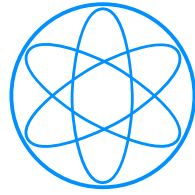


PHYSIK-DEPARTMENT E12



Simulationen zum e^+e^- Nachweis
mit dem HADES RICH für
Projektilenergien bis 15 AGeV

Diplomarbeit von Michael Weber

Oktober 2007

TECHNISCHE UNIVERSITÄT
MÜNCHEN

Zusammenfassung

Die neue Beschleunigeranlage SIS100/300 für das FAIR-Projekt an der GSI in Darmstadt wird in Zukunft Strahlenergien $E > 2$ AGeV zur Verfügung stellen. Das bestehende HADES-Experiment könnte auch dort zum Einsatz kommen. Da es für Messungen von e^+e^- -Paaren aus Kern-Kern sowie proton- und pioninduzierten Reaktionen bei Projektilenergien bis 2 AGeV entwickelt wurde, ist es nötig, dass der Detektor den höheren Energien angepasst wird.

In der vorliegenden Arbeit wird durch detaillierte Simulationen die Möglichkeit einfacher Veränderungen der HADES-Geometrie und deren positive Auswirkung auf die geometrische Akzeptanz und die Nachweiseffizienz aufgezeigt. Im Mittelpunkt steht dabei der RICH-Detektor, der eine zentrale Rolle in der e^+/e^- -Identifikation spielt. Der Spiegel und der Photonendetektor des RICH sollen dabei jedoch unverändert bleiben. Die Produktion von Cherenkovlicht durch Pionen kann durch ein anderes Radiatorgas wie $\text{CH}_4/\text{C}_4\text{F}_{10}$ unterdrückt werden, wobei für eine effiziente e^+/e^- -Identifikation der Ringerkennungsalgorithmus angepasst werden muss. Die erwünschte Verteilung der geometrischen Akzeptanz um mittlere Rapidität wird durch eine Streckung des gesamten Spektrometers um ≈ 300 mm erreicht. Eine vergrößerte Nachweiseffizienz des RICH-Detektors für Elektronen und Positronen bei kleinen Polarwinkeln wird durch eine Radiatorverlängerung erreicht, da dadurch mehr Cherenkovphotonen pro e^+/e^- emittiert werden. Ein optimaler Wert der Radiatorverlängerung ist mit 100 - 150 mm durch die Eigenschaften der Ringe gegeben, die ab 150 mm zunehmend unschärfer abgebildet werden. Zusätzlich kann durch eine Verschiebung des Photonendetektors um 50 - 100 mm eine Verminderung des Untergrunds durch direkte Treffer geladener Teilchen erreicht werden, ohne dass die Effizienz deutlich abnimmt.

Erklärung

Mit der Abgabe der Diplomarbeit versichere ich, Michael Weber, dass ich die Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

München, den 18. Oktober 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Wissenschaftliche Fragestellung	1
1.2	HADES bei $E = 8 - 15$ AGeV	2
2	Umbaukonzept für HADES	7
2.1	Das HADES-Spektrometer	7
2.1.1	Magnetspektrometer	8
2.1.2	Teilchenidentifikation	9
2.1.3	Der RICH-Detektor	10
2.2	Modifikationen am RICH	13
2.2.1	Allgemeine Überlegungen	13
2.2.2	Vorstudien zur Optik	14
3	Simulations- und Analysewerkzeuge	19
3.1	Ereigniserzeugung	19
3.2	Detektorsimulation	21
3.2.1	Eingabeparameter	21
3.2.2	Ausgabe	21
3.3	Analyse der Detektorsignale	22
3.3.1	Treffersuche im RICH	22
3.3.2	Spursegmente in MDC	24
3.3.3	Trefferkorrelation	24
3.3.4	Weitere Analyseschritte	24
4	Ergebnisse	25
4.1	Hadronenunterdrückung bei höheren Energien	26
4.1.1	Vorüberlegungen	26
4.1.2	Ringeigenschaften	27
4.1.3	Anzahl identifizierter Ringe	29
4.1.4	Eigenschaften identifizierter Ringe	31
4.1.5	Nachweiseffizienz für e^+/e^-	33
4.1.6	Zusammenfassung	34
4.2	Geometrische Akzeptanzoptimierung	35
4.3	Radiatorverlängerung zur Effizienzoptimierung	38
4.3.1	Ringe aus Photonen	38
4.3.2	Nachgewiesene Ringe	42
4.3.3	Nachweiseffizienz	46
4.4	Verschieben des Photonendetektors	52

4.4.1	Akzeptanz	52
4.4.2	Photonenringe	53
4.4.3	Eigenschaften erkannter Ringe	55
4.4.4	Effizienz	57
5	Diskussion und Ausblick	61
A	Anhang	63
A.1	Tabellen	63
A.2	Abbildungen	64
	Literaturverzeichnis	70

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Wissenschaftliche Fragestellung

Die Analyse von Hadroneneigenschaften innerhalb dichter Kernmaterie zählt zu den interessantesten Fragestellungen heutiger kernphysikalischer Untersuchungen. Man geht davon aus, dass sich die Spektralfunktion der Hadronen und damit die beobachtbaren Eigenschaften wie Polmasse oder Zerfallsbreite im stark wechselwirkenden Medium ändern [Wei02][Kli97][Pet98][Fri97]. Solche Medien lassen sich z.B. in den *Feuerbällen* von Schwerionenkollisionen bei relativistischen und ultrarelativistischen Energien erzeugen. Entsprechende Experimente wurden bereits in den 80er Jahren am Bevalac (Berkeley, USA) und am CERN SPS (Genf, CH) begonnen und werden z.Zt. am RHIC (Brookhaven, USA) und bald am LHC (CERN, CH) fortgesetzt. Bei bekanntem Zusammenhang zwischen der Spektralfunktion der Hadronen und den Parametern des Feuerballs können andererseits Größen wie Temperatur, Druck, Dichte oder Kompressibilität bestimmt und damit das hadronische Phasendiagramm gewonnen werden. Derartige kernphysikalische Reaktionssysteme werden durch die starke Wechselwirkung bei vergleichsweise großen Abständen der Konstituenten und kleinen Impulsüberträgen beschrieben. Es können daher nicht, wie in der Hochenergiephysik, störungstheoretische Methoden angewandt werden, da die Kopplungskonstante α_s in diesem Fall groß ist.

Die theoretische Beschreibung erfolgt durch die QCD¹, in der für masselose Quarks Symmetrie unter Axial- und Vektortransformationen, die so genannte chirale Symmetrie, gilt. Durch eine spontane Brechung der globalen Symmetrie wird ein nicht-verschwindender Erwartungswert des chiralen Kondensates, bestehend aus Quark-Antiquark Paaren und Gluonen, mit negativer Gesamtenergiedichte $E_0 \sim -240 \text{ MeV}/fm^3$ [Fin04] erzeugt. Hadronen entsprechen einer Anregung dieses chiralen Kondensates und können im Rahmen des *Bag-Modells* [Bro84] als Verdrängung des QCD-Vakuums verstanden werden. Ihre Masse wird dabei durch den Erwartungswert des chiralen Kondensates bestimmt. Dieser hängt von Temperatur und Dichte ab, weshalb man für die Spektralfunktionen von Hadronen abgesehen von pseudoskalaren Mesonen² eine Änderung mit diesen Größen erwartet.

Es ist daher von großem Interesse, diese theoretischen Erwartungen durch experimentelle Bestimmung hadronischer Spektralfunktionen in Medium zu verifizieren. Ein Zugang

¹QuantenChromoDynamik

²pseudoskalare Mesonen lassen sich im Rahmen der QCD als Goldstone-Bosonen verstehen, die bei jeder spontanen Symmetriebrechung auftreten. Sie erhalten ihre Masse ebenso wie die Stromquarks nur durch die explizite Brechung der chiralen Symmetrie

ist die Untersuchung von Schwerionenkollisionen bei vergleichsweise niedrigen Energien $E \sim 1 - 15$ AGeV. Dabei wird eine Reaktionszone erzeugt, in welcher eine Temperatur $T \sim 0 - 120$ MeV und eine Dichte $\rho \sim 2 - 6 \cdot \rho_0$ vorliegt³. In diesem *Feuerball* entstehen unter anderem die Vektormesonen ρ^0 , ω und ϕ , die hinreichend kurze Lebensdauern besitzen, um noch im dichten Medium zu zerfallen.

Damit die Information über die Spektralfunktion der Vektormesonen aus der Kollisionszone transportiert werden kann, dürfen die Zerfallsprodukte nur eine möglichst schwache Endzustandswechselwirkung besitzen. Deshalb eignen sich Zerfallskanäle in Photonen oder geladene Leptonen. Letztere Sonde wird von mehreren Experimenten benutzt, darunter mit e^+e^- bei DLS [Wil98] und HADES [Aga07] bis $E = 2$ AGeV. Bei wesentlich höheren Energien haben CERES/NA45 [Aga05] mit e^+/e^- (ab $E = 40$ AGeV) und NA60 [Arn06] mit $\mu^+\mu^-$ ab $E = 150$ AGeV gemessen.

Misst man bei einem direkten Zerfall eines Vektormesons in ein e^+e^- -Paar die Impulse der beiden Partner \vec{p}_{e^\pm} und ihre Gesamtenergie E_{e^\pm} , lässt sich die invariante Masse M_{inv} rekonstruieren.

$$M_{inv} = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2} \quad (1.1)$$

Um eine Aussage über die Spektralfunktion des Vektormesons zu treffen, muss M_{inv} mit guter Massenaufösung und ausreichender Statistik gemessen werden.

1.2 HADES bei $E = 8 - 15$ AGeV

Für die Untersuchung hadronischer Materie bei hohen Kerndichten mit dem e^+e^- -Paar-Spektrometer HADES wird der Ionenstrahl der Beschleunigeranlage der GSI⁴ in Darmstadt verwendet. Nach Vorbeschleunigung im Linearbeschleuniger UNILAC werden Ionen im Synchrotron SIS 18 auf bis zu $E = 4.5$ GeV für Protonen und bis zu $E = 1$ AGeV für U^{73+} beschleunigt⁵. Die Intensität der Uranionen beträgt maximal $1 \cdot 10^{9\frac{1}{s}}$ [GSI].

Bisher besteht eine Lücke in untersuchten Schwerionenkollisionen bei Einschussenergien zwischen $E = 2$ AGeV und $E = 40$ AGeV. Um mögliche Modifikationen hadronischer Spektralfunktionen bei diesen Energien und somit höheren Kerndichten zu analysieren, kann in Zukunft am geplanten FAIR⁶-Projekt der Strahl des Synchrotrons SIS100 mit bis zu 2.7 AGeV Projektilenergie für U^{28+} , bzw. des SIS300 mit einer Projektilenergie von bis zu 34 AGeV für U^{92+} bei Intensitäten bis zu einigen $10^{10\frac{1}{s}}$ genutzt werden [FAI]. In Abb. 1.1 sind die bisherige Beschleunigeranlage mit UNILAC und SIS18 in schwarz und der vorgeschlagene Ausbau am FAIR-Projekt in rot schematisch dargestellt.

Im Rahmen des SIS100/300-Messprogramms wurde das neue CBM⁷-Experiment konzipiert, um mögliche In-Medium-Effekte der Spektralfunktionen und das QCD-Phasendiagramm bzw. die hadronische Zustandsgleichung bei maximalen baryonischen Dichten zu untersuchen [Com05]. Davon unabhängig oder in Kombination mit CBM (siehe Abb.

³ ρ_0 : Kernmateriedichte für Kerne im Grundzustand

⁴Gesellschaft für Schwerionenforschung

⁵Das SIS18 hat eine magnetische Steifigkeit $B \cdot \rho = 18 \text{ Tm}$

⁶Facility for Antiproton and Ion Research

⁷Compressed Baryonic Matter

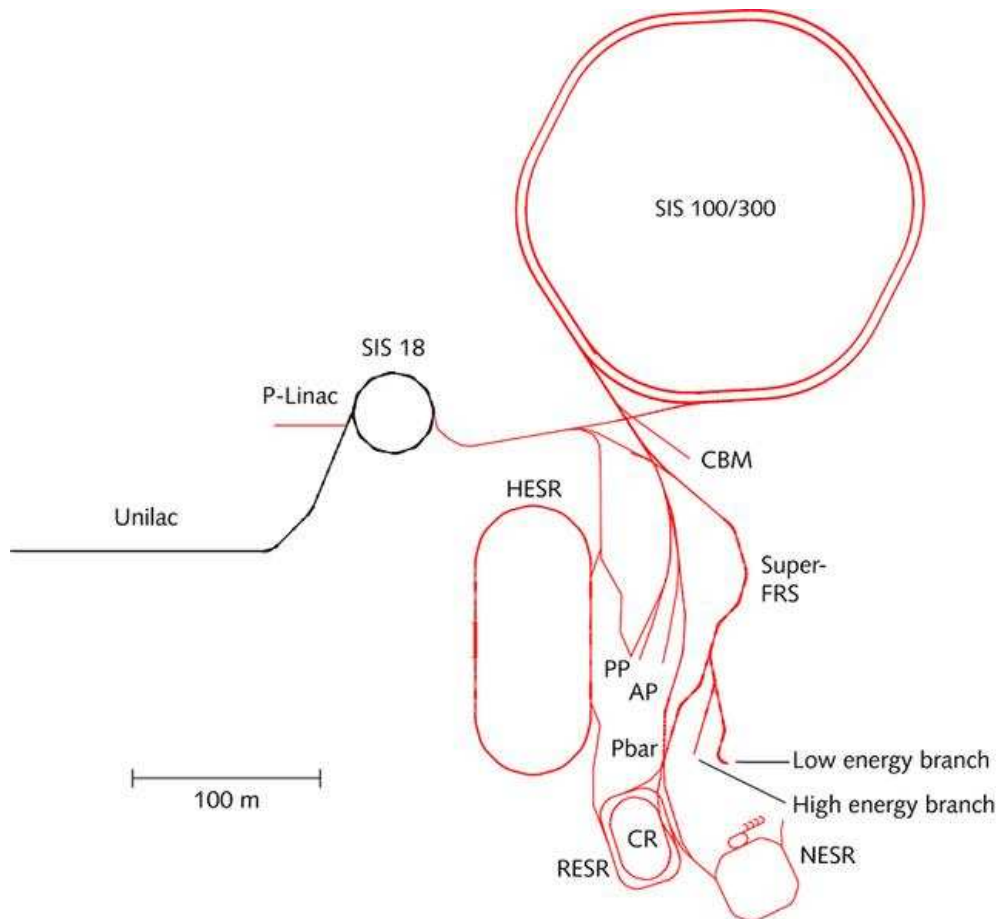


Abbildung 1.1: Die bisherige Beschleunigeranlage (schwarz) mit dem UNILAC und SIS 18 dient als Injektor für den geplanten Aufbau am FAIR-Projekt mit der Synchrotron-Doppelringanlage SIS100/300 (rot).

1.2) könnte HADES bei SIS100-Energien betrieben werden. So könnten e^+e^- -Paare aus dem Zerfall leichter Vektormesonen (ρ, ω, ϕ) und Hadronen in Kern-Kern, Proton-Kern und Proton-Proton-Stößen bei Strahlenergien von 2 AGeV bis 15 AGeV gemessen werden, bevor die Installation der CBM-Detektoren abgeschlossen ist.

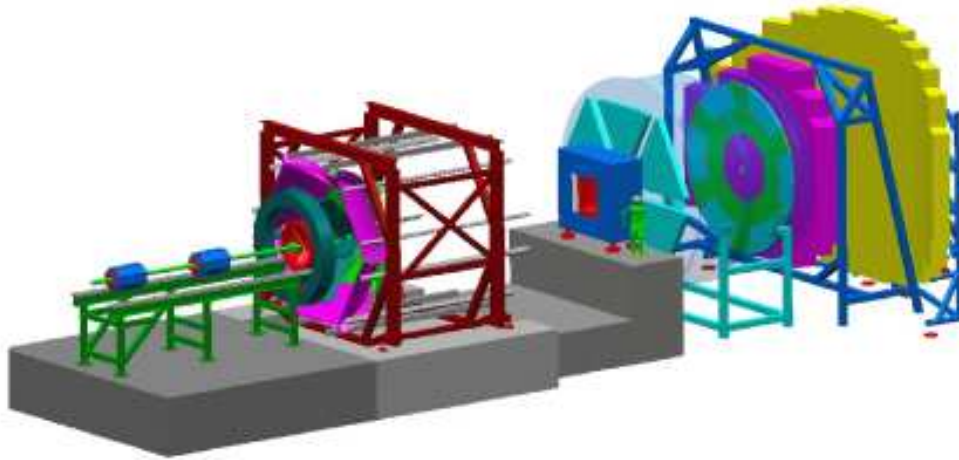


Abbildung 1.2: Geplanter Aufbau: HADES-Spektrometer vor CBM Experiment.

Bei Projektilenergien bis 15 AGeV wird die Rate für e^+/e^- und vor allem für Hadronen bei Schwerionenstößen anwachsen. Durch die höhere Schwerpunktsenergie werden alle Ejektile in einen kleineren Polarwinkelbereich emittiert. Dadurch entsteht eine hohe Spurdichte bei allen vorwärtsgerichteten Detektorkomponenten. Der gegenwärtige Aufbau des HADES Experiments ist dafür nicht optimiert. Dass Messungen mit HADES bei höheren Projektilenergien möglich sind, ist jedoch durch erste Simulationen gezeigt worden [Kug]. Durch Monte-Carlo-Simulationen von C-C-Stößen bei $E = 8$ AGeV wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- Die Spektren geladener Hadronen und ihre Multiplizitäten sind im Wesentlichen ähnlich zu denen bei $E = 2$ AGeV.
- Die Pionen Akzeptanz ist um 20-30% niedriger als bei 2 AGeV.
- Die e^+/e^- Akzeptanz aus einem η -Dalitz-Zerfall ist um 10-20% niedriger.
- Der e^+/e^- Gewinn aus ω -Zerfällen kann 2 Größenordnungen betragen.

Nach den zur Zeit durchgeführten Veränderungen der HADES-Flugzeitwand sollte die Granularität in Vorwärtsrichtung ausreichend sein, um die hohen zu erwartenden Multiplizitäten der Hadronen und e^+/e^- auch für schwerere Stoßsysteme bewältigen zu

können.

Um eine effiziente e^+/e^- -Identifikation zu ermöglichen, kommt es darauf an, dass der RICH-Detektor ebenfalls die hohen Raten und die Verschiebung der Teilchenimpulse zu kleinen Polarwinkeln bewältigen kann. Bisher hat er in Vorwärtsrichtung eine relativ niedrige Effizienz ein Elektron bzw. ein Positron nachzuweisen. Es besteht daher großer Bedarf an einer Untersuchung, wie die Nachweiseffizienz durch geeignete Veränderungen am Aufbau erhalten bzw. verbessert werden kann. Ob Hadronen und insbesondere Pionen ein Cherenkovsignal erzeugen und wie dieses zum Untergrund beiträgt, ist eine weitere Fragestellung.

Darüberhinaus kann untersucht werden, ob durch entsprechende Umbauten auch für den Energiebereich bis $E = 2$ AGeV, der für das gegenwärtige physikalische Messprogramm bis 2010 festgelegt ist, eine Verbesserung der Untergrundunterdrückung möglich ist.

Ein erster Schritt in diese Richtung ist die bereits begonnene Erneuerung der Frontend Elektronik des RICH Photonendetektors sowie der Um- und Ausbau des gesamten Datenaufnahmesystems (DAQ).

In einem zweiten Schritt kann der Radiatortank des RICH einfach und kostengünstig verlängert werden. Photonendetektor und Spiegel bleiben dabei unverändert. Es ist das Ziel dieser Arbeit, mögliche neue Geometrien mit Hilfe von ausführlichen Simulationsrechnungen zu untersuchen und eine optimale Lösung zu finden.

Um die wesentlichen Aspekte der Kinematik zu simulieren und mit niedrigen Energien vergleichen zu können, wurden nur elementare Reaktionen mit Produktion eines ω -Mesons untersucht. Rechnungen wurden für den direkten Zerfall in Elektron und Positron als auch in π^+ , π^- und π^0 bei $E = 2.2, 3.5, 8$ und 15 AGeV durchgeführt. Die Energie von $E = 2.2$ AGeV wird zwar nicht für Schwerionen am SIS18 erreicht, soll aber beispielhaft für derzeitig erreichbare Energien verwendet werden⁸.

⁸In den Untersuchungen wurde von vorangegangenen Simulationen von Proton-Proton-Stößen bei $E = 2.2$ GeV ausgegangen. Deshalb wurde im weiteren Verlauf diese Energie verwendet.

Kapitel 2

Umbaukonzept für HADES

In diesem Kapitel wird das HADES-Spektrometer in seinem derzeitigen Aufbau beschrieben und dargelegt, welche Effekte man für den RICH¹ Detektor bei Strahlenergien bis 15 AGeV erwartet.

2.1 Das HADES-Spektrometer

Das *High Acceptance DiElectron Spectrometer* HADES (ausführliche Beschreibung in [Sal95], [Sch95], [Fri99], [Aga08] wurde in den letzten Jahren an der GSI Darmstadt zur Untersuchung von Elektron-Positron-Zerfällen von Vektormesonen bei Schwerionenkollisionen sowie elementaren Reaktionen aufgebaut. Da rein elektromagnetische Zerfälle von Vektormesonen Verzweigungsverhältnisse der Größenordnung 10^{-5} besitzen, sind folgende Eigenschaften notwendig:

1. Eine hohe geometrische Akzeptanz zur Rekonstruktion von e^+e^- -Paaren und exklusiven Ereignissen. Teilchen mit Polarwinkeln von 18° bis 85° und fast im gesamten Azimutwinkelbereich können identifiziert werden.
2. Eine effiziente Diskriminierung von e^+/e^- und Hadronen.
3. Eine gute Massenaufösung in der Massenregion der ρ und ω -Mesonen, um theoretische Vorhersagen über hadronische Spektralfunktionen testen zu können.
4. Eine Minimierung der Sekundärteilchenproduktion durch eine möglichst niedrige Massenbelegung aller Detektoren.
5. Ein Trigger zur Selektion zentraler Schwerionenkollisionen.

Das Spektrometer ist seit 2001 im Experimentbetrieb, ein Querschnitt des gesamten Detektorsystems mit seinen einzelnen Komponenten ist in Abb. 2.1 zu sehen.

Als Reaktionstargets werden Flüssig- (z.B. flüssiger Wasserstoff LH_2) oder Festkörpertargets (z.B. ^{12}C) mit einer typischen Dicke, die einer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von 1-3% entspricht, verwendet. Um γ -Konversion im Target zu minimieren, sind die Festkörpertargets segmentiert.

¹Ring Imaging CHerenkov

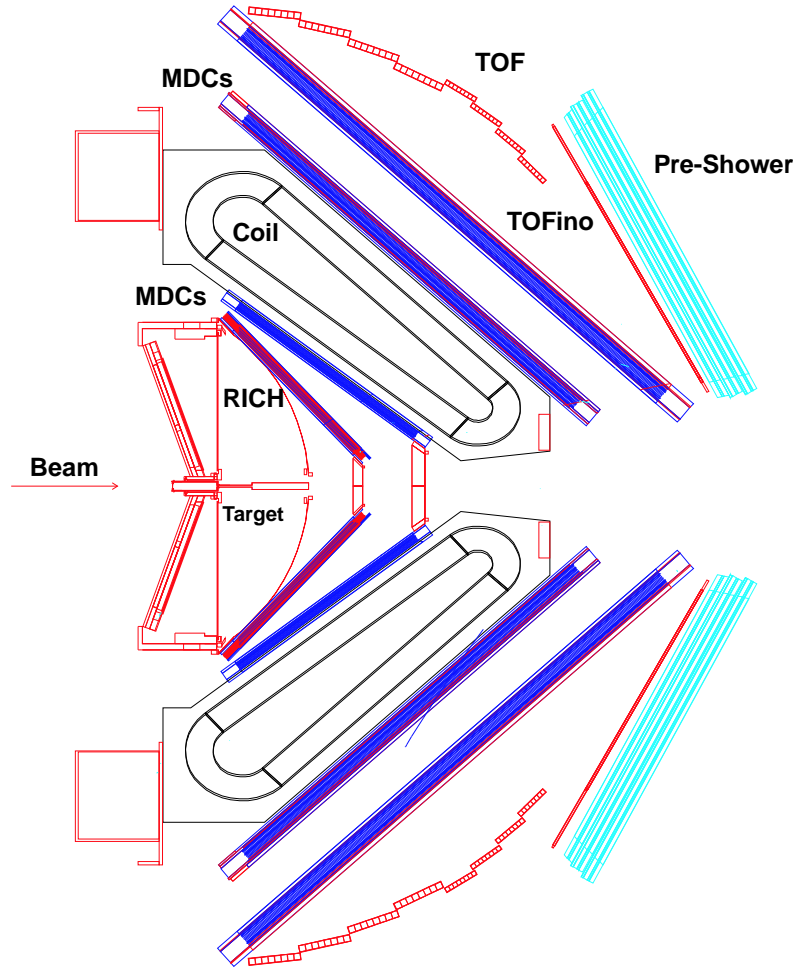


Abbildung 2.1: Querschnitt des HADES-Spektrometers.

2.1.1 Magnetspektrometer

HADES ist ein Magnetspektrometer mit toroidaler Feldgeometrie. Die Spuren geladener Teilchen im Magnetfeld werden rekonstruiert, um daraus den Anfangsimpuls \vec{p} im Emissionsort bzw. Reaktionsvertex des Teilchens zu gewinnen. Misst man die Richtungsänderung des Impulses $\Delta\vec{p}$, kann bei genauer Kenntnis des Magnetfeldes $\vec{B}(\vec{r})$ durch ein Iterationsverfahren wie der Runge-Kutta-Integration [Myr79] der Impulsbetrag $|\vec{p}|$ bestimmt werden.

