

HADES

Ein Dielektronenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Institut für Kernphysik
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität

in Frankfurt am Main

von

Heike Schön

durchgeführt bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

Dezember 1995

Für meinen Vater
Johannes Neumann

Kurzfassung

Das Dielektronenspektrometer HADES (**H**igh **A**cceptance **D**ielectron **S**pectrometer) wird gegenwärtig am Schwerionensynchrotron der Gesellschaft für Schwerionenforschung (Darmstadt) aufgebaut. Die Spektroskopie von Elektron-Positron-Paaren (Dielektronen) aus Kern-Kern-Kollisionen mit Projektilenergien von 1 bis 2 GeV/Nukleon verspricht einen Einblick in die Eigenschaften von Hadronen bei Dichten, die das Dreifache von normaler Kerndichte erreichen. Es wird erwartet, daß sich die Massenverteilung der unterhalb der Schwelle erzeugten leichten Vektormesonen ρ , ω und ϕ anhand ihres Zerfalls in Dielektronen experimentell untersuchen läßt. Die Beobachtung von Massenänderungen kann Hinweise auf die Restauration der im Vakuum gebrochenen chiralen Symmetrie geben.

Die Eigenschaften des Spektrometers wurden in der vorliegenden Arbeit mit Simulationsrechnungen (GEANT) untersucht und optimiert. Zur Leptonenidentifizierung dient ein ortsempfindlicher Čerenkov-Zähler (RICH¹) mit Gasradiator, azimuthal symmetrischem Spiegel und UV-Photonendetektor. Durch die geometrische Anordnung des RICH und mit sechs supraleitenden Spulen in toroidaler Anordnung erreicht HADES eine Polarwinkelakzeptanz von 18° bis 85°. Die Feldverteilung ist der kinematischen Impulsverteilung angepaßt und garantiert Feldfreiheit im RICH. Je ein Paar Minidriftkammern vor und hinter dem Magnetfeldbereich messen die Trajektorie zur anschließenden Rekonstruktion von Impuls, Winkel und Vertex. Zuletzt passieren die Teilchen META, eine Detektorkombination von Szintillatoren und Schauerdetektor. Aus der Multiplizität geladener Teilchen in den Szintillatoren werden zentrale Kollisionen für den Trigger der ersten Stufe selektiert. Den Trigger der zweiten Stufe definieren zwei erkannte Ringe im RICH, die jeweils einem Elektronensignal in META zuzuordnen sind.

HADES ist ein Experiment der zweiten Generation. Die Messungen mit dem Dileptonenspektrometer DLS am BEVALAC (Berkeley, USA) ergaben nur für leichte Stoßsysteme e^+e^- -Spektren guter Statistik. HADES besitzt mit 35% die hundertfache geometrische e^+e^- -Akzeptanz des DLS. Darüber hinaus können mit einer Massenauflösung von weniger als 1% (DLS 12%) die e^+e^- -Beiträge von ω - und ρ -Meson getrennt werden. Es ist für die Anforderungen von Au+Au-Kollisionen bei hohen Kollisionsraten von 10^6 pro Sekunde konzipiert. Bei einer Anzahl von bis zu 170 Protonen und 20 geladenen Pionen sowie mehr als 0.1 e^+e^- -Paaren durch den π^0 -Zerfall werden pro zentraler Kollision etwa 10^{-6} Dielektronen aus dem ρ - oder ω -Zerfall erwartet.

Leptonen, die aus dem Zerfall verschiedener π^0 -Mesonen stammen, bilden kombinatorische e^+e^- -Paare, die auch im e^+e^- -Massenbereich der Vektormesonen beitragen können. Durch Rekonstruktion und durch Methoden der Untergrunderkennung wird der e^+e^- -Untergrund um nahezu zwei Größenordnungen unterdrückt, während die Effizienz für echte Dielektronen etwa 55% beträgt. Die Leptonen des verbleibenden Untergrunds stammen zu mehr als 50% aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall und zu etwa 40% aus externer Paarkonversion von γ -Quanten des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, wobei Konversionsprozesse im Radiatorgas und im Target zu gleichen Teilen beitragen. π^0 -Dalitz-Zerfall überwiegt im kombinatorischen Massenspektrum bis 500 MeV/c²; oberhalb von 500 MeV/c² dominiert externe Paarkonversion.

¹ Ring Imaging Cherenkov Counter

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	v
1 Motivation	1
1.1 Hadronen und chirale Symmetrie	1
1.2 Beschreibung relativistischer Schwerionenstöße	4
1.3 Antikaonen und Antiprotonen in dichter Materie	8
1.4 Hadronen und Dielektronen	12
2 HADES-Konzept	17
2.1 Anforderungen an das Detektorsystem	18
2.2 Kinematische Verteilungen im Laborsystem	20
2.2.1 e^+e^- -Ereignisgeneratoren	20
2.2.2 Polarwinkelakzeptanz	21
2.2.3 Impulsverteilungen	22
2.2.4 Diskriminierung von Hadronen	26
2.2.5 Kombinatorischer Untergrund	29
2.3 Überblick über das Spektrometer HADES	30
3 RICH	35
3.1 Targetsegmentierung	36
3.2 Čerenkov-Photonen	37
3.2.1 Čerenkov-Zähler	37
3.2.2 Spektrale Verteilung des Čerenkov-Lichts	38
3.3 RICH-Komponenten	39
3.3.1 Radiatorgas	39
3.3.2 UV-Detektor mit CsI-Photokathode	41

3.3.3	Fenster des UV-Detektors	42
3.3.4	Spiegel	42
3.4	Strahlengang	42
3.5	Ringerkennung	45
4	Das Magnetspektrometer	49
4.1	Supraleitende Spulen	49
4.2	Feldverteilung	50
4.3	Driftkammern	53
4.3.1	Driftzellen- und Feldgeometrie	55
4.3.2	Teilchenmultiplizität und Doppeltreffer	55
4.3.3	Drahtwinkel und Ortsauflösung	57
4.4	Geometrische Akzeptanz	59
4.4.1	Leptonenakzeptanz	59
4.4.2	Dielektronenakzeptanz	61
4.5	Spurrekonstruktion	62
4.5.1	Schritt A: Ortsrekonstruktion ohne Driftzeiten	63
4.5.2	Schritt B: Ortsrekonstruktion unter Einbeziehung der Driftzeiten	63
4.5.3	Schritt C: Spurselektion mit einer Transformationsmatrix	65
4.5.4	Schritt D: Fit der Trajektorien	65
4.6	Charakteristik von e^+e^- -Untergrundpaaren	66
4.6.1	Verluste niederenergetischer Untergrundleptonen	66
4.6.2	Drei Methoden zur Erkennung naher Trajektorien	67
4.7	Auflösung	69
4.7.1	Massenauflösung	69
4.7.2	Winkelauflösung	69
4.7.3	Impulsauflösung	70
4.7.4	HADES-Auflösung	71

5	META	75
5.1	Flugzeitwand	75
5.2	Schauerdetektor	77
5.3	Dielektroneneffizienz und Untergrund	78
6	Datenreduktion und Dielektronenselektion	81
6.1	Datenaufnahme: Trigger	81
6.1.1	Erste Stufe (I)	81
6.1.2	Zweite Stufe (II-IV)	84
6.1.3	Dritte Stufe (V)	85
6.1.4	Datenraten	86
6.2	Datenanalyse: Rekonstruktion und Selektion	86
6.2.1	χ^2 -Fenster (VII)	88
6.2.2	Vergleich der Trajektorie mit Ring und META-Signal (VIII)	89
6.2.3	Vertexfenster für Einzeltrajektorien (IX)	91
6.2.4	Aussonderung von Trajektorienpaaren (X)	92
6.2.5	Vertexfenster für Dielektronen (XI)	94
6.2.6	Impulsabhängigkeit der Analysefenster	94
6.3	Effizienz und Untergrundreduktion	95
7	Untergrundzusammensetzung	99
7.1	Untergrund durch Hadronen	99
7.1.1	Direkte Ionisation	99
7.1.2	δ -Elektronen	99
7.1.3	Szintillationslicht	100
7.1.4	Čerenkov-Licht durch Hadronen	101
7.2	Leptonischer Untergrund	101
7.2.1	e^+e^- -Paare aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall	101
7.2.2	Externe Paarkonversion	101
7.2.3	Compton-Elektronen	103

7.2.4	Sonstige Sekundärelektronen	104
7.2.5	Zusammenfassung	105
7.3	Untergrund nach der Rekonstruktion	105
7.3.1	Elektronen- und Positronenkandidaten	106
7.3.2	Massenverteilung des kombinatorischen Untergrunds	108
7.3.3	Paare von Trajektorien gleicher Polarität	109
7.3.4	Anteil der Untergrundprozesse am kombinatorischen Massenspektrum	112
8	Signal und Untergrund	113
8.1	Zusammensetzung des Dielektronenspektrums	113
8.2	Das Dielektronensignal	117
8.2.1	Radiatorgas: C_4F_{10} anstelle von C_2F_6	117
8.2.2	Charakteristik der rekonstruierten e^+e^- -Paare	118
8.2.3	Erwartete Raten	119
8.3	Vergleich mit dem DLS-Spektrometer	120
9	Zusammenfassung und Ausblick	123
A	Antiprotonen- und Kaonenproduktion	127
A.1	Experimentaufbau am Fragmentseparator	127
A.2	Meßprogramm	134
A.3	Analyse	134
B	Lorentz-Transformation	137
B.1	Winkelverteilungen im Impuldiagramm	137
B.2	Impuls- und Winkelverteilungen im Laborsystem	139
B.3	Observablen der Reaktion	140
C	Teilchenproduktion unterhalb der Schwelle	142
D	Mikroskopische Transportmodelle	143
E	RICH-Geometrie	145
E.1	Fokussierung paralleler Čerenkov-Strahlen	145
E.2	Strahlengang im sphärischen Spiegel	146
E.3	Asphärische Spiegel	149

Einleitung

We call m the invariant mass... The term „invariant“ signifies unchanged for any transformation of coordinates and, in particular, the same for all observers; constancy during the life-history of the body is an additional property of m attributed to our ideal billiard balls, but not assumed to be true for matter in general.

Sir Arthur S. Eddington, 1923

Eine wichtige Fragestellung der heutigen Kernphysik ist die Änderung der Eigenschaften von Hadronen in heißer und dichter Kernmaterie. Die Kenntnis dieser Eigenschaften bei extremen Bedingungen von Temperatur und Dichte ist Grundlage zum Verständnis der Vorgänge in Neutronensternen, bei Explosionen von Supernovae und während der Anfänge des Universums. Den experimentellen Zugang zu Dichten ρ oder Temperaturen T oberhalb des Grundzustandes von Kernmaterie ($\rho_0 \simeq 0.17 \text{ fm}^{-3}$, $T_0 \simeq 0 \text{ MeV}$) ermöglichen nur (ultra)relativistische Schwerionenstöße.

Gegenwärtig werden Modifikationen der Hadroneigenschaften in dichter Materie auf der Basis unterschiedlicher Modelle vorhergesagt. In einem Fall resultieren Massenänderungen von Mesonen aus der Restauration der chiralen Symmetrie und der damit verbundenen Massenänderung der konstituierenden Quarks. Bei anderen Modellen führt die Ankopplung von hadronischen Zuständen an die in Kernmaterie zusätzlich vorhandenen Freiheitsgrade zu einer Modifikation der sie charakterisierenden Formfaktoren.

Eine experimentelle Möglichkeit, solche Massenänderungen zu beobachten, ist durch die Teilchenproduktion in zentralen Schwerionenstößen gegeben. Während die Teilchenproduktion in ultrarelativistischen Schwerionenstößen am AGS (Berkeley) oder CERN SPS mit Projektilenergien oberhalb von 10 AGeV über mehrere Dichtephase erfolgt, beobachtet man bei Projektilenergien von wenigen AGeV Teilchen, die mit der verfügbaren Energie nicht in freien Nukleon-Nukleon-Kollisionen erzeugt werden können. Eine erhöhte Produktionswahrscheinlichkeit kann ein Hinweis auf eine Reduktion der effektiven Hadronenmassen innerhalb komprimierter Kernmaterie sein. Während positive Kaonen mit guter Statistik mit dem 4π -Spektrometer FOPI und dem **Kaonen** Spektrometer KAOS am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) untersucht werden können, ist die Rate negativer Kaonen aufgrund der höheren Schwellenenergie und wegen der größeren Absorptionswahrscheinlichkeit reduziert. Ein im Rahmen dieser Arbeit mit dem Fragmentseparator am SIS durchgeführtes Experiment ermöglicht die Messung negativer Kaonen und Antiprotonen bis zu hohen Teilchenimpulsen von 1 GeV/c im Schwerpunktsystem. Antiprotonen sind die bisher schwersten – bei Projektilenergien von 1 bis 2 AGeV – weit unterhalb der Schwelle erzeugten Teilchen, die direkt beobachtet wurden. Die neuesten Ergebnisse für das Kollisionssystem Ni+Ni bei Projektilenergien von 1.3 bis 1.93 AGeV

werden vorgestellt. Im Gegensatz zu Hadronen, werden Dileptonen oder Photonen aus dem Zerfall von Hadronen durch die starke Wechselwirkung nicht beeinflusst. Sie tragen daher nahezu ungestörte Informationen über die Bedingungen zum Zeitpunkt ihrer Entstehung. Die elektromagnetische Kopplungskonstante $\alpha = 1/137$ bedingt jedoch geringe Produktionswahrscheinlichkeiten. Da Elektron-Positron-Paare über ein virtuelles Photon erzeugt werden, wird dieser Zerfallskanal gegenüber hadronischen Zerfallskanälen um $\alpha^2 \simeq 5 \cdot 10^{-5}$ unterdrückt. In den bisher einzigen Messungen von e^+e^- -Paaren (Dielektronen) im Projektbereich einiger AGeV fand die DLS-Kollaboration² neutrale Vektormesonen. Der kombinatorische Untergrund und die geringe geometrische Akzeptanz des DLS erschweren jedoch bei schweren Projektil-Target-Systemen eine Analyse der Massenverteilung im Hinblick auf mögliche Resonanzstrukturen; insbesondere ist die Massenauflösung nicht ausreichend um den Beitrag des 8 MeV/c² breiten ω -Mesons von der Massenverteilung des ρ -Mesons mit 150 MeV/c² Breite zu unterscheiden.

Das Dielektronenspektrometer HADES (**H**igh **A**cceptance **D**i**E**lectron **S**pectrometer)³, das für die Messung von Dielektronen am SIS vorgeschlagen wurde, ist für hohe Kollisionsraten von 10⁶ pro Sekunde und hohe Multiplizitäten von bis zu 170 geladenen Teilchen in einer Kollision konzipiert. Im Vergleich zu DLS wird es für e^+e^- -Paare eine um zwei Größenordnungen höhere geometrische Akzeptanz und eine hohe Massenauflösung von etwa 1% (DLS: 12%) besitzen. Die Eigenschaften des Spektrometers, die unter Verwendung des Programmpakets GEANT simuliert wurden, werden in dieser Arbeit vorgestellt.

Kapitel 1 gibt einen Überblick über die theoretische und experimentelle Motivation. Die wichtigsten Aspekte, die zu der HADES-Geometrie führten, beschreibt Kapitel 2. Im Anschluß wird der Aufbau der Spektrometerkomponenten diskutiert. Kapitel 3 behandelt den ortsempfindlichen Čerenkov-Schwellenzähler RICH⁴. Ähnlich wie bei CERES am CERN SPS, das der Dielektronenspektroskopie im Bereich weniger hundert AGeV dient, besteht er aus einem azimuthal symmetrischen Spiegel und einem UV-Detektor in Rückwärtsrichtung zum Target. Das Magnetspektrometer, das aus sechs supraleitenden Spulen in toroidförmiger Anordnung und ortsempfindlichen Driftkammern besteht, stellt Kapitel 4 vor. In Kapitel 5 wird die Detektoranordnung META (**M**ultiplicity **E**lectron **T**rigger **A**rray) beschrieben, die aus Schauerdetektormodulen und einer Flugzeitwand zusammengesetzt ist. Die Methoden der Dielektronenselektion und der Unterdrückung kombinatorischer e^+e^- -Paare werden in Kapitel 6 behandelt. Die Untergrundzusammensetzung bei zentralen Schwerionenstößen und nach der Dielektronenrekonstruktion in HADES erläutert Kapitel 7. In Kapitel 8 werden die Simulationsergebnisse für das rekonstruierte Dielektronenspektrum vorgestellt.

²DLS=**D**i**L**epton **S**pectrometer (BEVALAC, LBL)

³Der HADES-Kollaboration gehören etwa 100 Mitarbeiter an (s. Seite 157) aus: Bratislava (Inst. of Physics), Catania (INFN), Clermont-Ferrand (Univ.), Darmstadt (GSI), Dubna (JINR), Frankfurt (Univ.), Gießen (Univ.), Krakau (Univ), Milano(INFN), Moskau (ITEP, KIAE, LPI, MEPI), München (Techn. Univ.), Nicosia (Univ.), Rez (NPI), Santiago de Compostela (Univ.) und Valencia (Univ.). Das HADES-Experiment wurde im Juni 1994 genehmigt [Had94].

⁴Ring Imaging Čerenkov Counter

Kapitel 1

Motivation

We look particularly to those places where it is reported to us that they are insecure.

Sir Arthur S. Eddington, 1923 [Edd23]

Der mittlere Abstand zwischen Nukleonen beträgt für die Dichte normaler Kernmaterie von $\rho_0 \simeq 0.17 \text{ fm}^{-3}$ etwa 1.8 fm. In relativistischen Schwerionenstößen mit Dichten bis zu $3\rho_0$ reduziert sich dieser Abstand auf weniger als 1.3 fm. Dies bedeutet zum Beispiel, daß die Radien der Ladungsverteilungen von Protonen und Pionen von etwa 0.9 und 0.7 fm häufig überlappen. Dieser Zustand, in dem die Individualität der Hadronen in Form von gebundenen Quarkzuständen erhalten bleibt, wird als *hadronische Phase*, *Pionengas* oder *Hadronengas* bezeichnet. Oberhalb einer Dichte von $\rho \simeq 5 - 10\rho_0$ oder einer Temperatur $T \simeq 150 \text{ MeV}$ erwartet man einen Phasenübergang zu dem *Quark-Gluon-Plasma*, das gekennzeichnet ist durch die völlige Auflösung der Hadronen in Quarks und Gluonen (*Deconfinement*) [Ani81, Jac82].

In der hadronischen Phase ist zu erwarten, daß die Wechselwirkung zwischen den Konstituenten von Baryonen und Mesonen, d. h. den Quarks und den Gluonen, die intrinsischen Eigenschaften der Hadronen wie Masse, Größe und Zerfallparameter etc. ändert. Eine störungstheoretische Beschreibung der Wechselwirkung ist im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) nur bei einem Abstand $\ll 1 \text{ fm}$ möglich. Dies führt zur Koexistenz mehrerer (zum Teil phänomenologischer) Modelle. Einige dieser Modelle basieren auf den Eigenschaften der Symmetrien in der QCD [Wei93].

1.1 Hadronen und chirale Symmetrie

C'est la dissymétrie qui crée le phénomène
Pierre Curie, 1894

Unter der Annahme masseloser Quarks ist die Chiralität eine Erhaltungsgröße, da zu einem mit Lichtgeschwindigkeit bewegten Teilchen kein Koordinatensystem existiert, von dem aus die Projektion des Spins auf den Impulsvektor (Helizität) das Vorzeichen wechselt. Dies bedeutet, daß rechts- und linkshändige masselose Quarks nicht miteinander mischen. In gegenwärtigen Konzepten der Feldtheorie erklärt man die beobachteten Quarkmassen durch eine Brechung dieser Symmetrie. Die nicht verschwindenden Massen der von ihrer Gluonen- und Quarkpaarwolke entblößten Stromquarks von [Gas82, Don89]

$$m_u = (5 \pm 2) \text{ MeV}/c^2, \quad m_d = (9 \pm 3) \text{ MeV}/c^2, \quad m_s = (175 \pm 55) \text{ MeV}/c^2 \quad (1.1)$$

werden auf eine *explizite* Brechung der chiralen Symmetrie zurückgeführt. Die resultierende (geringe) Mischung der rechts- und linkshändigen Quarks kann aufgrund der geringen Stromquarkmasse störungstheoretisch behandelt werden.

Die Stromquarkmassen liegen erheblich unter der Masse der Konstituentenquarks von etwa $300 \text{ MeV}/c^2$, die man durch eine *spontane* Symmetriebrechung zu erklären versucht. Der energetisch günstigste Zustand des Vakuums führt zur Ausbildung des chiralen Kondensats; darunter versteht man einen nicht verschwindenden Erwartungswert $\langle \bar{q}q \rangle$ für die Dichte virtueller Quark-Antiquark-Paare. Aus der theoretischen Analyse experimenteller Daten der Mesonenspektroskopie ergibt sich [Shi79]:

$$\langle \bar{d}d \rangle \simeq \langle \bar{u}u \rangle \simeq - \{ (230 \pm 25) \text{ MeV}/(\hbar c) \}^3 = -1.6 \text{ fm}^{-3} \quad (1.2)$$

Ein anschauliches Beispiel für eine spontane Symmetriebrechung ist ein Ferromagnet: Bei Abkühlung unter die kritische Temperatur T_c stellt sich *spontan* eine nicht verschwindende Magnetisierung ein, die das Analogon zum $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensat ist. Da die Magnetisierung eine Richtung im Raum ausweist, ist die Rotationssymmetrie spontan gebrochen; die das System beschreibende Hamilton-Funktion ist dagegen rotationssymmetrisch.

Im Rahmen des Nambu & Jona-Lasinio-Modells [Nam61] erhalten die Quarks durch Wechselwirkung mit dem chiralen Kondensat eine dynamische Masse. Diese dynamische Masse wird mit der Konstituentenquarkmasse identifiziert. Mit der Quarkmasse wird auch die Nukleonenmasse M_N vom chiralen Kondensat beeinflusst. Es wird ein linearer Zusammenhang abgeleitet [Iof81]:

$$M_N \sim -\langle \bar{q}q \rangle. \quad (1.3)$$

Restauration der chiralen Symmetrie

Entsprechend Bild 1.1 erwartet man mit zunehmender Temperatur und Dichte, daß der Absolutbetrag des $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensats abnimmt und somit zu einer Restauration der chiralen Symmetrie führt [Wei94]. Anschaulich läßt sich das durch die Beschreibung des Nukleons als Zelle mit drei von Mesonenfeldern umgebenen Valenzquarks verstehen (*Bag-Modell*). Die Mesonen repräsentieren im Gegensatz zum $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensat eine lokale positive skalare Dichte. Durch starke Polarisierungseffekte reduzieren die Valenzquarks mit zunehmender Baryondichte die $\langle \bar{q}q \rangle$ -Dichte.

Der Absolutbetrag des $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensats fällt nach Bild 1.1 erst bei Temperaturen oberhalb von 150 MeV signifikant ab [Ger89]¹. Nach diesem Phasenübergang sucht man in ultrarelativistischen Schwerionenstößen mit Projektilenergien oberhalb von 10 AGeV , in denen solche hohen Temperaturen erreicht werden.

¹ Im Gegensatz zu der in [Ger89] angegebenen Abnahme des Absolutwertes des $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensats bis auf $\langle \bar{q}q \rangle \simeq 0$ wird in [Wam95] beschrieben, daß das $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensat ab 200 MeV asymptotisch bei etwa $0.7 \langle \bar{q}q \rangle_0$ verläuft.

Eine lineare Abhängigkeit des $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensats von der Dichte ρ wurde zuerst von [Dru90] angegeben:

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle_\rho}{\langle \bar{q}q \rangle_0} \simeq 1 - 0.35 \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (1.4)$$

Danach wird das chirale Kondensat schon in normaler Kernmaterie ($\rho = \rho_0$) um etwa 35% reduziert. Die Berechnung der Terme höherer Ordnung in ρ sind nach [Bro95] bis $\rho \simeq \rho_0$ vernachlässigbar; bei $\rho \simeq 2\rho_0$ wird gegenüber dem linearen Abfall ein um 15% erhöhter Absolutwert des $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensats angegeben. Bei einer Baryonendichte von 2 bis 3 ρ_0 , die in relativistischen Schwerionenstößen erreicht wird, wird dementsprechend eine Restauration der chiralen Symmetrie von mehr als 60% erwartet. Vollständige Restauration erfolgt nach Bild 1.1 bei $\rho \simeq 5\rho_0$.

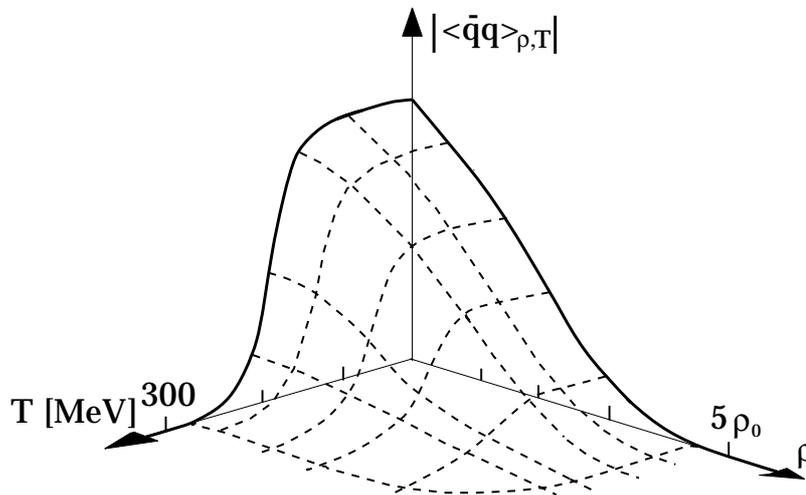


Bild 1.1: Das $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensat als Funktion der Nukleonendichte ρ in Einheiten der Grundzustandsdichte von Kernmaterie ($\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$) und der Temperatur T (aus [Wei94]).

Hadronenmassen

Für die relative Änderung der effektiven Nukleonenmasse M_N^*/M_N mit der Baryonendichte folgt nach Glg. 1.3 eine lineare Abhängigkeit vom $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensat und nach Glg. 1.4 ebenso von der Dichte:

$$\frac{M_N^*}{M_N} = \frac{\langle \bar{q}q \rangle_\rho}{\langle \bar{q}q \rangle_0} \simeq 1 - 0.35 \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (1.5)$$

Die Restauration der chiralen Symmetrie führt damit zur Reduktion der effektiven Nukleonenmasse M_N^* .

Im Rahmen chiraler Modelle wird vermutet, daß Glg. 1.5 auch für Mesonen gilt [Kus92, Lu92b]. Eine Ausnahme bilden Kaonen und Pionen, die in Folge der Symmetriebrechung nach der Eichfeldtheorie als Pseudo-Goldstein-Bosonen in Erscheinung treten. Während die Pionenmasse keine Abhängigkeit von der Baryonendichte zeigt, führt die Berücksichtigung des Austauschs von Vektormesonen mit zunehmender Dichte zu einem leichten Anstieg der

K^+ -Masse und zu einem starken Abfall der K^- -Masse bis zum Verschwinden bei Dichten von $5 \rho_0$ [Lu92, Li94b]².

Brown und Rho [Bro90, Bro91] stellten im Gegensatz zu Glg. 1.5 für die Massenänderung aller Hadronen abgesehen von pseudoskalaren Mesonen (z. B. Pionen und Kaonen) folgende Hypothese auf:

$$\frac{M^*}{M} = \left(\frac{\langle \bar{q}q \rangle_\rho}{\langle \bar{q}q \rangle_0} \right)^{1/3} \quad (1.6)$$

Dies ergibt bei der Dichte $\rho = \rho_0$ eine Massenänderung (Verschiebung zu kleinen Massen) von nur 10% im Vergleich zu etwa 35%, wenn die Gültigkeit von Glg. 1.5 angenommen wird.

1.2 Beschreibung relativistischer Schwerionenstöße

Wenn die Aufgabe gestellt ist, die prinzipielle Einheitlichkeit der Materie durch Versuche nachzuprüfen, so können wir die Materie den stärksten möglichen Kräften aussetzen, sie den extremsten Bedingungen unterwerfen, um zu sehen, ob letzten Endes Materie in irgendwelche Materie umgewandelt werden kann.

Werner Heisenberg, 1958 [Hei84]

Für die weitere Diskussion, die sich mit der experimentellen Beobachtbarkeit der Massenänderung von Hadronen beschäftigt, wird im folgenden ein Einblick in den zeitlichen Verlauf einer relativistischen Schwerionenkollision (mit ruhendem Target) und die beobachtete Teilchenproduktion gegeben.

Eine Kollision von Projektil und Targetkern wird charakterisiert durch:

1. die Projektil-Energie in AGeV (Energie pro Nukleon),
2. die Radien der beiden Kerne (bzw. ihre Atommassen),
3. den Stoßparameter.

Mit abnehmendem Stoßparameter nimmt das Volumen zu, mit dem die kollidierenden Kerne überlappen, und die Anzahl an Nukleonen in dieser Zone (Partizipanten) steigt. Bei zentralen Kollisionen überlappen die beiden Kerne nahezu vollständig. Dies gilt beim symmetrischen System Au+Au mit Kernradien³ von etwa 7 fm schon bei Stoßparametern $b < 3$ fm.

² Den Einfluß der hadronischen Materie auf Teilchen und Antiteilchen beschreibt man durch ein dichte- und impulsabhängiges mittleres Potential, das aus Mesonenfeldern zusammengesetzt ist. Der attraktive skalare Anteil (U^s , Austausch skalarer Mesonen) kann dabei als Änderung der effektiven Masse ($U^s = M^* - M$) und der repulsive vektorielle Anteil (U^v , Austausch von Vektormesonen) als Änderung des effektiven Viererimpulses ($U_\mu^v = p_\mu - p_\mu^*$) interpretiert werden. Während der skalare Teil für Teilchen und Antiteilchen gleich ist, ändert U^v das Vorzeichen und wirkt für das Antiteilchen ebenfalls attraktiv.

³Der Radius r eines Kerns läßt sich nach dem geometrischen Modell mit $r = r_0 A^{1/3}$ parametrisieren, wobei gilt: $r_0 \simeq 1.2$ fm.

In der Kollisionszone werden die Partizipanten in hochenergetischen Nukleon-Nukleon-Stößen abgebremst, wodurch es zur Aufheizung und Verdichtung kommt. Bei einer hinreichend großen Anzahl von NN-Stößen kann das System das thermische Gleichgewicht erreichen. Auf dieses „Feuerballszenario“ oder zumindest auf eine Phase stark komprimierter Kernmaterie gibt es folgende Hinweise:

1. Der Wirkungsquerschnitt von Kaonen und Pionen folgt annähernd einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung

$$\sigma_{inv} \sim E_{kin}^{cm} \exp(-E_{kin}^{cm}/T). \quad (1.7)$$

Aus der Abhängigkeit des invarianten Wirkungsquerschnitts σ_{inv} (s. Anhang B.3) von der kinetischen Teilchenenergie im Schwerpunktsystem E_{kin}^{cm} ergibt sich ein „Temperaturparameter“ T (k *Temperatur) für dieses System.

2. Für positive Kaonen, die das Zentrum der Kollision wegen ihrer großen mittleren freien Weglänge (s. Tabelle 1.1) fast ungehindert verlassen können, wird eine (azimutal) annähernd isotrope Winkelverteilung beobachtet [Schn89, Rit95].
3. Vor allem bei weniger zentralen Schwerionenstößen beobachtet man kollektive Effekte [Gut90, Fop95]. Durch die Kompression der Kernmaterie werden hochenergetische Teilchen senkrecht zur Reaktionsebene herausgespritzt, während die Materie des Randbereichs innerhalb der Reaktionsebene zur Seite abgedrängt wird [Ber84].
4. Man beobachtet die Emission von Teilchen, für deren Erzeugung eine höhere Energie benötigt wird, als dem einzelnen Nukleon-Nukleon-Paar zur Verfügung steht. Dies bezeichnet man als Produktion unterhalb der (Energie-)Schwelle.

Teilchenproduktion unterhalb der Schwelle

Die Schwellenenergien von einigen in Schwerionenkollisionen von 1 bis 2 AGeV nachgewiesenen Teilchen sind in Tabelle 1.1 aufgeführt (vgl. Anhang C). Je höher der Impuls des beobachteten Teilchens, desto mehr Energie wird im NN-System für die Produktion benötigt. Die effektiven Schwellenenergien sind somit im allgemeinen höher als die in Tabelle 1.1 angegebenen Schwellenenergie E_{thr} für die Produktion ruhender Teilchen. Falls die Teilchenproduktion nur wenig unterhalb der Schwelle stattfindet, so genügt zu ihrer Begründung oft die Fermi-Bewegung der Nukleonen ($p_f = hc(3\rho_0/4)^{1/3} \simeq 270 \text{ MeV}/c$), welche die im NN-System verfügbare Energie E_{kin}^{NN} erhöht. Weit unterhalb der Schwelle wird die Teilchenproduktion auf eine hohe Baryonendichte im Überlappbereich zurückgeführt:

- Direkter Zerfall von Deltas und von schweren Resonanzen sowie Mehrstufenprozesse (Tabelle 1.1).
- Eine Reduktion der effektiven Masse der Nukleonen M_N^* oder des beobachteten Teilchens m^* reduziert die Schwellenenergie für die Produktion eines Teilchens in einem einfachen Nukleon-Nukleon-Stoß.

- In Abhängigkeit von der Kompressibilität der Materie nimmt die Energie der Nucleonen mit der Dichte zu.

Teilchen	Prozeß NN \rightarrow	E_{thr}^{cm} [GeV]	E_{thr} [AGeV]	λ_{free} [fm]	Prozesse	Referenz
π	NN π	0.140	0.29	1	$\Delta \rightarrow N\pi$	
η	NN η	0.555	1.25	1	$N^* \rightarrow N\eta$	[Cas90]
K^+	N Λ K^+	0.675	1.56	5	$\Delta \rightarrow K^+YN$; $\Delta\Delta \rightarrow K^+YN$ ($Y = \Lambda$ oder Σ)	[Har94] [Mar94] [Fan94]
ρ	NN ρ	0.780	1.85	1	$\Delta_i \rightarrow N\rho$; $N_j \rightarrow N\rho$ $\pi^- \pi^+ \rightarrow \rho$	[Sto94] [Gal87]
K^-	NN K^+K^-	0.990	2.54	1	$\pi Y \rightarrow K^-N$	[Bart85] [Li94b]
ϕ	NN ϕ	1.019	2.57	1	$K^+K^- \rightarrow \phi$	[Li94a]
\bar{p}	NN $p\bar{p}$	1.890	5.63	0.5	$\rho\rho \rightarrow p\bar{p}$ $\Delta N \rightarrow NN p\bar{p}$; $\Delta\Delta, \rightarrow NN p\bar{p}$;	[Ko89] [Koc89]

Tabelle 1.1: Teilchen, die bis auf das Pion bei 1 bis 2 AGeV unterhalb der Schwelle erzeugt werden. Die zweite Spalte enthält die Prozesse, die bei einem Nukleon-Nukleon-Stoß (NN) zur direkten Teilchenproduktion führen. E_{thr}^{cm} gibt die kinetische Energie an, die das NN-Paar besitzen muß. E_{thr} ist die für die direkte Produktion benötigte Projektilenergie. λ_{free} ist die mittlere freie Weglänge bei Baryonendichten $\rho \simeq \rho_0$. Die Werte λ_{free} für die aufgeführten Teilchen, abgesehen von den Vektormesonen [Asb67], entsprechen Bild 1.3 [Dov79] bei mittleren Schwerpunktsimpulsen von 400 MeV/c. Bei Baryonendichten oberhalb der Grundzustandsdichte treten die Prozesse auf, die in der letzten Spalte angegeben sind: Direkter Zerfall von Resonanzen sowie Mehrstufenprozesse.

Zeitliche Abfolge

Zur Berechnung der Dynamik von relativistischen Schwerionenstößen werden mikroskopische Transportmodelle verwendet, mit denen die Entwicklung der Kollisionszone über mehrere NN-Stoßgenerationen simuliert wird. Meist basieren diese Rechnungen auf dem Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU)- [Aic85, Cas90] oder dem Quanten-Molekular-Dynamik - (QMD)-Modell [Aic86, Ros86], mit den relativistischen Erweiterungen RBUU und RQMD (s. Anhang D). Die Berücksichtigung des Isospins der Teilchen (z.B. Unterscheidung zwischen Proton und Neutron), führt zur IQMD [Aic86, Ros86]. Die Ergebnisse solcher Rechnungen für die zeitliche Entwicklung der Dichte in dem Zentralbereich einer Au+Au-Kollision bei 1 AGeV zeigt Bild 1.2 [Bas95].

Es werden entsprechend Bild 1.2 drei Phasen I-III unterschieden:

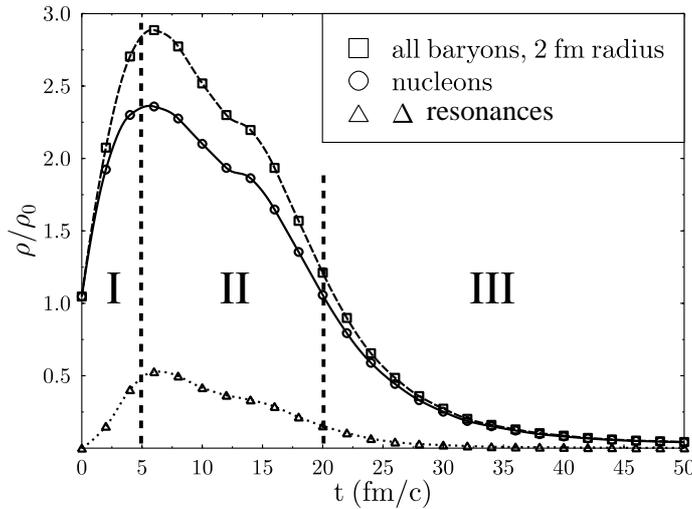


Bild 1.2: Zeitliche Entwicklung der Dichte in einer Au+Au-Kollision bei 1 AGeV nach IQMD-Rechnungen [Bas95]. Die Dichtefunktion wurde im Zentrum der Kollision über eine Kugel mit Radius 2 fm gemittelt. Die Phasen I-III werden im Text beschrieben. ($1 \text{ fm/c} \simeq 3.3 \cdot 10^{-24} \text{ s}$).

- I. Abbremsung von Target- und Projektilteilchen unter Emission harter Bremsstrahlung und Aufbau der Hochdichtephase über eine Zeitspanne von etwa 5 fm/c.
- II. Die Baryondichte erreicht für eine Zeitspanne von etwa 15 fm/c das zwei- bis dreifache der Grundzustandsdichte ρ_0 und im Fall einer Thermalisierung eine Temperatur von etwa 100 MeV. In der hochangeregten Kernmaterie bilden sich vor allem $\Delta(1232)$ -Resonanzen, die unter Emission von Pionen zerfallen; die erzeugten Pionen regen durch Resorptionsprozesse wiederum Nukleonen zu Deltas an. Aus den gemessenen Mesonenmultiplizitäten schließt man, daß etwa 10-30% aller Nukleonen in der Kollisionszone zu Resonanzen angeregt sind [Met93, Ave94]⁴.
Während $p\bar{p}$ -Paare nur in der Phase höchster Dichte erzeugt werden können, entstehen leichtere Teilchen, wie Kaonen und η -Mesonen mit kleineren Schwellenenergien auch noch bei geringeren Dichten (Tabelle 1.1). Die Pionenerzeugung erfolgt oberhalb der Schwelle und erstreckt sich bis in Phase III.
- III. Die Dichte nimmt wieder ab, während das System expandiert.

- Baryonen und Mesonen (Kaonen, Antiprotonen, η -Mesonen etc.) durchlaufen Absorptions- und Streuprozesse, die ihre Observablen wie z. B. Masse, Impulsverteilung und Raten beeinflussen. Gegenüber positiven Kaonen besitzen Antikaonen und Antiprotonen ähnlich wie Vektormesonen und das η -Meson eine wesentlich kleinere mittlere freie Weglänge (Bild 1.3).
- Photonen und e^+e^- -Paare geben – unbeeinflusst von starken Wechselwirkungsprozessen während der Expansion – Aufschluß über die Bedingungen zum Zeitpunkt ihrer Entstehung. Sie tragen somit direkte Informationen über die Hochdichtephase, falls der Prozeß, der sie erzeugt, nur während dieser Phase andauert.

⁴Bei einer Baryondichte von nahezu $3 \rho_0$ besitzen die Resonanzzustände, falls sie einen Anteil von 30% ausmachen, einen mittleren Abstand entsprechend der Kerngrundzustandsdichte ρ_0 ; dies führt zum Begriff *Resonanzmaterie*.

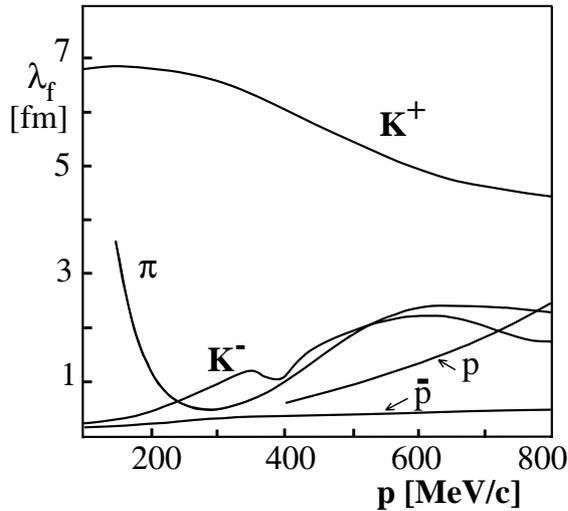


Bild 1.3: Mittlere freie Weglänge einiger Hadronen in Kernmaterie (im Grundzustand) als Funktion ihres Schwerpunktmomentums [Dov79].

1.3 Antikaonen und Antiprotonen in dichter Materie

Negative Kaonen und Antiprotonen werden bei 1 bis 2 AGeV weit unterhalb der Schwelle und somit in der dichten Phase der Schwerionenkollision erzeugt. Daher wird erwartet, daß sich der Einfluß der hadronischen Materie, der zu einer Änderung der effektiven Masse führen sollte, experimentell untersuchen läßt. Im folgenden werden die Ergebnisse eines Experiments zur Antikaonen- und Antiprotonenproduktion im System Ni+Ni bei 1.3 bis 1.93 AGeV am Fragmentseparator (FRS) der GSI vorgestellt, das im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde.

Das Experiment am Fragmentseparator

Mit dem Fragmentseparator [Gei92] werden in dem hier beschriebenen Experiment negative Teilchen bei einer festen Impulseinstellung vom Primärstrahl separiert, die unter 0° zur Strahlrichtung emittiert werden. Es wurde eine Impulsakzeptanz $\Delta p/p = \pm 3\%$ bei einem Raumwinkel von etwa 3 msr erreicht. Die Flugzeitbestimmung über verschiedene Strecken in Verbindung mit Veto-Signalen von Čerenkov-Zählern ermöglicht eine redundante Teilchenidentifikation. Diese wird benötigt, da die Pionenrate die Antiprotonenrate um etwa 7 Größenordnungen übersteigt. Der Experimentaufbau und die Methode der Auswertung wird in Anhang A beschrieben.

Das Projektil-Target-System $^{58}\text{Ni}+\text{Ni}$ ist das bisher schwerste System, bei dem Antiprotonenproduktion beobachtet wurde. Mit einem kleinen Verhältnis von Oberfläche zu Volumen eignet es sich besonders zur Untersuchung des Einflusses von Teilchenabsorption und $p\bar{p}$ -Annihilation. Das hier besprochene Experiment ergänzt vorhandene Daten [Schr93, Schr94] für das System Ni+Ni bei 1.93 AGeV und 1.8 AGeV, d. h. mittleren Energien im Target von 1.85 AGeV bzw. 1.66 AGeV, mit weiteren Projektilenergie- und Impulseinstellungen. Aus den gemessenen Teilchenproduktionsquerschnitten für Ni+Ni bei 1.85 AGeV [Schr94]

schließt man im Rahmen von RBUU-Rechnungen (s. Seite 6), daß Mediummodifikationen, insbesondere der effektiven Masse, von großer Bedeutung sind. Der Einfluß der Mediumeffekte, die mit einem skalaren Potential (s. Fußnote S. 4) berücksichtigt werden, reduziert die Produktionsschwelle von Antiprotonen [Tei94, Li94c] und Antikaonen [Li94b]. Dadurch wird die Produktionswahrscheinlichkeit um eine Größenordnung erhöht. Durch $p\bar{p}$ -Annihilation wird die Anzahl der erzeugten Antiprotonen jedoch um zwei Größenordnungen reduziert. Die nach diesen Rechnungen verbleibende Teilchenrate entspricht den experimentellen Daten. RQMD-Rechnungen (s. Seite 6) ergeben auf der anderen Seite unter Einbeziehung der endlichen Bildungszeit eine wesentlich höhere Überlebensrate [Spi94], da die Antiprotonen im Mittel zu einem späteren Zeitpunkt der Kollision, d. h. bei einer geringeren Dichte entstehen.

Anregungsfunktion

Die entsprechend Bild 1.3 impulsabhängigen Absorptionseinflüsse konnten für die Bestimmung der Anregungsfunktionen eliminiert werden, indem die Impulseinstellung in Abhängigkeit von Energie so gewählt wurde, daß für Antiprotonen etwa gleiche Schwerpunktsimpulse resultierten. Bild 1.4a zeigt die Ergebnisse als Funktion der im Nukleon-Nukleon-System

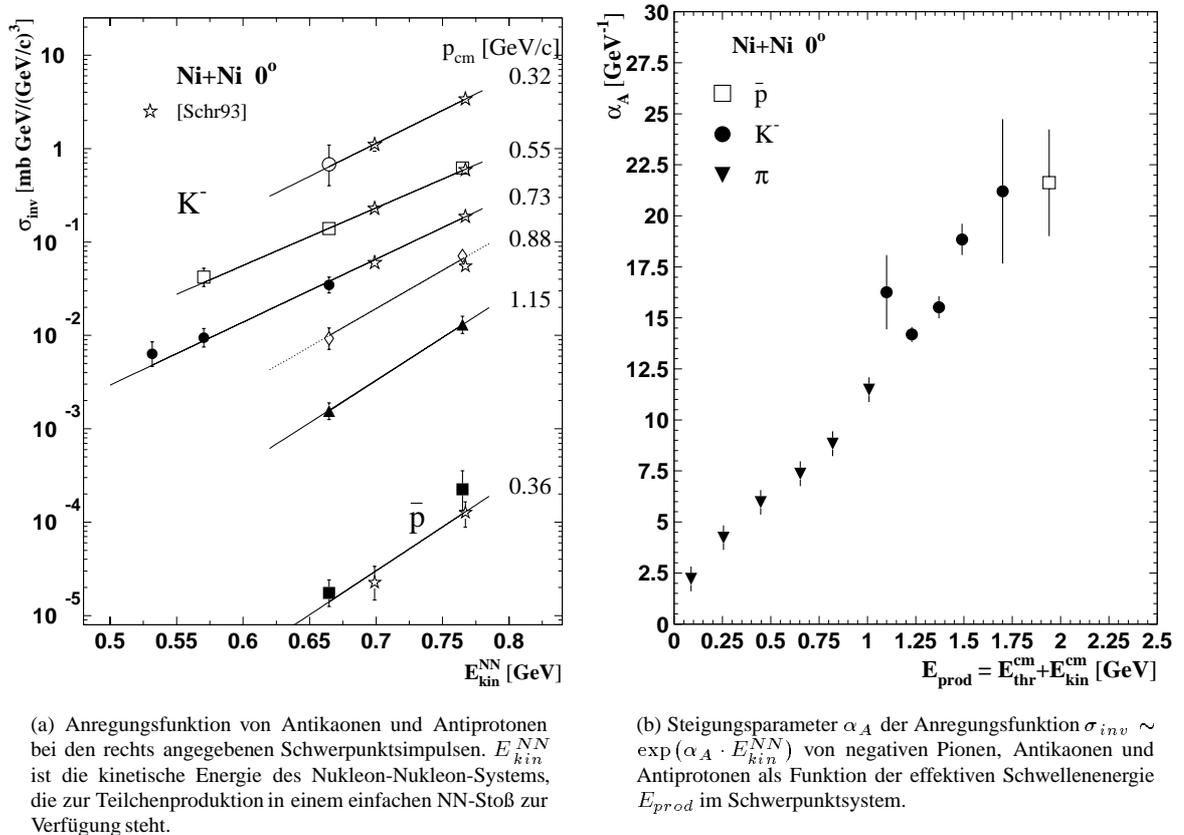


Bild 1.4: Anregungsfunktion für das System Ni+Ni.

zur Verfügung stehenden Energie E_{kin}^{NN} für Antikaonen und Antiprotonen gemeinsam mit den Datenpunkten aus [Schr94]. Für die Parametrisierung

$$\sigma_{inv} \sim \exp(\alpha_A \cdot E_{kin}^{NN}) \quad (1.8)$$

resultieren Steigungsparameter α_A , welche in Bild 1.4b als Funktion von der effektiven Schwellenenergie, d. h. der Summe aus Schwellenenergie und kinetischer Teilchenenergie im Schwerpunktsystem aufgetragen sind (s. Anhang C). Die Steigungsparameter von Antikaonen und Antiprotonen einschließlich der negativen Pionen [Gil95] des gesamten analysierten Impulsbereichs liegen dabei auf einer Kurve, obwohl die Wirkungsquerschnitte um einige Größenordnungen auseinanderliegen. Bei einer Reduktion der effektiven Masse sollten sich die Steigungsparameter der betroffenen Teilchensorte zu kleinen Werten verschieben. Gleichzeitig führt dies jedoch zu einer Reduktion der effektiven Schwellenenergie E_{prod} . Insbesondere der Verlauf der Steigungsparameter der Antiprotonen kann nur mit einer besseren Statistik und weiteren Datenpunkten mit anderen Impulseinstellungen geklärt werden.

Bild 1.5a zeigt den invarianten Wirkungsquerschnitt als Funktion der effektiven Schwellenenergie E_{prod} . Es ist eine deutliche Abhängigkeit von der Projektilenergie zu erkennen. Aus der exponentiellen Abhängigkeit der Antikaonenquerschnitte ergibt sich nach Glg. 1.7 ein „Temperaturparameter“ von etwa 100 MeV, wobei jedoch keine Absorptionskorrektur vorgenommen wurde. Eine solche Korrektur sollte eine größere Steigung und somit einen geringeren Temperaturparameter ergeben, da die Absorption verstärkt bei kleinen Impulsen zu geringeren Querschnitten führt.

In [Schr93] wird für den invarianten Wirkungsquerschnitt die Skalierung

$$\sigma_{inv} \sim \exp\left\{\frac{(E_{kin}^{NN} - E_{prod})}{E_0}\right\} \quad (1.9)$$

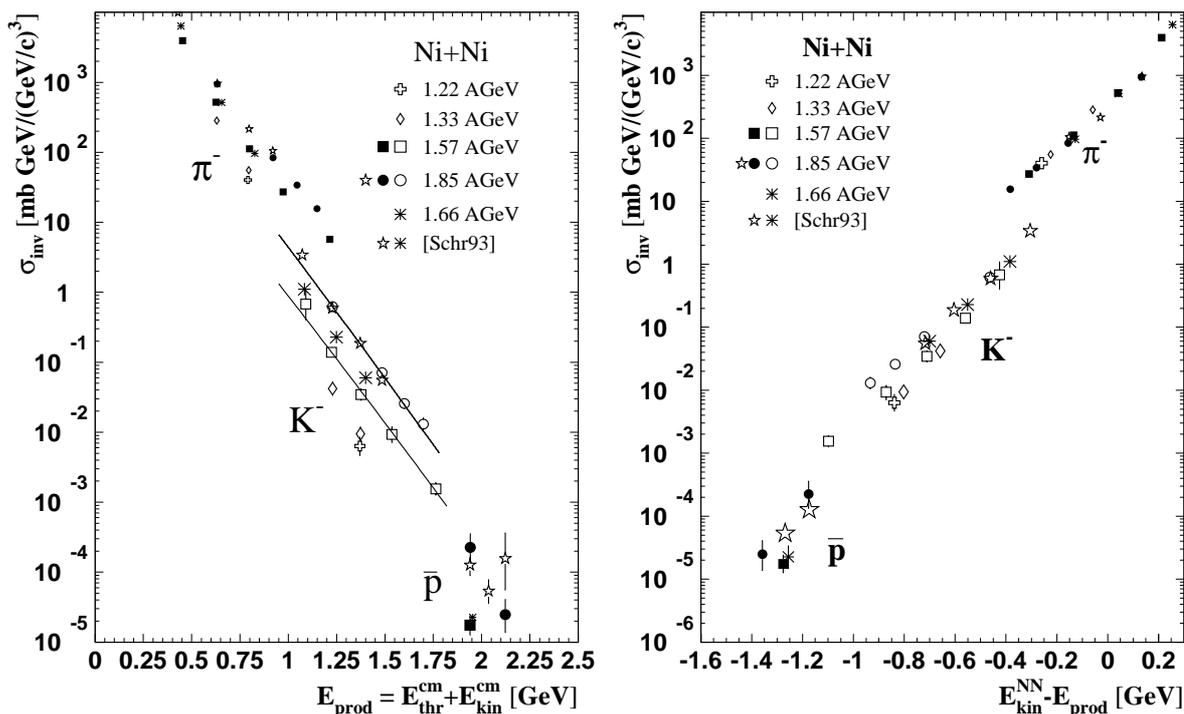
mit der Defizitenergie $(E_{kin}^{NN} - E_{prod})$ angegeben. Diese Energie fehlt dem Nukleon-Nukleon-System um das Teilchen zu erzeugen⁵. Nach den neueren Messungen mit kleineren Projektilenergien von 1.22 AGeV bis 1.57 AGeV ergibt sich jedoch ein differenziertes Bild. Die Daten weichen bei dieser Auftragung zwar weniger voneinander ab als bei Auftragung über E_{prod} , doch zeigen insbesondere die K^- -Verteilungen in Bild 1.5b eine deutliche Abhängigkeit von der Projektilenergie.

Absorption

In Bild 1.5 ist für den invarianten Wirkungsquerschnitt ein deutlicher Sprung von etwa einer Größenordnung zwischen Pionen und Antikaonen und zwischen Antikaonen und Antiprotonen zu beobachten. Für das leichtere System Ne+Sn werden bei dieser Auftragung, allerdings bei einem deutlich geringeren Projektilenergie- und Teilchenimpulsbereich, keine

⁵ Bei einer Defizitenergie von Null besitzt das NN-System die effektive Schwellenenergie zur Teilchenerzeugung.

signifikanten Sprünge beobachtet. Für das System Ni+Ni können die Abweichungen qualitativ auf die größeren mittleren freien Weglängen hochenergetischer Pionen bzw. Antikaonen gegenüber niederenergetischen Antikaonen bzw. Antiprotonen zurückgeführt werden (s. Bild 1.3). Dies zeigt auch die Abschätzung der impulsabhängigen Absorption in [Schr93]. Eine quantitativere Analyse wird durch die schlechte Kenntnis der Verteilung der Nukleondichte sowie der erzeugten Teilchen erschwert.



(a) Invarianter Wirkungsquerschnitt als Funktion der effektiven Schwellenenergie E_{prod} im Schwerpunktsystem. E_{prod} ist die Summe aus Schwellenenergie E_{thr}^{cm} und kinetischer Energie des Teilchens E_{kin}^{cm} im Schwerpunktsystem.

(b) Invarianter Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Defizitenergie ($E_{kin}^{NN} - E_{prod}$). Dies ist die Energie, die dem Nukleon-Nukleon-System mit der kinetischen Energie E_{kin}^{NN} fehlt, um ein Teilchen mit der effektiven Schwellenenergie E_{prod} zu erzeugen.

Bild 1.5: Invarianter Wirkungsquerschnitt negativer Pionen, Kaonen und Antiprotonen. Die verschiedenen Symbole kennzeichnen die mittlere Energie, die die Projektilionen unter Berücksichtigung des Energieverlusts im Target besitzen. Zur Unterscheidung der Teilchensorten kommt das gleiche Symbol sowohl weiß als auch schwarz vor.

Vergleich mit anderen experimentellen Daten

Auch die KAOS-Kollaboration hat im System Ni+Ni die Emission von Antikaonen gemessen. Die Messung erfolgte bei einer Projektilenergie von 1.8 AGeV unter einem Laborwinkel (zur Strahlachse) von $\vartheta \simeq 44^\circ$, jedoch mit maximalen Schwerpunktsimpulsen von 0.7 GeV/c im Vergleich zu maximalen Impulsen von 1.1 GeV/c bei den FRS-Messungen. Die invarianten Wirkungsquerschnitte liegen nach einer vorläufigen Auswertung [Bart95] etwa einen Faktor Zwei oberhalb der Querschnitte, die mit dem Fragmentseparator bei einer mittleren Projektilenergie von 1.85 AGeV gemessen wurden. Eine Abweichung in diese

Richtung erwartet man aus der Reaktionsdynamik, wenn berücksichtigt wird, daß die Teilchenemission auch aus peripheren Kollisionen erfolgt. Die von KAOS gemessenen Teilchen, die im Schwerpunktsystem unter 90° emittiert werden, durchqueren weniger Spektatormaterial, als die vom FRS-Experiment gemessenen Teilchen, die unter 0° emittiert werden. Spektatoren sind hierbei die nicht an der Reaktion teilnehmenden (*zuschauenden*) Nukleonen.

1.4 Hadronen und Dielektronen

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, daß die Interpretation der Teilchenverteilungen bei der direkten Beobachtung von Hadronen insbesondere bei Antikaonen und Antiprotonen durch Absorptionsprozesse stark erschwert wird. Der elektromagnetische Zerfall von Hadronen ermöglicht dagegen einen weitgehend ungestörten Blick zurück bis zu dem Zeitpunkt, zu dem das Teilchen zerfallen ist.

Aus den elektromagnetischen Zerfallsprodukten läßt sich unter anderem die invariante Masse des Teilchens rekonstruieren, die der Norm seines Viererimpulses \mathcal{P}^X entspricht, und damit ein Lorentz-Skalar ist. Für den Zweikörperzerfall eines Teilchens X in ein Elektron und ein Positron gilt:

$$M_{inv}^X = \|\mathcal{P}^X\| = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2} \quad (1.10)$$

Dabei sind E_{e^\pm} und p_{e^\pm} die Gesamtenergien und Impulse von Elektron bzw. Positron, z. B. im Laborsystem ($c \equiv 1$).

Experimente zur Dileptonenproduktion (e^+e^- - und $\mu^+\mu^-$ -Paare) in Nukleon-Kern- und Nukleon-Nukleon-Kollisionen von 100 bis 450 AGeV (CERN) zeigen im Massenbereich $< 1 \text{ GeV}/c^2$ signifikante Anteile aus dem elektromagnetischen Zerfall des η -Mesons und der neutralen Vektormesonen ρ , ω und ϕ [Dre95, Ake95]. Diese Teilchen werden hier weit oberhalb der Schwelle erzeugt (vgl. Tabelle 1.1), so daß keine erhöhte Dichte benötigt wird, um sie zu erzeugen. Auf der anderen Seite wird erwartet, daß hohe Baryondichten von mehreren ρ_0 und insbesondere über eine Zeitdauer von etwa 5 fm/c eine Temperatur $> 100 \text{ MeV}$ erreicht werden. Die CERES-Collaboration findet für S+Au-Kollisionen bei 200 AGeV einen Überschuß an Dielektronen, der ohne die Annahme von Dichteeffekten nicht auf Hadronen zurückzuführen ist [Dre95].

Die Emission der bei ultrarelativistischen Projektilenergien gemessenen Dileptonen erfolgt über den gesamten Zeitraum der Kollision bei unterschiedlichen Phasen von Dichte und Temperatur. Bei Projektilenergien von etwa 1 AGeV werden die leichten Mesonen dagegen oberhalb der Schwelle und daher nur bei hohen Dichten von 2 bis 3 ρ_0 erzeugt. Tabelle 1.2 zeigt die wichtigste Produktionsprozesse von Photonenpaaren und Dielektronen in relativistischen Schwerionenstößen. Die Spin-Quantenzahlen $J = 1$ von ρ -, ω - und ϕ -Meson

Quelle	J^P	I	Masse [MeV/c ²]	Zerfallsbreite		Endzustand		e^+e^- Anteil	
				[MeV/c ²]	[fm/c]	[%]	e^+e^-		
Dalitz-Zerfall pseudoskalarer Mesonen									
π^0	0^-	1	135	0.78	251	$\gamma\gamma$	98.8	γe^+e^-	1.2%
η	0^-	0	550	0.001	$\gg 30$	$\gamma\gamma$	38.8	γe^+e^-	0.5%
Zweikörperzerfall von Vektormesonen									
ρ^0	1^-	1	768	152.	1.3	$\pi^+\pi^-$	100	e^+e^-	$4.6 \cdot 10^{-5}$
ω	1^-	0	782	8.43	23.4	$\pi^+\pi^-\pi^0$	89	e^+e^-	$7 \cdot 10^{-5}$
ϕ	1^-	0	1019	4.43	44.4	K^+K^- :	49	e^+e^-	$3 \cdot 10^{-4}$
Δ-Dalitz-Zerfall									
Δ	$(3/2)^+$	3/2	1232	115	1.7	$N\pi$	>99	$N e^+e^-$	$4 \cdot 10^{-3}$
Proton-Neutron-Bremsstrahlung: $pn \rightarrow pn e^+e^-$									

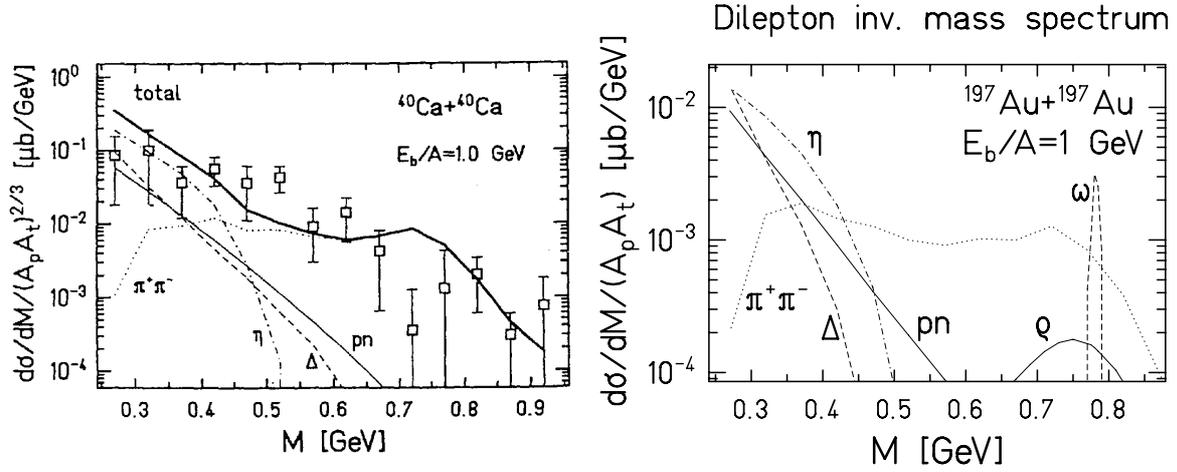
Tabelle 1.2: Wichtigste Produktionsprozesse von Dielektronen in Schwerionenstößen, sowie die Zerfallsbreiten und -raten im Vakuum. J = Spin, P = Parität, I = Isospin.

führen zu dem Namen Vektormeson. Das ρ^0 -Meson wird mit einem Isospin von 1 auch als *Isovektormeson* bezeichnet und ist Bestandteil des Isospin-Triplets (ρ^-, ρ^0, ρ^+).

Aus der Messung von $\gamma\gamma$ -Paaren mit TAPS (Two Arm Photon Spectrometer) schließt man, daß hochenergetische π^0 -Mesonen und η -Mesonen aus dem Zerfall schwerer Resonanzen stammen [Ber94]. Da η - und π^0 -Meson mit mittleren Lebensdauern $\gg 30$ fm/c jedoch erst nach der Expansion des Kollisionssystems zerfallen, ist die Beobachtung von Mediumeffekten anhand der $\gamma\gamma$ -Massenverteilung nicht möglich. Die Spektroskopie von Dielektronen in relativistischen Schwerionenstößen verspricht dagegen die Beobachtung hadronischer Eigenschaften im dichten Medium. Wegen der kurzen Lebensdauern des ρ -Mesons und der Δ -Resonanz sind die von diesen Prozessen emittierten Dielektronen neben Dielektronen aus der pn-Bremsstrahlung besonders geeignete Sonden der hochkomprimierten Phase. Hoffnungsvolle Kandidaten sind auch die Vektormesonen ω und ϕ : Wechselwirkungen mit der umgebenden Kernmaterie können zu Verbreiterungen der Massenverteilungen und damit zu kürzeren Lebensdauern führen [Frim95].

In Schwerionenkollisionen von 1 bis 2 AGeV überwiegen im invarianten Massenbereich unterhalb von $500 \text{ MeV}/c^2$ e^+e^- -Beiträge aus dem Dalitz-Zerfall des η -Mesons. Dies schließt man aus dem mit TAPS gemessenen Wirkungsquerschnitt für $\gamma\gamma$ -Paare aus dem η -Zerfall [Ber94] und aus den Dileptonenspektren bei ultrarelativistischen Projektilenergien. Oberhalb von $500 \text{ MeV}/c^2$ erwartet man fast ausschließlich Beiträge des ρ -Mesons; dies bietet die experimentelle Möglichkeit, eine Änderung der Massenverteilungen von Vektormesonen zu untersuchen.

Bild 1.6 zeigt die nach BUU-Rechnungen erwarteten e^+e^- -Anteile am invarianten Mas-



(a) Ca+Ca bei 1 AGeV Projektilenergie. Die eingezeichneten Datenpunkte stammen aus Messungen mit dem Dileptonenspektrometer DLS.

(b) Au+Au bei 1 AGeV Projektilenergie

Bild 1.6: e^+e^- -Massenspektrum nach BUU-Rechnungen [Wo95]: Beiträge von e^+e^- -Paaren aus der pn-Bremsstrahlung (pn), aus dem η - und Δ -Dalitz- sowie aus dem ω - und ρ -Zerfall ($\pi^+\pi^-$, ρ).

senspektrum für Ca+Ca-Kollisionen und Au+Au-Kollisionen bei 1 AGeV [Wol95]. ' $\pi^+\pi^-$ ' kennzeichnet die Dielektronenproduktion durch Annihilation zweier Pionen. Dieser Prozeß, bei dem ein virtuelles Photon in das e^+e^- -Paar zerfällt, erfolgt nach dem hierbei angenommenen einfachen Vektor-Dominanz-Modell (VDM) nur über ein Vektormeson, in diesem Fall über das ρ -Meson (Bild 1.7). Eine erste Begründung für das VDM, d. h. für die Kopplung der Hadronen an das Photon über die Vektormesonen, wurde mit den gleichen Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ von Vektormesonen und Photon gegeben [Sak69].

Im Gegensatz zu den BUU-Rechnungen (Bild 1.6), in denen das ρ -Meson fast ausschließlich durch $\pi^+\pi^-$ -Annihilation erzeugt wird, trägt im Rahmen anderer Modelle die direkte ρ -Produktion sowie die Produktion über den Zerfall schwerer Resonanzen (Tabelle 1.1) etwa im gleichen Maße zum e^+e^- -Spektrum bei wie die $\pi^+\pi^-$ -Annihilation [Gud92, Win93].

Die Datenpunkte in Bild 1.6 wurden mit dem DLS am Bevalac (BNL, Berkeley) gemessen [Yeg90], dem bisher einzigen Dileptonenspektrometer für den Projektilenergiebereich von wenigen AGeV. Aus apparativen Gründen mangelt es jedoch auch den neueren Daten an Statistik [Roc94]. Für das schwere System Au+Au mit ungünstigeren Untergrundverhältnissen existieren keine experimentellen Daten. Ein Vergleich der Eigenschaften von DLS und dem geplanten Spektrometer HADES findet sich in Abschnitt 8.3. Die DLS-Daten für leichte Systeme sind von Bedeutung für das Verständnis der Dielektronenspektren. Für den Protonenbeschuß von Targets aus flüssigem Wasserstoff (Protonen) und Deuterium zeigen die DLS-Daten bei p-Energien von 5 GeV ein pd/pp-Verhältnis der e^+e^- -Raten von etwa zwei [Hua94]. Dies widerspricht den Ergebnissen theoretischer Modelle, die annehmen, daß für diese Kollisionen überwiegend e^+e^- -Paare aus pn-Bremsstrahlung zum Dielektronenspektrum beitragen [Gal87, Wol90, Hag89]. In den schweren Systemen von Bild 1.6 haben

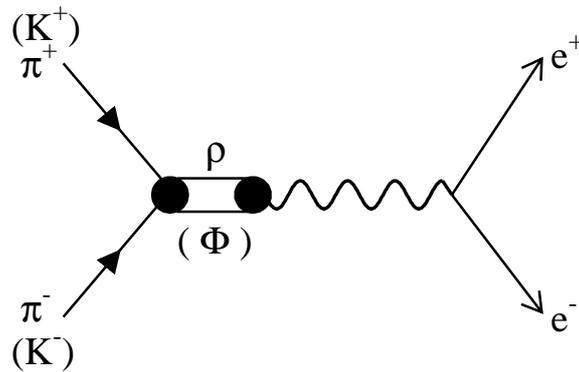


Bild 1.7: Annihilation zweier Pionen (Kaonen) im Vektordominanzmodell. Die Kopplung an das Photon geschieht im Fall der $\pi^+ \pi^-$ -Annihilation über das ρ -Meson. $K^+ K^-$ -Annihilation verläuft über das ϕ -Meson.

Dielektronen aus der pn-Bremsstrahlung einen ähnlich hohen Anteil am Massenspektrum, wie $e^+ e^-$ -Paare aus dem Δ -Dalitz-Zerfall.

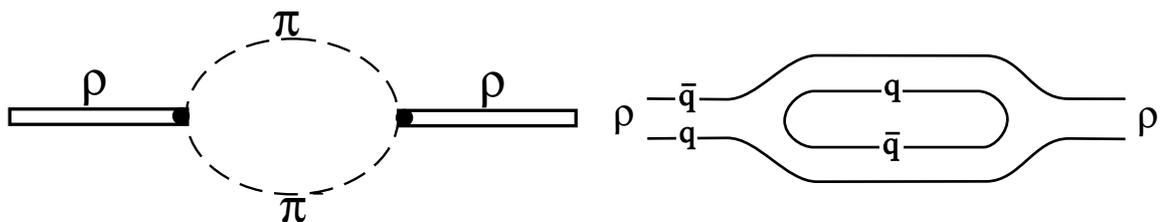
Mediummodifikationen von Vektormesonen

Bisher ist dargelegt worden, daß Dielektronen aus dem Zerfall der Vektormesonen für die Untersuchung von Massenänderungen geeignet sind. Im Zusammenhang mit der Restauration der chiralen Symmetrie führen die Gleichungen 1.5 und 1.6 zu abweichenden Ergebnissen für die Reduktion der Hadronenmassen von 35% bzw. 10% bei der Grundzustandsdichte ρ_0 im Vergleich zur Masse im Vakuum. Andere Modelle erhalten für die Vektormesonen ρ und ω eine Massenänderung von [Hat92, Li94a]:

$$m_{\rho,\phi}^* \simeq m_{\rho,\phi} (1 - \lambda_{\rho,\phi} \rho / \rho_0) \tag{1.11}$$

mit Faktoren $\lambda_\rho = 0.18$ für das ρ -Meson und $\lambda_\phi \simeq 0.026$ für das ϕ -Meson.

Da das ρ -Meson fast ausschließlich in zwei Pionen zerfällt, betrachtet man es auch als $\pi^+ \pi^-$ -System. Bei einer hadronischen Beschreibung des ρ -Mesons führt die Voraussetzung des *Confinements* zu Bild 1.8a, in dem nur Mesonen vorkommen. Die Wechselwirkung wird durch den Austausch von Mesonen beschrieben (s. Fußnote S. 4). Im Rahmen eines Quark-Modells wird die Zwei-Pionen-Kopplung in Form von Quarklinien dargestellt (Bild 1.8b). Die Wechselwirkung zwischen Quarks wird durch eine lokale Strom-Strom-Kopplung beschrieben.

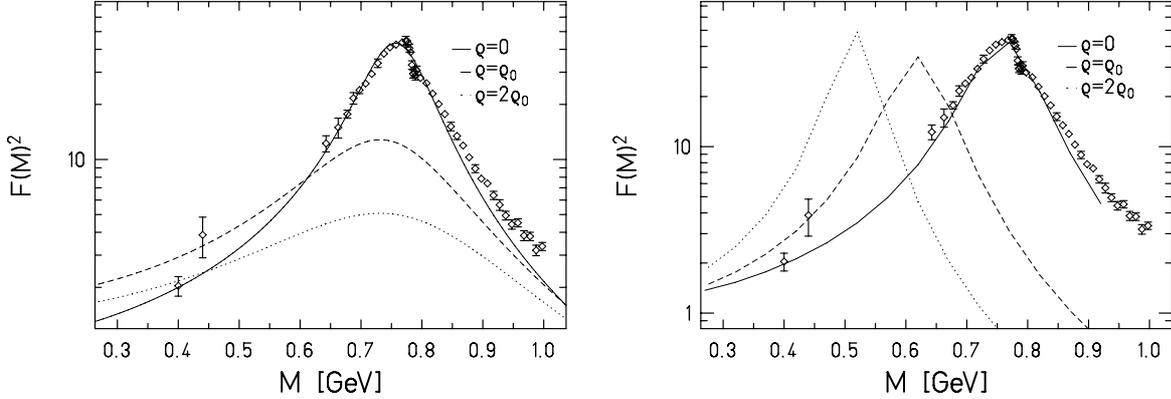


(a) Diagramm bei hadronischer Beschreibung.