Allgemein gilt:

$$\Delta\vec{p} = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q\vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}) dt = -e \int \vec{B}(\vec{r}) \times d\vec{s} \quad (2.1)$$

Daraus folgt, dass Teilchen mit verschiedenen Impulsbeträgen, die am gleichen Ort und mit derselben Richtung ins Magnetfeld eintreten, die gleiche Impulsänderung erfahren, wenn die zurückgelegte Strecke $d\vec{s}$ im Magnetfeld näherungsweise gleich ist. Diese Näherung gilt für große Impulse ($|\vec{p}| \geq 100 \text{ MeV}/c$). Unterschiedliche Anfangsimpulse führen

daher zu verschiedenen Ablenkewinkeln:

$$\Delta\theta \sim \frac{1}{|\vec{p}|} \quad (2.2)$$

Magnetfeld

Sechs azimuthal symmetrisch angeordnete supraleitende Spulen erzeugen ein toroidales Magnetfeld. Geladene Teilchen werden so hauptsächlich im Polarwinkel abgelenkt, positiv geladene zur Strahlachse hin, negativ geladene von der Strahlachse weg. Das maximale Feld (bei einem maximalen Strom von 3470 A) liegt innerhalb des Spulenkastens bei 3.7 T und in der Mitte zwischen den Spulen jeweils bei Werten bis zu 0.8 T [Bre99].

Die Laborimpulse der Teilchen werden durch die Reaktionskinematik bestimmt und nehmen mit wachsendem Polarwinkel ab. Die Feldstärke des Magneten wird mit zunehmendem Polarwinkel ebenfalls kleiner, so dass die Größe des Ablenkewinkels in nullter Näherung nicht vom Eintrittsort des Teilchens abhängt.

Driftkammern

Um die Richtungsänderung zu messen, müssen die Spuren der geladenen Teilchen rekonstruiert werden. Dies wird durch vier Ebenen aus Minidriftkammern (MDC²) erreicht, die jeweils in sechs trapezförmige Sektoren unterteilt sind [Bok02]. Zwei Ebenen sind vor und zwei hinter den Magnetspulen angeordnet, um Spurstücke (Segmente) vor und nach der Ablenkung zu bestimmen.

Jedes MDC Modul besteht aus sechs Ebenen mit sich abwechselnden Anoden- (Signal) und Kathoden- (Feld) Drähten. Das Feldvolumen um einen Signaldraht stellt eine Driftzelle dar, deren Größe zwischen $5 \times 5 \text{ mm}^2$ in den inneren Kammern und $10 \times 14 \text{ mm}^2$ in den äußeren variiert. Durch eine präzise Messung der Driftzeit einer durch geladene Teilchen erzeugten Ladungswolke zum Signaldraht wird eine Ortsauflösung von ca. $100 \mu\text{m}$ erreicht [Mar03].

Um eine eindeutige Bestimmung des Durchstoßpunktes eines geladenen Teilchens zu erreichen, sind die Driftzellen gegeneinander verdreht ($\pm 40^\circ, \pm 20^\circ, \pm 0^\circ$).

2.1.2 Teilchenidentifikation

Nach Bestimmung des Impulses und der Polarität des Teilchens werden drei weitere Detektorkomponenten zur Teilchenidentifikation herangezogen, die insbesondere bei der Identifikation von Elektronen und Positronen behilflich sein sollen.

TOF/TOFino - Flugzeitdetektoren

Um die Ruhemasse und damit die Teilchenspezies aus der relativistischen Impuls-Geschwindigkeits-Beziehung:

$$p = m_0 \frac{\beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.3)$$

²MiniDriftChambers

zu gewinnen, muss die Flugzeit des Teilchens bestimmt werden.

Im Polarwinkelbereich $44^\circ < \theta < 88^\circ$ wird dies durch eine hochsegmentierte Flugzeitwand (TOF³) aus 384 Plastikszintillatorstäben mit Photomultipliern an beiden Enden erreicht. Das Startzeitsignal stammt entweder aus einem Diamantzähler, der sich im Strahl vor dem Target befindet, oder vom Signal des ersten eintreffenden (schnellsten) Teilchens. Die Ortsauflösung beträgt senkrecht zu den Stäben (in Polarwinkelrichtung) je nach Szintillatorbreite 2 cm bzw. 3 cm. Entlang der Szintillatoren kann durch Differenzbildung der Zeitsignale sowie durch das Verhältnis der Signalhöhen eine ähnliche Auflösung erreicht werden. Die Zeitauflösung beträgt $\Delta t = 100 - 150 \text{ ps}$ [Ago02]. Im Bereich $18^\circ < \theta < 45^\circ$ wird die Flugzeitbestimmung derzeit noch durch eine Szintillatorwand mit geringer Segmentierung erreicht, die nur 24 Szintillatorstäbe mit einer Zeitauflösung von $\Delta t = 500 \text{ ps}$ umfasst.

PreShower

Im vorwärtigen Polarwinkelbereich ($18^\circ < \theta < 45^\circ$) besitzen sowohl Hadronen (Pionen, Kaonen und Protonen) als auch e^+/e^- hohe Impulse und können durch ihre Flugzeit-Impuls-Beziehung kaum unterschieden werden. In diesem Bereich wird der PreShower Detektor eingesetzt [Bal03], der aus drei Gasdetektoren mit Padauslese besteht, zwischen welchen sich jeweils eine 1 cm dicke Bleischicht befindet. Elektronen und Positronen erzeugen in Blei bei ausreichendem Impuls ($p > 400 \text{ MeV}/c$) durch Bremsstrahlung und anschließende Konversion weitere e^+e^- -Paare (elektromagnetischer Schauer). Dieser Prozess ist bei Hadronen unterdrückt. Die Gaszähler werden in einem Spannungsbereich betrieben, in dem jedes Teilchen das gleiche Ladungssignal erzeugt. Durch den elektromagnetische Schauer nimmt bei e^+/e^- die Signalhöhe von Kammer zu Kammer zu, während sie bei Hadronen etwa konstant bleibt. So können Elektronen und Positronen bei hohen Impulsen von Hadronen unterschieden werden. Die Ortsauflösung liegt in der Größenordnung der Padgröße und beträgt ca. 3 cm.

TOF, TOFino und PreShower werden zum META⁴-Detektor zusammengefasst.

2.1.3 Der RICH-Detektor

Die zentrale Detektorkomponente zur Unterscheidung zwischen e^+/e^- und Hadronen ist ein *hadronenblinder* RICH-Detektor [Fab03][Fri03][Zei99][Ger98]. Dieser ringabbildende Cherenkovdetektor ist in der magnetfeldfreien Region um das Target angeordnet. Wenn ein Medium mit Brechungsindex n von geladenen Teilchen durchquert wird, deren Geschwindigkeit β größer als die Phasengeschwindigkeit elektromagnetischer Felder β_{thr} in diesem Medium ist,

$$\beta > \beta_{thr} = 1/n = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_{thr}^2}} \quad (2.4)$$

ergibt sich in Vorwärtsrichtung eine konstruktive Interferenz der von einzelnen polarisierten Atomen emittierten Strahlung. Dieses Licht wird in einem Kegel unter festem

³Time Of Flight

⁴Multiplicity Electron Trigger Array

Winkel θ_c zur Teilchenbahn emittiert, der für Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit gegen einen asymptotischen Wert läuft:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \xrightarrow{\beta \rightarrow 1} \frac{1}{n}$$

Bei geeigneter Radiatorgaswahl kann so für Elektronen bzw. Positronen ein konstanter Emissionswinkel und für Hadronen keine Emission von Cherenkovlicht erreicht werden, der Detektor ist *hadronenblind*. Für den Impuls eines relativistischen Teilchens gilt:

$$p = m_0 \cdot \gamma \cdot v = m_0 \cdot c \cdot \gamma \cdot \beta \xrightarrow{\beta \rightarrow 1} m_0 \cdot c \cdot \gamma \quad (2.5)$$

Verwendet man als Radiatorgas C_4F_{10} mit einem $\gamma_{thr} = 18$, gilt für den Schwellenimpuls eines Pions:

$$p_{thr} = m_0 \cdot c \cdot \gamma_{thr} = 135 \text{ MeV}/c \cdot 18 = 2.43 \text{ GeV}/c \quad (2.6)$$

Der Mittelwert für Pionen aus dem direkten Zerfall eines ω -Mesons bei einer Projektilenergie $E = 2.2 \text{ AGeV}$ liegt bei $\langle p \rangle \approx 400 \text{ GeV}/c$.

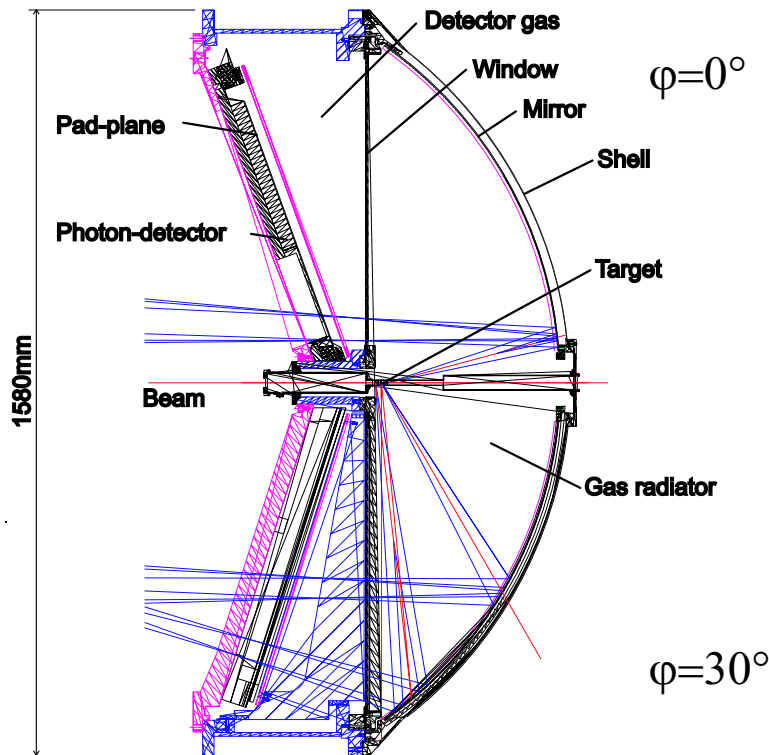


Abbildung 2.2: Querschnitt des RICH-Detektors.

In Abb. 2.2 ist der Querschnitt des RICH-Detektors im jetzigen Zustand zu sehen. Über einen sphärischen Spiegel wird der erzeugte Cherenkovkegel auf einen Ring abgebildet. Dabei existieren für die radiale und azimutale Richtung verschiedene Fokalebene. Im Bereich dieser Fokalfächen wird eine Vieldrahtproportionalkammer mit einer CsI Photokathode (Padauslese) als Photonendetektor betrieben. Als Detektorgas wird reines

CH_4 verwendet, das vom Radiatorgas durch ein CaF_2 -Fenster getrennt ist. Die Anzahl der detektierten Photonen pro Elektron oder Positron

$$N_{det} = \frac{c_1 l_{rad}}{\gamma_{thr}^2} N_0 \quad \text{mit} \quad c_1 = \frac{2\pi\alpha}{hc} \simeq \frac{370}{cm eV} \quad (2.7)$$

bestimmt sich aus mehreren Größen:

- Aus der von e^+/e^- durchlaufenen Radiatorgaslänge l_{rad} , die vom Polarwinkel abhängt ($40 \text{ cm} < l_{rad} < 71; \text{ cm}$).
- Aus dem Brechungsindex des Radiatorgases ($n_{C_4F_{10}} = 1.0014$ und damit $\gamma_{thr} = 18$).
- Aus der optischen Transmission des Detektor- und Radiatorgases und des CaF_2 -Fensters, der Reflektivität des Spiegels, der Quanteneffizienz der Photokathode und der Effizienz der Drahtkammer für einzelne Elektronen. Diese Größen werden insgesamt durch N_0 ausgedrückt.

Aus den angesprochenen Pads wird dann mit einem Algorithmus (siehe Kapitel 3) versucht, die Cherenkovringe zu identifizieren und ihrem Mittelpunkt eine Winkelinformation zuzuweisen. So können sie mit Spuren in den MDCs verglichen werden und die Elektron-/Positronidentifikation wird ermöglicht. In Abb. 2.3 ist ein typischer Ring auf der Photokathodenebene dargestellt.

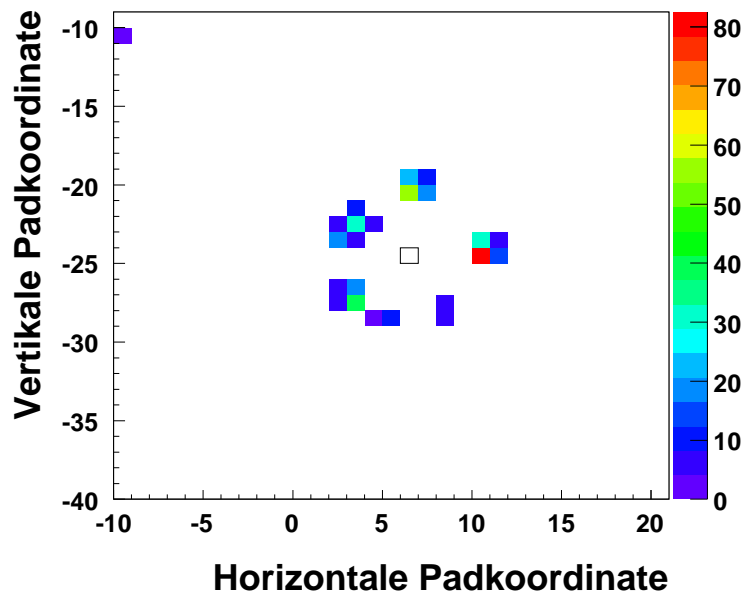


Abbildung 2.3: Angesprochene Pads, die ein Ringmuster auf der Photokathodenebene bilden, und der gefundene Ringmittelpunkt (Box).

2.2 Modifikationen am RICH

2.2.1 Allgemeine Überlegungen

Bei höheren Energien ($E > 2$ AGeV) überschreiten mehr Pionen die Cherenkovschwelle und erzeugen Cherenkovlicht. Entscheidend ist, ob die Menge und Anordnung der Photonen ausreicht, um Ringe zu identifizieren und somit zum Untergrund beizutragen.

Eine Möglichkeit dies zu unterdrücken, ist eine Erhöhung der Schwelle, indem man ein anderes Radiatorgas mit einem kleineren Brechungsindex verwendet. Allerdings werden hierbei auch die Eigenschaften der Ringe von Positronen und Elektronen stark verändert. Für alle Umbauszenarien ist es daher von Interesse, wie sehr sich die Eigenschaften der Ringe für verschiedene Radiatorgase ändern.

Mit wachsender Projektilenergie wird ein größerer Anteil der erzeugten Teilchen durch den *Lorentz-Boost* stärker in Vorwärtsrichtung emittiert. Dies führt dazu, dass die Akzeptanz des HADES-Spektrometers nicht mehr um die mittlere Rapidität⁵ verteilt ist, sondern verschoben wird. Zusätzlich besitzt der RICH-Detektor bei kleinen Polarwinkeln eine geringere Effizienz, da die durchlaufene Radiatorlänge kurz ist. Bei höheren Teilchenmultiplizitäten, wie sie bei sehr schweren Stoßsystemen (Au + Au) auch schon bei den niedrigeren Energien erwartet werden, werden mehr Teilchen mit einem Polarwinkel $\theta > 90^\circ$ emittiert, passieren die Photokathodenebene und erzeugen zusätzlich Untergrundsignale im Photonendetektor.

Dies macht eine Modifikation des RICH-Detektors erforderlich. Ein Umbau sollte aber möglichst einfach sein und kritische Komponenten wie der Photonendetektor und der Spiegel sollten nicht verändert werden. Es ergeben sich folgende denkbare Modifikationen:

- Durch eine Streckung des gesamten Spektrometers wird die Akzeptanz zu kleinen Polarwinkeln verschoben und dadurch wieder um mittlere Rapidität verteilt. Dies wird erreicht, indem man das Target mit dem gesamten RICH-Detektor im Bezug auf das Spektrometer strahlaufwärts verschiebt. Dabei erhält man eine Vergrößerung des Abstandes zwischen MDCI und RICH-Spiegel:

$$L_{MDC} = (Z_{MDC}|_{y=0}^{x=0} - Z_{Spiegel}|_{y=0}^{x=0})^{neu} - (Z_{MDC}|_{y=0}^{x=0} - Z_{Spiegel}|_{y=0}^{x=0})^{ist} \quad (2.9)$$

wobei $Z_{MDC}|_{y=0}^{x=0}$ und $Z_{Spiegel}|_{y=0}^{x=0}$ die Position der MDCI bzw. des RICH-Spiegels für die bisherige (ist) und geplante (neu) Geometrie auf der Strahlachse bezeichnen.

⁵Ein e^+e^- -Paar kann nicht nur durch die beiden Impulse \vec{p}_{e^\pm} und somit deren Polarwinkel θ und Azimutwinkel ϕ beschrieben werden, sondern auch durch den Betrag des zur Strahlrichtung senkrechten Transversalimpulses p_T des Paares, der unter Lorentztransformation erhalten bleibt, und die Rapidität y , die bezüglich Lorentztransformationen eine additive Größe darstellt.

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(E^{e^+} + E^{e^-}) + (p_z^{e^+} + p_z^{e^-})}{(E^{e^+} + E^{e^-}) - (p_z^{e^+} + p_z^{e^-})} \right) \quad (2.8)$$

Die mittlere Rapidität entspricht der des Schwerpunktsystems. Vektormesonen mit mittlerer Rapidität und niedrigem Transversalimpuls halten sich also am längsten in der Reaktionszone auf und sind daher von besonderem Interesse.

- Die Effizienz der Elektron- bzw. Positronerkennung in kleinen und mittleren Polarwinkelbereichen kann vergrößert werden, indem man die Ringerkennungswahrscheinlichkeit erhöht. Verlängert man das Radiatorvolumen, indem man das Target und die Photokathodenebene im Bezug auf den Spiegel um L_{RICH} strahlaufwärts verschiebt, steigt die Anzahl der emittierten und damit der detektierten Photonen pro e^+/e^- .

$$L_{RICH} = (Z_{Spiegel}|_{y=0}^{x=0} - Z_{Phot}|_{y=0}^{x=0})^{neu} - (Z_{Spiegel}|_{y=0}^{x=0} - Z_{Phot}|_{y=0}^{x=0})^{ist} \quad (2.10)$$

mit $Z_{Phot}|_{y=0}^{x=0}$ als Position des Photonendetektors auf der Strahlachse.

Je mehr Pads pro Ring angesprochen haben, desto besser kann er durch den Ringerkennungs-Algorithmus identifiziert werden und die Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne e^+/e^- steigt.

- Um den Untergrund im Photonendetektor durch geladene Teilchen zu reduzieren, kann dessen Position im Bezug auf das Target um L_{TARG} strahlaufwärts verschoben werden.

$$L_{TARG} = (Z_{Target}|_{y=0}^{x=0} - Z_{Phot}|_{y=0}^{x=0})^{neu} - (Z_{Target}|_{y=0}^{x=0} - Z_{Phot}|_{y=0}^{x=0})^{ist} \quad (2.11)$$

mit $Z_{Target}|_{y=0}^{x=0}$ als Position des Targets auf der Strahlachse.

Bei niedrigen Projektilenergien ($E < 2 \text{ AGeV}$) können dadurch weitere Vorteile erwartet werden. Beobachtete Untergrundsignale, die auf Konversion in störenden Medien zurückzuführen sind, werden unterdrückt und in der Targetregion wird Platz gewonnen.

2.2.2 Vorstudien zur Optik

Um die Detektorantwort auf verschiedene Radiatorlängen und Photodetektorpositionen abschätzen zu können, kann der optische Strahlengang der Cherenkovphotonen dargestellt werden. In einem einfachen Modell werden die Treffer der Photonen auf der Photokathodenebene abgebildet [Kas06]. Eine Konversion in Photoelektronen wurde dabei noch nicht berücksichtigt, d.h. es wurden zunächst alle primären Photonen betrachtet. Folgende Parameter wurden hierfür verwendet:

- Cherenkov-Winkel des emittierten Lichts relativ zur e^+/e^- -Bahn $\theta_c = 3.19^\circ$.
- Winkel der Kathodenebene zur Senkrechten auf die Strahlachse: $\theta_{kath} = 20^\circ$.
- Spiegelradius $R = 871 \text{ mm}$.
- Abstand zwischen Targetmittelpunkt und Photokathodenebene:

$$d_{kath} = Z_{Targ}|_{y=0}^{x=0} - Z_{Kath}|_{y=0}^{x=0} = 58 \text{ mm} + L_{TARG}$$

- Abstand zwischen Targetmittelpunkt und Spiegel:

$$d_{Spiegel} = Z_{Spiegel}|_{y=0}^{x=0} - Z_{Targ}|_{y=0}^{x=0} = 392 \text{ mm} + L_{RICH} - L_{TARG}$$

L_{RICH} [mm]	θ_{e^+/e^-} [°]		
0	22	52	82
50	20	49	78
100	18	46	74
150	17	44	70
200	16	41	66
250	15	39	62

Tabelle 2.1: Untersuchte Polarwinkel emittierter Positronen und Elektronen für verschiedene Radiatorlängen.

Fig. 2.4 zeigt für zwei verschiedene Radiatorlängen die Strahlengänge der Cherenkovphotonen von Elektronen und Positronen, die mit unterschiedlichen Polarwinkeln aus dem Target emittiert werden. Die Polarwinkel des Elektrons bzw. Positrons θ_{e^+/e^-} wurden so gewählt, dass der Spiegel in einem einfachen geometrischen Bild jeweils im oberen und unteren Randbereich sowie bei einem mittleren Winkel getroffen wird (siehe Tab. 2.1). Die Kathodenebene ist eindimensional dargestellt, weshalb zwei Punkte einem Ring entsprechen. Je breiter die Verteilung der Strahlen, desto unschärfer ist der Ring in diesem Bereich.

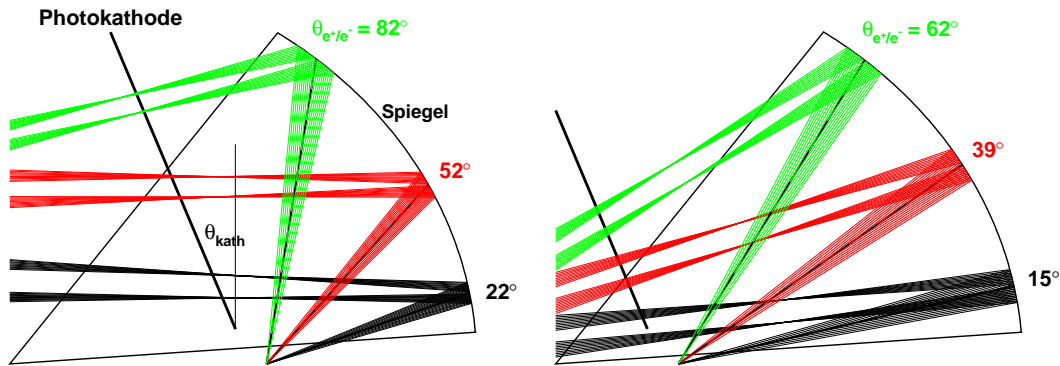


Abbildung 2.4: Optische Strahlengänge der Cherenkovphotonen von e^+/e^- mit unterschiedlichen Polarwinkeln für zwei verschiedene Radiatorlängen. Links: normale RICH-Geometrie $L_{RICH} = 0$ mm. Rechts: um $L_{RICH} = 250$ mm verlängerter Radiator.

Fig 2.5 zeigt die Photonentreffer in zweidimensionaler Darstellung auf der Photokathodenebene für vom Target unter drei Azimutwinkeln $\phi_{e^+/e^-} = -30, 0, 30^\circ$ und Polarwinkeln θ_{e^+/e^-} emittierten Elektronen und Positronen. Dabei entspricht $\phi_{e^+/e^-} = 0^\circ$ der Mitte eines Photokathodensektors. Die entsprechenden Darstellungen anderer L_{RICH} finden sich in Anhang A.2, Abb. A.1 und A.2.

In der Standardkonfiguration ($L_{RICH} = 0$ mm und $L_{TARG} = 0$ mm) werden die Ringe sehr scharf abgebildet (siehe Abb. 2.5, links), da sich die Photokathodenebene entweder auf oder in der Nähe der Fokalfäche befindet. Abhängig vom Polarwinkel des Elektrons bzw. Positrons befindet sich die Photokathodenebene näher am radialen oder am azi-

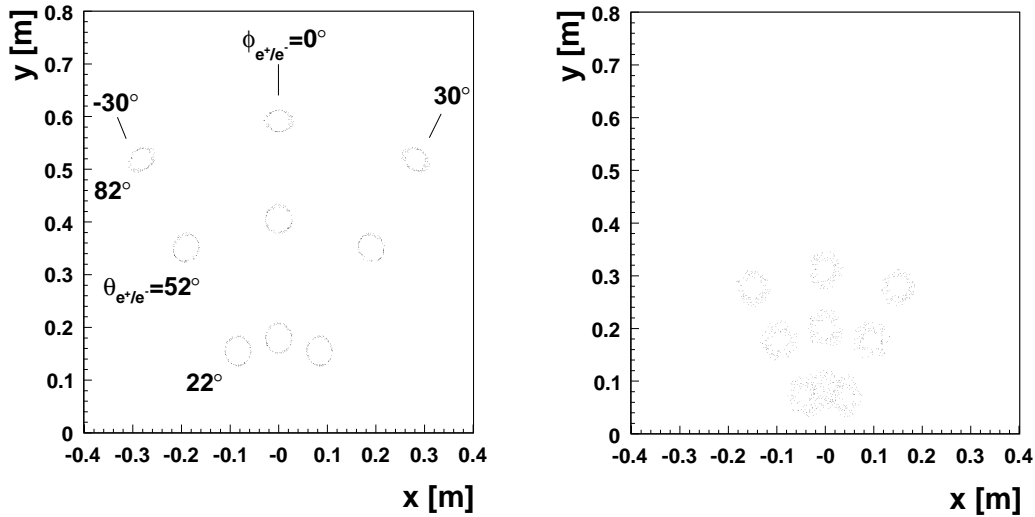


Abbildung 2.5: Photonentreffer auf der Photokathodenebene, links für $L_{RICH} = 0$ mm, rechts für $L_{RICH} = 250$ mm. Die y-Koordinate entspricht dem Polarwinkel, die x-Koordinate senkrecht dazu.

mutalen Fokus, weshalb die Ringe in unterschiedlichen Winkelbereichen unterschiedlich deformiert sind (siehe auch [Kas99]). Deshalb wurde die Geometrie der Pads dem Polarwinkelbereich angepasst, um möglichst über die ganze Photokathodenebene identische Ringe zu erhalten.