(b) Diagramm im Quark-Modell

Bild 1.8: Beitrag der Zwei-Pionen-Kopplung zu der Propagation des ρ -Mesons.

Analysiert man die $\pi^+\pi^-$ -Paare aus der Streuung von Elektronen und Positronen [Bark85] so ergibt sich die ρ -Resonanzkurve (Datenpunkte bei $\rho = 0$) in Bild 1.9. Ebenso erhält man



(a) ρ -Resonanz bei Beschreibung des ρ -Mesons als $\pi^+\pi^-$ -System nach M. Herrmann.

(b) ρ -Resonanz bei Beschreibung des ρ -Mesons als $\pi^+\pi^-$ -System und als $\langle\bar{q}q\rangle$ -System nach M. Asakawa.

Bild 1.9: Formfaktor des Pions nach dem Vektordominanz-Modell im Vakuum ($\rho = 0$, durchgezogen) und Einfluß der Baryondichte ($\rho = \rho_0$, gestrichelt und $\rho = 2\rho_0$, gepunktet) auf die ρ -Massenverteilung. Die Daten stammen von [Bar95].

bei solchen Streuexperimenten die ϕ -Resonanzkurve aus der Analyse von K^+K^- -Paaren [Sid69, Iva81]. Diese Prozesse sind die Umkehrung des Graphen in Bild 1.7 und entsprechen somit dem Vektordominanzmodell. Die im Maximum der Daten erkennbare Struktur gibt zudem einen Hinweis auf die Mischung der Eigenzustände von ρ - und ω -Meson (Bild 1.9). Die Berechnungen mit dem einfachen VDM zeigen leichte Abweichungen zu den Datenpunkten. Eine bessere Beschreibung liefert das erweiterte VDM, das auch eine direkte Kopplung der Pionen an das Photon zuläßt [Kro67, Kli95, Oco95]. Insbesondere kann der Übergangsfaktor für den Dalitz-Zerfall des ω -Mesons ($\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$), bei dem das ursprüngliche Vektordominanzmodell versagt [Lan85], für kleine Viererimpulsüberträge besser beschrieben werden.

Wie in Punkt II auf Seite 7 beschrieben wurde, besteht eine starke Kopplung zwischen Pionen, Nukleonen und Deltas. Dies führt bei einer Beschreibung entsprechend Bild 1.8a bei zunehmender Dichte zu einer Verbreiterung der ρ -Massenverteilung, während nur eine geringe Verschiebung erwartet wird [Her94] (Bild 1.9a). Die Kopplung der Quarks an das $\langle\bar{q}q\rangle$ -Kondensat führt dagegen durch den dominierenden Einfluß von Glg. 1.11 bei dreifacher Grundzustandsdichte zu einer Verschiebung der ρ -Massenverteilung um etwa 300 MeV/c² [Asa93] (Bild 1.9b).

ϕ - und ω -Meson zerfallen zum größten Teil erst in der Expansionsphase des Systems, so daß nur wenig e^+e^- -Paare aus der dichten Phase stammen. Im Vergleich zu der Verteilung des ρ -Mesons sind die Verteilungen jedoch nur wenige MeV/c² breit und können als Referenz dienen. Für die ϕ -Verteilung ergibt sich bei Annahme der ϕ -Produktion über K^+K^- -Annihilation (Bild 1.7) in zentralen Ni+Ni-Kollisionen (2 AGeV) eine Verbreiterung um einen Faktor Fünf [Ko95].

Kapitel 2

HADES-Konzept

Das Spektrometer HADES, wird im Rahmen einer internationalen Kollaboration gebaut. Es wurde vorgeschlagen, um Dielektronen aus zentralen Schwerionenstößen am SIS zu untersuchen [Had94]. In Kern-Kern-Kollisionen erhält man bei invarianten Massen $M_{inv} > 450 \text{ MeV}/c^2$ das Resonanzspektrum der neutralen Vektormesonen ρ^0 , ω und ϕ . Vektormesonen werden nach Tabelle 1.1 bei Projektilenergien von 1 AGeV unterhalb der Schwelle erzeugt. Auch das η -Meson, dessen Dielektronen aus dem Dalitz-Zerfall $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ im invarianten Massenspektrum $M_{inv} < 450 \text{ MeV}/c^2$ überwiegen, wird mit einer Masse von $555 \text{ MeV}/c^2$ noch unterhalb der Schwelle erzeugt. Die gemessenen Dielektronen sollten daher in einem Bereich erhöhter Dichte erzeugt werden. Da erwartet wird, daß die Dichte der Kollisionszone mit der Systemgröße zunimmt, wurde die Messung von Au+Au bei 1 AGeV Projektilenergie zum Ziel des HADES-Konzepts gesetzt. Dieses System, auf das sich die Betrachtungen dieser Arbeit hauptsächlich beziehen, stellt wegen der hohen Teilchenmultiplizitäten die größten Anforderungen an das Spektrometer. Bild 2.1 veranschaulicht die Problemstellung: Um Dielektronen der Vektormeson ρ und ω mit guter Statistik zu messen, sind hohe Kollisionsraten sowie eine gute Hadronenunterdrückung erforderlich.

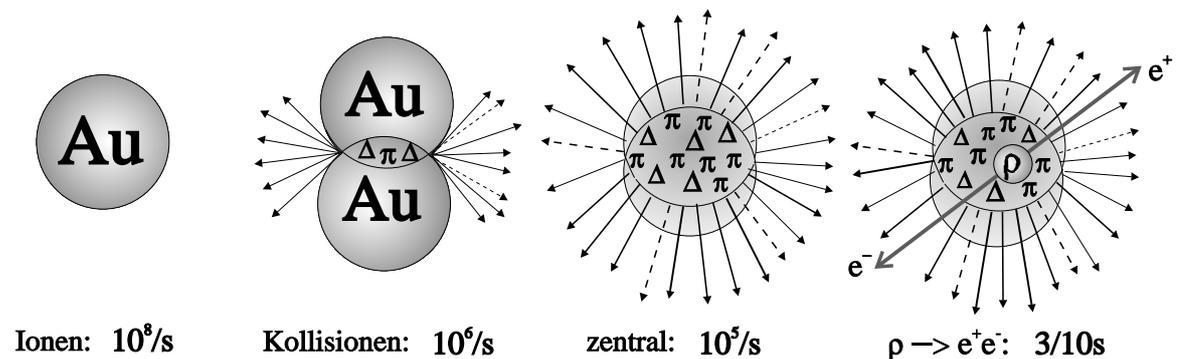


Bild 2.1: Intensitäten von Au-Primärionen und Au+Au-Kollisionen (1 AGeV), welche zur erwarteten Dielektronenrate führen. Die verdichtete Phase wird durch π - und Δ -Produktion charakterisiert. Die nicht gekennzeichneten Pfeile symbolisieren die Teilchen, die sich nach der Reaktion untersuchen lassen. Sie bestehen hauptsächlich aus Protonen, geladenen Pionen und γ -Quanten aus dem π^0 -Zerfall. γ -Quanten führen durch externe Paarkonversion zu leptonischem Untergrund.

2.1 Anforderungen an das Detektorsystem

Im Massenbereich der Vektormesonen ρ und ω wird in einer zentralen Au+Au-Kollision bei 1 AGeV eine Produktionswahrscheinlichkeit für Dielektronen von nur $3 \cdot 10^{-6}$ erwartet [Win93, Wol93]. Dies erfordert die in Bild 2.1 angegebenen hohen Kollisionsraten. Bei einer Wechselwirkungslänge des Targets von 1% führen Strahlintensitäten von 10^8 Projektionen/s zu einer Kollisionsrate von 10^6 /s. Nur jede zehnte Kollision ist mit einem kleinen Stoßparameter von $b < 3$ fm zentral, so daß im gesamten Raumwinkel 18 Dielektronen/min zu erwarten sind. Im Laborsystem besitzen die Elektron-Positron-Paare einen mittleren Öffnungswinkel von etwa 100° . Das Spektrometer benötigt daher eine hohe geometrische Akzeptanz, das bedeutet eine optimale Anpassung der Geometrie an die kinematischen Verteilungen der Dielektronen im Laborsystem.

Bei jeder zentralen Au+Au-Kollision werden etwa 170 Protonen und 20 geladene Pionen emittiert. Dies erfordert effiziente Methoden der Hadronendiskriminierung gegenüber Positronen und Elektronen.

Zusätzlich entstehen etwa 10 neutrale Pionen, die durch Dalitz-Zerfall ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$) $e^+ e^-$ -Paare erzeugen. Externe Paarkonversion von γ -Quanten aus dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ führt ebenfalls zu leptonischem Untergrund. Elektronen und Positronen, die aus dem Zerfall von zwei verschiedenen π^0 -Mesonen stammen, können kombinatorische $e^+ e^-$ -Paare mit hohen invarianten Massen bilden.

Die Wahrscheinlichkeit für eine externe Paarkonversion steigt mit der Dichte, der Kernladungszahl und mit der vom γ -Quant durchlaufenen Wegstrecke im Material. Diese Materialgrößen lassen sich zusammenfassen, indem die durchlaufene Wegstrecke x in Einheiten der Strahlungslänge $X_0(A, Z, \rho)$ angegeben wird. Die Materialkonstante X_0 ist dabei über den Strahlungsverlust hochenergetischer Elektronen ($E_e \gg m_e Z^{1/3}/\alpha$) definiert: Nach Durchqueren der Wegstrecke $x = X_0$ ist die Energie eines Elektrons durch Strahlungsverluste auf $1/e$ des Ursprungswerts gesunken. Zur Minimierung der Produktion von Konversionspaaren und anderer Sekundärteilchen sollen die Teilchen daher möglichst kurze Strecken x/X_0 durchlaufen.

Nachdem aus etwa 300 000 Au+Au-Kollisionen eine Kollision mit einem echten Dielektron selektiert wurde, wird die invariante Masse rekonstruiert. Die invariante Masse wurde in Glg. 1.10 als Norm des Viererimpulses \mathcal{P}^X des Teilchens X eingeführt, wobei für den Zweikörperzerfall $X \rightarrow e^+ e^-$ gilt:

$$\mathcal{P}^X = \begin{pmatrix} E^{e^+} + E^{e^-} \\ \vec{p}_\perp^{e^+} + \vec{p}_\perp^{e^-} \\ p_z^{e^+} + p_z^{e^-} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Bei Leptonenenergien¹ $E_{e^\pm} = \sqrt{m_e^2 + p_{e^\pm}^2}$ von einigen hundert MeV kann die Ruheenergie m_e des Elektrons mit 0.511 MeV vernachlässigt werden. Schreibt man zudem $\vec{p}_{e^+} \vec{p}_{e^-}$ als

¹Im folgenden sind unter Leptonen immer nur Positronen und Elektronen zu verstehen; weiterhin wird in den Gleichungen

$p_{e^+} p_{e^-} \cos(\alpha_{e^+e^-})$, mit dem Laboröffnungswinkel $\alpha_{e^+e^-}$ zwischen den beiden Leptonen, dann ergibt sich aus Glg. 1.10²:

$$M_{inv} \simeq 2 \sin\left(\frac{\alpha_{e^+e^-}}{2}\right) \sqrt{p_{e^+} p_{e^-}} \quad (2.2)$$

Die Impulsbestimmung erfolgt über die Ablenkung im Magnetfeld, wobei die Trajektorie mit ortsempfindlichen Detektoren gemessen wird; für die Bestimmung der Emissionswinkel wird eine Ortsmessung der Teilchen benötigt, bevor sie im Magnetfeld abgelenkt werden. Aus diesen Messungen ergeben sich außerdem die Impulsvektoren der Elektronen und Positronen. Die Lorentz-Transformation wirkt nicht auf die transversalen Impulskomponenten, so daß die Addition der Transversalimpulse von Positron und Elektron den Transversalimpuls des zerfallenden Teilchens ergibt. Die Summe ihrer Energien E^e und die Summe ihrer Longitudinalimpulse p_z^e führt zu der Rapidität y^X des Zerfallsteilchens (vgl. Anhang B, Glg. B.4), die bezüglich der Lorentz-Transformation eine additive Größe darstellt:

$$y^X = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(E^{e^+} + E^{e^-}) + (p_z^{e^+} + p_z^{e^-})}{(E^{e^+} + E^{e^-}) - (p_z^{e^+} + p_z^{e^-})} \right) \quad (2.3)$$

Aus den Impulsvektoren der gemessenen Leptonen lassen sich somit die kinematischen Größen des Mutterteilchens im Schwerpunktsystem untersuchen.

Um die rekonstruierte Masse einem der Vektormesonen ω , ρ oder ϕ zuordnen zu können, wird eine gute Massenauflösung benötigt. Das ω -Meson mit einer Breite von 8 MeV/c² trägt ebenso wie das ρ -Meson mit einer Breite von etwa 150 MeV/c² zum Massenbereich um 780 MeV/c² bei. Für eine Massenauflösung entsprechend der Breite des ω -Mesons von etwa 1 % wird eine hohe transversale Impulsablenkung im Magnetfeld, eine gute Ortsauflösung der Detektoren und zur Reduzierung von Vielfachstreuung eine geringe Strahlungslänge der verwendeten Materialien benötigt.

Die Spektrometereigenschaften, die für eine Analyse hadronischer Eigenschaften im Dielektronenspektrum benötigt werden, lassen sich in folgenden, voneinander abhängigen Punkten zusammenfassen:

1. Ein Konzept für einen schnellen Trigger zur Selektion zentraler Kollisionen und von Dielektronenkandidaten.
2. Eine hohe geometrische Akzeptanz.
3. Hadronendiskriminierung.
4. Minimierung der Sekundärteilchenproduktion.
5. Erkennung von leptonischem Untergrund.
6. Eine Massenauflösung von etwa 1 %.

chungen $c=1$ gesetzt, so daß Impuls und Masse in Einheiten von c , z. B. MeV/c (Impuls) und MeV/c² (Masse) angegeben werden.

²Es wird zusätzlich verwendet: $\cos \alpha = \cos^2(\alpha/2) - \sin^2(\alpha/2)$

Der folgende Abschnitt behandelt die kinematischen Teilchenverteilungen, die für die Spektrometergeometrie und die Wahl der Spektrometerkomponenten entscheidend sind. Anschließend werden die verwendeten Methoden der Hadronendiskriminierung vorgestellt, bevor die prinzipiellen Eigenschaften des leptonischen Untergrunds diskutiert werden.

2.2 Kinematische Verteilungen im Laborsystem

HADES ist ein Experiment mit festem Target bei relativistischen Projektilenergien, so daß die kinematischen Verteilungen des Laborsystems deutlich von der Lorentz-Transformation geprägt sind (vgl. Anhang B). Hierbei spielen die Winkelverteilungen eine besondere Rolle. In Richtung des Azimutwinkels, welcher den Winkel in der Ebene senkrecht zur Strahlachse beschreibt, bleibt die Teilchenverteilung unbeeinflußt. Dagegen werden die Teilchen durch die Lorentz-Transformation in Richtung des Polarwinkels, dem Winkel bezüglich der Strahlrichtung, gedreht, wobei die Longitudinalimpulse erhöht werden (*Lorentz-Schub*).

- e^+e^- -Paare besitzen im Laborsystem kleinere Öffnungswinkel. Der 2-Körperzerfall in ein e^+e^- -Paar, das im Schwerpunktsystem einen Öffnungswinkel von 180° besitzt, kann daher mit einem Spektrometer gemessen werden, das nur die Vorwärtsrichtung abdeckt.
- Die Änderung der Leptonenpolarwinkel durch die Transformation in das Laborsystem ist bei gegebener Rapidität des Emitters für alle Schwerpunktsimpulse $p_{cm}^e \gg m_e$ gleich.

2.2.1 e^+e^- -Ereignisgeneratoren

Zur Optimierung der geometrischen Akzeptanz und zur Untersuchung der Verteilungen von e^+e^- -Masse, Rapidität und Transversalimpuls wurden e^+e^- -Paare der bekannten Dielektronenquellen generiert [Sal93]. Für die Verteilungen im Schwerpunktsystem wurde thermisches Gleichgewicht angenommen:

- Die Teilchenimpulse (z. B. der Vektormesonen) folgen einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Dazu wurden an experimentelle Daten angepaßte Temperaturparameter [Ber94, Schr93] von 65 MeV bzw. 95 MeV für Projektilenergien von 1 AGeV bzw. 2 AGeV eingesetzt.
- Die Teilchen werden isotrop im Schwerpunktsystem emittiert.

Als wichtigste e^+e^- -Quellen, die dominierend zum invarianten Massenspektrum beitragen, werden hier diskutiert:

- I. Zweikörperzerfall, z. B. der Vektormesonen $\rho, \omega, \phi \rightarrow e^+e^-$. Die zerfallenden Teilchen werden mit einer homogenen (weißen) Verteilung über den invarianten Massenbereich von 0.2-1 GeV/c² generiert.

- II. Dreikörperzerfall des η -Mesons ($\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$). Die aus den $e^+ e^-$ -Paaren des η -Mesons rekonstruierte Masse dominiert bei kleinen Werten [Wol93, Win93]. Das γ -Quant nimmt einen Teil der Energie mit, so daß im Vergleich zu einem Zweikörperzerfall andere kinematische Verteilungen der $e^+ e^-$ -Paare resultieren. Einige Aspekte werden auch für Dielektronen aus dem Δ -Dalitz-Zerfall ($\Delta \rightarrow N e^+ e^-$) und aus dem pn-Bremsstrahlungsprozeß aufgeführt.
- III. Als spezieller Fall wird der Zweikörperzerfall ($X \rightarrow e^+ e^-$) eines im Schwerpunktsystem ruhenden Teilchens betrachtet.

2.2.2 Polarwinkelakzeptanz

Da die azimutale Verteilung durch den Lorentz-Schub nicht beeinflußt wird, ist eine symmetrische Anordnung um die Strahlachse vorgesehen. Aus diesem Grund wird im folgenden lediglich die *Polarwinkelakzeptanz* betrachtet, die für den idealisierten Fall ohne geometrische Schatten in azimutaler Richtung und ohne weitere Verluste durch die Ablenkung im Magnetfeld der geometrischen Akzeptanz entspricht.

Damit im Laborsystem beide Leptonen eines Zweikörperzerfalls in Vorwärtsrichtung ($\vartheta_e^{lab} \leq 90^\circ$) emittiert werden, folgt für den kleinsten Winkel ϑ_{grenz}^{cm} , den ein Teilchen im Schwerpunktsystem besitzen kann (siehe Anhang B):

$$\cos(\vartheta_{grenz}^{cm}) = \beta. \quad (2.4)$$

Wegen $\Omega \sim \cos(\vartheta)$ entspricht die Laborgeschwindigkeit β des Emitters dem Raumwinkelanteil im Schwerpunktsystem und damit der Akzeptanz von $e^+ e^-$ -Paaren in Vorwärtsrichtung. Besitzt der Emitter zentrale Rapidität, d. h. daß er im Schwerpunktsystem keine longitudinale Impulskomponente besitzt, so folgt aus Glg. 2.4 eine direkte Abhängigkeit des Akzeptanzbereichs von der Projektilenergie (Tabelle 2.1). Beziehung 2.4 gilt in Näherung

Beschleuniger	SIS (GSI)		AGS (BNL)	SPS (CERN)
Energie	1 AGeV	2 AGeV	12 AGeV	200 AGeV
β	0.58	0.71	0.92	$\simeq 1$
ϑ_{grenz}^{cm} [deg]	54.5	44.8	23.1	$\simeq 0$

Tabelle 2.1: Grenzwinkel und Relativgeschwindigkeit β zwischen Labor- und Schwerpunktsystem für symmetrische Kollisionssysteme bei typischen Projektilenergien verschiedener Beschleuniger. Es gilt: $\beta =$

$$\cos \vartheta_{grenz}^{cm} = \frac{\Omega_{e^+ e^-}}{4\pi} \Big|_{\vartheta_e^{lab} < 90^\circ}$$

auch bei einer thermischen Rapiditätsverteilung des Emitters (Tabelle 2.2, vierte Spalte). Die HADES-Polarwinkelakzeptanz von 18° bis 85° beschneidet die Vorwärtsrichtung besonders bei kleinen Winkeln. Die Detektorausdehnung in diesen Bereich wird eingeschränkt, um die Produktion von Sekundärteilchen zu reduzieren, da in die Umgebung des Teilchenstrahls vor allem Fragmente und ein großer Teil der Protonen emittiert werden (vgl. Abschnitt 2.2.4).

E_{proj} [AGeV]	β		[0°, 90°]	HADES: [18°, 85°]				
			$X \rightarrow e^+e^-$	$X \rightarrow e^+e^-$	pn	η	Δ	η alle M_{inv}
1	0.58	e ⁺ e ⁻ -Ak- zeptanz %	59	45	44	44	51	60
2	0.71		72	50	49	49	54	63
1		$\langle \alpha \rangle$ [deg]	106	93	71	65	34	22
2			93	84	67	62	32	–

Tabelle 2.2: Polarwinkelakzeptanz und mittlerer Öffnungswinkel $\langle \alpha_{e^+e^-} \rangle$ von e^+e^- -Paaren aus thermischen Quellen (1 AGeV: $T=65$ MeV, 2 AGeV: $T=95$ MeV): $X \rightarrow e^+e^-$ ($M_{inv}^{max}=1.2$ GeV/c²), η -Dalitz, Δ -Dalitz sowie pn-Bremsstrahlung. Bis auf die letzte Spalte gilt: $M_{inv} > 150$ MeV/c².

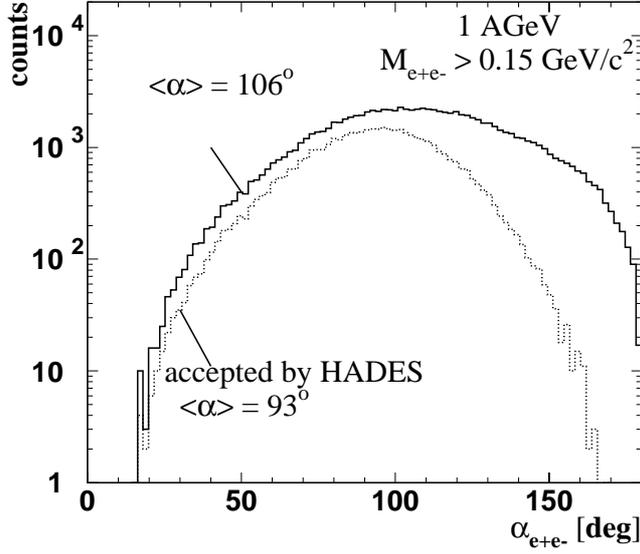
Im interessierenden Massenbereich $M_{inv} > 150$ MeV/c² beträgt die Polarwinkelakzeptanz für die e^+e^- -Paare aller betrachteten Quellen etwa 40 bis 50%. In Bild 2.2 ist zu erkennen, daß durch die Polarwinkeleinschränkung vorwiegend e^+e^- -Paare mit großen Laboröffnungswinkeln aus der HADES-Akzeptanz fallen; dadurch reduzieren sich die mittleren e^+e^- -Öffnungswinkel um etwa 10°. Da das e^+e^- -Spektrum für den η - bzw. Δ -Dalitz-Zerfall sowie aus dem pn-Bremsstrahlungsprozeß für kleine invariante Massen mit kleinen e^+e^- -Öffnungswinkeln ansteigt, resultiert eine höhere totale Akzeptanz (s. Beispiel η in Tabelle 2.2).

Die Bilder 2.3 und 2.4 zeigen die e^+e^- -Polarwinkelkorrelationen von thermischen Quellen im Laborsystem bei Projektilenergien von 1 AGeV bzw. 2 AGeV. Die durchgezogene Kurve in Bild 2.3 gilt für den Zweikörperzerfall ($X \rightarrow e^+e^-$) eines im Schwerpunktsystem ruhenden Teilchens. Das Maximum der thermischen Verteilungen folgt dieser Kurve, doch ist die Winkelkorrelation durch die Ablenkung der Teilchen von der ursprünglichen Emissionsrichtung gestört; der Schwerpunkt liegt bei etwa 50°. Durch die Dalitz-Zerfallskinematik sind Elektronen und Positronen aus dem η -Zerfall in Bild 2.4 nur schwach korreliert. Das breite Maximum der Winkelverteilung liegt bei etwa 40°.

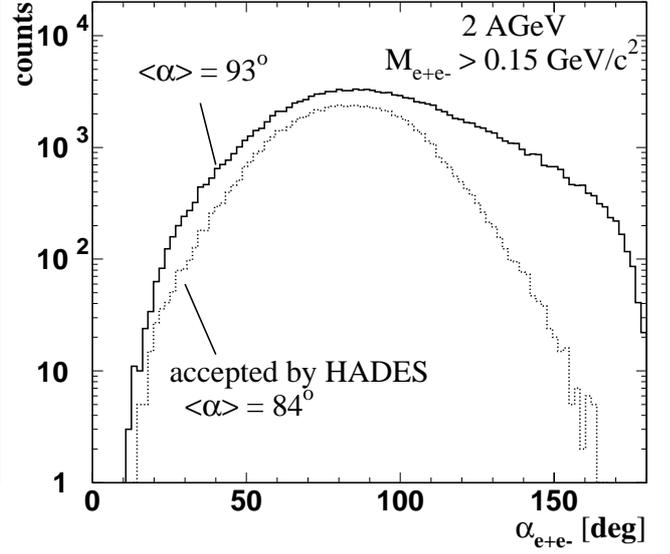
2.2.3 Impulsverteilungen

Im Schwerpunktsystem besitzen die Impulsvektoren der beiden Leptonen aus dem Zerfall eines ruhenden ω -Mesons einen Betrag von jeweils $M_\omega/2 \simeq 360$ MeV/c. Nach Bild 2.5 betragen die entsprechenden Laborimpulse in Strahlrichtung etwa das Doppelte und nehmen bei großen Polarwinkeln ab. Mit zunehmender Projektilenergie wird diese Winkelabhängigkeit der Laborimpulse stärker. Je nach Richtung des thermischen ω -Impulses besitzen die Leptonen kleinere bzw. höhere Laborimpulse als für den Zerfall des ruhenden ω -Mesons. Insbesondere treten für das breite Massenintervall von 0.1 GeV/c² bis 1.2 GeV/c² in Bild 2.6 vor allem bei kleinen Polarwinkeln sehr kleine (< 0.1 GeV/c) und sehr große Impulse (> 1.5 GeV/c) auf.

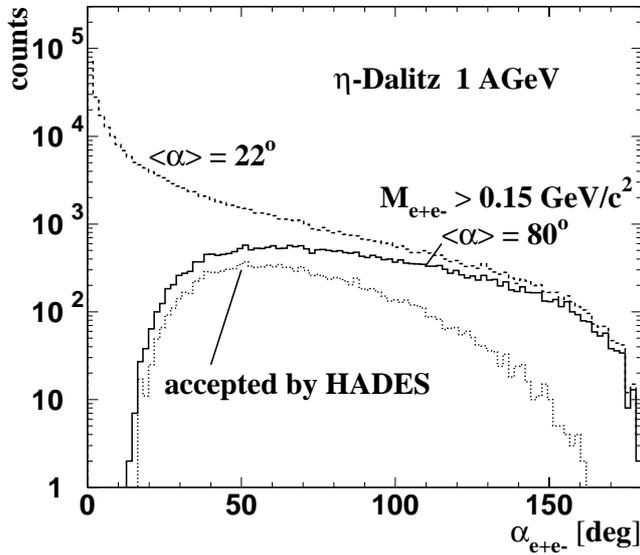
HADES verwendet die azimuthal symmetrische Magnetanordnung eines Toroids. Die Ablenkung erfolgt in die polare Richtung, wobei die Feldstärke umgekehrt proportional zu



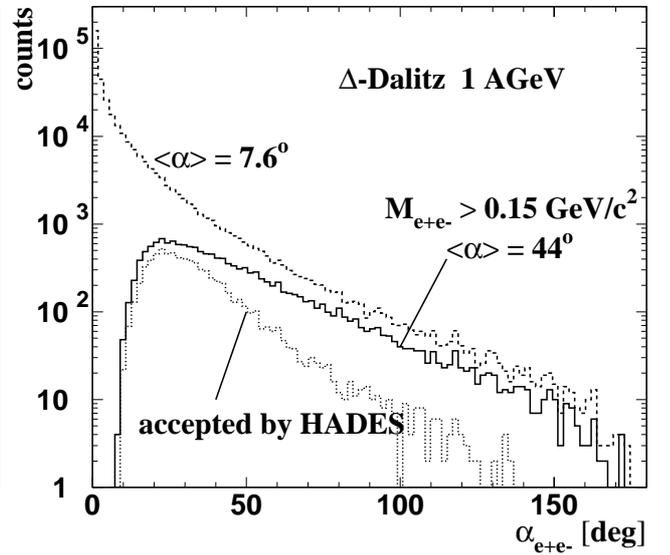
(a) Zweikörperzerfall $X \rightarrow e^+e^-$ ($0.15 < M_{inv} < 1.2 \text{ GeV}/c^2$) bei 1 AGeV Projektilenergie.



(b) Zweikörperzerfall $X \rightarrow e^+e^-$ ($0.15 < M_{inv} < 1.2 \text{ GeV}/c^2$) bei 2 AGeV Projektilenergie.



(c) η -Dalitz-Zerfall.



(d) Δ -Dalitz-Zerfall.

Bild 2.2: e^+e^- -Öffnungswinkel (α) für den Zwei- und Dreikörperzerfall bei 1 AGeV Projektilenergie. Gestrichelt: Alle e^+e^- -Paare. Durchgezogen: e^+e^- -Masse $> 0.15 \text{ GeV}/c^2$. Gepunktet: e^+e^- -Paare mit $M_{inv} > 0.15 \text{ GeV}/c^2$ und Polarwinkel der Elektronen und Positronen im Bereich der HADES-Akzeptanz: $18^\circ < \vartheta < 85^\circ$.

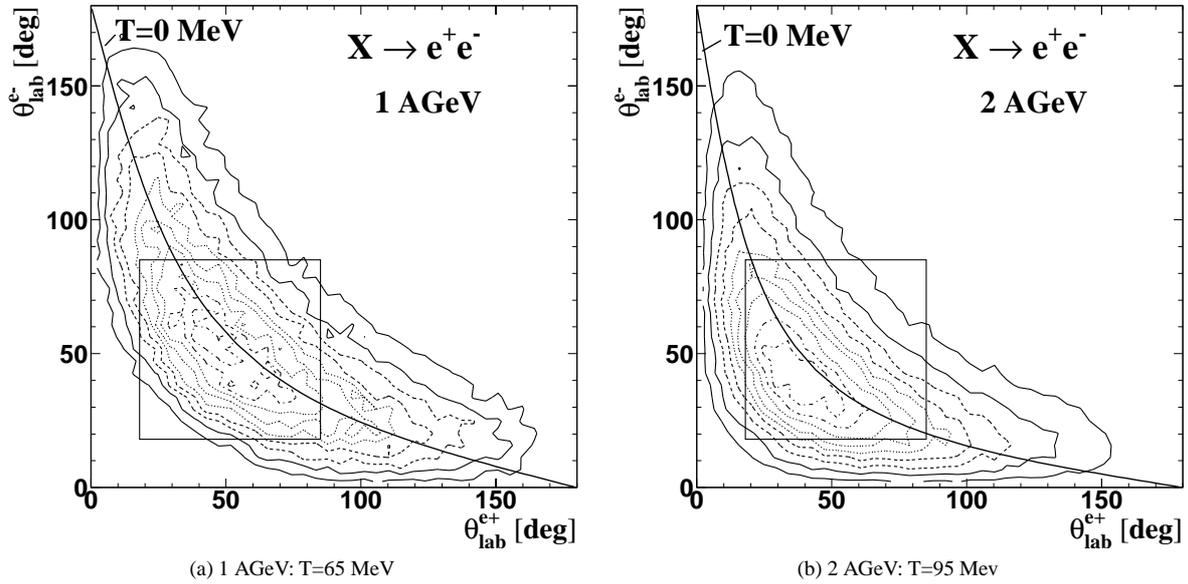


Bild 2.3: e^+e^- -Polarwinkelkorrelationen im Laborsystem für $X \rightarrow e^+e^-$ ($0.1 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{inv} \leq 1.2 \text{ GeV}/c^2$). Konturlinien (10% Schritte): Thermische Quelle. Durchgezogen: Zerfall eines Teilchens, das im Schwerpunktsystem ruht. Das Quadrat kennzeichnet die HADES-Akzeptanz.

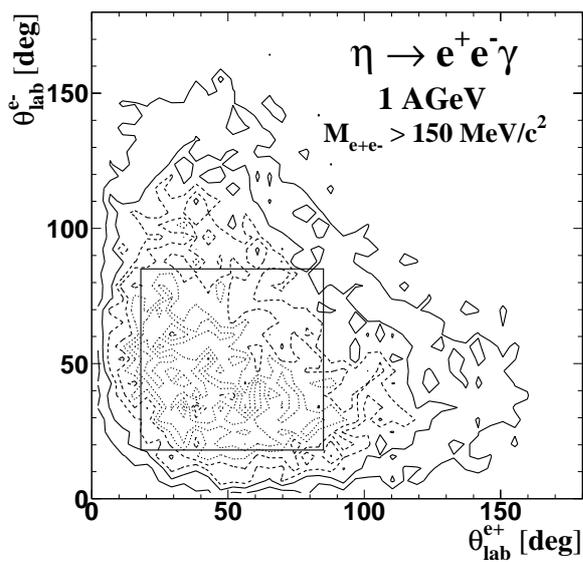


Bild 2.4: Polarwinkelkorrelation von Elektronen und Positronen aus dem η -Dalitz-Zerfall; die η -Mesonen besitzen eine thermische Impulsverteilung ($T=65 \text{ MeV}$). Das Quadrat kennzeichnet die HADES-Akzeptanz.

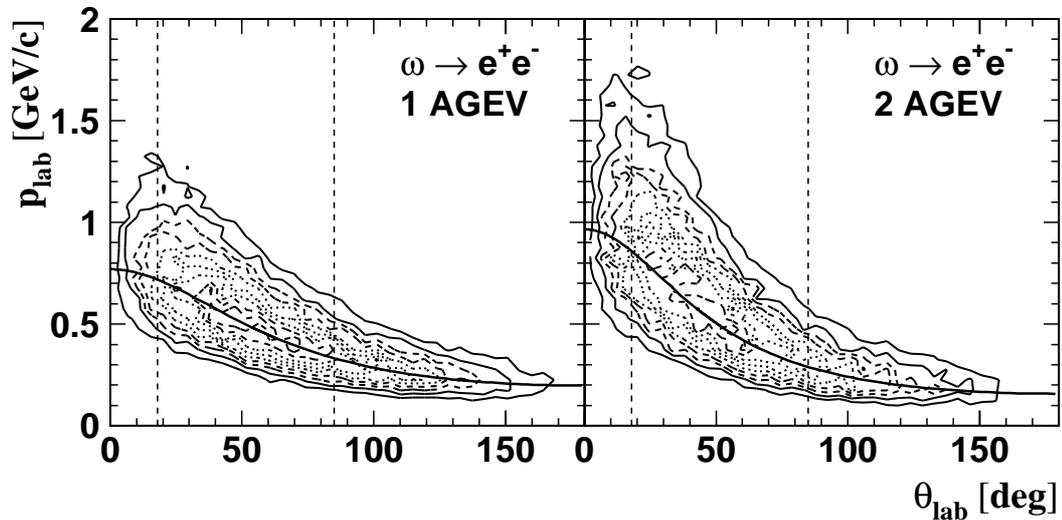


Bild 2.5: e^\pm -Laborimpulsverteilung für den ω -Zerfall als Funktion des Polarwinkels. Konturlinien (10%-Schritte): thermisches ω -Meson ($T=65$ MeV, 1 AGeV; $T=95$ MeV, 2 AGeV). Durchgezogen: Im Schwerpunktsystem ruhendes ω -Meson mit fester Masse (δ -Funktion mit $M_\omega=0.78$ GeV/ c^2). Gestrichelte Geraden: HADES-Akzeptanz.

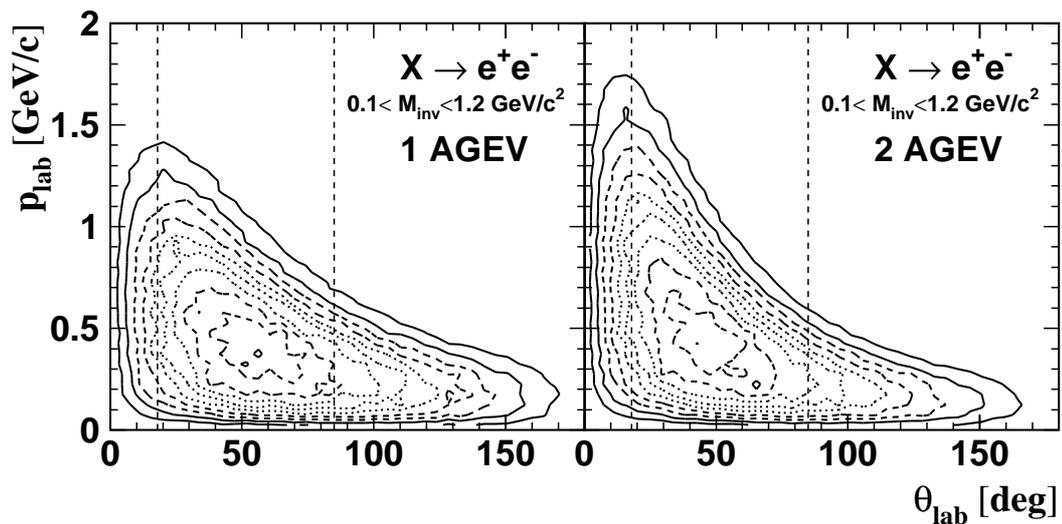


Bild 2.6: Laborimpulsverteilung als Funktion des Polarwinkels von Elektronen (und Positronen) aus dem Zweikörperzerfall thermischer Quellen. Links: 1 AGeV ($T=65$ MeV). Rechts: 2 AGeV ($T=95$ MeV). Gestrichelte Geraden: HADES-Akzeptanz.

dem senkrechten Abstand von der Spektrometerachse, d. h. mit dem Polarwinkel abnimmt. Diese Feldverteilung ist den kinematischen Verteilungen der Leptonen gut angepaßt: Bei kleinen Polarwinkeln, wo die Leptonen im Mittel höhere Impulse besitzen, ist das Magnetfeld stärker als bei großen Polarwinkeln, wo die Leptonen wegen ihrer kleineren mittleren Impulsen ebenfalls eine große Ablenkung erfahren können (Bild 2.5 und Bild 2.6). Die toroidale Anordnung hat zudem den Vorteil geringerer Streufelder außerhalb des Spulenbereichs.

2.2.4 Diskriminierung von Hadronen

Ein zentraler Punkt für das Konzept des Triggers und die Rekonstruktion von Dielektronen ist die Diskriminierung von Hadronen. In einer zentralen Au+Au-Kollision übersteigt die Anzahl der Hadronen nach Tabelle 2.3 mit etwa 170 Protonen und 20 geladenen Pionen die Produktionswahrscheinlichkeit für ein Dielektron aus dem ρ - oder ω -Zerfall um 8 Größenordnungen. Bild 2.7 zeigt die Laborimpulsverteilungen, die aus mikroskopischen

		Laborimpuls [GeV/c]								
			0.2	0.5	1.5	0.2	0.5	1.5		
		Teilchen	TOF (2m)[ns]			γ			Eigenschaft	
Hadronen	$p, (n)$	170	32.9	14.2	7.9	1.0	1.1	1.9	hohe Rate;	
	π^+	14							Flugzeit und Energie-	
	π^-	7	8.2	6.9	6.7	1.7	3.7	11	verlust ähnlich zu e^+, e^-	
e^+e^-	Untergrund	γe^+e^-	0.1						Dalitz-Zerfall $\langle\alpha\rangle = 13^\circ$	
		$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	$(20 \cdot c_\gamma)^{(3)}$	6.7	6.7	6.7	380	980	2935	$\langle p_e \rangle < 100 \text{ MeV}/c$ Konversion $\langle\alpha\rangle = 0.5^\circ$
e^+e^-	$M_{inv} > m_\pi$	$\eta \rightarrow \gamma e^+e^-$	10^{-4}							$\langle\alpha\rangle = 65^\circ$
				6.7	6.7	6.7	380	980	2935	$\langle p_e \rangle > 100 \text{ MeV}/c$
		$\rho, \omega \rightarrow e^+e^-$	10^{-6}							$\langle\alpha\rangle = 100^\circ$

Tabelle 2.3: Teilchenmultiplizitäten, Flugzeiten (TOF) über eine Strecke von 2 m, sowie Lorentz-Faktoren γ bei niedrigen, mittleren und hohen Teilchenimpulsen in einer zentralen Au+Au-Kollision bei 1 AGeV. $\langle\alpha\rangle$ ist der mittlere e^+e^- -Öffnungswinkel, $\langle p_e \rangle$ der mittlere Impuls der Elektronen. Für den η -Zerfall wurden nur Dielektronen mit $M_{inv} > m_\pi$ berücksichtigt.

Transportrechnungen gewonnen wurden, als Funktion des Polarwinkels für die Systeme Au+Au bei 1 AGeV (IQMD [Bas93]) und Ni+Ni bei 2 AGeV (BUU [Wol93]). Während die Protonenrate durch die HADES-Akzeptanz nur bei kleinen Winkeln reduziert wird, besitzen Pionen wesentlich größere mittlere Polarwinkel und treten auch bei Rückwärtswinkeln auf.

³ 20=Zahl der γ -Quanten; c_γ = Konversionsfaktor. Die Anzahl an Konversionspaaren ist von Material und Wegstrecke abhängig.

Dadurch fallen bei 1 AGeV Projektilenergie sowohl von den Nucleonen als auch von den Pionen etwa 70% in den Akzeptanzbereich von 18 bis 85°; Bei 2 AGeV dagegen bleibt die Pionenakzeptanz etwa gleich, während die Nucleonenakzeptanz auf 57 % sinkt.

Durch ihre geringe Masse besitzen Leptonen im Vergleich zu Pionen und Protonen größere mittlere e^\pm -Polarwinkel (Bild 2.7 und 2.3). Die 40°-Orientierung der DLS-Spektrometerarme wurde entsprechend dieser e^\pm -Verteilungen für einen Projektilenergiebereich von 1-5 AGeV gewählt. Die HADES-Polarwinkelakzeptanz von 18° bis 85° enthält ebenfalls das Maximum der Leptonenverteilung.

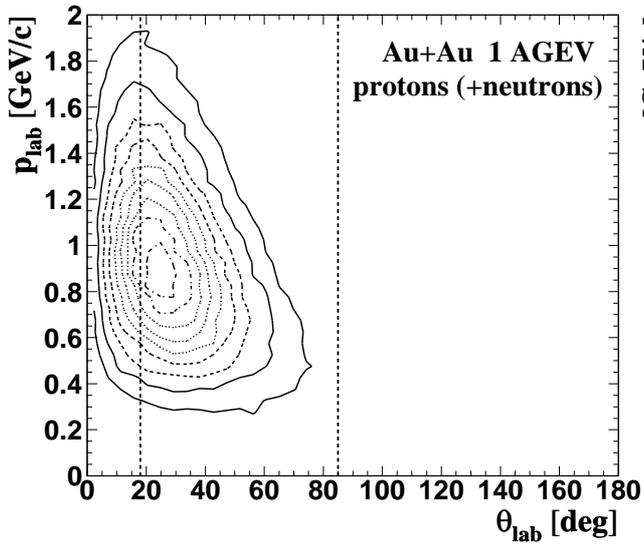
Projektil-Energie	Maximum		
	p	π	e^\pm
1 AGeV	25°	35°	50°
2 AGeV	10°	30°	45°

Tabelle 2.4: Maximum der Polarwinkelverteilung von Protonen, Pionen und Leptonen in Abhängigkeit von der Projektilenergie

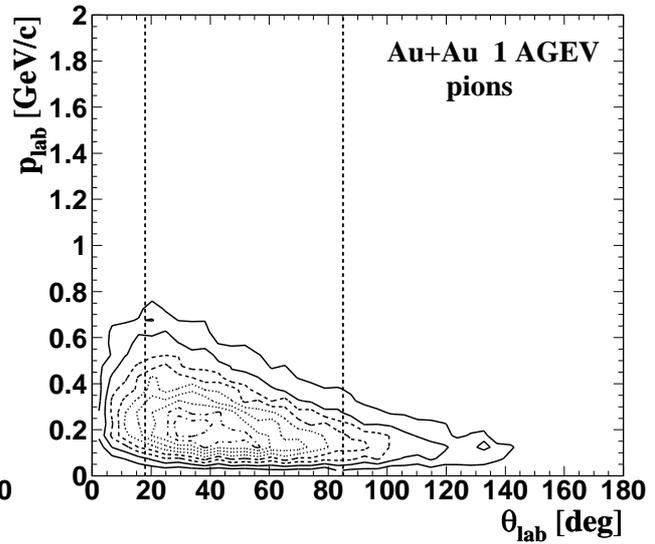
Die Verteilungen von Protonen und Pionen erstrecken sich vergleichbar mit den Leptonenverteilungen in Bild 2.5 und 2.6 über einen weiten Impulsbereich von wenigen MeV/c^2 bis zu den größten von Protonen erreichten Impulsen von $2 \text{ GeV}/c$. Die Selektion von Elektronen ist in diesem Impuls- bzw. Energiebereich besonders schwierig: Zum einen ist der Energieverlust durch Ionisation für alle Teilchen vergleichbar, zum anderen unterscheiden sich die Flugzeiten von Protonen und Pionen des höheren Impulsbereichs nach Tabelle 2.3 bei einer typischen Wegstrecke entsprechend der Dimension von HADES (2 m) kaum von den Flugzeiten der Elektronen.

Eine gute Diskriminierung ist nur über die in Tabelle 2.3 aufgeführten Lorentz-Faktoren γ möglich, die für Elektronen weit über den Lorentz-Faktoren von Pionen und Protonen liegen. Aus diesem Grund verwenden die Dielektronenspektrometer DLS (BEVALAC, Berkeley) und CERES (SPS, CERN) Čerenkov-Schwellenzähler. HADES verwendet wie CERES einen ortsempfindlichen Čerenkov-Zähler RICH (**R**ing **I**maging **C**herenkov Counter) mit Gasradiator. Der Čerenkov-Kegel wird am azimutal symmetrischen Spiegel reflektiert und auf dem UV-Detektor, der sich unter Rückwärtsrichtung zum Target befindet, als Ring abgebildet. Diese Anordnung erreicht in azimutaler und polarer Richtung die Akzeptanz des Toroids. Das bei HADES verwendete Radiatorgas besitzt eine Schwelle γ_{thr} von etwa 20. Pionen und Protonen benötigen Impulse oberhalb von $2.6 \text{ GeV}/c$ bzw. $19 \text{ GeV}/c$, um in diesem Gas Čerenkov-Licht zu erzeugen. Bei einer Projektilenergie von 2 AGeV erreichen nur 0.02% der Pionen die Radiatorschwelle.

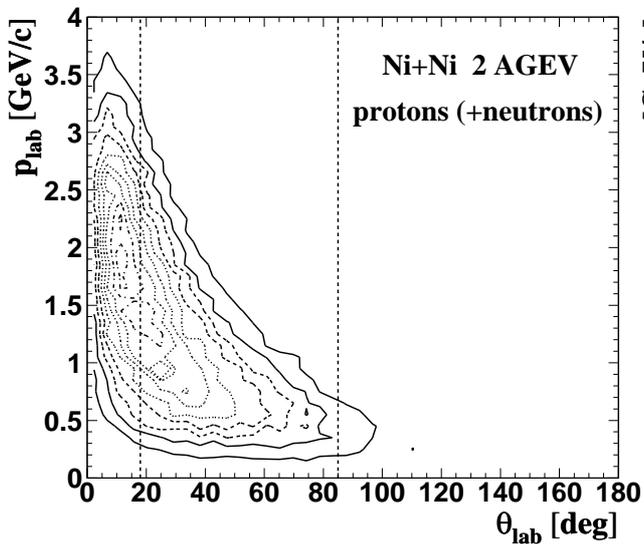
Trotz dieser effektiven Unterdrückung von Hadronen ist eine zweite Leptonenidentifikation erforderlich. Bei DLS geschieht dies mit Čerenkov-Zählern am Ende der Spektrometerarme; CERES verwendet einen zweiten RICH. Bei HADES erfüllen diese Aufgabe Szintillatoren und Schauerdetektormodule (META), die von den Teilchen als letztes durchlaufen werden. Die Anordnung dieser Detektormodule ist den kinematischen Verteilungen in Bild 2.5 und



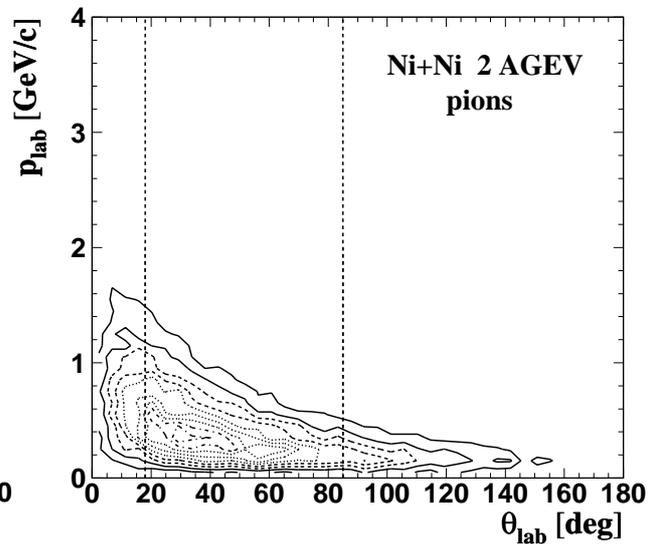
(a) Protonen und Neutronen aus zentralen Au+Au-Kollisionen bei 1 AGeV Projektilenergie.



(b) Pionen aus zentralen Au+Au-Kollisionen bei 1 AGeV Projektilenergie.



(c) Protonen und Neutronen aus zentralen Ni+Ni-Kollisionen bei 2 AGeV Projektilenergie.



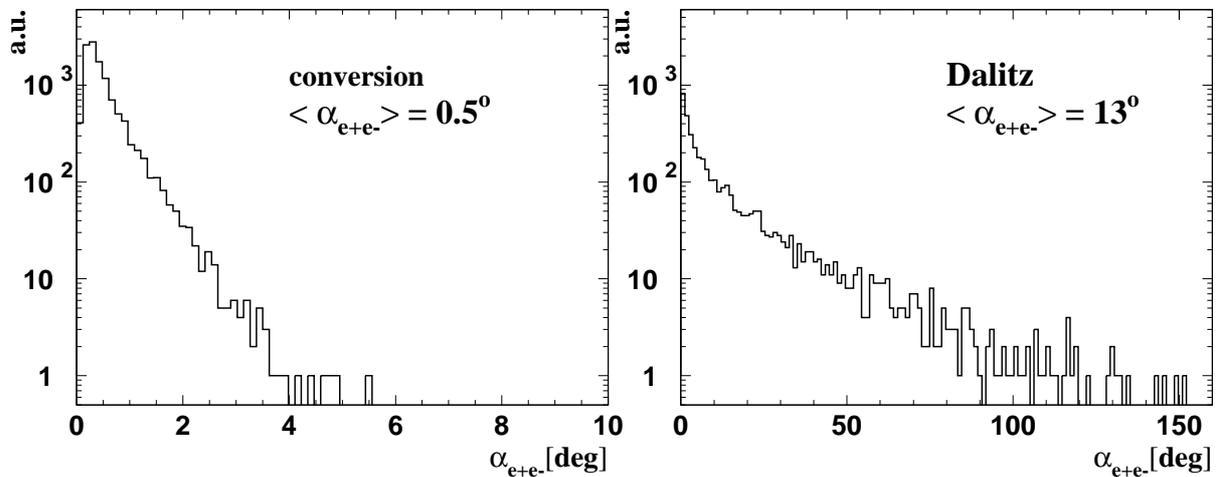
(d) Pionen aus zentralen Ni+Ni-Kollisionen bei 2 AGeV Projektilenergie.

Bild 2.7: Impuls- und Winkelkorrelationen von Hadronen in zentralen Schwerionenstößen aus Mikroskopischen Transportrechnungen. Au+Au: [Bas93], Ni+Ni: [Wol93].

2.6 angepaßt. Bei kleinen Polarwinkeln macht man sich zunutze, daß der Bremsstrahlungsverlust von Elektronen in Blei weit größer ist als von Protonen und Pionen. Die erzeugten Bremsstrahlungsquanten führen durch aufeinanderfolgende Prozesse von Konversion und Bremsstrahlung zu einem Teilenschauer, der mit Drahtkammerzählern nachgewiesen werden kann. Da ein effizienter Leptonennachweis über Schauerbildung jedoch Leptonenimpulse oberhalb von $200 \text{ MeV}/c^2$ erfordert [Kar93], wird ein Schauerdetektor nur im Bereich hoher Impulse, d. h. bei kleinen Polarwinkeln, eingesetzt. Bei großen Polarwinkeln ($\vartheta > 45^\circ$) lassen sich Pionen und Protonen über ihre Flugzeiten besser von Elektronen unterscheiden (vgl. Tabelle 2.3). Die Flugzeiten der geladenen Teilchen werden mit Hilfe von Szintillatoren bestimmt.

2.2.5 Kombinatorischer Untergrund

Neben der Hadronendiskriminierung ist eine weitere Problemstellung die Erkennung von leptonischem Untergrund. Dalitz-Zerfall von π^0 -Mesonen und externe Paarkonverion von γ -Quanten im Target oder im Radiator führen zu e^+e^- -Paaren, die im RICH Ringe erzeugen können. Wie Bild 2.8 zeigt, fällt die Anzahl der Untergrundpaare mit dem Öffnungswinkel exponentiell, so daß kleine mittlere Öffnungswinkel von 0.5° bzw. 13° für e^+e^- -Paare von externer Konversion bzw. aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall resultieren. Werden beide Leptonen



(a) Externe Paarkonversion von Photonen im HADES-Spektrometer (Au-Target und Radiator C_4F_{10}).

(b) e^+e^- -Paare aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall.

Bild 2.8: Öffnungswinkelverteilung der e^+e^- -Paare aus dem π^0 -Zerfall im Laborsystem für Au+Au bei 1 AGeV.

eines Untergrundpaares rekonstruiert, so kann dieses Paar wegen $M_{inv} < 150 \text{ MeV}/c^2$ verworfen werden. Dies ist ebenfalls möglich durch die Charakteristik kleiner Öffnungswinkel, entweder bei Erkennung von zwei benachbarten Ringen (Doppelring) oder von zwei benachbarten Trajektorien, die zu einem nicht aufgelösten Doppelring führen. Dazu ist jedoch eine gute Winkel- bzw. Ortsauflösung des Spektrometers erforderlich. Wird von zwei

Untergrundpaaren jeweils nur ein Lepton rekonstruiert, so bilden diese Leptonen ein kombinatorisches Paar.

Bild 2.9 zeigt das Beispiel von drei kombinatorischen e^+e^- -Paaren, die von Leptonen aus dem Zerfall verschiedener π^0 -Mesonen gebildet werden:

1. Ein Positron und ein Elektron aus verschiedenen Konversionsprozessen.
2. Positron aus externer Konversion und Elektron aus einem π^0 -Dalitz-Zerfall.
3. Ein Positron aus einem π^0 -Dalitz-Zerfall und ein Elektron aus der Compton-Streuung eines γ -Quants.

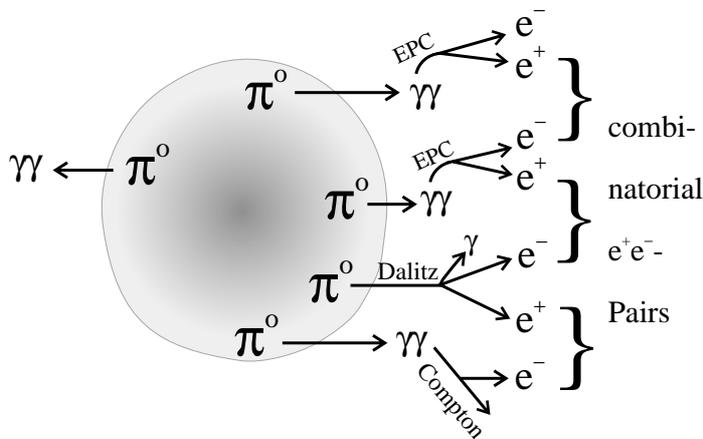


Bild 2.9: Kombinatorischer Untergrund durch den Zerfall von π^0 -Mesonen. In einem zentralen Schwerionestoß (Au+Au, 1 AGeV) bilden etwa 10 π^0 durch Dalitz-Zerfall 0.1 direkte e^+e^- -Paare. Durch Kombinationen mit Leptonen aus externer Paarkonversion (EPC) der γ -Quanten im Detektor entstehen unkorrelierte e^+e^- -Paare mit größeren Massen und Öffnungswinkeln.

Bild 2.10 zeigt, daß ein großer Teil der kombinatorischen e^+e^- -Paare ähnliche Öffnungswinkel $\alpha_{e^+e^-}$, besitzen wie Dielektronen aus dem η -Zerfall und dem Zweikörperzerfall ($X \rightarrow e^+e^-$). Wegen $M_{inv} \sim \sin(\alpha_{e^+e^-}/2)$ können sie daher große invariante Massen bilden. Die π^0 -Masse von $135 \text{ MeV}/c^2$ bedingt jedoch mittlere Leptonenimpulse $\langle p_e \rangle < 100 \text{ MeV}$, so daß ein exponentiell abfallendes Massenspektrum resultiert. Um ein invariantes Massenspektrum zu messen, das nicht von Untergrundbeiträgen dominiert wird, ist die Rekonstruktion bzw. Erkennung beider Trajektorien eines Untergrundpaares entscheidend für das Spektrometerkonzept.

2.3 Überblick über das Spektrometer HADES

Bild 2.11 und Bild 2.12 zeigen die wichtigsten Detektorkomponenten des Spektrometers HADES:

- Ein RICH (Ring Imaging Čerenkov-Zähler) mit Gasradiator umgibt ein segmentiertes Target. Durch die hohe Schwelle von $\gamma_{thr} \simeq 20$ emittieren fast ausschließlich Elektronen Čerenkov-Licht. Während die meisten Teilchen den sphärischen Spiegel weitgehend unbeeinflusst durchqueren, wird das Čerenkov-Licht reflektiert und fokussiert. Auf der Photokathode des UV-Detektors werden die Photonen des Čerenkov-Kegels in

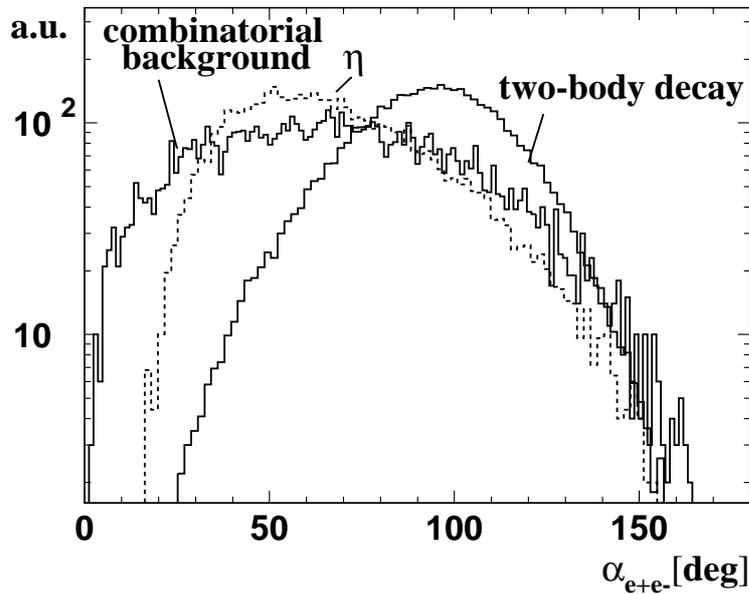


Bild 2.10: Öffnungswinkelverteilung von e^+e^- -Paaren, bei Beschränkung auf in Vorwärtsrichtung emittierte Leptonen ($\vartheta_e > 90^\circ$). Kombinatorische e^+e^- -Paare durch den π^0 -Zerfall im Vergleich mit Dielektronen des η -Zerfalls und des Zwei-Körperzerfalls (thermische Verteilung $T=65$ MeV). Die Projektilenergie ist 1 AGeV.

Form von Ringen abgebildet. Über einen großen Polarwinkelbereich liefert der RICH über die Ringmittelpunkte eine genaue Winkelinformation.

- Sechs supraleitende Spulen formen ein toroidales, nicht fokussierendes Magnetfeld. Durch die symmetrische Anordnung der Spulen um die Strahlrichtung wird das Spektrometer in sechs identische Segmente unterteilt. Mit je zwei Minidrift-Kammern (MD-Cs) vor und hinter dem Feldbereich werden die Positionen der Trajektorien bestimmt. Damit können die Impulse zur Bestimmung der invarianten Masse rekonstruiert werden. Außerdem ist die Charakterisierung der Ereignisse über Impuls- und Winkelverteilungen von Protonen und Pionen möglich. Mit der toroidalen Anordnung wird der RICH nahezu feldfrei gehalten. Dies garantiert gerade Teilchenbahnen, die eine Voraussetzung sind für eine gute Abbildung der Čerenkov-Kegel auf dem UV-Detektor. Weiterhin ermöglicht die Toroidanordnung eine hohe geometrische Akzeptanz.
- META⁴ mißt die Multiplizität geladener Teilchen und dient damit als Reaktionstrigger der ersten Stufe. Die Multiplizitätsmessung erfolgt mit Szintillatorstäben, die den gesamten Akzeptanzbereich überdecken. Eine weitere wichtige Aufgabe von META ist die Leptonenidentifizierung. Bei großen Polarwinkeln oberhalb von 45° erfolgt dies über die Teilchenflugzeiten, bei Polarwinkeln unterhalb von 45° werden dafür in kleine Detektoreinheiten unterteilten Schauerdetektoren eingesetzt, die sich hinter den Szintillatoren befinden.

Die Detektorkomponenten des Spektrometers wurden im Hinblick auf eine hohe geometrische Akzeptanz und geringe effektive Dicken x/X_0 konzipiert. So bestehen z. B. die schmalen Rahmen und Stabilisierungen der Detektoren bevorzugt aus Materialien kleiner Kernladungszahlen, wie Stesalith, Kohlefaser oder Aluminium.

⁴Multiplicity Electron Trigger Array

Zur Untersuchung der Detektoreigenschaften wurde die Spektrometergeometrie mit den vorgesehenen Materialien innerhalb des GEANT-Programmpakets definiert [GEA93]. Damit wurde der Teilchentransport im Magnetfeld sowie die Wechselwirkungsprozesse und der Zerfall von Teilchen einschließlich der sekundär produzierten Teilchen simuliert. Anzahl und Impulse der Hadronen liefern IQMD- und BUU-Rechnungen [Bas93, Wol93]. Dies beinhaltet geladene und neutrale π -Mesonen (siehe Anhang D). Für Dielektronen der invarianten Massen $M_{inv} > m_\pi$ wird die Emission aus Quellen mit thermischer Impulsverteilung im Schwerpunktsystem angenommen (vgl. Abschnitt 2.2.1). Die folgenden Kapitel 3 bis 5 betreffen den Aufbau und die Funktion der einzelnen Detektorelemente⁵.

⁵Zu technischen Details, wie Dimensionen und Datenauslese, sei auf das HADES-Proposal [Had94] verwiesen.

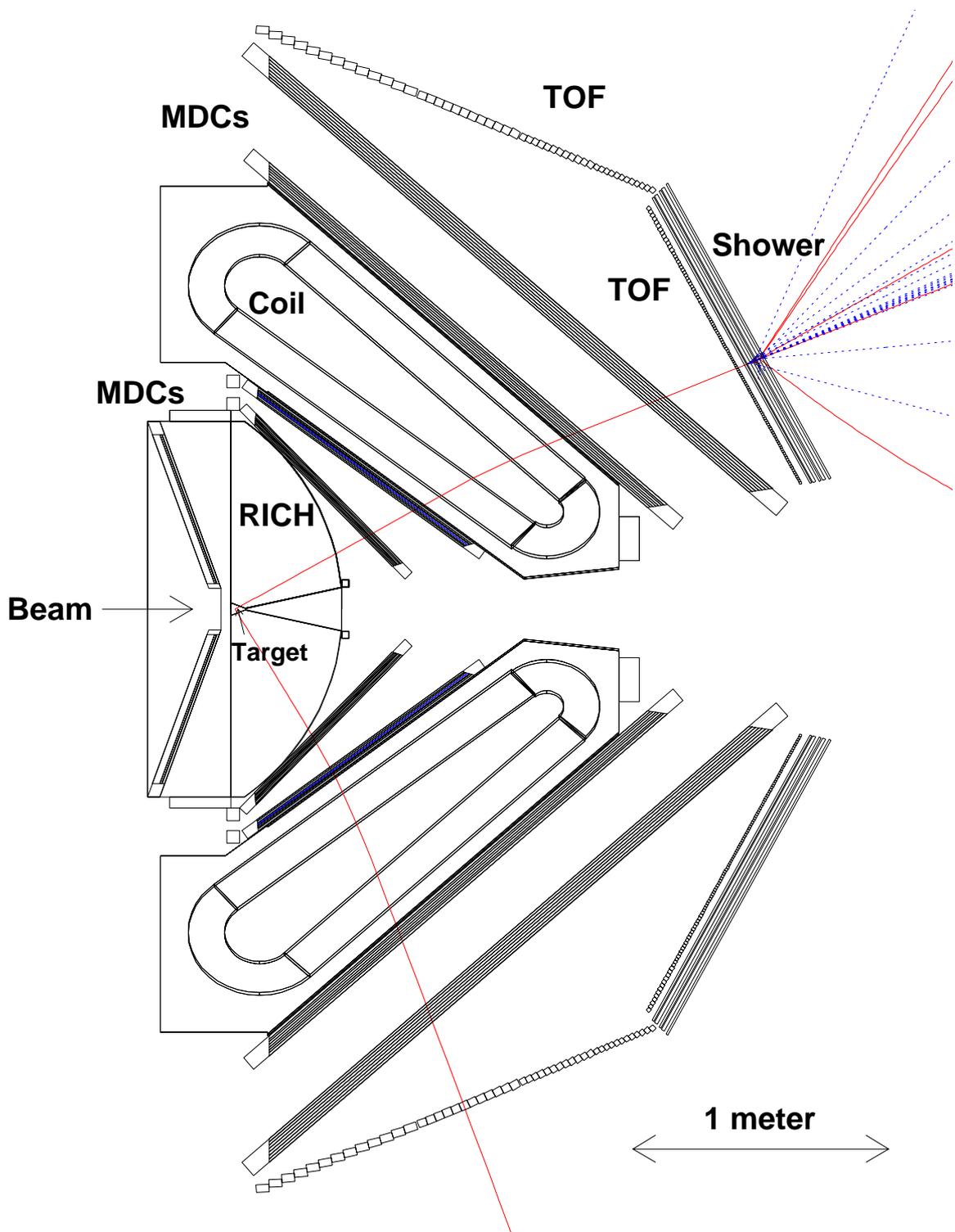


Bild 2.11: Anordnung der Detektorkomponenten in HADES bezüglich der Strahlachse (Beam). HADES besteht aus einem ortsauflösenden Čerenkov-Zähler (RICH), einem Magnetspektrometer mit 6 Spulen (coil) und META, einer Detektorkombination von Schauerdetektor (shower) und Flugzeitwand (TOF). In jedem der beiden abgebildeten Segmente befinden sich ein um 20° geneigtes Modul des UV-Detektors, 4 Driftkammern (MDC) sowie ein Modul der Flugzeitwand und des Schauerdetektors. Die Umrisse der Spulenkästen sind zu erkennen. Die beiden eingezeichneten Trajektorien entsprechen einem Dielektron aus dem ω -Zerfall. Das Positron wird zur Strahlachse hin gelenkt und führt zu einem Schauer im Blei des Schauerdetektors. Das Elektron läuft durch die Flugzeitwand.

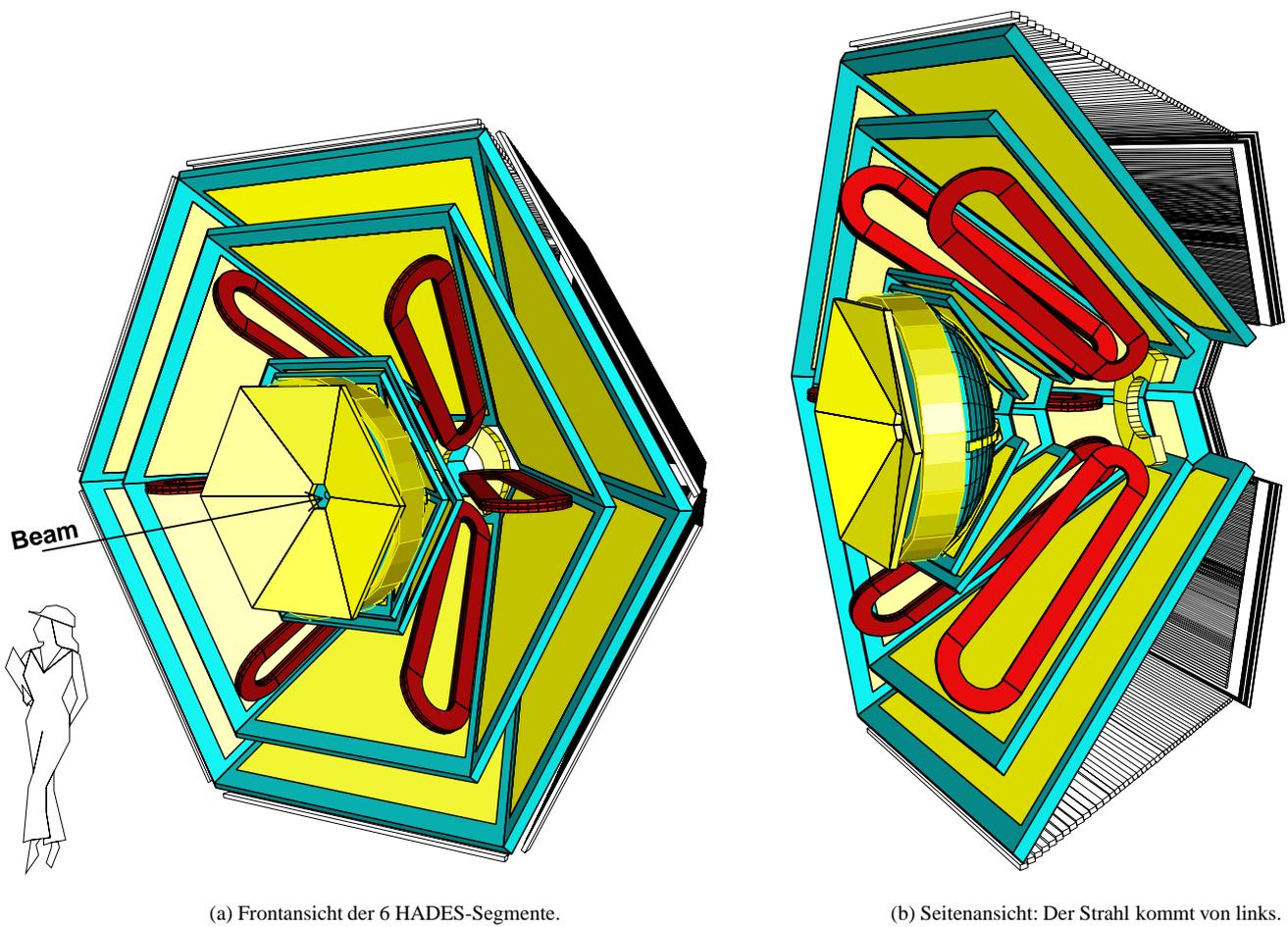


Bild 2.12: HADES: Schematische 3-dimensionale Ansicht.

Kapitel 3

RICH

Der ortsempfindliche Čerenkov-Zähler RICH (Bild 3.1) dient zur Identifizierung von Elektron-Positron-Paaren bei einer hohen Kollisionsrate von $10^6/s$ und einer hohen Anzahl von bis zu 170 Protonen und 20 geladenen Pionen in einer Kollision. Er besteht aus einem Gasradiator, einem sphärischen Spiegel mit Radius $R = 0.89$ m und einem Photonendetektor mit einer CsI-Photokathode. Ein CaF_2 -Fenster trennt das Radiatorgas vom Zählgas des Detektors.