Je größer der Abstand des Spiegels zum Target wird, desto weiter entfernt sich die Photokathodenebene von der Fokalebene. Daraus resultieren deutlich breitere Ringe und ein veränderter Ringradius. Diese Veränderung ist auch abhängig vom Polarwinkel.

Die Strahlen werden für größere L_{RICH} zunehmend auf den inneren Teil der Kathodenebene fokussiert. Dies könnte gegebenenfalls durch eine Verkippung der Spiegel, die technisch möglich ist, behoben werden. Allerdings wird dies im weiteren nicht verfolgt.

Auch bei einer Verschiebung des Photonendetektors relativ zum Target ändern sich die optischen Eigenschaften der Abbildung des Cherenkovkegels.

Fig. 2.6 zeigt schematisch den Strahlengang und die Ringmuster für die Verschiebung des Photonendetektors um 150 mm. Die effektive Radiatorlänge wurde hierbei nicht verändert. Wie man sieht, werden die Ringe unschärfer und mit einem größeren Radius abgebildet. Wie bei einer Verschiebung des Spiegels ist es jedoch entscheidend wie groß diese Differenzen sind und ob die Ringerkennung noch den Nachweis einzelner Elektronen und Positronen bzw. von e^+e^- -Paaren erlaubt.

Diese Vorstudien zeigen den generellen Verlauf der Eigenschaften der abgebildeten Cherenkovkegel. Für die Bestimmung einer optimalen Konfiguration ist jedoch eine vollständige Analyse durch eine Detektorsimulation notwendig. Die Hadronenunterdrückung bei höheren Energien wird in Abschnitt 4.1 und die Veränderung des Abstandes zwischen RICH-Detektor und MDCs und der Verlängerung des Radiators in Abschnitt ?? be-

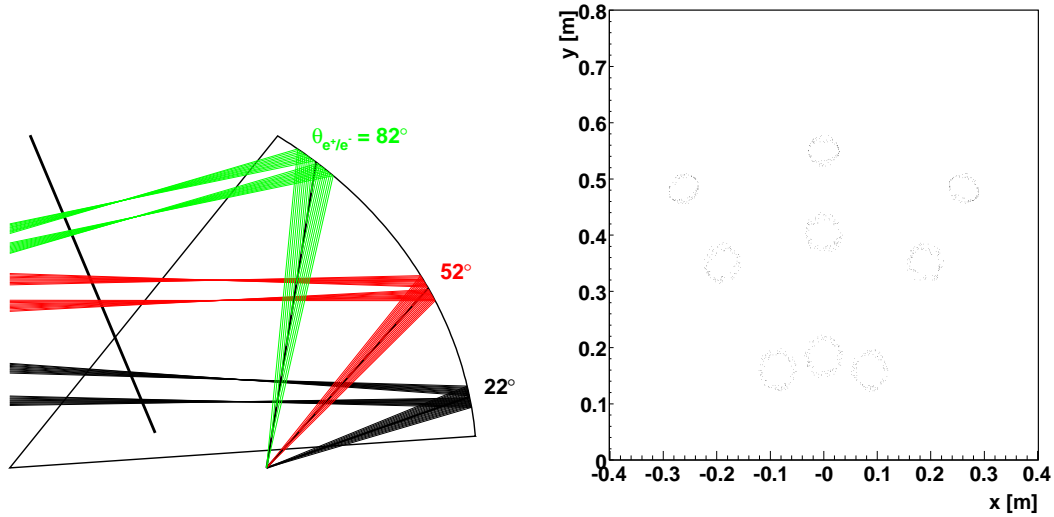


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Strahlenverlaufs von Cherenkovphotonen bei Verschiebung der Photokathodenebene um 150 mm (links) und die Photonentreffer auf der Padplane (rechts).

handelt. Hierbei wurden alle Kombinationen aus

$$L_{RICH} = 0, 50, 100, 150, 200, 250 \text{ mm}$$

und

$$L_{MDC} = 0, 100, 200, 300, 400, 500 \text{ mm}$$

verwendet. Die Verschiebung der Photokathodenebene wird bei verschiedenen Radiatorlängen $d_{Spiegel} = 392 \text{ mm} + L_{RICH} - L_{TARG}$ und Abständen zwischen Target und Kathodenebene $d_{kath} = 58 \text{ mm} + L_{TARG}$ mit

$$L_{TARG} = 0, 50, \dots, L_{RICH} \text{ mm} \quad (2.12)$$

in Abschnitt 4.4 eingehend untersucht.

Kapitel 3

Simulations- und Analysewerkzeuge

3.1 Ereigniserzeugung

Um das Verhalten des HADES-Spektrometers bei hohen Energien untersuchen zu können, müssen zunächst physikalische Ereignisse mit den gewünschten Reaktionsprodukten simuliert werden. Für Schwerionenkollisionen können dazu sogenannte Transportrechnungen (HSD, URQMD, ...) benutzt werden, die im Rahmen hydrodynamischer Modelle oder intranuklearer Kaskaden die Produktion und Dynamik der Teilchen berechnen (für eine ausführliche Beschreibung von Transportmodellen siehe [Ble99], [Ehe96]). Diese Generatoren sind jedoch sehr rechenzeitaufwendig. Alternativ kann auch der von der HADES Kollaboration entwickelte Generator *Pluto++* (siehe [Kag00][Frö07]) verwendet werden. Wegen der deutlich höheren Ereignisstatistik wurden alle Simulationen für diese Arbeit mit *Pluto++* durchgeführt. Daher werden die wesentlichen Merkmale hier kurz zusammengefasst.

Als Eingabe erhält *Pluto* einen Anfangszustand. Bei einer elementaren Reaktion (wie einem Proton-Proton-Stoß) sind dies die Eingangsteilchen, also Target und Projektil mit Einschussenergie. Bei einer Schwerionenkollision sind es die im Feuerball erzeugten Teilchen (z.B. η , ρ , ω -Mesonen) mit ihren mittleren Multiplizitäten und einer thermischen Impulsverteilung. Letztere ist durch Parameter wie mittlere Temperatur des Feuerballs, kollektive Flussparameter *flow* und polare Anisotropien gegeben. Um die Kinematik im Laborsystem korrekt zu bestimmen, muss auch hier die Einschussenergie bekannt sein. Nach Festlegung der erlaubten Zerfallskanäle mit deren Verzweigungsverhältnissen, parametrisierten Spektralfunktionen und optional auch Winkelverteilungen, wird per Zufallsgenerator einer der Kanäle gewählt und die Impulse der Zerfallsprodukte im Phasenraum entweder flach oder bei bekannter Winkelverteilung entsprechend verteilt. So wird rekursiv verfahren, bis alle Teilchen entweder stabil sind oder eine Lebensdauer $\tau > \tau_{thr}$ besitzen, wobei τ_{thr} eine einstellbare Schwelle ist [Sai07].

Die folgenden Untersuchungen haben keine quantitativen Aussagen über Wirkungsquerschnitte oder Winkelverteilungen bestimmter physikalischer Kanäle zum Ziel. Vielmehr sollen sie die Antwort des HADES-Spektrometers auf die Veränderung der Einschussenergie und der geometrischen Konfiguration aufzeigen. Daher sind vereinfachte physikalische Eingabeparameter ausreichend.

E_{Kin} [AGeV]	\sqrt{s} [AGeV]	μ_B [GeV]	T [MeV]
2.2	2.750	0.747	71.9
3.5	3.160	0.702	84.6
8	4.285	0.603	108.5
15	5.603	0.517	125.1

Tabelle 3.1: Parametrisierung der Temperatur für die untersuchten Einschussenergien nach [Cle06].

Als Quelle der emittierten Teilchen wurden nur ω -Mesonen mit verschiedenen Ausgangskanälen für Projektilenergien $E = 2.2$ AGeV, 3.5 AGeV, 8 AGeV und 15 AGeV untersucht:

- ω -Mesonen aus Schwerionenkollisionen mit thermischer Impulsverteilung und direktem Zerfall in ein e^+e^- -Paar :

$$\omega_{therm} \rightarrow e^+ + e^-$$

- ω -Mesonen aus Schwerionenkollisionen mit thermischer Impulsverteilung und seinem wahrscheinlichsten Zerfallskanal in drei Pionen:

$$\omega_{therm} \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$$

Für die thermische Verteilung der produzierten Teilchen wird ein Temperaturparameter T gewählt, der nach einem Polynom-Fit parametrisiert wird (siehe [Cle06]). Dabei ist die Abhängigkeit des chemischen Potentials μ_b [GeV] von der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = \sqrt{4m_0^2 + 2m_0E_{kin}}$ [AGeV] einer Schwerionenkollision gegeben durch:

$$\mu_B(\sqrt{s}) = \frac{d}{1 + e\sqrt{s}} \quad (3.1)$$

mit den Parametern $d = 1.308 \pm 0.028$ GeV und $e = 0.273 \pm 0.008$ GeV⁻¹. Für die Temperatur T [GeV] gilt dann:

$$T(\mu_B) = a - b\mu_B^2 - c\mu_B^4 \quad (3.2)$$

mit den Parametern $a = 0.166 \pm 0.002$ GeV, $b = 0.139 \pm 0.016$ GeV⁻¹ und $c = 0.053 \pm 0.021$ GeV⁻³. Die resultierenden Temperaturen sind in Tab. 3.1 zusammengefasst.

Die erste Reaktion erlaubt, die Detektorantwort auf e^+e^- -Paare bei verschiedenen Einschussenergien mit hoher Statistik zu untersuchen. Die zweite Reaktion wurde verwendet, um die Antwort des RICH-Detektors auf Pionen bei hohen Impulsen zu untersuchen, da die Cherenkovschwelle verstärkt von Pionen überschritten wird. Es wurden jeweils 100000 ω -Zerfälle generiert.

Die erzeugten Zerfallsprodukte wurden dann mit einem Montecarlo-Programm (*GEANT*) weiterverarbeitet, die die Wechselwirkung der verschiedenen Teilchen in den HADES-Detektorkomponenten simuliert. Für die emittierten Teilchen stehen dabei ihre Energie, Impuls, Teilchenart und Quellenart zur Verfügung.

3.2 Detektorsimulation

Zur Simulation der Detektorantwort wurde das Programmpaket *HGEANT* [Hol05] verwendet, das auf der Detektorsimulationsbibliothek *GEANT 3.21* [Bru78] basiert.

3.2.1 Eingabeparameter

Folgende Parameter müssen *HGEANT* übergeben werden:

- Die Koordinaten der Targetregion mit Informationen über die Ausdehnung und Emittanz des Strahls, damit der Startpunkt der primären Teilchenspuren bestimmt werden kann. Bei Veränderungen der Spektrometergeometrie wurde die Targetposition entsprechend verschoben.
- Das Material, aus dem die Detektorkomponenten aufgebaut sind, um Wechselwirkung und Produktion sekundärer Teilchen zu berechnen. Die untersuchten Radiatortorgase finden sich in Tab. A.1 in Anhang A.1.
- Die Geometrie aller Detektorkomponenten. Für die geplanten Detektorveränderungen wurden die Position des gesamten RICH-Volumens und die Länge des Radiators im RICH geändert. Für die Verschiebung des Photonendetektors wurde die Position des Targetvolumens im RICH modifiziert.
- Die Geometrie und Stärke des Magnetfeldes wurde unverändert gelassen.
- Die Positionen und Eigenschaften aller anderer Detektoren wurden ebenfalls nicht verändert.

Bei der Propagation der primären Pionen bzw. Elektronen und Positronen wurden folgende physikalische Prozesse im Detektormaterial berücksichtigt:

- Vielfachstreuung
- Teilchenzerfall, z.B. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu$
- e^+e^- -Paar-Produktion durch Photonen, $\gamma \rightarrow e^+e^-$
- Compton-Streuung, $\gamma e \rightarrow \gamma'e'$
- Bremsstrahlung, $eX \rightarrow \gamma'e'X \rightarrow e'e^+e^-X$
- photoelektrischer Effekt, $\gamma X \rightarrow eX^+$

Die Produktion von δ -Elektronen ($eX \rightarrow ee'X^+$) wurde nicht verwendet.

3.2.2 Ausgabe

Nach ihrer Propagation werden die primären Koordinaten der Teilchen- bzw. Photontreffer in den verschiedenen Detektorkomponenten gespeichert. Diese Daten werden später im Analyseschritt weiterverarbeitet. Eine Auswahl dieser gespeicherten Daten wird im Folgenden beschrieben, da sie zur Untersuchung vor der eigentlichen Analyse verwendet werden.

Teilchenkoordinaten

Die Koordinaten aller primären und sekundären Teilchen außer denen der Cherenkovphotonen, die gesondert behandelt werden, werden gespeichert. Abrufbar sind Informationen über die Teilchenart, die Energie und den Impuls, sowie der physikalische Prozess und das Medium, in dem es erzeugt wurde. Weiterhin kann das Mutterteilchen und somit die Historie eines jeden Teilchens abgefragt werden.

Cherenkov Photonen

Für den RICH-Detektor werden drei verschiedene Treffer gespeichert:

1. Für jedes e^+/e^- die Anzahl der reflektierten Cherenkovphotonen am Ort des Spiegels, ebenso wie die Ortskoordinaten des Durchstoßpunktes der e^+/e^- -Spur durch den Spiegel.
2. Die Koordinaten geladener Teilchen, die die Photokathodenebene durchqueren (direkte Treffer).
3. Die Koordinaten aller Cherenkovphotonen, die auf der Photokathodenebene auftreten. Informationen über die Spur der Cherenkovphotonen werden nicht bewahrt, da sie aufgrund ihrer großen Anzahl nicht als sekundäre Teilchen behandelt werden.

3.3 Analyse der Detektorsignale

Bevor die aus der Simulation erhaltenen Teilchen bzw. Photonenkoordinaten realitätsnah analysiert werden können, ist eine Umrechnung in analoge Detektorsignale mit anschließender Digitalisierung notwendig. Dies geschieht durch spezielle Softwaremodule (*Digitizer*), die für jeden Detektor Signalmuster erzeugen, deren Parameter in früheren Experimenten unabhängig bestimmt wurden.

Für den RICH bedeutet dies z.B., dass am Auftreffort des Photons nur mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit (Quanteneffizienz der photosensitiven Schicht) ein Photoelektron erzeugt wird. Nach Gasverstärkung am Anodendraht wird eine induzierte Ladung auf den Kathodenpads modelliert. Weitere Effekte wie Feedback-Photonen und durch elektronisches Rauschen induzierte Signale auf den Pads werden berücksichtigt. Daraus erhält man eine Liste angesprochener Pads mit ihrer Pulshöhe sowie der zusätzlichen Information, welche *GEANT*-Teilchen das Signal induziert haben. Das Verfahren wird detailliert in [Fab03] beschrieben.

Für die Bestimmung der Detektoreffizienz und die Untersuchung der Eigenschaften gefundener Ringe wurde das Analysesoftwarepaket HYDRA [SG99] verwendet. Im Folgenden sollen kurz die für diese Arbeit wichtigen Eigenschaften beschrieben werden, vor allem den RICH-Detektor betreffend.

3.3.1 Treffersuche im RICH

Damit im RICH eine Entscheidung über einen e^+/e^- -Kandidaten getroffen werden kann, müssen aus den Signalen der Pads zunächst Ringe gefunden und Ringmittelpunk-

te der abgebildeten Cherenkovkegel extrahiert werden. Diese Aufgabe übernimmt der *RingFinder*, der in vorher auf der Photokathodenebene markierten Bereichen (*Labeling*) Ringmuster sucht. Dabei werden zwei verschiedene Algorithmen angewandt:

Pattern Matrix

Eine 13x13 Pads große Suchmaske wird mit dem Mittelpunkt auf jedes Pad im zu untersuchenden Bereich gelegt. Dabei erhalten gefeuerte Pads, die auf dem zu erwartenden Ring liegen, positive Gewichte und außerhalb liegende negative Gewichte verschiedener Größe. Die Summe aller Gewichte der Suchmaske wird als Qualität für den jeweiligen Ringmittelpunkt gespeichert.

Hough Transformation

Für alle Kombinationen aus drei Pads, deren jeweiliger Abstand voneinander größer als der halbe nominelle Ringradius (4 Pads) und kleiner als die Suchmaske ist, wird der hypothetische Mittelpunkt eines Kreises bestimmt. Für jedes Pad wird die Anzahl aller so gefundenen Mittelpunkte als Qualität gespeichert.

Im Anschluss werden für beide Algorithmen Maxima der Qualitätsparameter gesucht. Diese deuten auf einen echten Ring hin und werden in einer nach Qualität geordneten Liste gespeichert. Dabei gilt ein Ring als erkannt, wenn beide Algorithmen diesen gefunden haben. Optional kann auch die Identifikation durch nur einen Algorithmus verlangt werden. Weiterhin werden Tests über Pulshöhe, Lage und Exzentrizität der gefundenen Ringe durchgeführt.

Speicherung der Ringparameter

Neben der Ortsinformation des Ringmittelpunkts auf der Photokathodenebene und der daraus resultierenden Winkelinformation¹ über die Polar- und Azimutwinkel der e^+/e^- -Spur, werden folgende Größen gespeichert:

- Die Qualität der Pattern Matrix Q_{PM} bzw. der Hough Transformation Q_{HT} .
- Der mittlere Ringradius $\langle R \rangle$, bestimmt aus dem Abstand aller Pads innerhalb der Suchmaske zum gefundenen Ringmittelpunkt.
- Der Centroid C_R , der mittlere Abstand zwischen Schwerpunkt aller Pads und gefundenem Ringmittelpunkt.
- Die Anzahl N_{Pads} der gefeuerten Pads innerhalb der Suchmaske.
- Die Amplitude A_R , die der Gesamtladung auf allen beitragenden Pads entspricht.

¹Für verschiedene RICH-Geometrien ändert sich die Beziehung zwischen Winkel und Ringort auf der Padplane, weshalb diese Parameter (*padtable*) angepasst werden müssen

- Die Teilchen, die zum Ring gehörende Pads induzieren. Dabei werden sowohl Cherenkovlicht erzeugende als auch direkt den Photonendetektor treffende Teilchen berücksichtigt. Der Anteil der jeweils induzierten Pads wird als Gewicht gespeichert.

3.3.2 Spursegmente in MDC

Für die anderen Detektorkomponenten werden in der Analyse Treffer ebenfalls in mehreren Stufen verarbeitet. So werden für die MDCs zuerst Treffer in den einzelnen Kammern gebildet, die dann zu sogenannten Spursegmenten zusammengesetzt werden. Diese müssen bestimmte Bedingungen wie einen geradlinigen Verlauf durch das Target, eine minimale Anzahl an beitragenden Signaldrähten (z.B. 5 von 7 Driftzellen) usw. erfüllen. Diese geraden Spursegmente werden für die inneren (MDCI/II) und äußeren Driftkammerebenen (MDCIII/IV) ermittelt.

3.3.3 Trefferkorrelation

Die gefundenen Detektortreffer und Spursegmente werden im Ortsraum korreliert. Dabei sind folgende Kombinationen wichtig: RICH - MDCI/II, MDCI/II - MDCIII/IV, MDCIII/IV - META. Die RICH - MDCI/II Korrelation ist für die folgenden Untersuchungen die wichtigste. Sie stellt sicher, dass nur Ringe mit zugehöriger Teilchenspur weiteranalysiert werden. Ringe ohne Spur werden als sogenannte *fakes* markiert und aussortiert. Sie entstehen im Wesentlichen durch elektronisches Rauschen und direkte Teilchentreffer im Photonendetektor.

3.3.4 Weitere Analyseschritte

Für voll rekonstruierte Spuren kann der Impuls bestimmt werden. Mit dem *Kickplane* Algorithmus [SG03] bzw. der *Spline*-Fitmethode [Rus06] werden Anfangswerte für Betrag und Richtung des Teilchenimpulses bestimmt. Die beste Auflösung erreicht man dann mit dem *Runge-Kutta* Verfahren [Kön06], das diesen Impuls als Anfangshypothese nimmt und die Teilchentrajektorie durch numerische Integration der Bewegungsgleichung im Magnetfeld ermittelt. Dabei wird z.Zt. eine relative Impulsauflösung von bis zu $\Delta p/p \approx 4\%$ erreicht, die aber noch bis ca 1 - 2% gesteigert werden soll. Durch eine Analyse der Flugzeit bzw. des Signals aus dem Shower- und/oder RICH Detektor kann die Teilchenspezies bestimmt werden. Voll identifizierte und rekonstruierte Spuren können dann verwendet werden, um z.B. e^+e^- -Paare zu bilden und deren invariante Masse zu ermitteln.

Kapitel 4

Ergebnisse

Im Folgenden werden beispielhaft die Ergebnisse für ω -Mesonen mit thermischer Impulsverteilung für eine kinetische Energie der Projektile von 8 AGeV bei einer Temperatur von 108.5 MeV (siehe Tabelle 3.1 auf S.20) vorgestellt.

Für jedes produzierte Elektron bzw. Positron werden oft mehrere Ringe identifiziert, die in der Simulation derselben Quelle zugeordnet werden können. Ein gefundener Ring entspricht entweder dem *wahren* reflektierten Cherenkovkegel oder einem Geisterring, der entsteht, wenn auf den Pads in der Nähe eines *wahren* Rings durch elektronisches Rauschen oder gestreute Photonen ein Signal induziert wird. So kann der Algorithmus unter Umständen auch ein ringförmiges Muster finden. Typischerweise befinden sich solche Ringe in einem Abstand von etwa zwei Ringradien, und haben einen großen Centroid, da der Schwerpunkt im Vergleich zum gefundenen Ringmittelpunkt in Richtung des *wahren* Rings verschoben ist.

Für die Analyse gibt es zwei Szenarien:

1. Es werden alle Ringe primärer Elektronen bzw. Positronen im RICH untersucht, d.h. insbesondere ohne Berücksichtigung der anderen Detektoren.
2. Es werden nur die Ringe untersucht, für die primäre Elektronen und Positronen bzw. beide Partner eines Paares ein räumlich korreliertes Signal in den ersten beiden MDC-Kammern erzeugt haben und in der Akzeptanz des Spektrometers liegen. Das heißt, dass sie alle weiteren Detektorkomponenten durchquert haben und somit theoretisch nachweisbar sind. Für die Korrelation gilt:

$$-7^\circ < \Delta\theta < 7^\circ \cap -7^\circ < \Delta\phi \cdot \sin\theta < 7^\circ \quad (4.1)$$

$$\Delta\theta = \theta_{MDC} - \theta_{RICH} \quad (4.2)$$

$$\Delta\phi = \phi_{MDC} - \phi_{RICH} \quad (4.3)$$

Als Güteparameter für die Korrelation wird definiert:

$$corr = \sqrt{(\phi_{MDC} - \phi_{RICH})^2 + (\theta_{MDC} - \theta_{RICH})^2} \quad (4.4)$$

In Abb. 4.1 ist für alle gefundenen Ringe innerhalb des Korrelationsfensters (Gleichung 4.1) der Centroid gegen den Korrelationsparameter $corr$ dargestellt. Die

Geisterringe, deren Mittelpunkte nahe genug am *wahren* Ring sind, um eine Korrelation zur Positronen- bzw. Elektronenspur zu finden, lassen sich durch Centroid und Korrelationsparameter von *wahren* Ringen trennen. Für eine Korrelation zwischen RICH-Ring und MDC-Spur in den vorderen Segmenten wird deshalb $corr < 3$ verlangt.

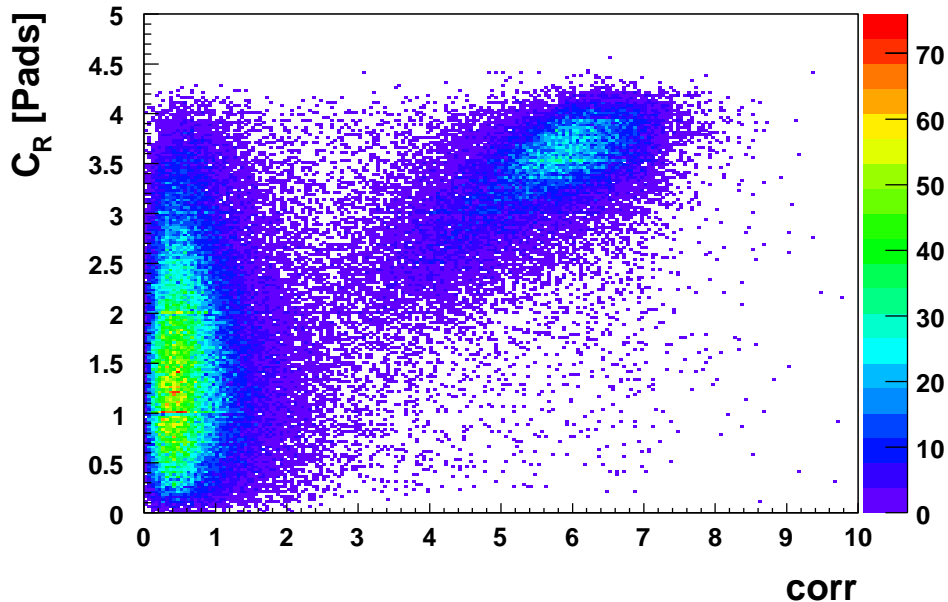


Abbildung 4.1: Centroid eines gefundenen Ringes gegen dessen Korrelationsparameter (siehe Gleichung 4.4).

4.1 Hadronenunterdrückung bei höheren Energien

4.1.1 Vorüberlegungen

In der Designphase des HADES-Spektrometers wurden Studien zur Wahl des Radiator-gases vorgenommen, wobei folgende Kriterien entscheidend waren:

- Eine hohe Transmission im kurzwelligen Wellenlängenbereich des VUV¹-Lichts ($\lambda < 220$ nm). Die Obergrenze ist bedingt durch die Austrittsarbeit der CsI Photokathode.
- Eine geringe Materiedichte und damit große Strahlungslänge für die Reduktion des Untergrunds durch e^+e^- -Paare aus externer Konversion.
- Für eine hohe Cherenkovphotonenausbeute ein möglichst großer Brechungsindex (d.h. kleiner Lorentzfaktor γ_{thr}), da die Anzahl der detektierten Photonen mit $N^{det} \sim \frac{1}{\gamma_{thr}^2}$ wächst.