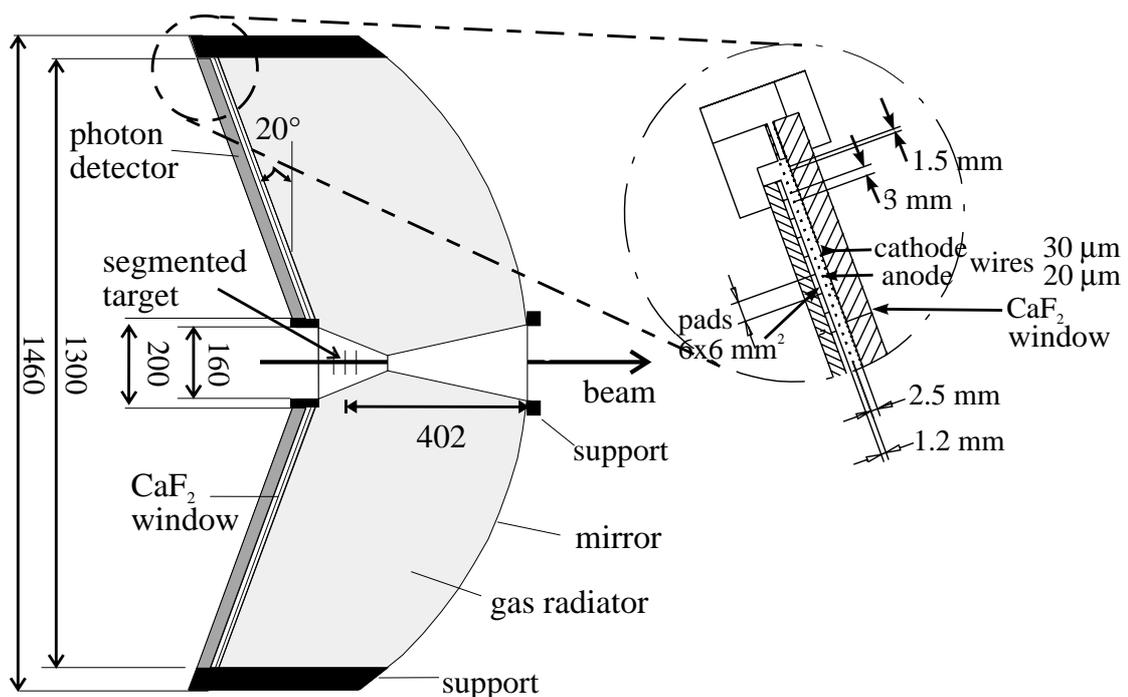


Bild 3.1: Schnitt durch den HADES-RICH (links) und Detailzeichnung des UV-Detektors (rechts). Der Bereich zwischen Target und Spiegel ist mit einem Radiatorgas ($\gamma_{thr} \simeq 20$) gefüllt. Das CaF_2 -Fenster trennt Radiatorgas und Zählgas des UV-Detektors. Größenangaben sind in mm soweit nicht anders angegeben.

Bei einem Abstand des Targetzentrums zum Spiegelmittelpunkt von 49 cm ($0.55 R$), wird für den vollständigen Čerenkov-Kegel eine Polarwinkelakzeptanz von 18° bis 85° erreicht. Der UV-Detektor besteht entsprechend der Spektrometersymmetrie aus sechs Segmenten, die um 20° gegen die Senkrechte zur Strahlrichtung geneigt sind.

3.1 Targetsegmentierung

γ -Quanten aus dem π^0 -Zerfall konvertieren im Target zu e^+e^- -Paaren, die im RICH zu Ringen führen können. Die Strecke, die im Target durchlaufen wird, sollte daher möglichst klein sein. Da die Dicke des Targets den Reaktionsquerschnitt bestimmt, wird eine Segmentierung zur Reduktion des Untergrundes durch externe Konversion benötigt.

Für das System Au+Au wird eine Kollisionrate von etwa 1% erreicht, wenn ein Target mit 16 Segmenten von je $20\ \mu\text{m}$ Dicke (d_{seg}), d. h. mit einer Gesamtdicke $D_{eff} = N_{seg} * d_{seg} = 3.2\text{ mm}$ verwendet wird. Bei einem totalen Reaktionswirkungsquerschnitt von $\sigma_{Au+Au} \simeq 6.12\text{ barn}$ (Abschnitt 6.1.1) ergibt sich:

$$P_{int}^{Au+Au} \simeq \sigma_{Au+Au} N_{Au} D_{eff} = 0.0115;$$

mit der Avogadro-Zahl N_A und der Anzahldichte an Goldatomen $N_{Au} = \rho_{Au} N_A / A_{Au}$.

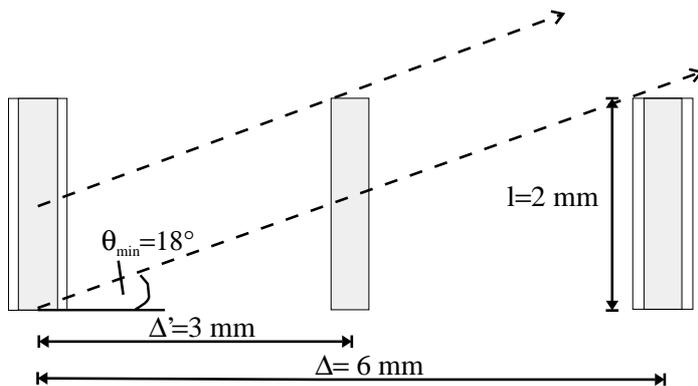


Bild 3.2: Ausschnitt aus einem segmentierten Target: Bei gleicher Targetgesamtlänge und -Dicke entstehen für drei Targetsegmente von $20\ \mu\text{m}$ Dicke (grau) im Abstand von 3 mm weniger Konversionspaare innerhalb der Spektrometerakzeptanz ($\theta > 18^\circ$) als für zwei $30\ \mu\text{m}$ dicke Targetsegmente in einem Abstand von 6 mm (weiße Rechtecke).

Bild 3.2 zeigt die Bedeutung der Segmentierung. Bei hinreichend großem Targetsegmentabstand legen γ -Quanten eine kürzere Strecke im Targetmaterial zurück, als im Fall eines einzelnen Targets der gleichen Gesamtdicke. e^+e^- -Paare aus externer Konversion werden mit sehr kleinem Öffnungswinkel in Richtung des γ -Quants emittiert. Daher bestimmen diejenigen Konversionsprozesse den Untergrundanteil, bei denen das γ -Quant innerhalb der HADES-Akzeptanz emittiert wird. Aus dem kleinsten von HADES akzeptierten Polarwinkel von 18° läßt sich bei einem durch den Strahlfleck vorgegebenen Targetsegmentdurchmesser von 2 mm der Abstand Δ berechnen, bei dem keines der γ -Quanten innerhalb der Akzeptanz ein zweites Segment durchqueren muß: $\Delta = l / \tan \theta_{min} \simeq 6\text{ mm}$. Dabei wurde der ungünstigste Fall der γ -Emission von der unteren Kante des Targets in die obere Richtung angenommen.

Da der Strahlfleck sich gaußförmig um den Targetmittelpunkt verteilt und die Teilchen isotrop in alle Richtungen emittiert werden, erwartet man, daß sich auch bei dem Abstand Δ' von etwa 3 mm , der sich aus einer Teilchenemission aus dem Targetmittelpunkt berechnet, die Anzahl an Konversionspaaren nicht erheblich erhöht. Eine Reduzierung des Targetabstands ermöglicht eine größere Segmentanzahl bei fester Gesamtlänge des Targets und

erlaubt daher bei gleichbleibender Wechselwirkungslänge die Verwendung dünnerer Targetsegmente.

3.2 Čerenkov-Photonen

Wenn ein hochenergetisches geladenes Teilchen ein Dielektrikum durchquert, emittieren die angeregten Atome Licht. Dieses Licht bildet unter einem festen Winkel θ_c zur Teilchenbahn eine Wellenfront und damit einen Kegel von Čerenkov-Photonen, falls die Geschwindigkeit β des Teilchens die Phasengeschwindigkeit β_{thr} elektromagnetischer Felder in diesem Medium übersteigt [Jac82]:

$$\beta > \beta_{thr} = 1/n = \sqrt{1 - 1/\gamma_{thr}^2}. \quad (3.1)$$

Diese Eigenschaft ermöglicht durch Wahl eines Radiators mit geeignetem Brechungsindex n bzw. Lorentz-Faktor γ_{thr} die Unterscheidung zwischen Elektronen und langsameren geladenen Teilchen (π , p , etc.). Elektronen aus Schwerionenkollisionen des hier betrachteten Energiebereichs besitzen im Gegensatz zu anderen geladenen Teilchen Geschwindigkeiten β von nahezu 1 (vgl. Bild A.3b). Der Öffnungswinkel ihres Strahlkegels ($2 \cdot \theta_c$) erreicht daher einen asymptotischen Wert¹:

$$\theta_c = \arccos \frac{1}{\beta n} \xrightarrow{\beta \rightarrow 1} 1/\gamma_{thr}. \quad (3.2)$$

In den vorgeschlagenen Radiatoren (C_4F_{10} und C_4F_{10}/CH_4 (1:1)) mit Schwellen von $\gamma_{thr} \simeq 20$ erzeugen Elektronen Čerenkov-Photonen unter einem Winkel von etwa 3° .

3.2.1 Čerenkov-Zähler

Während die meisten Čerenkov-Schwellenzähler das emittierte Licht sammeln und z. B. mit Photomultipliern messen², machen sich einige neuere Experimente³ der Hochenergiephysik zunutze, daß man, um eine höhere Selektivität zu erzielen, den charakteristischen Lichtkegel auf einem Detektor als Ring abbilden kann (vgl. Abschnitt 2.2.5). Solch ein RICH nutzt entweder die direkte Abbildung in Emissionsrichtung oder besitzt einen oder mehrere Spiegel, um die Photonen des Čerenkov-Kegels auf einen Ring zu fokussieren und die Photonendetektoren an geeigneter Stelle positionieren zu können.

Weitere Vorteile eines RICH gegenüber anderen Čerenkov-Schwellenzählern sind:

- Geladene Hadronen, die z. B. durch direkte Ionisation beim Durchgang durch das Zählergas zu einem Signal führen, erscheinen im Photonendetektor nicht als Ring und können daher diskriminiert werden.

¹Die Näherung ($\beta \rightarrow 1$) ist gleichzeitig eine Approximation für kleine Winkel θ_c : $\arccos \sqrt{1 - x^2} = \arcsin x = x + \frac{x^3}{6} + \dots$

²Das DLS-Experiment verwendete solche Čerenkov-Zähler.

³z. B. CERES [Dre95] oder DELPHI [Ada94]

- Aus den Ringmittelpunkten lassen sich die Emissionswinkel der Teilchen mit hoher Auflösung ermitteln [Seg94].

Eine effiziente Ringerkennung hängt von folgenden Faktoren ab:

1. von der Anzahl nachgewiesener Photonen pro Ring,
2. von der Anzahl der Untergrundsignale,
3. von der Ringqualität. Diese wird beeinflusst von:
 - den Fokussierungseigenschaften des Spiegels,
 - Kleinwinkelstreuung des Elektrons in Target und Radiator,
 - Radiatordispersion,
4. von der Ortsauflösung des Photonendetektors.

3.2.2 Spektrale Verteilung des Čerenkov-Lichts

Das Frequenzspektrum der von Elektronen emittierten Čerenkov-Photonen wird durch die pro Weiteinheit abgestrahlte Energie beschrieben [Per89]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^2 e^2}{c^2} \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \nu d\nu. \quad (3.3)$$

Wird in dem betrachteten Frequenzintervall die mittlere Energie der γ -Quanten mit $\langle E_\gamma \rangle = \langle h\nu \rangle$ eingeführt und die Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex vernachlässigt, so ergibt sich für die Anzahl von Čerenkov-Photonen, die gemessen werden:

$$N^{det} = \frac{dE}{dx} \frac{l_{rad}}{\langle E_\gamma \rangle} f(\varepsilon(E_\gamma)) = c_1 \cdot l_{rad} \left(1 - \frac{\beta_{thr}^2}{\beta^2}\right) \int_{E_{\gamma,min}}^{E_{\gamma,max}} \varepsilon(E_\gamma) dE_\gamma \quad (3.4)$$

$$\xrightarrow{\beta \rightarrow 1} \frac{c_1 l_{rad}}{\gamma_{thr}^2} N_0; \quad \text{mit } c_1 = \frac{2\pi \alpha}{hc} \simeq \frac{370}{\text{cm eV}}$$

l_{rad} ist hierbei die im Radiator zurückgelegte Weglänge. Im HADES-RICH beträgt l_{rad} in Abhängigkeit vom Polarwinkel 40 bis 70 cm (vgl. Bild 7.1). N_0 bzw. $\varepsilon(E_\gamma)$ beinhalten die detektorspezifischen Größen von Transmission und Effizienz:

$$N_0 = 2\pi\alpha \cdot T_{det} \cdot \varepsilon_e \int_{\lambda_{max}}^{\lambda_{min}} T_{rad} \cdot R \cdot T_F \cdot \varepsilon_q \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (3.5)$$

Hierbei ist

T_{det} :	Transmission der Drahtkammer des UV-Detektors	$\simeq 0.97$
ε_e :	Effizienz der Drahtkammer für einzelne Elektronen	$\simeq 0.95$
$R(\lambda)$:	Spiegelreflektivität	$\lambda > 160 \text{ nm} \simeq 0.85$
$T_{rad}(\lambda)$:	Transmission des Radiatormaterials	
$T_F(\lambda)$:	Transmission des Fensters zwischen Radiator und Detektor	
$\varepsilon_q(\lambda)$:	Quanteneffizienz des Detektors	

Für die niederenergetischen Untergrundelektronen (z. B. δ -Elektronen, s. Abschnitt 7.1.2) darf der asymptotische Fall ($\beta \rightarrow 1$) nicht angenommen werden. Nach Glg. 3.4 ergibt sich bei einer Schwelle von $\gamma_{thr} \simeq 20$, d. h. einer Energieschwelle $E_{thr}^e = 10$ MeV, jedoch erst für Leptonenenergien unterhalb von 25 MeV eine Abnahme der Photonenzahl von 10%.

Setzt man in Glg. 3.4 für den HADES-RICH z. B. Transmission T_{rad} und Schwelle γ_{thr} des vom DLS verwendeten Gases Isobuthan (siehe Tabelle 3.1) ein und nimmt ein Quarzfenster an, so resultieren mit einer mittleren Quanteneffizienz von $\varepsilon_q \simeq 0.2$ entsprechend Bild 3.3.2 in Abhängigkeit von l_{rad} , d. h. vom Polarwinkel, 5 bis 9 nachgewiesene Photonen in einem Ring. Bei Berücksichtigung statistischer Fluktuationen ist die Ringerkennungseffizienz damit vor allem für kleine Polarwinkel reduziert. Die Anzahl emittierter Čerenkov-Photonen steigt mit $1/\lambda_{min}$ an; daher wurden die Komponenten des RICH entsprechend Glg. 3.5 für eine effiziente Messung im kurzwelligen UV-Bereich optimiert.

3.3 RICH-Komponenten

3.3.1 Radiatorgas

Für eine gute Ausbeute an Čerenkov-Photonen sollte das Radiatorgas eine hohe Transmission im kurzwelligen Bereich und einen möglichst kleinen Lorentz-Faktor γ_{thr} besitzen, wobei zur Hadronenunterdrückung eine Schwelle von $\gamma_{thr} > 11$ notwendig ist (Tabelle 2.3). Tabelle 3.1 zeigt die Eigenschaften einiger Radiatorgase, die in diesem Kapitel diskutiert werden.

Radiatorgas	γ_{thr}	θ_c [deg]	r_{ring}^\perp [cm]	$\frac{\Delta n}{n-1}$ [%]	λ_{min} [nm]	X_0 [cm]	N_{min}^{det} 18°	N_{max}^{det} 85°
C_4H_{10}	18	3.18	2.48	10.7	170	16930	5	9
C_4F_{10}	18	3.18	2.48	3.5	145	3220	13	23
C_2F_6	25	2.29	1.78	2.9	135	5520	8	14
CH_4	31	1.8	1.44	9.6	145	64850	5	8
C_4F_{10}/CH_4 (1:1)	22	2.69	2.02	7	145	5850	9	15

Tabelle 3.1: Eigenschaften einiger Radiatorgase. θ_c ist der asymptotische Čerenkov-Winkel. r_{ring}^\perp ist der Radius des fokussierten Ringes bei senkrechtem Einfall zum Spiegel. X_0 bezeichnet die Strahlungslänge; N^{det} gibt die detektierte Photonenzahl in einem Ring an; sie wurde mit Glg.3.4 berechnet, wobei eine Quanteneffizienz entsprechend Bild 4.3 und die Transmission eines CaF_2 -Fensters eingesetzt wurde. Die Dispersionswerte $\Delta n/(n-1)$, die [Seg88] entnommen wurden, beziehen sich auf ein Längenwellenintervall $\lambda \in [165nm, 190nm]$.

Für den HADES-RICH werden folgende Radiatorgase in Betracht gezogen:

1. C_4F_{10} , das momentan bevorzugte Gas.
 - Dieses Gas besitzt einen vergleichbar kleinen Lorentz-Faktor γ_{thr} von 18.

- Es besitzt eine hohe Transmission bis zur unteren Grenze $\lambda_{min} \simeq 145$ nm.
 - Fluorverbindungen haben gegenüber Kohlenwasserstoffen den Vorteil geringerer Dispersion $\Delta n(\lambda)$; dies führt bei einer geringeren Austreuung des Čerenkov-Kegels zu einer besseren Ringqualität, da für die Abhängigkeit des Čerenkov-Winkels vom Brechungsindex n gilt: $\Delta\theta_c/\theta_c = \Delta n/(2n - 2)$ [Seg88].
2. Ein Gasgemisch, das aus je einem Teil CH_4 und C_4F_{10} besteht.
 - Durch die Beimischung von CH_4 wird die effektive Schwelle γ_{thr} erhöht. Dies erschwert die Ringerkennung, da die Čerenkov-Photonenzahl mit $1/\gamma^2$ auf 0.76 $N_{\text{C}_4\text{F}_{10}}$ sinkt und die Ringe wegen $r \sim 1/(2\gamma)$ kleinere Radien r besitzen.
 - CH_4 besitzt fast die gleichen Transmissionseigenschaften wie C_4F_{10} .
 - Durch die höhere Strahlungslänge wird der Untergrund von e^+e^- -Paaren aus externer Konversion im Vergleich zu reinem C_4F_{10} fast um die Hälfte reduziert. Darüberhinaus ergibt sich wegen der geringeren Kleinwinkelstreuung eine bessere Winkelauflösung.
 3. C_2F_6 besitzt ähnliche Eigenschaften wie das $\text{C}_4\text{F}_{10}/\text{CH}_4$ -Gemisch (vgl. Tabelle 3.1).

Die Kontaminierung des Radiators mit anderen Gasen wie, z.B. O_2 H_2O erfordert ein Kontrollsystem, das die Transmission des Radiators überprüft. Für die aufgeführten Gase wurde ein vernachlässigbar geringer Anteil an Szintillationslicht beobachtet. Dies wird in Abschnitt 7.1.3 behandelt.

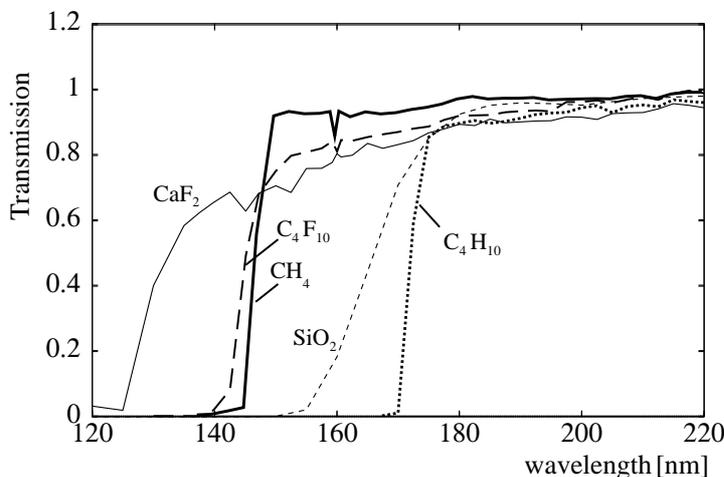


Bild 3.3: Transmission von Radiatorgasen und Fenstermaterialien. Die HADES-Optionen sind C_4F_{10} oder ein $\text{C}_4\text{F}_{10}/\text{CH}_4$ -Gemisch mit $\lambda_{min} \simeq 145$ nm. Das HADES-Fenster aus CaF_2 , ist den Transmissionseigenschaften dieser Gase wesentlich besser angepaßt als SiO_2 (angegeben für 8 mm). Neuere Messungen [Leh95] ergeben eine höhere C_4F_{10} -Transmission von 0.9 bis zur Abschnidegrenze von 145 nm.

Sowohl DLS als auch CERES verwenden in den vorderen Čerenkov-Zählern mit C_4H_{10} bzw. CH_4 Radiatoren mit vergleichbar großer Strahlungslänge, so daß in diesen Experimenten der dominierende e^\pm -Untergrundanteil aus dem Target stammt. Nicht aufgelöste Ringe einer Paarkonversion enthalten die doppelte Photonenzahl. CERES kann diese Paare durch eine auf die Photonenzahl gesetzte Schwelle effektiv unterdrücken. Bei HADES überwiegt die Anzahl der e^+e^- -Paare aus externer Konversion im Radiator (vgl. Bild 7.4). Da diese e^+e^- -Paare im Mittel über eine kürzere Wegstrecke Čerenkov-Licht erzeugen, ist die Photonenzahl gegenüber einzelnen Elektronen aus dem Target nicht signifikant erhöht.

3.3.2 UV-Detektor mit CsI-Photokathode

Im UV-Detektor werden die Čerenkov-Photonen durch Photoeffekt oder Compton-Streuung in Photoelektronen konvertiert. Bei Verwendung eines konventionellen Gaskonverters (z. B. TMAE) und Verstärkung der Photoelektronen in aufeinanderfolgenden Stufen streuen die Driftzeiten der in Lawinen erzeugten Sekundärelektronen in einem Bereich von etwa 0.5 bis 1 μs [Seg94, Dre88]. Für die hohen Wechselwirkungsraten des HADES-Experiments von etwa $10^6/\text{s}$ eignet sich diese Methode nicht. Daher ist ein Festkörper-Photonkonverter in Form von CsI-bedampften Photokathodenplättchen (Pads) von etwa $6 \times 6 \text{ mm}^2$ vorgesehen (vgl. Bild 3.1). Hier werden die Elektronen in der Photokathode freigesetzt. Die Sekundärelektronen werden in einer Stufe verstärkt, bis sie die Anodendrähte in nur 1.5 mm Entfernung erreichen. Durch die asymmetrische Feldgeometrie konzentriert sich die influenzierte Ladung hauptsächlich auf ein Pad⁴.

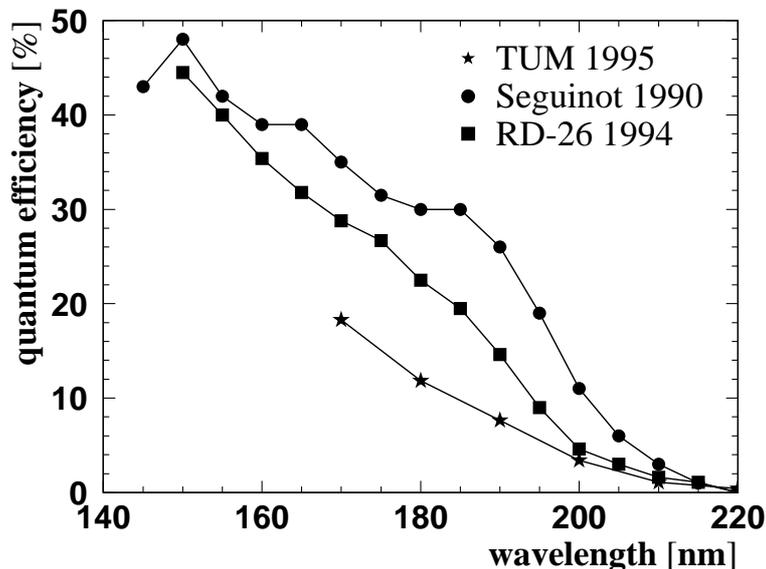


Bild 3.4: Quantenausbeute von CsI-Photokathoden nach Messungen von [Fri95, Ger95] (TUM 1995), [Seg90] (Seguinot 1990), [Ber95] (RD-26 1994).

In mehreren Arbeiten, die zum Teil in [Bari93] enthalten sind, wird für diese Photokathoden, die sich für große Detektorflächen ($\approx 1 \text{ m}^2$) eignen, im UV-Bereich von 100 bis 200 nm eine Quantenausbeute von 10% bis 40% erreicht. Wie in Bild 3.4 am Beispiel dreier Messungen zu erkennen ist, weichen die Meßwerte bis zu einem Faktor 2 voneinander ab; weitere Arbeiten zeigen allenfalls eine Tendenz zu der untersten Kurve. Die Quanteneffizienz zeigt eine Abhängigkeit von den Herstellungsbedingungen der Photokathode, von der angelegten Spannung und von den verwendeten Zählgasen, die ebenso wie Verunreinigungen (z. B. Wasser) an der Oberfläche adsorbiert werden [And94]. In Verbindung mit der Polarisation von Čerenkov-Licht wird zudem eine Abhängigkeit der Quanteneffizienz vom Einfallswinkel des Lichts beobachtet [Bra94]. Darüberhinaus wird eine gute Kalibrationsmethode benötigt. Aus Messungen, in denen Photokathoden für einige Zeit Feuchtigkeit, Zählgas und hohen Photonenströmen ausgesetzt wurden, wird für den HADES-RICH

⁴Im Mittel liefern drei bis fünf Pads ein Signal, so daß das Pad mit der maximalen Influenzladung mittels geeigneter Schwellen gefunden werden muß [Ger95].

nach einem Zeitraum von 10 Jahren eine Quanten-Effizienzabnahme von 20% abgeschätzt [Frie94, Mai95].

3.3.3 Fenster des UV-Detektors

Radiatorgas und Detektorgas werden durch ein CaF-Fenster getrennt. Durch Photokathode und Radiatorgas ist ein Wellenlängenbereich von 145 bis etwa 200 nm festgelegt, in dem Čerenkov-Photonen gemessen werden können. Dieser Bereich darf durch *keine* weitere Komponente beschnitten werden. Quarzglas (SiO_2) absorbiert Photonen unterhalb von $\lambda_{min} \simeq 160$ nm, während die vorgeschlagenen Radiatorgase für Photonen bis zu einer minimalen Wellenlänge von etwa 145 nm durchlässig sind. Im Gegensatz dazu reicht der Transmissionsbereich des vorgesehenen 8 mm dicken Fluorit-Fensters bis zu kleinen Wellenlängen von 140 bis 120 nm (Bild 3.3). Fluorit (CaF_2), das in der Natur als Flußspat vorkommt, wird auch für den CERES-RICH I verwendet und ist sehr zerbrechlich.

3.3.4 Spiegel

Damit Leptonen nur wenig von ihrer Bahn abgelenkt werden, wird ein Spiegel verwendet, der aus 2 mm dicker Kohlefaser besteht. Eine hohe Reflektivität bis zum kurzwelligen UV-Bereich von $\lambda_{min} \simeq 135$ nm wird durch eine Al-Bedampfung unter Hochvakuumbedingungen erreicht. Zur Vermeidung von Oxidation und zur Vergütung dient eine zusätzliche dünne Schicht von MgF_2 . Mit dieser Bedampfungstechnik wird bei senkrechtem Lichteinfall eine Reflektivität von etwa 0.85 erreicht, die zu kleinen Wellenlängen leicht abnimmt und bei 140 nm etwa 0.65 beträgt [Bra89]. In Abhängigkeit vom Polarwinkel werden bei HADES Reflektionswinkel bis zu 30° erreicht. Zudem ist das Čerenkov-Licht in der von Elektron und Photon aufgespannten Ebene linear polarisiert. Der Einfluß dieser Eigenschaften auf das Reflektionsvermögen muß noch im Detail untersucht werden.

3.4 Strahlengang

Die hohe Polarwinkelakzeptanz des Spektrometers stellt für die RICH-Geometrie ein besonderes Problem dar, da der Spiegel keinen ebenen Fokalebereich für alle Einfallswinkel besitzt. Anordnung von Target, Spiegel und Detektor sind im Hinblick auf die Fokussierungseigenschaften unter Berücksichtigung folgender Aspekte optimiert:

- I. Der Abstand von der Strahlachse zum höchsten Punkt des Spiegels darf maximal 70 cm betragen, da die Dimension des Spektrometers mit dem Durchmesser des RICH-Spiegels skaliert und die Gesamtgröße des Systems limitiert ist.
- II. Da die Zahl der Čerenkov-Photonen nach Glg. 3.4 linear mit der Radiatorlänge ansteigt, werden für alle Emissionswinkel des Akzeptanzbereichs große Abstände l_{rad} zwischen Target und Spiegel angestrebt. Diese werden festgelegt durch den Spiegelradius und die Position des Targets auf der Strahlachse.

- III. Um bei allen akzeptierten Winkeln gut fokussierte Ringbilder zu erhalten, muß in Abhängigkeit von Spiegelradius und Targetposition die Position und die Form des UV-Detektors optimiert werden.
- IV. Mit einem Fokalebereich des Spiegels in Rückwärtsrichtung und in möglichst großer Entfernung zum Target soll die Anzahl der Hadronen, die den Photonendetektor durchqueren, minimiert werden.

Die analytischen und numerischen Berechnungen der Fokussierungseigenschaften, die zu der RICH-Geometrie in den Bildern 3.1 und 3.5 führten, werden in Anhang E im Detail behandelt. Die wichtigsten Ergebnisse werden im folgenden zusammengefaßt.

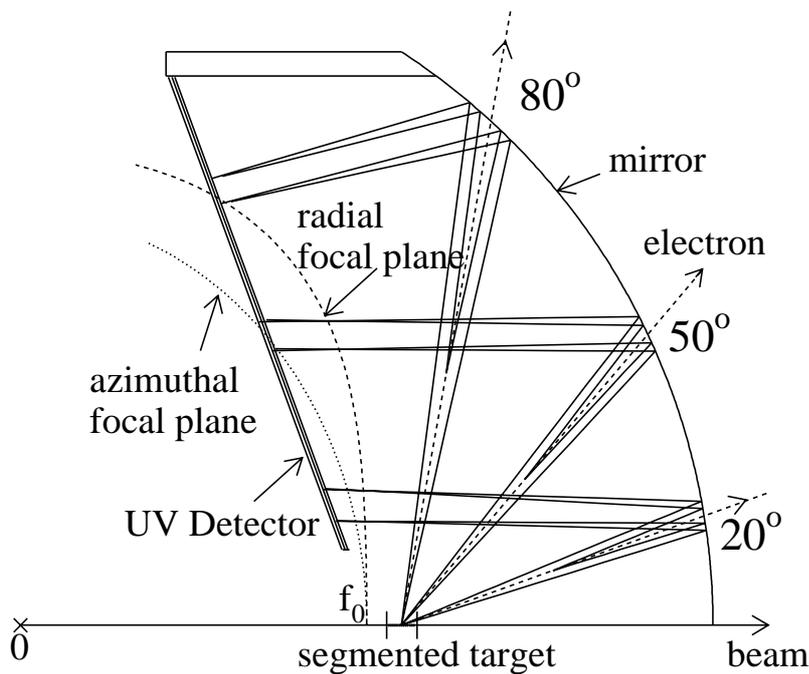


Bild 3.5: Strahlengang im RICH. Das Target befindet sich im Abstand $0.55 R$ zum Spiegelmittelpunkt '0'. Auf die radiale Fokalfläche werden parallele Strahlen der abgebildeten Ebene fokussiert; Strahlen die senkrecht zu dieser Ebene zueinander parallel sind, werden auf der azimuthalen Fokalfläche fokussiert.

Schneidet man den Čerenkov-Kegel mit einer Ebene, die das Elektron enthält, so findet man zwei parallele Strahlenbündel von Photonen, die nach der Reflexion am Spiegel jeweils in einen Punkt fokussiert werden. Nach dem Reflexionsgesetz werden achsenparallele Strahlen in einem sphärischen Spiegel mit dem Radius R in dem Punkt $f = \frac{R}{2} \cos \delta_{ref}$ auf der Spiegelachse fokussiert [Ber78], wobei der Reflektionswinkel δ_{ref} zwischen einfallendem bzw. ausfallendem Strahlenbündel und der Spiegelnormalen (Radiusvektor) definiert ist. Für kleine Emissionswinkel gilt unabhängig von der Targetposition auf der Hauptachse $\delta_{ref} \simeq 0$ und die Strahlen werden im Fokuspunkt $f_0 = R/2$ fokussiert. Für eine Fokussierung in Rückwärtsrichtung zum Target befindet sich das Target im Abstand $0.55 R$ vom Spiegelmittelpunkt. Bei diesem Targetabstand nimmt der Reflektionswinkel mit dem Emissionswinkel zu.

Parallele Strahlen, die in einer Ebene mit einem Radiusvektor des Spiegels liegen, wie z. B. die in Bild 3.5 eingezeichneten Strahlen, werden auf der gekrümmten *radialen* Fokalfläche

fokussiert. Strahlen des Čerenkov-Kegels, die senkrecht zu der abgebildeten Ebene zueinander parallel sind, werden auf der *azimutalen* Fokalfläche fokussiert. Die unterschiedliche Fokussierung ist darauf zurückzuführen, daß azimutal zueinander parallele Strahlen etwa den gleichen Reflektionswinkel besitzen, während dies für radial zueinander parallele Strahlen (abgebildet) nicht gilt. Die Strahlen legen nach der Reflektion folgende Wegstrecken (Fokallängen) zurück, bis sie fokussiert werden:

$$\text{Azimutal : } f_{azi} = f_0 / \cos\delta_{ref}; \quad \text{Radial : } f_{rad} = f_0 \cos\delta_{ref} \quad (3.6)$$

Bild 3.6 zeigt die mit dem Emissionswinkel der Čerenkov-Photonen auseinanderlaufenden Funktionen. Position und Neigungswinkel der sechs UV-Detektorsegmente wurden den resultierenden Fokalflächen angepaßt. Bild 3.7 zeigt die Ringbilder auf einem Detektorseg-

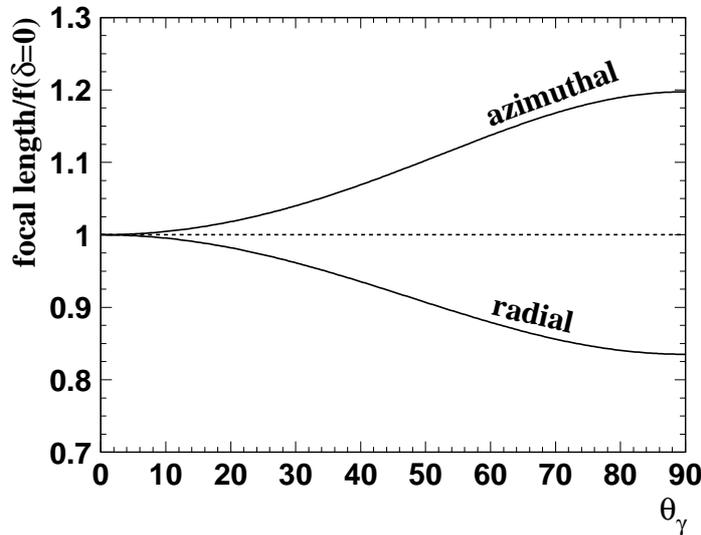


Bild 3.6: Weglängen von parallelen Čerenkov-Strahlen nach der Reflektion bis zur Fokussierung bei einem Abstand des Emissionsorts zum Spiegelmittelpunkt von $0.55 R$. Die Weglängen, die als Funktion des Emissionswinkels der Čerenkov-Photonen aufgetragen sind, wurden auf die Fokalstrecke $f(\delta_r = 0) = R/2$ für kleine Reflektionswinkel δ_r normiert.

ment, wenn eine punktförmige Abbildung der Photonen ohne Photoelektronen und Pad-Geometrie angenommen wird. Die Ablenkung des Elektrons durch magnetische Randfelder und Vielfachstreuung während der Emission der Photonen sowie die Aufstreuung des Čerenkov-Kegels durch Dispersion wurde innerhalb von GEANT-Simulationen berücksichtigt. Die Reflektion und der Auftreffort jedes Photons wurde hierbei mit linearen Gleichungen berechnet. Für Emissionswinkel des Leptons von 70° erkennt man in Bild 3.7 eine elliptische Ringform. Für gleiche Reflektionswinkel erhält man den Radius r_{ring} des fokussierten Ringes aus:

$$r_{ring} = f \tan\theta_c \simeq f\theta_c \quad (3.7)$$

Die Näherung gilt für kleine Čerenkov-Winkel wie z. B. $\theta_c = 3.18^\circ$ für C_4F_{10} (vgl. Tabelle 3.1). Die Abstände der abgebildeten Photonen zum Mittelpunkt des Ringes sind somit direkt proportional zu den Fokallängen f , die sich in azimutaler und radialer Richtung gemäß Bild 3.6 unterscheiden. Die Streuung und die Abhängigkeit der radialen und azimutalen Ringradien auf dem Detektorsegment vom Polarwinkel ohne den Einfluß von Magnetfeld, Dispersion und Vielfachstreuung zeigen die Teilbilder Bild 3.8a und b. Die der Radiusverteilung entsprechende Ringform ist über den Polarwinkelbereichen eingezeichnet. Bei

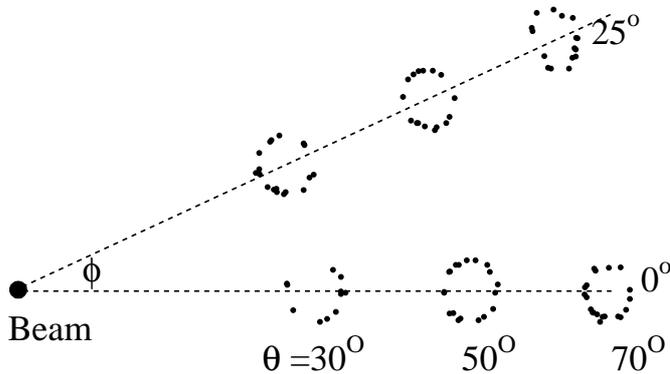


Bild 3.7: Ringbilder auf einem der geneigten UV-Detektorsegmente bei verschiedenen Emissionswinkeln des Elektrons. Der Azimutwinkel von 0° entspricht der Segmentmitte, 25° dem Segmentrand. Die Ablenkung des Elektrons durch magnetische Randfelder und durch Vielfachstreuung im Radiator C_4F_{10} sowie Austreuung des Čerenkov-Kegels durch die Dispersion von C_4F_{10} wurden berücksichtigt. Der Strahl ('Beam') geht durch die Mitte des Detektors.

e^\pm -Polarwinkeln von etwa 50° bzw. 80° , wo das Detektorsegment entsprechend Bild 3.5 die azimutale bzw. radiale Fokalebene schneidet, erkennt man die Fokussierung der entsprechenden Radiusverteilung. Insbesondere für die azimutale Verteilung ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der analytisch nach Glg. 3.7 berechneten Kurve, welche die Radien auf der Fokalfläche angibt.

Bild 3.8c zeigt die mit dem Polarwinkel zunehmende Exzentrizität ε der Ringe, welche aus den azimutalen und radialen Radien von Bild 3.8a und b berechnet wurde:

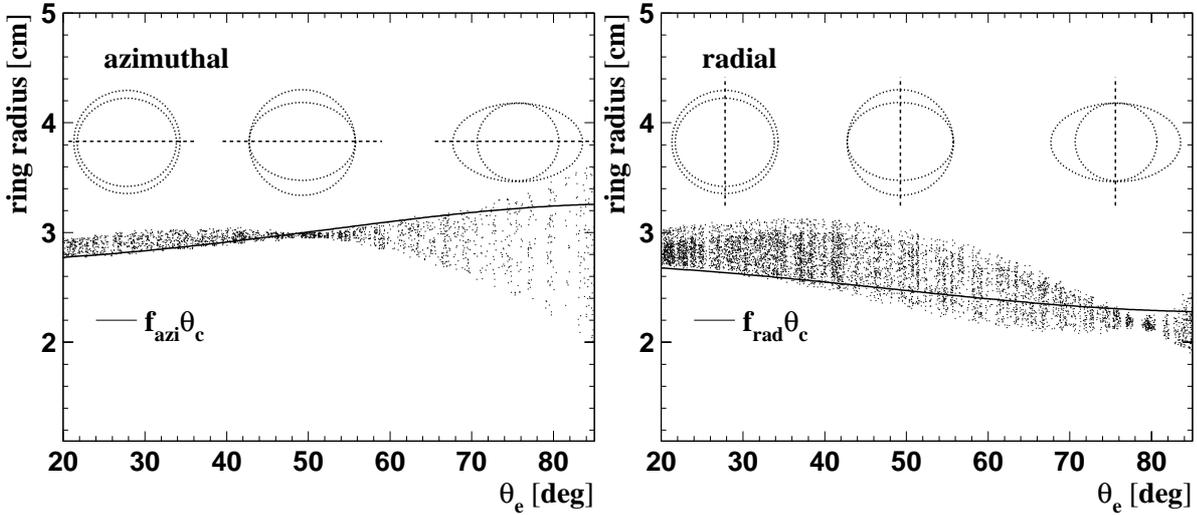
$$\varepsilon = \sqrt{1 - (r_{rad}/r_{azi})^2} \quad (3.8)$$

Bei $\theta = 80^\circ$ wird eine Exzentrizität von 0.65 erreicht.

Die scharfen Fokalfpunkte in Bild 3.8a und b resultieren aus einer Simulationsrechnung (GEANT) ohne Störungen durch Dispersion, Vielfachstreuung und Magnetfeld. Um ein Maß für die Radiusbreite zu erhalten, wurden die Ellipsen mit Hilfe der Exzentrizität zu Kreisen korrigiert und die Abweichungen der Mittelpunktsabstände zum mittleren Radius eines Kreises bestimmt. Der parallele Verlauf der beiden Kurven mit und ohne Störungen in Bild 3.8d macht deutlich, daß die Fokussierungseigenschaften die Ringauflösung entscheidend beeinflussen. Die Breite der Radiusverteilung (σ_{ring}) steigt bis zu einem Winkel von 70° nur leicht auf etwa 1.5 mm, erreicht jedoch vor allem wegen der schlechten azimutalen Fokussierung für sehr große Polarwinkel bis zu 2.5 mm. Die Zunahme der Radiusbreite um etwa 30% ist vor allem auf den Einfluß von Vielfachstreuung im Radiatorgas C_4F_{10} zurückzuführen.

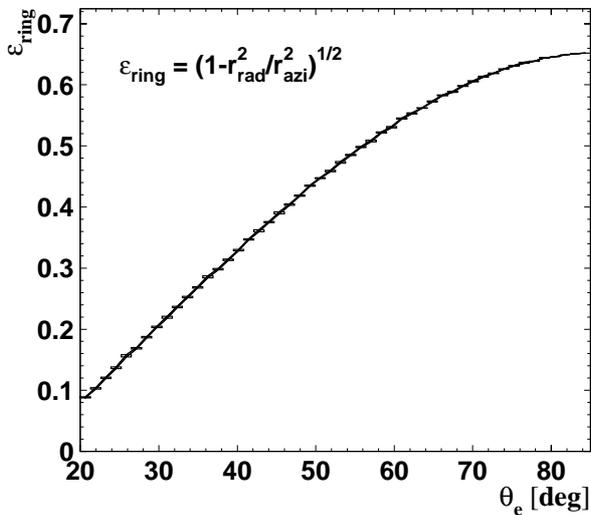
3.5 Ringerkennung

Während bisher die ideale Situation der punktförmigen Photonabbildung betrachtet wurde, beinhaltet die HADES-Simulation die realistische Antwortfunktion des Detektors sowie Algorithmen zur Ringerkennung [Bre94]. Bild 3.9 zeigt die sechs Segmente des UV-Detektors für eine zentrale Au+Au-Kollision, in der ein Dielektron aus einem ω -Zerfall zu zwei Ringen führt. Um die vom Ringerkennungsalgorithmus erkannten Ringe sind Kreise

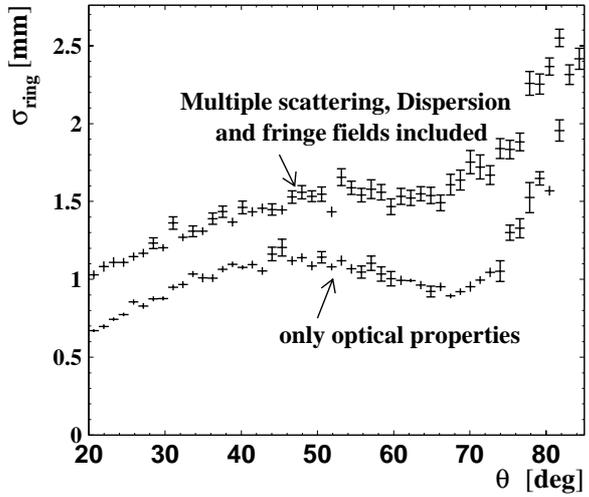


(a) Azimutale Radiusverteilung. Da der Detektor für $\theta_e < 50^\circ$ nur wenig hinter der azimutalen Fokalfläche liegt, streuen die azimutalen Radien nur wenig. Die Fokalfläche schneidet den Detektor bei $\vartheta_e \simeq 50^\circ$ und weicht bei größeren Polarwinkeln stark in Rückwärtsrichtung ab, wodurch die Verteilung breit wird.

(b) Die radiale Fokalfläche liegt fast im gesamten Winkelbereich vor dem Detektor. Da sie weiter vom Detektor entfernt ist als die azimutale Fokalfläche, ergibt sich eine breitere Radiusverteilung.



(c) Ringexzentrizität, ermittelt aus den mittleren azimutalen und radialen Radien der Ringe auf dem Detektor.



(d) Breite der Radiusverteilung. Mit dem gefitteten ϵ_{ring} aus (c) wurden die Abstände zum Ringmittelpunkt in eine kleine Hauptachse umgerechnet und für die elliptische Form korrigiert. Die aus den Abbildungseigenschaften resultierende Ringbreite (unten) wird vor allem durch den Einfluß von Vielfachstreuung (oben) vergrößert.

Bild 3.8: Radiusverteilung der Ringe auf dem Detektor für die HADES-RICH-Geometrie in Bild 3.4 ohne Berücksichtigung der Targetsegmentierung und für punktförmige Photonabbildung. Der Radius ist jeweils als Abstand des abgebildeten Photons vom Ringmittelpunkt definiert. Bei einem Spiegelradius von 1 m wurde als Radiatorgas C_4F_{10} angenommen.

gezogen. Die einzelnen Photonen werden über die auf den Pads influenzierte Ladung in Form von Rechtecken abgebildet:

- Mit den einzelnen, zufälligen Signalen werden Untergrundereignisse z. B. durch Szintillationslicht berücksichtigt.
- Geladene Teilchen (z. B. Protonen) führen durch direkte Ionisation dazu, daß viele nebeneinander liegende Pads gleichzeitig ansprechen.

Durch die Pad-Geometrie werden die eigentlich elliptischen Ringe näherungsweise als Kreise abgebildet. Daher kann eine kreisförmige Suchmaske verwendet werden. Entsprechend dem durch das Radiatorgas bestimmten Ringradius von 2 bis 2.5 cm besitzt diese Maske einen Radius von 3.5 Pads. Durch Methoden, die auf Hough-Transformationen basieren, werden Untergrundsignale von Čerenkov-Ringen getrennt und Ringmittelpunkte ermittelt [Had94]. Zur genauen Ringlokalisierung wird der Ring numerisch gefittet.

Dieses Verfahren führt zu folgenden Ergebnissen:

- I. Für Dielektronen des ω -Zerfalls beträgt die Rekonstruktionseffizienz bis auf Verluste in der Nähe der Detektorrahmen etwa 98%. In der Teilchenumgebung einer Au+Au-Kollision wird dieser Wert auf etwa 95% reduziert. Aufgrund von Vielfachstreuung nimmt die Effizienz für kleine Impulse ab. Während sie bei 200 MeV/c noch etwa 95% beträgt, ist sie bei 100 MeV/c auf etwa 80% gesunken.
- II. Ohne den Einfluß von Vielfachstreuung wird in azimuthaler und polarer Richtung eine Winkelauflösung von etwa 2.3 mrad erreicht.

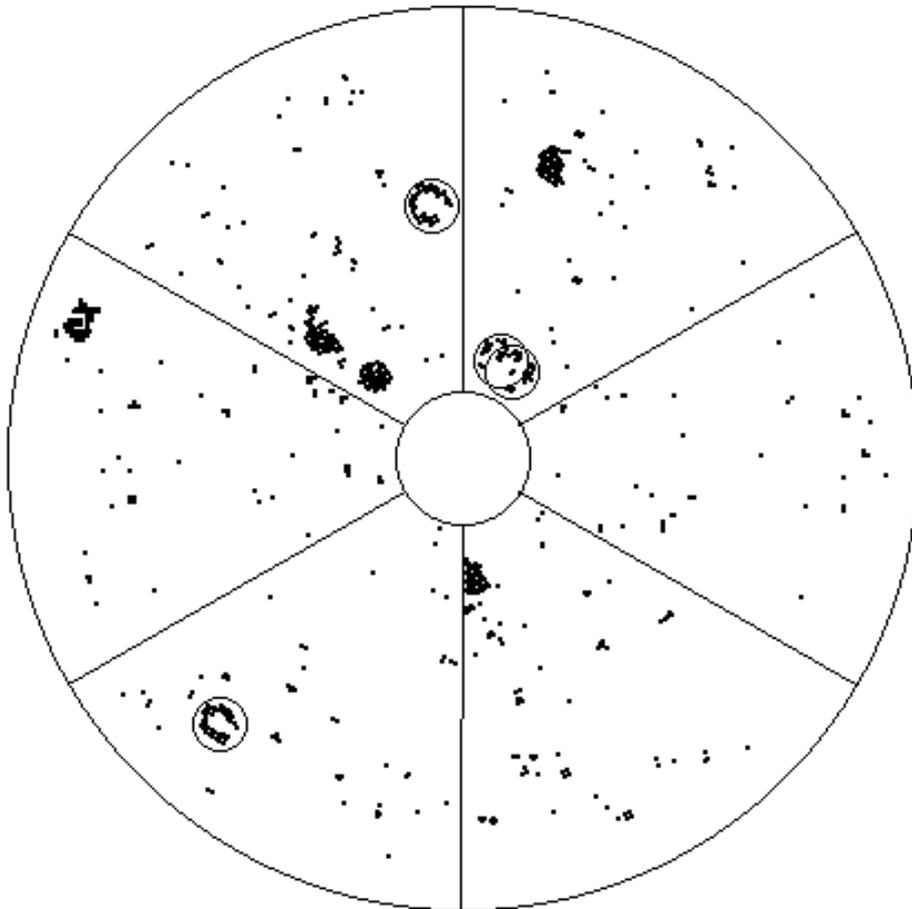


Bild 3.9: RICH-Detektor: Simulation einer Au+Au-Kollision, die ein e^+e^- -Paar aus einem ω -Zerfall enthält. Um die Čerenkov-Ringe sind Kreise gezogen. Die zwei sich überschneidenden Ringe sind auf ein e^+e^- -Paar aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall zurückzuführen.

Kapitel 4

Das Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer wird durch die sechs Spulen des Toroids in sechs Segmente unterteilt. In einem Segment befinden sich vor und hinter dem Magnetfeldbereich je ein Driftkammerpaar zur Bestimmung der Teilchenbahn (s. Bild 2.11). Aus der Ablenkung im Magnetfeld werden die Leptonenimpulse rekonstruiert, die nach Glg. 2.2 zur Bestimmung der invarianten Masse benötigt werden. Zwei Spulen sind gemeinsam mit dem Umriß der Spulenkästen in Bild 2.11 zu erkennen. Jede Spule besteht aus zwei geraden Teilstücken, die über Kreisbögen am oberen und unteren Ende miteinander verbunden sind.

Die Toroidgeometrie ermöglicht eine hohe geometrische Akzeptanz mit einem geringen Materialanteil im Bereich der Teilchenspuren. Im Schatten der etwa 8 cm breiten Spulenkästen befinden sich die Detektorrahmen. Die azimuthale Ablenkung der Teilchen durch Randfelder wird beim Eintritt und beim Verlassen des Magnetfeldbereichs näherungsweise kompensiert. Außerdem wird die Feldstärkeabhängigkeit von dem Kehrwert des Abstand zu der Spektrometerachse durch die zu kleineren Polarwinkeln abnehmende Spulenbreite bzw. durch die entsprechend kleinere Ausdehnung des Feldbereichs etwas korrigiert, da Leptonen mit kleinen Impulsen bei zu starker Ablenkung aus der Spektrometerakzeptanz fallen können.

4.1 Supraleitende Spulen

Eine gute Impuls- und Massenauflösung kann nur durch eine große transversale Ablenkung Δp_t des Teilchens erreicht werden. Zur Erzeugung der benötigten hohen Feldstärken von etwa 0.5 T bieten supraleitende Spulen¹ gegenüber konventionellen Kupferspulen beziehungsweise Spulen aus reinem (gekühltem) Aluminium den Vorteil, daß sie durch die hohen erreichbaren Stromdichten kompakt gebaut werden können und damit eine geringe effektive Dicke x/X_0 besitzen. Zur Aufrechterhaltung des Magnetfeldes benötigt man weiterhin nur die Leistung, die Spule mit flüssigem Helium unterhalb der kritischen Temperatur des Supraleiters zu halten.

Für Spulen in einem Magnetfeld von wenigen Tesla, werden gegenwärtig bevorzugt Niob-Titan-Legierungen mit Nb:Ti von etwa 1:1 verwendet, die bei der Temperatur von flüssigem

¹ Auch das CERES-Solenoid besteht aus supraleitenden Magneten.

Helium von 4.5 K supraleitend sind [Bu90]². Für die HADES-Spule soll ein Verhältnis Al-Cu:NbTi von etwa 10:1 und ein Verhältnis Al:Cu(NbTi) von etwa 3:1 verwendet werden. Dabei ist besonders die um einen Faktor Sechs höhere Strahlungslänge von Al gegenüber Cu von Bedeutung. Der hohe Anteil von Normalleitermaterial ist notwendig, um die im Magnetfeld gespeicherte totale Energie von etwa 1.4 MJ im Fall des Feldzusammenbruchs abführen zu können. Die mittlere Stromdichte in der Spule beträgt etwa 100-120 A/mm² bei einem totalen Strom durch die Spule von 485 000 A·N (N =Windungszahl).

Während sich die Kräfte auf den geraden Teilstücken der Spule insbesondere bei großen Abständen zur Strahlachse annähernd kompensieren, treten vor allem am unteren Kreisbogen der Spule Nettokräfte von insgesamt 4.7 t auf, die über Streben an das Spulengehäuse geleitet werden. Zur Kompensierung dieser Kräfte werden die Spulenkästen am unteren Ende miteinander verbunden.

4.2 Feldverteilung

Das Magnetfeld einer toroidalen Spulengeometrie besitzt bis auf Randfelder in Spulennähe nur in azimuthaler Richtung (\vec{e}_ϕ) eine Komponente ungleich Null:

$$\vec{H} = H_\phi \vec{e}_\phi = \frac{n N I}{2\pi \rho} \vec{e}_\phi \quad (4.1)$$

n : Anzahl der Spulen
 N : Windungen einer Spule
 I : Gleichstrom
 ρ : Radialer Abstand von der Spektrometer-Symmetrieachse; $\rho = r \sin \theta$, für $\vec{r} = (x, y, z)$

Mit einem Strom durch eine HADES-Spule von $4.85 \cdot 10^5 \text{ A} \cdot N$ würde das ideale Toroidfeld ($\vec{H} = H \vec{e}_\phi$) bei einem Abstand ρ zur Strahlachse von 1 m demnach eine Stärke $B = \mu_0 H \simeq 0.5 \text{ T}$ erreichen.

Die großen Spulenabstände und die spezielle Geometrie der HADES-Toroidanordnung führen vor allem in Spulenferne zu Abweichungen von einem idealen Toroidfeld. Die Feldlinienverteilung in Spulennähe ($\phi = 25^\circ$) entspricht näherungsweise der Spulengeometrie

²NbTi-Legierungen, die eine kritische Temperatur von etwa 10 K ($B=0 \text{ T}$) und ein kritisches Feld B_{c2} von etwa 15 T ($T=0 \text{ K}$) besitzen, sind *harte Supraleiter der zweiten Art*, d. h. daß anders als bei Supraleitern der ersten Art die Magnetfeldlinien oberhalb eines kritischen Felds B_{c1} in das Material eindringen. In dieser Phase bilden sich Flußschläuche, welche elementare Flußquanten enthalten und von Supraströmen umkreist werden. Technisch lassen sich nur harte Supraleiter verwenden, bei denen die Flußschläuche aufgrund von Haftstellen (z. B. durch Gitterstörstellen) bis zu einem kritischen Strom I_c nicht verschoben werden. Bei NbTi beträgt I_c ($T = 4.5 \text{ K}$, $B=4 \text{ T}$) etwa 6 kA. Aufgrund von Temperaturschwankungen oder Erschütterungen können sich ganze Flußbündel von ihren Haftstellen lösen, die zur starken Erwärmung der Spule führen, welche dadurch instabil wird und in Normalleitung übergeht (*quencht*). Durch Bedeckung der Supraleiter mit niederohmigen Normalleitern wie Kupfer oder Aluminium erreicht man, daß es im Fall bereichsweiser Normalleitung der Legierung zu einem niederohmigen Kurzschluß an der Grenzfläche kommt, so daß der Strom kurzzeitig im Normalleiter fließt. Die entwickelte Wärme wird an das Heliumbad abgeführt, so daß die Spule eventuell wieder abkühlt und supraleitend wird. Kupfer eignet sich im Vergleich zu Aluminium mit einer höheren mechanischen Festigkeit zur Herstellung von Verbundleitern mit sehr gutem Kontakt zu dem Supraleiter.

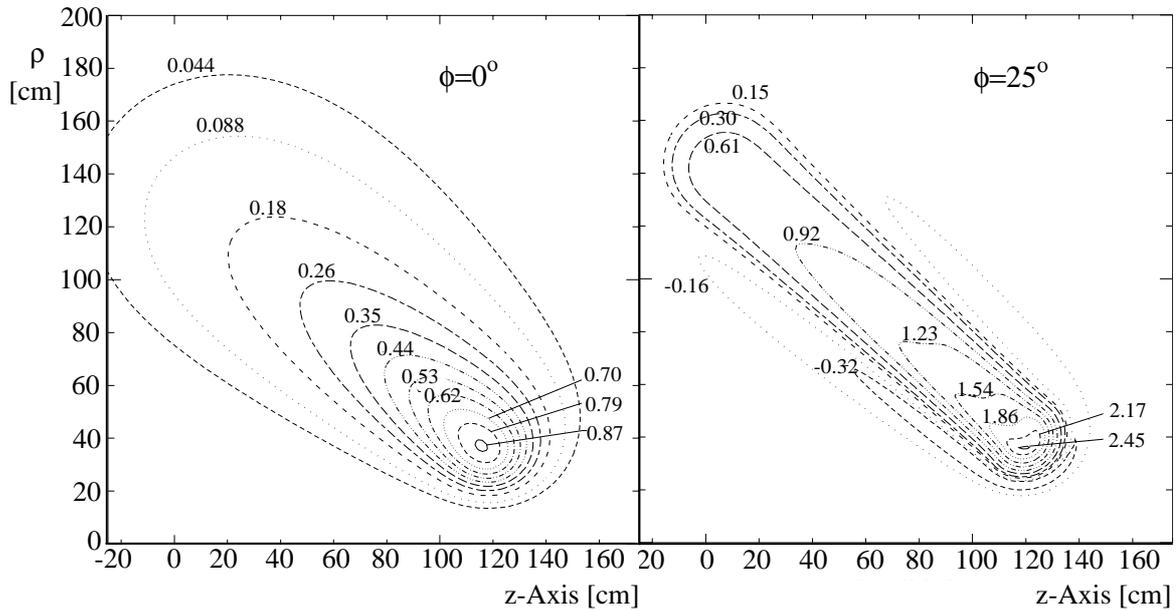


Bild 4.1: Feldverteilung im HADES-Toroid in der Ebene der Koordinaten z und ρ , die entlang (z) und senkrecht (ρ) zur Spektrometerachse definiert sind. **Links:** Mitte eines Segments ($\phi = 0^\circ$). **Rechts:** In Spulennähe ($\phi = 25^\circ$). Die Spule befindet sich bei $\phi = 30^\circ$. Die Feldstärke ist in Tesla angegeben.

(Bild 4.1, rechts). In der Mitte eines HADES-Segments ($\phi = 0^\circ$) ist das Feld etwa auf ein Drittel reduziert und erstreckt sich weit über die Ausdehnung der Spule hinaus (Bild 4.1, links). In den beiden dem Magnetfeld nahen Driftkammern (2 + 3) eines Segments führt dies bei kleinen Polarwinkeln zu maximalen Feldstärken von 0.3 T. Durch den zunehmenden Spulenabstand bei großen Polarwinkeln reichen geringe Randfelder bis in den RICH (Bild 4.2).

Bei einem senkrechten Abstand ρ zur Spektrometerachse von etwa 1 m ($\vartheta \simeq 45^\circ$) liegt die Feldstärke mit 0.26 T bei $\phi = 0^\circ$ bzw. mit 0.9 T bei $\phi = 25^\circ$ unterhalb bzw. oberhalb des beim idealen Toroid erreichten Wertes von 0.5 T. Das maximale Feld von 3.7 T wird an der Spulenoberfläche um unteren Kreisbogen erreicht.

Randfeldeffekte im RICH

Die Ablenkung, die ein Elektron durch Randfelder erfährt bis es den Spiegel erreicht, wurde mit GEANT-Rechnungen untersucht, wobei der Prozeß der Vielfachstreuung „ausgeschaltet“ wurde. Nur bei sehr kleinen Impulsen von $p < 100$ MeV/c und großen Polarwinkeln θ übertrifft die mittlere Ablenkung $\delta\alpha = (\delta\theta_B, \delta\phi_B)$ durch die Randfelder die vom RICH erreichte Auflösung von 2.3 mrad (Bild 4.2). Die für kleine Leptonenimpulse stark zunehmende Vielfachstreuung führt allein im Radiatorgas C_4F_{10} zu einer mehr als einen Faktor Zwei größeren Winkelablenkung. Die Kurven für die beiden Impulse (50 MeV/c und 100 MeV/c) steigen wegen der mit dem Polarwinkel zunehmenden Radiatorlänge leicht an.

Die Ablenkung durch Vielfachstreuung als Funktion des Impulses wird in Abschnitt 4.7.2 behandelt.

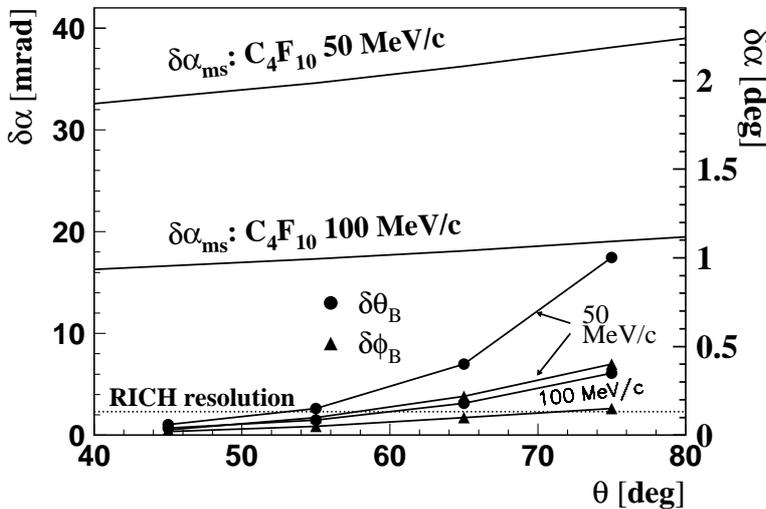


Bild 4.2: Mittlere Winkelablenkung für e^+e^- -Impulse von 50 und 100 MeV/c als Funktion des Polarwinkels. Die unteren durchgezogenen Kurven zeigen die azimutale ($\delta\phi_B$) und polare ($\delta\theta_B$) Ablenkung (bis zum Erreichen des Spiegelrandes) durch die Randfelder des Toroids. Für die gleichen Impulse und Strecken zeigen die oberen Kurven den Einfluß der Vielfachstreuung im Radiatorgas C_4F_{10} . **Gestrichelt:** Winkelauflösung des RICH (2.3 mrad).

Ablenkung im Toroidfeld

Für ein ideales toroidales Feld erfolgt die Ablenkung nur in die polare Richtung θ . Die transversale Impulsänderung Δp_t (Bild 4.3a), die ein Teilchen mit Ladung Ze durch die Lorentz-Kraft erfährt, wenn es eine Wegstrecke l im Magnetfeld zurückgelegt hat, beträgt für kleine $\Delta p_t/p$:

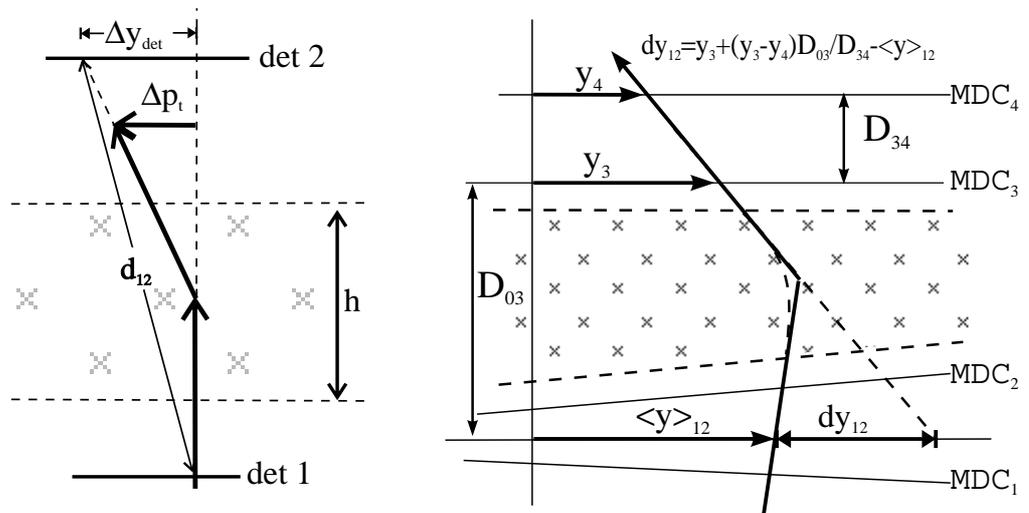
$$\Delta p_t = Ze \int B dl; \quad e = 300 \frac{\text{MeV/c}}{\text{T m}} \quad (4.2)$$

Die transversale Impulsablenkung ist damit unter der Annahme, daß alle Teilchen im Magnetfeld die gleiche Strecke durchlaufen, impulsunabhängig und wird durch den Abstand ρ von der Spektrometerachse, d. h. vom Polarwinkel ϑ bestimmt. Tabelle 4.1 zeigt die im HADES-Toroid erreichten transversalen Impulsablenkungen. Am Beispiel der mittleren Leptonenimpulse für den ω -Zerfall erkennt man, daß durch die kinematischen Winkel- und Impulsverteilungen der Dielektronen bei allen Polarwinkeln etwa gleiche mittlere Ablenkungen erreicht werden.

ϑ [deg]	25	45	60	80	
Δp_t [MeV/c]	103	70	62	50	
1 AGeV	$\langle p_e \rangle$ [MeV/c]	700	550	450	350
	$\Delta p_t / \langle p_e \rangle$ [%]	15	13	14	14
2 AGeV	$\langle p_e \rangle$ [MeV/c]	800	600	400	300
	$\Delta p_t / \langle p_e \rangle$ [%]	13	12	15	17

Tabelle 4.1: Transversale Impulsänderung Δp_t und relative (transversale) Impulsänderung $\Delta p_t/p$ im HADES-Magnetfeld bei verschiedenen Polarwinkel ϑ . $\langle p_e \rangle(\vartheta)$ sind die mittleren Impulse von Leptonen aus dem ω -Zerfall für die angegebene Projektilenergie. Es wurde ein Azimutwinkel von 15° gewählt ($0^\circ \hat{=}$ Mitte zwischen zwei Spulen).

Der Teilchenimpuls wird mit ortsempfindlichen Detektoren aus dem Versatz bezüglich der Ursprungsrichtung bestimmt; dies ist z. B. Δy_{det} in Bild 4.3a, mit je einem Detektor vor und



(a) Ablenkung im Magnetfeld mit der Ausdehnung über eine Länge h . Das Teilchen mit dem eingezeichneten senkrechten Impulsvektor, erfährt eine transversale Impulsänderung Δp_t , die zu einem Versatz Δy_{det} des Ortes auf den Detektoren $det 1$ und $det 2$ führt.

(b) HADES-Geometrie: Die Signale der beiden Detektoren MDC1 und MDC2 werden zu einem Punkt gemittelt. Die Größe dy_{12} , enthält die Information von MDC1-MDC4 und gibt die Ablenkung der Teilchentrajektorie an.

Bild 4.3: Teilchentrajektorie im Magnetfeld

hinter dem Magnetfeldbereich. In Abschnitt 4.7 wird beschrieben, wie die Ablenkung in die Impulsauflösung eingeht. Während für die Anordnung in Bild 4.3a Annahmen über den Emissionswinkel des Teilchens gemacht werden müssen, ist dies für die HADES-Anordnung mit vier Driftkammern, z. B. bei Verwendung der Größe dy_{12} in Bild 4.3b nicht nötig, da die Richtung festgelegt ist. Vielfachstreuung im RICH-Bereich hat somit keinen Einfluß auf die Impulsauflösung.

4.3 Driftkammern

Da sich die Teilchen azimuthal auf die sechs Spektrometersegmente verteilen, wird eine Driftkammer in einer zentralen Au+Au-Kollision bei 1 AGeV im Mittel von 25 geladenen Teilchen getroffen. Zur Minimierung von Rekonstruktionsverlusten und für eine gute Ortsauflösung wird eine redundante Bestimmung des Teilchenorts und ein geringer Drahtabstand benötigt. Jede Driftkammer besteht zur Erfüllung dieser Anforderungen aus sechs Ebenen mit einem der Teilchenmultiplizität angepaßten Drahtabstand (Tabelle 4.3). Wegen des geringen Drahtabstands und der resultierenden kleinen Driftzeiten werden sie auch Minidrift-Kammern (MDC) genannt.

Die Drahtwinkel der Ebenen, die in der schematischen Darstellung in Bild 4.4 angegeben sind, wurden für eine gute Auflösung in Richtung des Polarwinkels, in welche die Teilchen hauptsächlich abgelenkt werden, optimiert. Für die Anpassung der Rahmenbreiten der

trapezförmigen Detektoren an die azimuthalen Spulenbreiten wurde die durch Randfelder bedingte φ -Ablenkung der Teilchen berücksichtigt (Tabelle 4.3).

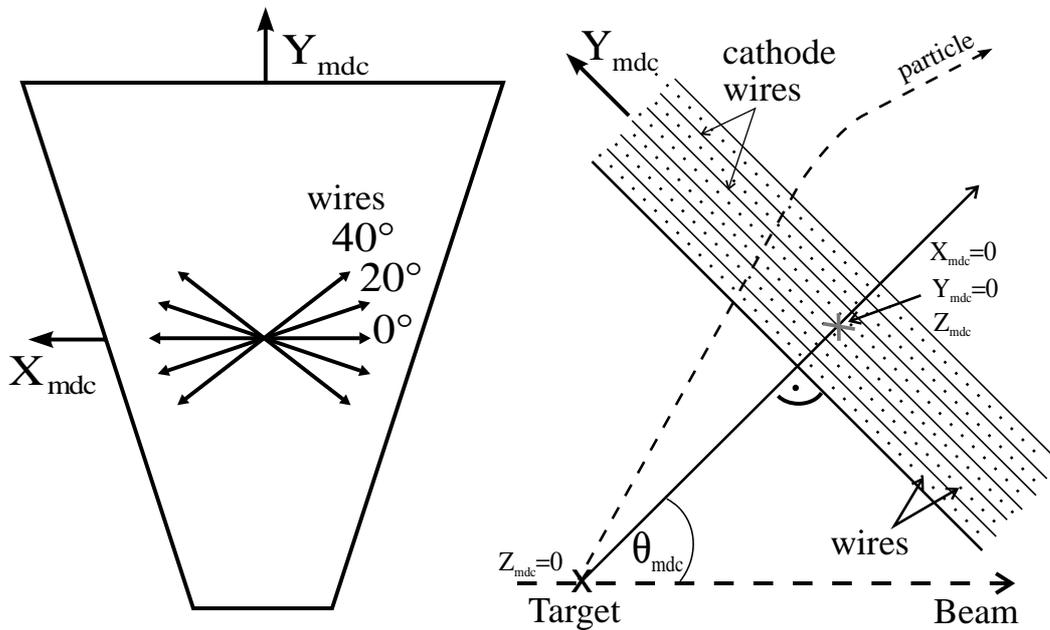


Bild 4.4: Schematische Darstellung einer HADES-Driftkammer. Links: Orientierung der Drähte. Rechts: Orientierung der Kammer bezüglich der Strahlachse. Y_{mdc} zeigt in Richtung der Teilchenablenkung.

MDC	Z_{mdc} [cm]	θ_{mdc}	ΔW [cm]	Rahmen- breite [cm]
1	56.3	49°	0.5	3
2	72.5	56°	0.6	4
3	136.3	45°	1.2	6
4	167.1	45°	1.4	7

Tabelle 4.2: Geometrische Größen für die innerste bis zur äußersten HADES-Driftkammer (MDC 1 bis 4): z_{mdc} gibt den Detektorabstand zum Target am MDC-Koordinatenpunkt an, an dem eine vom Target aus gezogene Gerade die Detektormitte im rechten Winkel schneidet. θ_{mdc} ist der Winkel dieser Geraden zur Strahlachse. ΔW : Abstand der Signaldrähte innerhalb einer Ebene. Die Rahmenbreite bezieht sich auf die azimuthale Richtung.

Das Koordinatensystem der Driftkammer in Bild 4.4 ist so definiert, daß eine vom Target aus gezogene Gerade den Detektor nach der Strecke Z_{mdc} am Punkt ($Y_{\text{mdc}} = X_{\text{mdc}} = 0$) im rechten Winkel schneidet. Die in Tabelle 4.3 angegebenen Abstände der Driftkammern an diesem Punkt zum Target (Z_{mdc}) und die Detektorwinkel zur Strahlachse (θ_{mdc}) wurden bei vorgegebener Spektrometergeometrie und -ausdehnung entsprechend einem maximalem Hebelarm gewählt.