¹Vakuum UltraViolett

Radiatorgas	γ_{thr}	$p_{thr,\pi^+\pi^-}$ [GeV/c]	p_{thr,e^+e^-} [MeV/c]
C_4F_{10}	18	2.4	9.2
$C_4F_{10}/CH_4(1:1)$	22	2.97	11.2
C_2F_6	25	3.3	12.7
CH_4	31	4.2	15.8

Tabelle 4.1: Cherenkovschwellen für verschiedene Gase für Lorentzfaktor γ_{thr} , Pionenimpuls $p_{thr,\pi^+\pi^-}$ und Elektronen- bzw. Positronenimpuls p_{thr,e^+e^-} .

- Ein ausreichend hoher Lorentzfaktor γ_{thr} , um Hadronenunterdrückung zu gewährleisten.
- Eine geringe optische Dispersion, um eine geringe Aufstreuung der Cherenkovkegel und damit eine gute Ringqualität zu erhalten.

Für Systeme bis zu einer Projektilenergie von $E_{kin} = 2$ AGeV ist eine Radiatorschwelle $\gamma_{thr} \gtrsim 11$ ausreichend. Erhöht man die Einschussenergie, können insbesondere Pionen die Schwelle überschreiten. Kaonen und Protonen werden nicht weiter betrachtet, da ihre Geschwindigkeiten aufgrund ihrer größeren Masse zu klein sind. Ob durch Cherenkovlicht, das von Pionen erzeugt wurde, der Untergrund durch fehlidentifizierte Ringe vergrößert wird, soll in diesem Abschnitt untersucht werden. Die verwendeten Radiatorgase sind in Tab. 4.1 aufgelistet. Diese Gase können mit geringen Umbauten am bestehenden Gassystem des RICH-Detektors in das Radiatorvolumen eingefüllt werden. In den GEANT-Simulationen wurde die Dispersion für C_2F_6 und $C_4F_{10}/CH_4(1:1)$ außer Acht gelassen.

Untersucht wurden ausschließlich die ω -Zerfälle (siehe Kap.3.1):

- $\omega \rightarrow e^+ + e^-$
- $\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$

In Fig. 4.2 sind die erwarteten Impulsverteilungen für e^+/e^- und Pionen zusammen mit ihren Cherenkovschwellen gezeigt. Da die Cherenkovschwellen für Elektronen und Positronen bei etwa 10 MeV/c liegen, sind sie nicht sichtbar. Für Pionen macht es einen deutlichen Unterschied, welches Radiatorgas verwendet wird. In Tabelle 4.2 ist der Anteil der Pionen, die die Cherenkovschwelle überschreiten, für die verschiedenen Energien und Gase in % angegeben.

Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass die aus baryonischer Resonanzproduktion erwarteten Pionen mit zum Teil höheren Impulsen und Ausbeuten auftreten können. Die angegebenen Zahlen sind daher nur Abschätzungen.

4.1.2 Ringeigenschaften

Da für höhere Einschussenergien ein immer größerer Anteil der geladenen Pionen die Cherenkovschwelle überschreitet, ist es entscheidend, welche Eigenschaften die projizierten Ringe ihrer Cherenkovkegel besitzen. Dazu wurden mit GEANT zunächst die Ringbilder auf der Kathodenebene des RICH simuliert und ausgewertet. Als Geometrie

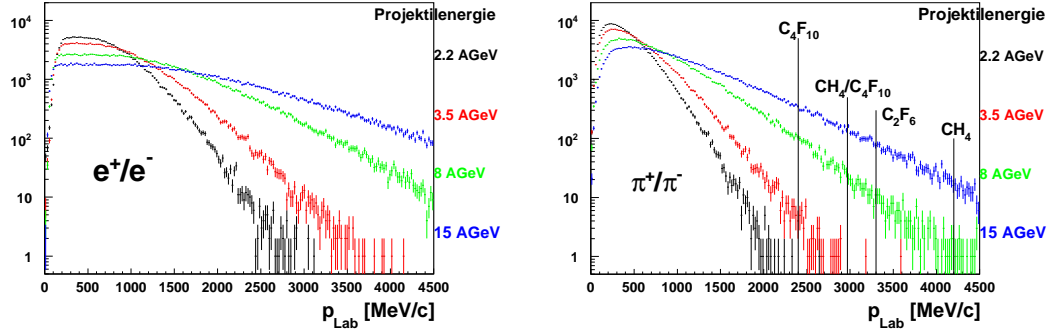


Abbildung 4.2: Über alle Polarwinkel integrierte Impulsverteilungen von Elektronen und Positronen aus $\omega \rightarrow e^+ + e^-$ (links) und von geladenen Pionen aus $\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (rechts). Die Cherenkovschwellen der verschiedenen Gase sind für Pionen gegeben.

Radiatorgas	2.2 AGeV	3.5 AGeV	8 AGeV	15 AGeV
C_4F_{10}	0.005	0.23	8.9	47.4
$C_4F_{10}/CH_4(1 : 1)$	0.0	0.01	2	18.8
C_2F_6	0.0	0.005	0.91	10.8
CH_4	0.0	0.0	0.09	2.5

Tabelle 4.2: Anteil der Pionen im gesamten Raumwinkel, die die Cherenkovschwelle überschreiten. Die Werte sind in % gegeben.

wird ein verlängerter RICH-Radiator ($L_{RICH} = 150$ mm) mit unveränderter Position des Photonendetektors verwendet.

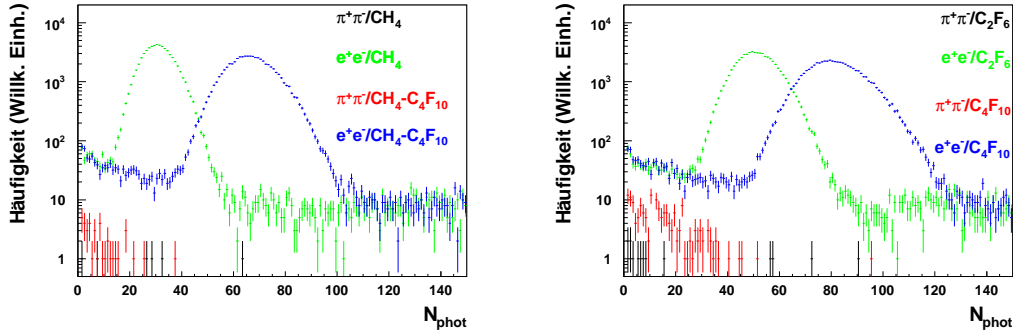


Abbildung 4.3: Anzahl der auf der Padplatte auftreffenden Cherenkovphotonen pro Teilchen bei $E = 8$ AGeV für verschiedene Radiatorgase.

In Abb. 4.3 ist die Anzahl der Photonen pro Teilchen für eine Projektilenergie von 8 AGeV dargestellt. Nur Ringe, die nicht im Randbereich der Photokathodenebene liegen, werden gezeigt. Für Elektronen bzw. Positronen nimmt die Anzahl der Photonen mit sinkendem Brechungsindex ab (vgl. Gleichungen 2.7 und 2.4). Die Breite der Verteilung wird durch die durchlaufenen Radiatorlängen der Teilchen für verschiedene Polarwinkel bestimmt. Die relative Breite bleibt konstant.

Die mittlere Anzahl der von Pionen erzeugten Cherenkovphotonen ist für alle Gase vergleichsweise klein. Die Gesamtzahl der emittierenden Pionen nimmt mit γ_{thr} stark ab. Für C_4F_{10} und C_4F_{10}/CH_4 kann die Anzahl der Photonen pro Teilchen allerdings ausreichen, um einen erkennbaren Ring zu erzeugen.

Wie aus Tabelle 4.2 ersichtlich, sollten bei 2.2 und 3.5 AGeV Projektilenergie keine Cherenkovphotonen von Pionen emittiert werden. Da bei niedrigen Energien Pionen und e^+/e^- auch in Rückwärtsrichtung aus dem Target austreten (diese Teilchen befinden sich nicht in der Detektorakzeptanz), können diese im CaF_2 -Fenster, das einen höheren Brechungsindex und damit eine niedrigere Cherenkovschwelle hat, Photonen emittieren. Diese werden über die ganze Photokathodenebene gestreut. In Anhang A.2, Abb. A.5 ist dies für die Anzahl der Photonen pro Pion gezeigt. Dieser Effekt tritt auch bei Elektronen und Positronen auf, ist aber im Vergleich zu "echtem" Cherenkovlicht aus dem Gas vernachlässigbar. Auch bei höheren Energien wirkt dies als Untergrund. Es gibt Pionen mit 40 oder mehr Cherenkov-Photonen.

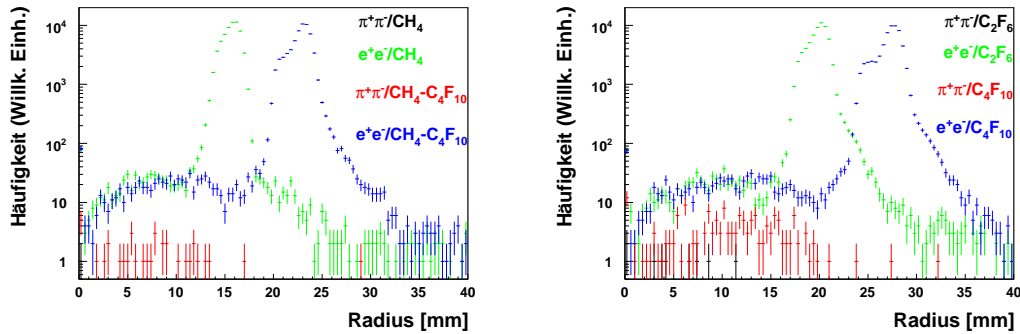


Abbildung 4.4: Mittlerer Ringradius für e^+/e^- und Pionen bei $E = 8$ AGeV für verschiedene Radiatorgase.

Ob ein Ring bei genügend nachgewiesenen Photonen identifiziert wird, hängt von seinem Radius und seiner Form ab. In Abb 4.4 ist der mittlere Ringradius sowohl für e^+/e^- als auch für Pionen für verschiedene Brechungsindizes dargestellt. Bei Elektronen und Positronen ist der Großteil der Photonen scharf um einen mittleren Radius angeordnet. Kleinere Radien stammen vor allem von Randbereichen der Padplane, an denen einige Photonen nicht nachweisbar sind. So kommt es zur Mittelwertbildung über einen unvollständigen Ring und somit zu einem kleineren Radius. Die mittleren Radien sinken mit abnehmendem Brechungsindex ($R \sim n$).

Die Radien der Cherenkovringe von Pionen liegen in einer breiten Verteilung vor, die auch für C_4F_{10} nicht mit der der e^+/e^- überlappt. So sollte die verwendete bzw. eine verbesserte Ringerkennung diese Ringe effizient unterdrücken können.

4.1.3 Anzahl identifizierter Ringe

Für diesen Abschnitt wird eine Einstellung der Ringanalyse gewählt, in der ein Ring als erkannt zählt, wenn einer der beiden Algorithmen erfolgreich ist. Da die Hough Transformation auch Ringe mit kleinerem Radius finden kann, wäre so auch die Identifizierung

Gas	E [AGeV]	$V_{ring,HT}$ [%]	$V_{corr,HT}$ [%]	$V_{ring,PM}$ [%]	$V_{corr,PM}$ [%]
C_4F_{10}	2.2	0.25	0.0	1.42	0.03
CH_4/C_4F_{10}	2.2	0.39	0.0	1.78	0.03
C_2F_6	2.2	0.32	0.01	1.70	0.06
CH_4	2.2	0.91	0.0	1.89	0.03
C_4F_{10}	3.5	0.13	0.0	0.67	0.01
CH_4/C_4F_{10}	3.5	0.07	0.0	0.67	0.03
C_2F_6	3.5	0.24	0.0	0.75	0.0
CH_4	3.5	0.47	0.0	0.89	0.02
C_4F_{10}	8	0.03	0.19	1.04	0.57
CH_4/C_4F_{10}	8	0.02	0.01	0.25	0.056
C_2F_6	8	0.06	0.0	0.14	0.03
CH_4	8	0.02	0.0	0.16	0.0
C_4F_{10}	15	0.82	0.95	5.83	3.42
CH_4/C_4F_{10}	15	0.15	0.16	1.64	0.65
C_2F_6	15	0.03	0.03	0.39	0.20
CH_4	15	0.04	0.0	0.05	0.0

Tabelle 4.3: Anteil der pioneninduzierten Ringe an e^+/e^- -induzierten, bei gleicher Anzahl in den gesamten Raumwinkel emittierter Teilchen. Dabei wird jeweils das Verhältnis für die Hough Transformation und Pattern Matrix für gefundene $V_{ring,PM/HT}$ und für korrelierte Ringe $V_{corr,PM/HT}$ gezeigt.

bei anderen Gasen möglich ohne eine Suchmaske anzupassen².

Bei den Pionen ist vor allem die Anzahl gefundener Ringe entscheidend, da diese zum kombinatorischen Untergrund im invarianten Massenspektrum beitragen und deshalb möglichst gut unterdrückt werden sollen. In Tabelle 4.3 ist der Anteil pioneninduzierter Ringe für verschiedene Energien und Radiatorgase zusammengestellt. Es ist jeweils für beide Algorithmen das Verhältnis von Pionen zu e^+/e^- an gefundenen Ringen dargestellt:

$$V_{ring,PM/HT} = \frac{N_{ring,pion,PM/HT}}{N_{ring,e^+e^-,PM/HT}} \quad (4.5)$$

mit $N_{ring,pion/e^+e^-,PM/HT}$ = Anzahl der von Pionen/ e^+/e^- induzierten Ringe, die durch die Hough Transformation/Pattern Matrix gefunden wurden. Und für korrelierte Ringe

$$V_{corr,PM/HT} = \frac{N_{corr,pion,PM/HT}}{N_{corr,e^+e^-,PM/HT}} \quad (4.6)$$

mit $N_{corr,pion/e^+e^-,PM/HT}$ = Anzahl der von Pionen/ e^+/e^- induzierten Ringe, die durch die Hough Transformation/Pattern Matrix gefunden wurden und eine Korrelation zu einem MDC-Segment mit einem Korrelationsparameter $corr < 3$ haben.

Bei Projektilenergien von $E = 2.2$ und 3.5 AGeV werden bei den Pionen hauptsächlich Ringe von Cherenkovlicht, das im CaF_2 Fenster emittiert wurde, gezählt, deren Anzahl

²Allerdings gibt es auch für die Hough Transformation einen minimalen und maximalen Radius, so das auch dieser Algorithmus nur beschränkt eingesetzt werden kann, wenn die Parameter nicht verändert werden

für alle Gase einen konstanten Untergrund darstellt (vgl. Abschnitt 4.1.2). Bei Elektronen und Positronen wird die Anzahl gefundener Ringe mit sinkendem Brechungsindex reduziert, da weniger Cherenkovphotonen im Radiatorgas erzeugt werden. Dies führt zu einem steigenden Verhältnis $V_{ring,HT/PM}$ für beide Algorithmen mit sinkendem Brechungsindex. Da die Ringe der Pionen nicht mit einer MDC-Spur korreliert sind, bleibt $V_{corr,HT/PM}$ wie erwartet ~ 0 .

Bei $E = 8$ und 15 AGeV emittieren geladene Pionen auch im Radiatorgas Cherenkovphotonen, so dass korrelierte Ringe gefunden werden. $V_{ring,HT/PM}$ ist kleiner als bei $E = 2.2$ und 3.5 AGeV, da durch den Lorentzschub kaum Pionen in Rückwärtsrichtung emittiert werden und dieser Anteil daher sinkt. Reduziert man den Brechungsindex, sinkt $V_{ring,HT/PM}$ bzw. $V_{corr,HT/PM}$. Das maximale Verhältnis zu e^+/e^- -Ringen beträgt $V_{ring,PM} = 5.83\%$ bei 15 AGeV Projektilenergie und C_4F_{10} als Radiatorgas.

Obwohl das Verhältnis gefundener und korrelierter Ringe für die Pattern Matrix größer als für die Hough Transformation ist, entsprechen die meisten Ringe, die mit der Pattern Matrix gefunden werden, keinen "echten" Cherenkovringen. Dies kann vor allem an ihrem Centroiden (siehe Abb. 4.9, links) deutlich gemacht werden.

4.1.4 Eigenschaften identifizierter Ringe

Die veränderten Ringeigenschaften der identifizierten Elektronen- und Positronenringe sind entscheidend für die Effizienz des Ringerkennungsverfahrens und deshalb für die Wahl des Gases. In Abb. 4.5 - 4.9 sind die Eigenschaften der Ringe (siehe Kapitel 3.3.1), die mit einer MDC-Spur korreliert sind, dargestellt. Links ist jeweils die untersuchte Größe für Ringe dargestellt, die anhand der Pattern Matrix gefunden wurden, und rechts für die mit der Hough Transformation identifizierten Ringe.

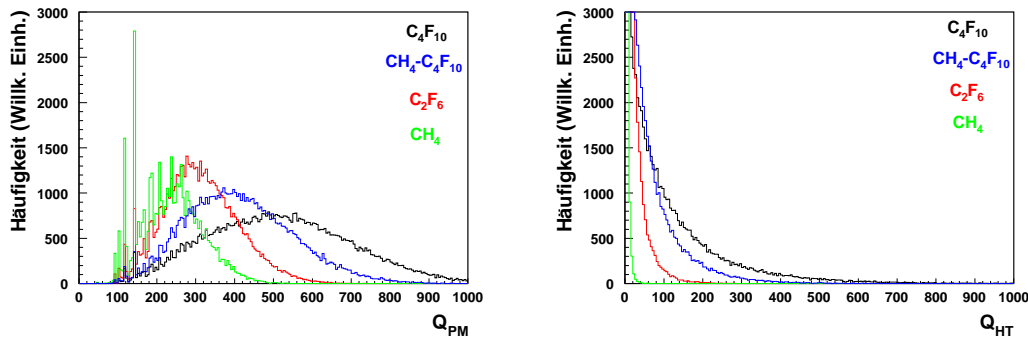


Abbildung 4.5: Qualitätsparameter der Ringe primärer e^+/e^- bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV, die durch die Pattern Matrix (links) und durch die Hough Transformation (rechts) gefunden wurden.

Die Anzahl der durch die Hough Transformation sowie die der durch die Pattern Matrix gefundenen Ringe mit einem hohen Qualitätsparameter wird bei beiden Algorithmen mit abnehmendem Brechungsindex kleiner (Abb. 4.5).

Der Radius der identifizierten Ringe nimmt mit sinkendem Brechungsindex ab und wird breiter (Abb. 4.6), ab C_2F_6 werden die Radien allerdings so klein, dass auch die Hough Transformation nicht mehr alle Ringe erkennt bzw. der Radius durch andere

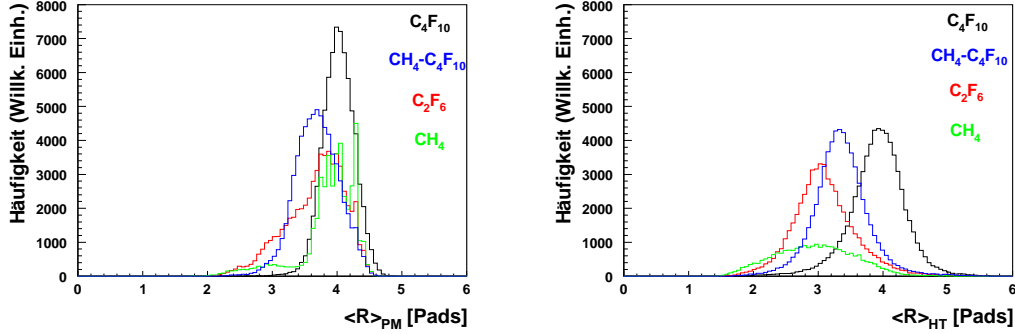


Abbildung 4.6: Mittlere Ringradien von Ringen primärer e^+/e^- bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV, die durch die Pattern Matrix (links) bzw. durch die Hough Transformation (rechts) gefunden wurden.

Pads bestimmt wird. Dies gilt auch für die folgenden Beobachtungen.

So nimmt die Anzahl der gefeuerten Pads pro Ring ab, ab C_2F_6 ist der RingFinder auf eine ganz bestimmte Art von Ringen begrenzt und die Anzahl entspricht nicht mehr allen real aufleuchtenden Pads (Abb. 4.7).

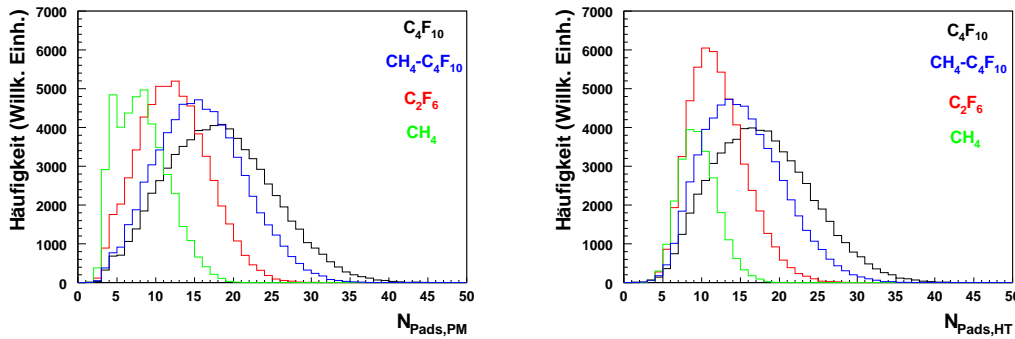


Abbildung 4.7: Anzahl der Pads pro Ring von Ringen primärer e^+/e^- bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV, die durch die Pattern Matrix (links) bzw. durch die Hough Transformation (rechts) gefunden wurden.

Die integrierte Ladung pro Ring verläuft dementsprechend (Abb. 4.8). Zwischen C_4F_{10} und CH_4/C_4F_{10} gibt es aber kaum Unterschiede, da nur etwas weniger Photonen emittiert werden, die sich aufgrund des kleineren Radius auf weniger Pads verteilen, die Gesamtladung aber nur sehr wenig abnimmt.

Der Centroid zeigt deutlich, dass ab C_2F_6 durch die beiden Algorithmen die Cherenkovringe kaum mehr richtig erkannt werden (Abb. 4.9). Der Schwerpunkt der Pads liegt an einer anderen Stelle als der gefundene Mittelpunkt. Da der Radius des echten Ringes kleiner als der vorgegebene ist (durch die Größe der Pattern Matrix oder durch den minimalen und maximalen Radius für die Hough Transformation), kann nur ein Ring erkannt werden, wenn der gefundene zum realen Ring verschoben ist. Besonders deutlich wird das, wenn die Ringe, die durch die Pattern Matrix gefunden wurden, betrachtet werden (Abb. 4.9, links).

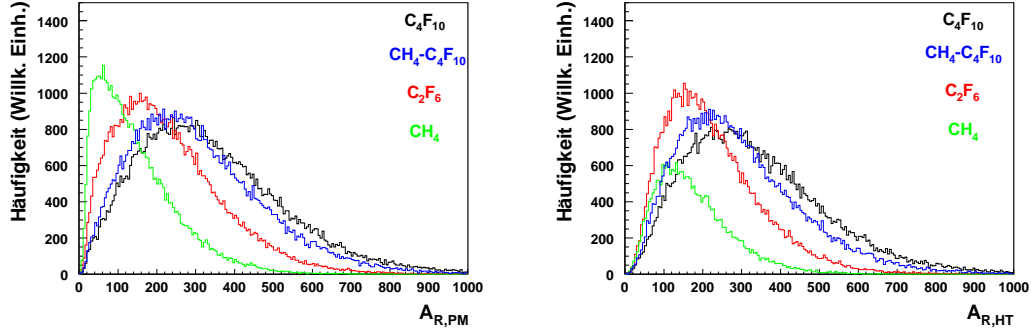


Abbildung 4.8: Die integrierte Ladung von Ringen primärer e^+/e^- bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV, die durch die Pattern Matrix (links) bzw. durch die Hough Transformation (rechts) gefunden wurden.

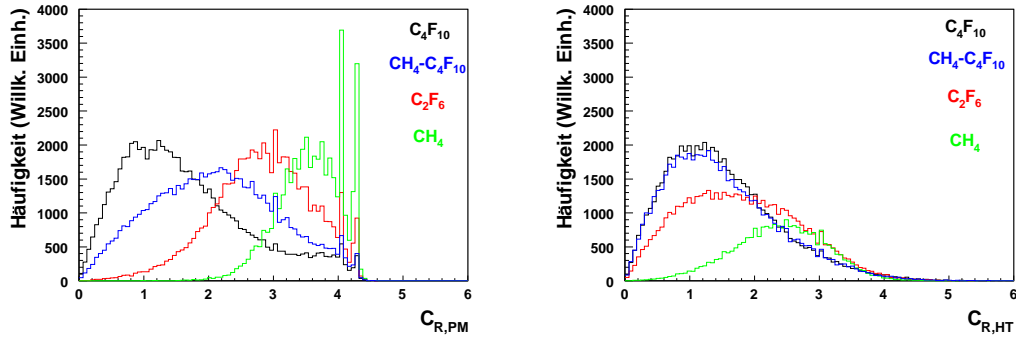


Abbildung 4.9: Centroid von Ringen primärer e^+/e^- bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV, die durch die Pattern Matrix (links) bzw. durch die Hough Transformation (rechts) gefunden wurden.

4.1.5 Nachweiseffizienz für e^+/e^-

Für Positronen und Elektronen wird beispielhaft bei $E = 8$ AGeV untersucht, wie sich veränderte Ringeigenschaften bei verschiedenen Radiatorgasen auf die Wahrscheinlichkeit auswirken, durch einen Ring mit korrelierter MDC-Spur nachgewiesen zu werden (siehe Kapitel 4.3.3). Die Effizienz für ein einzelnes primäres Elektron bzw. Positron wird gegen den Polarwinkel θ für Ringe dargestellt, die durch die Pattern Matrix (Abb. 4.10, links) und durch die Hough Transformation (Abb. 4.10, rechts) gefunden wurden. Aufgrund der gewählten Geometrie steigt die Effizienz ab $\theta \sim 10^\circ$ und bricht bei $\theta \sim 60^\circ$ ab, da oberhalb bzw. unterhalb dieser Polarwinkel die Teilchen nicht mehr in die Akzeptanz des Spektrometers fallen (siehe Kapitel 4.2).