Bei vernachlässigbaren Randfeldern können zwischen den inneren und mit kleinen Korrekturtermen auch zwischen den äußeren Driftkammern gerade Trajektorienstücke angenommen werden. Dies erleichtert die Rekonstruktion und ermöglicht eine Spurerkennung

schon auf Triggerebene (vgl. Abschnitt 4.5.1 und 6.1.3). Die Rekonstruktion von Trajektorienstücken auf dem inneren Driftkammerpaar ermöglicht zudem die Erkennung von e^+e^- -Paaren aus externer Konversion oder dem π^0 -Dalitz-Zerfall, deren Leptonen mit kleinen Impulsen oft so stark abgelenkt werden, daß sie die äußeren Detektoren nicht erreichen.

4.3.1 Driftzellen- und Feldgeometrie

Eine Driftzelle beinhaltet zwischen zwei Kathodenebenen einen Signaldraht, der sich zwischen zwei Felddrähten befindet. Ebenen aus Kathodendrähten wechseln daher ab mit Ebenen aus alternierend $80\ \mu\text{m}$ dicken Al-Felddrähten und $20\ \mu\text{m}$ dicken Cu-Be-Signaldrähten. Die vorgesehene (negative) Spannung beträgt für die Kathodenebenen und die Felddrähte 2 bis 3 kV, während die Signaldrähte auf Nullpotential liegen. Damit wird eine Gasverstärkung von 10^4 bis 10^5 erreicht. Die mittlere Driftgeschwindigkeit beträgt etwa $2\ \text{cm}/\mu\text{s}$. Da die Strahlungslänge von Helium die von Argon um mehr als einen Faktor 50 übersteigt, werden zur Verringerung von Vielfachstreuung Gemische mit Helium als Zählgas (80% Helium und 20% Isobuthan) vorgeschlagen³. Die Ablenkung der Driftelektronen durch das Magnetfeld ($B_{max}^{mdc} = 0.3\ \text{T}$) ist bei hinreichend starken Driftfeldern vernachlässigbar.

4.3.2 Teilchenmultiplizität und Doppeltreffer

Durch die hohe Teilchendichte kommt es besonders auf den inneren Driftkammern vor, daß ein Elektron oder Positron, das rekonstruiert werden soll, die Zelle eines Drahtes durchquert, die auch von einem Proton oder Pion durchlaufen wird. Geschieht solch ein *Doppeltreffer* innerhalb des Zeitintervalls der Doppelpulsauflösung, das einer Entfernung von 3 mm entspricht, so wird nur das dem Draht nähere Teilchen registriert. Die Information dieser Ebene kann nur noch eingeschränkt zur Spurrekonstruktion verwendet werden. Wie im folgenden gezeigt wird, kann die Anzahl der Doppeltreffer durch Anpassung der MDC-Granularität an die Teilchenmultiplizität minimiert werden.

Das Maximum der Protonenverteilung befindet sich entsprechend Bild 2.7 bei kleinen Polarwinkeln von etwa 30° . Bei Summation über die azimutale Richtung X_{mdc} und unter Einbeziehung der übrigen geladenen Teilchen erhält man Bild 4.5, das die Teilchenmultiplizität in einer zentralen Au+Au-Kollision für die innerste und die äußerste Driftkammer eines Sektors zeigt. Die Teilchen des gleichen Raumwinkels verteilen sich auf den äußeren Detektoren mit einer geringeren Dichte auf eine größere Fläche.

Für einen Drahtabstand ΔW ist die Teilchenmultiplizität P_{hit} in einer Driftzelle eines in x-Richtung verlaufenden Signaldrahtes näherungsweise gegeben durch:

$$P_{hit} \simeq dN/dY \cdot \Delta W \quad (4.3)$$

Für die innerste Driftkammer ist ein Drahtabstand ΔW von 5 mm vorgesehen (Tabelle 4.3). Somit gilt hier für Leptonen, die im Bereich maximaler Teilchenmultiplizität eine Zelle durchqueren, daß diese Zelle mit einer Wahrscheinlichkeit $P_{hit} \simeq 0.35$ auch von einem

³Auch der Raum zwischen den Driftkammern soll daher mit Helium gefüllt werden (s. Abschnitt 4.7.3)

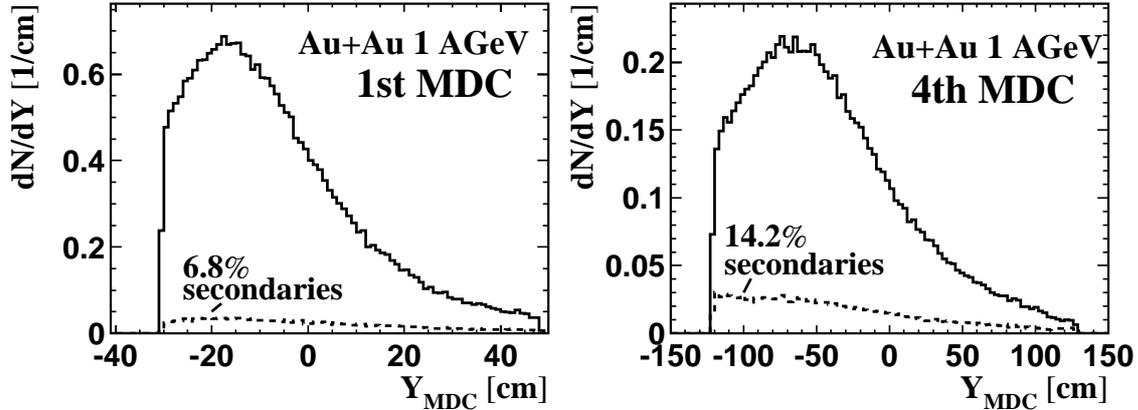


Bild 4.5: Differentielle Multiplizität geladener Teilchen in einer zentralen Au+Au-Kollision entlang der Detektorcoordinate Y .

zweiten Teilchen durchlaufen wird (Bild 4.5, links). Die gleiche Wahrscheinlichkeit für einen Doppeltreffer ergibt sich bei der äußersten Driftkammer mit einem Drahtabstand von 1.2 cm.

Für die Ortsrekonstruktion eines Leptons wird die Ortsinformation von mindestens drei verschiedenen Drahtebenen benötigt. Bild 4.6 zeigt die Wahrscheinlichkeit P_3^0 , die für einen Detektor mit n Ebenen angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Driftzellen von 3 Ebenen nur von einem Lepton und von keinem weiteren Teilchen durchlaufen werden. Im allgemeinen Fall, daß ein Teilchen, das n Ebenen durchquert, in m Ebenen durch Zellen ohne Doppeltreffer läuft, erhält man

$$P_m^0(n) = \sum_{k=m}^n \binom{n}{k} (e^{-P_{hit}})^k (1 - e^{-P_{hit}})^{n-k} \quad (4.4)$$

Hierbei gibt der Ausdruck $e^{-P_{hit}}$ nach der Poisson-Statistik die Wahrscheinlichkeit an, daß eine Zelle von keinem Teilchen getroffen wird.

Für eine genauere Analyse muß jedoch berücksichtigt werden, daß schräg durchlaufende Teilchen in Abhängigkeit von der Zellengeometrie in zwei Driftzellen Signale erzeugen können. Andererseits wird das Lepton in etwa 50% der Fälle rekonstruiert, in denen es dem Draht näher ist, als das andere geladene Teilchen, d. h. für die Berechnung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ist $P_{hit}^{eff} = P_{hit}/2$ von Bedeutung. Das Maximum der e^\pm -Verteilung befindet sich nach Tabelle 2.2.4 bei Polarwinkeln von etwa 50° , d. h. bei $Y_{mdc} \simeq 0$. Da die Teilchen in diesem Bereich geringer Teilchenmultiplizität die Detektoren nahezu senkrecht durchqueren, gibt die Funktion $P_3^0(n)$ bei $P_{hit}^{eff} \simeq 0.1$ die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Lepton rekonstruiert wird. Für eine Driftkammer mit nur vier Ebenen ergeben sich bei diesen Polarwinkeln mit einer Wahrscheinlichkeit $P_3^0(4)$ von etwa 90 % Rekonstruktionsverluste. Bei einer HADES-Driftkammer mit sechs Ebenen ($n=6$) lassen sich dagegen fast immer 3 Ebenen ohne Doppeltreffer finden, so daß nahezu alle Leptonen rekonstruiert werden können. Im Maximum der Teilchenverteilung ($P_{hit}/2 \simeq 0.2$) reduziert sich $P_3^0(6)$ nur

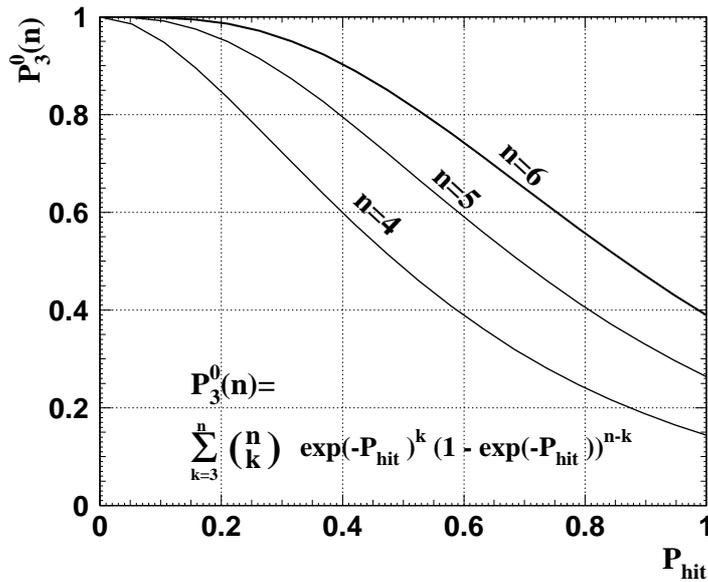


Bild 4.6: Verlauf der Funktion P_3^0 , welche die Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Teilchenmultiplizität pro Zelle (P_{hit}) angibt, von n Ebenen 3 Ebenen mit Driftzellen ohne (Doppel-)Treffer zu erhalten.

auf 0.98; die schrägen Bahnen der geladenen Teilchen erhöhen jedoch P_{hit}^{eff} . Wie in Abschnitt 4.3.3 diskutiert wird, geht die Anzahl der zur Rekonstruktion verfügbaren Ebenen entscheidend in die Ortsauflösung ein. Dies ist ein weiteres wichtiges Argument für die Verwendung von sechs Ebenen.

Sekundärteilchen

Durch Wechselwirkungsprozesse von Hadronen und γ -Quanten werden vor allem in den Spulen Sekundärteilchen erzeugt. Der Untergrundanteil, der in den inneren Detektoren etwa 7 % beträgt, wird dadurch in den äußeren Detektoren auf etwa 14% erhöht (Bild 4.5). Entsprechend der Spulenordnung befinden sich die Sekundärteilchen besonders an den Detektorrändern und bei kleinen Polarwinkeln, da die Spulen hier einen größeren Raumwinkel einnehmen.

4.3.3 Drahtwinkel und Ortsauflösung

Vom Target aus gesehen passiert ein Teilchen in jeder HADES-Driftkammer aufeinanderfolgend Zellen mit Drahtwinkeln von: $20^\circ, -40^\circ, 0^\circ, 0^\circ, 40^\circ, -20^\circ$, wobei die beiden 0° -Drähte um eine halbe Zelle gegeneinander versetzt sind. Durch diese Winkelordnung wird die Ortsauflösung bezüglich der Ablenkrichtung Y_{mdc} durch das Magnetfeld (vgl. Bild 4.4) optimiert.

Wie Bild 4.7 für die folgenden Fälle (a) und (b) zeigt, lassen sich prinzipiell mit zwei Drahtebenen die Detektorkoordinaten X und Y berechnen:

- (a) Beträgt der Winkel zwischen den Drähten der beiden Ebenen 90° , so mißt der in X -Richtung gespannte Draht, der sich bei Y_{xw} auf dem Detektor befindet, die Teilchenposition in Y -Richtung $Y = Y_{xw} + \Delta Y$, während der in Y -Richtung gespannte Draht

die andere Teilchenkoordinate mißt. Hier gilt für die Ortsauflösung: $\delta X = \delta Y = \sigma_w$. Für eine HADES-Ebene folgt aus den Driftzeiten entsprechend der verwendeten Gase und Feldstärken eine Ortsauflösung σ_w von etwa 140 μm .

- (b) Bei HADES kommen Drahtwinkel von $\alpha = 20^\circ$ und 40° zur X -Richtung vor. Für zwei Ebenen W^+ und W^- mit Winkeln $\pm\alpha$ zur x -Achse des Detektors (X_{mdc}) berechnet sich jede der Koordinaten X und Y aus beiden Ebenen.

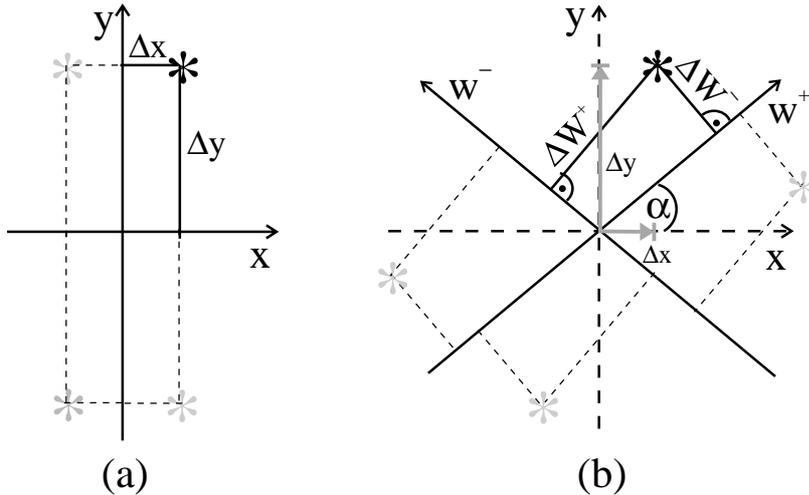


Bild 4.7: Ortsrekonstruktion aus zwei Ebenen für ein Teilchen (Ort: Schwarzer Stern). Die Rekonstruktion ist nicht eindeutig (graue Sterne). (a): Die Drähte stehen senkrecht zueinander. x -Drähte messen die y -Position und umgekehrt. (b): Die Drähte W^+ und W^- sind im Winkel $\pm\alpha$ zur x -Achse gedreht. Dadurch verbessert sich die Auflösung in y -Richtung.

Den Teilchenort kann man, wenn auch nicht eindeutig, entsprechend Bild 4.7 aus den Driftstrecken ΔW^+ und ΔW^- bestimmen:

$$\Delta Y = \frac{\Delta W^+ + \Delta W^-}{2 \cos \alpha}; \quad \Delta X = \frac{\Delta W^+ - \Delta W^-}{2 \sin \alpha}$$

Die daraus berechnete Auflösung verbessert sich nach Tabelle 4.3 in Richtung des Polarwinkels (δY) zu Ungunsten der azimuthalen Richtung (δX).

Drahtwinkel α	$\delta X = \frac{\sigma_w}{\sqrt{2} \sin \alpha}$	$\delta Y = \frac{\sigma_w}{\sqrt{2} \cos \alpha}$
20°	$0.75 \sigma_w$	$2.1 \sigma_w$
40°	$0.92 \sigma_w$	$1.1 \sigma_w$
45°	σ_w	σ_w

Tabelle 4.3: Auflösung (δX , δY) für die Ortsrekonstruktion mit zwei Drähten mit den Winkeln $\pm\alpha$ zur x -Achse. σ_w ist die aus der Driftzeit resultierende Auflösung für den senkrechten Abstand zum Draht.

Nach Bild 4.7 ist eine eindeutige Ortsinformation mit zwei Ebenen nicht gegeben, da aus dem vom Draht gemessenen Signal nicht hervorgeht, ob das Teilchen links oder rechts vom Drahtes die Zelle durchquert hat. Die Forderung nach mindestens 3 Ebenen, die zur Teilchenrekonstruktion zur Verfügung stehen, bildete die Diskussionsgrundlage für Abschnitt 4.3.2 und führte zu einer Anzahl von sechs Ebenen in einer Driftkammer. Die Auflösung einer Driftkammer berechnet sich mit der Anzahl der im Mittel zur Rekonstruktion zur Verfügung stehenden Ebenen. Aus Glg. 4.4 ergibt sich die Wahrscheinlichkeit, mit der eine bestimmte Anzahl von Ebenen zur Verfügung steht. Im Maximum der Leptonenverteilung

gilt $P_{hit}^{eff} \simeq 0.1$, so daß alle sechs Ebenen mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.53 verwendet werden können. Fünf Ebenen stehen mit einer Wahrscheinlichkeit $P_5^0(6)$ von etwa 0.9 wesentlich häufiger zur Verfügung. Damit erhält man im Mittel für die Ortsauflösung einer HADES-Driftkammer:

$$\delta Y \simeq 0.49\sigma_w \simeq 70 \mu m, \quad \delta X \simeq 1.16\sigma_w \simeq 160 \mu m \quad (\text{für } \sigma_w = 140 \mu m)$$

4.4 Geometrische Akzeptanz

In Abschnitt 2.2 wurde die Polarwinkelakzeptanz des Spektrometers für e^+e^- -Paare behandelt. Die geometrische Akzeptanz beinhaltet zusätzlich den geometrischen Schatten durch die Spulen und Detektorrahmen sowie Akzeptanzverluste durch die Ablenkung im Magnetfeld in Abhängigkeit von der Polarität, dem Impuls und dem Emissionswinkel der Leptonen. Dies wird im folgenden anhand von Leptonen aus dem Zweikörperzerfall einer thermischen Quelle ($T=65 \text{ MeV}$, $0.1 \text{ GeV}/c^2 < M_{inv} < 1.2 \text{ GeV}/c^2$) diskutiert. Rekonstruktionsverluste werden dabei vernachlässigt, d. h. es wird eine 100-prozentige Detektoreffizienz angenommen.

4.4.1 Leptonenakzeptanz

Die Magnetfeldpolarität wurde so gewählt, daß die Sekundärteilchenproduktion durch Protonen in den Spulen reduziert wird, indem positive Teilchen zur Strahlachse hin gelenkt werden. Die Bilder 4.8, 4.9 und 4.10 zeigen den Anteil der Positronen und Elektronen,

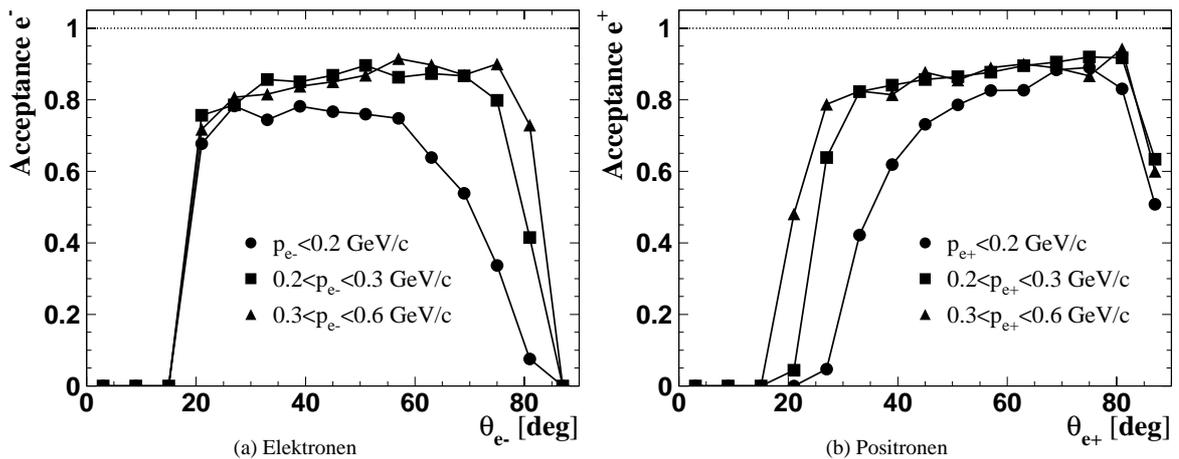


Bild 4.8: Polarwinkelverteilung von Elektronen und Positronen aus einem Zweikörperzerfall einer thermischen Quelle ($M_{inv} < 0.5 \text{ GeV}/c^2$), die alle vier Detektoren des Spektrometers durchlaufen, normiert auf die Anzahl der Teilchen, die in der Polarwinkelakzeptanz des Spektrometers emittiert werden.

die alle Driftkammern eines Segments passiert haben, bezogen auf die Teilchen, die in den Bereich der Polarwinkelakzeptanz emittiert wurden ($18^\circ < \vartheta < 85^\circ$). Wie Bild 4.8 zeigt,

treten für kleine Leptonenimpulse $p_e < 0.2 \text{ GeV}/c$ verstärkt Verluste bei Emission in den Grenzbereichen der Akzeptanz auf. Dies betrifft Positronen, die bei kleinen Polarwinkeln und Elektronen, die bei großen Polarwinkeln emittiert werden (Bild 4.8a bzw. b).

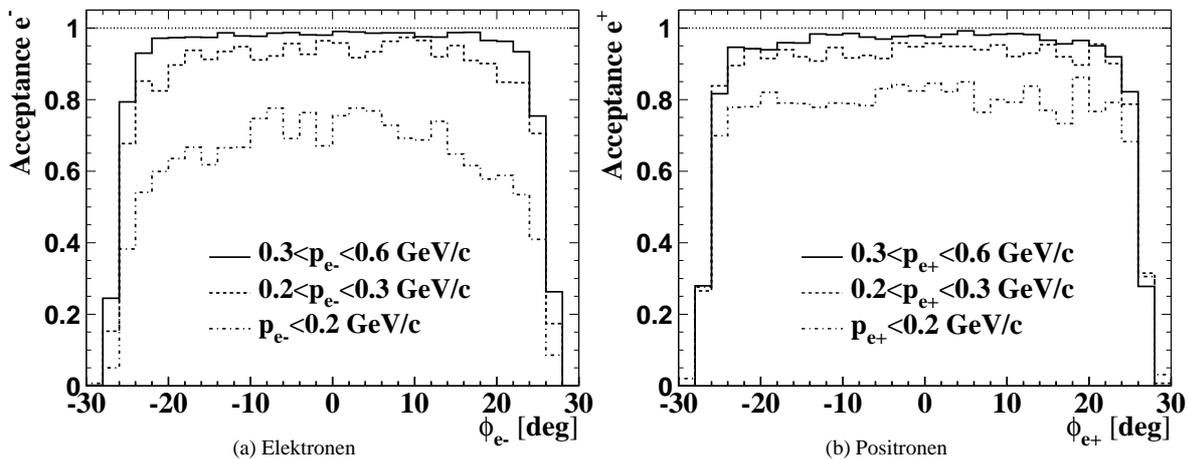


Bild 4.9: Azimutwinkelverteilung von Elektronen und Positronen aus einem Zweikörperzerfall ($M_{inv} < 0.5 \text{ MeV}/c^2$), die alle vier Detektoren des Spektrometers durchlaufen, normiert auf die Anzahl der Teilchen, die in der Polarwinkelakzeptanz des Spektrometers emittiert werden.

In Bild 4.9 ist die Akzeptanz für den Azimutwinkelbereich eines Segments dargestellt, in dem sich bei $\pm 30^\circ$ die Spulen befinden. Danach gehen vor allem Elektronen, die durch azi-

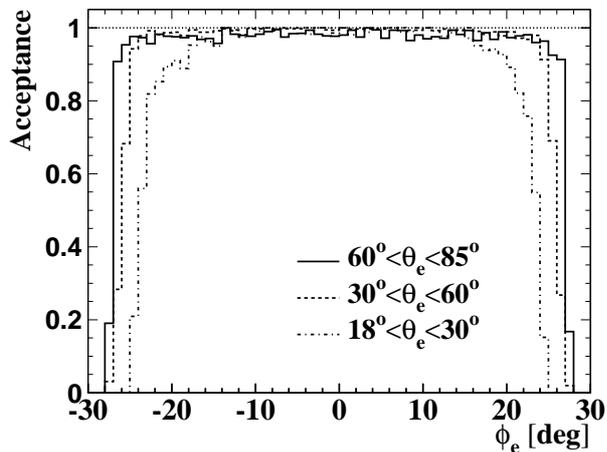


Bild 4.10: Akzeptanz von Leptonen ($p > 400 \text{ MeV}/c$) aus dem Zweikörperzerfall in Abhängigkeit vom Azimutwinkel, Es wurde auf die Anzahl der Teilchen normiert, die in die Polarwinkelakzeptanz des Spektrometers emittiert werden. Es wird nicht nach Polarität unterschieden.

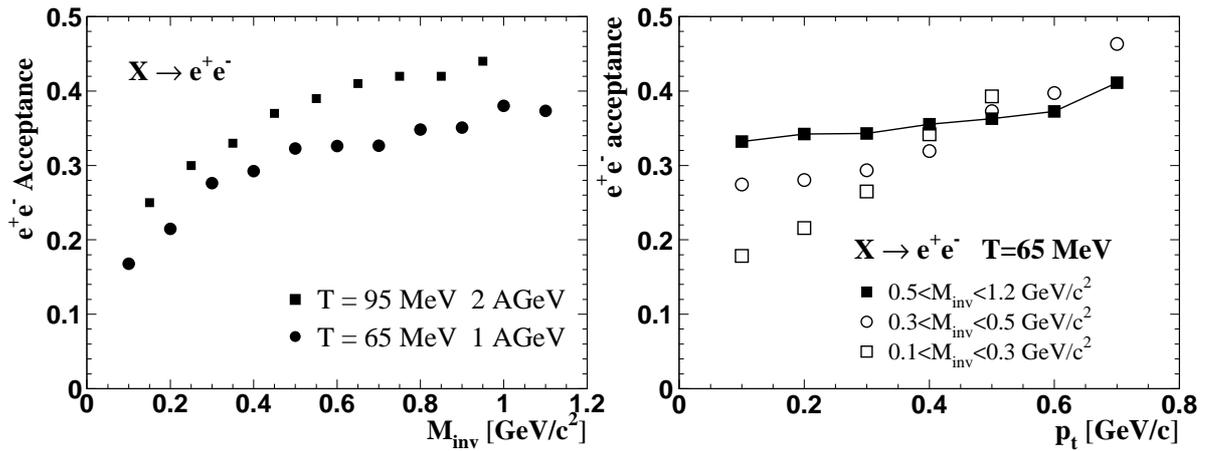
mutale Randfelder gegen die Spulen gelenkt werden, verloren. Die geometrische Akzeptanz im Bereich hoher Impulse ($p > 400 \text{ MeV}/c$) ist nahezu unabhängig von der Polarität und wird für die drei Polarwinkelbereiche in Bild 4.10 durch die Spulen- und Rahmenbreiten bestimmt, die bei kleinen Winkeln einen größeren Raumbereich abschatten.

Normiert auf die Teilchenzahl innerhalb der Polarwinkelakzeptanz ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 18^\circ < \vartheta < 30^\circ: & 76\% \\
 30^\circ < \vartheta < 60^\circ: & 86\% \\
 60^\circ < \vartheta < 85^\circ: & 88\%
 \end{aligned}$$

4.4.2 Dielektronenakzeptanz

Der Akzeptanzverlust von Positronen und Elektronen kleiner Impulse spiegelt sich wieder in der geometrischen Akzeptanz der e^+e^- -Paare. Diese ist definiert als der Anteil von e^+e^- -Paaren des gesamten Raumwinkels, für die sowohl Positron als auch Elektron den aktiven Bereich aller Driftkammern durchlaufen. Während die geometrische Akzeptanz im Massenbereich der Vektormesonen ($M_{inv} \geq 0.5 \text{ GeV}/c^2$) mehr als 32% (1 AGeV) bzw. 40% (2 AGeV) beträgt, sinkt sie für kleine e^+e^- -Massen und erreicht bei $0.1 \text{ GeV}/c^2$ nur noch 16% bzw. 20% (Bild 4.11a). In Bild 4.11b ist zu erkennen, daß Dielektronen kleiner invarianter Massen vor allem bei geringen transversalen Impulsen verloren gehen, während die Akzeptanz für $M_{inv} > 0.5 \text{ GeV}/c^2$ nahezu unabhängig vom Transversalimpuls ist. Der



(a) Geometrische Akzeptanz von e^+e^- -Paaren in Abhängigkeit von der invarianten Masse.

(b) Geometrische Akzeptanz von e^+e^- -Paaren in Abhängigkeit vom Transversalimpuls.

Bild 4.11: Geometrische Akzeptanz: Anzahl der e^+e^- -Paare aus dem Zweikörperzerfall thermischer Quellen, deren Leptonen den aktiven Bereich aller vier HADES-Driftkammern durchlaufen haben, bezogen auf die Anzahl von e^+e^- -Paaren die in den gesamten Raumwinkel emittiert wurden.

Transversalimpuls des Dielektrons ist nach Abschnitt 2.1 die Addition der Transversalimpulse von Positron und Elektron und hängt daher von den Polarwinkeln und Impulsen der Leptonen ab. Da die Öffnungswinkelverteilung unabhängig von der invarianten Masse des Dielektrons ist, sind die Akzeptanzverluste auf die geringeren Absolutimpulse der Leptonen bei kleinen invarianten Masse zurückzuführen. Bei einem exponentiell abfallenden e^+e^- -Massenspektrum ist dieses Akzeptanzverhalten eher von Vorteil; dies wird in Abschnitt 6.1.2 diskutiert.

Der in Bild 4.12b dargestellte Vergleich der akzeptierten e^+e^- -Rapiditäten mit der ursprünglichen Verteilung zeigt, daß die meisten e^+e^- -Paare im Gebiet zentraler Rapidity, jedoch bevorzugt mit hohen Rapiditäten akzeptiert werden. Dies ist darauf zurückzuführen, daß e^+e^- -Paare, die von einer Quelle hoher Rapidity emittiert werden kleinere Öffnungswinkel besitzen (s. Abschnitt 2.2).

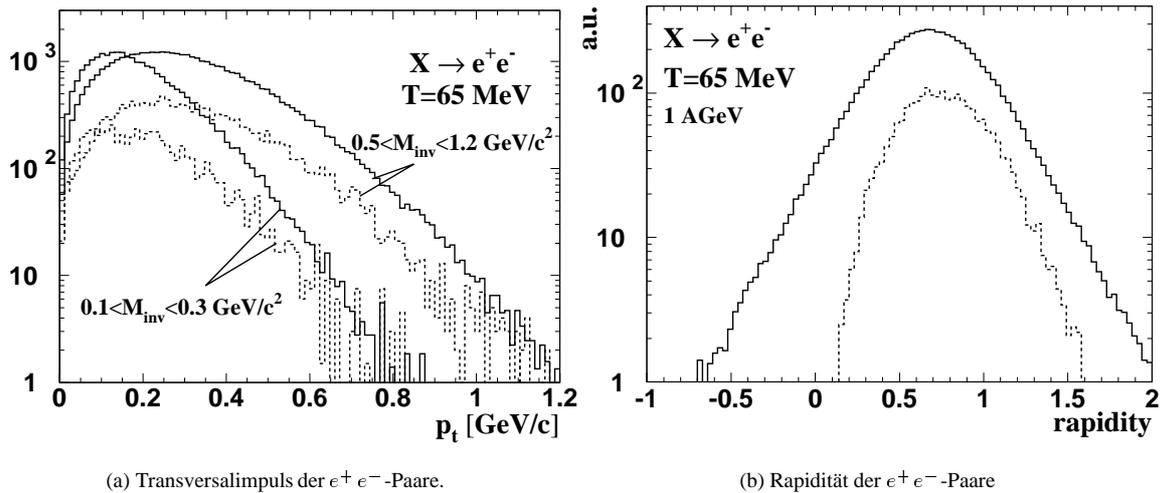


Bild 4.12: Rapidity- und Transversalimpulsverteilungen von e^+e^- -Paaren innerhalb der geometrischen Akzeptanz (gestrichelt), im Vergleich zur ursprünglichen Verteilung (durchgezogen).

Für das Gebiet hoher invarianter Massen $M_{inv} > 0.5 \text{ GeV}/c^2$ ergibt sich aus einem Vergleich von Bild 4.11 mit Tabelle 2.2, daß etwa 75% (1 AGeV) bzw. 80% (2 AGeV) der e^+e^- -Paare, die in den Bereich des HADES-Polarwinkelbereichs von 18° - 85° emittiert werden, den aktiven Bereich aller vier Driftkammern eines Segments durchlaufen.

4.5 Spurrekonstruktion

Die Rekonstruktion der Teilchenspuren wird durch die hohen Multiplizitäten stark erschwert und erfordert geeignete Methoden zur Reduktion möglicher Drahtkombinationen und zur Erkennung gültiger Trajektorien.

Für die Simulationen in dieser Arbeit wird ein Verfahren der Spurrekonstruktion verwendet, das aus vier aufeinanderfolgenden Schritten besteht:

- A. Ermittlung gültiger Drahtkombinationen ohne Berücksichtigung der Driftzeiten [Koe93].
- B. Rekonstruktion von Trajektorienstücken in den inneren und äußeren Driftkammern unter Einbeziehung der Driftzeiten [Koe93].
- C. Reduktion der möglichen Kombinationen von Trajektorienstücken nach einer linearen Matrixoperation [Schi93].

- D. Ein Fit liefert für jede Trajektorie die Emissionswinkel ϑ und φ , den Teilchenimpuls p sowie zwei Vertexkoordinaten [Schi93].

Die Rekonstruktion von Trajektorienstücken (Schritte A und B) erfolgt getrennt für das innere und äußere Detektorpaar, doch werden gemischte Drahtkombinationen von mindestens drei Ebenen aus den 12 Drahtebenen eines Detektorpaares gebildet. Damit wird eine ausreichende Redundanz für die Position $(x, y)^{(4)}$ und die Richtung der Teilchenspur erhalten.

4.5.1 Schritt A: Ortsrekonstruktion ohne Driftzeiten

In diesem Schritt wird eine Vorauswahl möglicher Drahtkombinationen getroffen. Die Driftzeiten der Sekundärelektronen werden nicht berücksichtigt, um eine erhöhte Anzahl von Kombination durch die vierfache Spiegelsymmetrie des Ortes zu vermeiden (vgl. Abschnitt 4.3.3). Als Ortsinformation in einer Ebene dient daher nur die Drahtnummer. In jedem Detektorpaar werden die Trajektorien durch gerade Stücke approximiert. Dabei wird für die inneren Detektoren ein Suchbereich vorgegeben, der durch den Ort eines im RICH erkannten Ringes definiert ist. Im äußeren Detektorpaar werden Drähte der gesamten Detektorfläche miteinbezogen. Dies soll die Erkennung von niederenergetischen Leptonen aus externer Konversion oder aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall ermöglichen, für die meistens ein Signal im META fehlt. Bei der Berechnung des Ortes aus den beiden θ -Drähten und jeweils zwei Drähten mit Winkeln $\pm\alpha$, beträgt die Ortsauflösung in y -Richtung etwa 23% und in x -Richtung etwa 70% des Drahtabstands (vgl. Tabelle 4.4).

4.5.2 Schritt B: Ortsrekonstruktion unter Einbeziehung der Driftzeiten

Für alle in Schritt A ermittelten Kombinationen von Driftzellen werden Driftzeiten in Orte umgerechnet, wobei beide Vorzeichen berücksichtigt werden. Da das Übersprechen schräg durchlaufender Teilchen in mehreren Zellen zu nah beieinander liegenden rekonstruierten Orten führt, werden diese Orte in einer Clustersuche ($\delta x = 0.9$ mm, $\delta y = 1.8$ mm) zusammengefaßt. Die durch Randfelder verursachte Abweichung der Trajektorien in den äußeren Detektoren von der geraden Bahn (etwa 10%) wird mit Hilfe einer Parametrisierung korrigiert, welche die Abweichung als Funktion der Ablenkung im Magnetfeld angibt. Die Vorzeichenkombination mit der kleinsten Abweichung der gemessenen Orte von der parametrisierten Trajektorie wird berücksichtigt, falls die Abweichung mit der Auflösung verträglich ist.

Nach dieser Analyse ergeben sich für jede *reale* Trajektorie in beiden Detektorpaaren mehrere Orts-Tupel $T_{12} = (x_1, y_1, x_2, y_2)$ (innen) und $T_{34} = (x_3, y_3, x_4, y_4)$ (außen), wobei für die Trajektorienstücke T_{12} und T_{34} kein Zusammenhang definiert ist. Zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz, wurde in der Simulation ein schmales Fenster auf die bekannten Orte der *realen* Trajektorie auf den Detektoren gesetzt. Die Abweichungen der rekonstruierten

⁴ x und y bedeuten im folgenden die in Bild 4.4 definierten intrinsischen Detektorkoordinaten (X_{mde}, Y_{mde}) .

y-Orte von der Position des gesuchten Elektrons in der Teilchenumgebung einer Au+Au-Kollision zeigt das obere Teilbild 4.13 für die innerste und die äußerste Driftkammer. Dabei wurde ein Fenster von etwa 2 mm auf die x-Verteilung gesetzt. Die Verteilungen für Dielektronen zeigen vor allem in der innersten Driftkammer (MDC1) einen Anteil abweichender Orten von etwa 2.8%, der auf die hohe Protonenzahl zurückzuführen ist. Die nahezu impulsunabhängige Ortsauflösung entspricht mit $\Delta x = 170 \mu\text{m}$, $\Delta y = 80 \mu\text{m}$ den nach Abschnitt 4.3.3 erwarteten Werten.

	Schritt \rightarrow	A	B
Auflösung	Δx	4-8 mm	170 μm
	Δy	1.2-2.8 mm	80 μm
e^+e^- - Effizienz [%]	ω	$\simeq 100$	94
	ω in Au+Au	98	92
	$X \rightarrow e^+e^-$	$\simeq 100$	90
	$X \rightarrow e^+e^-$ in Au+Au	98	87

Tabelle 4.4: Ortsauflösung und Rekonstruktionseffizienz der Schritte A und B für e^+e^- -Paare innerhalb der geometrischen Akzeptanz. Die bei Schritt A angegebenen Bereiche der Auflösung beziehen sich jeweils auf die innerste und äußerste Driftkammer eines Segments.

Unter der Bedingung, daß für beide Leptonen eines Paares mindestens ein Tupel T_{12} und ein T_{23} innerhalb des Fensters liegen, ergibt sich eine Rekonstruktionseffizienz von etwa 92%, falls keine weiteren Teilchen die Driftkammern durchlaufen. Die Umgebung des hohen Untergrunds geladener Teilchen (oberes Teilbild 4.13) führt in Au+Au-Kollisionen zu zusätzlichen Verlusten von etwa 5 % (Tabelle 4.4).

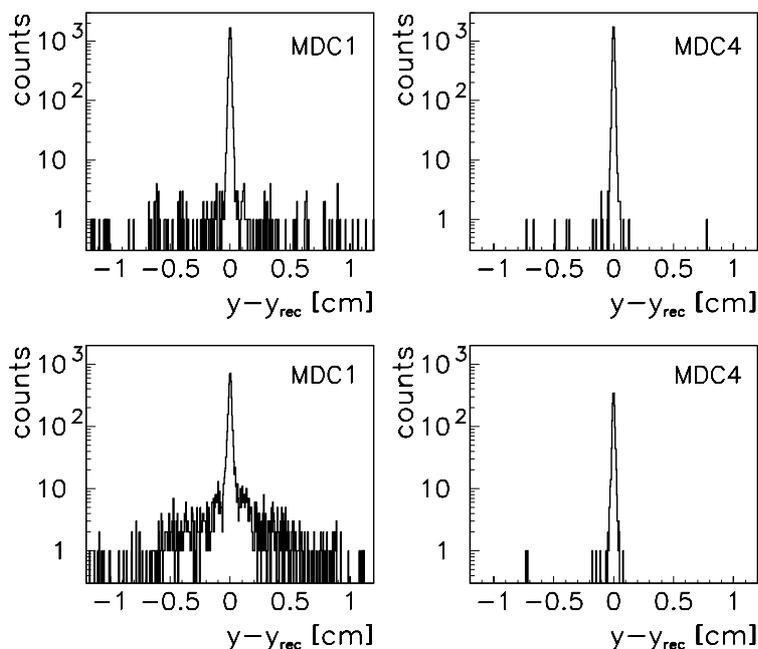


Bild 4.13: Verteilung rekonstruierter y-Orte relativ zum wahren Ort des gesuchten Leptons bei einem schmalen Fenster auf die x-Verteilung. Es werden zentrale Au+Au-Kollisionen bei 1 AGeV betrachtet. Oben: Dielektronen ($X \rightarrow e^+e^-$) aus thermischen Quellen ($0.1 < M_{inv} < 1.2 \text{ GeV}/c$). Unten: Leptonen aus externer Konversion und aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall. Links: Innerste Driftkammer. Rechts: Äußerste Driftkammer.

4.5.3 Schritt C: Spurselektion mit einer Transformationsmatrix

In Schritt C werden die für einen RICH-Ring rekonstruierten Trajektorienstücke T_{12} mit den Stücken T_{34} kombiniert, um gültige Kombinationen herauszufinden. Dazu werden die Eigenvektoren des durch die beiden Ortstupel aufgespannten 8-dimensionalen Raums linear transformiert, so daß fünf von ihnen den 5-dimensionalen Unterraum aufspannen, der diejenigen physikalischen Größen enthält, welche zur vollständigen Beschreibung der Trajektorie genügen:

1. Emissionswinkel ϑ
2. Emissionswinkel φ ,
3. Kürzester Abstand der Trajektorie zur z-Achse (ρ)
4. Koordinatenpunkt z , an dem die Trajektorie der z-Achse am nächsten ist.
5. Impuls p

Da eine Trajektorie keine Endpunkte besitzt, beschreibt ein zwei-dimensionaler Vertex (z, ρ) den Emissionspunkt im ausgedehnten Target.

Physikalische Trajektorien haben im Idealfall nach der Transformation keine Komponenten in dem drei-dimensionalen Komplementärraum. Durch Kleinwinkelstreuung und durch die endliche Detektorauflösung führen identische Werte 1-5 jedoch zu leicht unterschiedlichen Detektorkoordinaten $(x_1, \dots, x_4, y_1, \dots, y_4)$; dies bedeutet, daß eine Trajektorie kleine Komponenten auch im 3-dimensionalen Unterraum besitzen kann. Um Nichtlinearitäten zu berücksichtigen, wird die äußerste Driftkammer in 10 Bereiche unterteilt, für die jeweils eine separate lineare Transformation durchgeführt wird. Das Kriterium, ob eine Koordinatenkombination $(x_1, \dots, x_4, y_1, \dots, y_4)$ eine Trajektorie repräsentiert, ist somit die Bedingung, daß die Komponenten im transformierten drei-dimensionalen Komplementärraum klein sind. Mit der Verteilung von Testteilchen eines Ereignisgenerators ($x \rightarrow e^+ e^-$) werden in dem drei-dimensionalen Unterraum für jede Dimension Fenster mit einer Breite von 3 bis 4 σ definiert. Falsche Kombinationen von Trajektorienstücken liegen mit einer Wahrscheinlichkeit von 95% außerhalb dieser Fenster, während die Rekonstruktionseffizienz dieser schnellen Spureerkennungsmethode für Dielektronen etwa 99% beträgt.

4.5.4 Schritt D: Fit der Trajektorien

Für den 5-dimensionalen Raum (\vec{p}, z, ρ) wird mit etwa $6 \cdot 10^5$ Referenztrajektorien ein Gitter definiert. Zur Berücksichtigung von Vielfachstreuung wird jede Referenztrajektorie durch Mittelung über 30 simulierte Trajektorien berechnet. einer Taylor-Entwicklung zwischen den 5-dimensionalen Vektoren liefert der Fit für jede Koordinatenkombination die fünf (physikalischen) Koordinaten des Raumes sowie die aus den 3 verbliebenen Dimensionen gemittelte Abweichung χ^2 von der idealen Trajektorie.

Für e^+e^- -Paare, die in den Schritten A bis C rekonstruiert wurden, ergibt sich ein Effizienzverlust von 6.8%. Dies ist hauptsächlich bedingt durch Bremsstrahlungsverluste, die zu Bahnänderungen zwischen den Detektoren führen. Die resultierenden unsymmetrischen Verteilungen lassen sich mit Referenztrajektorien nicht korrekt beschreiben.

4.6 Charakteristik von e^+e^- -Untergrundpaaren

Die Analyse, die für Dielektronen in der Teilchenumgebung einer zentralen Au+Au-Kollision zu dem oberen Teilbild 4.13 geführt hat, wurde für Leptonen aus dem π^0 -Zerfall durchgeführt. Im ersten Fall führen vor allem Protonen zu dem Untergrund an Trajektorienstücken in der Umgebung des Leptons. Für ein Lepton der e^+e^- -Untergrundpaare resultieren in der inneren Driftkammer durch den Partner des Leptons eine Zunahme dieser falschen Trajektorienstücke auf 20% (unteres Bild 4.13). Dies ist bedingt durch die geringen Öffnungswinkel von e^+e^- -Paaren aus externer Konversion ($\simeq 0.5^\circ$) oder aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall ($\simeq 13^\circ$, s. Bild 2.8). Bei einem kleinen Abstand von etwa 1-5 mm neben dem Teilchen wird der Ort des zugehörigen Antiteilchens rekonstruiert. Da das Magnetfeld die Teilchen entgegengesetzter Polarität trennt, ist die Rekonstruktion auf der letzten Driftkammer (Bild 4.13 unten, rechts) dagegen nahezu untergrundfrei.

4.6.1 Verluste niederenergetischer Untergrundleptonen

Die geringe Ruhemasse des π^0 -Mesons von $135 \text{ MeV}/c^2$ führt zu dem exponentiell abfallenden Impulsspektrum der Sekundärteilchen in Bild 4.14. Beim Zweikörperzerfall von

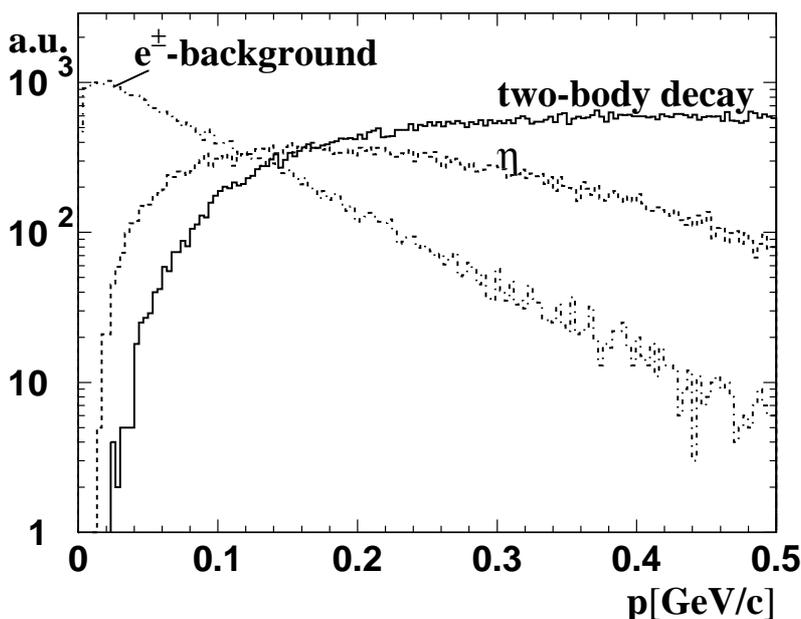


Bild 4.14: e^\pm -Impulsverteilung für e^+e^- -Paare aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall und externer Konversion („ e^\pm -background“) im Vergleich zu Dielektronen ($M_{inv} > 150 \text{ MeV}/c^2$) aus dem η - und Zweikörperzerfall thermischer Quellen ($T=65 \text{ MeV}$; $0.15 < M_{inv} < 1.2 \text{ GeV}/c^2$). Das Kollisionssystem ist Au+Au bei 1 AGeV.

Quellen mit kleinen invarianten Massen ($0.1 \text{ GeV}/c^2$ bis $0.5 \text{ GeV}/c^2$) werden wegen Punkt

4 im Mittel nur 85% der Positronen rekonstruiert, während die Rekonstruktionseffizienz von Elektronen 91% beträgt. Bild 4.15 zeigt diese Rekonstruktionseffizienz gemittelt über Elektronen und Positronen in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls. Unterhalb von 0.1 GeV/c werden keine Leptonen rekonstruiert, während die Effizienz oberhalb von 0.3 GeV/c einen Wert von nahezu eins erreicht. Dagegen liegt die Rekonstruktionseffizienz von Leptonen aus externer Konversion und π^0 -Dalitz-Zerfall bedingt durch das nahe zweite Teilchen im inneren Driftkammerpaar mit etwa 65% deutlich darunter. Leptonen kleiner Impulse ($p < 100$ MeV/c) werden jedoch mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit rekonstruiert:

1. Entsprechend Bild 4.10 und 4.8 gehen niederenergetische Teilchen besonders in den Randbereichen der Akzeptanz verloren.
2. Durch Vielfachstreuung des Leptons im Target und im Radiator resultieren schlechtere Ringbilder (vgl. Bild 4.17). Bei e^\pm -Impulsen von 100 MeV/c werden nur noch 80% der Ringe erkannt.
3. Der Schauerdetektor hat eine eingeschränkte Effizienz, da weniger Schauerteilchen im Blei erzeugt werden.
4. Im äußeren Driftkammerpaar treten Rekonstruktionsverluste auf. Dies liegt zum Teil an der starken Krümmung der Trajektorien. Für Positronen, die in Richtung der Strahlachse, d. h. in den Bereich einer hohen Protonendichte gelenkt werden, treten zusätzliche Verluste durch Doppeltreffer auf (vgl. Bild 4.5).

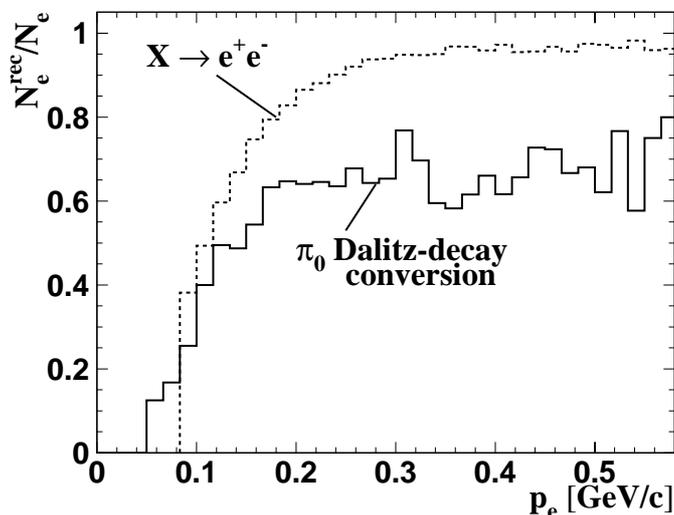


Bild 4.15: Rekonstruktionseffizienz (Schritt A und B) in Abhängigkeit vom e^\pm -Impuls. Gestrichelt: Zweikörperzerfälle thermischer Quellen ($T=65$ MeV) mit kleinen invarianten Massen ($M_{inv} < 500$ MeV/c²). Durchgezogen: e^\pm -Untergrund aus externer Konversion und dem π^0 -Dalitz-Zerfall.

4.6.2 Drei Methoden zur Erkennung naher Trajektorien

Bild 4.16 zeigt die typischen Erscheinungsbilder von Untergrundereignissen durch ein e^+e^- -Paar aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall oder aus externer Konversion. Jedem Teilbild (a) bis (c) entspricht eine bei HADES eingesetzte Methode zur Untergrundunterdrückung:

- (a) Durch eine Beschränkung der Öffnungswinkel auf $\alpha_{e^+e^-} > 30^\circ$ kann ein Teil der π^0 -Dalitz-Paare unterdrückt werden (vgl. Bild 2.8b). Wie Bild 2.10 und Bild 2.2 zeigen, werden Kontinuums-paare und e^+e^- -Paare der Vektormesonen durch diese Einschränkung nicht reduziert. Die meisten Konversionspaare und ein großer Teil der π^0 -Dalitz-Paare bilden jedoch innerhalb der RICH-Auflösung nur einen Ring (Bild 4.16b und c).
- (b) Ein Teilchen des Paares wird aus der Akzeptanz herausgelenkt. Diese Ereignisse lassen sich anhand ihrer charakteristischen benachbarten Trajektorienstücke im inneren Driftkammerpaar erkennen.
- (c) Ein Teilchen des Paares wird von dem META nicht identifiziert. Da das Teilchen auch die äußeren Driftkammern durchläuft, entspricht diesem Teilchen eine nach Schritt D rekonstruierte Trajektorie. Hier führt neben Methode (b) eine Öffnungswinkelanalyse zwischen gefitteten Trajektorien zu einer Untergrundreduktion.

In den Kapiteln 6 und 7 wird die Erkennung benachbarter Trajektorienstücke als die wichtigste und effektivste Methode der Untergrundreduktion vorgestellt.

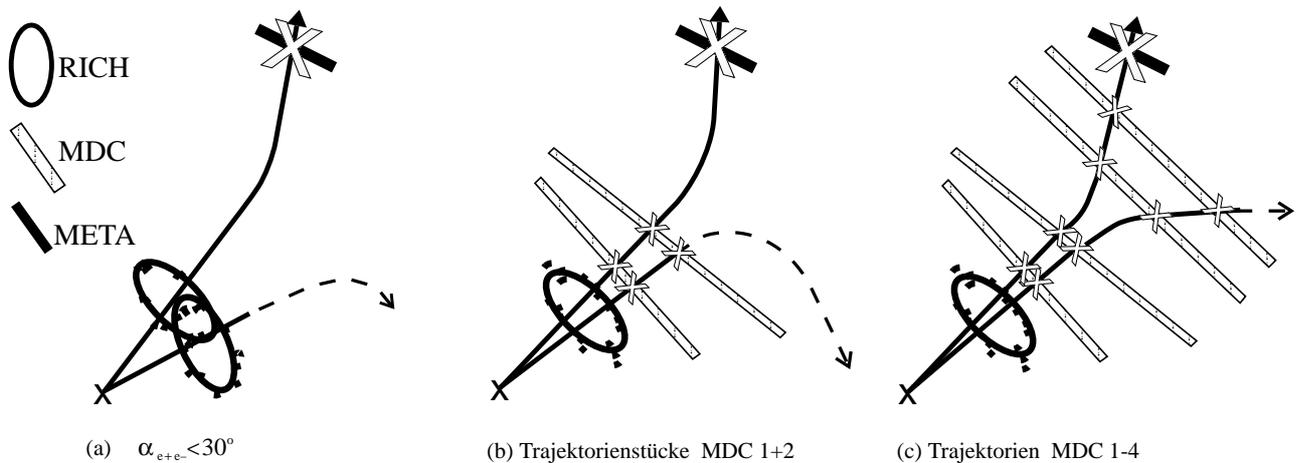


Bild 4.16: Charakteristische Signale von e^+e^- -Untergrundpaaren aus dem π^0 -Zerfall in RICH, Driftkammern (MDC) und META und Methoden der Untergrunderkennung. (a): Fenster auf den Öffnungswinkel der RICH-Ringe (b): Erkennung naher Trackstücke in den inneren Driftkammern. (c): Rekonstruktion beider Trajektorien (ohne zweites META-Signal).

4.7 Auflösung

4.7.1 Massenauflösung

Ein wichtiger Programmpunkt des HADES-Experiments ist die Identifizierung der verschiedenen Vektormesonen im invarianten Massenspektrum und die Analyse von Breitenänderungen oder Massenverschiebungen. Im ρ/ω -Massenbereich sollte die e^+e^- -Massenauflösung daher entsprechend der Resonanzbreite des ω -Mesons etwa $8 \text{ MeV}/c^2$ betragen. Dies bedeutet in Abhängigkeit vom Leptonenimpuls p^{e^\pm} und dem Öffnungswinkel α für die relative e^+e^- -Massenauflösung:

$$\frac{\Delta M_{inv}}{M_{inv}} \simeq \sqrt{\left(\frac{\Delta p^{e^-}}{2p^{e^-}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p^{e^+}}{2p^{e^+}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\alpha}{2\tan(\alpha/2)}\right)^2} \simeq 1\%. \quad (4.5)$$

4.7.2 Winkelauflösung

Für die Berechnung der invarianten Masse wird die Winkelinformation des RICH verwendet, mit dem in φ und ϑ eine Winkelauflösung (ohne Vielfachstreuung) von etwa 2.3 mrad erreicht wird (gepunktete Gerade in Bild 4.17).

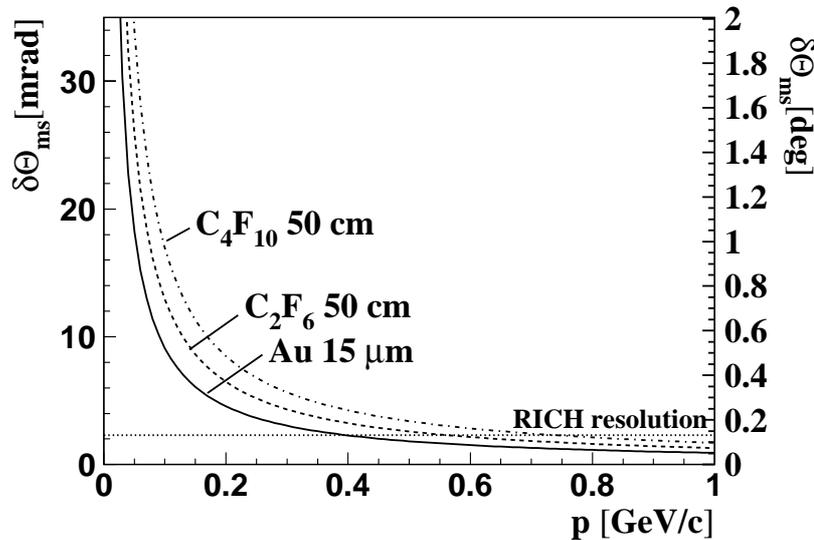


Bild 4.17: Mittlere Winkelablenkung durch Vielfachstreuung im RICH in Abhängigkeit vom e^\pm -Impuls. Eine mittlere zurückgelegte Strecke von $30 \mu\text{m}$ Au-Target und 50 cm in den vorgeschlagenen Radiatorgasen C_4F_{10} und C_2F_6 wird angenommen. Gestrichelt: Die vom RICH erreichte Auflösung (2.3 mrad).

Nach Bild 4.17 steigt die mittlere Winkelablenkung $\delta\theta^{ms}$ bei kleinen Impulsen $p < 0.5 \text{ GeV}/c$ stark durch Vielfachstreuung im Au-Target und im Radiatorgas an und dominiert die Winkelauflösung. $\delta\theta^{ms}$ berechnet sich dabei mit der mittleren Wegstrecke x , die ein Teilchen im Material der Strahlungslänge X_0 zurücklegt:

$$\delta\theta^{ms} = \frac{13.6 \text{ MeV}/c}{p} \sqrt{\frac{x}{X_0}}. \quad (4.6)$$

Vergleicht man die Öffnungswinkelauflösung mit der angestrebten Impulsauflösung von etwa 1.4% (s. Kapitel 4.7.3) so kann sie in folgenden Fällen nicht vernachlässigt werden:

1. Für kleine Öffnungswinkel $\alpha < 40^\circ$. Auch für hohe Impulse ist ein Beitrag $\frac{\Delta\alpha}{2\tan(\alpha/2)}$ von etwa 0.5 % zu erwarten. Nach Bild 2.2 besitzen vor allem e^+e^- -Paare aus dem Dalitz-Zerfall von Δ und η Öffnungswinkel in diesem Bereich.
2. Für kleine Impulse $p < 0.4$ GeV/c. Für einen mittleren e^+e^- -Öffnungswinkel beim Zweikörperzerfall von etwa 90° folgt: $\frac{\Delta\alpha}{2\tan(\alpha/2)} > 0.4$ %.

Wegen Punkt 1 und 2 ist die Öffnungswinkelauflösung entsprechend Glg. 2.2 für kleine invariante Massen von Bedeutung.

4.7.3 Impulsauflösung

Da der Impuls über Positionsmessung aus der Teilchenablenkung bestimmt wird, hängt die Impulsauflösung direkt von der Auflösung ab, mit der die Größe der Ablenkung angegeben werden kann. Die Impulsauflösung Δp besteht damit aus zwei Anteilen:

δp^{res} : Gegeben durch die Ortsauflösung der Driftkammern.

δp^{ms} : Impulsunschärfe durch Vielfachstreuung im Magnetfeldbereich.

Bei Beschränkung auf höhere Impulse ($p > 0.5$ GeV/c) kann nach Abschnitt 4.7.2 der letzte Term in Gleichung 4.5 vernachlässigt werden. $\Delta M/M \simeq 1\%$ bedeutet daher für die Impulsauflösung:

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{\left(\frac{\delta p^{res}}{p}\right)^2 + \left(\frac{\delta p^{ms}}{p}\right)^2} \simeq \sqrt{2} \frac{\Delta M}{M} = 1.4\%. \quad (4.7)$$

Bei symmetrischer Aufteilung erfordert das für jeden Beitrag δp^{res} und δp^{ms} eine Auflösung von 1%. Die relative Impulsauflösung $\delta p/p$ ist dabei das Verhältnis zwischen transversaler Impulsstreuung δp_\perp und transversaler Impulsablenkung Δp_t (Tabelle 4.1):

$$\frac{\delta p}{p} \simeq \frac{\delta p_\perp}{\Delta p_t} \simeq \frac{p \delta \theta}{\Delta p_t}. \quad (4.8)$$

Einfluß der Ortsauflösung (σ^{res}):

Die endliche Ortsauflösung σ^{res} der Driftkammern schränkt die Meßgenauigkeit bezüglich des Ablenkwinkels ein. Für das einfache Modell in Bild 4.3a mit nur zwei Detektoren erhält man [Had92]:

$$\delta \theta^{res} = \sqrt{2} \frac{\sigma_\perp^{res}}{d_{12}} \simeq \frac{\delta p_\perp^{res}}{p}. \quad (4.9)$$

σ_\perp^{res} und p_\perp^{res} geben dabei die Orts- bzw. Impulsauflösung senkrecht zur Trajektorie an; d_{12} ist der Abstand zwischen den beiden gemessenen Raumpunkten. Die Impulsauflösung $\delta p/p$ wird nach Glg. 4.8 mit zunehmendem Impuls schlechter. Bezieht man sich auf ein Teilchen mit einem hohen Impuls von 1 GeV/c, so benötigt man für eine Impulsauflösung $\delta p_\perp^{res}/\Delta p_t < 1\%$, wegen $\Delta p_t < 100$ MeV/c und bei einem Detektorabstand $d_{12} \simeq 30$ cm eine Ortsauflösung, die besser ist als $150 \mu\text{m}$. Nach Abschnitt 4.5.2 erfüllen die HADES-Driftkammern mit $\Delta y \simeq 80 \mu\text{m}$ diese Anforderung.

Einfluß der Vielfachstreuung

Aus Glg. 4.6 und 4.8 folgt:

$$\frac{\delta p^{ms}}{p} = \frac{p \delta \theta_{ms}}{\Delta p_t} = \frac{13.6 \text{ MeV}/c}{\Delta p_t} \sqrt{\frac{x}{X_0}}. \quad (4.10)$$

Der auf Vielfachstreuung zurückzuführende Anteil der relativen Impulsauflösung ist demnach unabhängig vom Impuls. Da für die Impulsbestimmung nur die 8 Ortskoordinaten des Teilchens auf den vier Driftkammern verwendet werden, wird die Auflösung fast ausschließlich durch Streuprozesse im Magnetfeldbereich beeinflusst.

Aus Glg. 4.10 berechnet sich die in Tabelle 4.5 angegebene minimale Strahlungslänge $X_0(\frac{\delta p^{ms}}{p} \simeq 1\%)$, die das Medium im Magnetfeldbereich bei einer Wegstrecke x besitzen darf, damit eine durch Vielfachstreuung bedingte Impulsauflösung von 1% erreicht wird. Normalluft mit $X_0 = 304 \text{ m}$ unterschreitet bei großen Polarwinkeln die erforderliche Strahlungslänge. Es ist daher vorgesehen, den Raum zwischen den Driftkammern mit Helium ($X_0 = 5240 \text{ m}$) zu füllen.

ϑ [deg]	25	45	60	80
$\langle x \rangle$ [m]	0.5	0.6	0.7	0.8
$X_0(\frac{\delta p^{ms}}{p} \simeq 1\%)$ [m]	87	226	337	490

Tabelle 4.5: Mittlere Weglängen $\langle x \rangle$ von Teilchen im HADES-Magnetfeld in Abhängigkeit vom Polarwinkel ϑ . Daraus errechnet sich die minimale Strahlungslänge $X_0(\frac{\delta p^{ms}}{p} \simeq 1\%)$, die für eine Impulsauflösung $\delta p^{ms}/p \simeq 1\%$ benötigt wird.

4.7.4 HADES-Auflösung

Die Auflösung des Spektrometers wurde anhand des Zweikörperzerfalls ($X \rightarrow e^+ e^-$, $0.1 \text{ GeV}/c^2 < M_{inv} < 1.2 \text{ GeV}/c^2$) einer thermischen Quelle ($T = 65 \text{ MeV}$, 1 AGeV) untersucht. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen beziehen sich auf die rekonstruierten und gefitteten Trajektorien.

Einfluß von Vielfachstreuung und Ortsauflösung

Die Impulsauflösung für Positronen und Elektronen wurde wegen der unterschiedlichen Ablenkrichtungen im Magnetfeld getrennt untersucht.

Bei Integration über den gesamten akzeptierten Winkelbereich erhält man Bild 4.18. Die eingesetzten Ortsauflösungen (Δx , Δy) der Detektoren beziehen sich dabei jeweils auf ein Driftkammer-Modul, das aus sechs Ebenen besteht (vgl. Abschnitt 4.3.3)⁵. Die Kurven für $\Delta x = \Delta y = 0$ entsprechen unendlich guter Auflösung. Gleiches gilt für die Kurven, die ohne den Einfluß von Vielfachstreuung berechnet wurden (*no multiple scattering*). In diesem Fall tragen fast ausschließlich Energieverluste und die Ungenauigkeit des Fits (Schritt

⁵Nach Abschnitt 4.3.3 beträgt die Auflösung bei Verwendung von 6 Ebenen in y -Richtung etwa 50% der Driftzeitauflösung σ_w einer Ebene, während Δx etwa um einen Faktor Zwei größer ist.

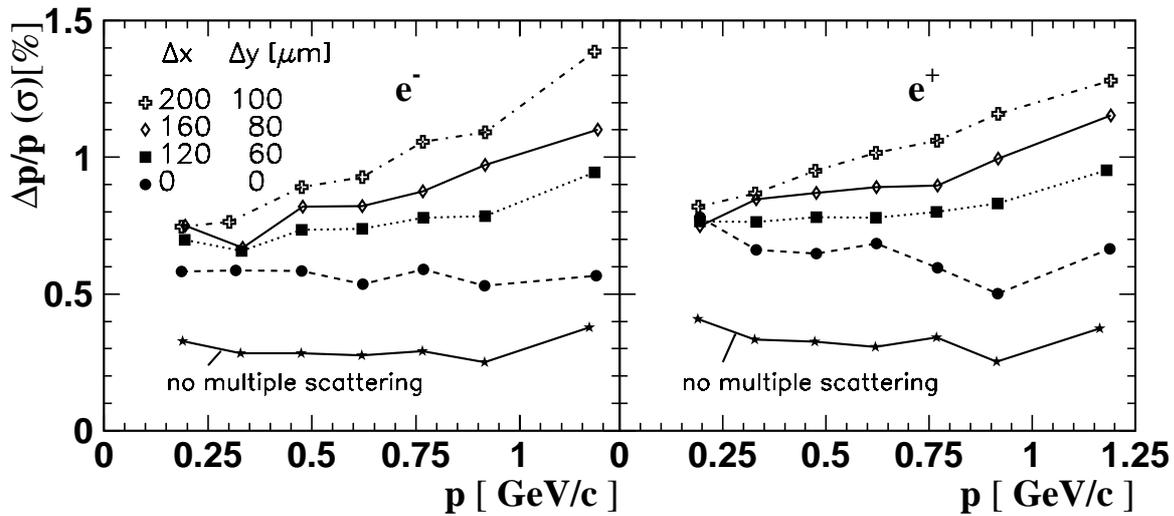


Bild 4.18: Impulsauflösung für Elektronen (links) und Positronen (rechts) in Abhängigkeit vom Impuls (MC-Rechnungen für den Zweikörperzerfall einer thermischen Quelle ($T=65$ MeV)). Die Ortsauflösung $\Delta x = 160 \mu\text{m}$ und $\Delta y = 80 \mu\text{m}$ in Richtung der Detektorkoordinaten x und y sollen von HADES erreicht werden. Die unterste Kurve wurde ohne Vielfachstreuung und für $\Delta x = \Delta y = 0$ berechnet.

D) durch die lineare Interpolation zwischen den Referenztrajektorien im inhomogenen Magnetfeld zu der Auflösung bei.

Die bei unendlich guter Ortsauflösung erhaltene Kurve zeigt, daß der Einfluß der Vielfachstreuung näherungsweise impulsunabhängig ist (vgl. Glg. 4.10). Der Beitrag der Vielfachstreuung zur Auflösung liegt mit etwa 0.6% unter dem in Abschnitt 4.7.3 geforderten Wert von 1%. Bei endlicher Ortsauflösung verschlechtert sich die Impulsauflösung entsprechend Glg. 4.9 linear mit dem e^\pm -Impuls, mit einer größeren Steigung bei zunehmender Ortsauflösung (Bild 4.18 und 4.19). Für die HADES-Driftkammern ($\Delta x \simeq 160 \mu\text{m}$, $\Delta y \simeq 80 \mu\text{m}$; durchgezogene Kurven) dominiert der Einfluß der Ortsauflösung für Impulse oberhalb von 0.8 GeV/c und steigt bei 1.2 GeV/c bis auf 1.1%. Bei kleinen Impulsen ($p < 0.4$ GeV/c) hat Vielfachstreuung den größten Einfluß.

Polarwinkelabhängigkeit der Impulsauflösung

Gemäß Bild 4.19, das die Impulsauflösung für drei Polarwinkelbereiche zeigt, steigt die Impulsauflösung mit zunehmendem Impuls nur um etwa 20 %, obwohl die transversale Impulsänderung Δp_t bei großen Polarwinkeln um einen Faktor Zwei abnimmt (Tabelle 4.1). Dies wird hauptsächlich darauf zurückgeführt, daß die Teilchen die Detektoren nicht senkrecht durchlaufen, wodurch sich der Abstand auf den Detektoren d_{12} in Glg. 4.9 vergrößert.

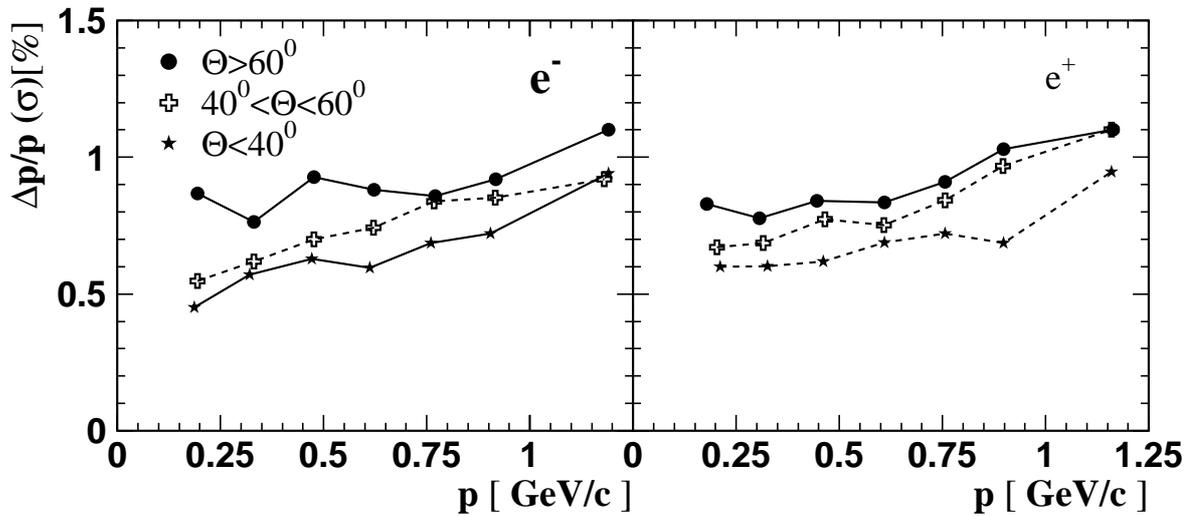


Bild 4.19: e^+e^- -Impulsauflösung in Abhängigkeit vom Polarwinkelbereich. Es wurde eine Detektorauflösung $\Delta x = 120 \mu\text{m}$, $\Delta y = 60 \mu\text{m}$ angenommen.

Invariante Massenauflösung

Die Abhängigkeit der invarianten Massenauflösung von der Ortsauflösung zeigt Bild 4.20. Zum Vergleich werden die unendlich guter Ortsauflösung entsprechenden Kurven sowohl mit als auch ohne den Einfluß von Vielfachstreuung gezeigt.

Da invariante Massen unterhalb von $0.4 \text{ GeV}/c^2$ bevorzugt von Elektronen (Positronen) mit kleinen Impulsen p gebildet werden, trägt die Öffnungswinkelauflösung in diesem Bereich entsprechend der Diskussion in Abschnitt 4.7.2 entscheidend zur Massenauflösung bei. Die stark zu kleinen Massen ansteigende relative Massenauflösung in Bild 4.20b entspricht dem Verlauf der Winkelablenkung durch Vielfachstreuung in Bild 4.17 ($\theta_{ms} \sim 1/p$). Die Absolutauflösung beträgt bis zu invarianten Massen von $0.4 \text{ GeV}/c^2$ etwa $3.5 \text{ MeV}/c^2$.

Im Bereich oberhalb von $0.4 \text{ GeV}/c^2$ ist die relative Massenauflösung annähernd konstant und liegt mit 0.8% für HADES (durchgezogene Kurve) unterhalb des angestrebten Wertes von 1% (vgl. Abschnitt 4.7.1). Insbesondere ermöglicht sie eine Trennung des schmalen ω -Mesons ($\Gamma = 8.43 \text{ MeV}/c^2$) (Bild 4.21, links) von der $150 \text{ MeV}/c^2$ breiten Massenverteilung des ρ -Mesons ($M_\omega \simeq M_\rho \simeq 780 \text{ MeV}/c^2$). Die Massenauflösung, die für das ω -Mesons $\Delta M(\sigma) = 6.3 \text{ MeV}/c^2$ beträgt, führt zu der breiteren Verteilung der rekonstruierten Dielektronen im rechten Teilbild 4.21. Die Breite des rekonstruierten ϕ ($M_{inv} = 1020 \text{ MeV}/c^2$, $\Gamma = 4.4 \text{ MeV}/c^2$) wird entsprechend Bild 4.20 noch stärker von der Spektrometernaflösung dominiert.

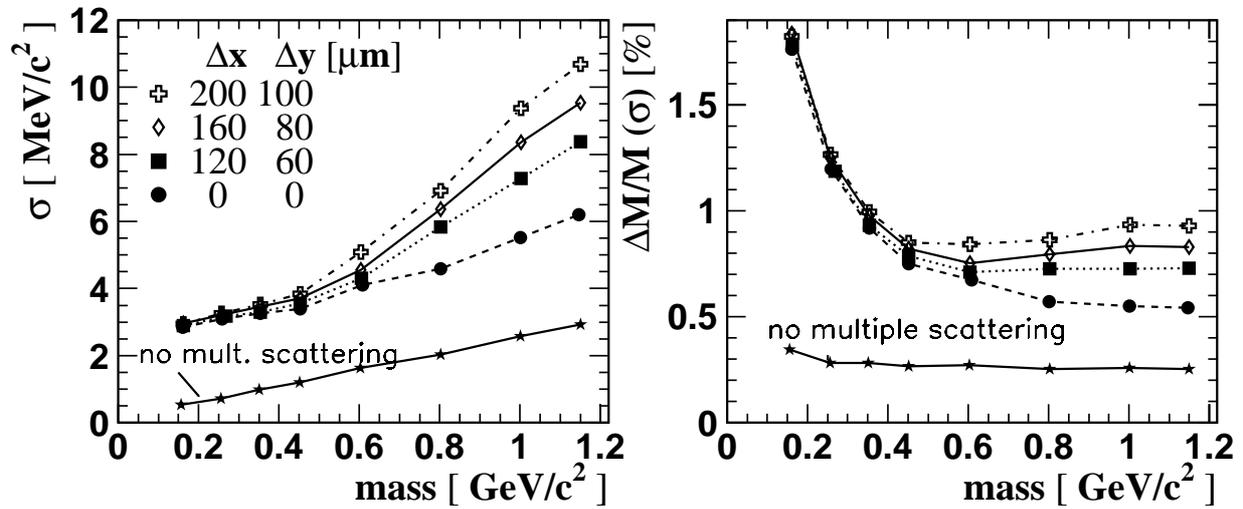


Bild 4.20: Absolute (links) und relative (rechts) e^+e^- -Massenauflösung bei verschiedenen Ortsauflösungen (MC-Rechnungen für den Zweikörperzerfall einer thermischen Quelle ($T=65$ MeV)). HADES-Auflösung: $\Delta x = 160 \mu\text{m}$; $\Delta y = 80 \mu\text{m}$. Die unterste Kurve wurde ohne Vielfachstreuung und für $\Delta x = \Delta y = 0$ berechnet.

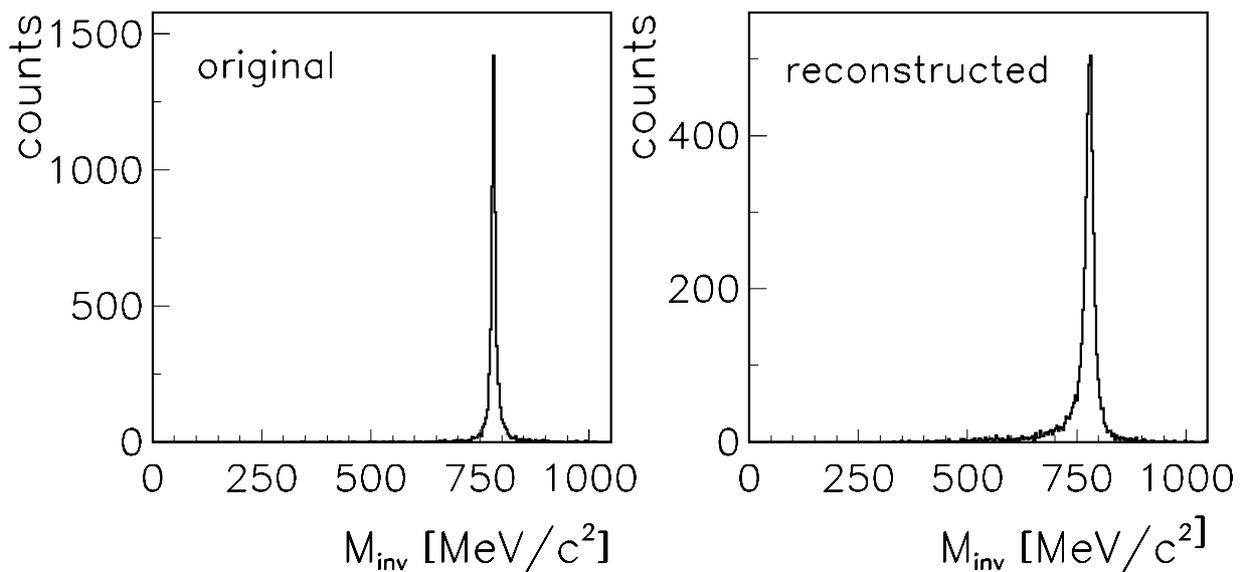


Bild 4.21: e^+e^- -Massenverteilung des ω -Mesons. Links: Originalverteilung, Rechts: Verteilung des rekonstruierten ω -Mesons.

Kapitel 5

META

META (**M**ultiplicity **E**lektron **T**rigger **A**rray) bildet eine zentrale Komponente des Triggers und ist für eine eindeutige Dielektronenidentifizierung unerlässlich. Es befindet sich hinter der äußersten Driftkammer und besteht aus zwei Komponenten:

1. Die den gesamten Akzeptanzbereich bedeckende, bei $\vartheta = 45^\circ$ unterteilte Flugzeitwand (TOF-Wand) aus Szintillatorstreifen soll folgende Aufgaben erfüllen:
 - a. Für schwere Stoßsysteme bildet die Selektion zentraler Stöße über die Multiplizitätsmessung geladener Teilchen den Trigger der ersten Stufe (s. Abschnitt 6.1.1).
 - b. Die TOF-Wand eignet sich für schwere Systeme als Startdetektor. Hier wird die Ankunft der schnellsten Teilchen mit $\vartheta < 45^\circ$ als Startsignal verwendet.
 - c. Im Polarwinkelbereich $\vartheta > 45^\circ$ wird die Flugzeitinformation verwendet, um Hadronen gegenüber Elektronen zu diskriminieren.
2. Im unteren Polarwinkelbereich, $\vartheta < 45^\circ$ befindet sich hinter der Szintillatorwand ein Schauerdetektor zur Leptonenidentifizierung.

Zwei in der Flugzeitwand oder im Schauerdetektor identifizierte Leptonenkandidaten, die in ihrer Trajektorie mit zwei RICH-Ringen übereinstimmen und zusätzlich passende Spursignale in den Driftkammern aufweisen, bilden den Trigger der zweiten bzw. dritten Stufe (s. Abschnitt 6.1.2).

Die unterschiedlichen Kippwinkel der Detektoren oberhalb und unterhalb von $\vartheta = 45^\circ$ dienen einer Verlängerung der Teilchenflugstrecken im mittleren Polarwinkelbereich.

5.1 Flugzeitwand

Die Flugzeitwand soll aus etwa 1000 horizontal orientierten, rechteckigen Szintillatorstreifen bestehen, die an beiden Seiten mit Photomultipliern ausgelesen werden. Die Kantenlängen der Streifen sind an die erwarteten Teilchenmultiplizitäten angepaßt, und betragen $40 \times 0.9 \times 0.9 \text{ cm}^3$ beim kleinsten bis zu $242 \times 5 \times 3 \text{ cm}^3$ beim größten Polarwinkel. Die Dimensionen geben dabei aufeinanderfolgend die vertikale Länge X_{det} , die senkrechte Breite Y_{det} und die Dicke der Szintillatorstreifen an. Mit dieser Granularität wird in zentralen Au+Au-Kollisionen eine Doppeltrefferwahrscheinlichkeit von kleiner als 20% erreicht.

Um die Abhängigkeit der Teilchenflugstrecken vom Polarwinkel zu korrigieren, wird die Flugzeit (TOF) mit dem Abstand (*path length*) des META-Teilchenorts zum Target normiert. Da dieser Abstand die Ablenkung durch das Magnetfeld nicht enthält, handelt es sich nur näherungsweise um die Strecke, die das Teilchen tatsächlich zurückgelegt hat. Unter Verwendung der Information aus den Driftkammern kann dies jedoch korrigiert werden.

Leptonenidentifizierung

Bild 5.1 zeigt Simulationsergebnisse für die Verteilung der normierten Teilchenflugzeiten in zentralen Au+Au-Kollisionen [Gar93]. Die hier angenommene Zeitauflösung ist einen Faktor Zwei schlechter, als die FOPI-Kollaboration [Gob93] für Szintillatoren ähnlicher Dimension gemessen hat. Damit wird der Einfluß des Startdetektors sowie der Online-Detektorkalibration berücksichtigt.

Für einen Vergleich der Protonen- und Pionenflugzeiten mit den e^\pm -Flugzeiten wurde angenommen, daß jedes dieser Ereignisse ein Dielektron aus dem Zerfall eines ω -Mesons enthält. Während die Breite der e^\pm -Verteilung bis auf die Normierungsungenauigkeit durch die Zeitauflösung gegeben ist, ist die Verteilung der Hadronenflugzeiten vor allem auf die Integration über die verschiedenen Impulse zurückzuführen.

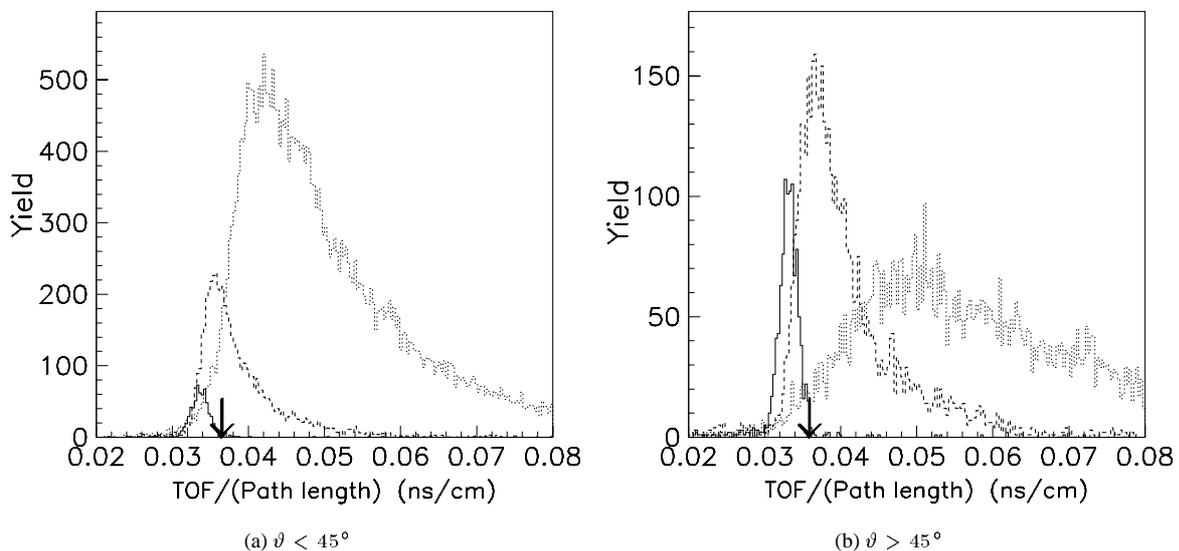


Bild 5.1: Auf den Abstand zum Target normierte Teilchenflugzeiten in zentralen Au+Au-Kollisionen. Die Pfeile markieren die in den Simulationen verwendeten Flugzeitfenster [Gar93].

Die stark überlappenden Flugzeiten in Bild 5.1a verdeutlichen das Problem der Teilchen-diskriminierung bei Polarwinkeln $\vartheta < 45^\circ$. Da fast alle Protonen und etwas mehr als die Hälfte der Pionen in diesen Winkelbereich emittiert werden, erreichen mehrere Teilchen der Verteilung den Bereich der e^\pm -Flugzeiten. In dem Flugzeitfenster für Leptonen, das für eine e^\pm -Effizienz von 95 % gesetzt wurde, befinden sich etwa 22 Hadronen pro zentraler Au+Au-

Kollision; damit ist die Flugzeit hier als Elektronentrigger nicht geeignet. Bei großen Polarwinkeln verschieben sich die Protonen- und Pionenflugzeiten dagegen deutlich zu größeren Werten, wodurch nur noch 6 Hadronen pro Kollision innerhalb des e^\pm -Flugzeitfensters liegen.

Ortsauflösung

Aus der Differenz der Signallaufzeiten im Szintillatorstreifen lassen sich die X-Positionen und daraus Azimutwinkel der Teilchen bestimmen. Für einen Streifen von 1.2 m Länge wird in azimuthaler Richtung eine Ortsauflösung $\Delta X_{det} \simeq 8$ cm erreicht; die Auflösung in polarer Richtung ΔY_{det} entspricht der Streifenbreite. Da für eine gültige Leptonentrajektorie eine Übereinstimmung zwischen dem Winkel des e^\pm -Kandidaten in META und den in den Driftkammern rekonstruierten Trajektorien innerhalb der Auflösung gefordert wird, verbessert eine gute Ortsauflösung die Untergrundunterdrückung.

5.2 Schauerdetektor

Zur e^\pm -Identifizierung über den Energieverlust eignet sich nur ein Schauerdetektor, da durch Ionisation bedingte Energieverluste von Elektronen und Hadronen im interessierenden Energiebereich von einigen 100 MeV vergleichbar sind.

Elektronen verlieren bei der Beschleunigung an Atomkernen hoher Kernladungszahl Energie durch Bremsstrahlung. Die Strahlungsintensität für ein Teilchen der Masse m_T ist proportional zu $1/m_T^2$ und daher für Pionen und Protonen vernachlässigbar. Die Teilchen in einem Schauer entstehen durch aufeinanderfolgende Prozesse von Bremsstrahlung und e^+e^- -Paarerzeugung.

Für Materialien mit hohen Kernladungszahlen, wie z. B. Blei ($Z = 82$) überwiegt der Bremsstrahlungsanteil gegenüber dem Energieverlust durch Ionisation schon bei e^\pm -Energien E_e :

$$E_e > E_{krit} = 1600 m_e/Z; \quad \text{Pb} : Z = 82 \implies E_{krit} = 7 \text{ MeV}. \quad (5.1)$$

Da jedes erzeugte Teilchen nur etwa die halbe Energie des Mutterteilchens besitzt, nimmt die Absorptionsrate für Schauerteilchen mit der durchquerten Strahlungslänge zu. Um bei e^\pm -Energien von wenigen 100 MeV hinreichend viele Schauerteilchen nachweisen zu können, besteht der HADES-Schauerdetektor aus zwei Lagen Blei von je 2 Strahlungslängen (1.12 cm) Dicke, wobei mit Gaskammern vor, zwischen und hinter den Bleischichten die Teilchenzahl über die erzeugte Ladung ermittelt wird.

Die mit einem Gasgemisch bei einem $\text{Ar}/\text{C}_4\text{H}_{10}$ -Verhältnis von 1:3 gefüllten Gaskammern besitzen nur eine Ebene von Signal- und Felddrähten sowie eine Ebene von $3 \times 3 \text{ cm}^2$ großen Kathodenplättchen (*Pads*). Sie werden bei einer Spannung von etwa 4.5 kV betrieben, so daß die erzeugte Ladung nahezu unabhängig vom Teilchenenergieverlust ist.

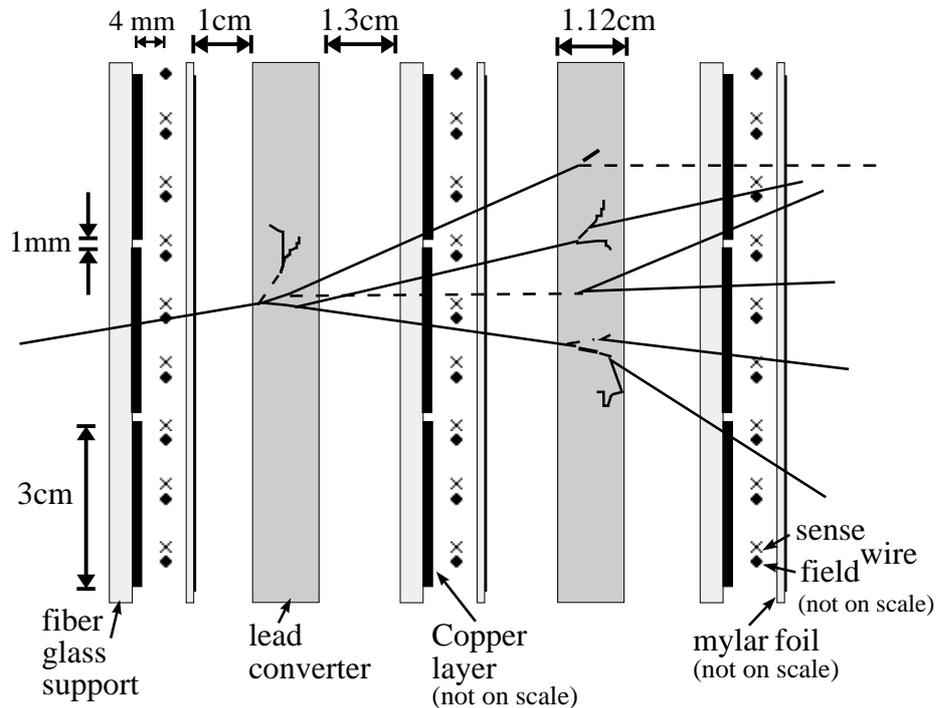


Bild 5.2: Schematische Darstellung des Schauerdetektors

Schauererkennung

Wird für ein Pad eine Ladung über einer vorgebenen Schwelle gemessen, so wird die Ladung der benachbarten Pads integriert. Die e^\pm -Identifizierung erfolgt durch einen Vergleich der integrierten Ladungen in den beiden hinteren Kammern mit der im ersten Detektor gemessenen Ladung.

Während Hadronen in allen Gasvolumen etwa die gleiche Ladung deponieren, erzeugen Elektronen in den beiden hinteren Detektoren etwa die zwei- bis dreifache Ladung des ersten Detektors.

GEANT-Rechnungen zentraler Au+Au-Kollisionen ergeben für den Schauerdetektor im Mittel etwa sechs falsche Leptonenkandidaten pro Kollision, die wegen der hohen Doppeltrefferwahrscheinlichkeit von 10 % meist auf zwei Teilchen (z. B. ein Photon und ein Proton) zurückzuführen waren. Fordert man zusätzlich, daß die von den Szintillatorstreifen vor dem Schauerdetektor gemessene Flugzeit im Bereich der erwarteten Leptonenflugzeiten liegt (Bild 5.1), so können etwa 70% der Untergrundprozesse diskriminiert werden. Im Schauerdetektor verbleiben somit pro Kollision nur zwei falsche e^\pm -Kandidaten.

5.3 Dielektroneneffizienz und Untergrund

Die folgende Tabelle gibt eine Zusammenfassung über die Dielektroneneffizienz und die Anzahl der e^\pm -Untergrundereignisse pro zentraler Au+Au-Kollision (1 AGEV) für verschiedene Anordnungen, wobei für HADES die Anordnung Flugzeitwand ($\vartheta > 45^\circ$), Schauerdetektor/TOF ($\vartheta < 45^\circ$) vorgesehen ist.

Detektor (Kombi- nation)	ϑ	Effizienz		$N_{e^\pm}^{falsch}$ Au+Au 1 AGeV
		0.1-0.3 GeV/c ²	$\rho/\omega \simeq 0.8$ GeV/c ²	
TOF	18°-85°	60%	90%	27
TOF	45°-85°	35%	85%	6
Schauer	18°-45°			6
TOF	45°-85°	50%	85%	6
Schauer/TOF	18°-45°			1-1.5

Tabelle 5.1: META: Dielektroneneffizienz für kleine invariante Massen und im ρ/ω -Massenbereich. $N_{e^\pm}^{falsch}$ ist die Anzahl falscher e^\pm -Kandidaten pro Au+Au-Kollision. Für das HADES-Spektrometer ist die unterste Detektorkombination von Flugzeitwand und Schauerdetektor vorgesehen.

Transversalimpuls und invariante Masse

Da die Effizienz des Schauerdetektors für kleine e^\pm -Impulse eingeschränkt ist, resultieren Akzeptanzverluste von e^+e^- -Paaren kleiner invarianter Massen. Die auf die geometrische Akzeptanz des HADES-Spektrometers (s. Abschnitt 4.4) normierte Effizienz sinkt von etwa 85% bei $M_{inv} = 1$ GeV/c² bis auf 50% bei 0.15 GeV/c² (Bild 5.3, links). Dieser Verlauf ist ähnlich wie für die geometrische Akzeptanz und ist auch hier auf Verluste von e^+e^- -Paare mit kleinem Transversalimpuls (Bild 5.3, rechts) zurückzuführen. Die Effizienzverluste unterscheiden sich jedoch in der Rapiditätsverteilung. Da die Teilchen bei kleinen Polarwinkeln verloren gehen, werden e^+e^- -Paare oberhalb des Bereichs zentraler Rapidität reduziert. Die META-Effizienz ist entscheidend für den Trigger der zweiten Stufe (s. Abschnitt 6.1.2), der aus den Signalen von RICH und META gebildet werden. Die Effizienz der Ringerkennung für einzelne Leptonen sinkt erst bei Impulsen < 0.2 GeV/c unterhalb von 95%.

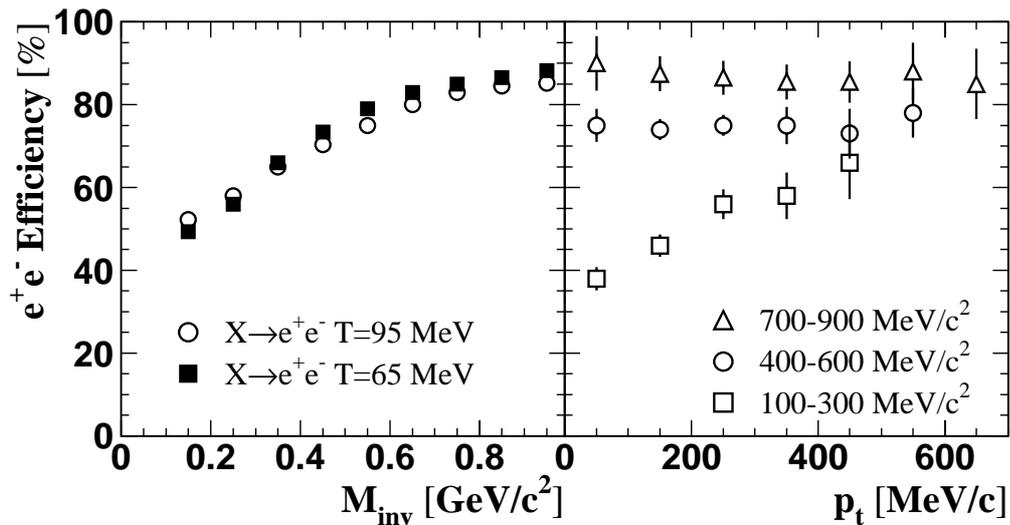


Bild 5.3: META-Effizienz für e^+e^- -Paare aus dem Zweikörperzerfall thermischer Quellen normiert auf die geometrische Akzeptanz. Links: Effizienz als Funktion der invarianten Masse (1 AGeV: $T=65$ MeV, 2 AGeV: $T=95$ MeV). Rechts: Effizienz bei $T=65$ MeV, als Funktion des e^+e^- -Transversalimpulses [Gar93].

Kapitel 6

Datenreduktion und Dielektronenselektion

Die Selektion von Dielektronenereignissen während der Datenaufnahme und der Datenanalyse verläuft in mehreren, aufeinanderfolgenden Schritten. Diese Schritte (I-IX) sind in Bild 6.1 in Form eines Flußdiagramms dargestellt und werden im folgenden beschrieben. Die dem Diagramm entsprechenden römischen Ziffern werden jeweils in Klammern angegeben. Die Kollisions- und Teilchenraten beziehen sich auf Au+Au-Kollisionen bei 1 AGeV (vgl. Bild 2.1).

6.1 Datenaufnahme: Trigger

Durch die hohen Teilchenmultiplizitäten ist die Datenmenge bei einer Ereignisrate von 10^6 Au+Au-Kollisionen pro Sekunde und bei etwa 10 000 auszulesenden Kanälen zu groß, um jedes dieser Ereignisse speichern zu können. Die zentrale Funktion des Triggers ist entsprechend Bild 2.3 die Selektion von Dielektronenereignissen in zentralen Stößen. Dies geschieht in drei Stufen und mit zunehmender Selektivität.

6.1.1 Erste Stufe (I)

Der Trigger der ersten Stufe dient der Selektion zentraler Stöße. Dieser Reaktionstrigger wird durch die Multiplizität geladener Teilchen gebildet, die mit den Szintillatoren des META gemessen werden.

Je zentraler ein Stoß, desto größer ist die Reaktionszone sowie die Anzahl der Partizipanten A_{part} , d. h. der Nukleonen in der Kollisionszone. Mit abnehmendem Stoßparameter nimmt daher die Teilchenmultiplizität zu. Für das symmetrische System Au+Au wird als geeignete Parametrisierung angegeben [Hae95]¹:

$$A_{part} = N_0 \cdot e^{-\left(\frac{b}{b_0}\right)^2} \quad \text{mit } N_0 = 2 \cdot A_{Au}; \quad b_0 = 7.75 \text{ fm} \quad (6.1)$$

Unter der Annahme, daß alle Partizipanten die Reaktionszone verlassen, kann aus der Multiplizität geladener Teilchen im META der Stoßparameter abgeleitet werden. Die Anzahl geladener Teilchen steht im direkten Zusammenhang mit A_{part} :

¹Die Parametrisierung ist an das geometrische Modell für den Überlapp von Projektil und Target angepaßt (Schnitt eines Zylinders mit einer Kugel)

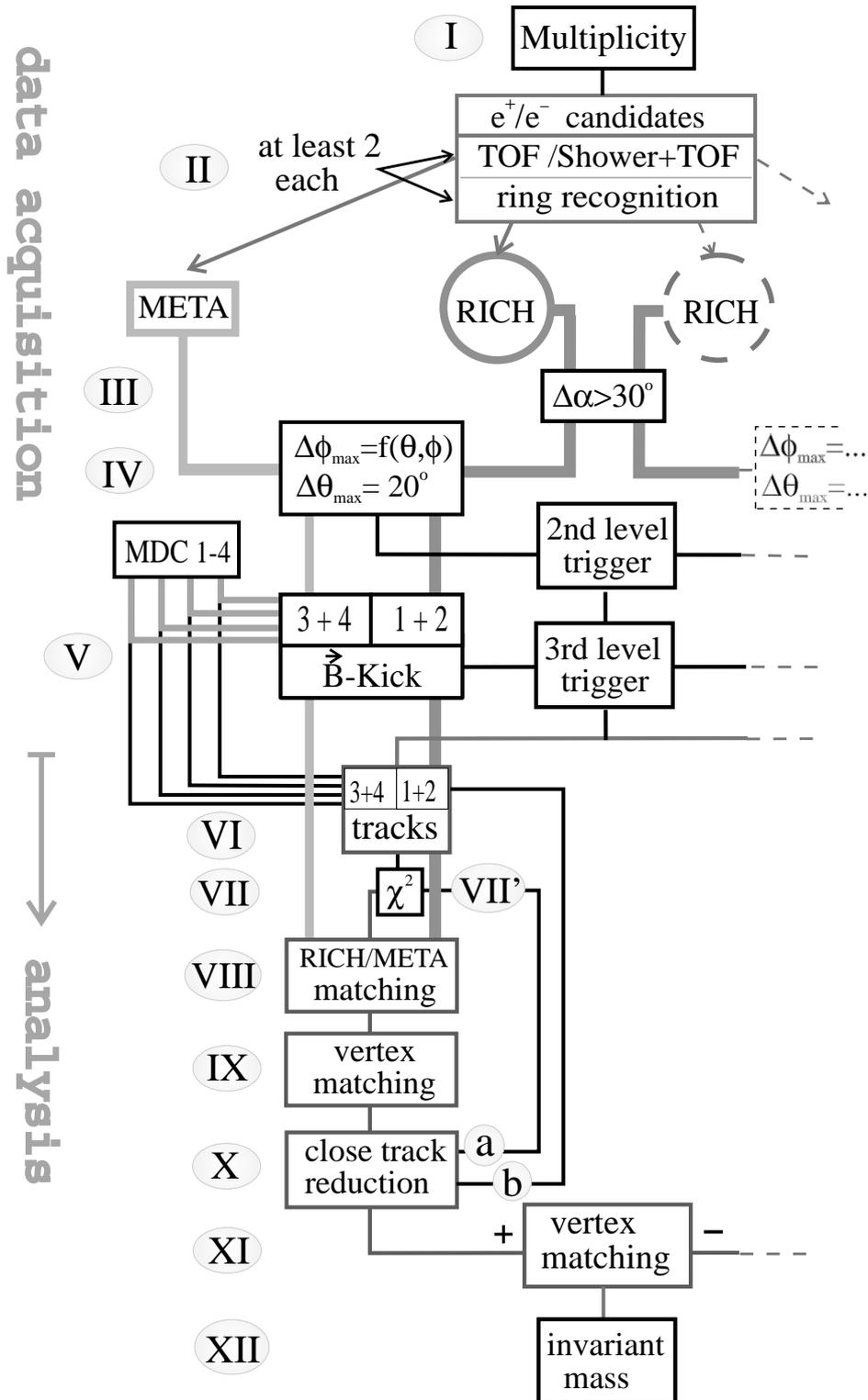


Bild 6.1: HADES: Selektion und Rekonstruktion von Dielektronen aus zentralen Schwerionenkollisionen. Für jeden Leptonenkandidaten wird ein Ring im RICH und ein Leptonensignal im META gefordert. Für einen der Leptonenkandidaten werden die einzelnen Analyseschritte I-XII aufgeführt. Die Analyse der übrigen Leptonenkandidaten werden mit der rechten gestrichelten Seite angedeutet. Nach Erfüllung der Triggerbedingungen wird jeder Kandidat bis zu Schritt XI, dem Beginn der Paaranalyse, getrennt analysiert. Die einzelnen Schritte I-XI sind im Text beschrieben.

- Protonen: $\simeq 0.42 \cdot A_{part}$
- geladene Pionen: $n_{\pi^+} = 0.019 A_{part}$, $n_{\pi^-} = 0.036 A_{part}$ [Hae95]

Davon befinden sich etwa 60% innerhalb der Spektrometerakzeptanz. Weiterhin erhöhen geladene Sekundärteilchen die Teilchenzahl in META. Für die äußersten Drifkammermodule, die den Spulen näher sind als META, wurde ein Anteil von etwa 15 bis 20% gefunden (Bild 4.5). Die Berechnung von A_{part} nach Glg. 6.1 führt mit den angegebenen Faktoren zur Multiplizität geladener Teilchen in den Szintillatorstäben des META als Funktion des Stoßparameters (Bild 6.2). Die gepunktete Kurve in Bild 6.2, die sich ergibt, wenn anstelle der oben angegebenen Pionenzahl die in der Simulation verwendeten, zu hohen Pionenmultiplizitäten eingesetzt werden (vgl. Anhang D), stimmt gut mit den Simulationsergebnissen in Bild 6.3 überein, das die Verteilungen der META-Multiplizität für verschiedene Stoßparameter zeigt. Weiterhin zeigt Bild 6.3 die Auflösung, mit der sich zentrale Kollisionen mit

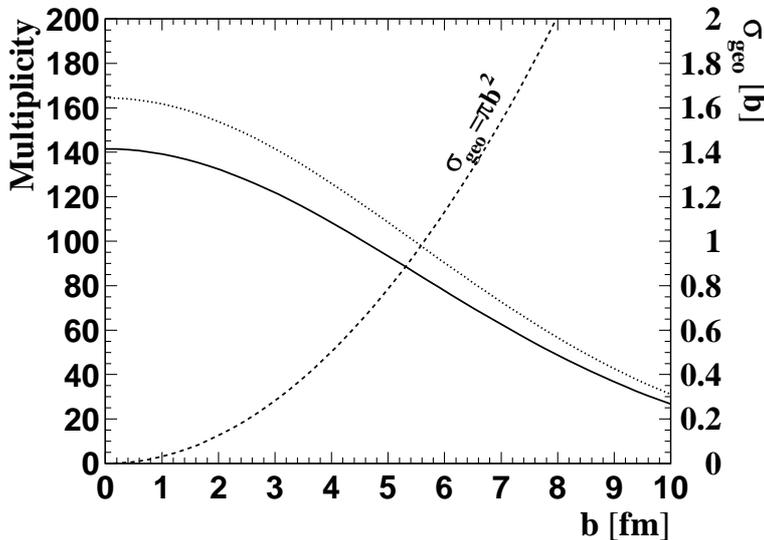


Bild 6.2: Geometrisches Modell: Berechnung der Multiplizität geladener Teilchen im META mit der Parametrisierung $A_{part} = N_0 \cdot \exp\{-(b/b_0)^2\}$, ($N_0 = 2A_{Au}$, $b_0 = 7.75$) fm unter Berücksichtigung der Teilchenzusammensetzung (p, π , Sekundärteilchen) und der geometrischen Akzeptanz. Durchgezogen: Der Pionenanteil entspricht den experimentellen Pionenzahlen; gepunktet: erhöhte Pionenzahlen der Simulation). Gestrichelt: Reaktionswirkungsquerschnitt.

$b < 3 - 4$ fm selektieren lassen.

Im geometrischen Modell gilt für den totalen Reaktionsquerschnitt, d. h. bei Integration über alle Stoßparameter:

$$\sigma_{geo}^{tot} = \pi \left(r_0 A_p^{1/3} + r_0 A_t^{1/3} \right)^2; \quad \text{mit } r_0 \simeq 1.2 \text{ fm}$$

Hierbei gibt A_p und A_t die Massenzahl von Projektil-, bzw. Targetkern an. Im symmetrischen System Au+Au ergibt sich $\sigma_{geo}^{tot} = 6.12$ barn, der innerhalb der Fehlergrenzen des von der FOPI-Kollaboration (Au+Au 1 AGeV) angegebenen Wertes von $5.4(\pm 1)$ barn liegt [Hae95].

Die gestrichelte Kurve in Bild 6.2 zeigt den geometrischen Reaktionsquerschnitt in Abhängigkeit vom Stoßparameter: $\sigma_{geo} = \pi b^2$. Bei einem Stoßparameter von 4 fm beträgt der Wirkungsquerschnitt mit 0.5 barn etwa ein Zehntel des totalen Reaktionsquerschnitts. Dies ist der Reduktionsfaktor, der vom Trigger der ersten Stufe durch Selektion zentraler Kollisionen ($b \leq 3 - 4$ fm) erreicht wird.

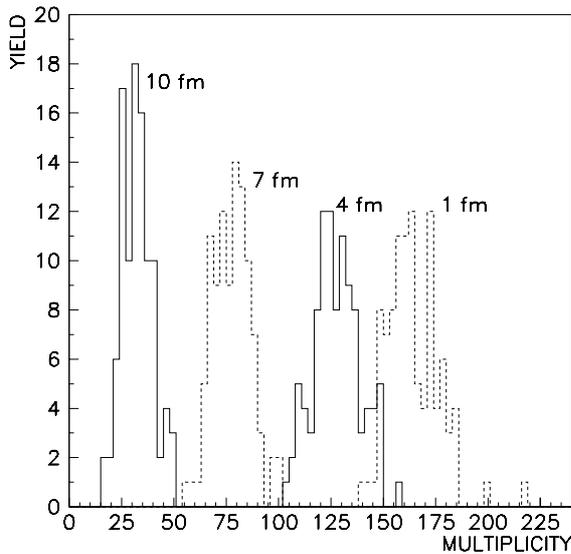


Bild 6.3: GEANT-Simulationen für Ereignisse aus BUU/IQMD-Rechnungen mit gegebenem Stoßparameter: Verteilungen der Multiplizität geladener Teilchen in den Szintillatoren des META pro Au+Au-Kollision (1 AGeV). Für jede Verteilung ist der Stoßparameter angegeben [Gar95].

6.1.2 Zweite Stufe (II-IV)

Der Trigger der zweiten Stufe dient der Selektion von Kollisionen, welche Dielektronen enthalten. Dies sind die Schritte II bis IV in Bild 6.1. Es werden mindestens je zwei e^\pm -Kandidaten in RICH und META verlangt, wobei jeder Leptonenkandidat vor einer Korrelation mit den anderen Kandidaten getrennt analysiert wird (angedeutete rechte Seite in Bild 6.1).

II. Dieser Schritt selektiert die Leptonenkandidaten in RICH und META. Dies erfordert den Einsatz paralleler Prozessoren mit folgenden Aufgaben:

- Ringsuche im RICH,
- Schauererkennung im META,
- Abfrage der Zeitfenster für die Szintillatoren des META.

Ein Ring im RICH und ein Leptonensignal im META definieren einen Leptonenkandidaten, wenn sie die nachfolgenden Bedingungen von Schritt III und IV erfüllen.

III. In der Ringumgebung ($\alpha < 30^\circ$) darf sich kein zweiter Ring befinden, da solche Ringpaare mit großer Wahrscheinlichkeit aus den Untergrundprozessen eines π^0 -Dalitz-Zerfalls oder einer externen Konversion stammen (Bild 2.8 und 4.16a).

IV. Die Polar- und Azimutwinkel, die den Ringmittelpunkten entsprechen, müssen unter Berücksichtigung der Ablenkung im Magnetfeld zu dem im META gemessenen Ort passen. Die akzeptierte Polarwinkeldifferenz liegt bei $\Delta\vartheta = \pm 20^\circ$; die Abweichung der Azimutwinkel darf in Abhängigkeit vom Polar- und Azimutwinkel 1 bis 11° betragen. Damit werden die variierenden, azimuthal ablenkenden Randfelder berücksichtigt.

Verbleiben nach Schritt IV mindestens zwei Leptonenkandidaten, d. h. zwei Ringe und zwei Leptonensignale im META, so ist die Triggerbedingung der zweiten Stufe erfüllt. Entgegengesetzte Polarität der Leptonenkandidaten wird nicht gefordert, damit aus der Massenvertei-

lung von Paaren gleicher Polarität (e^+e^+ -Paare, e^-e^- -Paare) der kombinatorische Untergrund berechnet und abgezogen werden kann (vgl. Abschnitt 7.3.3). Die Ereignisrate wird in dieser Stufe um einen Faktor 100 auf 10^3 Ereignisse/s reduziert.

Die Triggereffizienz in Abhängigkeit von der invarianten Masse wird durch die META-Effizienz in Bild 5.3 bestimmt. Die Winkeleinschränkungen des Analyseschritts IV erfassen nicht alle Teilchen mit kleinen Impulsen, so daß zusätzliche Verluste bei kleinen invarianten Massen auftreten. Bei $300 \text{ MeV}/c^2$ sind dies etwa 17%, bei $150 \text{ MeV}/c^2$ gehen 50% der e^+e^- -Paare verloren. Dies ist ebenso wie die reduzierte geometrische Akzeptanz für e^+e^- -Paare kleiner invarianter Massen auf die starke Ablenkung im Magnetfeld zurückzuführen, so daß eine getrennte Untersuchung dieses Massenbereichs mit reduzierter Magnetfeldstärke zu einer höheren Effizienz führt.

6.1.3 Dritte Stufe (V)

Während im RICH fast ausschließlich Elektronen und Positronen zu Ringmustern führen, gibt es in einer zentralen Au+Au-Kollision etwa 8 „falsche“ e^\pm -Kandidaten im META, die durch Hadronen (und Photonen) entstehen (Tabelle 5.1). Bild 6.4 zeigt ein „typisches“ getriggertes Ereignis.

- Ein e^+e^- -Paar aus einer externen Konversion oder einem π^0 -Dalitz-Zerfall führt zu nur einem erkannten Ring im RICH.
- Die niederenergetischen Leptonen erreichen META wegen zu starker Ablenkung nicht.
- Ein hochenergetisches Pion, das die Szintillatoren trifft, liegt innerhalb des Leptonenflugzeitfensters (vgl. Abschnitt 5.1).

Nahezu 90 % der RICH-META-Kombinationen, die zu einem Trigger der zweiten Stufe führen, werden entsprechend Bild 6.4 von verschiedenen Teilchen in RICH und im META erzeugt.

In Kapitel 4 wurde diskutiert, daß sich die Teilchen in dem inneren als auch in dem äußeren Driftkammerpaar auf nahezu gerade Bahnen bewegen. Diese Bahnen lassen sich im Fall von Bild 6.4, wo ein e^+e^- -Paar (innen) und ein Pion (außen) eine Trajektorie vortäuschen, auch bei Berücksichtigung der Magnetfeldablenkung, nicht auf ein einziges Teilchen zurückführen. Ein Trigger der dritten Stufe, der die Informationen der Driftkammern miteinbezieht, erkennt diese Ereignisse. Dazu soll das schnelle Verfahren der Spurrekonstruktion ohne Einbeziehung der Driftzeiten dienen (vgl. Abschnitt 4.5.1). Die Signale in RICH und META definieren hierbei Suchbereiche auf dem inneren bzw. äußeren Driftkammerpaar. In jedem Driftkammerpaar wird ein rekonstruiertes Trajektorienstück innerhalb des Suchbereichs gefordert. Die Orientierung der Trajektorienstücke ist durch die Ablenkung im Magnetfeld festgelegt, welche durch einen Knick in der Mitte des Magnetfeldbereichs approximiert wird. Mit dieser Methode, die genauer in [Had94] beschrieben ist, kann eine weitere Reduktion der Datenrate um etwa einen Faktor 10 erreicht werden.

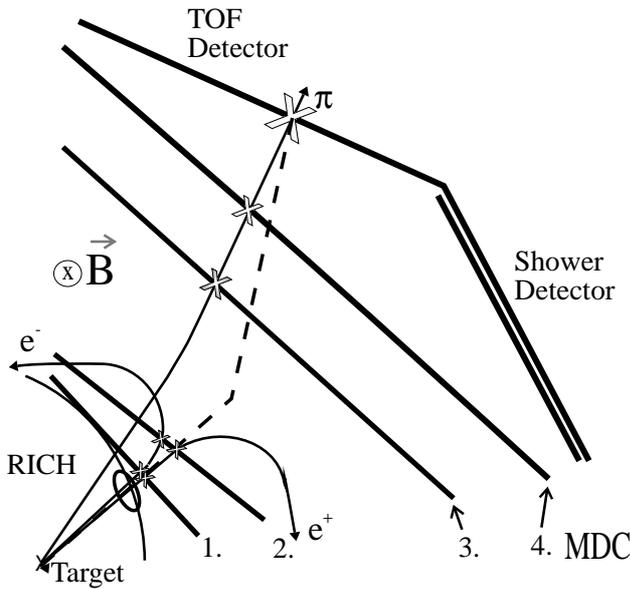


Bild 6.4: Typischer Leptonenkandidat des Triggers der zweiten Stufe: Ein e^+e^- -Untergrundpaar erzeugt einen Ring im RICH. Die niederenergetischen Leptonen durchqueren jedoch nur die inneren Driftkammern. Ein hochenergetisches Pion liegt im Flugzeitfenster der Leptonen und wird in Kombination mit dem Ring als e^\pm -Trajektorie fehlidentifiziert. Gestrichelt: Die vom Trigger der dritten Stufe in den Driftkammern (MDC 1-4) geforderte Teilchenspur.

6.1.4 Datenraten

Das besprochene Triggerkonzept, das den Einsatz schneller und parallel arbeitender Prozessoren benötigt, führt nach dem Trigger der dritten Stufe auf eine Datenrate von etwa 2-3 Mbyte/s, eine Rate die problemlos zur weiteren Analyse gespeichert werden. Tabelle 6.1 gibt einen Überblick über die nach jeder Triggerstufe erreichte Datenreduktion.

Komponente	Anzahl Kanäle N_k	Ereignisgröße [kB]	Datenrate nach Trigger		
			1. Stufe [MB/s] 10^5 Koll./s	2. Stufe [MB/s] 10^3 Koll./s	3. Stufe [MB/s] 10^2 Koll./s
RICH	40 000	10	1000	10	1.0
Driftkammern	32 000	10	1000	10	1.0
Szintillatoren	4 000	2	200	2	0.2
Schauerdetektor	30 000	7	700	7	0.7
Summe	106 000	29	2900	29	2.9

Tabelle 6.1: HADES-Datenraten für Au+Au-Kollisionen (1 AGeV). Die Anzahl der Kanäle (N_k) bezieht sich auf die Summe aller 6 Segmente. Es wird angenommen daß in jeder Kollision etwa 10% aller Kanäle ansprechen.

6.2 Datenanalyse: Rekonstruktion und Selektion

Bildet man die kombinatorischen e^+e^- -Paare für alle Trajektorien, die vom Trigger der zweiten Stufe als e^\pm -Kandidaten akzeptiert wurden, so ergibt sich, normiert auf die Anzahl zentraler Au+Au-Kollisionen Kurve (a) in Bild 6.5. Dieser Untergrund wird wegen der

großzügigen Winkelbedingung von Schritt IV (s. Abschnitt 6.1.2) fast ausschließlich durch Kombinationen mit fehlidentifizierten Hadronen im META gebildet. Er liegt bei der invarianten Masse des ω -Mesons etwa 3 Größenordnungen über dem kombinatorischen e^+e^- -Untergrund, für den nur der Anteil *echter* Elektronen und Positronen berücksichtigt wurde (Kurve b). Die überwiegend kleinen Impulse ($p < 200$ MeV/c) der Untergrundleptonen, führen wegen $M_{inv} \sim \sqrt{p_{e^+} p_{e^-}}$ zu dem exponentiell abfallenden e^+e^- -Massenspektrum.

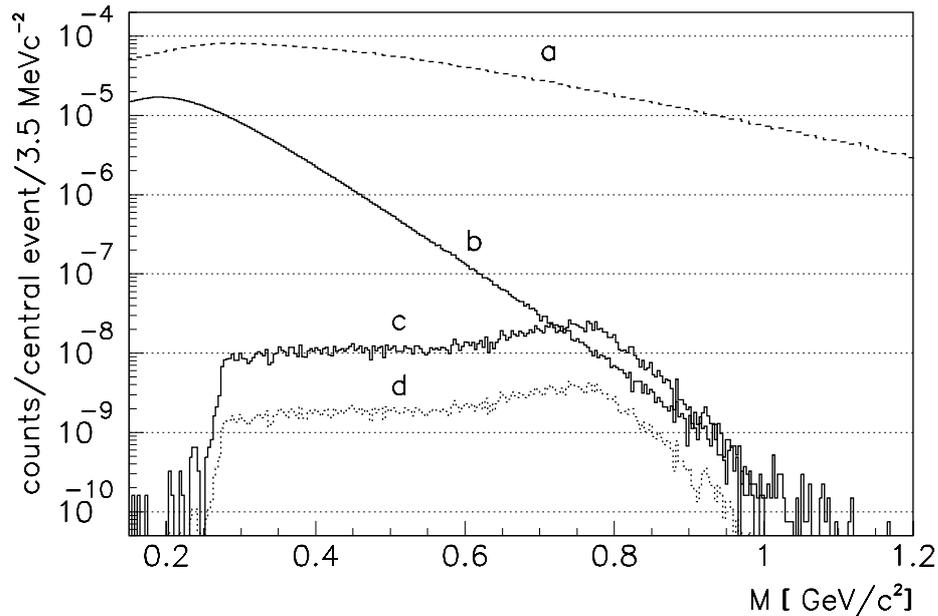


Bild 6.5: Invariantes Massenspektrum: (a) Kombinatorischer Untergrund aus e^+e^- -Kandidaten des Triggers der zweiten Stufe. (b) Kombinatorischer Untergrund, wenn ausschließlich echte Leptonen kombiniert werden. (c) Erwartete ρ -Massenverteilung nach mikroskopischen Transportrechnungen [Wi93, Wo93]. (d) ρ -Massenverteilung mit einer Skalierung der Produktionswahrscheinlichkeit entsprechend experimenteller Daten [Met93].

Der kombinatorische e^+e^- -Untergrund ist bei etwa $800 \text{ MeV}/c^2$ vergleichbar mit dem erwarteten Beitrag des ρ -Mesons². Bild 6.5 zeigt neben den theoretischen Wirkungsquerschnitten für das ρ -Meson (Kurve c) die M_ρ -assenverteilung, wenn eine experimentell ermittelte Abhängigkeit der Produktionswahrscheinlichkeit von Projektil-Energie und Teilchenschwelle und eine lineare Skalierung mit der Anzahl der partizipierenden Nukleonen A_{part} angenommen wird [Met93] (s. Abschnitt 8.1). Neben einer vollständigen Hadronenunterdrückung, die mit einer hochauflösenden Spurrekonstruktion möglich ist, werden Methoden benötigt, um die benachbarten Trajektorien des leptonischen Untergrunds zu erkennen (s. Bild 6.4). Die nächsten Abschnitte beschreiben die Analyseschritte VII bis XII der Dielektronenselektion, die zum invarianten e^+e^- -Massenspektrum führen. Ein Trigger der dritten Stufe war zum Zeitpunkt der Simulation noch nicht vorgesehen; daher werden die folgenden Analyseschritte ausgehend vom Trigger der zweiten Stufe behandelt.

²Der Rekonstruktionsverlust von e^\pm -Untergrundtrajektorien (s. Bild 4.15) ist in Bild 6.5 nicht berücksichtigt.

Zur Selektion von Leptonen werden teilweise impulsabhängige Fenster gesetzt (Abschnitt 6.2.6). Zur Definition dieser Fenster wurden die Verteilungen der betrachteten Größen von Dielektronen aus dem Zweikörperzerfall ($0.1 \text{ GeV}/c^2 < M_{inv} < 1.2 \text{ GeV}/c^2$) thermischer Quellen ($T = 65 \text{ MeV}$) verwendet.

Die Analyseschritte VII-XI durchlaufen alle Trajektorien, die für einen Leptonenkandidat des Triggers der zweiten Stufe, nach den in Abschnitt 4.5 diskutierten Verfahren (A-D= Schritt VI) rekonstruiert werden. Diese gefitteten Trajektorien befinden sich innerhalb des durch die Ringposition definierten Suchbereichs, während auf den äußeren Detektoren kein Suchbereich durch das e^+e^- -Signal von META vorgegeben ist, um Konversions- und π^0 -Dalitz-Paare rekonstruieren zu können (s. Abschnitt 4.5.1). Der Fit hat für jede Trajektorie den Impuls, die Emissionswinkel θ , ϕ die Vertexpunkte ρ und z sowie den Güteparameter χ^2 geliefert (vgl. Abschnitt 4.5.4).

6.2.1 χ^2 -Fenster (VII)

Anhand der χ^2 -Werte der Trajektorien wird die Güte des Fits überprüft. Die für kleine Impulse zunehmende Vielfachstreuung führt dazu, daß mit zunehmendem Impuls kleinere χ^2 -Werte resultieren. Diese Abhängigkeit zeigt Bild 6.6 anhand der χ^2 -Verteilungen von Leptonen aus dem Zweikörperzerfall thermischer Quellen ($X \rightarrow e^+e^-$).

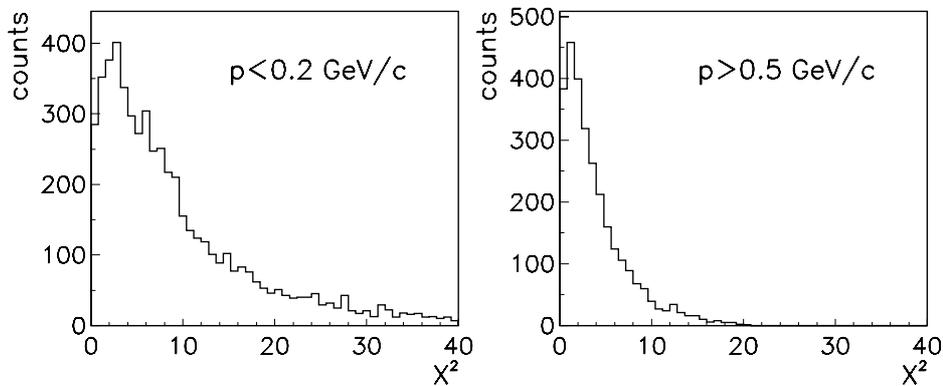


Bild 6.6: χ^2 -Verteilungen von Leptonen aus dem Zweikörperzerfall thermischer Quellen ($X \rightarrow e^+e^-$) für den Bereich kleiner (links) und großer Impulse (rechts).

6.2.2 Vergleich der Trajektorie mit Ring und META-Signal (VIII)

Die rekonstruierte Trajektorie wird mit den Orten der Leptonensignale in RICH und META verglichen. Dieser Schritt ist vergleichbar mit dem Prinzip des Triggers der dritten Stufe (Schritt V). In Schritt VIII werden jedoch vollständig rekonstruierte Trajektorien und streng definierte Fenster verwendet, während die für Schritt V benötigten Trajektorienstücke mit dem schnellen Rekonstruktionsverfahren A (s. Abschnitt 4.5.1) erhalten wurden, d. h. eine schlechte Auflösung besitzen.

Ortsdifferenz zwischen Trajektorie und META-Signal

Für einen Vergleich zwischen Trajektorie und META-Signal wird die Trajektorie geradlinig auf META extrapoliert und die Differenz zwischen dem sich ergebenden Schnittpunkt und dem von META gemessenen Ort bestimmt. Da kein Suchbereich vorgegeben war, werden hierbei zum einen alle Trajektorien ausgesondert, die nicht für das META-Signal verantwortlich waren. Zum anderen werden Ereignisse fehlidentifizierter Hadronen erkannt (Bild 6.4a).

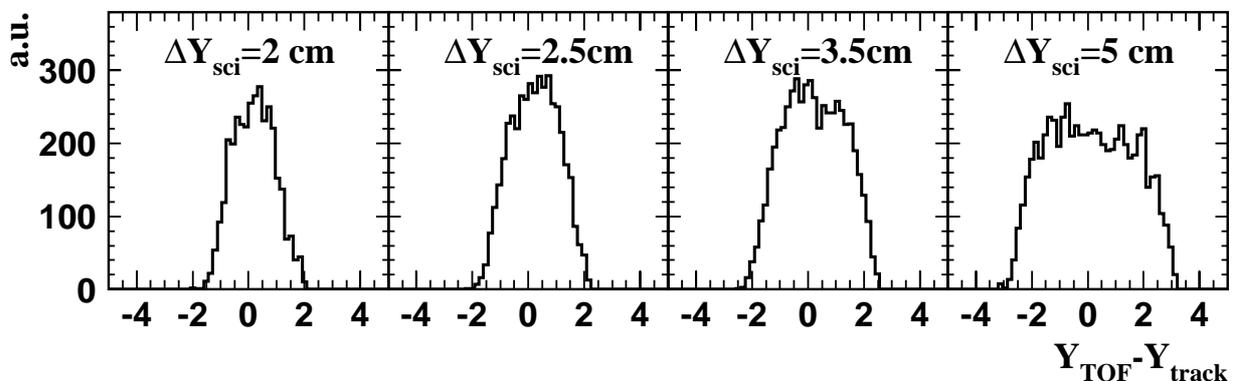


Bild 6.7: Differenz zwischen der Koordinate Y (Richtung des Polarwinkels) der Trajektorie auf dem META und dem Signal in den Szintillatoren. Die Fenster sind entsprechend ΔY_{sci} gesetzt.

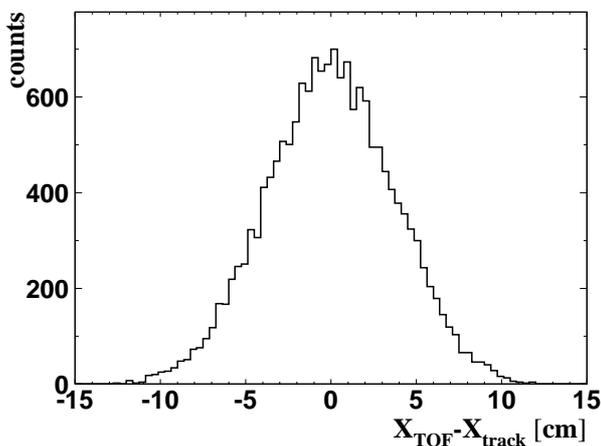


Bild 6.8: Differenz zwischen der Koordinate X (Richtung des Azimutwinkels) der Trajektorie auf dem META und dem Signal in den Szintillatoren.

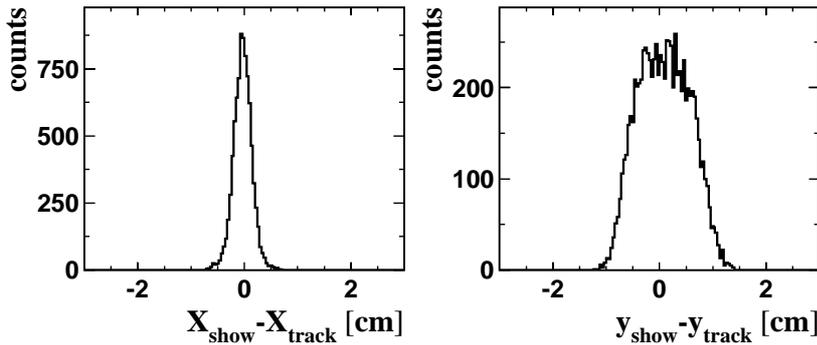


Bild 6.9: Differenz zwischen dem Ort der Trajektorie auf dem META und dem im Schauerdetektor gemessenen Ort.

$\vartheta > 45^\circ$: Δy : Wegen des mit dem Polarwinkel zunehmenden Raumwinkels und der gleichzeitig abnehmenden Teilchenmultiplizität, werden Szintillatorstäbe vier verschiedener Breiten (Δy_{sci}) eingesetzt. Die schmalen Stäbe $2 \times 2 \text{ cm}^2$ befinden sich im Polarwinkelbereich $45^\circ < \vartheta < 60^\circ$ höchster Multiplizität. Die Differenz zwischen der Y-Koordinate der extrapolierten Trajektorie auf dem Detektor und Y_{TOF} entspricht im Mittel der Szintillatorbreite Δy_{sci} (Bild 6.7).

Δx : In azimuthaler Richtung, d. h. entlang der Szintillatorstäbe wird der Ort aus der Laufzeitdifferenz berechnet (vgl. Tabelle A.1). Die Genauigkeit mit der die Differenz des META-Signals zum Ort der Teilchentrajektorie ermittelt werden kann, wird durch die erreichte Ortsauflösung bestimmt (Bild 6.8).

$\vartheta < 45^\circ$: In diesem Polarwinkelbereich werden die Fenster auf die Differenz zwischen Trajektorie und dem im Schauerdetektor ermittelten Ort gesetzt (Bild 6.9). Die Position entspricht dem Zentrum der Ladungsverteilung in der ersten Gaskammer des Schauerdetektors, d. h. das Teilchen hat noch keine Bleischicht durchlaufen.

Δy : Der Abstand der in X-Richtung orientierten Drähte der Drahtkammer von 8 mm bestimmen die Auflösung senkrecht zu den Drähten.

Δx : Es wird eine Auflösung von etwa 3 mm (σ) erreicht.

Winkeldifferenz zwischen Trajektorie und Ringmittelpunkt

Im nächsten Schritt werden die aus dem Fit resultierenden Polar- und Azimutwinkel der Trajektorie mit den vom RICH gemessenen Winkeln verglichen. Für die Polarwinkelbestimmung aus der radialen Position des Ringmittelpunktes auf dem UV-Detektor, wird der Emissionspunkt auf der Strahlachse benötigt. Während für den Trigger und die Definition des Suchbereichs Emission aus dem Targetmittelpunkt ($z = 0, \rho = 0$) angenommen wurde, wird der Polarwinkel des Ringes für den hier beschriebenen Vergleich mit dem vom Fit gelieferten Vertex berechnet.

Vielfachstreuung im Target und im Radiator ist verantwortlich für eine zunehmende Breite der Verteilungen bei kleinen Impulsen (Bild 6.10). Die ebenfalls ungenauere Vertexbestimmung führt dazu, daß sich die Polarwinkel von RICH und Trajektorie stärker unterscheiden

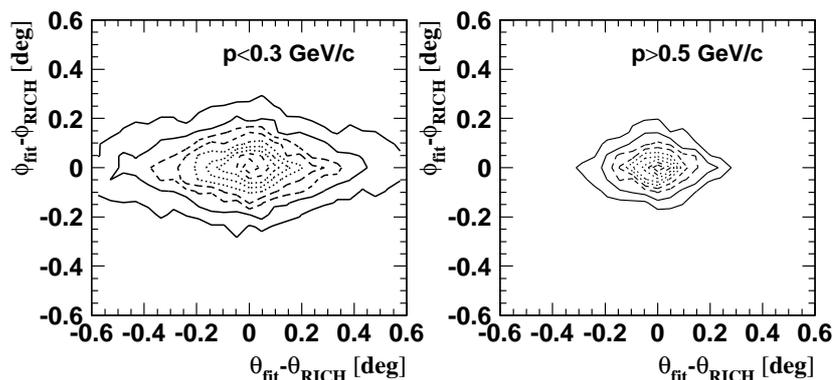


Bild 6.10: Differenz zwischen den Winkeln der rekonstruierten e^\pm -Trajektorien und den vom RICH gemessenen Winkeln. Thermische Quelle bei 1 AGeV Projektilenergie: $X \rightarrow e^+e^-$ ($T = 65$ MeV), $M_{inv} < 0.5$ GeV c^2

als die Azimutwinkel. Wegen der unterschiedlichen Breite der ϕ - und ϑ -Verteilungen werden elliptische, impulsabhängige Fenster definiert. Bei sehr eng gesetzten Fenstern werden Effizienzverluste der Dielektronen ($M_{inv} > m_\pi$) von 3-4% in Kauf genommen, da hierbei eine effektive Untergrundunterdrückung erreicht wird:

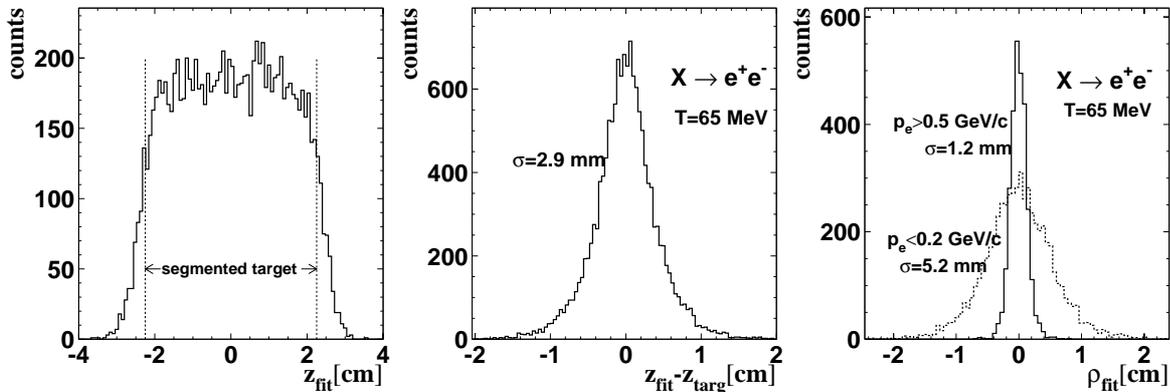
- Unterdrückung von leptonischen Untergrundpaaren:
Falls der kleine Öffnungswinkel eines e^+e^- -Paares aus Konversion und π^0 -Dalitz-Zerfall zu einem unaufgelösten Doppelring führt, so resultiert im Vergleich zu Ringen einzelner Trajektorien, eine schlechtere Positionsbestimmung. Etwa 30% der Trajektorien aus Konversion oder dem π^0 -Dalitz-Zerfall liegen außerhalb der definierten Fenster.
- Hadronenunterdrückung:
Mehr als 90% der verbliebenen Protonen bzw. 70% Pionen, die im META als Leptonenkandidaten fehlidentifiziert wurden, befinden sich außerhalb der Winkelfenster. Da Protonen mit hohen Impulsen (Bild 2.7) zu kombinatorischen Paaren hoher invarianter Massen führen, ist dieser Reduktionsschritt von besonderer Bedeutung.

6.2.3 Vertexfenster für Einzeltrajektorien (IX)

Der Vertex einer Trajektorie wird mit den zwei Koordinaten z und ρ beschrieben (vgl. Abschnitt 4.5.4): ρ gibt den kürzesten (senkrechten) Abstand der Trajektorie zur Strahlachse an, z entspricht dem korrespondierenden Punkt auf der Strahlachse. Die hier beschriebene Simulation verwendet nur die Vertexinformation der jeweils rekonstruierten Spur. Daher resultiert die breite Verteilung in Bild 6.11a, die gerade der Gesamtlänge des segmentierten Targets von etwa 4.5 cm entspricht (vgl. Abschnitt 7.2.2). Mittelt man über die Summe aller Hadronen eines Ereignisses, so sollte eine Vertexauflösung von etwa 3 mm (\simeq Abstand der Targetsegmente) erreicht werden; dies entspricht Bild 6.11b, das die Differenz des aus dem Fit resultierenden z -Wertes (z_{rec}) zum ursprünglichen z -Wert zeigt. Zu diesem Ergebnis gelangt man schon bei der Mittelung über zwei e^+e^- -Trajektorien ($\langle p_e \rangle > 450$ MeV/c) in Bild 6.13.

Die ρ -Verteilung ist bei einem Targetdurchmesser von 2 mm weniger breit. Bei großen Impulsen befinden sich die rekonstruierten Abstände auf dem Target (Bild 6.11c). Wie auch

bei der Winkelauflösung führt die Vielfachstreuung zu breiteren Verteilungen bei kleinen Impulsen (vgl. Abschnitt 6.2.2).



(a) z-Verteilung rekonstruierter Trajektorien.

(b) z-Auflösung: Vergleich zwischen Targetpunkt und rekonstruiertem Vertex.

(c) Kürzester Abstand ρ zur Trajektorie zur z-Achse.

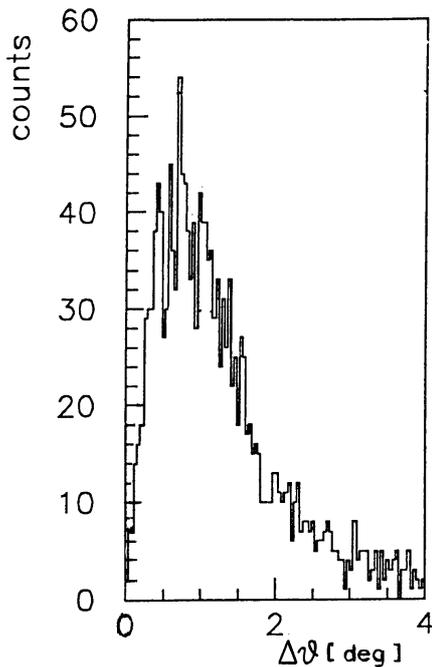
Bild 6.11: Verteilungen der aus dem Fit resultierenden Vertexgrößen z und ρ für rekonstruierte Trajektorien aus dem Zweikörperzerfall einer thermischen Quelle.

6.2.4 Aussonderung von Trajektorienpaaren (X)

Während in den bisher beschriebenen Schritten (VII-IX) die Qualität der Trajektorien überprüft wurde, dient dieser Schritt der Aussonderung von Untergrundtrajektorien. Dafür werden die in Abschnitt 4.6.2 angesprochenen Methoden angewendet, die darauf beruhen, nahe Trajektorien(stücke) von Konversions- oder π^0 -Dalitz-Paaren zu suchen (Bild 4.16b und c). Die Suche nach Anzeichen für eine benachbarte Trajektorie wird für jede Trajektorie durchgeführt, die Schritt IX passiert hat.

(a) Öffnungswinkelfenster auf gefittete Trajektorien

Zwischen der selektierten Trajektorie und allen anderen gefitteten Trajektorien entgegengesetzter Polarität und bestimmter Güte ($\chi^2_{max} \simeq 200$, Schritt VII') wird der Öffnungswinkel berechnet. Für die Spurrekonstruktion einschließlich Fit (Schritt VI) wurde kein META-Suchbereich vorgegeben, um Leptonen aus externer Konversion oder aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall auf der gesamten Fläche des äußeren Detektorpaares einbeziehen zu können (Bild 4.16c). Wird für eine Kombination ein Öffnungswinkel kleiner als $\vartheta = 3.5^\circ$ gefunden, so wird das selektierte Teilchen nicht weiter als e^\pm -Kandidat akzeptiert. Zusätzlich wird noch ein Fenster auf den Abstand der zweiten Trajektorie zum Ringmittelpunkt gesetzt.



Die Öffnungswinkelverteilung der rekonstruierten e^+e^- -Paare aus Konversion und π^0 -Dalitz-Zerfall im nebenstehenden Bild zeigt, daß der größte Teil der Paare innerhalb dieses Fensters liegt. Bei der Wahl eines größeren Fensters resultieren Verluste für e^+e^- -Paare mit $M_{inv} > m_\pi$, ohne eine signifikante Verbesserung der Untergrundreduktion zu erreichen.

Mit dieser Methode wird der kombinatorische Untergrund zentraler Au+Au-Kollisionen um 5% unterdrückt, während der Verlust für Dielektronen weniger als 1% beträgt. Der Unterdrückungsgrad ist dadurch limitiert, daß bei den meisten der rekonstruierten Untergrundtrajektorien der niederenergetische Partner die äußeren Driftkammern nicht erreicht (Bild 4.16b).

(b) Öffnungswinkelfenster auf Trajektorienstücke

Um Untergrundereignisse zu erkennen, bei denen beide Leptonen wie in Bild 4.16b die ersten beiden Detektoren (1+2) durchqueren, werden die im inneren Driftkammerpaar rekonstruierten Trajektorienstücke herangezogen (Bild 4.13). Für jede nach Schritt Xa verbleibende Trajektorie werden aus den Detektorkoordinaten (x_1, y_1, x_2, y_2) der Trajektorie und den Koordinaten der benachbarten rekonstruierten Trajektorienstücke Größen berechnet, die getrennt nach Polar- und Azimutwinkel den Öffnungswinkel zwischen den beiden Trajektorien angeben. Benachbarte Stücke, die einer anderen gefitteten Trajektorie (aus Schritt VII) angehören, werden von dieser Analyse ausgeschlossen, da sie mit großer Wahrscheinlichkeit einem Hadron angehören. Ähnlich wie bei Schritt VIIa wird ein Öffnungswinkelbereich definiert, für den Trajektorien aussondiert werden. Bei großen Polarwinkeln, wo Randfelder zu größeren Öffnungswinkeln führen (vgl. Bild 4.2), können wegen der geringeren Hadronenmultiplizitäten breitere Fenster verwendet werden, ohne daß erhöhte Dielektronenverluste ($M_{inv} > m_\pi$) resultieren.

Da fast alle e^+e^- -Untergrundpaare, für die nur ein Ring rekonstruiert wurde, die ersten beiden Driftkammern passieren, ist diese Methode sehr effizient: Der kombinatorische Untergrund wird um etwa einen Faktor Fünf unterdrückt. Die Reduktion in Abhängigkeit vom Untergrundprozeß wird in Kapitel 7 im Zusammenhang mit der Untergrundzusammensetzung diskutiert. Wegen der hohen Hadronenmultiplizitäten von Au+Au-Kollisionen werden in den inneren Driftkammern eine große Zahl von Trajektorienstücken rekonstruiert, die keinem Teilchen angehören (Bild 4.13). Daher führt die hier besprochene Unterdrückungsmethode auch für einzelne e^\pm -Trajektorien zu hohen Verlusten. Für Dielektronen ($X \rightarrow e^+e^-$) ergeben sich Effizienzverluste von etwa 15%.

6.2.5 Vertexfenster für Dielektronen (XI)

Zwei als e^\pm -Kandidaten selektierte Trajektorien verschiedener Polarität werden nur als e^+e^- -Paar akzeptiert, wenn sie innerhalb der Auflösung den gleichen Ursprung besitzen (Bild 6.12 und 6.13). Vielfachstreuung, die zu breiteren Verteilungen führt, wird durch Fensterbreiten berücksichtigt, die als Funktion der Leptonenimpulse definiert sind.