Wie schon bei den Ringeigenschaften festgestellt, lassen sich bei einer Beimischung von Methan die Ringe immer noch ausreichend gut bestimmen, mit der Hough Transformation besser als mit der Pattern Matrix. Bei C_2F_6 sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen und Positronen schon auf 60 bis 70 %, da durch die geringere Anzahl an emittierten Cherenkovphotonen die Wahrscheinlichkeit abnimmt, dass der Ring identifiziert wird. Die Effizienz sinkt zusätzlich, da die Parameter der Ringerkennungsalgo-

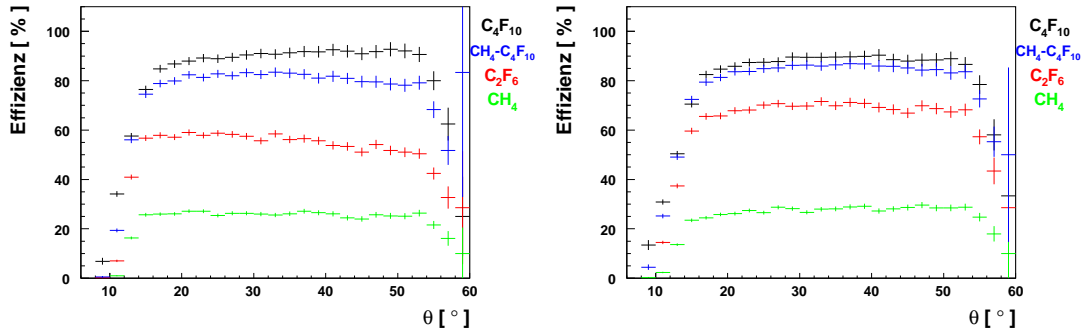


Abbildung 4.10: Nachweiseffizienz für einzelne e^+/e^- bei einer Einschussenergie von $E = 8$ AGeV und verschiedenen Radiatorgasen. Links ist die Nachweiseffizienz durch Ringe, die von der Pattern Matrix gefunden wurden, rechts durch Ringe, die von der Hough Transformation gefunden wurden, gezeigt.

rithmen nicht verändert wurden. So werden oft unvollständige Ringe gefunden, deren Mittelpunkte nicht mit einer MDC-Spur korreliert werden können. Wählt man reines Methan als Radiator, wird nur noch eine Effizienz von $\sim 25\%$ erreicht. Durch eine Anpassung der Pattern Matrix bzw. der Parameter der Hough Transformation kann dieser Verlust jedoch behoben werden.

4.1.6 Zusammenfassung

Bei unverändertem Radiatorgas und Ringerkennungsalgorithmus tragen Pionen bei einer Projektilenergie von 8 bzw. 15 AGeV zum Untergrund fehlidentifizierter Elektronen bzw. Positronen bei. Allerdings ist der Effekt sehr klein, wenn man Korrelation mit einem MDC-Segment verlangt. Andererseits kann man durch geeignete Wahl eines anderen Radiatorgases die Erzeugung von Cherenkovlicht bei Pionen weiter unterdrücken. Eine einfache Möglichkeit wäre die Beimischung von Methan. Dadurch verschlechtert sich die Effizienz des e^+/e^- -Nachweises etwas, wenn die Ringerkennung nicht den veränderten Ringeigenschaften angepasst wird.

4.2 Geometrische Akzeptanzoptimierung

Um die geometrischen Akzeptanzen für unterschiedliche Konfigurationen und Energien zu bestimmen, wurden zuerst für alle primären e^+e^- -Paare die beiden Polarwinkel $\theta_{1/2}$ beider Partner und für Paare der Transversalimpuls p_T gegen die Rapidität y untersucht. Die ursprüngliche Verteilung dieser im Labor gemessenen Größen ist für den direkten Zerfall eines ω -Mesons in Elektron und Positron bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV in Abb. 4.11 gezeigt.

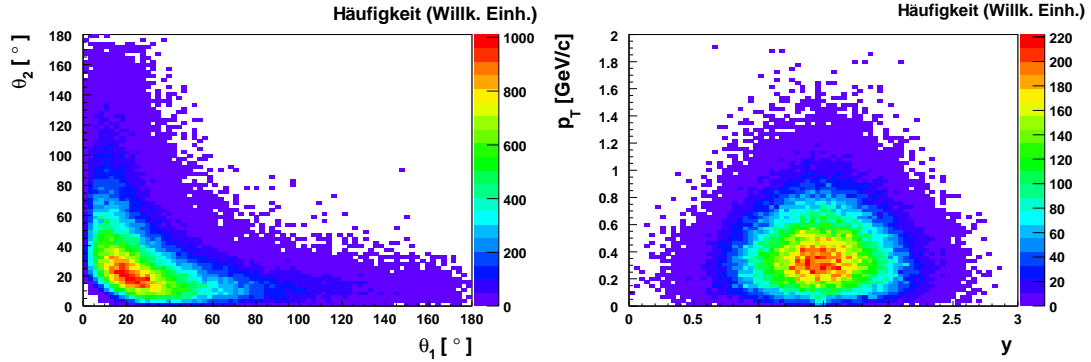


Abbildung 4.11: Primäre e^+e^- -Paare aus dem direkten ω -Zerfall bei einer Projektilenergie von 8AGeV aufgetragen für θ_2 vs. θ_1 (links) und für p_t vs. y (rechts).

Da das ω -Meson eine hohe invariante Masse von $M_{inv} = 782$ MeV/ c^2 hat, werden im Laborsystem die beiden Partner des e^+e^- -Paares mit einem großen Öffnungswinkel emittiert. Der mittlere Öffnungswinkel im Laborsystem beträgt $\alpha \approx 45^\circ$.

In Abb. 4.11, rechts kann man sehen, wie die Rapidität symmetrisch um mittlere Rapidität verteilt ist und hauptsächlich ω -Mesonen mit kleinen Transversalimpulsen erzeugt werden. Diese sind von besonderem Interesse für das HADES-Physikprogramm, da sie sich lange Zeit im Feuerball (siehe Abschnitt 2.2.1) aufhalten.

Der Anteil an primären e^+e^- -Paaren in der Akzeptanz des HADES-Spektrometers aus dem ω -Zerfall für die normale Geometrie ist in Abbildung 4.12 gezeigt:

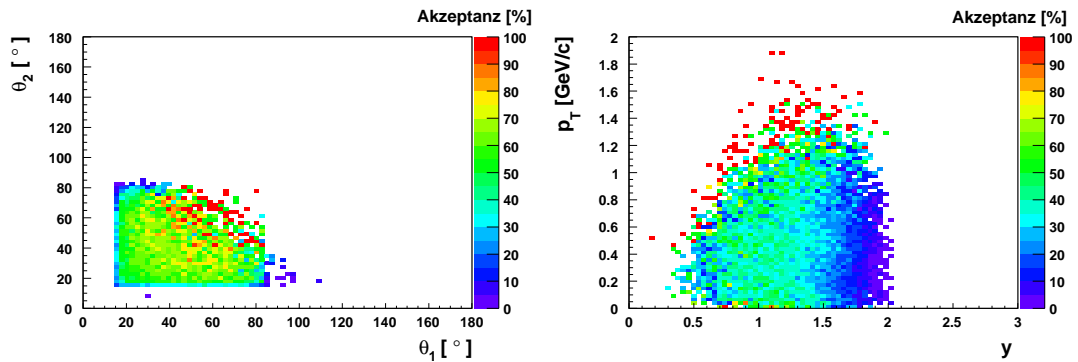


Abbildung 4.12: Anteil an akzeptierten primären e^+e^- -Paaren aus dem direkten ω -Zerfall bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV.

Da bei $E = 8$ AGeV die meisten Positronen und Elektronen (mit niedrigen Impul-

Energie [AGeV]	$A_{acc,norm}$ [%]	$A_{acc,opt}$ [%]	$L_{RICH,opt}$ [mm]	$L_{MDC,opt}$ [mm]
2.2	34.9	35.1	50	0
3.5	34.1	35.7	0	100
8	25.4	33.0	50	300
15	15.5	28.4	100	500

Tabelle 4.4: Akzeptanz des HADES-Spektrometers bei derzeitigem Aufbau $A_{acc,norm}$ und bei optimaler Einstellung $A_{acc,opt}$ von RICH-Radiatorverlängerung $L_{RICH,opt}$ und Abstandsvergrößerung zwischen MDCI und RICH-Spiegel $L_{MDC,opt}$.

sen) durch den Lorentz-Boost zu kleinen Polarwinkeln emittiert werden, das HADES-Spektrometer im derzeitigen Aufbau aber erst ab 18° sensitiv ist, geht ein großer Anteil an ω -Mesonen verloren. Besonders deutlich wird im p_T -Rapiditäts-Spektrum, dass Mesonen mit hohen Rapiditäten und kleinen Transversalimpulsen aus der Akzeptanz fallen. Es entsteht eine asymmetrische Verteilung.

Diese Asymmetrie kann behoben werden, indem man versucht, das Spektrometer so zu strecken, dass es auch bei kleinen Winkeln wieder sensitiv ist. Dies kann erreicht werden, indem man den RICH-Detektor verlängert und/oder den Abstand zwischen MDCI und dem RICH-Spiegel vergrößert. Dabei verschiebt man eigentlich die Akzeptanz, d.h. man schneidet bei großen Winkeln ab, dafür gewinnt man aber bei kleinen Winkeln. In Abb. 4.13 wurde der RICH um 150 mm gestreckt und der Abstand zwischen MDCI und RICH-Spiegel um 200 mm vergrößert. Die p_T -Rapiditätsverteilung wird wieder symmetrisch um mittlere Rapidität.

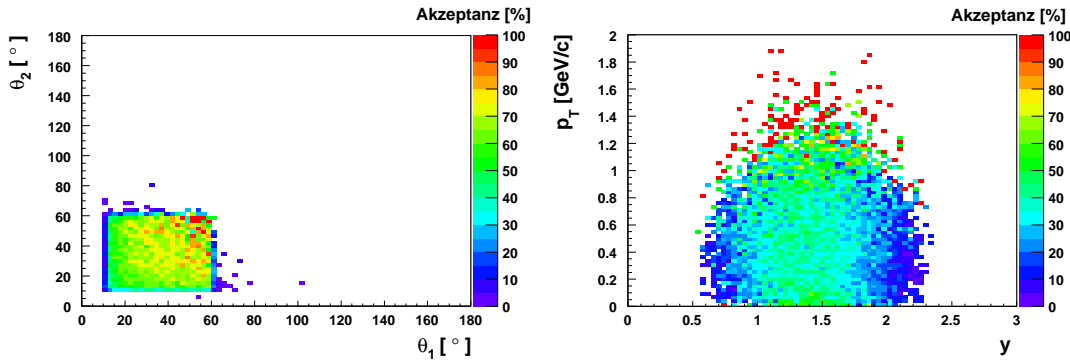


Abbildung 4.13: Anteil an akzeptierten primären e^+/e^- aus dem direkten ω -Zerfall bei einer Projektilenergie von 8 AGeV für eine RICH-Spiegel-Verschiebung von 150 mm und einen um 200 mm vergrößerten RICH-MDC-Abstand.

Um mögliche Akzeptanzverschiebungen systematisch zu untersuchen, wird der Anteil an akzeptierten Positronen und Elektronen für alle L_{RICH} und L_{MDC} (siehe Abschnitt 2.2.2) und alle Projektilenergien $E = 2.2, 3.5, 8, 15$ AGeV berechnet. So kann für jede Projektilenergie eine Einstellung gefunden werden, in der die maximale Anzahl an primären e^+/e^- im invarianten Massenbereich des ω -Mesons akzeptiert wird. Die erhaltenen Ergebnisse sind in Abb. 4.14 und 4.15 dargestellt. Die Zahl der akzeptierten Paare ist in Tab. 4.4 aufgelistet.

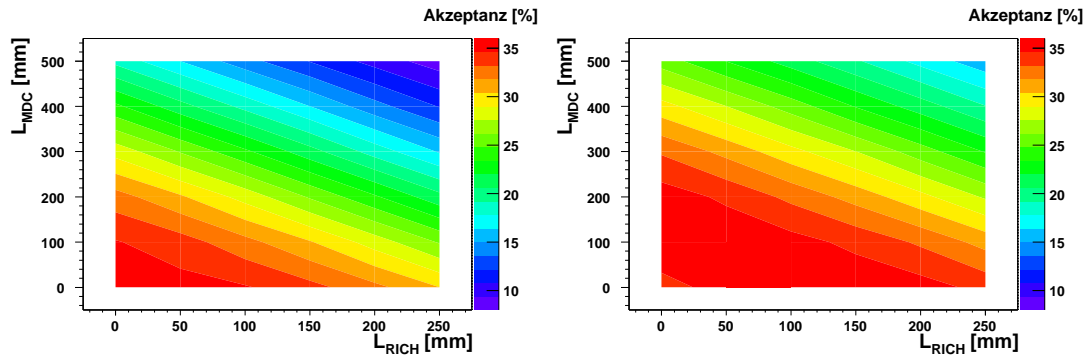


Abbildung 4.14: Über p_T und y integrierte Akzeptanz für alle untersuchten Einstellungen von L_{RICH} und L_{MDC} für eine Projektilenergie von 2.2 AGeV (links) und 3.5 AGeV (rechts).

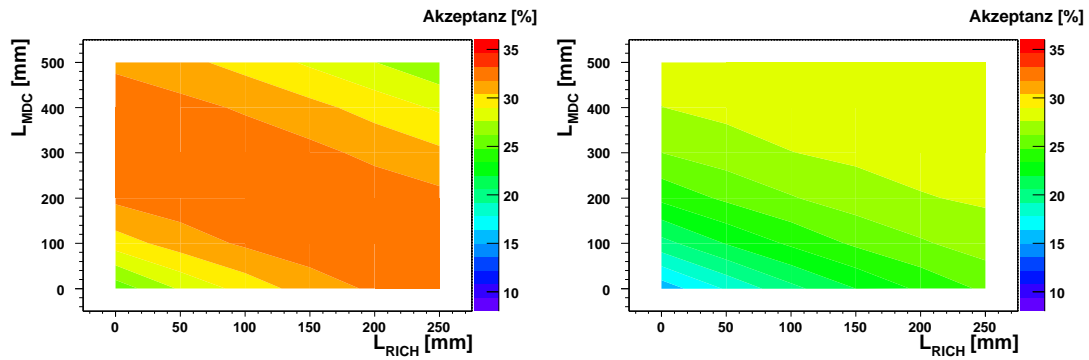


Abbildung 4.15: Über p_T und y integrierte Akzeptanz für alle untersuchten Einstellungen von L_{RICH} und L_{MDC} für eine Projektilenergie von 8 AGeV (links) und 15 AGeV (rechts).

Bei einer Projektilenergie von 8 AGeV wird z.B. bei einem um 50 mm verlängertem RICH-Radiator und einem um 300 mm größeren Abstand zwischen RICH-Spiegel und MDCI die maximale Akzeptanz von 33.0% erreicht (siehe Tab. 4.4). Da die Akzeptanzverteilungen in L_{RICH} und L_{MDC} in diesem Bereich flach verlaufen, können für jede Energie auch andere Einstellungen gewählt werden, die z.B. eine bessere e^+/e^- Nachweiseffizienz besitzen. Je nachdem in welchem Bereich der Rapiditätsverteilung gemessen werden soll, kann insbesondere der MDC-RICH-Abstand geeignet gewählt werden. So verliert man bei einem etwas größerem Abstand insgesamt an Akzeptanz, erhält aber mehr Paare mit hohen Rapiditäten.

4.3 Radiatorverlängerung zur Effizienzoptimierung

Die Verlängerung des Radiators des RICH-Detektors führt zu mehr nachweisbaren Photonen je e^+/e^- -Spur. Damit sich die Effizienz für die Erkennung von Elektronen und Positronen bei Streckung des RICH verbessert, dürfen die Ringe jedoch nicht zu sehr deformiert sein und ihr Radius sollte auch nicht zu sehr vom derzeitigen abweichen. Denn nur dann kann bei einer größeren Photonenzahl und einer daraus resultierenden höheren Anzahl an gefeuerten Pads eine bessere Ringerkennung stattfinden. Aus den Vorüberlegungen im Kapitel 2.2.2 wurde deutlich, dass bei zu großer Streckung die Ringe auf der Padplane kaum noch zu erkennen sind. Da die Nachweiseffizienz eine komplexe Größe ist, wurde sie mit ausführlichen GEANT-Rechnungen überprüft. Dafür wurden alle Photonen, die zu einem primären Elektron oder Positron gehören, herausgegriffen und die Eigenschaften dieser Ringe untersucht.

4.3.1 Ringe aus Photonen

Zunächst wurden alle Photonen, die auf der Padebene auftreffen, dem Teilchen, das dieses Cherenkovlicht erzeugt hat, zugeordnet und die Eigenschaften des Teilchens wie Teilchenart, Erzeugungsmechanismus des Teilchens, Impuls und Winkel ausgewertet. So können später die Ringeigenschaften für eine bestimmte Spezies dargestellt werden. Der Schwerpunkt aller Photonentreffer wurde als Ringmittelpunkt definiert, sowie ein mittlerer, minimaler und maximaler Radius bestimmt. Das Verhältnis von minimalem zu maximalem Radius ergibt eine Abschätzung für die Schärfe des Rings, verschränkt mit einer Information über die Verformung. Deshalb wird ein weiterer Parameter benötigt, der nur auf die Deformation sensitiv ist. Es wird der Schwerpunkt über alle x-Werte der linken (x_m) bzw. der rechten Hälfte (x_p) und über alle y-Werte der oberen (y_p) bzw. der unteren Hälfte (y_m) gebildet. So können später Abschätzungen über die Asymmetrie des Rings gemacht werden.

Es werden also folgende Eigenschaften der Ringe dargestellt:

1. Anzahl der Photonen pro e^+/e^- : N_{phot} .
2. Mittlerer Radius: $\langle R \rangle$.
3. Das Verhältnis von minimalem zu maximalem Radius: $D = \frac{R_{min}}{R_{max}}$.

4. Asymmetrie in y-Richtung: $\epsilon_y = \frac{y_p - y_m}{y_p + y_m}$.
5. Asymmetrie in x-Richtung: $\epsilon_x = \frac{x_p - x_m}{x_p + x_m}$.
6. Asymmetrie in x-y-Richtung: $\epsilon_{xy} = \frac{y_p - x_p}{y_p + x_p}$.

Diese Kriterien werden im Folgenden für alle primären e^+/e^- für verschiedene RICH-Streckungen und Energien für sieben Intervalle im Polarwinkel von 15° bis 85° aufgetragen. Zusätzlich wird ein Randtest durchgeführt, der dem Schwerpunkt des Rings ein Pad zuweist und unter der gleichen Methode wie im Ring Finder Algorithmus ermittelt, ob der Ring am Rand des Sektors liegt. Diese Ringe werden aussortiert, da sie das Ergebnis verfälschen würden.

Die Anzahl der erzeugten Ringe und deren Winkelverteilung hängen von der Energie und dem MDC-RICH-Abstand ab, nicht aber die Ringeigenschaften selbst. Deshalb werden im Folgenden nur die Ringe primärer Elektronen bzw. Positronen bei einer Energie von $E = 8$ AGeV und $L_{MDC} = 0$ mm untersucht. Die verschiedenen Eigenschaften werden jeweils für alle Radiatorverlängerungen L_{RICH} und Polarwinkel des Elektrons bzw. Positrons dargestellt.

1. Anzahl der Photonen

In Abb.4.16 ist die Anzahl der Photonen pro Positron bzw. Elektron auf der Photokathodenebene gezeigt. Im Polarwinkelbereich $15^\circ < \theta < 65^\circ$ ist der Verlauf von N_{phot} im Bezug auf Streckung des RICH-Detektors wie erwartet. Die Anzahl der Photonen pro e^+/e^- steigt bei kleinen Polarwinkeln am stärksten, da sich hier die Radiatorverlängerung am deutlichsten auswirkt (um 61% für $15^\circ < \theta < 25^\circ$). Bei großen Polarwinkeln ($\theta > 65^\circ$) nimmt die Anzahl der Photonen mit zunehmender Länge ab, weil Cherenkovphotonen in diesem Winkelbereich nicht mehr oder nur noch teilweise vom Spiegel reflektiert werden oder die Padplane nicht treffen.

Diese verlorenen Photonen wirken sich auch auf die übrigen Eigenschaften der Ringe aus, da dadurch der Schwerpunkt und damit alle anderen Kriterien falsch bestimmt werden.

2. Radius

In Abb. 4.17 ist die Verteilung der mittleren Radien in mm gezeigt. Im Winkelbereich $\theta < 65^\circ$ nimmt der Radius zu einem Maximum hin zu und fällt dann wieder ab. Die maximale Zunahme liegt im Polarwinkelbereich $45^\circ < \theta < 55^\circ$ und beträgt $\frac{\Delta\langle R \rangle}{\langle R \rangle} \approx 11\%$. Der mittlere Radius erhöht sich auf 28.7 mm statt 25.7 mm wie bisher. Dies entspricht etwa einer halben Padbreite. Bei großen Winkeln nimmt der Radius wieder ab, allerdings ist man hier bei größeren RICH-Streckungen in dem Bereich außerhalb der Akzeptanz. Daraus folgt, dass in allen Winkelbereichen der mittlere Radius eine Ringerkennung nicht verschlechtern wird.

3. Radiusverhältnis D

In Abb. 4.18 ist das Verhältnis von minimalem zu maximalem Radius D aufgetragen. Bei einem scharf und ohne Deformation abgebildeten Ring sollte dieses Verhältnis 1 sein. Bei normaler Geometrie liegt das Maximum bei 0.706. Für den verlängerten Radiator

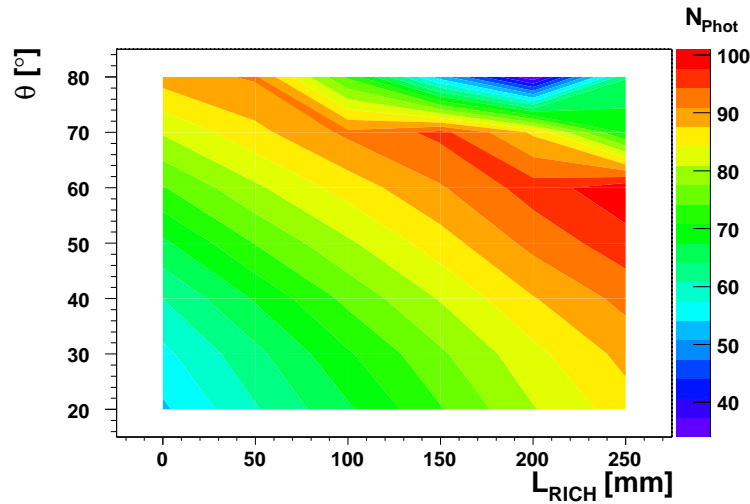


Abbildung 4.16: Anzahl der Photonen pro primären e^+/e^- N_{phot} für Polarwinkel θ vs. RICH-Radiatorverlängerung L_{RICH} .

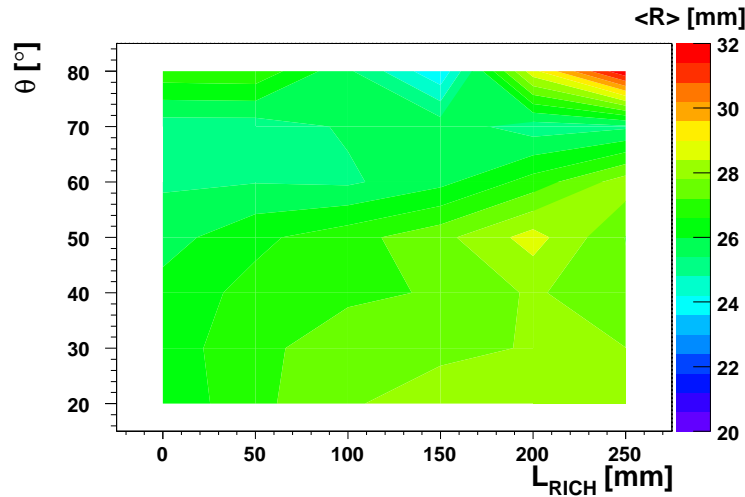


Abbildung 4.17: Mittlerer Radius der Cherenkovphotonen R in mm für Polarwinkel θ vs. RICH-Radiatorverlängerung L_{RICH} .

wird dieses Verhältnis kleiner, weil einerseits die Deformationen größer werden und andererseits die Schärfe der Ringe abnimmt, da die Photokathodenebene nicht mehr in der Fokalebene des Spiegels liegt (siehe Abschnitt 2.2.2). Am deutlichsten ausgeprägt ist dies im mittleren Winkelbereich $45^\circ < \theta < 55^\circ$.

4. Asymmetrien

Die Asymmetrien in x- bzw. in y-Richtung ϵ_x, ϵ_y weichen auch bei veränderter Geometrie des RICH-Detektors kaum von 0 ab. Die entsprechenden Abbildungen befinden sich im Anhang A.2 (Abb. A.3). In Abb. 4.19 ist die Asymmetrie zwischen x- und y-Richtung

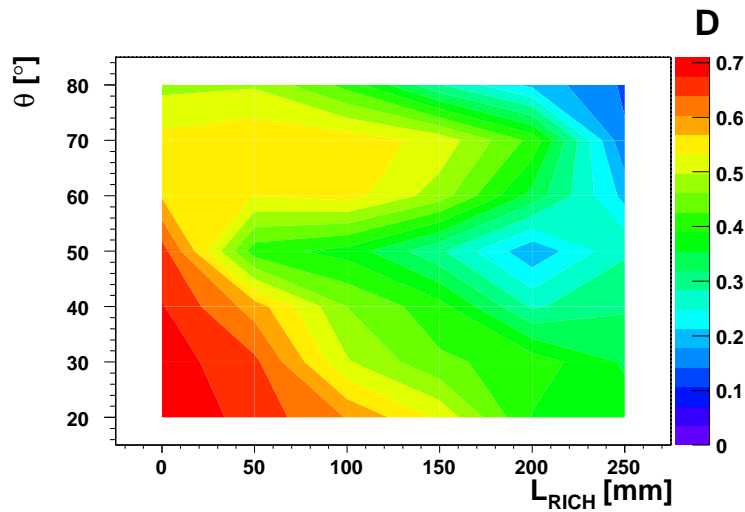


Abbildung 4.18: Verhältnis von minimalem zu maximalem Radius für Polarwinkel θ vs. RICH-Radiatorverlängerung L_{RICH} .