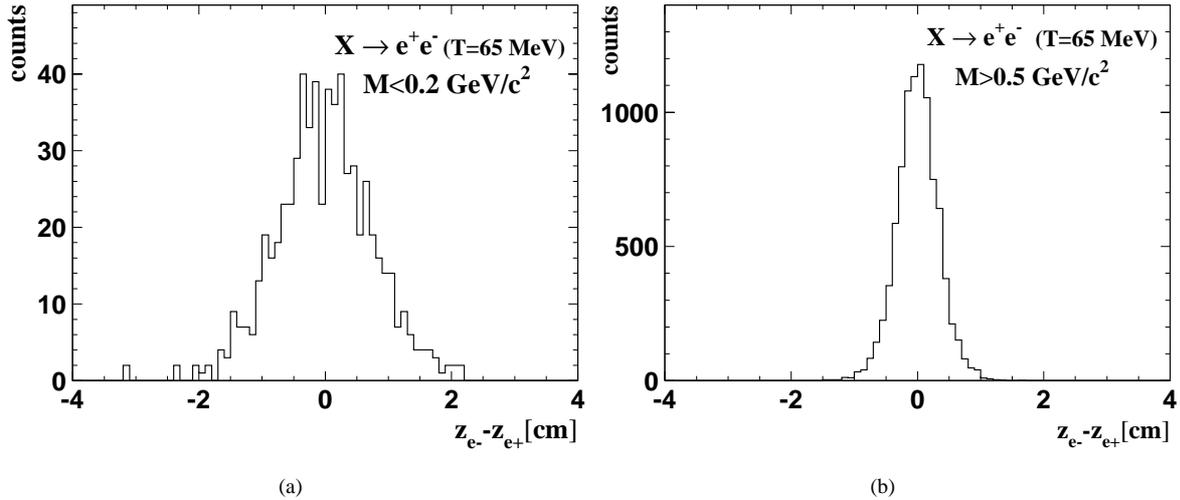


Bild 6.12: Differenz der aus dem Fit resultierenden z -Werte von e^+e^- -Paaren aus dem Zweikörperzerfall thermischer Quellen ($T=65$ MeV).

Der Einfluß von Vielfachstreuung zeigt sich besonders in der Differenz der rekonstruierten z -Werte von Dielektronen in Bild 6.12. Während für invariante Massen $M_{inv} > 0.5$ GeV/c² ($\langle p_e \rangle > 0.45$ GeV/c) eine Vertexpauflösung von etwa 3 mm (σ) erreicht wird, besitzt die Verteilung für kleine Massen eine Breite von etwa 1 cm (σ). Die Verteilungen für den kürzesten Abstand ρ_{pair} zwischen den beiden Trajektorien zeigt Bild 6.13. Eventuell übriggebliebene hadronische Trajektorien werden durch diese Fenster praktisch vollständig unterdrückt. Diese Trajektorien entstehen meist durch Trajektorienstücke von zwei verschiedenen Prozessen: Ein im vorderen Driftkammerpaar rekonstruiertes Untergrundlepton wird mit einem Trajektorienstück eines Hadrons kombiniert, das im META als e^\pm -Kandidat fehlidentifiziert wird. Der Vertex dieser Trajektorien zeigt meist große Abweichungen vom Targetpunkt.

6.2.6 Impulsabhängigkeit der Analysefenster

Die Analyseschritte VII bis XI sowie XI selektieren Trajektorien, die eine bestimmte Qualität besitzen müssen. Im Falle des χ^2 -Wertes ist es direkt ein Güte-Parameter. Ähnliches gilt für die Vertexkoordinaten z und ρ , falls zum Vergleich außer der rekonstruierten Trajektorie noch eine andere Trajektorie zur Verfügung steht. Bei der Differenzbildung zwischen Trajektorienort und der Ortsinformation von RICH und META, geht die Auflösung dieser Detektoren in die Auswahlbedingung mit ein. Nur bei dem Vergleich mit den Detektorkomponenten des META, können impulsunabhängige Fenster gesetzt werden, da hier

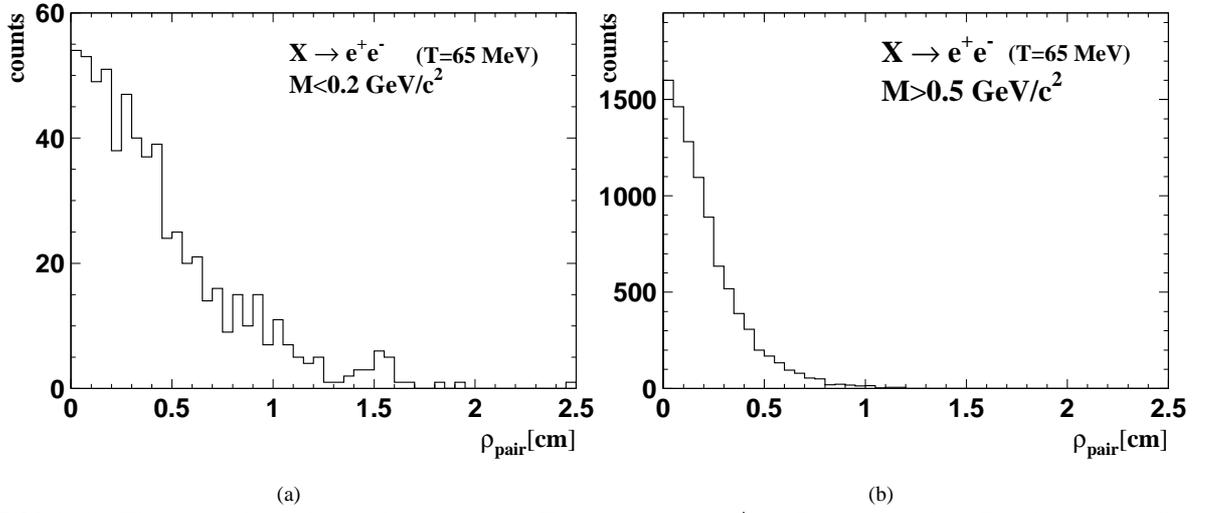


Bild 6.13: Kleinster Abstand zwischen gefitteten Trajektorien von e^+e^- -Paaren aus dem Zweikörperzerfall thermischer Quellen ($T=65\text{MeV}$).

die Detektorauflösung dominiert. Für alle anderen Größen führt Kleinwinkelstreuung zu einer schlechteren Auflösung mit abnehmendem Impuls. Entsprechend der Aufstreuung $\langle \delta\theta \rangle_{ms} \sim 1/p$ (vgl. Abschnitt 4.7.2) werden auf die Verteilungen Fenster gesetzt, die umgekehrt proportional zum Impuls der Trajektorien sind. Die gewählte Abhängigkeit der Fenster wird in folgender Liste zusammengefaßt:

$$\begin{aligned}
 \chi^2 &< 10 + (5.5 \text{ GeV/c})/p_e \\
 z_{e^+e^-} &< 0.7 + (0.11 \text{ GeV/c})(1/p_{e^+} + 1/p_{e^-}) \\
 \rho_{e^+e^-} &< 0.45 + (0.09 \text{ GeV/c})(1/p_{e^+} + 1/p_{e^-}) \\
 \text{RICH: } &((\phi_{fit} - \phi_{RICH})/c_3^\phi)^2 + ((\theta_{fit} - \theta_{RICH})/c_3^\theta)^2 < 1; \\
 c_3(p) &= c_1 + c_2/p; \\
 c_1^\phi &= 0.2, c_2^\phi = 0.03 \text{ GeV/c}, c_1^\theta = 0.2, c_2^\theta = 0.2 \text{ GeV/c}
 \end{aligned}$$

6.3 Effizienz und Untergrundreduktion

Bild 6.14 zeigt für jeden der Rekonstruktionsschritte IV-X in Bild 6.1 die Reduktion kombinatorischer e^+e^- -Paare (graue Balken) im Vergleich zur Rekonstruktionseffizienz von Dielektronen (weiße Balken) aus dem ω -Zerfall. Dabei wird jeweils auf die e^+e^- -Paare innerhalb der geometrischen Akzeptanz normiert.

Die Effizienz für Dielektronen aus dem ω -Zerfall beträgt etwa 70%, wenn keine weiteren Teilchen die Driftkammern durchlaufen (oberste Balken). Wie in Bild 6.14 zu erkennen ist, gehen die meisten der Teilchen durch die eingeschränkte Triggereffizienz und durch die Spurrekonstruktionsschritte VI und VII verloren. Alle anderen Schritte, in denen die in

Abschnitt 6.2.6 angegebenen Fenster zur Dielektronenselektion verwendet werden, führen nur zu geringen Verlusten. Wird die Dielektronenrekonstruktion in der hadronischen Teilchenumgebung (Au+Au 1 AGeV) durchgeführt, so sinkt die Rekonstruktionseffizienz auf 54%. Etwa 10% der e^+e^- -Paare gehen durch Abfrage des χ^2 -Fensters verloren. Eine weitere Reduktion um etwa 10% bewirkt die Abfrage der Winkeldifferenz zwischen den gefitteten e^\pm -Trajektorien und den Orten der e^\pm -Signale in RICH, bzw. META. Diese Verluste können darauf zurückzuführen sein, daß sich bei hohen Teilchenmultiplizitäten (Au+Au) die Auflösung des in Schritt B der Spurrekonstruktion erhaltenen Trajektorienortes um etwa 10% verschlechtert (vgl. Abschnitt 4.5.2).

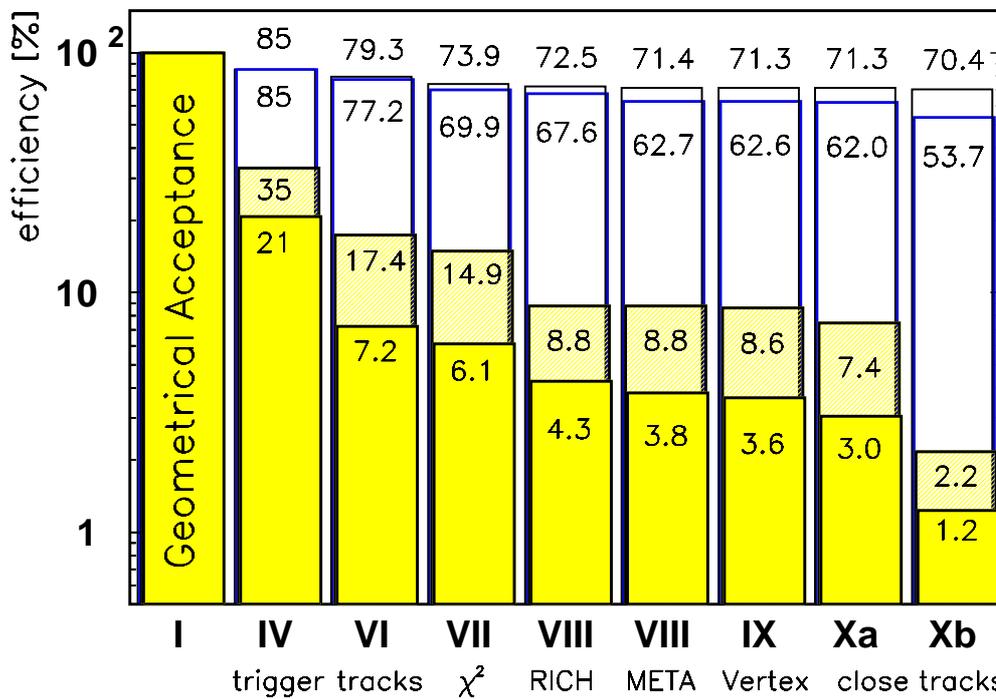


Bild 6.14: Rekonstruktionseffizienz von Dielektronen aus dem ω -Zerfall und Reduktion der kombinatorischen e^+e^- -Paare im Vergleich. Alle Werte sind auf die geometrische Akzeptanz normiert. Die höchsten bis zu den untersten Balken geben an: Effizienz für ω -Mesonen ohne hadronischen Untergrund, ω -Mesonen mit hadronischer Teilchenumgebung von Au+Au-Kollisionen (beide weiß), kombinatorischer e^+e^- -Untergrund des Massenbereichs $0.7 \text{ GeV}/c^2 < M_{inv} < 0.9 \text{ GeV}/c^2$ (hellgrau), Kombinatorischer e^+e^- -Untergrund des Massenbereichs $0.2 \text{ GeV}/c^2 < M_{inv} < 0.4 \text{ GeV}/c^2$ einer Au+Au-Kollision (dunkelgrau).

Der kombinatorische e^+e^- -Untergrund wird bei Verwendung der gleichen Fenster (in IV-X) im Massenbereich des ω -Mesons ($0.7 \text{ GeV}/c^2 < M_{inv} < 0.9 \text{ GeV}/c^2$) auf etwa 2%, bei kleinen invarianten Massen ($0.2 \text{ GeV}/c^2 < M_{inv} < 0.4 \text{ GeV}/c^2$) auf etwa 1% reduziert. Die bedeutenden Reduktionsfaktoren für den kombinatorischen e^+e^- -Untergrund ergeben sich bei folgenden Schritten:

1. Spurrekonstruktion (VI): 50% bzw. 65% für kleine invariante Massen (vgl. Bild 4.15)
2. χ^2 -Fenster (VII): 15%
3. Fenster auf Winkeldifferenz zwischen RICH und Trajektorie (VIII): 30%-40%

4. Fenster auf nahe Trajektorien (X)

(a) Gefittete Trajektorien: 15%

(b) Trajektorienstücke auf den inneren Driftkammern: 60%-70%

Die Rekonstruktionseffizienz für e^+e^- -Paare aus dem Zweikörperzerfall thermischer Quellen als Funktion der invarianten Masse zeigt Bild 6.15. Hierbei wird auf die Triggereffizienz normiert. In zentralen Au+Au-Kollisionen (1 AGeV, $T=65$ MeV) wird über den gesamten Massenbereich eine Effizienz von etwa 60% erreicht. Die Rekonstruktionseffizienz liegt für zentrale Ni+Ni-Kollisionen (2 AGeV, $T=95$ MeV) mit etwa 70% darüber. Dies liegt vor allem daran, daß sich im Akzeptanzbereich pro zentraler Kollision nur etwa 16 geladene Teilchen befinden im Vergleich zu 120 bei zentralen Au+Au-Kollisionen. Da Positronen und Elektronen zudem bei gleicher invarianter Masse höhere Impulse besitzen, werden sie mit erhöhter Wahrscheinlichkeit rekonstruiert (Bild 4.15).

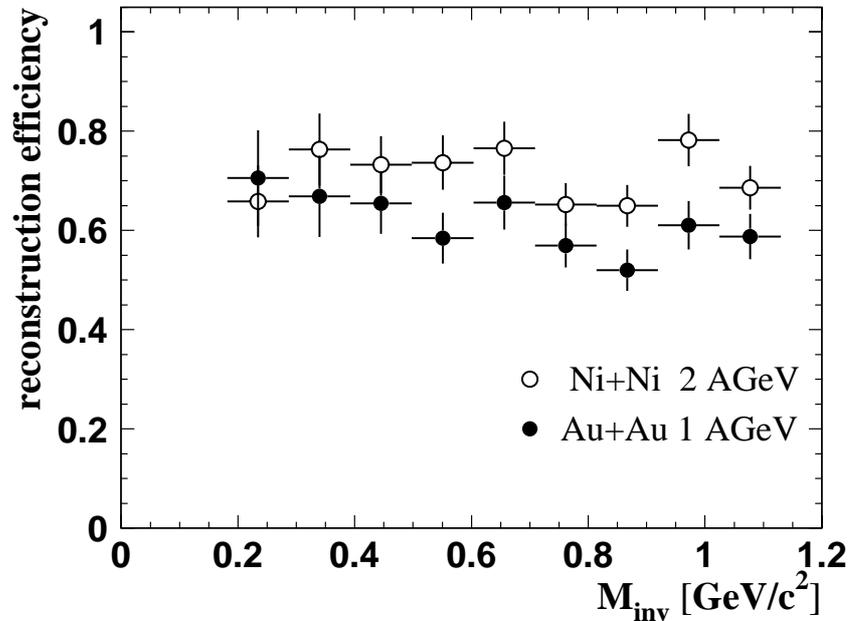


Bild 6.15: Rekonstruktionseffizienz für Dielektronen aus dem Zweikörperzerfall thermischer Quellen ($T=65$ MeV, $T=95$ MeV) in der Umgebung geladener Teilchen zentraler Au+Au-Kollisionen (1 AGeV) und zentraler Ni+Ni-Kollisionen (2 AGeV)

Kapitel 7

Untergrundzusammensetzung

Bei geringen e^+e^- -Produktionswahrscheinlichkeiten und hohen Raten von Hadronen und Photonen, ist ein Verständnis der Untergrundbeiträge von besonderer Bedeutung, um geeignete Methoden zur Untergrundunterdrückung zu entwickeln. Da die Leptonenidentifizierung durch den RICH erfolgt, führen fast ausschließlich Prozesse im Target oder in Materialien des RICH zu Untergrundtrajektorien. Die im folgenden für den ungünstigsten Fall zentraler Au+Au-Ereignisse (1 AGeV) abgeschätzten Wirkungsquerschnitte werden teilweise mit GEANT-Simulationen (vgl. 2.3) verglichen, welche die vollständige Impuls- und Winkelverteilung aller Teilchen sowie die Geometrie des Spektrometers berücksichtigen.

7.1 Untergrund durch Hadronen

Hadronen erzeugen im Radiator kein Čerenkov-Licht. Sie können jedoch direkt oder über Sekundärprozesse zu Signalen im UV-Detektor führen. RICH-Untergrundereignisse hadronischen Ursprungs bilden auf dem UV-Detektor keine Ringstruktur. In der Nähe eines Rings erschweren hadronische Signale jedoch die Ringerkennung und führen zu Effizienzverlusten.

7.1.1 Direkte Ionisation

Aufgrund der Positionierung des UV-Detektors in Rückwärtsrichtung und dessen Schrägstellung führen nur wenige geladene Hadronen durch Ionisationsprozesse im Detektorgas zu RICH-Signalen. Durch die Detektorneigung durchlaufen die Hadronen allerdings eine längere Strecke im Detektor und erzeugen dort lange Spuren (s. Bild 3.9).

7.1.2 δ -Elektronen

Bei Abbremsung von geladenen Teilchen durch Ionisation oder Anregung können Elektronen bei hinreichend großem Energieübertrag die Atomhülle verlassen. Die kinetische Energie der erzeugten δ -Elektronen ergibt sich nach [Mus88] aus der kinetischen Energie E_T des erzeugenden Teilchens mit Masse m_T zu:

$$E_\delta = \frac{4 m_e m_T}{(m_e + m_T)^2} E_T \cos^2 \vartheta_{eT} \stackrel{m_e \ll m_T}{\simeq} \frac{4 m_e}{m_T} E_T \cos^2 \vartheta_{eT}, \quad (7.1)$$

Teilchen	π		p	Au	
E_{kin}	0.7 GeV	2 GeV	3 GeV	1 AGeV	2 AGeV
E_{δ}^{max} [MeV]	10	24	6	2	4

Tabelle 7.1: Maximale δ -Energien für Pionen, Protonen und Au-Projektilionen der kinetischen Energie E_{kin} .

mit dem Winkel ϑ_{eT} zwischen dem ionisierenden Teilchen und dem emittierten δ -Elektron. Die maximale Energie E_{δ}^{max} erhalten daher von *leichten* Teilchen erzeugte δ -Elektronen, die in Richtung des ionisierenden Teilchens ($\vartheta_{eT} \simeq 0$) emittiert werden (siehe Tabelle 7.1). Da für Pionen und Protonen hohe kinetische Energien von 2 und 3 GeV angenommen wurden, gibt Tabelle 7.1 die oberen Grenzwerte an. Die Radiatorschwelle $\gamma_{thr} \simeq 20$, entspricht einer e^{\pm} -Energieschwelle von etwa 10 MeV. Die von Protonen und Projektilionen produzierten δ -Elektronen erzeugen somit kein Čerenkov-Licht in dem Radiatorgas. Die niederenergetischen δ -Elektronen werden zudem mit hoher Wahrscheinlichkeit auf dem Weg durch das Spektrometer absorbiert.

Die durch ein Teilchen der Ladung z und der Geschwindigkeit v pro Wegintervall produzierte Anzahl von δ -Elektronen im Energieintervall E_{δ} bis E_{δ}^{max} ist gegeben durch:

$$N_{\delta} \sim \frac{Z^2 n_e}{v^2} \left(\frac{1}{E_{\delta}} - \frac{1}{E_{\delta}^{max}} \right) \quad (7.2)$$

Danach werden die meisten Teilchen mit sehr geringen Energien und somit nach Glg. 7.1 fast senkrecht zur Teilchenrichtung emittiert, wobei Elektronenrate und -Energie (s. oben) für leichte Teilchen größer ist.

Au: Wegen der Z^2 -Abhängigkeit in Glg. 7.2 wird eine große Zahl von δ -Elektronen durch Projektilionen im Target erzeugt. Zur Berücksichtigung der Impulsverteilung der Hüllenelektronen wurden Rechnungen durchgeführt [Koe95]. Es resultiert eine zu vernachlässigende Produktionswahrscheinlichkeit von δ -Elektronen mit $E_{\delta} > 10$ MeV.

p: In zentralen Schwerionenkollisionen werden mehr als Protonen 100 emittiert. Dies führt zu einer großen Zahl niederenergetischer δ -Elektronen in den Spulen und Detektorrahmen, welche die Spurrekonstruktion vor allem auf den Rändern der Driftkammern erschweren können.

π : Geladene Pionen erzeugen wegen ihrer geringeren Masse (d. h. höheren Geschwindigkeit) eine größere Anzahl von δ -Elektronen, die für Pionenimpulse ab 650 MeV/c Čerenkov-Licht erzeugen. Simulationen für die Pionenverteilung zentraler Au+Au-Kollisionen (1 AGeV) ergeben in dem Radiatorgas C_4F_{10} eine integrale Produktionswahrscheinlichkeit für δ -Elektronen mit Energien über 10 MeV von wenigen Prozent. Gegenüber dem e^+e^- -Untergrund durch den π^0 -Zerfall von etwa 20% ist dieser Anteil zu vernachlässigen.

7.1.3 Szintillationslicht

Der Energieverlust geladener Teilchen im Radiator kann durch Szintillationslicht abgestrahlt werden, das die Erkennung von Čerenkov-Ringen stört. Der Szintillationsuntergrund

für den HADES-RICH wurde mit leichten Ionen (p , α und ^{16}O) aus dem Münchner Tandem-Beschleuniger untersucht, die in dem Radiatorgas abgebremst wurden [Frie94]. Bedeutende Beiträge an Szintillationslicht konnten für C_4F_{10} nur im Wellenlängenbereich oberhalb von 220 nm beobachtet werden. Für den Wellenlängenbereich von 130-210 nm, in dem der HADES-RICH sensitiv auf Photonen ist, wurde die Photonenausbeute zu weniger als 2 Photonen pro MeV deponierter Energie bestimmt. Da in einem zentralen Au+Au-Ereignis aus Simulationsrechnungen (GEANT) im Radiator eine totale Energiedeposition von etwa 350 MeV erwartet wird, ergeben sich für den Szintillationsuntergrund bei Berücksichtigung der Photokathodenquanteneffizienz (s. Bild 3.4) etwa 16 Photoelektronen. Diese verteilen sich auf eine Fläche des UV-Detektors von etwa 2 m^2 und stellen somit kein Problem bei der Ringerkennung dar.

7.1.4 Čerenkov-Licht durch Hadronen

Das CaF_2 -Fenster, das zur Trennung von Radiatorgas und Zählgas des UV-Detektors dient, besitzt mit einem Brechungsindex von 1.44 wegen $\gamma_{thr} = 1/(1 - \frac{1}{n^2})$ eine geringe Schwelle von $\gamma_{thr}=1.4$, so daß sogar in Rückwärtsrichtung fliegende (langsame) Protonen, Čerenkov-Licht erzeugen können. Da das Licht meistens erst nach mehreren Reflektionen aus dem Fenster austritt, besitzt es keine Ringstruktur, sondern verteilt sich länglich über eine größere Fläche des UV-Detektors.

7.2 Leptonischer Untergrund

Den dominierenden Untergrundanteil bilden Sekundärelektronen (-positronen) aus dem Zerfall der π^0 -Mesonen, die wegen ihrer kleinen Masse in zentralen Schwerionenstößen des SIS-Energiebereichs mit hohen Multiplizitäten von 10-20 pro Kollision erzeugt werden.

7.2.1 e^+e^- -Paare aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall

Die Wahrscheinlichkeit für den π^0 -Dalitz-Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ beträgt 1.2%; bei etwa 10 π^0 pro zentraler Au+Au-Kollision führt dies zu etwa 0.12 e^+e^- -Paaren. Davon liegen etwa 50% innerhalb der HADES-Akzeptanz. Eine Zahl von 0.06 π^0 -Dalitz-Paaren pro Au+Au-Kollision wurde auch mit der GEANT-Simulation erhalten.

7.2.2 Externe Paarkonversion

Zu 99% zerfallen π^0 -Mesonen in zwei γ -Quanten, die beim Durchqueren des Targets und des Radiators durch Wechselwirkungsprozesse Untergrundleptonen erzeugen. Der wichtigste Prozeß ist die e^+e^- -Paarerzeugung (externe Konversion) in der Nähe eines Kernfeldes. In der Näherung hoher Photonenenergien E_γ und hoher Kernladungszahlen Z , d. h. $m_e \ll E_\gamma \ll 137m_e Z^{1/3}$ gilt [Leo87]:

$$\sigma_{e^+e^-} = 4 Z^2 \alpha r_e^2 \left\{ \frac{7}{9} \left(\ln \frac{2E_\gamma}{m_e} - f(Z) \right) - \frac{109}{54} \right\}$$

Dabei ist α die Feinstrukturkonstante ($1/137$), r_e der klassische Elektronenradius und $f(Z)$ einem Korrekturterm von etwa 10% für $E_\gamma \simeq 80$ MeV, der die Coulomb-Wechselwirkung der emittierten Leptonen mit dem Kernfeld berücksichtigt.

Die Konversionswahrscheinlichkeit

$$P_{int} \simeq \rho \sigma_{e^+e^-} x / N_A, \quad (7.3)$$

steigt linear mit der Materialdichte ρ und der Wegstrecke x , die das Teilchen durchläuft ($N_A =$ Avogadro-Konstante). Dies begründet die in Abschnitt 3.1 beschriebene Targetsegmentierung.

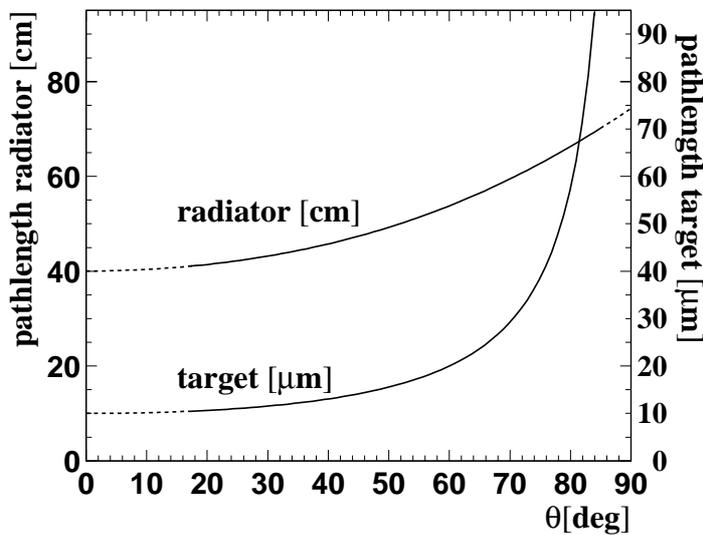


Bild 7.1: Weglängen im HADES-RICH als Funktion des Polarwinkels. Es wird bei einer Targetsegmentdicke von $20 \mu\text{m}$ Emission aus der Targetmitte angenommen.

Abschätzung: Paarkonversion im Target und im Radiator

Die Geometrie von Target und RICH führt dazu, daß die durchlaufenen Wegstrecken eine Funktion des Polarwinkels sind. In Bild 7.1 ist zu erkennen, daß die bis zum Spiegel durchlaufene Wegstrecke im Radiator innerhalb des Akzeptanzbereichs von 18° - 85° um einen Faktor 1.6 zunimmt. Im Target dagegen ist die Wegstrecke bis 60° etwa konstant und erreicht mit einem starken Anstieg schon bei 80° den vierfachen Wert. Die oberen Kurven in Bild 7.2 zeigen die berechnete Wahrscheinlichkeit für Paarkonversionsprozesse bezogen auf ein γ -Quant in Abhängigkeit von der γ -Energie. Die angenommenen Wegstrecken im Radiator und im Target werden nach Bild 7.1 bei etwa 50° erreicht, wo sich das Maximum der γ -Verteilung befindet. Zusätzlich zu dem zur Zeit bevorzugten Radiatorgas C_4F_{10} und dem Gold-Target sind die Kurven für C_2F_6 eingezeichnet. Dieses Radiatorgas wurde in den hier beschriebenen Simulationen angenommen. Die absolute Zahl von Untergrundpaaren im HADES-Spektrometer die in Tabelle 7.2 angegeben ist, hängt von folgenden Faktoren ab:

1. Zahl der π^0 -Mesonen: $n_\gamma \simeq 2 \cdot n_{\pi^0}$. Au+Au bei 1 AGeV: $n_\gamma \simeq 20$.
2. Geometrische Akzeptanz für γ -Quanten aus dem π^0 -Zerfall: 1 AGeV $\simeq 0.75$; dies führt zu 15 γ -Quanten pro Kollision.

3. Die mittlere Photonenergie beträgt im Laborsystem in Abhängigkeit vom Winkel etwa 80 MeV.

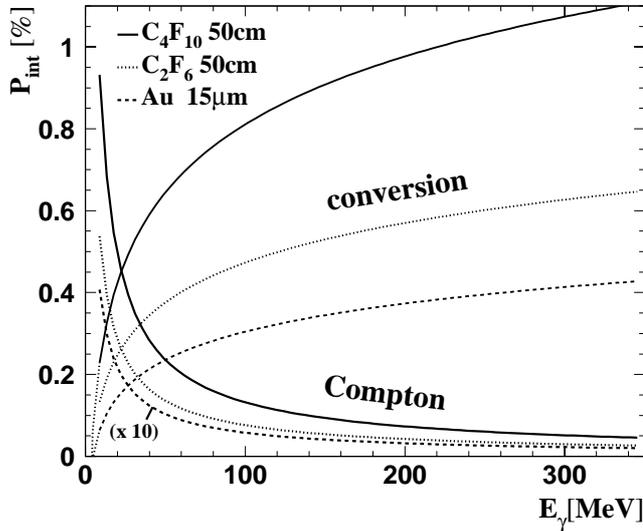


Bild 7.2: Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von einem γ -Quant über externe Paarkonversion (obere Kurven) und Compton-Streuung (untere Kurven) in den Radiatoren (C_4F_{10} , C_2F_6) und im Au-Target. Es werden Wegstrecken im HADES-RICH angenommen, die einem Emissionswinkel $\vartheta = 50^\circ$ entsprechen.

Bei Verwendung von C_4F_{10} werden im Radiator mit 0.11 pro zentraler Au+Au-Kollision fast dreimal so viel Konversionspaare erzeugt, wie im Targetsegment. Wegen der im Vergleich zu C_4F_{10} etwa 50% niedrigeren Konversionswahrscheinlichkeit von C_2F_6 stand dieses Gas in engerer Wahl (vgl. Abschnitt 3.3.1); aufgrund neuerer Messungen der Quanteneffizienz [Frie95, Ger95] wird gegenwärtig jedoch C_4F_{10} mit einer gegenüber den beiden anderen Gasen um einen Faktor zwei höheren Photoelektronenausbeute bevorzugt (vgl. 3.3.2).

Simulation: Paarkonversion als Funktion des Targetabstands

Der Einfluß des Targetabstands auf die Konversionswahrscheinlichkeit wurde mit Simulationsrechnungen für Targetsegmente von $33 \mu\text{m}$ Dicke und 2 mm Durchmesser untersucht. Für große Abstände der Targetsegmente wurden etwa 0.85 Konversionspaare pro Au+Au-Kollision erhalten (Bild 7.3). Diese Anzahl steigt erst für Targetabstände < 2 mm merklich an¹. Korrigiert man zum Vergleich mit dem Konversionsanteil nach Bild 7.2, bzw. Tabelle 7.2 für das hier angenommene dickere Target (im Vergleich zu $20 \mu\text{m}$), so stimmen Simulation und Abschätzung gut überein.

Da der Targetdurchmesser von zur Zeit 2 mm aufgrund einer besseren Fokussierung des Strahls kleiner gewählt werden kann, ist eine weitere Reduzierung der Targetsegmentabstände bei geringerer Segmentdicke vorgesehen.

7.2.3 Compton-Elektronen

Die γ -Quanten aus dem π^0 -Zerfall führen durch Compton-Streuung zu einem weiteren nicht zu vernachlässigendem Anteil an Untergrundelektronen.

¹Die Radiatorkonversion sollte bei allen Targetabständen konstant sein und ist daher ein Maß für die statistischen Fluktuationen.

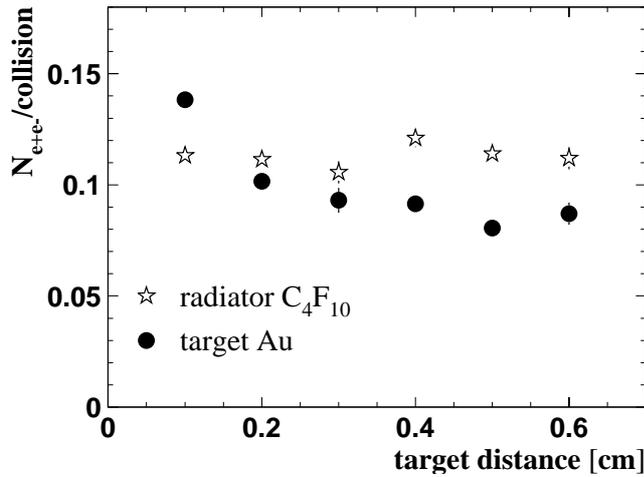


Bild 7.3: Anzahl der Konversionspaare in einem Au+Au-Ereignis als Funktion des Targetsegmentabstandes für eine Targetsegmentdicke von $33\ \mu\text{m}$. Als Radiator wurde C_4F_{10} angenommen. Die Weglänge bis zum sphärischen Spiegel beträgt in dieser Rechnung in Abhängigkeit vom Polarwinkel 43 bis 75 cm.

Für den Compton-Wirkungsquerschnitt gilt in Näherung [Mus88]:

$$\sigma_c = \pi r_e^2 \frac{Z m_e}{E_\gamma} \left(\frac{1}{2} + \ln \left(\frac{2E_\gamma}{m_e} \right) \right) \quad (7.4)$$

Die γ -Wechselwirkung über Compton-Streuung nimmt demnach umgekehrt proportional zur Photonenenergie E_γ ab und steigt linear mit der Kernladung Z . Nach Bild 7.2 überwiegt Compton-Streuung im Radiator den Konversionsprozeß nur für γ -Energien $< 30\ \text{MeV}$. Die Wahrscheinlichkeit für eine Compton-Streuung im Au-Targetsegment ist um mehr als einen Faktor 10 geringer. Compton-Elektronen können jedoch unter großen Winkeln emittiert werden. Daher können im RICH anders als bei Konversionsprozessen auch γ -Quanten, die unter sehr großen Polarwinkeln ($\vartheta > 85^\circ$) nach Bild 7.1 eine lange Strecke im Target durchlaufen sowie diejenigen, die mit Polarwinkeln $\vartheta < 18^\circ$ mehrere Targetsegmente durchqueren, durch Compton-Streuung zum leptonischen Untergrund beitragen.

Die Compton-Kante, d. h. die maximale Energie der Compton-Elektronen liegt bei:

$$E_c^{max} = E_\gamma \frac{2E_\gamma/m_e}{1 + 2E_\gamma/m_e} \quad (7.5)$$

Damit ist die Compton-Wechselwirkung von γ -Quanten hoher Energien $> 100\ \text{MeV}$ zwar gering, doch können die Compton-Elektronen (für $E_\gamma \gg 1\ \text{MeV}$) im Gegensatz zu Leptonen aus dem Konversionsprozeß fast die gesamte γ -Energie übernehmen. Da einzelne Compton-Elektronen nicht von Elektronen aus einem e^+e^- -Paar ($M_{inv} > m_\pi$) unterschieden werden können, erhöht sich ihr Anteil am kombinatorischen e^+e^- -Untergrund nach der Rekonstruktion (s. Abschnitt 7.3).

7.2.4 Sonstige Sekundärelektronen

Čerenkov-Photonen werden auch von den im Mittel 0.7 Sekundärelektronen erzeugt [Kar93], die pro zentraler Au+Au-Kollision von außen in den RICH-Bereich gelangen, soweit sie Energien über der Radiatorschwelle ($\simeq 10\ \text{MeV}$) besitzen. Da der Photonenkegel jedoch

Medium	x/X_0 [%]	Prozeß	$P_{e^+e^-}$ bzw. P_{e^-}			$P_{e^+e^-}$ MC
			E_γ [MeV]	→ 60	100	
C ₄ F ₁₀ 50 cm	1.56	Konversion	0.103	0.122	0.179	0.115
		Compton	0.030	0.020	0.005	–
C ₂ F ₆ 50 cm	0.855	Konversion	0.060	0.071	0.105	–
		Compton	0.019	0.012	0.003	–
Au 15 μ m	0.450	Konversion	0.038	0.045	0.070	0.045
		Compton	.0013	.0008	0.0002	–

Tabelle 7.2: Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines e^+e^- -Konversionspaares oder eines Compton-Elektrons in Abhängigkeit von der γ -Energie. Es wurde eine Zahl von 15γ -Quanten (Au+Au 1 AGeV) innerhalb der HADES-Akzeptanz (0.75) angenommen. Die mittlere γ -Energie im Laborsystem beträgt in Abhängigkeit vom Winkel 70-90 MeV. Die simulierten Untergrundereignisse wurden auf die zu hohe Pionenzahl (Faktor 2) korrigiert.

nicht zum Ring fokussiert wird, entsteht auf dem UV-Detektor ein diffuser ‘Klecks’ von Photoelektronen.

7.2.5 Zusammenfassung

Mit den vorhergehenden Abschnitten wurde gezeigt, daß der e^\pm -Untergrund vorwiegend aus Konversionsprozessen im Target und im Radiator stammt. Man erwartet in Übereinstimmung mit MC-Rechnungen pro zentraler Au+Au-Kollision (vgl. Tabelle 7.2):

Konversion im Radiator:	0.11 e^+e^- (C ₄ F ₁₀)	bzw. 0.065 e^+e^- (C ₂ F ₆)
Konversion im Au-Target:	0.045 e^+e^-	
Konversion gesamt:	0.155 e^+e^- (C ₄ F ₁₀)	bzw. 0.11 e^+e^- (C ₂ F ₆)
π^0 -Dalitz-Zerfall:	0.06 e^+e^-	
Summe:	0.215 e^+e^- (C ₄ F ₁₀)	bzw. 0.17 e^+e^- (C ₂ F ₆)
Compton-Streuung im Radiator:	0.025 e^- (C ₄ F ₁₀)	bzw. 0.015 e^- (C ₂ F ₆)

7.3 Untergrund nach der Rekonstruktion

Zur Berechnung des HADES-Untergrunds wurden 220 000 zentrale Au+Au-Kollisionen (1 AGeV) einschließlich der erzeugten Sekundärteilchen simuliert (GEANT) und entsprechend der Schritte (I-X) in Bild 6.1 analysiert. Zur Erhöhung der Statistik wurde anstelle des Triggers der zweiten Stufe ein Trigger verlangt, der aus nur einem Ring und einem Leptonenkandidaten in META besteht. Neben einem Target bestehend aus 16 Segmenten mit je 14 μ m Dicke (3 mm Abstand) wurde für den Radiator C₂F₆ angenommen.

7.3.1 Elektronen- und Positronenkandidaten

Bild 7.4 zeigt die Untergrundzusammensetzung nach den Rekonstruktionsschritten IX und XII (Bild 6.1) getrennt nach Elektronen- und Positronenkandidaten. Bis auf einen kleinen Anteil von weniger als 5%, der zum Teil auf Hadronen zurückzuführen ist (*other*), sind alle Leptonenkandidaten *echte* Leptonen.

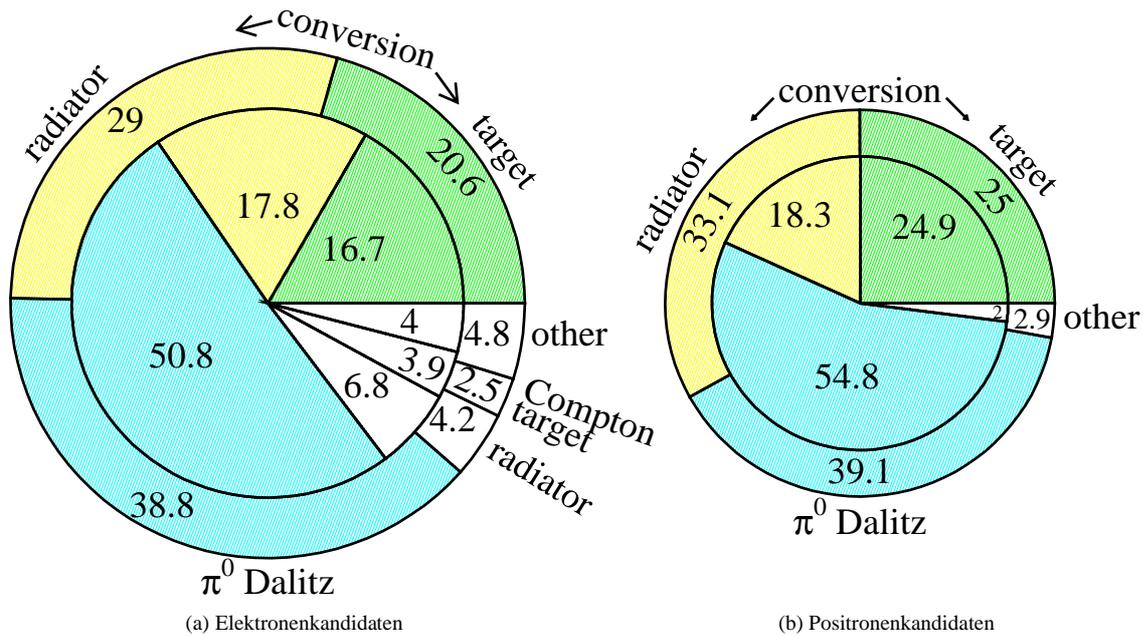


Bild 7.4: Untergrundzusammensetzung von e^\pm -Kandidaten. Die beitragenden Prozesse sind: Externe Paar-konversion im Target und im Radiator, π^0 -Dalitz-Zerfall und Compton-Streuung im Target und im Radiator. Sonstige e^\pm -Kandidaten ('other') sind hauptsächlich auf Hadronen zurückzuführen. Äußere Kreise: Nach Abfrage des Vertex-Fensters (Schritt IX). Innere Kreise: Nach Verwerfung naher Trajektorien (Schritt Xa) und Trajektorienstücke (Schritt Xb). Die Kreisflächen sind proportional zur Anzahl der verbliebenen Leptonenkandidaten.

Die äußeren Kreise entsprechen der Zusammensetzung nach Abfrage des Vertex-Fensters (Schritt IX):

- Etwa die Hälfte aller Kandidaten stammen aus einer externen Konversion im Target oder im Radiator. Entsprechend den Abschätzungen in Abschnitt 7.2.5 überwiegt die Konversion im Radiator.
- Etwa 40% der e^\pm -Trajektorien stammen aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall. Während dieser Anteil für Positronen mit Tabelle 7.2 übereinstimmt, liegt er für Elektronen etwa 20% über den Abschätzungen.
- Der Anteil von Compton-Elektronen weicht von den Abschätzungen ab:
Radiator: etwa 50% unter der Abschätzung. Eine Erklärung ist die geringe Rekonstruktionseffizienz für kleine Impulse.

Target: Faktor 10 über der Abschätzung (vgl. Abschnitt 7.2.3).

Die inneren Kreise geben die Zusammensetzung an, nachdem nahe Trajektorien (Xa) und nahe Trajektorienstücke im inneren Driftkammerpaar (Xb) verworfen wurden. Die Flächen der Kreise sind proportional zu der Anzahl verbliebener e^\pm -Kandidaten: Nach Schritt Xb sind das 3250 e^- - und 1850 e^+ -Kandidaten, d. h. 0.015 e^- - und 0.008 e^+ -Kandidaten pro zentraler Kollision, mit denen der kombinatorische Untergrund in Abschnitt 7.3.2 berechnet wird. Die relative Zunahme von Elektronen aus der Compton-Streuung entspricht den Erwartungen in Abschnitt 7.2.3. Ohne Analyse der Impulsverteilung weisen die Reduktionsfaktoren für die einzelnen Paarerezeugungsprozesse darauf hin, daß eine weniger gute Unterdrückung bei größeren Abständen der Signale auf dem Detektor erreicht wird. Während Untergrundpaare aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall ($\langle\alpha_{e^+e^-}\rangle = 15^\circ$) am wenigsten reduziert werden (40%), wird die größte Reduktion bei Konversionspaaren aus dem Radiator erzielt: e^+e^- -Paare aus externer Konversion im Target und aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall, die durch die längere Wegstrecke einen größeren Abstand auf dem Detektor besitzen, werden zudem stärker durch Vielfachstreuung abgelenkt. e^+e^- -Paare aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall besitzen ohnehin einen größeren mittleren Öffnungswinkel als Konversionspaare mit $\langle\alpha_{e^+e^-}\rangle = 0.5^\circ$. Mit verbesserten Rekonstruktionsalgorithmen könnte der Suchbereich auf den Driftkammern erweitert werden, um π^0 -Dalitz-Paare und Konversionspaare aus dem Target stärker zu reduzieren, ohne daß erhöhte Rekonstruktionsverluste von Dielektronen ($M_{inv} > m_\pi$) resultieren. Eine genauere Ringanalyse sollte bei einer geringeren Signalschwelle zur verbesserten Erkennung von Doppelringen, und unter Verwendung der Information von rekonstruierten Trajektorienstücken zur Unterdrückung von e^+e^- -Untergrundpaaren führen.

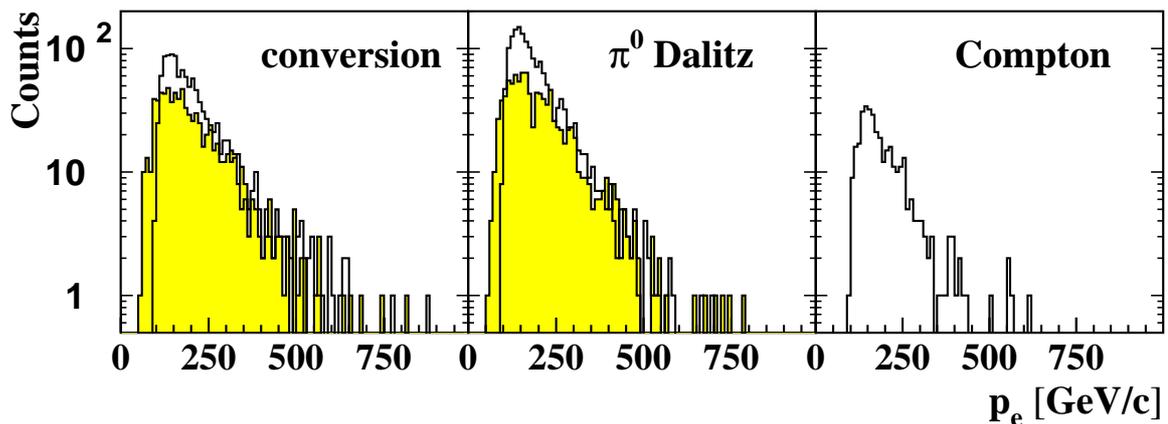


Bild 7.5: Impulsverteilung rekonstruierter Elektronen (weiß) und Positronen (grau) aus Konversionsprozessen, π^0 -Dalitz-Zerfall und Compton-Streuung nach Anwendung von Analyseschritt X.

Die Impulsverteilung der rekonstruierten Leptonen zeigt Bild 7.5. Durch die höhere geometrische Akzeptanz niederenergetischer Positronen (Bild 4.10) reicht die Positronenverteilung

(grau) bis 50 MeV/c, wohingegen die kleinsten Elektronenimpulse etwa 100 MeV/c betragen. Während die Zahl der Elektronen im Bereich von 100 bis 250 MeV/c überwiegt, tragen Elektronen und Positronen mit höheren Impulsen zu gleichen Teilen zum Untergrund bei.

Die Akzeptanzverluste von Elektronen bei großen und von Positronen bei kleinen Polarwinkeln (vgl. Bild 4.8) führen zu Unterschieden in den Polarwinkelverteilungen. Entsprechend Bild 7.6a besitzen rekonstruierte Elektronen (weiß) aus Untergrundprozessen mittlere Polarwinkel von etwa 50° , während für die rekonstruierten Positronen (grau) große Polarwinkel überwiegen. Die Verteilungen rekonstruierter Leptonen aus dem η -Dalitz-Zerfall (Bild 7.6b) weichen aufgrund der höheren e^\pm -Impulse weniger stark voneinander ab. Niederenergetische Positronen, die in den unteren Polarwinkelbereich der äußeren Detektoren abgelenkt werden, gehen durch die reduzierte Effizienz des Schauerdetektors und die bei hoher Teilchendichte erschwerte Rekonstruktion bei Emissionswinkeln $< 50^\circ$ verloren (vgl. Abschnitt 4.6.1). Elektronen aus dem Zweikörperzerfall ($M_{inv} > 0.5 \text{ GeV}/c^2$) besitzen dagegen bis auf leichte e^+ -Rekonstruktionsverluste vergleichbare e^\pm -Polarwinkelverteilungen. Gegenwärtig ist als Radiator C_4F_{10} anstelle von C_2F_6 vorgesehen. Dies bedeutet nach Tabelle 7.2 und Bild 7.4 eine Erhöhung des Untergrunds um etwa 12% (vgl. Abschnitt 8.2.1).

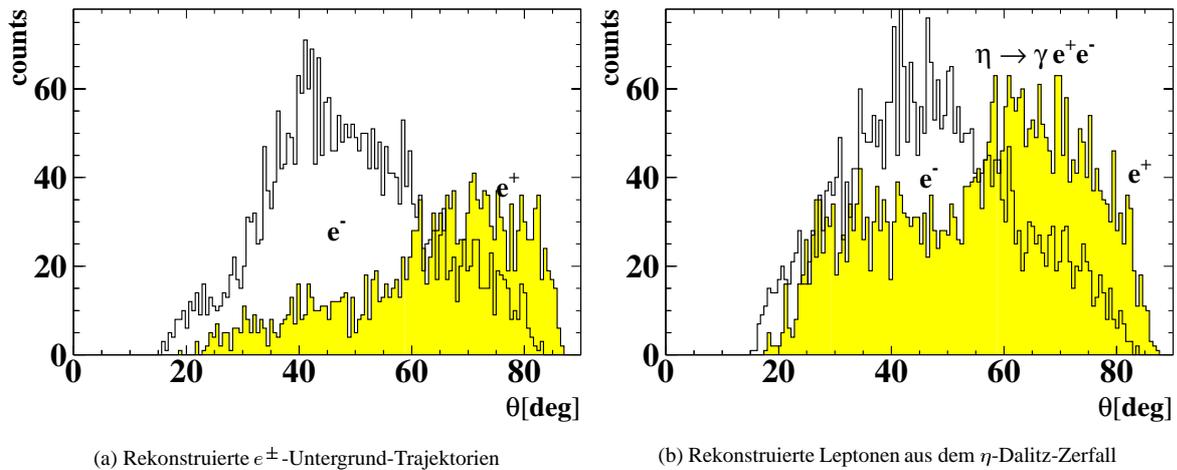


Bild 7.6: Polarwinkelverteilung rekonstruierter Elektronen und Positronen nach Analyseschritt Xb.

7.3.2 Massenverteilung des kombinatorischen Untergrunds

Die Massenverteilung des kombinatorischen Untergrunds wurde ermittelt, indem für jede Kombination der rekonstruierten Anzahl von Elektronenkandidaten n^- und Positronenkandidaten n^+ die invariante Masse gebildet wurde. Dieses kombinatorische Mischen verschiedener Ereignisse ist zulässig, da für die Wahrscheinlichkeit p^\pm , daß in einer Kollision eine Leptonentrajektorie p^\pm rekonstruiert wird, gilt:

$$p^+ \ll 1; \quad p^- \ll 1.$$

Korrelationen zwischen zwei Trajektorien eines kombinierten Paares können somit ausgeschlossen werden.

Um auch den Einfluß des Vertex-Fensters (Analyseschritt XI) zu untersuchen, müssen die kombinierten e^+e^- -Kandidaten aus dem selben Targetsegment stammen. Aus der Anzahl n^{+-} der kombinatorischen Paare erhält man die Anzahl kombinatorischer Ereignisse N_{mix}^{+-} , die zur Normierung des Massenspektrums benötigt wird. Mischt man bei n_{targ} Targetsegmenten die Leptonenkandidaten aus ursprünglich N_o Kollisionen, so gilt:

$$\begin{aligned} n^{+-} &= \frac{n^+}{n_{targ}} \cdot \frac{n^-}{n_{targ}} \cdot n_{targ} \simeq \frac{p^+ N_o}{n_{targ}} \cdot \frac{p^- N_o}{n_{targ}} \cdot n_{targ} = p^+ p^- \frac{N_o^2}{n_{targ}} \\ \implies N_{mix}^{+-} &= \frac{N_o^2}{n_{targ}} \end{aligned} \quad (7.6)$$

Da die Analyse für jedes der sechs Spektrometersegmente getrennt erfolgt, kann die Anzahl N_{mix} um einen weiteren Faktor Sechs erhöht werden: Aus jedem kombinatorischen Paar werden fünf weitere Paare gebildet, indem eine der Trajektorie um jeweils 60° in die anderen Segmente gedreht wird. Durch diese Operation ergeben sich jeweils andere Öffnungswinkel und somit andere invariante Massen.

7.3.3 Paare von Trajektorien gleicher Polarität

Eine äquivalente Berechnung des kombinatorischen e^+e^- -Untergrunds ermöglicht die Kombination von Leptonenkandidaten gleicher Polarität ($n_{targ} \equiv 1$) [Maz92]:

$$\begin{aligned} n^{++} &= \frac{n^+(n^+ - 1)}{2}; \quad n^{--} = \frac{n^-(n^- - 1)}{2} \\ \implies n_{++--}^{+-} &= 2A \sqrt{n^{++} \cdot n^{--}} \end{aligned} \quad (7.7)$$

$$A = \sqrt{\frac{n^+ \cdot n^-}{(n^+ - 1)(n^- - 1)}} \geq 1 \quad (\text{Hier: } n^+ \gg 1; n^- \gg 1 \implies A = 1)$$

Die Massenverteilung kombinatorischer Paare gleicher und entgegengesetzter Polarität zeigt das linke Teilbild 7.7. Entsprechend der geringeren Rekonstruktionseffizienz von Untergrundpositronen liegt die Verteilung für positive Polarität im Bereich kleiner Massen ($M_{inv} < 250 \text{ MeV}/c^2$) um einen Faktor Vier unterhalb der Verteilung negativer Polarität. Der Untergrund, der sich aus Kombinationen von positiven und negativen Trajektorien ergibt (Glg. 7.6) liegt dicht auf der nach Glg. 7.7 berechneten Kurve. Da Positronen und Elektronen bei hohen Impulsen ähnlich stark vertreten sind (Bild 7.5), haben alle drei Kurven oberhalb von etwa $500 \text{ MeV}/c^2$ den gleichen Verlauf.

Für die unterste Kurve im linken Teilbild 7.7 wurde der nach Glg. 7.7 berechnete Untergrund (n_{++--}^{+-}) vom kombinatorischen e^+e^- -Untergrund abgezogen. Die Division der beiden e^+e^- -Untergrundkurven zeigt das rechte Teilbild 7.7. Eine Abweichung von bis zu 10%

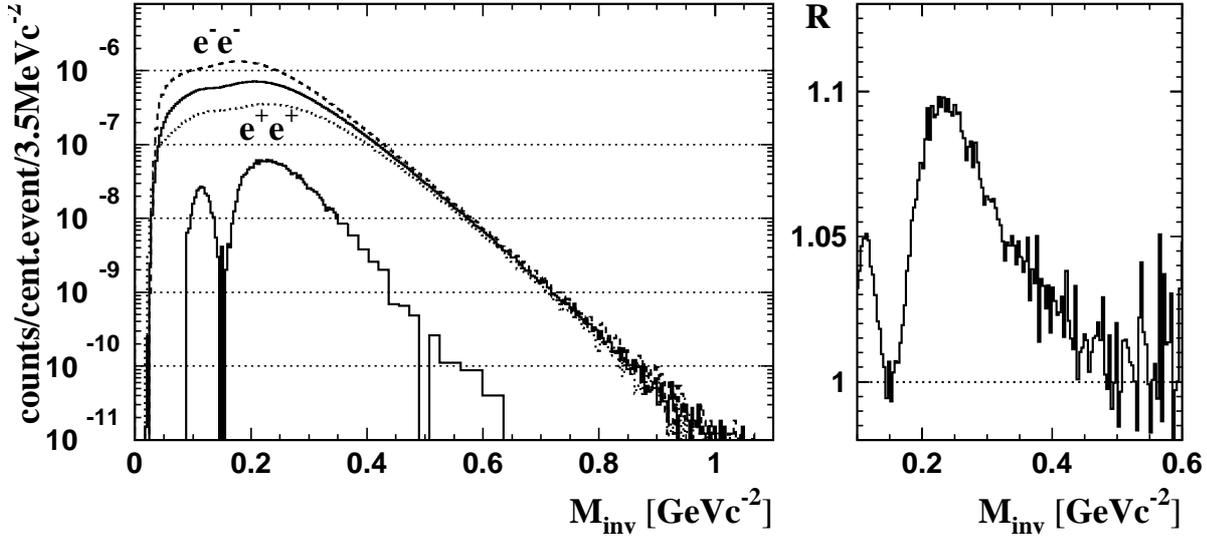


Bild 7.7: Links: Massenspektrum des kombinatorischen Untergrunds nach allen Rekonstruktionsschritten I-XII der Analyse. Durchgezogene obere Kurve: e^+e^- -Paare. Gepunktete Kurve: Kombinatorische e^+e^+ -Paare. Gestrichelte Kurve: Kombinatorische e^-e^- -Paare. Untere durchgezogene Kurve: Von dem Untergrund kombinatorischer e^+e^- -Paare (n^{+-}) wurde der e^+e^- -Untergrund abgezogen, der aus den kombinatorischen e^+e^+ - und e^-e^- -Paaren berechnet wurde (n_{++--}^{+-}). Rechts: Das Verhältnis zwischen dem e^+e^- -Massenspektrum von Paaren entgegengesetzter und von Paaren gleicher Polarität: $R = n^{+-}/n_{++--}^{+-}$.

ergibt sich im Bereich kleiner invarianter Massen. Es liegt nahe, den Überschuss kombinatorischer e^+e^- -Paare im Vergleich zu n_{++--}^{+-} unterhalb von $M_{inv} \simeq 150 \text{ MeV}/c^2$ durch den höheren Anteil von Positronen sehr kleiner Impulse ($p < 100 \text{ MeV}/c$) zu erklären. Entsprechendes gilt bei $150 < M_{inv} < 500 \text{ MeV}/c^2$ aufgrund des vor allem im Impulsbereich zwischen 100 und 150 MeV/c etwa doppelt so großen Elektronenanteils (s. Bild 7.5).

Der mit 10% nur geringe Anteil von Compton-Elektronen am e^- -Spektrum hat eine vergleichbare Impulsverteilung wie die übrigen Untergrundelektronen. Der Verlauf der Differenz R der kombinatorischen Spektren ist daher hauptsächlich auf die unterschiedliche Effizienz des Spektrometers für Teilchen negativer und positiver Polarität zurückzuführen. Durch Messungen mit umgepoltem Magnetfeld, sollte es möglich sein, für den Überschuss kombinatorischer e^+e^- -Paare zu korrigieren. Die Situation ist nur in Näherung symmetrisch:

- Compton-Elektronen tragen nun zu der weniger häufiger rekonstruierten Teilchenart (Elektronen) bei.
- Protonen, die zu den Rekonstruktionsverlusten von Bild 4.15 führen, werden nicht mehr zur Strahlachse abgelenkt, sondern erhöhen die Teilchenmultiplizität auf den Driftkammern. Wegen der hohen Protonenimpulse sollte sich die Protonenverteilung jedoch nur wenig ändern (vgl. Bild 2.7).

Da für die Simulation aufgrund langer Rechenzeiten von etwa 40 s pro zentraler Kollisi-

on der kombinatorische Untergrund entsprechend Glg. 7.6 gebildet wird, kann ein Untergrundabzug nur mittels Paaren aus Kandidaten gleicher Polarität (verschiedener Ereignisse) gemäß Glg. 7.7 erfolgen. Kombinatorische e^+e^- -Paare eines 'realen' Experiments werden jeweils in einer Kollision gebildet, so daß mehrere Methoden zum Untergrundabzug zur Verfügung stehen:

1. Das Massenspektrum kombinatorischer e^+e^- -Paare und e^-e^- -Paare wird berechnet, ohne Ereignisse zu mischen.
2. Trajektorien gegensätzlicher Polarität aus verschiedenen Kollisionen werden kombiniert.
3. Trajektorien gleicher Polarität aus verschiedenen Kollisionen werden kombiniert und der e^+e^- -Untergrund nach Glg. 7.7 berechnet.
4. Alle Messungen werden zusätzlich mit umgepoltem Magnetfeld durchgeführt, und je zwei Elektronen oder Positronen aus Feldeinstellungen entgegengesetzter Polarität kombiniert.

Untergrund der Systeme Ni+Ni 2 A GeV und Au+Au 1 A GeV im Vergleich

Bild 7.8 zeigt das kombinatorische Massenspektrum rekonstruierter e^\pm -Kandidaten von 200 000 Au+Au-Kollisionen, sowie von 180 000 zentralen Ni+Ni-Kollisionen (2 AGeV). Die vergleichsweise hohen Impulse bei der höheren Projektilenergie führen zu einem weniger steilen Abfall des Massenspektrums von Ni+Ni-Kollisionen. Wegen der größeren Anzahl von π^0 -Mesonen gibt es in Au+Au-Kollisionen bei kleinen invarianten Massen mehr kombinatorische e^+e^- -Paare als in Ni+Ni-Kollisionen.

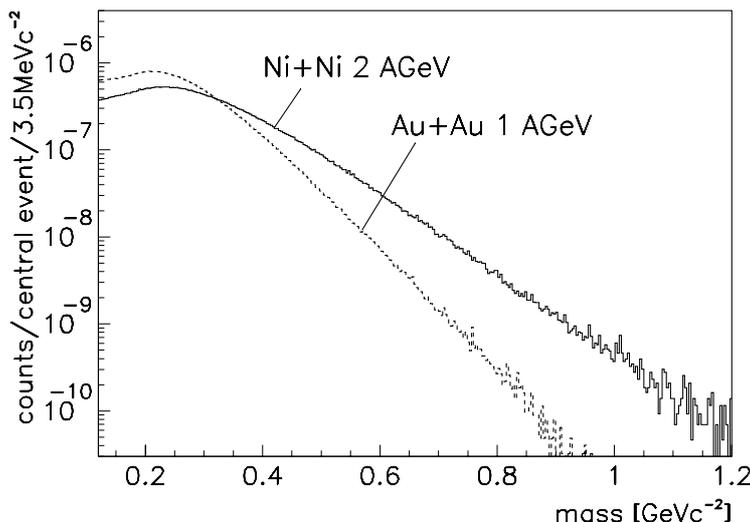


Bild 7.8: Kombinatorischer e^+e^- -Untergrund in zentralen Au+Au-Kollisionen (1 AGeV) und in zentralen Ni+Ni-Kollisionen (2 AGeV) im Vergleich.

7.3.4 Anteil der Untergrundprozesse am kombinatorischen Massenspektrum

Für die bessere Unterdrückung des kombinatorischen Untergrunds in vorgegebenen Massenregionen ist die Kenntnis über die hauptsächlich beitragenden Prozesse von Vorteil. Dazu wurden die Trajektorien des jeweils interessierenden Prozesses bei der Bildung der kombinatorischen Paare nicht miteinbezogen; aus der Differenz zwischen dem totalen und dem so erhaltenen kombinatorischen Massenspektrum ergibt sich der relative Anteil des betrachteten Prozesses am totalen Spektrum (Bild 7.9). Da das exponentiell abfallende Massenspektrum in Bild 7.9 der konstanten Linie bei eins entspricht, erhalten große invariante Massen bei dieser Auftragung ein stärkeres Gewicht. Bevor der Analyseschritt X nahe

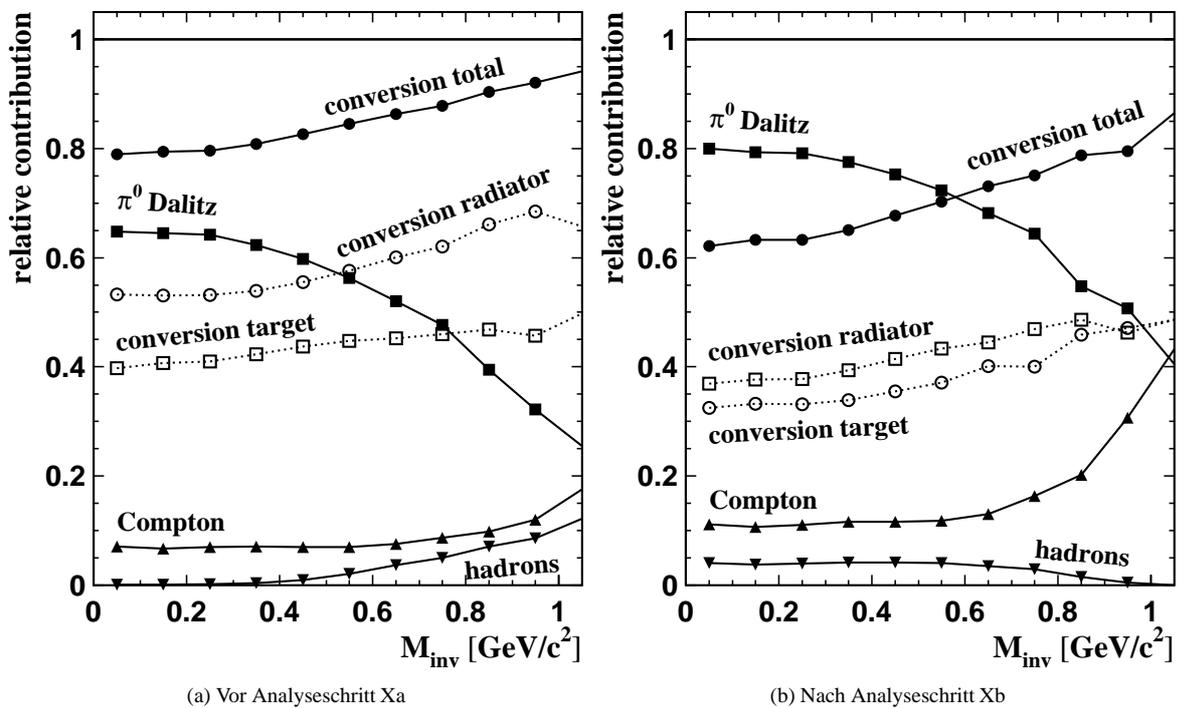


Bild 7.9: Relativer Anteil der wichtigsten Untergrundprozesse zum kombinatorischen e^+e^- -Massenspektrum bevor und nachdem nahe Trajektorien verworfen wurden (Analyseschritt X).

Trajektorien(stücke) verwirft, dominieren e^+e^- -Paare, die mit Leptonen aus Konversionsprozessen gebildet werden, im gesamten Massenbereich (Bild 7.9a). Nach Analyseschritt X tragen bis zu invarianten Massen von $500 \text{ MeV}/c^2$ hauptsächlich Leptonen aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall zum Massenspektrum bei. Während dieser Anteil mit zunehmender Masse abnimmt, nimmt der Anteil von Paaren aus Konversionsleptonen zu und überwiegt im Bereich $M_{inv} > 500 \text{ MeV}/c^2$. Dies kann man zurückführen auf den mit zunehmender γ -Energie abnehmenden Öffnungswinkel der Konversionspaare entsprechend der Beziehung: $\alpha_{e^+e^-} = m_e/E_\gamma$ [Mus88]. Konversionspaare mit sehr kleinen Öffnungswinkeln, die daher schlecht erkannt werden, besitzen demnach die höchsten Impulse und tragen zu hohen invarianten Massen bei, zumal Teilchen mit hohen Impulsen mit größerer Wahrscheinlichkeit rekonstruiert werden.

Kapitel 8

Signal und Untergrund

Die Summe, die sich aus dem kombinatorischen e^+e^- -Untergrund (Bild 7.8) und den simulierten Dielektronenraten nach allen Rekonstruktionsschritten ergibt, vermittelt eine Vorstellung von den experimentellen e^+e^- -Spektren (die obersten Kurven in Bild 8.1a und b). Die beiden Kollisionssysteme Au+Au und Ni+Ni wurden wegen ihrer unterschiedlichen Eigenschaften als Beispiel gewählt:

1. Au+Au, 1 AGeV: Für die hohen Massenzahlen von Target und Projektil werden im Zentralbereich der Kollision hohe Dichten erwartet. Dadurch kann Teilchenproduktion innerhalb von Mehrstufenprozessen im Vergleich zu leichteren Systemen mit erhöhter Wahrscheinlichkeit auftreten. Experimentell fand man für die wenig wechselwirkenden K^+ -Mesonen in Abhängigkeit von der Anzahl der partizipierenden Nukleonen A_{part} die Beziehung $\sigma_{inv} \sim A_{part}^2$ [Sen95a].
1 AGeV ist die höchste Au-Projektilenergie, die direkt mit dem SIS erreicht werden kann. Eine Erhöhung der Au-Projektilenergie auf 1.5 AGeV durch weitere Ionisation und Reinjektion in das SIS konnte kürzlich erreicht werden [Sen95b].
2. Ni+Ni, 2 AGeV: In diesem vergleichbar leichten Stoßsystem wird in zentralen Stößen eine maximale Partizipantenzahl von 116 ($2 \times A_{Ni}$) erreicht. Für die kinetische Energie des Nukleon-Nukleon-Systems E_{kin}^{NN} , die zur Teilchenproduktion zur Verfügung steht, gilt (für symmetrische Systeme)¹:

$$E_{kin}^{NN} = \sqrt{s_{NN}} - 2m_u = \sqrt{4m_u^2 + 2m_u E_{beam}} - 2m_u \quad (8.1)$$

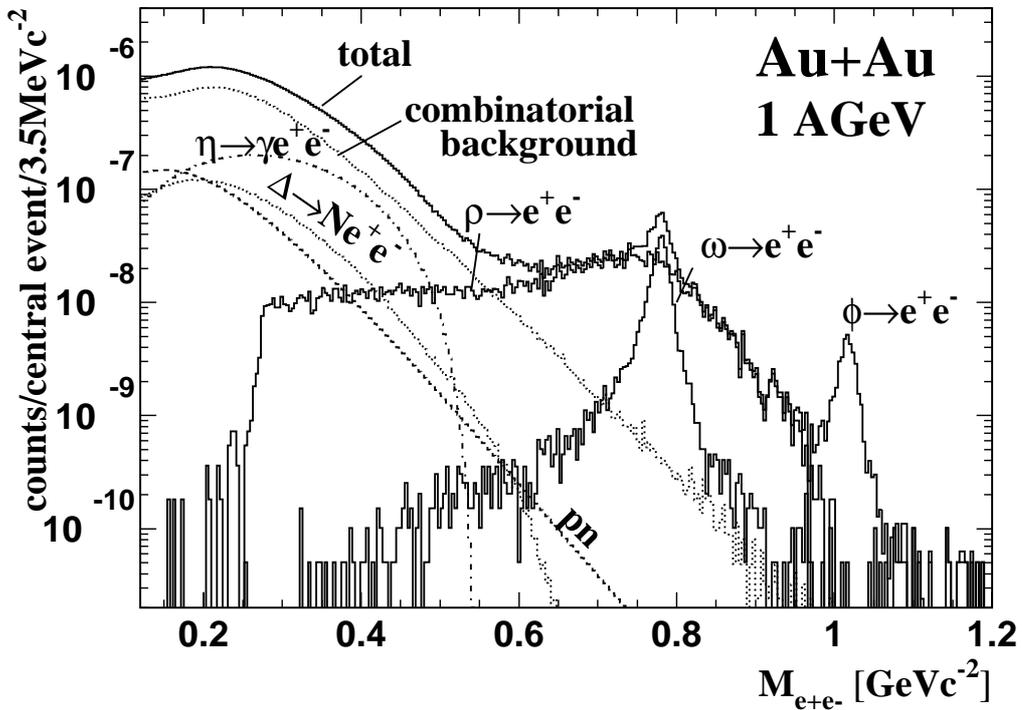
Während für eine Projektilenergie E_{beam} von 1 AGeV mit $E_{kin}^{NN} = 0.446$ GeV alle Vektormesonen unterhalb der Schwelle erzeugt werden, werden bei 2 AGeV mit $E_{kin}^{NN} = 0.82$ GeV Teilchen mit Massen bis zu 0.82 GeV/c² schon in einfachen NN-Kollisionen erzeugt², wodurch deren Produktionswahrscheinlichkeit stark ansteigt.

8.1 Zusammensetzung des Dielektronenspektrums

Für die zum Massenspektrum beitragenden Prozesse werden Wirkungsquerschnitte theoretischer Modelle angenommen, wobei für eine Korrektur auf die Anzahl der partizipierenden

¹vgl. S. 142

²Die angegebene NN-Energie gilt für die Erzeugung ruhender Teilchen und erhöht sich entsprechend der kinetischen Teilchenenergie.