ϵ_{xy} des Ringes dargestellt. Ein negativer Wert beschreibt eine größere Ausdehnung in x-, ein positiver in y-Richtung. Auch bei normaler Geometrie gibt es in unterschiedlichen Winkelbereichen unterschiedliche Deformationen (siehe Abschnitt 2.2.2). Während bei kleinen Polarwinkeln die Deformation mit der Radiatorverlängerung verschwindet, wechselt sie bei mittleren Winkelbereichen das Vorzeichen und wächst.

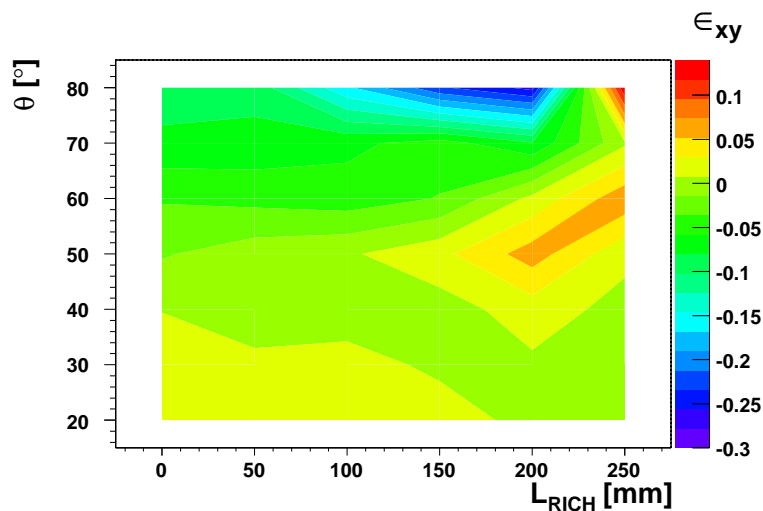


Abbildung 4.19: Die x-y-Asymmetrie für Polarwinkel θ vs. RICH-Radiatorverlängerung L_{RICH} .

Aus den Eigenschaften der Ringe aus primären Photonen ist zu erkennen, dass mit zunehmender Länge des Radiators die Anzahl der Photonen zunimmt und sich da-

mit die Nachweiswahrscheinlichkeit erhöhen würde. Die anderen untersuchten Kriterien, wie Radius und Form des Ringes, bleiben nicht konstant, ändern sich bei moderaten Streckungen des RICH jedoch nicht so stark, dass eine drastische Verschlechterung der Ringerkennung zu erwarten wäre.

Da aber nicht einzelne Photonen gemessen werden, sondern Pads, die eine räumliche Ausdehnung haben, ist das System nicht so sensitiv auf geometrische Veränderungen, wie es anzunehmen wäre. Um dies zu beweisen, sollen in diesem Kapitel weiterhin die Eigenschaften der Ringe, die der Ringerkennungs-Algorithmus identifiziert, in Abhängigkeit von der RICH-Geometrie untersucht werden.

4.3.2 Nachgewiesene Ringe

Um ein realistisches Bild geben zu können, wie groß die Möglichkeit einer besseren Ringerkennung ist, müssen die vom Ringerkennungsalgorithmus identifizierten Ringe untersucht werden. Dabei zählt ein Ring als identifiziert, wenn beide Ringerkennungsalgorithmen diesen gefunden haben. Sämtliche Informationen über den Ring wie Radius und Position wird aus der Pattern Matrix gewonnen.

Verlangt man eine korrelierte MDC-Spur, spielt der Abstand zwischen MDCI und RICH-Spiegel eine Rolle, denn ein Ring trägt nur zur Statistik bei, wenn er sowohl in der Akzeptanz des RICH als auch der der MDC liegt, die sich bei Vergrößerung des Abstands vor allem bei großen Polarwinkeln stark reduziert. Deshalb wurde die Einstellung verwendet, in der für eine RICH-Geometrie die größte Akzeptanz vorliegt, $L_{MDC} = 0$ mm.

In Tabelle 4.5 sind für $L_{RICH} = 0$ bis 250 mm die Anzahl der gefundenen Ringe N_{ring} sowie der Mittelwert der Ringeigenschaften samt mittlerer quadratischer Abweichung angegeben. Folgende Eigenschaften werden gezeigt (siehe Kapitel 3.3.1):

1. A_R : die Amplitude oder integrierte Ladung des Ringes
2. C_R : der Centroid des Ringes
3. N_{Pads} : die Anzahl der Pads pro Ring
4. $\langle R \rangle$: der mittlere Radius eines Ringes
5. Q_{HT} : die Qualität des Ringes mit Hough Transformation Algorithmus
6. Q_{PM} : die Qualität des Ringes mit Pattern Matrix Algorithmus

In den folgenden Abbildungen (Abb. 4.20 - 4.25) werden die Eigenschaften der Ringe mit korrelierten Spuren für die Projektilenergie $E = 8$ AGeV jeweils integriert über alle Polarwinkel dargestellt. Das linke Diagramm zeigt jeweils die untersuchte Größe für $L_{RICH} = 0$ mm und das rechte Diagramm das Verhältnis V (Gleichung 4.3.2) der neuen Geometrie zur ursprünglichen.

$$V = \frac{\text{Ringeigenschaft}_{L_{RICH}}}{\text{Ringeigenschaft}_{0\text{ mm}}} \quad \text{mit} \quad L_{RICH} = 50, 100, 150, 200, 250 \text{ mm} \quad (4.7)$$

L_{RICH}	N_{ring}	A_R	C_R	N_{Pads}	$\langle R \rangle$	Q_{HT}	Q_{PM}
0 mm	78532	314 ± 172	1.62 ± 0.86	16.2 ± 5.8	3.95 ± 0.21	90 ± 118	514 ± 171
50 mm	81886	334 ± 179	1.55 ± 0.84	17.1 ± 6.0	3.98 ± 0.21	106 ± 133	539 ± 176
100 mm	80677	355 ± 186	1.51 ± 0.83	18.1 ± 6.2	4.01 ± 0.22	119 ± 142	554 ± 178
150 mm	75957	372 ± 190	1.48 ± 0.83	19.0 ± 6.4	4.00 ± 0.25	126 ± 146	553 ± 174
200 mm	65918	383 ± 191	1.48 ± 0.82	19.7 ± 6.5	3.96 ± 0.28	130 ± 144	541 ± 166
250 mm	46673	386 ± 191	1.48 ± 0.83	20.0 ± 6.5	3.88 ± 0.33	128 ± 138	517 ± 154

Tabelle 4.5: Anzahl der gefundenen Ringe N_{ring} für alle untersuchten L_{RICH} und deren Ringeigenschaften für den direkten Zerfall eines ω -Mesons (100000 Ereignisse) in e^+e^- bei einer Projektilenergie $E = 8$ AGeV.

1. Amplitude

Mit Zunahme der Radiatorlänge vergrößert sich die Anzahl der Photonen (siehe Gleichung 2.7), deshalb sollte die integrierte Ladung in einem Ring auch zunehmen. Vergleicht man die unterschiedlichen RICH-Geometrien miteinander (Abb.4.20 und Tab.4.5), trifft dies für die Amplitude zu. Ab 150 mm RICH-Streckung wird die Zunahme immer geringer. Die durch das Cherenkovlicht erzeugten Ringe werden zunehmend deformiert und ihr Radius wird größer (siehe Kapitel 4.3.1). Deshalb fallen einige aufleuchtende Pads aus der Pattern-Matrix und die Amplitude nimmt nicht so stark zu wie erwartet. Gleichzeitig kann das Ringerkennungsverfahren einige Ringe nicht mehr identifizieren und die Anzahl der erkannten Ringe nimmt ab. Dieser Trend wird bei den weiteren Ringeigenschaften fortgeführt.

Die Anzahl der Ringe nimmt zusätzlich durch die Randeffekte der Padplane ab. Da mit zunehmender Radiatorlänge die Cherenkovkegel auf eine immer kleinere Fläche der Photokathodenebene abgebildet werden, liegen immer mehr am Rand (siehe Kapitel 3.3.1). Dieser Effekt wird schon ab $L_{RICH} = 100$ mm deutlich, da diese Ringe aussortiert werden.

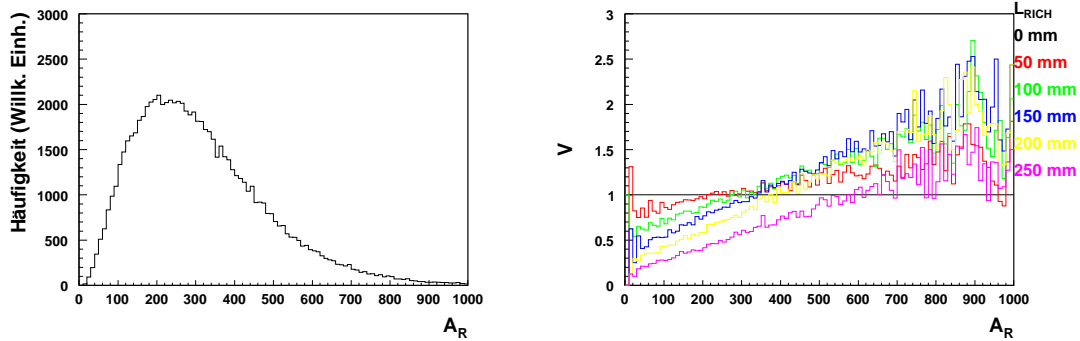


Abbildung 4.20: Gesamtladung auf allen induzierten Pads eines Ringes, links für $L_{RICH} = 0$ mm und rechts für die untersuchten Verlängerungen des RICH-Radiators im Vergleich zu $L_{RICH} = 0$ mm.

2. Centroid (Abb.4.21)

Die Anzahl der Ringe mit großem Centroid ($C_R > 1.5$) nimmt mit wachsender Radia-

torlänge ab, da mehr Pads zu einer genaueren Bestimmung des Ringortes führen. Für $L_{RICH} > 150$ mm werden die Ringe allerdings so deformiert, dass auch die Anzahl der Ringe mit kleinem Centroiden abnimmt. Der Mittelwert des Centroid nimmt deshalb bis $L_{RICH} = 150$ mm ab und bleibt dann konstant (Tab. 4.5).

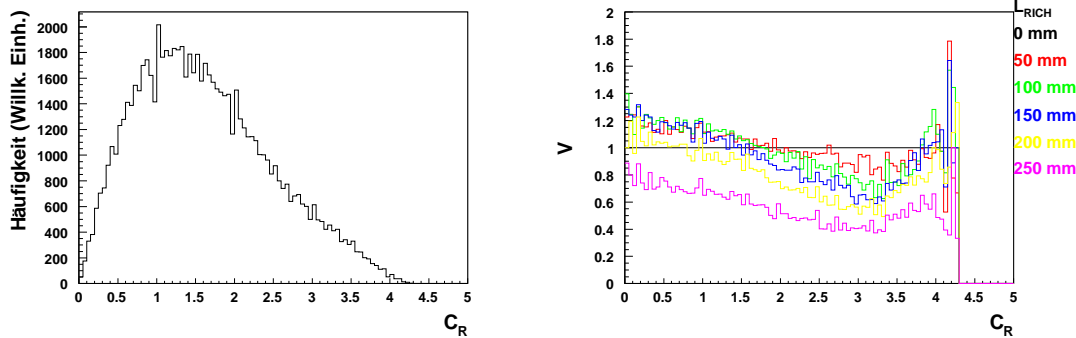


Abbildung 4.21: Centroid eines Ringes in Pads, links für $L_{RICH} = 0$ mm und rechts für die untersuchten Verlängerungen des RICH-Radiators im Vergleich zu $L_{RICH} = 0$ mm.

3. Anzahl der Pads pro Ring (Abb.4.22)

Die mittlere Anzahl an gefeuerten Pads steigt mit zunehmender Radiatorlänge (Tab. 4.5), allerdings nur um maximal 23.5% und nicht um etwa 60% wie die Anzahl der Photonen (siehe Abschnitt 4.3.1). Einerseits ist dies durch Doppeltreffer auf den Pads zu erklären, andererseits verliert man durch die vorgegebene Größe der Pattern Matrix Pads, die eigentlich auch noch zum Ring gehören.

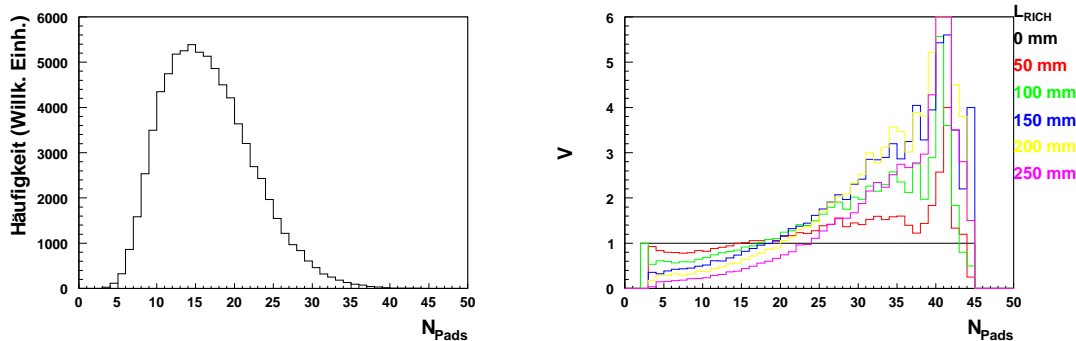


Abbildung 4.22: Anzahl der Pads pro Ring, links für $L_{RICH} = 0$ mm und rechts für die untersuchten Verlängerungen des RICH-Radiators im Vergleich zu $L_{RICH} = 0$ mm.

4. Mittlerer Radius (Abb.4.23)

Wie man Fig. 4.23 und Tab. 4.5 entnehmen kann, ändert sich der Mittelwert des Ringradius kaum. Bis $L_{RICH} = 100$ mm verschiebt er sich zu größeren Werten, dann wieder zu kleineren. Die Ringe werden aber mit zunehmender RICH-Verlängerung unschärfer. Daraus resultiert die Verbreiterung dieser Verteilung. Der Radius ist für die gefundenen Ringe andererseits durch den festen Radius der Suchmaske in gewissem Sinne vorgege-

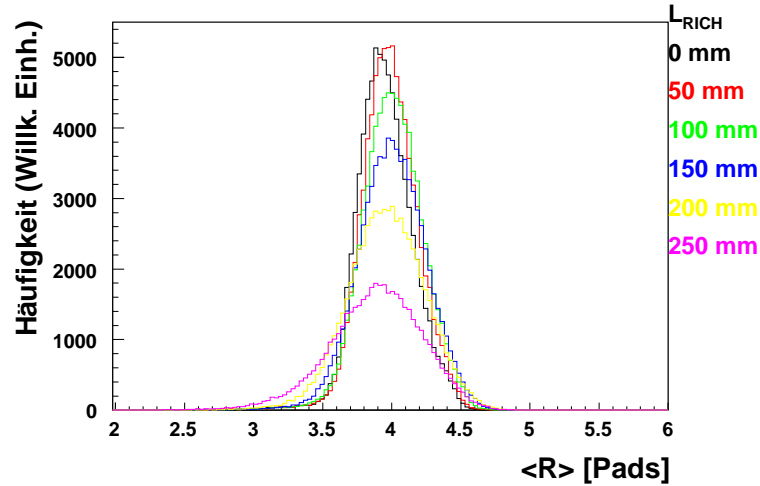


Abbildung 4.23: Mittlerer Radius der gefundenen Ringe für alle untersuchten Verlängerungen des RICH-Radiators.

ben. Der Verlauf deckt sich aber weitgehend mit den Erwartungen für die Photonringe (Abschnitt 4.3). Nur bei großen Verschiebungen werden deutlich weniger Ringe gefunden.

5. Ringqualität (Abb.4.24 und 4.25)

Bei den Qualitäten der beiden Ringerkennungsalgorithmen zeigt sich das gleiche Bild wie bei den anderen Eigenschaften. Bis etwa 150 mm Verschiebung des Spiegels nehmen beide zu, danach drastisch ab (siehe Fig. 4.24 und 4.25 und Tab.4.5).

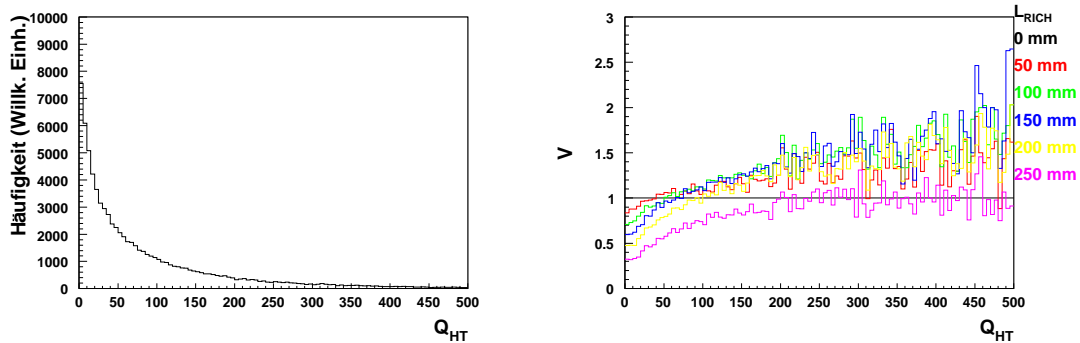


Abbildung 4.24: Qualität der Ringe in der Hough Transformation, links für $L_{RICH} = 0$ mm und rechts für die untersuchten Verlängerungen des RICH-Radiators im Vergleich zu $L_{RICH} = 0$ mm.

Trägt man die mittlere Qualität der Pattern Matrix für die Radiatorverlängerung L_{RICH} gegen den Polarwinkel θ auf (Abb. 4.26), so zeigt sich, dass die Qualität für $\theta < 50^\circ$ wesentlich weniger stark abnimmt.

Zusammenfassend kann man sagen, dass sich die Eigenschaften der Ringe bis etwa 100 mm zugunsten einer besseren Ringerkennung verbessern. Bis 200 mm wird dieses Pla-

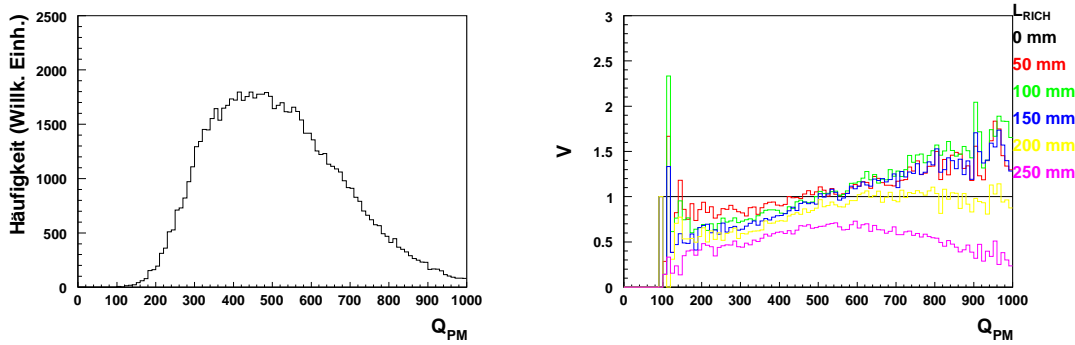


Abbildung 4.25: Qualität der Ringe in der Pattern Matrix, links für $L_{RICH} = 0$ mm und rechts für die untersuchten Verlängerungen des RICH-Radiators im Vergleich zu $L_{RICH} = 0$ mm.

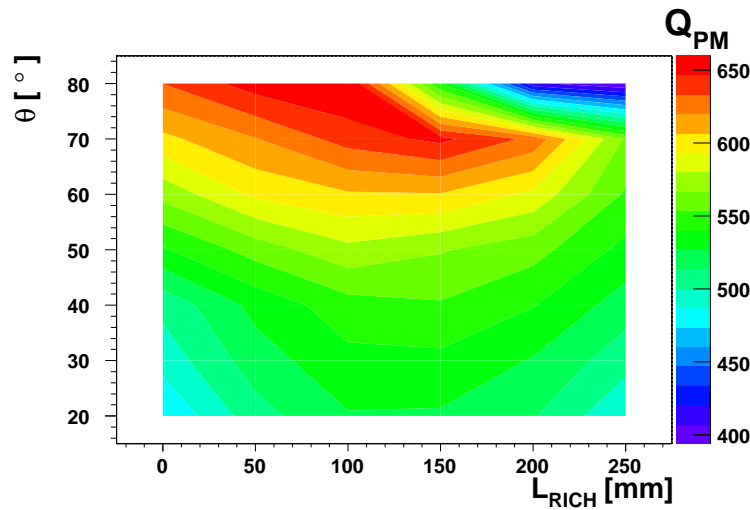


Abbildung 4.26: Mittlere Qualität der Pattern-Matrix Q_{PM} für θ vs. L_{RICH} .

teau gehalten und danach wird die optische Abbildung der Cherenkovkegel so verzerrt, dass die Identifizierung immer schlechter wird. Allerdings sind die Effekte nicht so groß, wie es aufgrund der Ergebnisse für die reinen Photonringe zu erwarten ist. Dies gilt auch für die anderen untersuchten Energien.

4.3.3 Nachweiseffizienz

In Abschnitt 4.2 wurde gezeigt, dass sowohl der Abstand zwischen MDCI und dem RICH-Spiegel als auch die Länge des Radiators vergrößert werden müssen, um bei höheren Einschussenergien die maximale Anzahl an akzeptierten e^+/e^- aus dem direkten ω -Zerfall zu erhalten. In diesem Abschnitt soll nun die Detektoreffizienz des RICH in Abhängigkeit dieser verschiedenen Einstellungen untersucht werden. Es wird für alle primären Elektronen bzw. Positronen, die von der Quelle emittiert werden, überprüft, ob sie in der Akzeptanz des Detektors liegen und ob sie durch einen Ring mit MDC-Korrelation nachgewiesen wurden. Um die Paareffizienz zu ermitteln, wird zusätzlich

nach einem zweiten Teilchen gesucht, das aus der gleichen Quelle stammt und somit ein e^+e^- -Paar darstellt. Die Nachweiseffizienz einzelner Elektronen bzw. Positronen E_{single} und die e^+e^- -Paar Effizienz $E_{e^+e^-}$ wird folgendermaßen berechnet:

$$E_{single} = \frac{N_{single,rec}}{N_{single,acc}} \quad (4.8)$$

mit $N_{single,rec}$ = Anzahl der primären Elektronen bzw. Positronen in der Detektorakzeptanz mit Ring, der mit dem richtigen MDC-Segment mit $corr < 3$ korreliert ist und $N_{single,acc}$ = Anzahl der primären Elektronen bzw. Positronen in der Detektorakzeptanz.

$$E_{e^+e^-} = \frac{N_{e^+e^-,rec}}{N_{e^+e^-,acc}} \quad (4.9)$$

mit $N_{e^+e^-,rec}$ = Anzahl der primären e^+e^- -Paare in der Detektorakzeptanz mit jeweils einem Ring, der mit dem richtigen MDC-Segment mit $corr < 3$ korreliert ist und $N_{e^+e^-,acc}$ = Anzahl der primären e^+e^- -Paare in der Detektorakzeptanz.

Nachweiseffizienz einzelner e^+/e^-

Für alle vier untersuchten Energien wird in Abb. 4.27 und 4.28 die Effizienz für L_{RICH} und L_{MDC} dargestellt, ein Elektron bzw. Positron durch einen Ring mit einem korrelierten MDC-Segment nachzuweisen. So kann eine optimale Einstellung für die jeweilige Projektilenergie gefunden werden, wenn man diese mit den Akzeptanzverteilungen in Abb. 4.15 vergleicht.

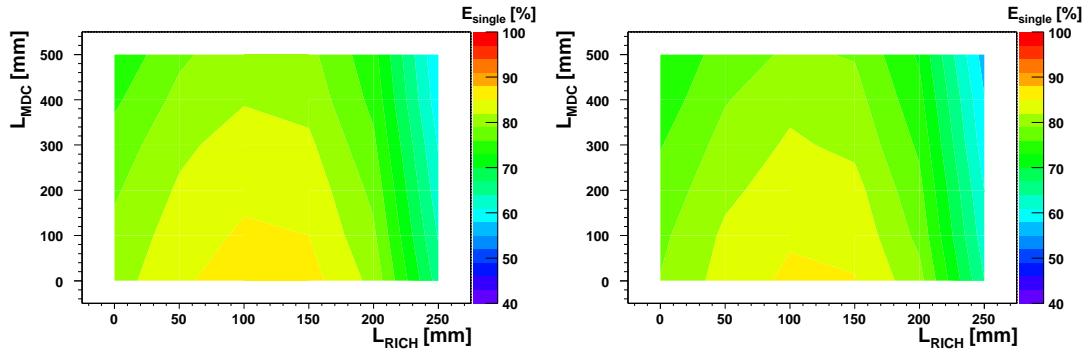


Abbildung 4.27: Nachweiseffizienz für einzelne Elektronen bzw. Positronen bei 2.2 AGeV (links) bzw. 3.5 AGeV (rechts) Einschussenergie.