(a) Au+Au 1 AGeV; Vollständige Simulation: Vektormesonen und Untergrund.

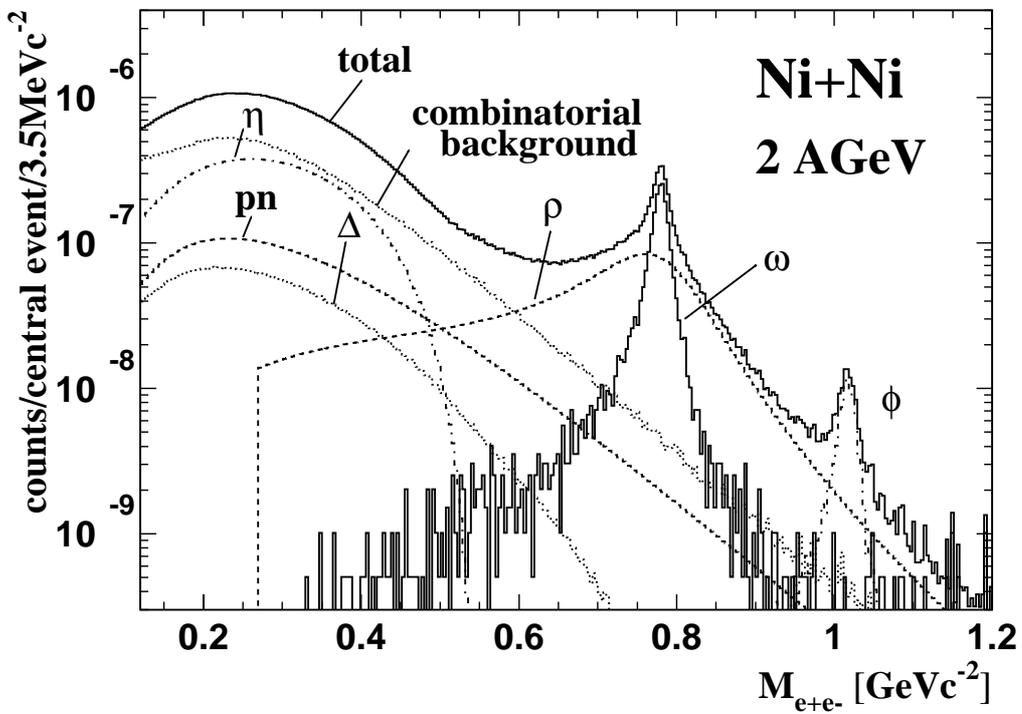
(b) Ni+Ni 2 AGeV. Vollständige Simulation: ω , ϕ und Untergrund.

Bild 8.1: Invariantes Massenspektrum nach allen Rekonstruktionsschritten der Analyse.

Nukleonen die quadratische Abhängigkeit $\sigma \sim A_{part}^2$ angenommen wurde.

Die Abhängigkeit der Produktionswahrscheinlichkeit von der Projektilenergie und von der (invarianten) Teilchenmasse wird der Kurve experimenteller Daten von Mesonen [Met93] entnommen. Nach dieser Systematik liegt die auf A_{part} normierte Wahrscheinlichkeit für die Produktion eines Mesons auf einer Kurve:

$$P/A_{part} = f(E_{proj}/E_{thr})$$

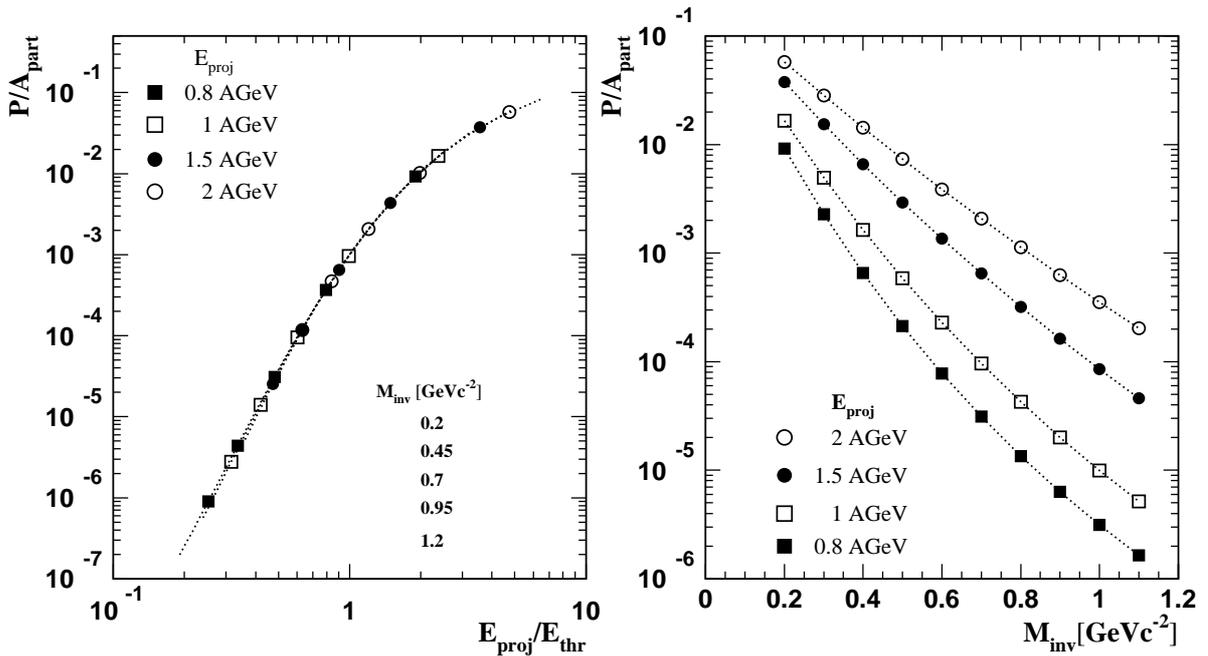
Diese Kurve wurde mit Hilfe von Glg.1.9 parametrisiert (Bild 8.2):

$$P(M_{inv})/A_{part} = 0.001 \cdot \exp\left(\frac{(E_{kin}^{NN} - M_{inv})}{E_o}\right). \quad (8.2)$$

Mit einer massenabhängigen Parametrisierung für den Steigungsparameter

$$E_o = \frac{(E_{proj} + \frac{M_{inv}}{1+E_{proj}})}{11.5 + E_{proj}}; \quad 0.08 < E_o < 0.21 \text{ GeV} \quad (8.3)$$

ergibt sich Bild 8.2, das im angegebenen Massen- und Projektilenergiebereich in guter Übereinstimmung mit der Systematik [Met93] ist.



(a) Produktionswahrscheinlichkeiten entsprechend der Auftragung von V.Metag.

(b) Die Werte von (a) in Abhängigkeit von der Teilchenmasse.

Bild 8.2: Parametrisierung der universellen Kurve für experimentelle Produktionswahrscheinlichkeiten von Mesonen [Met93]. E_{thr} : Massenabhängige Schwellenenergie, die zur direkten Teilchenproduktion benötigt wird. E_{proj} : Projektilenergie. A_{part} : Anzahl partizipierender Nukleonen.

Unter Berücksichtigung des elektromagnetischen Zerfallskanals des ρ -Mesons, folgt die von der DLS-Kollaboration für das System Ca+Ca angegebene Produktionswahrscheinlichkeit

der Systematik. Aus der linearen Skalierung der Systematik mit A_{part} ergibt sich für das System Au+Au die untere Kurve der ρ -Massenverteilung in Bild 6.5. Verwendet man jedoch das System Ca+Ca als Bezugspunkt für eine quadratische Skalierung, so erhöht sich die Kurve um einen Faktor Fünf und entspricht der theoretisch berechneten Produktionswahrscheinlichkeit.

Die Winkel- und Impulsverteilungen der Leptonen im Laborsystem [Sa193], die zur Analyse der Rekonstruktionseffizienz benötigt werden, entsprechen einer thermischen, ungerichteten Geschwindigkeitsverteilung der Quellen im Schwerpunktsystem der Kollision (vgl. Abschnitt 2.2.1). Modifikationen der Massenverteilungen durch die umgebende hadronische Materie bleiben unberücksichtigt. Jedes Dielektron der Vektormesonen ω , ρ und ϕ in Bild 8.1 hat alle Analyseschritte I-XII durchlaufen. Aufgrund geringer Statistik wurden die übrigen Dielektronenbeiträge durch Faltung der für den gesamten Raumwinkel berechneten e^+e^- -Verteilung mit der massenabhängigen Spektrometerakzeptanz sowie der Trigger- und der Rekonstruktionseffizienz ermittelt.

pn-Bremsstrahlung und Dalitz-Zerfall von η -Meson und Δ -Resonanz:

Von diesen Prozessen, die hauptsächlich im invarianten Massenbereich bis $0.5 \text{ GeV}/c^2$ beitragen, dominiert nach [Win93, Wol93] die Dielektronenrate aus dem η -Dalitz-Zerfall (vgl. Bild 1.6). Durch die höhere Projektilenergie und damit höherer Schwerpunktsenergie der Ni+Ni-Kollisionen trägt die e^+e^- -Verteilung aus dem pn-Bremsstrahlungsprozeß in Bild 8.1b verstärkt auch bei höheren invarianten Massen bei.

Vektormesonzerfall $\rho, \omega, \phi \rightarrow e^+e^-$:

Im Massenbereich $M_{inv} > 0.5 \text{ GeV}/c^2$ ist der dominierende Prozeß der Dielektronenemission der Zerfall von Vektormesonen:

ρ : Die in der Simulation verwendete ρ -Massenverteilung besteht aus einer Faltung der angenommenen Breit-Wigner-Resonanzkurve mit der zu kleinen Massen hin stark ansteigenden Produktionswahrscheinlichkeit aus Bild 8.2b. Die auf diese Weise analytisch ermittelte ρ -Massenverteilung ist vergleichbar mit den Ergebnissen mikroskopischer Transportrechnungen [Win93, Wol93].

Bei der höheren Projektilenergie der zentralen Ni+Ni-Kollisionen ist die Massenabhängigkeit der Produktionswahrscheinlichkeit weniger ausgeprägt, so daß die Breit-Wigner-Resonanzkurve in der e^+e^- -Massenverteilung des ρ -Mesons besser zu erkennen ist (Bild 8.1b).

ω : Der Wirkungsquerschnitt für e^+e^- -Paare aus dem ω -Zerfall entspricht BUU-Rechnungen, in denen die für freie Teilchen verbotene Mischung von σ -Meson und ω -Meson als neuer Kanal der e^+e^- -Produktion über das ω eingeführt wurde [Wol95].

ϕ : Die Beiträge von Dielektronen des ϕ -Mesons, das hauptsächlich über K^+K^- -Annihilation erzeugt wird, sind im Massenspektrum oberhalb von $1 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen. Der theoretische Wirkungsquerschnitt [Li94a] liegt etwa eine Größenordnung unter dem nach der experimentellen Skalierungskurve abgeleiteten Wert. Die Anwendung der OZI-Regel [Oku63]³, nach der die Produktion von Teilchen mit Seltsamkeit unterdrückt ist, ergibt dagegen einen um eine Größenordnung kleineren Wert. Dies ist dadurch verständlich, daß in Schwerionenkollisionen eine erhöhte Produktion seltsamer Teilchen beobachtet wird, die auf Mehrstufenprozesse zurückzuführen ist.

8.2 Das Dielektronensignal

Kleine invariante Massen $M_{inv} < m_\eta$

Die Summe der Dielektronenbeiträge aus pn-Bremsstrahlung, η -Dalitz- und Δ -Dalitz-Zerfall beträgt im Fall der Au+Au-Kollisionen etwa die Hälfte des kombinatorischen Untergrunds (Bild 8.1a), im Fall der Ni+Ni-Kollisionen überwiegt der echte Dielektronenanteil (Bild 8.1b). Das linke Teilbild 8.3 zeigt, daß dieser Beitrag nach Abzug des aus Paaren gleicher Polarität berechneten Untergrunds (n_{++--}^\pm , s. Abschnitt 7.3.3) fast einen Faktor 10 über dem verbleibenden Untergrund liegt. Durch Abzug des kombinatorischen Untergrunds n_{++--}^\pm aus Messungen mit umgepolten Magnetfeld sollte der verbleibende Untergrund deutlich reduziert werden.

Hohe invariante Massen $M_{inv} > m_\eta$

Die e^+e^- -Beiträge der Vektormesonen in Bild 8.1 liegen im Maximum ihrer Verteilung für beide Kollisionssysteme mehr als eine Größenordnung über dem kombinatorischen Untergrund. In der linearen Darstellung von Bild 8.3 ergibt sich nach Abzug der aus e^+e^+ - und e^-e^- -Paaren ermittelten Massenverteilung, ein untergrundfreies Dielektronenspektrum. Die hohe Auflösung des Spektrometers ermöglicht eine eindeutige Identifizierung von ω - und ϕ -Meson. Die lineare Auftragung zeigt zudem, daß eine Verschiebung der ρ -Resonanz zu kleinen Massen [Ase94] bis zum Bereich des η -Mesons bei $0.5 \text{ GeV}/c^2$ gut zu erkennen sein sollte.

8.2.1 Radiatorgas: C_4F_{10} anstelle von C_2F_6

Anstelle des in den hier beschriebenen Simulationen angenommenen Radiatorgases C_2F_6 ist für den HADES RICH das Gas C_4F_{10} vorgesehen, mit dem die 1.7-fache Quantenausbeute erreicht wird (Tabelle 3.1). Durch die kleinere Strahlungslänge von C_4F_{10} werden jedoch im Vergleich zu C_2F_6 etwa 1.7-mal so viele Konversionsleptonen im Radiator erzeugt. Mit

³S. Okubo, G.Zweig und J.Iizuka: Übergänge, die durch Diagramme mit Quarklinien beschrieben werden, die unterbrochen sind, werden stark unterdrückt.

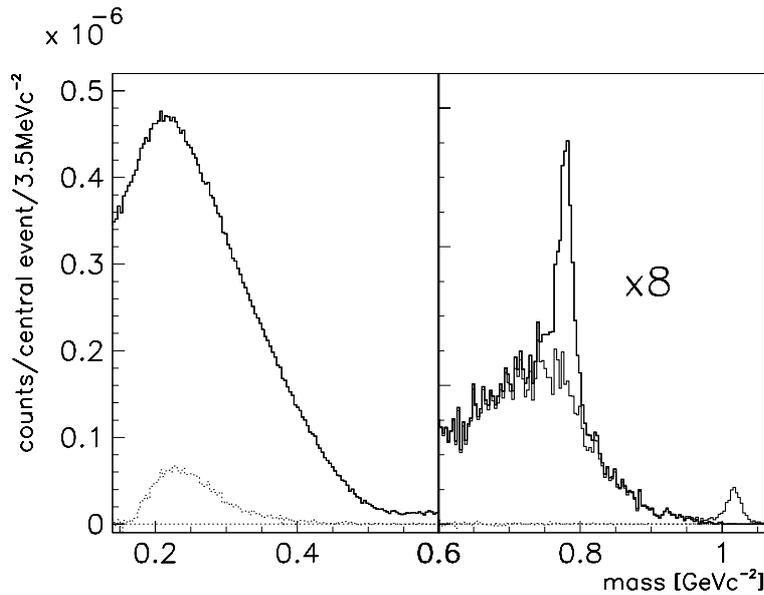


Bild 8.3: Durchgezogene Kurve: e^+e^- -Massenspektrum für simulierte Au+Au-Kollisionen (1 AGeV) nach der Rekonstruktion und nach Untergrundabzug. Oberhalb von $0.6 \text{ GeV}/c^2$ wurde das Spektrum mit einem Faktor 8 skaliert. Über der ρ -Verteilung sind die Beiträge von ω ($0.769 \text{ GeV}/c^2$) und ϕ ($1.020 \text{ GeV}/c^2$) zu erkennen. **Gestrichelte Kurve:** Verbleibender e^+e^- -Untergrund: Differenz zwischen dem kombinatorischem Untergrund aus e^+e^- -Paaren und dem e^+e^+/e^-e^- -Untergrund.

etwas geringerer Statistik wurde auch der kombinatorische Untergrund (Au+Au 1 AGeV) bei Verwendung von C_4F_{10} allerdings mit einer Au-Targetsegmentdicke von $30 \mu\text{m}$ anstelle der (zur Zeit) vorgesehenen Dicke von $14 \mu\text{m}$ untersucht: Der e^+e^- -Beitrag der Vektormesonen liegt nach diesen Simulationen ähnlich wie in Bild 8.1 deutlich oberhalb des kombinatorischen e^+e^- -Untergrundes. Im Massenbereich des η -Mesons beträgt der kombinatorische Untergrund etwa das 3-fache, bei $0.5 \text{ GeV}/c^2$ sogar das 5-fache des Dielektronensignals. Nach Abzug des kombinatorischen Untergrunds aus e^+e^+ - und e^-e^- -Paaren, liegt das Dielektronensignal im gesamten Massenbereich mindestens einen Faktor Sieben über dem verbleibenden Untergrund. Eine sorgfältige Analyse des kombinatorischen Untergrunds durch Mischen von Trajektorien entsprechend der Punkte 1-4 in Abschnitt 7.3.3 sollte daher auch bei einer ungünstigeren Untergrundsituation die Extraktion einer nahezu untergrundfreien Dielektronenverteilung ermöglichen.

8.2.2 Charakteristik der rekonstruierten e^+e^- -Paare

Durch die vorwiegend kleineren Impulse der Untergrundleptonen unterscheiden sich kombinatorische e^+e^- -Paare in ihren Verteilungen von Rapidität, Öffnungswinkel und Transversalimpuls von *echten* e^+e^- -Paaren. Bild 8.4 zeigt die mittleren Werte des kombinatorischen e^+e^- -Untergrunds und der Dielektronen aus dem Zweikörper- und dem η -Zerfall im Vergleich.

$\alpha_{e^+e^-}$: Nach Glg. 2.2 nimmt die invariante Masse mit dem Impuls und mit dem e^+e^- -Öffnungswinkel zu. Mit kleineren e^\pm -Impulsen besitzen kombinatorische e^+e^- -Paare daher bei gegebener invarianter Masse größere mittlere Öffnungswinkel als echte Dielektronen (linkes Teilbild 8.4).

Durch e^\pm -Rekonstruktionsverluste in den Randbereichen der Polarwinkelakzeptanz ($\vartheta \rightarrow 18^\circ$, bzw. $\vartheta \rightarrow 85^\circ$) reduziert sich der mittlere e^+e^- -Öffnungswinkel für kleine in-

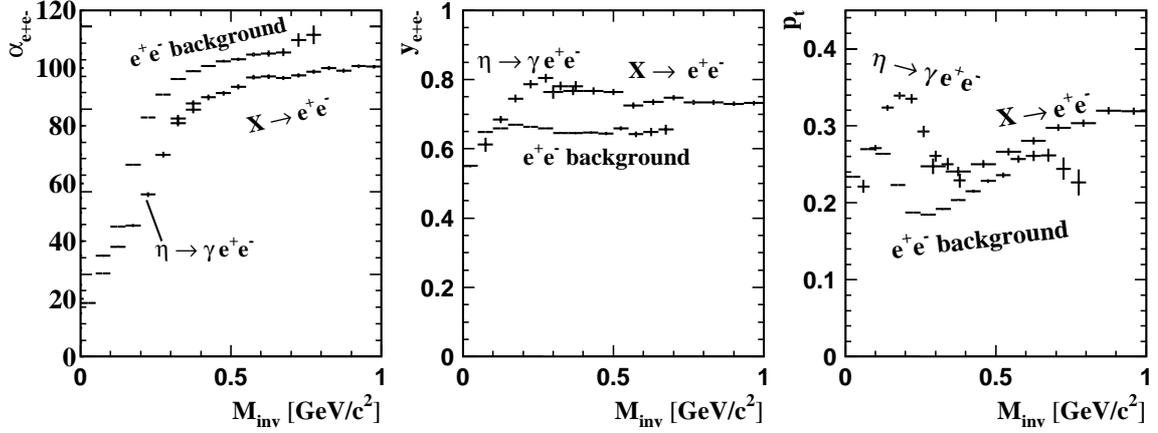


Bild 8.4: Mittlere e^+e^- -Öffnungswinkel $\alpha_{e^+e^-}$, Rapiditäten $y_{e^+e^-}$ und e^+e^- -Transversalimpulse p_t von e^+e^- -Paaren des kombinatorischen Untergrunds und von Dielektronen aus dem η -Dalitz-Zerfall und dem Zweikörperzerfall ($X \rightarrow e^+e^-$) im Vergleich. Die Projektilenergie ist 1 AGeV.

variante Massen (vgl. Abschnitt 4.4). Der ursprünglich massenunabhängige e^+e^- -Öffnungswinkel beim Zweikörperzerfall von etwa 95° (Bild 2.2) wird erst bei $0.5 \text{ GeV}/c^2$ erreicht.

$y_{e^+e^-}$: Während die mittlere e^+e^- -Rapidität beim Zweikörper- und beim η -Dalitz-Zerfall der zentralen Rapidität von 0.75 entspricht (vgl. Bild B.3), führen die kleinen Impulse der Untergrundleptonen zu einem geringeren Wert von etwa 0.65.

p_t : Auch die Transversalimpulse des kombinatorischen e^+e^- -Untergrunds sind im Mittel geringer. Oberhalb von $0.5 \text{ GeV}/c^2$ nimmt der e^+e^- -Transversalimpuls entsprechend Bild 4.11a mit der invarianten Masse zu. Die eingeschränkte Akzeptanz von e^+e^- -Paaren mit kleinen Transversalimpulsen bedingt bei invarianten Massen unterhalb von $0.3 \text{ GeV}/c^2$ einen zusätzlichen Anstieg des mittleren p_t .

Insbesondere im Bereich kleiner invarianter Massen ($M_{inv} \leq m_\eta$) erlaubt die höhere Statistik, Fenster auf diese Verteilungen zu setzen, um den Untergrund zugunsten des e^+e^- -Signals zu reduzieren.

8.2.3 Erwartete Raten

Bei den in Bild 2.3 angegebenen Kollisions- und Teilchenraten im System Au+Au bei 1 AGeV bezog sich die Rate von 20 Dielektronen/min aus dem ρ -Zerfall auf den vollen Raumwinkel. Bei einer Spektrometerakzeptanz von etwa 32 % (Bild 4.11), einer Triggereffizienz von 85 % (Bild 5.3) und einer Rekonstruktionseffizienz von 60 % (Bild 6.15) werden 16% der e^+e^- -Paare rekonstruiert. Dies entspricht für einen Tag der Datenaufnahme folgenden Ausbeuten:

$$\rho (M_{inv} > 0.6 \text{ GeV}/c^2): \quad 5000, \quad \omega: \quad 1000, \quad \phi: \quad 100.$$

Die Statistik von Bild 8.1 wird etwa in zwei Tagen erreicht. Die angegebenen Raten erhöhen sich bei einer Au-Projektilenergie von 1.5 AGeV nach Bild 8.2b etwa einen Faktor 5.5 bis 9 (vgl. S. 113, Punkt 2).

Durch die höhere Energie des Kollisionssystem Ni+Ni bei 2 AGeV ist die Produktionswahrscheinlichkeit von Dielektronen im Massenbereich des η -Mesons trotz der geringeren Systemgröße vergleichbar mit dem System Au+Au bei 1 AGeV. Mit zunehmender Teilchenmasse nimmt der Wirkungsquerschnitt für geringe Projektilenergien stärker ab. Im Massenbereich der Vektormesonen ρ und ω ergibt sich daher für die Ni+Ni-Kollisionen (2 AGeV) im Vergleich zu Au+Au-Kollisionen (1 AGeV) etwa die dreifache e^+e^- -Rate.

8.3 Vergleich mit dem DLS-Spektrometer

Das HADES-Spektrometer tritt in gewisser Hinsicht die Nachfolge des Dileptonenspektrometers DLS am BEVALAC (außer Betrieb seit 1994) an, mit dem erstmals (1984) die Dileptonenemission aus Proton-Kern und Kern-Kern-Kollisionen bei Projektilenergien von 1 bis 5 AGeV untersucht wurde. Durch die Zwei-Arm-Geometrie und wegen der unzureichenden Unterscheidung von e^\pm -Untergrund und *echten* Leptonen mangelt es den DLS-Daten in den leichteren Systemen Ca+Ca und Nb+Nb mit einer maximalen Partizipanzzahl von 80 bzw. 93 an Statistik [Roc89].

Geometrische Akzeptanz:

Der Raumwinkel des HADES-Spektrometers beträgt mit etwa 5 sr mehr als das 10-fache des DLS-Raumwinkels⁴. Entsprechend der unterschiedlichen Polarwinkelbereiche (DLS: 25° bis 65°, HADES: 18° bis 85°) akzeptiert das HADES-Spektrometer bei 1 AGeV Projektilenergie in einem Raumwinkelement $d\varphi$ etwa einen Faktor 2.5 mehr Dielektronen. Mit der rotationssymmetrischen Anordnung des HADES-Spektrometers um die Strahlachse wird etwa die 100-fache geometrische Akzeptanz des DLS erreicht⁵.

e^+e^- -Raten:

In dieser Arbeit wurde die Fähigkeit des HADES-Spektrometers demonstriert, e^+e^- -Spektren auch für schwere Systeme ($A \gg 50$) messen zu können. Für Au+Au-Kollisionen erwartet man im Vergleich zu dem System Ca+Ca eine Erhöhung der Dielektronenrate um einen Faktor 25. Dies ergibt für das HADES-Experiment im Vergleich zum DLS-Experiment eine um einen Faktor 2500 höhere e^+e^- -Rate.

⁴Der Raumwinkel eines DLS-Spektrometerarms beträgt etwa 200 msr [Car89].

⁵Die DLS-Kollaboration gibt für eine Gleichverteilung von e^+e^- -Masse (0-1.4 GeV/c²), p_t (0.1-1.5 GeV/c) und Rapidität (0-2) eine integrale Akzeptanz von 0.003 an [Hua94]. Für den gleichen e^+e^- -Ereignisgenerator werden mit dem HADES-Spektrometer 35% der Paare akzeptiert [Kar93].

Transversalimpuls:

Bei einem mittleren e^+e^- -Öffnungswinkel von 100° besitzen Elektronen und Positronen bei einem Transversalimpuls $p_t^{e^+e^-} = 0$ Polarwinkel von je 45° . Durch den eingeschränkten Polarwinkelbereich besitzt DLS bei gegebener e^+e^- -Masse dagegen eine stark reduzierte Akzeptanz für e^+e^- -Paare mit hohem Transversalimpuls, d. h. unsymmetrischen Polarwinkeln von e^+ und e^- . Da die zur Teilchenproduktion erforderliche Energie mit zunehmendem Transversalimpuls steigt (Glg. C.3), ermöglicht die hohe p_t -Akzeptanz von HADES (Bild 4.11) die Untersuchung von weit unterhalb der Schwelle erzeugten Teilchen.

Auflösung:

Bei ähnlichen Detektorabständen und vergleichbarer Länge des Magnetfeldbereichs erreicht das HADES-Toroid mit etwa 0.5 T höhere Feldstärken als das DLS in jedem Solenoidarm (≈ 0.15 T). Da die Feldstärken des HADES-Toroids zudem den e^+e^- -Impulsverteilungen angepaßt sind, erreicht HADES eine gute Massenauflösung von weniger als 1% (Bild 4.20), während die DLS-Auflösung nur etwa 12% beträgt. Für einen Vergleich zeigt Bild 8.5 das invariante Massenspektrum das mit der HADES-Effizienz erhalten wird, jedoch mit einer Massenauflösung von 12% (gestrichelte Kurve). Dies entspricht im ρ/ω -Massenbereich einer absoluten Auflösung von etwa $0.1 \text{ GeV}/c^2$. Eine Identifizierung des ω -Mesons ist damit nicht mehr möglich. Im Vergleich zum (untergrundkorrigierten) HADES-Spektrum (durchgezogen) bewirkt der exponentielle Abfall des Massenspektrums eine Verschiebung der Verteilung zu größeren Werten.

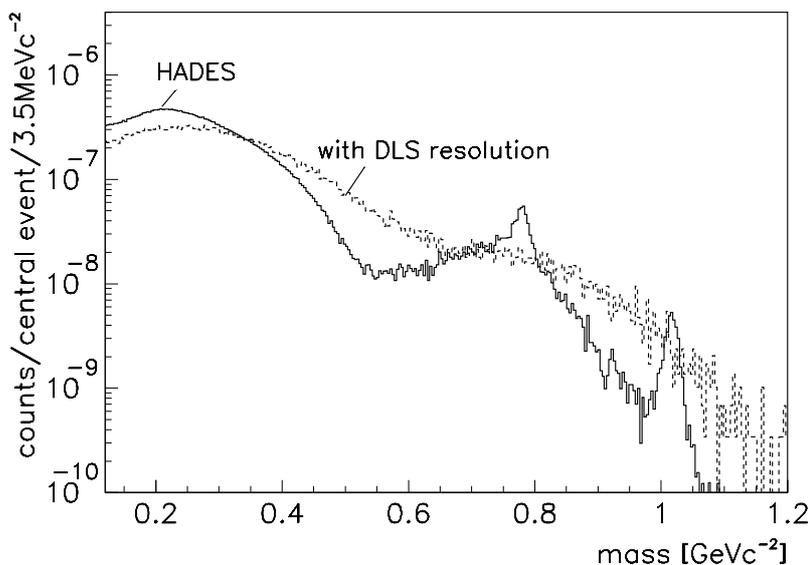


Bild 8.5: Durchgezogen: Das untergrundkorrigierte Dielektronenspektrum für Simulationen von Au+Au-Kollisionen (1 AGeV); **Gestrichelt:** Das gleiche Spektrum gefaltet mit der Auflösung des DLS-Spektrometers von etwa 12%.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Die Simulationsergebnisse dieser Arbeit zeigen am Beispiel des schweren Kollisionssystems Au+Au (1 AGeV), daß mit HADES auch bei hohen Multiplizitäten geladener Teilchen und kombinatorischer e^+e^- -Paare ein Dielektronensignal extrahiert werden kann. Im Vergleich zum Dileptonenspektrometer DLS, mit dem für das System Ca+Ca e^+e^- -Spektren erhalten wurden, die große statistische Fehler besitzen, erwartet man für HADES im System Au+Au die 2500-fache Dielektronenrate. Bei Kollisionsraten von $10^6/s$ erreicht man mit HADES in wenigen Tagen eine ausreichende Statistik, um die Vektormesonen auf ihre Rapiditäts- oder Transversalimpulsverteilungen zu untersuchen. Darüber hinaus steigt die HADES-Akzeptanz für e^+e^- -Paare mit hohen Massen und Transversalimpulsen und folglich höheren effektive Schwellenenergien an, während die DLS-Akzeptanz mit zunehmendem e^+e^- -Transversalimpuls sinkt.

Die hohe e^+e^- -Ausbeute wird zum einen dadurch erreicht, daß die geometrische Akzeptanz für e^+e^- -Paare mit etwa 35% das 100-fache der DLS-Akzeptanz beträgt. Zum anderen ermöglichen der ortsauflösende Čerenkov-Zähler RICH, und die hochauflösenden Driftkammern die Erkennung von e^+e^- -Untergrundpaaren aus den Zerfallsprodukten des π^0 .

Normiert auf die geometrische Akzeptanz beträgt die Triggereffizienz vor allem durch die eingeschränkte Effizienz des Schauerdetektors im Bereich der Vektormesonen etwa 85%. Bei Normierung auf die geometrische Akzeptanz werden die kombinatorischen e^+e^- -Paare durch die Rekonstruktion und die Methoden der Untergrunderkennung um nahezu 2 Größenordnungen unterdrückt, während etwa 55% aller echten Dielektronen rekonstruiert werden. Das entspricht 18% der in den gesamten Raumwinkel emittierten Dielektronen.

Der nach der Rekonstruktion verbleibende Untergrund besteht zu mehr als 50% aus Leptonen aus dem π^0 -Dalitz-Zerfall. Die kombinatorischen Paare, die mit diesen Leptonen gebildet werden, überwiegen das kombinatorische Massenspektrum bis $0.5 \text{ GeV}/c^2$. Jeweils etwa 20% der Untergrundleptonen stammen aus externer Paarkonversion von γ -Quanten im Radiatorgas C_4F_{10} und im Au-Target. Diese Prozesse dominieren das kombinatorische Massenspektrum oberhalb von $0.5 \text{ GeV}/c^2$. Etwa 10% aller Untergrundelektronen stammen aus der Compton-Streuung von γ -Quanten.

Durch die hohe Polarwinkelakzeptanz des Spektrometers von etwa 18° bis 85° und bei einer Targetentfernung zum Spiegelmittelpunkt, die das 0.55-fache des Spiegelradius beträgt,

besitzen azimuthal und radial parallele Čerenkov-Strahlen verschiedene gekrümmte Fokalflächen. Die größeren Abstände der Fokalflächen bei zunehmendem Polarwinkel führen zu elliptischen Čerenkov-Ringen auf dem Detektor.

Im Massenbereich der Vektormesonen wird eine Massenauflösung von weniger als 1% erreicht. Dies ermöglicht die Identifizierung von ω - und ϕ -Meson mit Breiten von wenigen MeV und ihre Unterscheidung von der breiten ρ -Massenverteilung. Insbesondere ist damit die prinzipielle Möglichkeit gegeben, für die Vektormesonen ρ , ω oder ϕ eine Verschiebung oder eine Verbreiterung der Massenverteilungen zu beobachten.

Eine Aufgabe des Experimentes wird es sein, die Massenverteilungen in Abhängigkeit von der Partizipanzanzahl zu messen. Das bedeutet eine Analyse der Zentralität der Kollisionen und die Untersuchung leichter Kollisionssysteme. Wegen der langen Lebensdauer von ω - und ϕ -Meson wird erwartet, daß der größte Teil während der Expansionsphase der Kollision, d.h. bei geringen Dichten zerfällt. Werden ihre Verteilung durch den Medieinfluß jedoch verbreitert, so resultieren kürzere Zerfallszeiten. Dadurch wird der Anteil der Dielektronen aus dem dichteren Medium erhöht. Der Produktionskanal des ω -Mesons über die Kopplung an das σ -Meson verspricht weiterhin eine Selektion von ω -Mesonen aus dem Bereich hoher Dichte durch Auswahl von Dielektronen mit hohen Transversalimpulsen.

Der am SIS geplante Pionenstrahl [Met95] bietet über die rückstoßfreie Produktion die Möglichkeit, den Zerfall von ω -Mesonen innerhalb von Kernmaterie zu beobachten. Bereits bei der Dichte von Kernen im Grundzustand wird eine Erniedrigung der Vektormesonenmasse von etwa 10 vorausgesagt. Das ω -Meson eignet sich besonders wegen seiner geringen Breite von 8 MeV für die experimentelle Untersuchung solch einer Verschiebung. Die ω -Mesonen können mit dem bei der GSI geplanten Pionenstrahl durch die Reaktion



im Kerninneren erzeugt werden. Die aus dem Zerfall der ω -Mesonen entstehenden e^+e^- -Paare können mit HADES gemessen werden. Gegenwärtig wird die rückstoßfreie Produktion von ω -Mesonen in Simulationsrechnungen untersucht [Scho95]. Bei einer mittleren Lebensdauer von 24 fm/c zerfällt der überwiegende Teil der ω -Mesonen außerhalb des Kerns. Der Anteil an Zerfällen innerhalb des Kernes kann durch Selektion vom im Laborsystem langsamen ω -Mesonen gesteigert werden. Die Rekonstruktion des ω -Impulses aus den Meßdaten erlaubt die Erkennung langsamer Mesonen. Die Öffnungswinkel der e^+e^- -Paare befinden sich im Bereich um 180° , da wegen der geringen Lorentz-Drehung die Kinematik eines Zweikörperzerfalls in Ruhe nur geringfügig modifiziert wird; diese Charakteristik kann ebenfalls zur Identifizierung benutzt werden.

Zusätzlich können durch Messung des Neutronen-Streuwinkels und -Impulses langsame ω -Mesonen erkannt werden. Diese Option erfordert allerdings die Messung und Analyse der Neutronenkinematik mit einem speziellen Neutronen-Detektor wie z. B. dem LAND [LAN92].

Hadronischer Untergrund, der im Fall der Schwerionenkollisionen die Spurrekonstruktion in den Driftkammern erschwert, entfällt weitgehend. Das Pionenstrahlexperiment ermöglicht daher einen ersten Test aller Komponenten von HADES unter günstigeren Untergrundbedingungen und mit wesentlich niedrigeren Teilchenmultiplizitäten als dies beispielsweise bei Au+Au-Kollisionen erwartet wird und bietet gleichzeitig eine herausragende Möglichkeit, die theoretischen Überlegungen zur Restauration der chiralen Symmetrie zu überprüfen.

Der Austausch der jetzigen Detektorkomponenten des META durch ein elektromagnetisches Kalorimeter ist zwar etwas kostspielig, doch eröffnet diese Möglichkeit in Verbindung mit dem Pionenstrahl oder für leichte Kollisionssysteme ein weites Feld neuer Messungen. Insbesondere ist der Dalitz-Zerfall der Mesonen von Interesse. Während der Übergangsfaktor für die Reaktion $\eta \rightarrow \gamma e^+ e^-$ mit dem (einfachen) Vektordominanzmodell (VDM) beschrieben werden kann (vgl. Kapitel 1), stimmen die bisherigen Daten für die Reaktion $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ (bzw. $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$), welche mit einem hohen statistischen Fehler behaftet sind, nicht mit den Vorhersagen des ursprünglichen VDM überein [Dzh81]. Für die Messung vollständiger Ereignisse $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma e^+ e^-$ sollte das Kalorimeter möglichst den gleichen Winkelbereich wie META überdecken. Erste Simulationsrechnungen ergeben in diesem Fall eine Akzeptanz für Ereignisse aus dem ω -Dalitz-Zerfall von etwa 13% [Schi95]. Ein elektromagnetisches Kalorimeter ermöglicht weiterhin die Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte der $e^+ e^-$ -Paare aus dem ω - und dem η -Dalitz-Zerfall; dies ist für ein Verständnis des $e^+ e^-$ -Massenspektrums von Bedeutung.

Anhang A

Antiprotonen- und Kaonenproduktion

Das im Rahmen dieser Arbeit am **FR**agment**S**eparator (FRS) bei der GSI durchgeführte Experiment diente der Untersuchung der Produktion von Antiprotonen und negativen Kaonen im Kollisionssystem Ni+Ni bei Projektilenergien von 1.3, 1.4, 1.65 und 1.93 AGeV. Die insbesondere für Antiprotonen sehr geringen Erzeugungsquerschnitte ($\sigma_{inv}(\bar{p}) \simeq 10 - 100 \frac{nb GeV}{sr (GeV/c)^3}$) erfordern eine möglichst große Nachweiswahrscheinlichkeit und den Betrieb bei hohen Strahlintensitäten.

Die Zählraten negativer Pionen, die bei den vorliegenden Ionenenergien oberhalb der Schwelle erzeugt werden, übertreffen die Antiprotonen- und Kaonenraten um etwa 7 bzw. 4-5 Größenordnungen. Die Messung am FRS unter 0° hat den Vorteil, daß die Verhältnisse von \bar{p} - zu π^- -Raten und K^- - zu π^- -Raten in Vorwärtsrichtung am größten sind (s. Anhang B). Die eindeutige Identifizierung von Kaonen und Antiprotonen erfolgte durch folgende Methoden:

- Veto-Signale von Čerenkov-Schwellenzählern,
- redundante Flugzeitmessung über drei aufeinanderfolgende Flugzeitstrecken. Dabei wurde ausgenutzt, daß die Teilchen bei fester Impulseeinstellung verschiedene Geschwindigkeiten besitzen.

A.1 Experimentaufbau am Fragmentseparator

Das Magnetspektrometer FRS befindet sich im unmittelbaren Anschluß an das GSI-Schwerionensynchrotron (SIS), so daß Intensitätsverluste durch lange Strahltransportwege vermieden werden. In Bild A.1 sind die vier Sektionen des FRS mit einer Gesamtlänge von etwa 72 m dargestellt. Sie bestehen aus jeweils einem 30° -Dipolmagneten zur Selektion der Teilchenimpulse und Quadrupol-Dubletts und -Tripletts zur Strahlfokussierung.

Für die Aufstellung der Zähler wurde jeweils ein Stück des FRS-Strahlrohrs ausgebaut und die Öffnungen der verbleibenden Rohrabschnitte mit dünnen Metallfenstern ($100 \mu\text{m}$ Edelstahl oder $200 \mu\text{m}$ Titan) vakuumdicht verschlossen. Die Aufstellung der Detektoren erfolgt bei nur geringem Einfluß von Kleinwinkelstreuung und Energieverlust in Luft.

Akzeptanz und Magnetfeldeinstellung

Bei der Konstruktion des FRS stand die Untersuchung von Projekttilfragmenten aus Schwereionenkollisionen im Vordergrund. Die Fragmente werden in einen kleinen Winkelbereich um die Strahlrichtung (0°) emittiert und besitzen etwa Projekttilgeschwindigkeiten. Somit erfordern diese Experimente eine hohe Impulsauflösung, während die Winkelakzeptanz weniger relevant ist. Für die Untersuchung der \bar{p} - und K^- -Produktion ist wegen der geringen Intensitäten eine hohe Impuls- und Winkelakzeptanz von größerer Bedeutung als eine gute Impulsauflösung. Zur Erhöhung der Winkelakzeptanz wurde der Targetabstand zum ersten Quadrupol-Magneten von etwa 2.2 m auf 1.2 m reduziert und das Magnetfeld für eine maximale Transmission über einen großen Impulsbereich eingestellt [Schr93]. Es wurde eine Akzeptanz von von 3 msr im Raumwinkel und von $\pm 3\%$ im Impulsbereich erreicht; das bedeutet eine Verzehnfachung im Vergleich zur auflösungsoptimierten Einstellung. Durch Abstimmung der Dipolmagnete mit den dazugehörigen Quadrupolmagneten wurde in allen Fokalebene Impulsunabhängigkeit vom Ort (Dispensionsfreiheit), bei S2 und S4 sogar Unabhängigkeit von der Teilchenrichtung (Achromatizität) erreicht. Ein weiterer Vorteil gegenüber der ursprünglichen Magnetfeldeinstellung mit paralleler Strahlführung ist die Fokussierung des Strahls in x- und y-Richtung für alle vier FRS-Fokalebene, so daß Detektoren mit kleinen aktiven Flächen verwendet werden konnten. Darüberhinaus wurden Transmissionsverluste durch Kleinwinkelstreuung verringert.

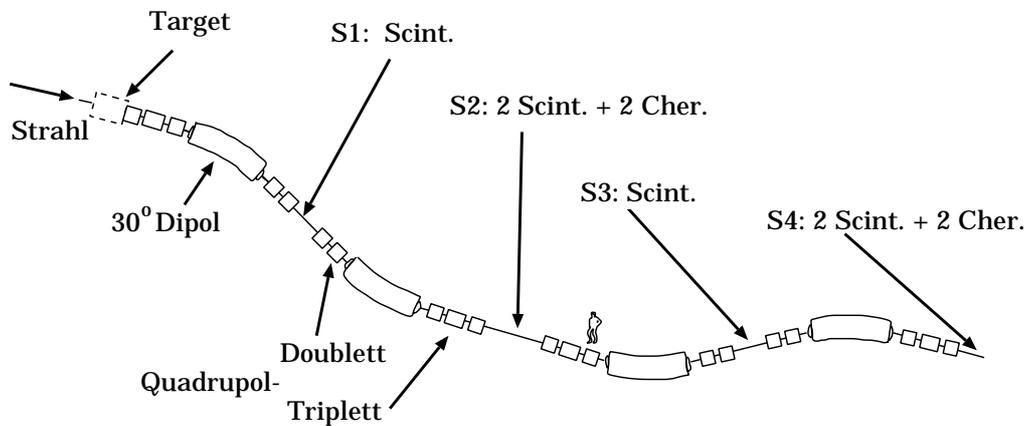


Bild A.1: Fragmenteseparator. S1 bis S4 bezeichnen die Fokalebene, in denen die Aufstellung von Szintillationszählern (Scint.) und Čerenkov-Zählern (Cher.) erfolgte

Transmission

Die FRS-Einstellungen, wurden mit einem Monte-Carlo-Programm (MC) optimiert, welches unter Berücksichtigung von Kleinwinkelstreuung und Strahlführungsgeometrie die Strahlprofile und Transmission in ionenoptischen Systemen durch Propagation einzelner Teilchen berechnet [Schr93].

Eine Transmissionsmessung für Pionen zwischen S2 und S3 ergibt im Vergleich zur MC-Rechnung Abweichungen kleiner als 5 % (Bild A.2). Die höheren Transmissionsverluste von Teilchen mit Impulsen < 1 pgev entstehen durch Kleinwinkelstreuung in Fenstern und Detektoren. Antiprotonen sind hierbei stärker betroffen, da die Aufstreuung proportional zu $1/\beta$ ist.

Während die Korrektur der Produktionswahrscheinlichkeiten für die Strecke zwischen den Fokalebene S2 und S3 mit der experimentell ermittelten Transmission erfolgte, konnte die Transmission bis S2 wegen des hohen Untergrundanteils bei S1 nicht bestimmt werden. Da in der materialfreien Strecke zwischen Target und S1 Transmissionsverluste zu vernachlässigen sind, und frühere Messungen [Schr93] auch für die Strecke von S1 nach S2 eine gute Übereinstimmung mit den MC-Resultaten zeigen, wurde für die Ermittlung der Wirkungsquerschnitte die berechnete Transmission eingesetzt.

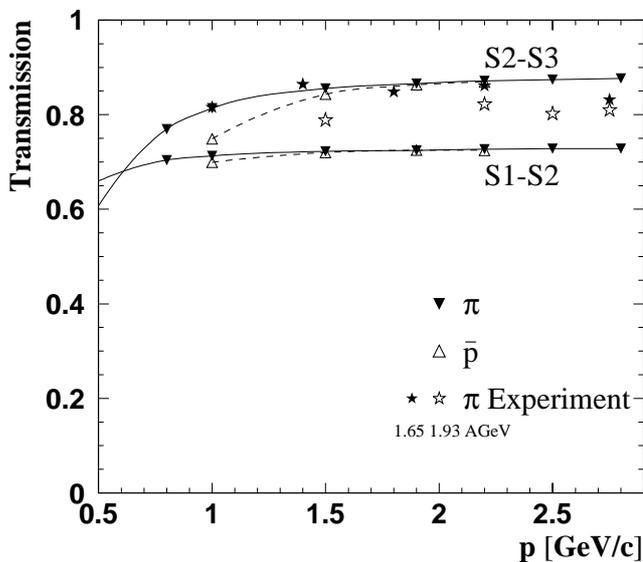


Bild A.2: Transmission nach MC-Rechnungen zwischen den FRS-Fokalebene S1, S2 und S3. Für S2 und S3 sind zum Vergleich die experimentelle π -Transmission (Sterne) für Schwerionenergien von 1.93 und 1.64 AGeV eingezeichnet.

Szintillationszähler

Zur Flugzeitbestimmung wurden Szintillationszähler mit Photomultiplierauslese eingesetzt. Die Differenz der Teilchenflugzeiten zwischen zwei benachbarten FRS-Fokalebene beträgt nach Bild A.3 mehr als 1 ns. Wegen der hohen Pionenzahlen sind trotz einer Zeitauflösung der Szintillationszähler von etwa 170 bis 200 ps neben dem Einsatz von Čerenkov-Schwellenzählern redundante Flugzeitbestimmungen erforderlich. Dazu wurden in den Fokalebene S2 und S4 je zwei, bei S1 und S3 je ein Szintillationszähler mit einer Ortsauflösung von etwa 1 cm aufgestellt.

Wegen des hohen Pionenuntergrunds bei der FRS-Fokalebene S1 wurde auf den Teilchenort im Szintillator ein Fenster entsprechend der Szintillatorbreite von 10 cm gesetzt. Dies verbesserte vor allem die K^- -Identifizierung bei hohen Impulseinstellungen, wo die K^- -Geschwindigkeiten oberhalb der Schwellenwerte aller eingesetzten Čerenkov-Zähler lie-

gen, und daher nur die Flugzeitinformation verwendet werden konnte. Da sich der Ort mit besserer Auflösung aus der Lichtlaufzeitdifferenz x_t bestimmen ließ als aus dem Lichtausbeutenquotienten $x_{\Delta E}$ (Tabelle A.1) wurde ein gewichtetes Mittel gewählt gemäß $x = 0.3 \cdot x_{\Delta E} + 0.7 \cdot x_t$.

	nachgewiesene Photonen	Zeitsignal
Linker PM	$N_l = N_0 \exp(-x/\mu)$	$t_l = t_0 + x/\tilde{c}$
Rechter PM	$N_r = N_0 \exp\{-(L-x)/\mu\}$	$t_r = t_0 + (L-x)/\tilde{c}$
Mittelung	$\bar{N} = \sqrt{N_l N_r} = N_0 \exp(-L/\mu) \sim \Delta E$	$\bar{t} = (t_l + t_r)/2 = t_0 + L/2\tilde{c}$
Ort	$x_{\Delta E} = \frac{1}{2}(L - \mu \log(N_l/N_r))$	$x_t = \frac{1}{2}((t_l - t_r)\tilde{c} + L)$

Tabelle A.1: Zahl der nachgewiesene Photonen und Zeitinformation der beiden Photomultiplier (PM) eines Szintillators und Bestimmung von Teilchenort sowie von ortsunabhängigen Größen für Energieverlust und Zeit. Dabei gilt:

N_0 : Zahl der erzeugten Photonen	L : Szintillatorlänge
μ : Dämpfungskonstante	t_0 : Zeitpunkt: Teilchen fliegt durch den Szintillator
ΔE : Energieverlust des Teilchens	\tilde{c} : Lichtgeschwindigkeit im Szintillatormaterial

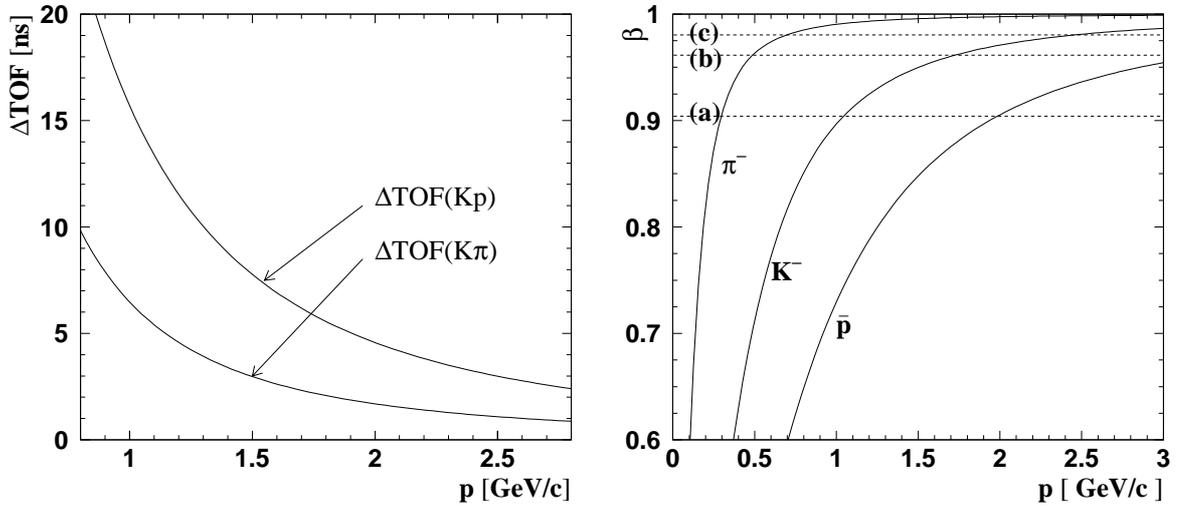
Čerenkov-Zähler

Die höheren Geschwindigkeiten der Pionen bei gegebenem Impuls ermöglichen ihre Unterscheidung von den schwereren Kaonen und Antiprotonen durch Wahl eines geeigneten Materials mit einem Brechungsindex $1/\beta_\pi < n < 1/\beta_{K,\bar{p}}$ (vgl. Abschnitt 3.2). Bild A.3b zeigt die π^- , K^- und \bar{p} -Geschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Impuls sowie die Schwellenwerte der verwendeten Čerenkov-Veto-Zähler. Die Pionengeschwindigkeiten liegen dabei mit mehr als 0.99 c im gesamten analysierten Impulsbereich und für alle Zähler über der Schwelle für die Produktion von Čerenkov-Licht. Es wurden drei Typen von Čerenkov-Zählern verwendet, die sich durch die Wahl des Radiatormaterials und die Methode des Lichttransports unterschieden:

1. Zwei Zähler, die mit Aerogel (hochporöses SiO_2) als Radiator die höchsten im Experiment verwendeten Schwellenwerte $\beta_{thr} = 0.98$ und 0.96 besaßen, befanden sich bei den FRS-Fokalebene S2 und S4.

Kaonen erreichen diese Schwellen bei Impulsen von 1.7 bzw. 2.4 GeV/c. Die geringe Lichtausbeute dieser Zähler führte zu falschen Antikoinzidenzen von Szintillator und Čerenkov-Zählern, da nicht alle Pionen in den Aerogel-Zählern ein Veto-Signal auslösten.

2. Eine bessere Lichtausbeute und somit eine bessere Pionenunterdrückung erreichen Zählern mit einer planparallelen Plexiglasplatte als Radiator. Dabei macht man sich zunutze, daß der Čerenkov-Öffnungswinkel mit der Teilchengeschwindigkeit zunimmt (Glg. 3.2). Bei senkrechtem Teilcheneinfall erreicht nur das Čerenkov-Licht schneller



(a) Flugzeitdifferenz zwischen (Anti-)Kaonen und (Anti-)Protonen ($\Delta\text{TOF}(Kp)$) sowie von Kaonen und Pionen $\Delta\text{TOF}(K\pi)$ nach einer Flugstrecke zwischen zwei FRS-Fokalebene von etwa 18 m.

(b) Geschwindigkeiten von Pionen, Kaonen Protonen. Gestrichelt: Schwellen der eingesetzten Čerenkov-Zähler: (a) Totalreflektierende Plexiglasdetektoren bei S2 und S4; (b) Aerogelzähler bei S2, totalreflektierender Zähler mit Freon bei S4; (c) Aerogelzähler bei S4.

Bild A.3: Geschwindigkeiten und Flugzeitdifferenzen als Funktion des Teilchenimpulses.

Teilchen die Photomultiplier, da der Čerenkov-Winkel mindestens dem Totalreflexionswinkel $\theta = \arcsin(1/n)$ entsprechen muß. Die effektive Schwelle wird somit von 0.67 auf $\beta = \sqrt{1/(n_1^2 - n_2^2)} \simeq 0.9$ erhöht, wobei hier das angrenzende Medium Luft mit $n_2=1$ zu setzen ist. Solche Zähler befanden sich je einmal bei S2 und S4.

3. Neu entwickelte, totalreflektierende Čerenkov-Zähler mit Glasradiator und umgebender Freon-Flüssigkeit mit $n_2 \simeq 1.2$ erreichten eine höhere effektive Schwelle von 0.96. Einer dieser Zähler wurde zu Testzwecken bei S4 eingesetzt.

Für die Identifizierung von Antiprotonen wurde bis zu einem Impuls von 1.9 GeV/c eine Antikoinzidenz mit allen Čerenkov-Zähler gefordert, während für höhere Impulse nur die Aerogelzähler eingesetzt werden konnten.

Target

Das verwendete Ni-Target hatte eine Dicke von 9 mm, wobei die erwartete \bar{p} - und K^- -Ausbeute für die Wahl der Dicke entscheidend war. Der mit der Targetdicke zunehmenden Wechselwirkungslänge des Primärstrahls wirken die Absorption der erzeugten Teilchen und abnehmende Produktionswahrscheinlichkeit durch den Energieverlust des Projektils entgegen.

Strahldiagnose

Mit zwei Profiligittern wurden Lage und Fokussierung des Primärstrahls kontrolliert. Es handelt sich dabei um x-,y-ortsauflösende Drahtgitterzähler mit Gasverstärkung und Stromauslese in etwa 111 cm und 4 cm Abstand vor dem Target. Die Strahldurchmesser auf dem Target betragen in horizontaler Richtung 1.5 - 2.5 mm und in vertikaler Richtung 3-4 mm.

Mit einem Sekundärelektronen-Transmissions-Detektor (SEETRAM) wurde die Primärstrahlintensität bestimmt [Zie91]. Er mißt den Strom der beim Durchtritt des Strahls durch eine dünne Aluminiumfolie emittierten Elektronen mit 5-10-prozentiger Meßgenauigkeit. Zur Umrechnung in Strahlintensitäten wurden Kalibrationsmessungen verwendet, die bei niedrigen Strahlintensitäten von Ni^{28+} -Ionen mit 1.93 AGeV mit einem Szintillationsdetektor verwendet. Für kleinere Ionenenergien wurden diese Werte entsprechend der Bethe-Bloch-Gleichung skaliert.

Elektronik und Datenaufnahme

Das Konzept der Trigger- und Ausleseelektronik war ausgelegt auf die effiziente Erkennung von Kaonen und \bar{p} -Ereignissen bei gleichzeitiger Unterdrückung des hohen Pionenuntergrunds mit Raten von etwa 100 kHz, um hohe Totzeiten des Auslesesystems zu vermeiden. Unter folgenden Triggerbedingungen (i-v) wurde die Ausleseelektronik gestartet:

- (i) Signale aller Szintillationszähler wurden zur Bestimmung von Pionenquerschnitten und von der Transmission mit einem hohen Untersetzungsfaktor von $2^5 - 2^{13}$ ausgelesen.
- Das Zeitfenster der Koinzidenzen zwischen Szintillationszählern verschiedener Fokalebene wurde so eingestellt, daß Pionen mit den dem eingestellten Impuls entsprechenden Flugzeiten unterdrückt wurden.
 - (ii) Koinzidenz zwischen S1 und S2
 - (iii) Koinzidenz zwischen S2 und S4
- Eine weitere Bedingung war die Antikoinzidenz zwischen den Szintillationszählern einer Fokalebene und einem der dort befindlichen Čerenkov-Zähler.
 - (iv) Fokalebene S2: Wenn für die Antikoinzidenz der Aerogelzähler bei S2 eingesetzt wurde, konnten zusätzlich zu Antiprotonen auch Antikaonen bis zu einem Impuls von etwa 2 GeV/c selektiert werden. Bei manchen Einstellungen waren die Pionenraten so hoch, daß wegen der eingeschränkten Pionenerkennung und der entsprechend hohen Triggerrate des Aerogelzählers der totalreflektierende Plexiglaszähler zur Vermeidung langer Totzeiten eingesetzt wurde. Die Zahl der erzeugten Kaonen wurde bei dieser Einstellung mithilfe des entsprechend eingestellten Koinzidenztriggers (ii) bestimmt.

- (v) Fokalebene S4: Da nur ein geringer Bruchteil der Kaonen wegen ihrer kurzen Lebensdauer bis nach S4 gelangten, war eine K^- -Analyse bei S4 nicht sinnvoll. Wegen der höheren Lichtausbeute wurde der totalreflektierende Zähler eingesetzt.
- (vi) Die Auslese der Scaler unmittelbar vor und nach der Extraktion eines Strahlpulses diente unter anderem der Bestimmung von Systemzeit, Strahlintensität und der Kontrolle der Teilchentransmission durch den Fragmentseparator.

Durch Unterbringung der Trigger- und Ausleseelektronik außerhalb der FRS-Betonabschirmung am Ende des FRS wurden die Teilchenflugzeiten von etwa 60 ns zwischen zwei Fokalebene durch die Signallaufzeiten weitgehend kompensiert. Die Signale mußten für die Koinzidenzeinstellung nur noch um einige Nanosekunden verzögert werden. Die hohen Pionenraten führten zu folgenden Untergrundtriggern:

- Wird eine Pion im Aerogelzähler nicht gemessen, so fehlt das Veto-Signal. Dies führt zur Triggerbedingung (iv). In der anschließenden \bar{p} -Analyse wurde daher zusätzlich ein VETO des totalreflektierenden Zählers gefordert.
- Signale verschiedener Pionen täuschen in den Szintillationszählern Flugzeiten vor, die den Triggerbedingungen (ii) und (iii) entsprechen. Diese Ereignisse werden durch die Korrelation der Flugzeiten für zwei Flugstrecken erkannt.

Mit der Verwendung einer aus diesen Gründen speziell entwickelten Programmierung der *Front-End-Prozessoren* [Schr93] für eine Einschränkung der Auslese auf diejenigen ADC- und TDC-Kanäle, die in einem Ereignis angesprochen hatten, wurde eine mittlere Auslesezeit von $\simeq 90 \mu\text{s}$ erreicht.

Kalibrierung

Zur Kalibrierung und zum Testen der Szintillations- und Čerenkov-Detektoren dienten folgende Messungen:

1. Myonen der kosmischen Strahlung wurden für Koinzidenzmessungen verwendet, da sie genügend hohe Energien besitzen, um alle in einem Testaufbau senkrecht übereinander aufgestellten Zähler zu durchqueren.
2. Zur Energiekalibrierung wurden Elektronenquellen (Bi^{207} , Sr^{90}) verwendet.
3. Die Lichtausbeuten der Čerenkov-Zähler wurden mit kurzen Lichtpulsen aus Leuchtdioden bestimmt.
4. Zu Beginn jedes Schwerionenexperiments wurde der gesamte Aufbau mit kollimierten π^+ - und Protonenstrahlen überprüft und eingestellt¹.
5. Während des Experiments wurden die negativen Pionen zur Kontrolle der Kalibrierung verwendet.

¹ Danach wurden die FRS-Magnetfelder für die Messung negativ geladener Teilchen umgepolt.

A.2 Meßprogramm

Durch Variation von Projektilenergie und Impulseinstellung des FRS ergeben sich für die Untersuchung der Teilchenproduktion hauptsächlich folgende Aspekte:

- Zur Bestimmung der Anregungsfunktion wurde für jede Projektilenergie wurde die Impulseinstellung so gewählt, daß sie vor allem bei kleinen Impulsen, wo der Einfluß der Absorption groß ist, etwa gleichen \bar{p} - oder K^- -Schwerpunktsimpulsen entsprachen (s. Tabelle A.2).
- Wird die Impulseinstellung dagegen bei einer festen Projektilenergie, d. h. konstantem E_{kin}^{NN} geändert, so erwartet man, daß die Unterschiede in den Teilchenraten nicht nur von der Produktionswahrscheinlichkeit abhängen, sondern von Absorptionsprozessen geprägt sind.
- Mit beiden Messungen (a) und (b) wird die Differenz $E_{kin}^{NN} - E_{prod}$ variiert.

Die hier beschriebenen Messungen ergänzen die Daten von [Schr93] im System Ni+Ni, für die folgende mittlere Projektilenergien E_{mean} und Impulseinstellungen zur Untersuchung der Antikaonen- und Antiprotonenproduktion gewählt wurden (Tabelle A.2, links).

E_{mean} [AGeV]	p_{lab} [GeV/c]	p_{cm} [GeV/c]		
		\bar{p}	K^-	π^-
1.57	1.00	.99	.334	.431
Gruppe:		.36	.54	.61
1.32	1.33	.369	.544	.613
1.57	1.40	.353	.538	.609
1.85	1.50	.355	.544	.616
Gruppe:		.58	.73	.78
1.22	1.64	.581	.724	.778
1.32	1.69	.582	.727	.782
1.57	1.80	.580	.730	.786
Gruppe:		.75	.88	.93
1.57	2.20	.791	.917	.963
1.85	2.20	.723	.859	.909
1.85	2.50	.869	.990	1.034
Gruppe:		1.0	1.1	1.1
1.57	2.75	1.066	1.168	1.205
1.85	2.75	.987	1.098	1.138

E_{mean}	Laborimpuls			
	1.66	1.0	1.5	1.9
1.85	1.0	1.5	1.9	2.2

Tabelle A.2: Impulseinstellungen p_{lab} und Teilchen-Schwerpunktsimpulse p_{cm} für die verwendeten mittleren Projektilenergien E_{mean} . Oben: Frühere Einstellungen. Rechts: Die neuen Einstellungen sind für die Ermittlung der Anregungsfunktionen zu Gruppen etwa gleicher Schwerpunktsimpulse zusammengefaßt.

A.3 Analyse

Für jede Impuls- und Energieeinstellung wurden zur Teilchenidentifikation und Bestimmung der π^- , K^- - und \bar{p} -Raten für die Triggerbedingungen (i)-(v) mit den Signalen der Szintilla-

tionszähler die Flugzeitdifferenzen bestimmt.

π^- : Aus den Ereignissen der stark unersetzten Triggerbedingung (i) wurden die Pioneraten und die Pionentransmission berechnet. Dabei wurden die Pionenzahlen, die über die Flugzeitdifferenzen zwischen den verschiedenen Fokalebene bis S3 erhalten wurden, auf ihre Konsistenz überprüft.

K^- : Wegen der hohen Zerfallswahrscheinlichkeit ($K^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu$, $c\tau=3.709$ m) wurden die Ereignisse der Triggerbedingungen (iii) und (v), welche die letzte Fokalebene (S4) miteinbeziehen, für die Kaonenauswertung nicht berücksichtigt. Falls beide Triggerbedingungen (ii) und (iv) auch für Kaonen gültig waren, wurden die Kaonenzahlen auf Konsistenz geprüft. In folgenden Fällen konnten nur die K^- -Ereignisse von Triggerbedingung (ii) oder (iv) verwendet werden.

- Triggerbedingung (ii):
 - Impulseeinstellungen über 2 GeV/c: In diesem Fall liegen die K^- -Geschwindigkeiten über der Schwelle des bei S2 verwendeten Čerenkov-Zählers.
 - Bei Einsatz des totalreflektierenden Čerenkov-Zählers bei S2: Für diesen Zähler können schon Kaonen mit 1 GeV/c Impuls ein Veto-Signal auslösen. Um den hohen Pionenundergrund der Koinzidenzspektren zu reduzieren, wurde jedoch im Analyseprogramm bis zu Impulsen von 1.9 GeV/c ein Veto-Signal des Aerogelzählers gefordert.
- Triggerbedingung (iv): Bei einigen Einstellungen mußte das Koinzidenzfenster zur Vermeidung hoher Totzeiten so gewählt werden, daß es nur Antiprotonen und keine Antikaonen enthalten konnte.

\bar{p} : Die Triggerbedingungen (ii)-(v) aller Impulseeinstellungen sollten möglichst sämtliche \bar{p} -Ereignisse für eine redundante Überprüfung enthalten.

Die 2-dimensionale Auftragung der Flugzeitdifferenz $\text{TOF}_{S2-S3}-\text{TOF}_{S1-S2}$ gegen die Flugzeit für die gesamte Flugstrecke TOF_{S1-S3} von S1 nach S3 erlaubt für die jeweils gültigen Triggerbedingungen eine klare Unterscheidung von Pionen, Kaonen und Antiprotonen [Schr93].

Berechnung der Produktionsquerschnitte

Es werden keine Stoßparameter selektiert. Die in Abschnitt 1.3 diskutierten Produktionsquerschnitte sind daher das Integral über die Querschnitte aller vorkommenden Stoßparameter. Die für Pionen, Kaonen und Antiprotonen berechneten Produktionsquerschnitte wurden auf ihre Abhängigkeit von der durchquerten Targetdicke korrigiert:

- I. Durch Energieverlust im Ni-Target von etwa 185 AMeV $g^{-1}cm^2$ nimmt die Projektilenergie mit zunehmend durchquerten Targetdicke ab, wodurch die Produktionsraten

beeinflusst werden. Folgende Parametrisierung wurde für den invarianten Produktionsquerschnitt $\sigma_{inv}(E)$ bei Bezug auf eine Referenzenergie E_{ref} , bei welcher der Querschnitt angegeben wird, verwendet:

$$\sigma_{inv}(E) = \sigma_{inv}(E_{ref}) \cdot \exp\left(\left(E|_{x=0} + \frac{dE}{dx}x - E_{ref}\right)/E_A\right),$$

wobei E die Projektilenergie nach Durchqueren der Targetdicke x ist. Der Steigungsparameter $1/E_A$ aus den exponentiell mit der Projektilenergie ansteigenden, experimentellen Produktionsquerschnitten beträgt in Abhängigkeit vom Impuls für Antiprotonen etwa 7 GeV^{-1} für Kaonen zwischen 4.8 und 6.5 GeV^{-1} und für Pionen zwischen 1.7 und 4.5 GeV^{-1} . Für die Auftragung der Daten wurde als Referenzenergie die mittlere Projektilenergie im Target gewählt.

- II. Durch Fragmentation der Projektilionen im Target nimmt die ursprüngliche Strahlintensität ab. Zur Abschätzung des Intensitätsverlusts wurde angenommen, daß die Projektilfragmente in Stößen mit anderen Targetkernen keine weiteren Teilchen mehr erzeugen und Coulomb-Ablenkung aufgrund der hohen Projektilenergien vernachlässigt werden kann. Damit ergibt sich eine mittlere freie Weglänge L_F^{Ni} des ^{58}Ni -Projektilions im Ni-Target von etwa 3.5 cm.
- III. Absorptionsprozesse und $p\bar{p}$ -Annihilation reduzieren die Anzahl der produzierten Teilchen im Target. Die mittleren freien Weglängen l_f^{part} von etwa 9 cm wurden für Kaonen und Pionen mit den aus der Literatur bekannten Teilchen-Nukleon-Wirkungsquerschnitten berechnet, während der $p\bar{p}$ -Annihilationsquerschnitt mit einem einfachen Modell abgeschätzt wurde, bei dem sich die Annihilationsquerschnitte der Protonen im Kern überlappen [Schr93].

Die Abhängigkeiten I-III des Teilchenproduktionsquerschnitts von der Targetdicke werden mit dem Korrekturfaktor χ_{part} berücksichtigt:

$$\chi_{part} = \left\{ \frac{1}{d} \exp\left(\frac{E|_{x=0} - E_{ref}}{E_A} - \frac{d}{l_f^{part}}\right) \int_0^d \exp\left(\left(-\frac{dE}{dx} \frac{1}{E_A} - 1/l_F^{Ni} + 1/l_f^{part}\right)x\right) dx \right\}^{-1}$$

Für das in dieser Arbeit beschriebene Experiment liegt χ_{part} zwischen 1.14 und 1.2.

Die \bar{p} -, K^- - und π^- -Produktionsquerschnitte bei der Referenzenergie E_{ref} erhält man damit aus:

$$\sigma_{inv}(E_{ref}) = \frac{E_{part}}{p_{part}^2} \cdot \frac{N_{part}}{\Delta\Omega \Delta p T (1 - \eta_{tot})(\rho/M) I_0 d} \cdot \chi_{part}$$

(E_{part}, p_{part})	: Teilchenenergie, -impuls
N_{part}	: Anzahl der gemessenen Teilchen (nach Zerfallskorrektur von K^- und π^-)
$\Delta\Omega, \Delta p$: Raumwinkel- und Impulsakzeptanz des FRS
T	: Transmission im Fragmentseparator
η_{tot}	: Totzeit
ρ, M	: Targetdichte- und Molmasse
I_0	: Anzahl der Projektilionen
d	: Targetdicke

Anhang B

Lorentz-Transformation

Bei Experimenten mit ruhendem Target bewegt sich das Schwerpunktsystem (cm) bezüglich des Laborsystem mit der Relativgeschwindigkeit β . Wählt man als z -Achse die Strahlrichtung, so transformiert sich bei dem Übergang vom Schwerpunktsystem zum Laborsystem der Vierer-Impuls $P = (E, \vec{p})$ eines Teilchens mit Energie E , und mit dem Impulsvektor \vec{p} nach:

$$\begin{pmatrix} E \\ \vec{p}_\perp \\ p_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & \mathbf{1} & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ \vec{p}_{\perp,cm} \\ p_{z,cm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma(E - \beta p_{z,cm}) \\ \vec{p}_{\perp,cm} \\ \gamma(p_z - \beta E_{cm}) \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

B.1 Winkelverteilungen im Impulsdiagramm

Die Winkel- und Impulsänderungen von Teilchen bei der Transformation in das Laborsystem veranschaulichen die Impulsdiagramme in Bild B.1, der geometrischen Umsetzung der Lorentz-Transformation für den oben beschriebenen Fall. Teilchen, die sich mit dem Impuls p_{cm} im Schwerpunktsystem bewegen, bilden einen Kreis um den Ursprung O_{cm} . Im Laborsystem sind die Impulsvektoren \vec{p}_{lab} auf einer Ellipse definiert, mit dem Ursprung O_{lab} , der relativ zu O_{cm} um $-\gamma\beta E_{cm}$ verschoben ist.

Bild B.1 zeigt die Impulsdiagramme eines Protons mit einem Schwerpunktsimpuls von 500 MeV bei Projektilenergien von 1 AGEV (a) und 2 AGEV (b). Die Impulsellipse ist für die kleinere Projektilenergie weniger exzentrisch. Wegen der hohen Masse des Protons gilt bei diesen Projektilenergien $\beta E > p$ und der Ursprung des Laborsystems liegt außerhalb der Ellipse (für β s. Tabelle 2.1). Für diesen Schwerpunktsimpuls finden sich daher im Laborsystem keine Protonen unter Rückwärtswinkeln. Die Winkelverteilung und die Verschiebung des Ursprungs ist bei gegebenem p_{cm} und β nur von der Teilchengeschwindigkeit oder wegen

$$\gamma(\beta_{cm}) = p_{cm}/m$$

nur von der Teilchenmasse abhängig. Dies erklärt die geringeren Abstände $O_{cm} - O_{lab}$ von Elektronen und Pionen in Bild B.1, wodurch diese Teilchen im Laborsystem bei größeren Winkeln vorkommen. Für die in dieser Arbeit besprochenen e^\pm -Energien von > 50 MeV

kann die Ruhemasse m_e gegenüber der Elektronenenergie vernachlässigt werden, so daß gilt:

$$O_{cm} - O_{lab} \simeq \gamma\beta p \quad (\text{B.2})$$

Die kinematische Situation von Zweikörperzerfällen ($X \rightarrow e^+e^-$) zeigt die Impulsellipse in Bild B.2. O_{cm} entspricht dem Ursprung des Schwerpunktsystems und $O_{lab} = O_{cm} - \gamma\beta E_{cm}$ dem des Laborsystems. Wegen $m_e \ll E_e$ wurde in der Zeichnung $\gamma\beta E_{cm}$ gleich $\gamma\beta p_{cm}$ gesetzt. Dadurch ist diese Ellipse bei gegebener Projektilenergie (hier 1 AGeV) bis auf eine Skalierung mit dem Absolutimpuls für Elektronen immer gültig, und für alle e^\pm -Impulse ergibt sich die gleiche Polarwinkelverteilung.

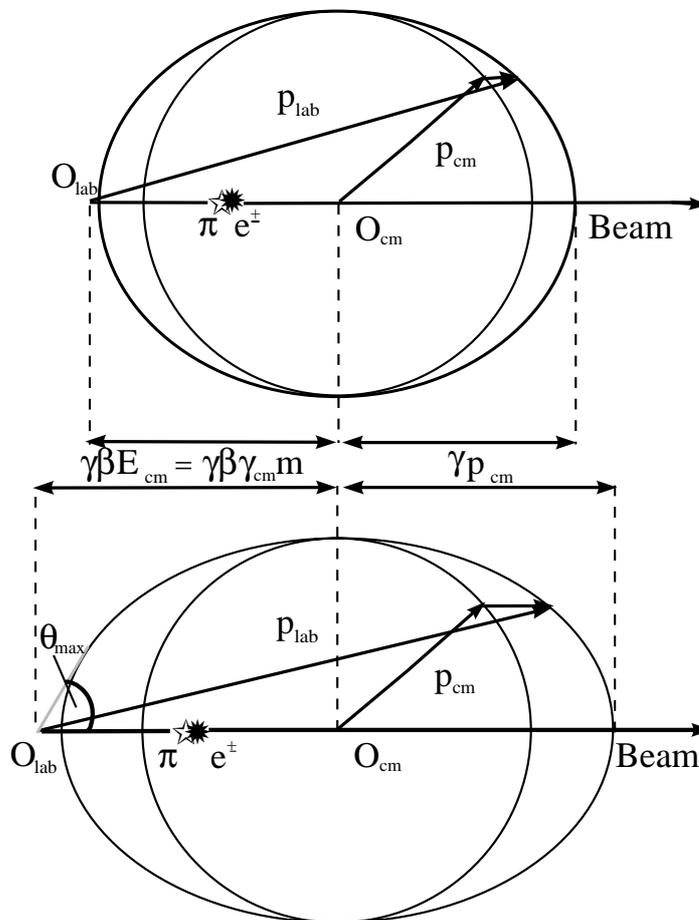


Bild B.1: Impulsdiagramme für Protonen mit Schwerpunktsimpuls $p_{cm} = 500$ MeV/c bei Projektilenergien von 1 AGeV (oben) und 2 AGeV (unten). O_{cm} , bzw. O_{lab} ist der Ursprung der Impulsvektoren im Schwerpunkt- bzw Laborsystem. Für Pionen und Elektronen liegen die Laborimpulsvektoren für $p_{cm} = 500$ MeV/c auf der selben Impulsellipse. Sie besitzen lediglich einen anderen Ursprung O_{lab} , der mit Sternen gekennzeichnet ist.

Die in Bild B.2 eingezeichneten Impulsvektoren der e^+e^- -Paare mit Ursprung in O_{cm} kennzeichnen den Polarwinkelbereich des Schwerpunktsystems, für den sowohl Positron als auch

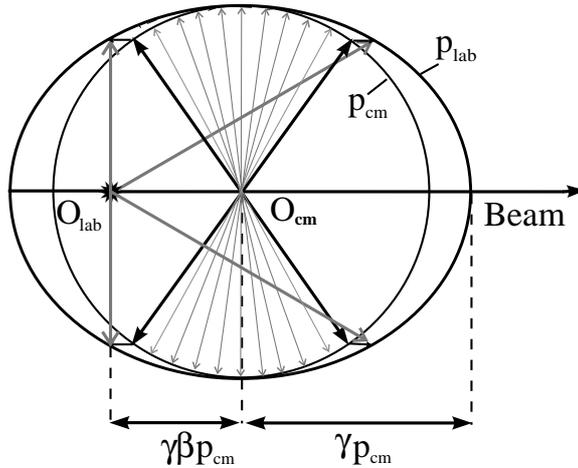


Bild B.2: Lorentz-Transformation dargestellt durch eine Impulsellipse für e^+e^- -Paare aus einem Zweikörperzerfall eines Teilchens, das im Schwerpunktsystem (cm) der Kollision ruht. Für einen festen Schwerpunktsimpuls p_{cm} (Kreis) ergeben sich in Abhängigkeit von dem Emissionswinkel bezüglich der Strahlachse ($Beam$) verschiedene Laborimpulse. Diese werden durch Vektoren beschrieben, die von O_{lab} zur äußeren Ellipse führen. Die Projektilenergie ist hier 1 AGeV.

Elektron im Laborsystem in Vorwärtsrichtung auftreten. Ebenso sind die resultierenden maximalen und minimalen Impulsvektoren der Leptonen im Laborsystem (Ursprung O_{lab}) eingezeichnet. Der Grenzwinkel ϑ_{grenz} , den eins der Teilchen im Schwerpunktsystem besitzen muß, damit das dazugehörige Antiteilchen mit einem Laborwinkel von 90° noch in Vorwärtsrichtung auftritt, ist gegeben durch:

$$\begin{aligned} & |\gamma p_{z,cm}| < |O_{cm} - O_{lab}| \simeq \gamma \beta p_{cm} \\ \Rightarrow & \frac{|p_{z,cm}|}{p_{cm}} = \cos(\vartheta) < \beta. \\ \Rightarrow & \cos(\vartheta_{grenz}) = \beta \end{aligned}$$

Der Raumwinkelbereich für das Polarwinkelintervall $[-\vartheta, \vartheta]$ nimmt jedoch gerade $\cos \vartheta$ des gesamten Raumwinkels (4π) ein. Somit entspricht β direkt der Akzeptanz von e^+e^- -Paaren in Vorwärtsrichtung (Tab. 2.2).

B.2 Impuls- und Winkelverteilungen im Laborsystem

Für beide in dieser Arbeit besprochenen Experimente (\bar{p} - und Kaonenproduktion, HADES) spielen die Verteilungen der Teilchen im Laborsystem eine besondere Rolle. Leichte Teilchen werden wegen ihrer kleineren Energie weniger stark in Strahlrichtung gedreht als schwere Teilchen. Ein Beispiel dafür geben die Impuls- Winkelkorrelationen von Nukleonen- und Pionen aus zentralen Schwerionenstößen in Bild 2.7. Pionen haben im Mittel höhere Polarwinkel und kleinere Impulse als die schweren Baryonen. Diese Charakteristik nimmt mit der Projektilenergie zu. Bei 2 AGeV Projektilenergie besitzen für sehr kleine Polarwinkel ($\vartheta < 10^\circ$) mehr als 5% der Nukleonen Impulse $p_{lab} > 3$ GeV/c, während nur wenige Prozent der Pionen Impulse über 1.5 GeV/c erreichen.

Am Fragmentseparator wird die \bar{p} - und K^- -Produktion bei fester Laborimpulseinstellung unter 0° zur Strahlachse (Polarwinkelakzeptanz $\simeq 3^\circ$) untersucht (Anhang A). Negative

Pionen sind wegen ihrer hohen Multiplizitäten für die meisten Untergrundereignisse verantwortlich. Da die Verhältnisse von \bar{p} - zu π^- -Rate und K^- - zu π^- -Rate in Vorwärtsrichtung am größten sind, erhält man dort die günstigsten Untergrundbedingungen.

B.3 Observablen der Reaktion

Zur Analyse der in Schwerionenstößen emittierten Teilchen, benötigt man geeignete Größen, die Aufschluß über die Art der Kollision (Ereignischarakterisierung) und über die Eigenschaften der Teilchen (Produktionswahrscheinlichkeit, Masse, Energie, etc.) im Schwerpunktsystem geben können.

Produktionswahrscheinlichkeit

Die relativistisch invariante Form des Wirkungsquerschnitts¹ σ_{inv} eines Teilchens der Energie E und mit dem Impuls p ist gegeben durch²:

$$\sigma_{inv} = E d^3\sigma/dp^3. \quad (\text{B.3})$$

Der Faktor E im Phasenraum d^3p/E wird benötigt, um in jedem Bezugssystem die gleiche Normierung für die Teilchendichte zu erhalten, da ein sich bewegendes Teilchen ein Volumen um den Faktor $\gamma = E/m$ kontrahiert sieht [Per89].

Transversalimpuls und Rapidität

Der Laborimpuls eines Teilchens mit einem bestimmten Schwerpunktimпульs ist abhängig von dem Polarwinkel ϑ_{lab} , unter dem es emittiert wird. Zur Beschreibung der Impulsverteilung im Schwerpunktsystem eignet sich die Aufteilung des Laborimpulsvektors in eine zur Strahlrichtung transversale Komponente p_{\perp} und in die longitudinale Komponente p_z .

Da die Lorentz-Transformation nur auf die parallele Impulskomponente wirkt, ist $\vec{p}_{\perp} = (p_x, p_y)$ lorentzinvariant, und die Impulsverteilungen des Schwerpunktsystems lassen sich direkt untersuchen.

Aus dem Longitudinalimpuls p_z läßt sich die Rapidität Y ableiten, die bezüglich der Lorentz-Transformation eine additive Größe darstellt:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \ln \left(\frac{E + p_z}{\sqrt{p_{\perp}^2 + m^2}} \right) \quad \stackrel{\text{oder}}{=} \quad \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \quad (\text{B.4})$$

Die Rapiditäten von Partizipanten, die in der Kollisionszone stark abgebremst werden, verteilen sich im Schwerpunktsystem um den Nullpunkt. Target- und Projektilteilchen der

¹ Eine andere oft verwendete Größe für die Produktionswahrscheinlichkeit ist die auf die Partizipantenzahl normierte Teilchenmultiplizität.

² Diese Form wird in Kapitel A verwendet.

äußeren Kernzonen, die nicht an der Reaktion teilnehmen (Spektatoren), behalten ihre ursprüngliche Rapidity. Da sich das Projektil nach obiger Definition in die positive z -Richtung bewegt, besitzen Projektilspektatoren maximale Rapiditäten, während sich Targetspektatoren im Bereich minimaler Rapidity befinden.

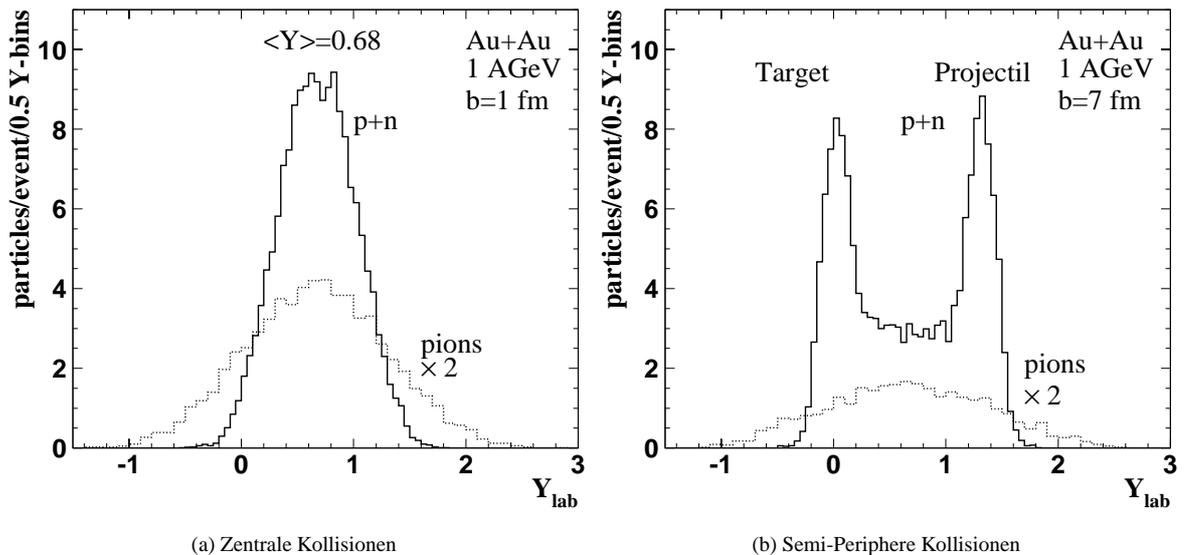


Bild B.3: Rapidityverteilung von Nucleonen und der Summe aller Pionen in Au+Au-Kollisionen bei 1 AGeV Projektilenergie (nach BUU-Rechnungen [Wol93]). Pionen wurden mit dem Faktor 2 skaliert.

Während die Nucleonenrapidityen in peripheren Stößen deutliche Maxima bei Target- und Projektilrapidityen bilden (Bild B.3b), besitzen sie in zentralen Stößen nur ein Maximum (hier: $\langle Y_{lab} \rangle = 0.68$) bei zentraler Rapidity (Bild B.3a). Durch die Abbremsung der Teilchen kann nicht mehr zwischen Projektil- und Targetnucleonen unterschieden werden. Pionen werden auch in peripheren Stößen im zentralen, verdichteten Bereich erzeugt, und besitzen daher in beiden Fällen nur ein Maximum bei zentraler Rapidity. Im kleineren Überlappbereich der beiden Kerne befinden sich weniger Nucleonen, wodurch die geringeren Pioneraten resultieren (s. Tabelle D.1).

Anhang C

Teilchenproduktion unterhalb der Schwelle

Die Schwellenenergie eines Teilchens wird definiert als die Energie, die im Nukleon-Nukleon-System oder im Laborsystem (kinetische Energie des Projektils) mindestens zur Verfügung stehen muß, um in einer freien NN-Kollision ein neues Teilchen zu erzeugen. Befinden sich im Ausgangskanal wieder zwei Nukleonen und zusätzlich neue Teilchen x_i der Masse m_i , so ist die Schwellenenergie im Schwerpunktsystem E_{thr}^{cm} durch die kinetische NN-Energie E_{kin}^{NN} gegeben, die der Summe der Teilchenmassen entsprechen muß:

$$E_{thr}^{cm} = E_{kin}^{NN} = \sqrt{s_{NN}} - 2m_u = \sum m_{x_i} \quad (C.1)$$

Im allgemeinen Fall (s. Tabelle 1.1) ergibt sich bei symmetrischen Stoßsystemen die Projektilenergie pro Nukleon E_{thr} für die direkte Produktion von n Teilchen einschließlich der Nukleonen im Ausgangskanal aus folgender Energiebilanz:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^n m_i &= \sqrt{s_{NN}^{thr}} = \sqrt{4m_u^2 + 2m_u E_{thr}} \\ \implies E_{thr} &= \frac{(\sum_{i=1}^n m_i)^2}{2m_u} - 2m_u \\ (NN \rightarrow NN+x:) &= 2m_x + \frac{m_x^2}{2m_u} \\ (NN \rightarrow NN+x+\bar{x}:) &= 4m_x + \frac{2m_x^2}{m_u} \end{aligned} \quad (C.2)$$

Die unteren beiden Zeilen beziehen sich auf die Spezialfälle der Erzeugung eines Teilchens x sowie eines Teilchen-Antiteilchen-Paares. Hierbei ergibt sich $s_{NN} = 4m_u^2 + 2m_u E_{thr}$ aus der Lorentz-Invarianz von $\mathcal{P}^2 = s_{NN} - \vec{p}_{cm}^2 = (E_{NN}^{lab})^2 - (\vec{p}_{NN}^{lab})^2$. Dabei gilt für den Schwerpunktsimpuls $p_{cm} = 0$, für die totale Energie im Laborsystem $E_{NN}^{lab} = E_{thr} + 2m_u$ und für den Laborimpuls $p_{NN}^{lab} = E_{thr} + 2m_u$.

Die in Tabelle 1.1 aufgeführten Schwellenenergien E_{thr} wurden mit Glg. C.2 aus den aufgeführten direkten Produktionsprozessen errechnet. Die mindestens benötigte kinetische NN-Energie E_{prod} (im Schwerpunktsystem) erhöht sich mit der kinetischen Energie des Teilchens:

$$\begin{aligned} E_{prod} &= \sum_{i=1}^n m_i - 2m_u + E_{kin}^{x,cm} \\ (NN \rightarrow NN+x+\bar{x}:) &= 2m_x + E_{kin}^{x,cm} \end{aligned} \quad (C.3)$$

Anhang D

Mikroskopische Transportmodelle

Mikroskopische Transportmodelle dienen der Beschreibung von Schwerionenstößen. Dies geschieht durch die Propagation jedes Teilchens, wobei die Verteilungsfunktion des n -Teilchensystems durch Summation aller Einteilchenverteilungsfunktionen ermittelt wird. Die verwendeten Gleichungen werden unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips aus der Liouville-Gleichung für die Phasenraumbesetzung eines n -Teilchensystems abgeleitet.

Zur Simulation der Spektrometereigenschaften von HADES werden die Ergebnisse für Multiplizitäten und Impuls- und Winkelverteilungen von Hadronen (Au+Au bei 1 AGeV; Ni+Ni bei 2 AGeV) folgender mikroskopischer Modelle verwendet:

- I. Von der Gießener Theoriegruppe [Wol93], erhielten wir mit dem BUU-Modell¹ [Aic86] [Cas90] gerechnete Teilchenverteilungen.
Die zeitliche Änderung der Einteilchenfunktion und damit die Änderung der Besetzungszahl einer Zelle wird hier beschrieben durch die BUU-Gleichung, die von freien Nukleon-Nukleon-Stößen ausgeht. BUU verwendet punktförmige Einteilchenfunktionen (δ -Funktionen) und benötigt daher in der numerischen Realisierung für jedes Nukleon die parallele Propagation mehrerer ($\simeq 15$) Testteilchen. Aus der Mittelung über alle Testteilchen wird in jedem Simulationsschritt die Phasenraumdichte und ein mittleres Feld berechnet, das durch die lokale Dichte und die nukleare Zustandsgleichung bestimmt ist.
- II. Die Teilchenverteilungen (Au+Au 1 AGeV) der Frankfurter Gruppe stammen aus IQMD-Rechnungen², für die eine harte Zustandsgleichung der Kernmaterie angenommen wurde (Kompressibilität $K=380$ MeV); Im Gegensatz zur BUU haben hier die Verteilungsfunktionen der Nukleonen eine Ausdehnung im Orts- und Impulsraum, die durch Gaußfunktionen fester (aber systemabhängiger) Breite beschrieben wird. Die Teilchen werden mittels der Hamiltonschen Bewegungsgleichungen mit der Hamiltonfunktion des Gesamtsystems propagiert, welche nur aus Zwei- und Dreiteilchenwechselwirkungen zusammengesetzt ist. Durch diese Methode werden mit IQMD Dichtefluktuation und Zweiteilchenkorrelationen besser berücksichtigt, die für die Fragmentbildung wichtig sind.

¹Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck

²Isospin-Quanten-Molekular-Dynamik [Har94, Bas93]

Beide Modelle berücksichtigen neben elastischen auch inelastische Kollisionen, die zur Nukleonenanregung und Teilchenproduktion führt. Auch die neu entstandenen Teilchen (Pionen, Kaonen, etc.) werden mit all ihren Wechselwirkungen propagiert; nach der Simulation einer genügend großen Zahl von Kern-Kern-Kollisionen wird die Produktionswahrscheinlichkeit berechnet. (Die relativistischen Erweiterungen **RQMD** und **RBUE** zeigen bei Projektilenergien von 1 bis 2 AGeV nur leichte Abweichungen [Pur95, Leh94].)

Da Fragmentbildung eher bei weniger zentralen Stößen³ von Bedeutung ist und bei Projektilenergien von 1 bis 2 AGeV nur leichte Abweichungen in den beobachtbaren Verteilungen von Rapidität, Transversalimpuls, Baryonenmultiplizität etc. existieren, eignen sich beide Modelle zur Beschreibung der in dieser Arbeit betrachteten zentralen Kollisionen [Har94].

Pionenmultiplizitäten

Stoßsystem	Modell	N_{π^0}	N_{π^+}	N_{π^-}
Au+Au 1 AGeV 1 fm	Exp.	8-10	6-7	13-15
	BUU	17	14	25
	IQMD	27	20	33
7 fm	Exp	3.5	5	6.5
	BUU	9	8	13
Ni+Ni 2 AGeV b=1fm	Exp.		4-5	4.5-6
	BUU	11.8	11.1	12.1
	IQMD			$\simeq 10$

Tabelle D.1: Mittlere Pionenmultiplizitäten in Schwerionenkollisionen nach IQMD-[Bas93] und BUU[Wol93]-Rechnungen im Vergleich mit experimentellen Daten (aus [Sen94]).

Für die HADES-Simulation standen BUU- und IQMD-Ereignisse zur Verfügung, welche in den Pionenmultiplizitäten voneinander und insbesondere von den experimentellen Daten abweichen. Tabelle D.1 zeigt, daß Pionenzahlen der IQMD teilweise mehr als einen Faktor zwei über den Daten der Experimente FOPI (π^+ , π^-), KAOS (π^+) und TAPS (π^0) liegen, wobei die QMD-Pionenzahlen stärkere Abweichungen zeigen⁴. Die relativen Raten $\pi^0/\pi^+/\pi^-$ stimmen dagegen in allen Fällen nahezu überein. Die bei niedriger Projektilenergie deutlich höhere Multiplizität von negativen gegenüber positiven Pionen ist in Übereinstimmung mit dem Verhältnis von negativen und positiven Pionen, das sich aus der Isospinzerlegung im Rahmen des Isobarenmodells ergibt [Jak91].

Da der HADES-Untergrund dominierend aus den Zerfallsprodukten des π^0 -Mesons gebildet wird (s. Kapitel 7), mußte der simulierte e^+e^- -Untergrund für diese Abweichungen korrigiert werden.

³Allerdings wird ein geringer Anteil leichter Fragmente in zentralen Au+Au-Kollisionen (1 AGeV) beobachtet [Spe93]; QMD-Rechnungen [Les94] ergeben für dieses System ebenfalls die Produktion leichter Fragmente.

⁴Aus der in [Sen94] experimentell angegebenen Zahl der partizipierenden Nukleonen wurde der Stoßparameter abgeleitet.

Anhang E

RICH-Geometrie

Die Fokussierungseigenschaften von Konkavspiegel (sphärisch, elliptisch, parabolisch) wurde nach den auf Seite 42 angegebenen Anforderungen für verschiedene Target- und Detektorabstände untersucht:

- (i) Der Strahlengang wurde in einer systematischen Vorstudie in Abhängigkeit von der Geometrie analytisch berechnet.
- (ii) Aus (i) wurden geeignete Anordnungen nach ihren Abbildungseigenschaften für nachfolgende Monte-Carlo-Simulationen ausgesucht. Damit wurde die Abbildungsqualität in Abhängigkeit von der Detektorposition und unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung des Elektrons, von Randfeldern und von der Dispersion des Čerenkov-Lichts im Radiatorgas ermittelt.

E.1 Fokussierung paralleler Čerenkov-Strahlen

Das Elektron durchläuft den Radiator mit einem Polarwinkel θ zur Strahlrichtung und emittiert dabei in einem Kegel Čerenkov-Photonen (z. B. Bild E.1a), wobei der Öffnungswinkel des Kegels. Schneidet man diesen Kegel mit einer Ebene, in der die e^\pm -Trajektorie enthalten ist, so beschreiben die emittierten Photonen zwei parallele Strahlenbündel mit den Winkeln $\theta - \theta_c$ und $\theta + \theta_c$. Konkave Spiegel fokussieren je zwei parallele Strahlen nach der Reflexion in einem Punkt. Ein ausgedehntes Bündel paralleler Strahlen hat im allgemeinen jedoch keinen gemeinsamen Fokalfpunkt. Der Čerenkov-Kegel wird zudem nur in einem gut fokussierten Ring abgebildet, falls die Fokalfpunkte aller parallelen Strahlenbündel auf der Detektorfläche liegen.

Obwohl es sich hier in Analogie zur Astronomie um die Fokussierung paralleler Strahlen durch einen Spiegel handelt, gibt es entscheidende Unterschiede :

- Es handelt sich im RICH um *schmale* parallele Strahlenbündel mit einem maximalen Abstand von etwa 3 cm. Teleskope dagegen sollen (je nach Spiegelöffnung) Strahlenbündel mit maximalen Abständen von mehr als 10 cm in einem Punkt fokussieren¹.
- Während wegen der begrenzten Öffnung der Teleskope Strahlen mit kleinen Einfallswinkeln fokussiert werden müssen, besitzen die Čerenkov-Photonen große Winkel von 15° bis 88° .

¹ Ohne Korrekturplatten oder -spiegel ist das nicht möglich, und ein Stern wird nicht als Punkt sondern als verwaschene Ellipse abgebildet (Koma).

E.2 Strahlengang im sphärischen Spiegel

Strahlen, die unter dem Winkel δ_r zur Spiegelnormale einfallen und reflektiert werden, treffen die Spiegelhauptachse, zu der sie parallel sind, nach dem Reflexionsgesetz¹ in dem Punkt $f = \frac{R}{2 \cos \delta_r}$ (Glg. 3.6). Das bedeutet:

Während achsennahe parallele (*paraxiale*) Strahlen im Punkt $f = R/2$ auf ihrer Hauptachse fokussiert werden, treffen sich achsenferne parallele Strahlen nur auf der Hauptachse (im Punkt $f = R/(2 \cos \delta_r)$), wenn sie den gleichen Reflektionswinkel und daher den gleichen Abstand zu ihrer Hauptachse besitzen.

Emission aus dem Spiegelmittelpunkt

Ein einfaches Beispiel für den Strahlengang von Čerenkov-Licht ist die Anordnung in Bild E.1a, bei der sich das Target im Spiegelmittelpunkt O befindet. Bei sphärischen Spiegeln bildet jeder Radiusvektor eine Hauptachse; im Fall der Bild E.1a, sind das für die beiden Photonenwinkel jeweils der äußerste und innerste Čerenkov-Strahl mit Ursprung im Target. Für alle e^\pm -Winkel und alle Photonenemissionsrichtungen treffen die Photonen den Spiegel etwa senkrecht (d. h. $\cos \delta_r \simeq 1$). Parallele Strahlen werden auf einer Fokalkugel mit dem Radius $f = R/2$ in einem Punkt fokussiert.

Emissionsort nicht im Spiegelmittelpunkt

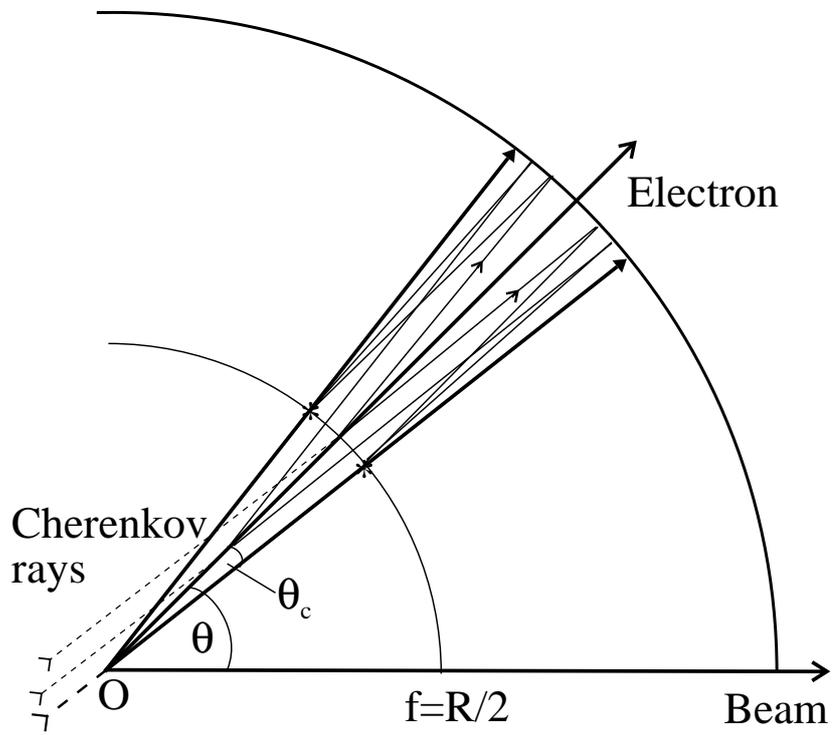
Damit die Fokussierung in Rückwärtsrichtung bezüglich des Targets stattfindet, muß der e^\pm -Emissionspunkt vom Spiegelmittelpunkt weg in Spiegelrichtung gerückt werden. Da die Hauptachsen durch den Spiegelmittelpunkt gehen, handelt es sich bei den Čerenkov-Photonen vor allem bei großen Polarwinkeln nicht mehr um paraxiale Strahlen.

- Der Reflektionswinkel (Winkel bezüglich der Spiegelnormalen) δ_r nimmt zu und $\cos \delta_r$ wird kleiner (s. Bild 3.6 für einen Targetabstand $\overline{OT} = 0.55 R$).
- Die Situation ist nicht mehr symmetrisch für parallele Strahlen, die in einer Ebene zu ihrer Hauptachse liegen (radial) und solche, die zwar die gleiche Hauptachse besitzen, aber keine gemeinsame Ebene mit dieser bilden (azimutal).

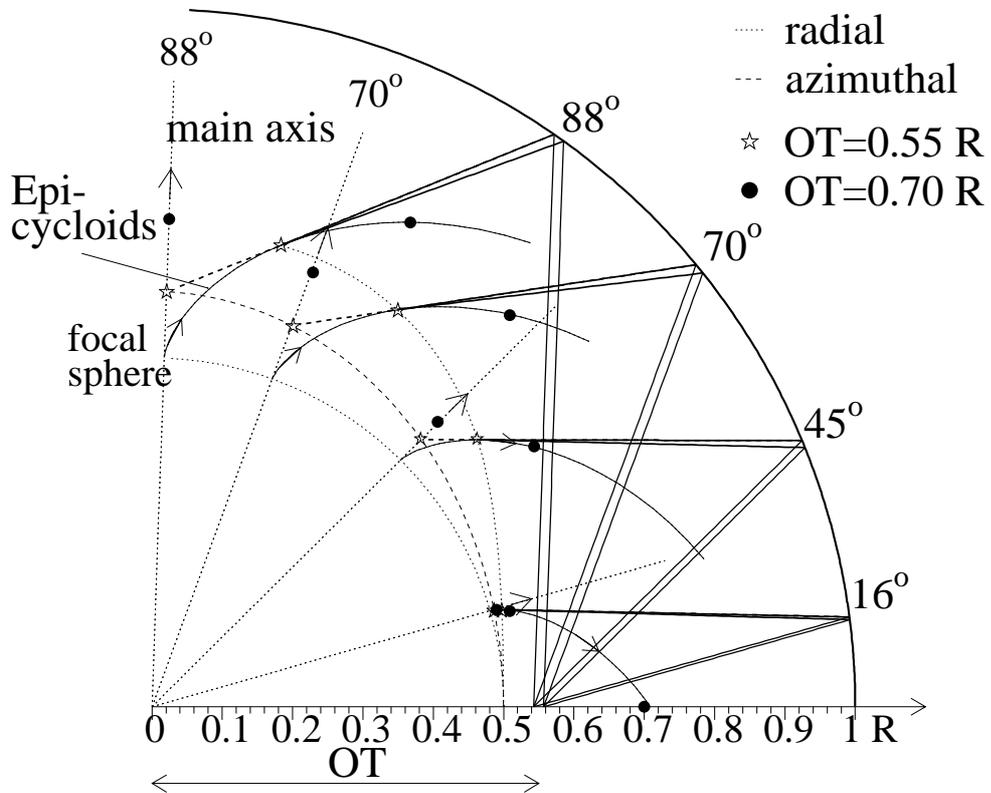
Radial parallele Strahlen

Radial parallele Strahlen besitzen verschiedene Reflektionswinkel δ_r , da sie in der Ebene, in der sie parallel sind, fokussiert werden. Die Fokalfunkte paralleler Čerenkov-Strahlenbündel wandern ausgehend von dem Punkt der Hauptachse, der die Fokalkugel schneidet, mit abnehmendem Target-Spiegelabstand \overline{OT}/R entlang einer Epizykloide in Spiegelrichtung

¹ Einfallswinkel und Ausfallswinkel bilden mit der Senkrechten gleiche Winkel



(a) Das Elektron wird aus dem Spiegelmittelpunkt emittiert.



(b) Kleinere Targetabstände.

Bild E.1: Strahlengang von Čerenkov-Photonen in einem sphärischen Spiegel für verschiedene Abstände \overline{OT} des Targetpunkts T zum Spiegelmittelpunkt O

[Ber78]². Für jeden Photonenwinkel, wie in Bild E.1b einschließlich der maximalen und minimalen von HADES akzeptierten Winkel eingezeichnet, existiert eine entsprechende Hauptachse mit solch einer Epizykloide. Zwei radial parallele Čerenkov-Strahlen werden entsprechend Glg. 3.6 nach der Strecke $f_{rad} = \frac{R \cos \delta_r}{2}$ fokussiert.

Mit dem Polarwinkel wird diese Strecke kürzer und die Abweichung zur Fokalkugel größer. Die Fokalfläche, die aus der Rotationssymmetrie um die Strahlachse folgt, richtet sich mit zunehmendem \overline{OT}/R immer mehr auf, wie am Beispiel von $\overline{OT} = 0.55 R$ (HADES) und $\overline{OT} = 0.7 R$ zu sehen ist.

Azimutal parallele Strahlen

Strahlen sind senkrecht zu der von e^\pm -Trajektorie und Strahl aufgespannten Ebene zueinander parallel und werden nicht in dieser Ebene fokussiert. Sie besitzen gleiche Reflektionswinkel δ_r und werden nach Glg. 3.6 bei $f_{azi} = \frac{R}{2 \cos \delta_r}$ auf der Hauptachse fokussiert; Die Fokalfunkte wandern daher bei gegebenem Emissionswinkel mit zunehmendem \overline{OT}/R von der Fokalkugel entlang der Hauptachse nach außen. Daraus folgt eine stärkere Krümmung der *azimutalen* Fokalfläche in Rückwärtsrichtung.

Elliptische Ringe

Nur bei Emission aus dem Spiegelmittelpunkt werden die Strahlen eines Kegels für alle Richtungen nach der gleichen Strecke f fokussiert, da der Spiegel näherungsweise senkrecht getroffen wird und es gilt $\cos \delta \simeq 1$. Der Čerenkov-Kegel wird auf der Fokalkugel unabhängig vom Emissionswinkel als Kreis mit konstantem Radius abgebildet:

$$r = f \tan \vartheta_c \quad (\text{E.1})$$

Bei anderen Targetpositionen ändert sich der Ringradius r , d. h. der Abstand zwischen Fokalfpunkt und Ringmittelpunkt in Abhängigkeit von der Emissionsrichtung der Photonen innerhalb des Kegels.

1. Azimutale Čerenkov-Strahlenbündel besitzen den Polarwinkel des Elektrons, und haben daher gleiche Reflektionswinkel, so daß die Beziehung E.1 lokal mit $f = f_{azi}$ aus Glg. 3.6 gültig ist. Die azimutale Fokallänge wird mit $1/\cos \delta_r$, d. h. mit zunehmendem Polarwinkel größer.
2. In radialer Richtung unterscheiden sich dagegen Polarwinkel, Reflektionswinkel und Fokallängen der Bündel eines Kegels. Die Radien sind von mehreren Faktoren abhängig:

²Diese Fokalkurve naher paralleler Strahlen ist bekannt als Katakaustik. Im Falle von Schmidt- und Maksutov-Teleskopen, wird die sphärische Aberration durch eine Korrekturplatte an der Teleskopöffnung so korrigiert, so daß die Fokalfläche wieder eine Kugel resultiert. Gute Aufnahmen erhält man mit der Schmidtamera durch entsprechend gewölbte Photoplatten.

- a. Nur falls die Fokalfläche den Čerenkov-Kegel senkrecht durchschneidet, gilt

$$r_{\perp} = f_{rad} \tan \vartheta_c \simeq \frac{R}{2} \cos \delta_r \tan \vartheta_c \quad (\text{E.2})$$

Durch die verschieden langen Fokussierungsstrecken schneidet die Fokalfläche den Kegel mit einem Winkel $\alpha < 90^\circ$ und der radiale Ringradius r wird größer.

$$r/r_{\perp} = \frac{\tan \vartheta_c}{\sin \alpha - \cos \alpha \tan \vartheta_c}. \quad (\text{E.3})$$

- b. Wird die e^{\pm} -Trajektorie im Targetpunkt T und dem Winkel ϑ emittiert, so gehören zu dem Strahlenbündel mit $\vartheta \pm \vartheta_c$ Targetpunkte aus dem Intervall $[T, T \pm x(\vartheta)]$. Daher liegen die radialen Fokalfunkte nicht auf der gleichen Fokalfläche.
- c. Da die Detektorfläche nicht der Fokalfläche entspricht, können, je nachdem wie und wo der Detektor die Kegel schneidet, andere Ringradien resultieren.

Die Betrachtungen des Strahlengangs zeigen den entscheidenden Einfluß der Targetposition auf die Fokussierungseigenschaften des RICH. Durch eine Verschiebung des Targets in Spiegelrichtung, richten sich die Fokalflächen zunehmend auf und der Abstand zwischen radialer und azimuthaler Fokalfläche vergrößert sich, so daß die Exzentrizität der Ringe zunimmt.

Abbildungsqualität

Da das 60° UV-Detektorsegment nicht gewölbt ist, unterscheidet sich die Abbildungsqualität je nachdem, ob die Photonen in der Mitte des Detektors oder eher an den azimuthalen Rändern auftreffen. Bei einer Größe der Photokathodenplättchen von $6 \times 6 \text{ mm}^2$ sind diese Abweichungen, welche die Radiusbreite um etwa 1-2 mm verändern können, kaum von Bedeutung. Zudem resultiert durch die endliche Ausdehnung des Strahls und die Targetsegmentierung ein breiterer Fokalebereich.

E.3 Asphärische Spiegel

Im Hinblick auf eine einfachere Detektoranordnung mit ungekippten Detektorsegmenten oder geeignetere Fokussierungseigenschaften wurden zusätzlich asphärische Spiegeltypen untersucht. Dabei wurde Rotationssymmetrie um die Strahlachse z angenommen. Die verwendete Spiegelparametrisierung für einen Punkt (z, h) mit $h^2 = x^2 + y^2$ auf der Spiegeloberfläche lautet:

$$\alpha \frac{z^2}{a^2} + \beta \left(\frac{2z}{a} - 1 \right) + \frac{h^2}{a^2} - 1 = 0 \quad (\text{E.4})$$

Für qualitative Untersuchungen wurde die Skalierungsgröße $a = 1$ gesetzt. Diese allgemeine Form beinhaltet mit $\alpha = \beta = 0$ und dem Spiegelradius a den sphärischen Spiegel: $h^2 - a^2 = 0$ sowie die im Detail untersuchten Spezialfälle, des parabolischen und elliptischen

Spiegels. Aus Glg. E.4 werden der Auftreffpunkt auf dem Spiegel, aus ihren Ableitungen nach den Variablen z und h die Spiegelnormale und der lokale Krümmungsradius R_{loc} an diesem Punkt in Abhängigkeit von Targetposition und Emissionswinkel berechnet. Die reflektierten Strahlen werden dann wie im sphärischen Fall nach der Strecke $R_{loc}/(2 \cos \delta)$ (radial) bzw. $R_{loc} \cos \delta/2$ (azimutal) fokussiert. Bild E.3 zeigt den Strahlengang für die verschiedenen Spiegelformen bei vergleichbarer Weglänge l_0 .

Die tabellarische Auflistung der Spiegeleigenschaften auf Seite 152 läßt sich folgendermaßen zusammenfassen: Mit den einfachen Lösungen (parabolisch, elliptisch) nicht-sphärischer Spiegel lassen sich keine wesentlichen Verbesserungen erzielen. Es kann nicht ausgeschlossen werden, daß geeignete Spiegelssysteme existieren:

- Mit größerem analytischen Aufwand lassen sich asphärische Spiegelflächen, z. B. in höherer Ordnung von h ($z = ah^2 + bh^4 + ch^6 + \dots$) berechnen [Schu88].
- Der Strahlengang kann durch zwei oder mehr Spiegel korrigiert werden [Schu88]. Unter den geometrischen Bedingungen des HADES-Experiments konnte keine einfachen Lösungen eines Mehrfachspiegelsystems gefunden werden.
- Die Fokussierungseigenschaften können verändert werden, indem
 1. der Spiegel in mehrere Segmente mit verschiedenen Krümmungsradien über den Polarwinkelbereich unterteilt wird [Koe93].
 2. der Spiegel so positioniert wird, daß das Target nicht auf der Spiegelachse liegt [Roc92].

Im ersten Fall werden die Ringe teilweise in zwei Halbkreise unterschiedlicher Radien zerteilt, im zweiten Fall ergeben sich in der Nähe der Detektorrahmen Verluste in azimuthaler Richtung.

Insbesondere die endliche Ausdehnung des Emissionspunkts und die Verwendung ungewölbter Detektorsegmente beeinflussen die Abbildungsqualität einer optimierten Fokussierung. Ein erhöhter technischer und Kostenaufwand scheint daher nicht gerechtfertigt, zumal eine verbesserte Ringqualität nur mit kleineren Flächen der Kathodenplättchen zu einer effizienteren Ringerkennung führt. Das Argument, das für eine andere Lösung als die vorgeschlagene sprechen würde, ist jedoch eine Angleichung der Radiatorlängen über den akzeptierten Polarwinkelbereich.

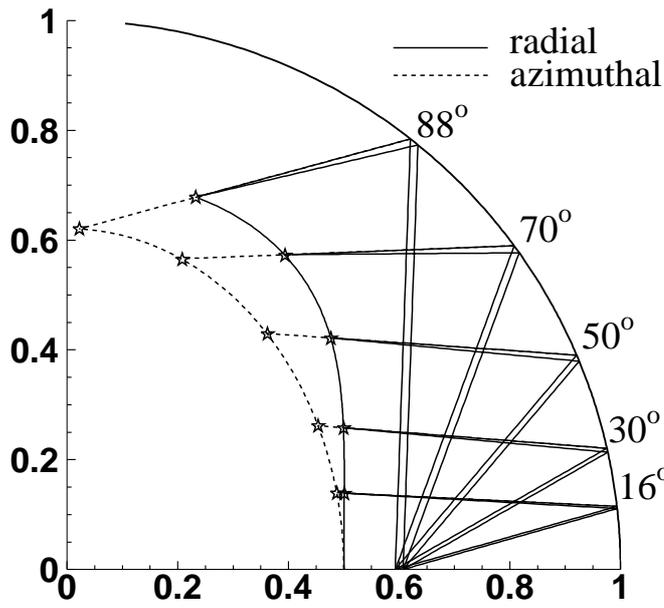


Bild E.2: Sphärischer Spiegel. Der Targetabstand zum Spiegelmittelpunkt ist $\overline{OT} = 0.6 R$. die Fokalfächen beginnen auf der Hauptachse bei $f = R/2$. $l_{90^\circ}/l_{0^\circ} \simeq 2$

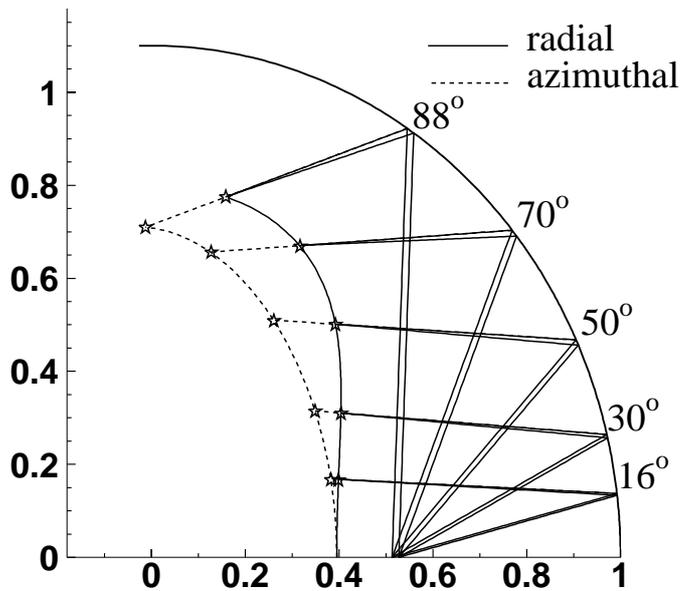


Bild E.3: Elliptischer Spiegel mit $a = 1.1 b$, wobei a die große Hauptachse und b die in Strahlrichtung liegende kleine Hauptachse des Ellipsoids ist. $l_{90^\circ}/l_{0^\circ} \simeq 1.94$

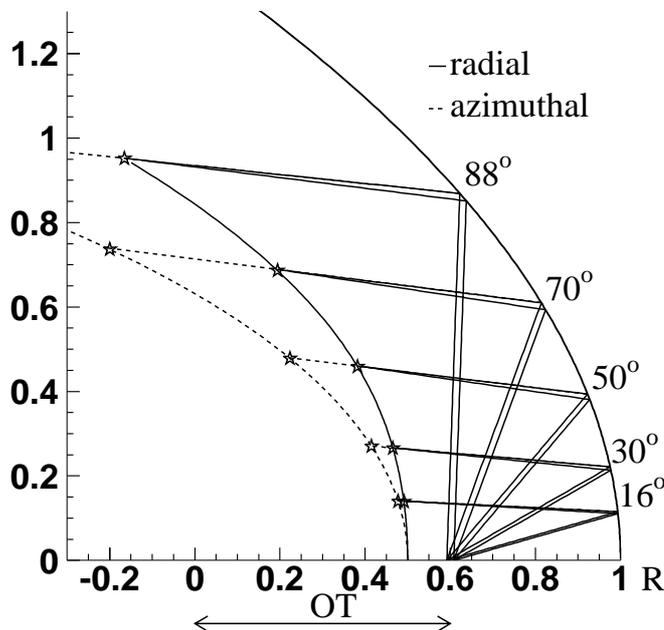


Bild E.4: Parabolischer Spiegel. Der Targetabstand ist $\overline{OT} = 0.6 a$, wobei a den Halbparameter angibt. Das Paraboloid wird für kleinere Polarwinkel durch eine Kugel beschrieben. $l_{90^\circ}/l_{0^\circ} \simeq 2.25$.

Elliptische Spiegel

$$\beta = 0, \alpha = a^2/b^2$$

$$z^2/b^2 + h^2/a^2 - 1 = 0$$

Außer der Skalierungsgröße a (hier die große Ellipsenhauptachse), benötigt man im Gegensatz zum sphärischen Spiegel als weiteren Parameter die kleine Hauptachse b .

- Das Licht einer Punktquelle, die sich in einem Fokus der Ellipse befindet, wird im anderen Fokus fokussiert³
- Ein Strahlengang mit rückwärtsgerichteter Detektorposition ergibt sich, mit der kleinen Ellipsoidhalbachse b in Strahlrichtung.
- Der lokale Krümmungsradius wird mit zunehmendem Polarwinkel kleiner.
- Bei festen Werten für Targetposition und für die kleine Halbachse b bewirkt eine Vergrößerung der Ellipsoid-Exzentrizität durch Erhöhung von a :
 1. Das Verhältnis der Radiatorlängen l_{90°/l_{0° nimmt zu.
 2. Die Fokalflächen richten sich auf.
 3. Der Abstand zwischen Target und Fokalbereich vergrößert sich.
 4. Azimutale und radiale Fokalfläche trennen sich zusehens.

Fazit: Der Strahlengang bei Erhöhung der Spiegelexzentrizität verhält sich ähnlich wie beim Vorrücken des Targets im sphärischen Spiegel.

Vorteile

Bei vergleichbaren Detektorabständen zum Target und bei ähnlicher Fokussierung wie beim sphärischen Spiegel lassen sich unter Verwendung eines ungekippten Detektors bessere Verhältnisse l_{90°/l_{0° erreichen (s. Bild E.3b für den Fall $a/b = 1.1$ und $\overline{OT} = 0.55 R$).

Nachteile

Da der lokale Krümmungsradius des Ellipsoids mit dem Polarwinkel abnimmt, werden die Ringe kleiner und die Ringerkennung wird erschwert.

Höhere Herstellungskosten im Vergleich zu sphärischen Spiegeln.

Parabolische Spiegel

$$\alpha = 0, \beta = 1$$

$$z - a + h^2/2 = 0.$$

a = Halbparameter; der Koordinatenursprung ist so gewählt, daß der Scheitelpunkt der Parabel bei $z=a$ liegt. Im Brennpunkt, der sich damit bei $z=a/2$ befindet, ist der Abstand h zur Parabel durch den Halbparameter a gegeben.

- Alle Strahlen, die aus dem Brennpunkt (auf der Hauptachse) emittiert werden, nach der Reflektion am Spiegel parallel zueinander verlaufen (und umgekehrt).
- Die Rotationsparaboloid läßt sich im Zentrum durch eine Kugel mit dem Radius a annähern und besitzt daher bei kleinen Polarwinkeln die Fokussierungseigenschaften des sphärischen Spiegels: die Fokalfläche hat ihren Ausgangspunkt bei $a/2$.
- Bei großen Polarwinkeln öffnet sich die Parabel gegenüber der Kugel nach außen. Der lokale Krümmungsradius wird größer. Die Spiegelhöhe erreicht bei gleicher Targetposition größere Werte.
- Mit der Targetposition als einzigem zu variierenden Parameter ist die Zahl der Lösungen im Vergleich zum Ellipsoid stark eingeschränkt.

Da die reflektierten Strahlen eine sehr schräge Fokalfläche bilden, vergrößert sich der radiale Ringradius nach Glg. E.3 und die Exzentrizität verringert sich entsprechend: Die abgebildeten Ringe sind fast perfekte Kreise.

- Die Abbildungseigenschaften erfordern einen großen Detektorkippwinkel und eine große Detektorfläche;
- Das Verhältnis l_{90°/l_{0° wird sehr ungünstig, da der Spiegel sich stark öffnet.
- Ringradius wächst mit dem Polarwinkel.

³Diese Eigenschaft elliptischer Spiegel wird verwendet, um alle Photonen eines Čerenkov-Kegels in einem Punkt zu fokussieren (z. B. [Ach90]).

Literaturverzeichnis

- [Ach90] W. Achenbach et al., Nucl. Inst. Meth. **A294** (1990) 234
- [Ada94] W. Adam in [Bari93] 68
- [Aic85] J. Aichelin & G. Bertsch, Phys. Rev. **C31** (1985) 1730
- [Aic86] J. Aichelin & H. Stöcker, Phys. Lett. **B176** (1986) 14
- [Ake95] T. Åkesson & C. M. Ko, Z. Phys. **C68** (1995) 74
- [And94] D. F. Anderson, S. Kwan & V. Peskov in [Bari93] 109
- [Ani81] A. Anishetty, P. Koehler & L. McLerran, Phys. Rev. **D22** (1981) 2793
- [Asa93] M. Asakawa & C.M. Ko, Nucl. Phys. **A560** (1993) 399; Phys. Rev. **C48** (1993) R526
- [Asa94] M. Asakawa & C. M. Ko, Nucl. Phys. **A572** (1994) 732
- [Asb67] J. G. Asbury et al., Phys. Rev. Letters **19** (1967) 865
- [Ave94] R. Averbeck et al., GSI-Report 94-80 (1994)
- [Bari93] 1st Workshop on Ring Imaging Čerenkov Detektors, Bari, Italy, 1993, Nucl. Inst. Meth. **A343** (1994)
- [Bark85] L. M. Barkov et al., Nucl. Phys. **B256** (1985) 365
- [Bart95] R. Barth, E. Grosse & P. Senger, GSI Nachrichten 10 (1995) 9
- [Bart85] H. W. Bartz & H. Iwe, Phys. Lett. **B153** (1985) 217
- [Bas93] S. Bass, *Kollektive Effekte von Pionen bei SIS-Energien*, Diplomarbeit Universität Frankfurt, GSI-Report 93-13 (1993)
- [Bas95] S. Bass, persönliche Mitteilung
- [Bat91] G. Batko et al., Phys. Lett. B **256** (1991) 331
- [Bau78] T. K. Bauer et al., Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 261
- [Bau94] R. Baur et al., Nucl. Inst. Meth **A343** (1994) 87, 231
- [Ber78] L. Bergmann & C. Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band III Optik, H. Gobrecht (ed.), Berlin-New York 1978
- [Ber94] F. D. Berg et al. Phys. Rev. Lett. 14 (1994) 977
- [Ber95] U. Berger et al., Nucl. Inst. Meth. **A360** (1995) 411
- [Ber84] G. F. Bertsch, S. Das Gupta & H. Kruse, Phys. Rev. **C29**, (1984) 673
- [Bra89] A. Braem & H. Ries, CERES-Note 39 1989
- [Bra94] A. Braem et al. in [Bari93] 163
- [Bre94] A. Brenschede, *HADES Simulation: RICH, 1994*
- [Bro90] G. Brown, H. Müther & M.Prakash, Nucl. Phys. **A506** (1990) 565
- [Bro91] G. Brown & M. Rho, Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2720
- [Bro95] R. Brockmann & W. Weise, *Hadrons in Nuclear Matter*, ed.: H. Feldmeier, W. Nörenberg, Workshop Hirschegg, Austria (1995) 12
- [GEA93] GEANT 315 - Detector description and simulation tool, CERN Program Library Long Writeup, W5013, CERN (1993)

- [Bu90] W. Buckel, *Supraleitung*, VCH, 4. Auflage (1990)
- [Car89] J. Carrol et al., Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 1889
- [Cas90] W. Cassing et al., Phys. Rep. **188** (1990) 363
- [Chi82] G. Chin, Phys. Lett. **B119** (1982) 51
- [Dre88] A. Drees et al., Nucl. Inst. Meth. **A273** (1988) 793
- [Dre95] A. Drees, *Hadrons in Nuclear Matter*, ed.: H. Feldmeier, W. Nörenberg, Workshop Hirschegg, Austria (1995) 151
- [Dor65] D. Dorfman et al., Phys. Rev. Lett. **14** (1965) 995
- [Dov79] C. B. Dover & G.E. Walker, Phys. Rev. **C19** (1979) 1393
- [Don89] J. F. Donoghue, Ann. Rev. Nucl. Sci. **39** (1989) 1
- [Dru90] E. Drukarev & E. Levin, Nucl. Phys. **A511** (1990) 679
- [Dzh81] R. I. Dzhelyadin et al., Phys. Lett. **B102** (1981) 296
- [Edd23] S. A. S. Eddington, *The mathematical theory of relativity* Cambridge Univ. Press (1923)
- [Ehe93] W. Ehehalt et al., Phys. Rev. **C47** (1993) R2467
- [Fan94] X. S. Fang et al., Nucl. Phys. **A575** (1994) 766
- [Frie94] J. Friese et. al, *Vortrag*, HADES-Kollaborationstreffen GSI Juni 1994
- [Frie95] J. Friese et. al; *Vortrag*, HADES-Kollaborationstreffen, Obernai Juni 1995
- [Frim95] B. Friman, GSI-95-24 (1995)
- [Fop95] GSI-94-74 PREPRINT Nov. 94, submitted to Phys. Rev. Letters.
- [Gal87] C. Gale & J. Kapusta, Phys. Rev. **C87** (1987) 2107
- [Gas82] J. Gasser & H. Leutwyler, Phys. Rep. **87** (1982) 77
- [Gar93] K. Garrow, Hades Simulation: META
- [Ger95] R. Gernhäuser, NIM A Proceedings to the workshop RICH95 in Uppsala, accepted but not yet published;
Vortrag, HADES-Kollaborationstreffen, Obernai Juni 1995
- [Gei92] H. Geissel et al., Nucl. Inst. Meth. **B70** (1992) 286
- [Ger89] P. Gerber & H. Leutwyler, Nucl. Phys. **B321** (1989) 387
- [Gil95] A. Gillitzer, XXXIII Int. Winter Meeting on Nucl. Phys., Bormio (Italy), I.Iori (1995)
- [Gob93] A. Gobbi et al., Nucl. Instr. Meth. **A324** (1993) 158
- [Gud92] K. Gudima, A. Titov, V. Toneev, Phys. Lett **B287** (1992) 302
- [Gut90] H. Gutbrod et al., Phys. Rev. **C42** (1990) 640
- [Had92] HADES, *Letter of Intend for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer (1992)*
- [Had94] HADES, *Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer (1994)*
- [Hae95] E. Häfele, *Untersuchung der Produktion geladener Pionen im System Au+Au bei 1 AGeV* Dissertation, Heidelberg 1995
- [Hag89] K. Haglin, C. Gale & J. Kapusta., Phys. Lett **B224**, (1989) 433
- [Har94] C. Hartnack et al., Nucl. Phys. **A580**, (1994) 634
- [Hat92] T. Hatsuda & S. H. Lee, Phys. Rev **C64**, (1992) R34
- [Hei84] W. Heisenberg *Physik und Philosophie*, 4. Auflage-Stuttgart: Hirzel (1984), Original: *Physics and Philosophy*, Harper & Brothers, New York (1958)
- [Her92] M. Herrmann, B. L. Friman & W. Nörenberg, Z. Physik **A343** (1992) 119; Nucl. Phys., **A545** (1992) 267

- [Her93] M. Herrmann, B. L. Friman & W. Nörenberg, Nucl. Phys. **A560** (1993) 411
- [Her94] N. Herrmann & J. Ritmann, GSI Nachrichten 08 (1994) 19
- [Hua94] H. Z. Huang et al., Phys. Rev. **C49**, (1994) 314 und dort angegebene Literaturverweise.
- [Iof81] B. L. Ioffe, Nucl. Phys. **B188** (1988) 317
- [Iva81] P. M. Ivanov et al., Phys. Lett. **B107** (1981) 297
- [Jac82] M. Jacab & J. Tran Thanh Van, Phys.Reports **88** (1982) 321
- [Jac76] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley, New York 1976
- [Jak91] B. Jakobsson, *Proceedings of the First European Biennial Workshop on Nucl. Physics*, Megève, France (1991) 200
- [Kaj86] K. Kajanti et al., Phys. Rev. **B119** (1982) 2746
- [Kar93] W. Karig, *Konzeptionelle Untersuchungen eines Dielektronenspektrometers für Schwerionenstöße im GeV/u-Bereich*, Diplomarbeit, Univ. Frankfurt/Main, 1993
- [Kas95] A. Kastenmüller, HADES-Kollaborationstreffen, Obernai Juni 1995
- [Kli95] F. Klingl, *Untersuchungen zur Struktur der Vektormesonen*, Diplomarbeit Universität Regensburg 1995
- [Ko89] C. M. Ko & X. Ge, Phys. Rev. **C40**, (1989) R1118
- [Ko95] C. M. Ko, *Hadrons in Nuclear Matter*, ed.: H. Feldmeier, W. Nörenberg, Workshop Hirschegg, Austria (1995) 192
- [Koc89] P. Koch & C. B. Dover, Phys. Rev. **C40**, (1989) 145
- [Koe93] W. Koenig, Persönliche Mitteilung
- [Koe94] W. Koenig, Persönliche Mitteilung
- [Koe95] W. Koenig, Persönliche Mitteilung
- [Kus92] K. Kusaka & W. Weise, Phys. Lett. **B288**, (1992) 6
- [Kro67] N. M. Kroll, T. D. Lee & B. Zumino, Phys. Rev. **157** (1967) 1376
- [LAN92] LAND Collaboration, Nucl. Inst. Meth. **A314** (1992) 136
- [Lan85] L. G. Landsberg, Phys. Rep. **128,6** (1985) 301
- [Leh95] J. Lehnert, HADES-Kollaborationstreffen, Obernai Juni 1995
- [Leo87] W. R. Leo, *Technique for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1987
- [Les94] C. Lesny et al. GSI Scientific Report (1994) 62
- [Leh94] D. Lehmann et al., Nantes 1994, Konferenz
- [Li94a] G. Q. Li & C. M. Ko, Nucl. Phys. **A582** (1994) 731; Phys. Lett. **B338** (1994) 118
- [Li94b] G. Q. Li, C. M. Ko & X. S. Fang, Phys. Lett. **B329** (1994) 149
- [Li94c] G. Q. Li & C. M. Ko Phys. Rev. **C50** (1994) 1725
- [Lu92] M. Lutz, A. Steiner & W. Weise, Phys. Lett. **B278** (1992) 29
- [Lu92b] M. Lutz, S. Klimt & W. Weise, Nucl. Phys. **A542** (1992) 521
- [Mai95] P. Maier-Komor et. al. NIM A 362 (1995) 183
- [Mar94] T. Maruyama et al., Nucl. Phys. **A573** (1994) 653
- [Maz92] M. Mazzone Helios/3 note **50** (1992)
- [Met93] V. Metag, Prog. Part. Nucl. Phys. **30** (1993) 75
- [Met95] V. Metag, HADES-Kollaborationstreffen, Obernai Juni 1995

- [Mus88] G. Musiol, *Kern und Elementarteilchenphysik*, VCH 1988
- [Nag84] S. Nagamiya & M. Gyulassi, *High Energy Nuclear Collisions* in *Advances in Nuclear Physics*, Vol 13, W. Negele & E. Vogt (ed.) (1984) 201
- [Nam61] Y. Nambu & G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122** (1961) 345
- [Oco95] H. B. O'Connell et al., *Phys. Lett.***B 354** (1995) 14
- [Oku63] S. Okubo, *Phys. Lett.***5** (1963) 163; G. Zweig, CERN-Report Nr. 8419/TH412 (1964, unveröffentlicht); J. Iizuka, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* Nr.37-38 (1966) 21
- [Per89] D. Perkins, *Hochenergiephysik*; Addison-Wesley 1990
- [Pur95] R. Puri, *Z. Phys.* **A351** (1995) 59
- [Rit95] J. Ritmann for the FOPI collaboration, *Hadrons in Nuclear Matter*, ed.: H. Feldmeier, W. Nörenberg, Workshop Hirschegg, Austria (1995) 340
- [Roc89] G. Roche et al., *Phys. Lett.***B226** (1989) 226
- [Roc92] G. Roche, Vortrag HADES-Treffen, November 1992
- [Roc94] G. Roche et al., *Acta Phys. Slov* **44** (1994) 127
- [Ros86] A. Rosenhauer et al., *Journal de Phys.* **C4** (1986) 395
- [Sak69] J. J. Sakurai, *Currents and Mesons*, University of Chicago Press, 1969
- [Sal93] P. Salabura, HADES Simulations, Event Generators, 1993
- [Schi93] R. Schicker, HADES Simulations, Track Finding and Fitting, 1993
- [Schi95] R. Schicker, C. Pienne & G. Roche, GSI Scientific Report 1994, 281.
- [Schn89] S. Schnetzer et al. *Phys. Rev.***C40** (1989) 640
- [Scho95] W. Schön, HADES Simulations: Recoil less Omega Production, 1995
- [Schr93] A. Schröter, *Antiprotonenproduktion in Schwerionenkollisionen bei Energien unterhalb der Schwelle*, Doktorarbeit, TU München (1993) GSI-93-33
A. Schröter et al., *Nucl. Phys.* **A553** (1993) 775c
- [Schr94] A. Schröter et al., *Z. Phys.* **A 350** (1994) 101
- [Seg88] J. Seguinot, *Les Compteur Cherenkov*, Lecture, l'Ecole Joliot-Curie, Maubuisson, France, 1988; (Les Editions de Physique)
- [Seg90] J. Seguinot et al., *Nucl. Inst. Meth.* **A 297** (1990) 133
- [Seg94] J. Seguinot & T. Ypsilantis, *Nucl. Inst. Meth.* **A 343** (1994) 1
- [Schu88] G. Schulz, *Progress in Optics XXV*, Elsevier Sci. Publ. B. V., A. Wolf (ed.) (1988) 349
- [Sen94] P. Senger, Nantes 1994, Konferenz 285
- [Sen95a] P. Senger, *Hadrons in Nuclear Matter*, ed.: H. Feldmeier, W. Nörenberg, Workshop Hirschegg, Austria (1995) 306
- [Sen95b] P. Senger, GSI Nachrichten 08 (1995) 3
- [Shi79] J. Shifman, A. Vainshtein & V. Zakharov, *Nucl. Phys.* **B147** (1979) 385, 448
- [Sid69] V. A. Sidorov (NOVOSIBIRSK), *Proceedings of the 4th Int. Symp. on Electrons and Photon Interactions*, D. W. Braben (ed.), Daresbury Nucl. Phys. Lab. (1969)
- [Spe93] J. Speer et al., GSI Scientific Report 1993, 33
- [Spi94] C. Spieles et al., *Mod. Phys. Lett.* **A27** (1994) 2547
- [Sto94] H. Stöcker/L. Winkelmann, *Proceedings of the Workshop on Dilepton Production in Relativistic Heavy Ion Collisions March 2-4 (1994)* 484
- [Tei94] S. Teis et al., *Phys. Rev.* **C50** (1994) 388

- [Wam95] J. Wambach, *Hadrons in Nuclear Matter*, ed.: H. Feldmeier, W. Nörenberg, Workshop Hirschegg, Austria (1995) 21
- [Wei94] W. Weise, *Proceedings of the Workshop on Dilepton Produktion in Relativistic Heavy Ion Collisions March 2-4 (1994)* 22
- [Wei93] W. Weise, *Int. School of Heavy Ion Phys.*, Erice, Italy, R. A. Broglia, P. Kienle & P. F. Bortignon (ed.) (1993) 436
- [Win93] L. Winkelmann et al., *Phys. Lett.* **B298** (1993) 22
NATO Advanced Study, Bodrum 1993
- [Wol90] Gy. Wolf et al., *Nucl. Phys.* **A517** (1990) 615
- [Wol93] Gy. Wolf, G. Batko & U. Mosel, *Nucl. Phys.* **552** (1993) 547
- [Wol95] Gy. Wolf, *Acta Physica Polonica* **26** (1995) 583
- [Yeg90] A. Yegneswaran et al. *NIM* **A290** (1990) 61
- [Zie91] C. Ziegler, et al., *Scientific Report 1990, GSI-91-1* (1991) 291

The HADES Collaboration: **Institute of Physics (IOP) Bratislava (Slovakia)**: M. Benovic, S. Hlavac **INFN-LNS, Department di Fisica, Catania (Italy)**: P. Finocchiaro, E. Migneco, P. Sapienza **University of Clermont-Ferrand (France)**: M. Bougheb, F. Manso, M. Meritet, H. Meunier, C. Pienne, M. Prunet, G. Roche. **INP Cracow (Poland)**: M. Kajetanowicz. **Jagellonian University Cracow (Poland)**: A. Balanda, J. Foryciarz, K. Korcyl, R. Kulesza, E. Lubkiewicz, W. Prokopowicz, W. Przygoda, P. Salabura, M. Szczybura, W. Walus. **University of Cyprus**: R. Schicker, H. Tsertos. **Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt (Germany)**: H. Bokemeyer, J. Hoffmann, W. Koenig, B. Kolb, M. Rhein, D. Schall, H. Schön, W. Schön, A. Schröter, D. Schüll, R. Simon, H. Stelzer. **Joint Institute of Nuclear Research (JINR), Dubna (Russia)**: S. Chernenko, O. Fateev, L. Smykov, Yu. Zanevsky. **Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt (Germany)**: K. Bethge, C. Garabatos, W. Karig, A. Steigerwald, I. Wüstenfeld, J. Stroth, A. Zentek. **Justus-Liebig-Universität Gießen (Germany)**: A. Brenschede, H. Kraft, W. Kühn, J. Lehnert, V. Metag, R. Novotny, M. Petri, H. Pfaff, C. Salz, S. Wallis. **Instituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), Milano (Italy)**: R. Bassini, I. Iori. **Institute of Theoretical and Experimental Physics (ITEP), Moscow (Russia)**: V. Guszavin, V. Z. Kolganov, V. Krylov, A. Nikitin, A. F. Nilov, N. Rabin, P. Shishov, V. T. Smolyankin, V. Ushakov. **Kurchatov Institute for Atomic Energy (KIAE), Moscow (Russia)**: Yu. Dubovik, K. Karadzev, V. Manko, R. Scherbachev, A. Zvetkov. **Lebedev Physics Institute (LPI), Moscow (Russia)**: M. Ahmetgareev, T. Aibergenov, V. Alekseev, V. Busigin, S. Cherepnia, V. Raevsky. **Moscow Engineering Physics Institute (MEPI) (Russia)**: A. Atkin, S. Belenko, A. Endalov, A. Grigoriev, V. Kantserov, V. Kaplin, Yu. N. Mishin, V. Okorokov, F. M. Sergeev, S. Somov, M. Telnov, D. Vassiliev, Yu. Volkov. **Technische Universität München, Garching (Germany)**: B. Bauer, W. Czech, H. Falkner, F. Friese, R. Gernhäuser, J. Homolka, A. Kastenmüller, P. Kienle, H. J. Körner, D. Maier, P. Maier-Komor, M. Münch, A. Stolz, K. Zeitelhack. **Institute of Nuclear Physics (INP) Rez (Czech. Rep.)**: A. Kugler, R. Pleskac, P. Tlustý. **University of Santiago de Compostela (Spain)**: I. Duran, C. Fernandez, J. Garzon. **University of Valencia (Spain)**: F. Ballester, J. Diaz, J. L. Ferrero, N. Yahlali.

Danke

Mein herzlicher Dank geht an alle diejenigen, die diese Arbeit mit ihrem Interesse und ihrer Initiative unterstützt haben.

Herr Dr. habil. Helmut Bokemeyer hat mir dieses Thema vor nahezu vier Jahren vorgeschlagen und mit seinem persönlichen Einsatz für die guten Rahmenbedingungen gesorgt. Die freundliche Aufnahme am Institut für Kernphysik in Frankfurt ermöglichte mir, die Gesellschaft für Schwerionenforschung schon vor diesem Zeitpunkt kennenzulernen. Mehr als zwei Jahre vergingen, bis schließlich die Zukunft des Spektrometers HADES gesichert werden konnte. Dies war eine Zeit umfangreicher Simulationen mit wesentlichen Anregungen und dem intensiven Mitwirken von Herrn Dr. Wolfgang Koenig. Die Simulationen wurden in Zusammenarbeit mit Arndt Brenschede, Ken Garrow, Walter Karig, Dr. Piotr Salabura und Dr. Rainer Schicker durchgeführt. Sehr hilfreich waren die geduldige Einführung von Rainer Schicker in das Programmpaket GEANT sowie die Tips und Tricks von Walter Karig beim Umgang mit Betriebssystemen. Herr Prof. Dr. Guy Roche gab uns mit seinem modifizierten DLS-Programm eine wesentliche Starthilfe für die Simulationen und zeigte ständiges Interesse am Fortgang der Arbeit. Die angespannten Phasen, in denen die HADES-Schriftwerke verfaßt wurden und Vorträge für Workshops und Komitees vorbereitet wurden, konnten nur durch den dynamischen Einsatz von Prof. Dr. Wolfgang Kühn überwunden werden. Durch den Beitrag vieler Mitarbeiter der HADES-Kollaboration konnte erreicht werden, daß HADES im Juni 1994 als Projekt genehmigt wurde. Die Mitarbeiter des Rechenzentrums koordinierten zu dieser Zeit mit viel Rücksicht den Rechenzeit- und Plattenplatzbedarf der Simulationen.

Steffen Bass und Dr. Gyuri Wolf führten für HADES mikroskopische Transportrechnungen durch, ohne die unsere Simulationen jeder „Realität“ entbehrt hätten. Steffen Bass, Dr. Christian Hartnack und Luke Winkelmann hielten für uns ein theoretisches Sonderseminar.

Die Möglichkeit, an dem „realen“ Experiment am Fragmentseparator teilzunehmen, gaben mir Dr. Albrecht Gillitzer und Prof. Dr. Paul Kienle. Die Vorbereitung zu diesem Experiment erfolgte in guter Zusammenarbeit mit Hans-Jörg Gilg und Christoph Nachtmann und mit Unterstützung der FRS-Gruppe. Die Herren Werner Kreuzer und Andreas Wolf halfen bei mechanischen Feinarbeiten. Herr Dr. Arnold Schröter gab mir eine Einführung in GOOSY und zeigte ebenso wie Herr Dr. Albrecht Gillitzer stets Diskussionsbereitschaft bei Fragen zur Auswertung des Experiments.

Vielmals danke ich Dr. Albrecht Gillitzer, Roman Gernhäuser, Walter Karig, Dr. Wolfgang Koenig, Dr. Martin Rhein, Dr. Rainer Schicker und Dr. Joachim Stroth für das Korrekturlesen meiner Arbeit. Insbesondere danke ich meinen Referenten Herrn Prof. Dr. Klaus Bethge und Herrn Dr. habil. Helmut Bokemeyer für die Durchsicht der Arbeit.

Mein Mann Walter, der mich seit Beginn des Studiums begleitet hat, unterstützte mich besonders in der schwierigen Endphase meiner Arbeit durch nächtelange Korrekturarbeiten. Eine stete Ermunterung in meinem Vorhaben gaben mir auch meine Mutter Edith Neumann,

meine Schwester Sabine Neumann und Herr Prof. em. Dr. Gert Müller. Dafür danke ich ihnen.