Es wird deutlich, dass die Effizienz kaum von der Energie abhängt. Für alle MDC-RICH Einstellungen ergibt eine Vergrößerung des Abstandes zwischen Spiegel und Photokathodenebene eine Erhöhung der Effizienz. Bemerkenswert ist, dass sogar für niedrige Energien, d.h. dem gegenwärtigen Physikmessprogramm, eine Effizienzsteigerung durch eine Radiatorverlängerung von ca. 100 mm möglich ist. Die Wahrscheinlichkeit, ein e^+/e^- durch einen Ring nachzuweisen, nimmt mit der Länge des MDC-RICH-Abstandes ab. Dies ist dadurch zu erklären, dass der Raumwinkel kleiner wird, d.h. dass der Bereich der akzeptierten e^+/e^- von einem größeren Polarwinkelbereich in einen kleineren

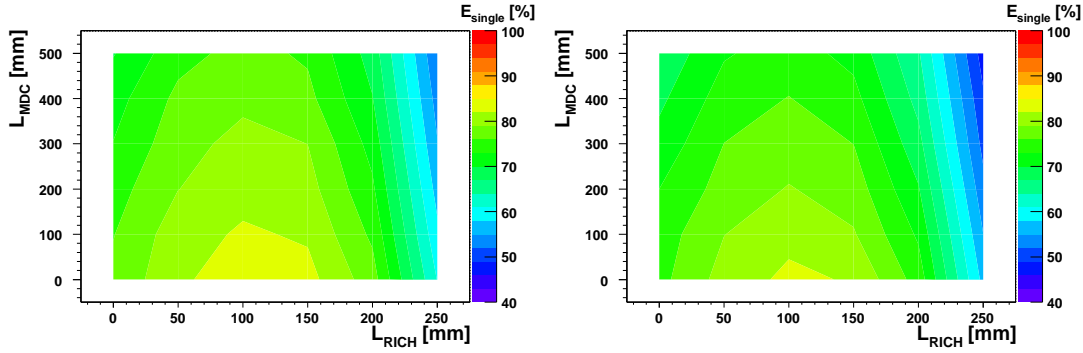


Abbildung 4.28: Nachweiseffizienz für einzelne Elektronen bzw. Positronen bei 8 AGeV (links) bzw. 15 AGeV (rechts) Einschussenergie.

verschoben wird. Bei geringen Radiatorverlängerungen werden zwar mehr e^+/e^- akzeptiert, aber der Großteil liegt im vorwärtigen Polarwinkelbereich, in dem die Effizienz des RICH-Detektors kleiner ist. Elektronen und Positronen bei großen Polarwinkeln, wo die Effizienz des RICH gut ist, befinden sich nicht mehr in der Akzeptanz, weshalb die Gesamteffizienz mit L_{MDC} abnimmt. Bei großer Radiatorverlängerung ist durch die erhöhte Anzahl an Cherenkovphotonen die Effizienz in allen Winkelbereichen nahezu gleich, weshalb sich die Verschiebung der MDC nicht mehr so stark auswirkt. Bei zu großer Radiatorverlängerung werden die Ringe zu unscharf und die Effizienz nimmt ab. Legt man nun einen MDCI-RICH-Abstand fest, kann man den Verlauf der Effizienz auch als Funktion des Polarwinkels für unterschiedliche RICH-Einstellungen studieren. Aus Abb. 4.28 und 4.15 ergibt sich für $E = 8$ AGeV ein MDC-RICH Abstand von 200 mm als geeignete Konfiguration. Zusätzlich wurden folgende Bedingungen auf die Ringeigenschaften gesetzt (bisher wurde nur eine Korrelation mit dem inneren MDC-Segment verlangt):

- Pattern Matrix Qualität $Q_{PM} \geq 150$
- Centroid $C_R \leq 2.8$
- Anzahl der Pads pro Ring $N_{Pads} \geq 5$
- mittlere Amplitude pro Pad $\frac{A_R}{N_{Pads}} \geq 4$
- gute Korrelation zu MDC: $corr < 3$

In Abbildung 4.29 ist die Nachweiseffizienz E_{single} einzelner e^+/e^- für den gegenwärtigen Aufbau und alle L_{RICH} bei $L_{MDC} = 200$ mm gegen den Polarwinkel des Elektrons bzw. Positrons θ aufgetragen.

Für $L_{RICH} = 0$ mm und $L_{MDC} = 0$ mm (rot in Abb. 4.29) verläuft die Effizienzverteilung steigend mit dem Polarwinkel. Dies ist in Übereinstimmung mit der Vorstellung, dass die Effizienz der Identifizierung eines Ringes steigt, je mehr Photonen und damit getroffene Pads existieren. Da mit dem Polarwinkel die durchlaufene Strecke im Radiator und damit die Zahl der Cherenkovphotonen steigt, nimmt auch E_{single} zu.

Für $L_{RICH} = 0$ mm und $L_{MDC} = 200$ wird die Nachweiseffizienz im RICH zwar nicht

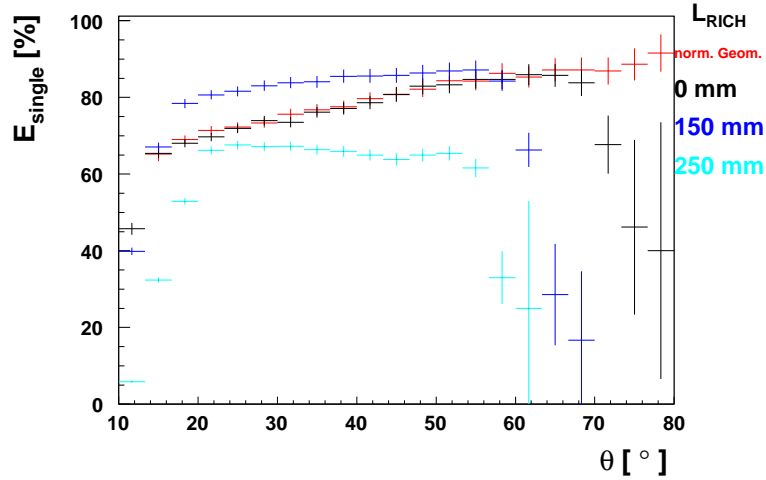


Abbildung 4.29: Nachweiseffizienz für primäre Elektronen bzw. Positronen aus dem direkten Zerfall eines ω -Mesons bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV und $L_{MDC} = 200$ mm

beeinflusst. Da aber die Akzeptanz des Detektors verändert ist, ändert sich die Verteilung der akzeptierten e^+/e^- für $\theta < 17^\circ$ und $\theta > 70^\circ$. Im Polarwinkelbereich, in dem in beiden Geometrien die Elektronen bzw. Positronen in die Akzeptanz des Detektors emittiert werden, verläuft die Effizienz erwartungsgemäß gleich.

Für $L_{RICH} \neq 0$ mm sinken der maximal und minimal akzeptierte Polarwinkel. Im akzeptierten Bereich werden mehr Photonen nachgewiesen, d.h. die Effizienz des Nachweises eines einzelnen Elektrons bzw. Positrons steigt. Dieser Effekt ist bei kleinen Winkeln stärker, da hier die Zunahme Anzahl der Photonen größer ist als bei großen Polarwinkeln. Weil bei großen Polarwinkeln die Ringe sehr unscharf abgebildet werden, nimmt die Effizienz wieder ab, obwohl die Teilchen noch in der geometrischen Akzeptanz sind.

e^+e^- -Paar Effizienz

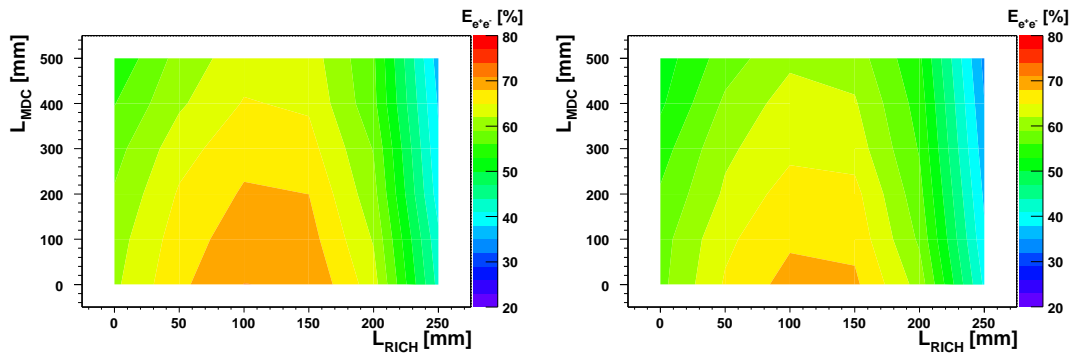


Abbildung 4.30: e^+e^- -Paar Effizienz bei $E = 2.2$ AGeV (links) und $E = 3.5$ AGeV (rechts) Projektilenergie.

Die e^+e^- -Paar Effizienzen $E_{e^+e^-}$ (Gleichung 4.3.3) sind in Abb. 4.30 und Abb. 4.31

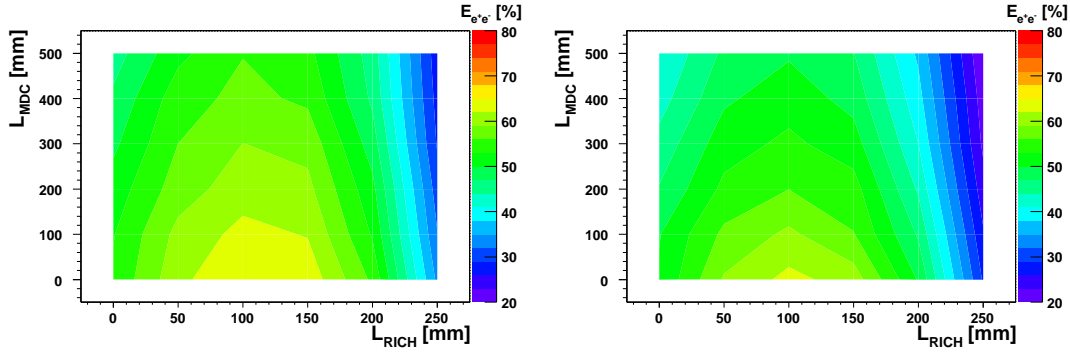


Abbildung 4.31: e^+e^- -Paar Effizienz bei $E = 8$ AGeV (links) und $E = 15$ AGeV (rechts) Projektilenergie.

für verschiedene Geometrien und Energien miteinander verglichen. Wie man erkennt, unterscheidet sich $E_{e^+e^-}$ für verschiedene Energien mehr als die Effizienz für einzelne Elektronen und Positronen. Je höher die Energie ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens ein e^+/e^- mit einem zu kleinen Polarwinkel emittiert wird und nicht nachgewiesen wird.

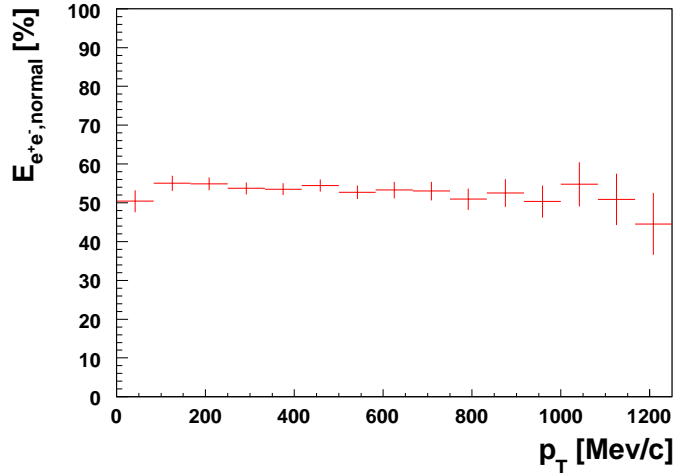


Abbildung 4.32: Paareffizienz für primäre e^+e^- -Paare aus dem direkten Zerfall eines ω -Mesons bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV und bei $L_{MDC} = 0$ mm und $L_{RICH} = 0$ mm.

Für die Untersuchung der Paareffizienz werden wieder Bedingungen an die Ringeigenschaften gestellt (siehe 4.3.3). Trägt man die e^+e^- -Paar Effizienz gegen den Transversalimpuls auf (Abb. 4.32), ergibt sich eine flach verlaufende Verteilung. Das bedeutet, dass die Effizienz, für ein e^+e^- -Paar beide Ringe zu identifizieren, unabhängig vom Transversalimpuls des Mutterteilchens ist. Erst bei einer Einschussenergie von 15 AGeV nimmt sie bei hohen Transversalimpulsen ab. Bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV und $L_{RICH} = 0$ mm und $L_{MDC} = 0$ mm (Abb. 4.32) bleibt die Paareffizienz bei etwa 55%

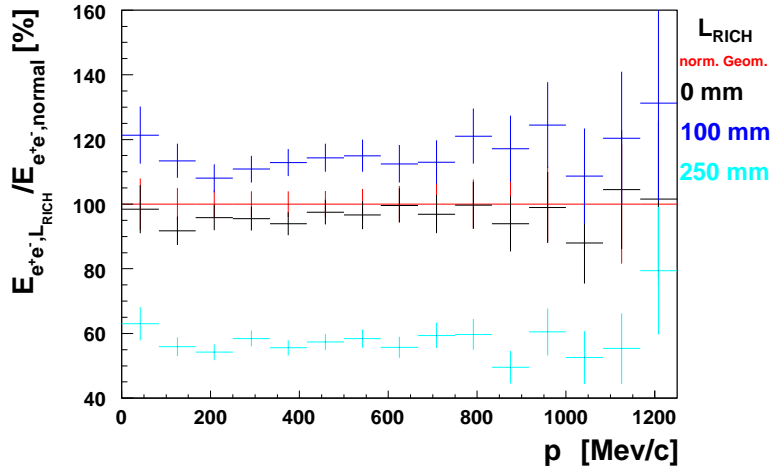


Abbildung 4.33: Paareffizienz für primäre e^+e^- -Paare aus dem direkten Zerfall eines ω -Mesons bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV und $L_{MDC} = 200$ mm und $L_{RICH} = 0, 100, 250$ mm im Vergleich zu $L_{MDC} = 0$ mm.

bis zu einem Transversalimpuls von 1200 GeV/c etwa konstant. Für höhere p_T sind aufgrund der schlechten Statistik keine Aussagen mehr zu machen.

Das Verhältnis der e^+e^- -Paar Effizienzen für andere Geometrien zu der normalen Geometrie ist in Abb. 4.33 dargestellt. Im Gegensatz zu E_{single} bewirkt eine Vergrößerung des Abstandes zwischen MDCI und RICH-Spiegel auf $L_{MDC} = 200$ mm zunächst eine Verschlechterung von $E_{e^+e^-}$. Einzelne e^+/e^- werden im gleichen Winkelbereich mit gleicher Effizienz nachgewiesen, aber bei Paaren im gleichen Transversalimpulsbereich werden die e^+/e^- aufgrund der zu kleinen Polarwinkeln verschobenen Detektorakzeptanz in einen Winkelbereich emittiert, in dem die Effizienz des RICH-Detektors schlechter ist. Bei größeren Radiatorlängen steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit einzelner Elektronen bzw. Positronen in kleinen Polarwinkelbereichen und damit auch die e^+e^- -Paar Effizienz. Dieser Effekt lässt die Verteilung zwar nicht über die der ursprünglichen Geometrie wachsen, aber sie verläuft wieder auf dem gleichen Niveau. Bei sehr großen L_{RICH} wird der Akzeptanzverlust in großen Polarwinkelbereichen so entscheidend, dass $E_{e^+e^-}$ stark abnimmt.

Zusammenfassung

Durch die Verlängerung des RICH-Radiators kann eine Steigerung der Effizienz zur Identifizierung von Ringen primärer e^+/e^- aus dem direkten ω -Zerfall erreicht werden. Dabei liegt das Maximum (integriert über Polarwinkel bzw. Transversalimpuls) sowohl für E_{single} als auch für $E_{e^+e^-}$ bei $L_{RICH} = 100$ mm. Im Winkelbereich $17^\circ < \theta < 50^\circ$ ist die Effizienz einzelne e^+/e^- nachzuweisen für $L_{RICH} = 150$ mm höher. Da sich die Effizienzkurven der beiden Einstellungen aber kaum voneinander unterscheiden, können beide in Betracht gezogen werden.

4.4 Verschieben des Photonendetektors

Wie in Kapitel 2.2.1 angedeutet, wäre es von Vorteil, das Target in Strahlrichtung zu verschieben und dadurch den Abstand zwischen der Photokathodenebene und der Targetregion zu vergrößern. Drei Effekte können damit erreicht werden:

1. Weniger geladene Teilchen aus dem Target treffen den Photonendetektor direkt und erzeugen daher weniger Untergrundsignale.
2. Weniger Photonen durchqueren den Flansch des CaF_2 -Fensters (siehe [Sai07]), so dass die Häufigkeit externer Konversion reduziert wird.
3. Es wird zusätzlich Platz für einen Vertex-Detektor nahe am Target frei.

Diese Untersuchungen wurden sowohl für hohe Energien ($E = 8$ AGeV) als auch für das aktuelle Messprogramm bei $E = 2.2$ AGeV durchgeführt. Der Abstand zwischen Spiegel und MDCI wurde als unverändert angenommen ($L_{MDC} = 0$ mm). Zunächst wurde der Radiator um 150 mm verlängert ($L_{RICH} = 150$ mm). Dies entspricht für alle untersuchten Energien ($E = 2.2 - 15$ AGeV) einer optimalen Radiatorlänge. Anschließend wurde das Target in 50 mm Schritten in Strahlrichtung vom Photonendetektor entfernt ($L_{TARG} = 0, 50, 100, 150$ mm). Die Geometrien vergleichen sich also für:

- $L_{TARG} = 0$ mm mit einer Radiatorverlängerung um 150 mm und einer Verschiebung der Kathodenebene um 0 mm.
- $L_{TARG} = 150$ mm mit einer Radiatorverlängerung um 0 mm und einer Verschiebung der Kathodenebene um 150 mm.

Als Target wurde ein Zylinder mit 5 cm Länge verwendet, das bei p+p dem LH_2 -Target entspricht.

4.4.1 Akzeptanz

Die Akzeptanz der verschiedenen Einstellungen wurde mit derselben Methode wie in Abschnitt 4.2 bestimmt. Abb. 4.34 zeigt die in die Akzeptanz des HADES-Spektrometers emittierten Elektronen bzw. Positronen für verschiedene Targetpositionen L_{TARG} für eine Projektilenergie von $E = 2.2$ AGeV bzw. $E = 8$ AGeV. In Anhang A.2, Abb. A.6 und A.7 finden sich die akzeptierten Paare gegen ihren Transversalimpuls dargestellt. Mit wachsender Targetverschiebung wird die Abschattung eines Teils des Targets durch den Fensterflansch reduziert und bei Winkeln $\theta > 60^\circ$ die Zahl der akzeptierten e^+/e^- erhöht, bis bei $L_{TARG} = 150$ mm die volle Polarwinkelakzeptanz erreicht ist. So kann bei dieser Targetposition nicht nur Untergrund durch Konversion und durch direkte Treffer unterdrückt werden, sondern auch noch Akzeptanz bei hohen Polarwinkeln gewonnen werden.

Bei einer Einschussenergie von $E = 8$ AGeV (Abb. 4.34) existieren weniger e^+/e^- mit hohen Polarwinkeln, deshalb ist in diesem Winkelbereich durch Verschiebung des Targets kaum ein Anstieg an akzeptierten Teilchen zu beobachten. Dafür nimmt die Akzeptanz einzelner e^+/e^- bei kleinen Polarwinkeln und damit die Paarakzeptanz im gesamten Transversalimpulsbereich mit Vergrößerung von L_{TARG} stark ab.

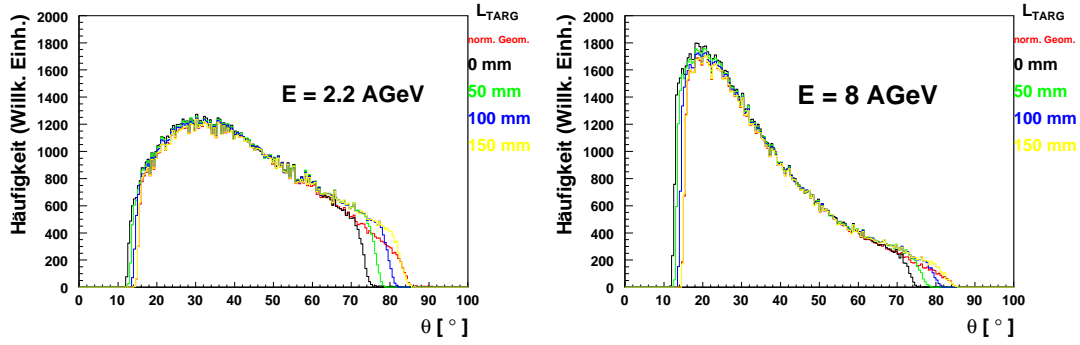


Abbildung 4.34: Polarwinkelverteilung akzeptierter primärer e^+/e^- bei einer Projektilenergie von $E = 2.2$ AGeV (links) bzw. $E = 8$ AGeV (rechts) für verschiedene Targetabstände zum Photonendetektor L_{TARG} .

4.4.2 Photonenringe

Zunächst wurden wieder die Eigenschaften der auf die Padplane projizierten Cherenkovkegel untersucht. Die Photokathodenebene befindet sich an keinem der Punkte in der Fokalebene, für die der RICH konstruiert wurde. Deshalb werden alle Ergebnisse noch mit der Idealgeometrie verglichen. Die Projektilenergie ist nur bezüglich der Statistik entscheidend, nicht im Verlauf der Merkmale. Im folgenden werden daher die Ringeigenschaften beispielhaft für $E = 8$ AGeV dargestellt.

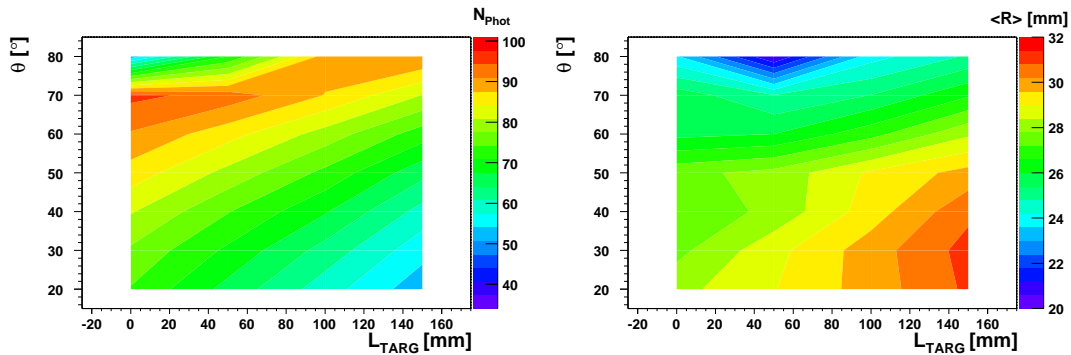


Abbildung 4.35: Links: Anzahl der Cherenkovphotonen pro primärem Elektron oder Positron für verschiedene Targetpositionen L_{TARG} . Rechts: Mittlerer Radius der Photonenringe.

1. Photonenausbeute:

In Abb. 4.35 ist die Anzahl der Cherenkovphotonen pro primärem Elektron bzw. Positron für verschiedene L_{TARG} gezeigt. Man sieht, dass die Anzahl der Photonen in allen Winkelbereichen mit zunehmendem L_{TARG} sinkt, da die durchlaufene Radiatorlänge kleiner wird. Bei großen Polarwinkeln ($65 < \theta < 85^\circ$) und keiner Targetverschiebung erkennt man wieder die Abschattungseffekte des Fensterflansches.

Wenn das Target um 150 mm verschoben wird, ist die ursprünglich von e^+/e^- durchlaufene Radiatorlänge wiederhergestellt und die Verteilung der Photonen entspricht dem gegenwärtigen Zustand bis auf den Bereich großer Polarwinkel. Dort erhöht sich die

Photonenzahl pro Elektron bzw. Positron aus oben genannten Gründen.

2. Mittlerer Radius:

Durch die Radiatorstreckung von $L_{RICH} = 0$ mm auf $L_{RICH} = 150$ mm ergibt sich bei unverschobenem Target eine Zunahme des Radius um bis zu 2 mm zwischen $\theta = 15^\circ$ und $\theta = 25^\circ$ (Abb. 4.17 auf S.40). Bei großen Polarwinkeln nimmt der Radius dann ab. Der Radius der Cherenkovringe für verschiedene Targetpositionen ist in Abb. 4.35 rechts dargestellt. Für $L_{TARG} = 150$ mm beträgt die Änderung des mittleren Radius bis zu 3.4 mm im Vergleich zu $L_{TARG} = 0$ mm. Am stärksten ist die Abweichung im Polarwinkelbereich $25^\circ < \theta < 35^\circ$. Die Verringerung des Radius bei großen Winkeln ist hier auch sichtbar. Ab $L_{TARG} = 50$ steigen die Radien jedoch wieder an.

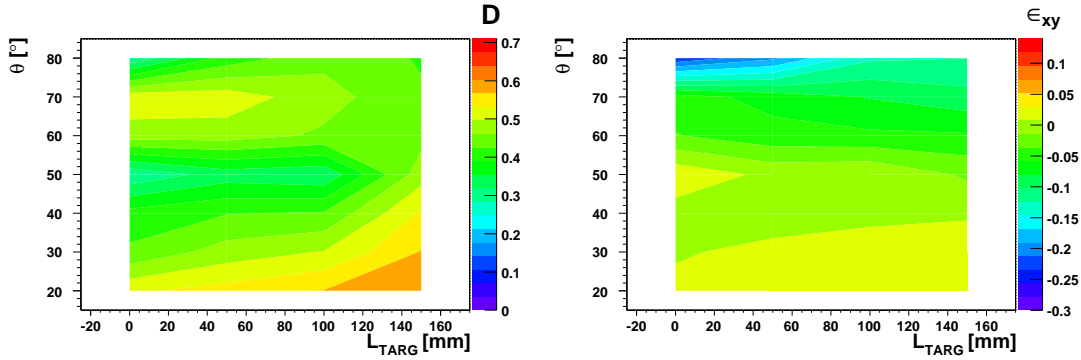


Abbildung 4.36: Verhältnis zwischen minimalem und maximalem Radius (links) und Asymmetrie zwischen x- und y-Richtung (rechts) für verschiedene Targetpositionen L_{TARG} bei $L_{RICH} = 150$ mm.

3. Radiusverhältnis D:

Das Verhältnis zwischen minimalem und maximalem Radius $D = R_{min}/R_{max}$ ist in Abb. 4.36 links als Funktion von Polarwinkel θ und Targetverschiebung L_{TARG} gezeigt. Man sieht, dass sich das Verhältnis mit zunehmendem L_{TARG} vergrößert, aber nicht die ursprünglichen Werte erreicht (siehe Abb. 4.18).

4. Asymmetrien:

Wie bei der Veränderung des RICH-Spiegelabstands hängen die Asymmetrien in x- und in y-Richtung nicht bzw. kaum von der Position der Targetregion ab, sondern nur vom Polarwinkel des emittierten e^+/e^- (Anhang A.2, Abb.A.8).

In Abb. 4.36 ist die x-y-Asymmetrie ϵ_{xy} für verschiedene L_{TARG} gezeigt. Die Asymmetrie zwischen x- und y-Ausdehnung des Rings (elliptische Deformation), die durch Verschiebung des Spiegels teilweise vermindert wurde, wird durch eine veränderte Targetposition wiederhergestellt.

Bei einer Projektilenergie von 2.2 AGeV soll die momentane Akzeptanz bei den gleichen Ringeigenschaften genutzt werden. Man kann den Photonendetektor um bis zu 150 mm strahlaufwärts verschieben. Der Radius der Ringe weicht dann allerdings stark vom momentanen mittleren Radius ab. Die Verschmierung des Ringes ist größer, die

Asymmetrieparameter sind vergleichbar und die Anzahl der Photonen höher als in der ursprünglichen Einstellung (in hohen Polarwinkelbereichen).

Bei einer Projektilenergie von 8 AGeV soll ein möglichst langer Radiator genutzt werden, man kann die Einstellung eines um 100 mm verlängerten Radiators und eines um 50 mm verschobenem Photonendetektors verwenden, um gleichzeitig den Untergrund zu unterdrücken. Dabei hat man im Vergleich zu unverschobenem Target weniger Photonen und einen größeren Radius (bis auf Polarwinkel $\theta > 70^\circ$), Asymmetrien und Unschärfe des Rings bleiben vergleichbar.

4.4.3 Eigenschaften erkannter Ringe

Die Ringerkennung wurde in gleicher Weise wie in (Abschnitt 4.3.2) ausgeführt. Untersucht wurden nur Projektilenergien von $E = 8$ AGeV, da die Energie keinen Einfluss auf die Eigenschaften der erkannten Ringe hat. Für die Eigenschaften der Padmuster wurden folgende Ergebnisse erhalten:

1. Anzahl der Pads pro Ring

In Abb. 4.37 ist die Verteilung der gefeuerten Pads pro Ring gezeigt. Sie liegt bei $L_{TARG} = 0$ höher als bei der normalen Geometrie, da mehr Cherenkovphotonen im längeren Radiatorvolumen emittiert werden. Verschiebt man das Target strahlabwärts wird die Zahl der emittierten Photonen reduziert und somit auch die Zahl der Pads, die einem Ring zugeordnet werden. Bei $L_{TARG} = 150$ mm (gelb in Abb. 4.37) liegt der Mittelwert unter dem der normalen Geometrie. Wie schon in Abschnitt 4.4.2 herausgestellt, nimmt der Radius und die Verschmierung des Rings stark zu, so dass die Suchmaske nicht mehr alle Pads findet, die eigentlich zu dem Ring beitragen.

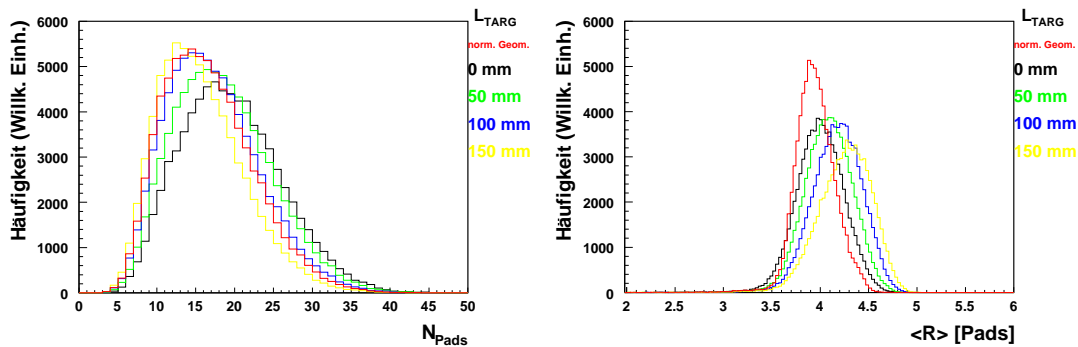


Abbildung 4.37: Links: Anzahl der Pads pro Ring für verschiedene L_{TARG} bei $L_{RICH} = 150$ mm im Vergleich zur normalen Geometrie ($L_{TARG} = 0$ mm, $L_{RICH} = 0$ mm). Rechts: Radiusverteilung der gefundenen Ringe für verschiedene L_{TARG}

2. Mittlerer Radius

In Abb. 4.37 ist rechts die Radiusverteilung für gefundene Ringe dargestellt. Der Mittelwert der Verteilung erhöht sich für größere L_{TARG} . Die Verteilung verbreitert sich, da die Abbildung des Cherenkovkegels auf der Photokathodenebene unschärfer wird.

3. Amplitude

Die Tatsache, dass bei großen Target-Verschiebungen die Ringe die Suchmaske überragen, wirkt sich auch auf die anderen Eigenschaften wie die Amplitudenverteilung aus. So nimmt die Amplitudenverteilung mit wachsender Verschiebung leicht ab, so dass sie einen Mittelwert unterhalb der Verteilung bei normaler Geometrie erhält, obwohl eine gleiche Radiatorlänge vorliegt (siehe Fig. 4.38).

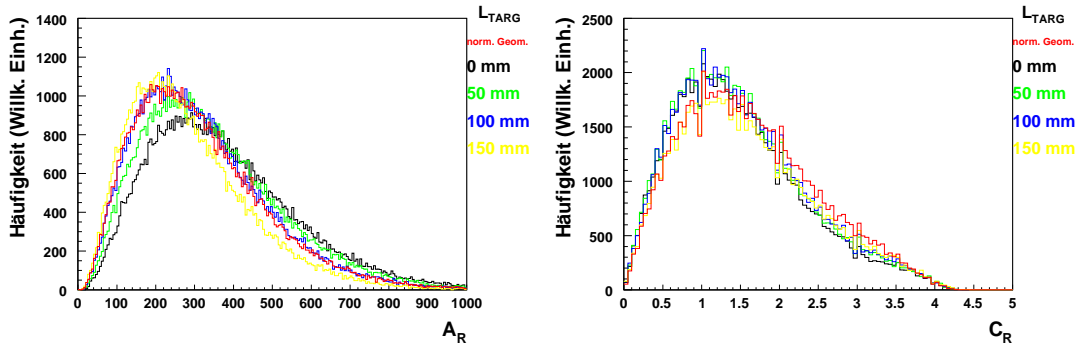


Abbildung 4.38: Amplitude (integrierte Ladung über alle Pads) (links) und Centroid (rechts) der gefundenen Ringe für verschiedene L_{TARG} bei $L_{RICH} = 150$ mm.

4. Ringqualität

Auch die Ringqualität sinkt, da die Ringe nicht mehr komplett erkannt werden, wie in Abb. 4.39 dargestellt ist. Für die Pattern Matrix (Abb. 4.39, rechts) ist dieser Effekt besonders gut zu sehen. Bei kleinen Targetverschiebungen (0 und 50 mm) ist die Pattern Matrix Qualität hoch, da mehr Photonen pro Ring zu einer besseren Ringerkennung führen. Schon bei einer Positionsänderung des Targets um 100 mm, verschiebt sich der Schwerpunkt der Pattern Matrix Verteilung etwas unterhalb der der momentanen Verteilung.

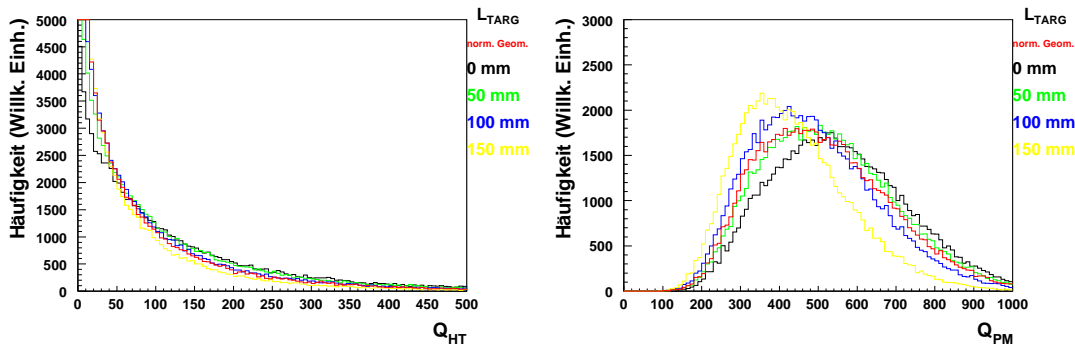


Abbildung 4.39: Ringqualität (links für Hough Transformation, rechts für Pattern Matrix) der gefundenen Ringe für verschiedene L_{TARG} .

5. Centroid

Der Centroid der gefundenen Ringe ist in Abb. 4.38 für verschiedene Targetposi-

nen gezeigt. Eine bessere Ringerkennung durch mehr Cherenkovphotonen pro Elektron oder Positron führt bei einem verlängerten Radiator zu einem besser bestimmten Ringmittelpunkt und damit zu einem kleineren Centroid ($L_{TARG} = 0$ bis 100 mm). Bei $L_{TARG} = 150$ mm ist die ursprüngliche Länge wiederhergestellt und der Centroid ist ähnlich verteilt wie bei der normalen Geometrie.

Bei hohen Centroid-Werten liegen alle Verteilungen aufeinander, da dieser Anteil von fehlidentifizierten Ringen (*fakes*) stammt, die aber noch innerhalb des gewählten Korrelationsfensters liegen. Der Centroid solcher Ringe ist hoch und unabhängig von der Anzahl der beitragenden Pads, die von einem primären Elektron oder Positron induziert wurden.

Bei einer Verschiebung des Targets um bis zu 100 mm bleibt der mittlere Radius der Photonringe so, dass der Ring vollständig in die derzeitige Suchmaske passt und Ringe so identifiziert werden können. Die Eigenschaften der Ringe sind vergleichbar mit denen, die in der normalen Geometrie gefunden werden.

4.4.4 Effizienz

Nachweiseffizienz einzelner e^+/e^-

Ähnlich Abschnitt 4.3.3 wurden die Effizienzen der Ringerkennung bestimmt und die Bedingungen an die Ringeigenschaften gesetzt. In Abb. 4.40 ist die Nachweiseffizienz für einzelne Elektronen bzw. Positronen für verschiedene Polarwinkel und Targetpositionen dargestellt.

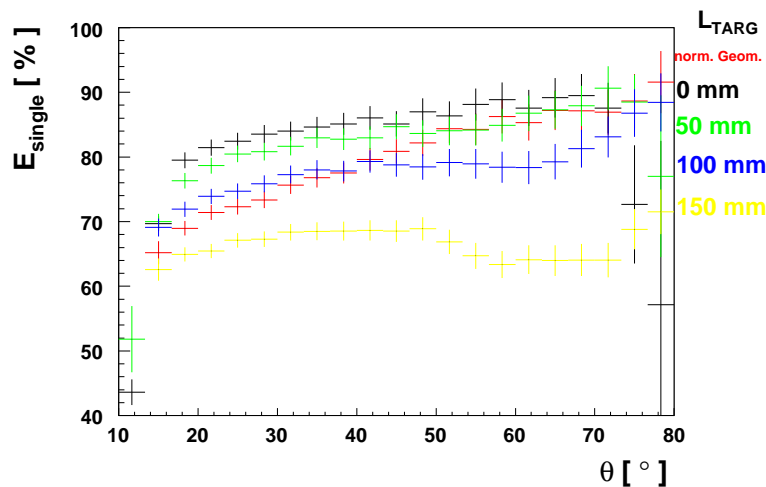


Abbildung 4.40: Nachweiseffizienz einzelner Elektronen bzw. Positronen für verschiedene Targetpositionen und einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV.

Die Effizienz ist bei unverschobenem Detektor im Vergleich zur normalen Geometrie größer. Dies gilt insbesondere bei kleinen Polarwinkeln, da sich der Gewinn an Cherenkovphotonen hier am deutlichsten bemerkbar macht (Abschnitt 4.3.3). Bei hohen Polarwinkeln wird die Akzeptanz beschnitten und die Effizienz sinkt auf 0.

Mit steigendem L_{TARG} sinkt die Effizienz zum einen wegen der geringeren Anzahl an emittierten Cherenkovphotonen und damit nachgewiesenen Pads pro Ring. Zum anderen werden, wie in den vorigen Abschnitten an den Ringeigenschaften gezeigt, vor allem Ringradius und Aufstreuung des Rings im kleinen bis mittleren Polarwinkelbereich vergrößert. Dadurch reduziert sich die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ring nachgewiesen wird, zusätzlich. Bei großen Winkeln unterscheiden sich die identifizierten Ringe weniger und die Effizienz verläuft bis $L_{TARG} = 100$ mm auf gleichem Niveau.

e^+e^- -Paar Effizienz

In Abb. 4.41 sind die e^+e^- -Paar Effizienzen mit den entsprechenden Bedingungen auf die Ringeigenschaften für verschiedene Transversalimpulse dargestellt.

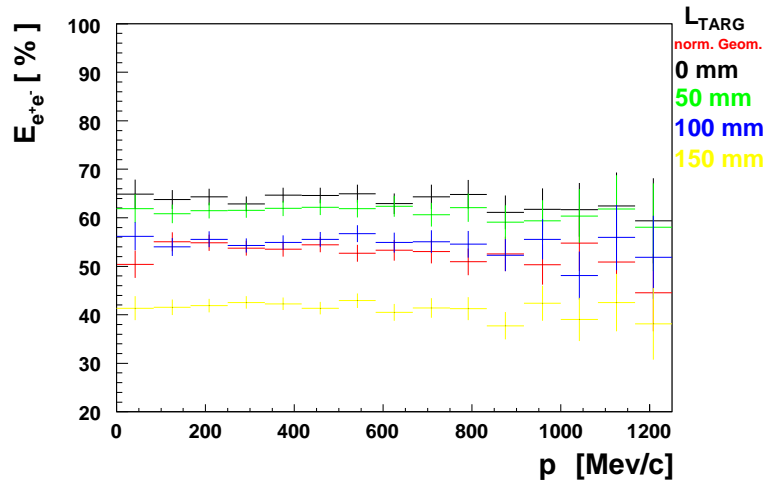


Abbildung 4.41: e^+e^- -Paar Effizienz für verschiedene Targetpositionen und einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV.

Für die e^+e^- -Paar Effizienz lässt sich derselbe Schluss wie für die Nachweiseffizienz einzelner e^+/e^- ziehen. Bei der um 50 mm verschobenen Targetregion liegt sie etwas reduziert zur unverschobenen Targetregion. Für eine Verschiebung um 100 mm ergibt sich das gleiche Niveau wie bei der normalen Geometrie, und für 150 mm in allen Transversalimpulsbereichen darunter. Unterschiede in der Akzeptanz bei hohen und niedrigen Polarwinkeln scheinen sich in der Paarbildung auszugleichen, so dass der Trend in mittleren Winkelbereichen entscheidend ist.

Eine ähnliche Verteilung der Effizienzen erhält man für $L_{RICH} = 100$ oder 50 mm verlängert und die Targetposition ändert (siehe Anhang A.2, Abb. A.9 bis A.12).

Zusammenfassung

Bei einer kleinen Projektilenergie (2.2 AGeV) kann die Akzeptanz erhalten bleiben, aber der Untergrund bei gleichbleibender Einzelleptonen- und Paareffizienz reduziert werden. Dies kann durch eine Verschiebung von Target und Spiegel um etwa 100 mm

erreicht werden. Verschiebt man den Spiegel weiter, sinkt die Effizienz aufgrund stark veränderter Ringeigenschaften drastisch.

Bei hohen Projektilenergien wie 8 AGeV sollte eine Verlängerung des RICH zu einer besseren Ringerkennungseffizienz führen. Soll gleichzeitig das Target etwas strahlabwärts bewegt werden, um Untergrundprozesse zu reduzieren, sind bei $L_{RICH} = 150$ mm Targetänderungen bis 50 mm mit nur geringem Verlust in der Effizienz möglich.

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, dass das HADES-Spektrometer und insbesondere der RICH-Detektor auch bei zukünftigen Projekten mit Projektilenergien bis $E = 15$ AGeV effizient betrieben werden kann, wenn einfache Veränderungen vorgenommen werden.

Es wurde gezeigt, dass bei höheren Energien Pionen im RICH-Detektor verstärkt Cherenkovlicht erzeugen und zu fehlidentifizierten Ringen führen. Dieses Licht kann durch ein anderes Gasgemisch unterdrückt werden. Dabei ändern sich auch die Eigenschaften der e^+/e^- -induzierten Ringe. Verwendet man eine Mischung aus C_4F_{10} und Methan, ist eine effiziente Elektronen- bzw. Positronenidentifizierung noch möglich.

Desweiteren wurde herausgestellt, dass bei einer geeigneten Streckung des gesamten Spektrometers die geometrische Akzeptanz so zu höheren Rapiditäten verschoben werden kann, dass auch bei einer Einschussenergie $E = 8$ AGeV ein Maximum an akzeptierten Teilchen erreicht wird. Da diese hauptsächlich mit kleinen Polarwinkeln emittiert werden, bei welchen der RICH-Detektor bisher eine etwas reduzierte Effizienz besitzt, wird eine Verlängerung des RICH-Radiatorvolumens vorgeschlagen. Durch die vergrößerte Anzahl an Cherenkovphotonen pro e^+/e^- wird die Effizienz gesteigert. Ein Optimum für Akzeptanz und Effizienz ergibt sich bei einer Radiatorverlängerung um 100 mm oder 150 mm und einer zusätzlichen Vergrößerung des Abstandes zwischen MDCI und RICH-Spiegel um 200 mm.

Auch der Abstand zwischen Photonendetektor des RICH und Target sollte vergrößert werden, um direkte Treffer geladener Teilchen zu vermeiden. Dies kann auch bei Schwerionenstößen für niedrige Energien Vorteile bringen und würde Platz für einen Vertexdetektor schaffen. Für eine effiziente Ringerkennung wird für $E = 8$ AGeV eine Verschiebung um 50 mm und für $E \approx 2$ AGeV eine Verschiebung um 100 mm nahe gelegt.

Bis 2010 ist das derzeitige physikalische Messprogramm (p+A, Ni+Ni, Au+Au, π +N/A) für eine Projektilenergie von $E = 2$ AGeV festgelegt. Im Anschluss könnte das HADES-Spektrometer in der CBM-Halle aufgebaut werden und ab 2012 am SIS100 des FAIR-Projektes mit einer Einschussenergie von $E = 8$ AGeV messen.

Der Ausbau des gesamten Datenaufnahmesystems und der Austausch der niedrig segmentierten Szintillator-Flugzeitwand (TOFino) durch einen RPC¹-Detektor sind ab 2008 geplant. Am RICH-Detektor wird die gesamte Frontend-Elektronik erneuert. Im Zuge dieser Umbauphase des HADES-Experimentes könnte auch der Einbau einer Verlängerung des RICH-Detektors stattfinden. Für die Messung bei niedrigen Energien würde man das Target um 100 mm strahlabwärts verschieben, bei höheren Energien

¹Resistive Plate Chambers

nur um 50 mm.

In dieser Arbeit wurde nur der direkte Zerfall des ω in ein e^+e^- -Paar bzw. in Pionen bei verschiedenen Projektilenergien und Detektorgeometrien untersucht. Um die Aussagen zu untermauern, sollten aber noch detaillierte Untersuchungen von Schwerionenstößen bei verschiedenen Energien simuliert werden. Von Interesse ist dabei, wieviele Pionen aus anderen Quellen (Δ -Resonanz,...) erzeugt werden und im RICH Untergrundsignale erzeugen, und wie sich Elektronen und Positronen in anderen invarianten Massenbereichen verhalten. Die Effizienz zur Erkennung veränderter Ringe kann durch eine Anpassung der Analyse durchaus noch gesteigert werden. Dies gilt insbesondere für die Verwendung anderer Radiatorgase.

Anhang

A.1 Tabellen

Radiatorgas	Brechungsindex n	γ_{thr}
C_4F_{10}	1.00140 - 1.00159	17.8 - 18.9
$C_4F_{10}/CH_4(1 : 1)$	1.00103	22.0
C_2F_6	1.000793	25.1
CH_4	1.00051	31.3

Tabelle A.1: Untersuchte Radiatorgase und deren Brechungsindizes (nur für C_4F_{10} mit Dispersion) sowie γ_{thr} .

A.2 Abbildungen

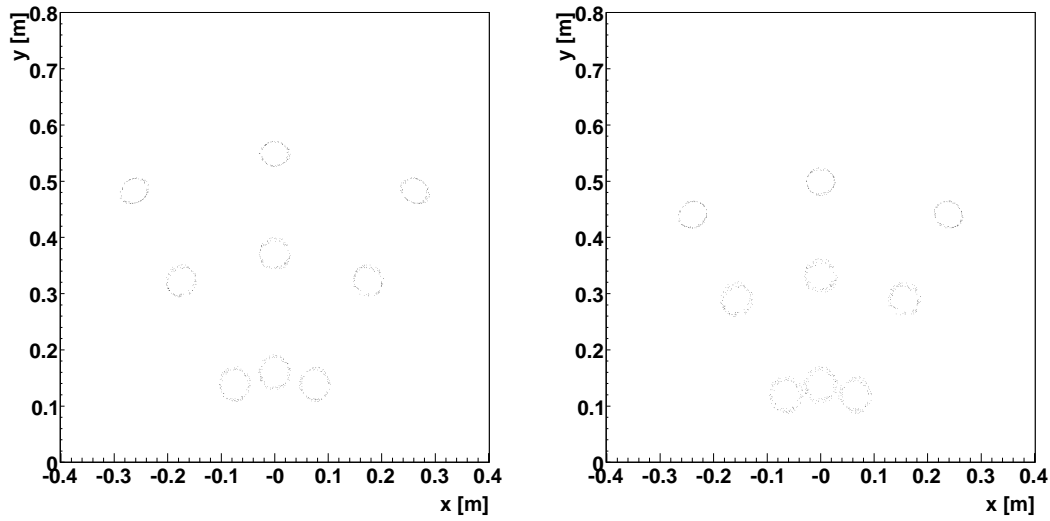


Abbildung A.1: Photonentreffer auf der Photokathodenebene, links für $L_{RICH} = 50$ mm, rechts für $L_{RICH} = 100$ mm.

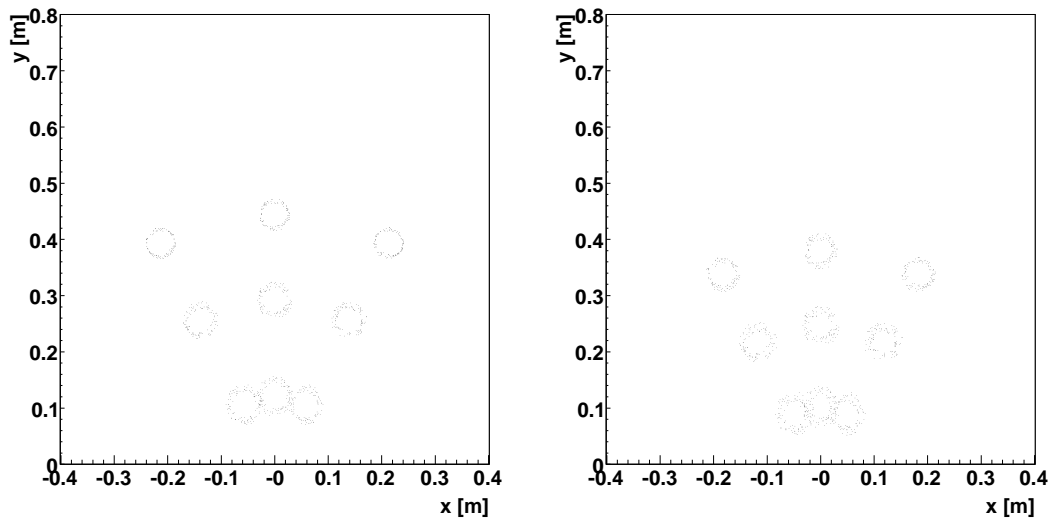


Abbildung A.2: Photonentreffer auf der Photokathodenebene, links für $L_{RICH} = 150$ mm, rechts für $L_{RICH} = 200$ mm.

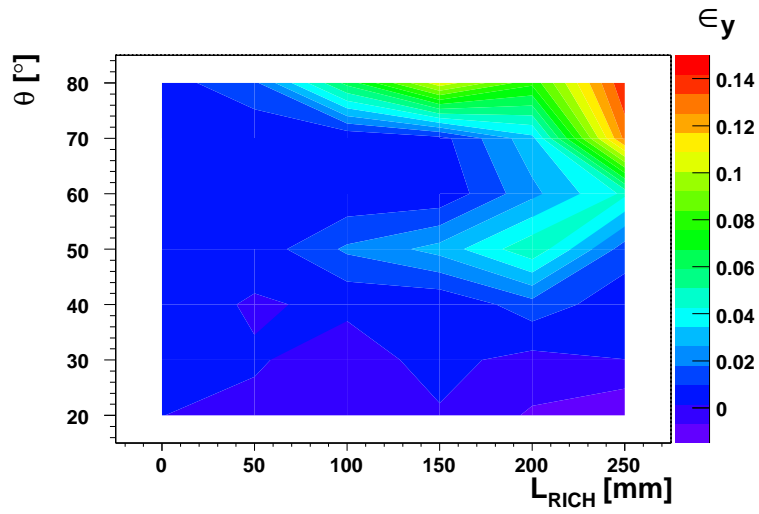


Abbildung A.3: Asymmetrie in y-Richtung für Polarwinkel des Leptons θ vs. RICH-Radiatorverlängerung L_{RICH} .

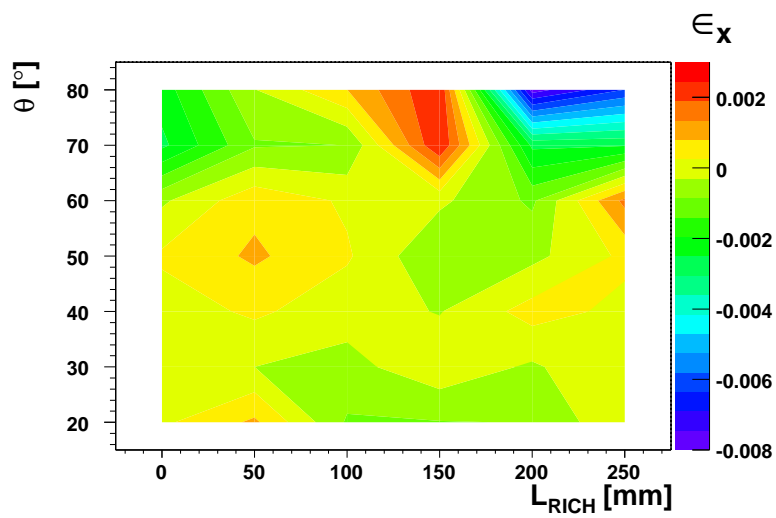


Abbildung A.4: Asymmetrie in x-Richtung für Polarwinkel des Leptons θ vs. RICH-Radiatorverlängerung L_{RICH} .

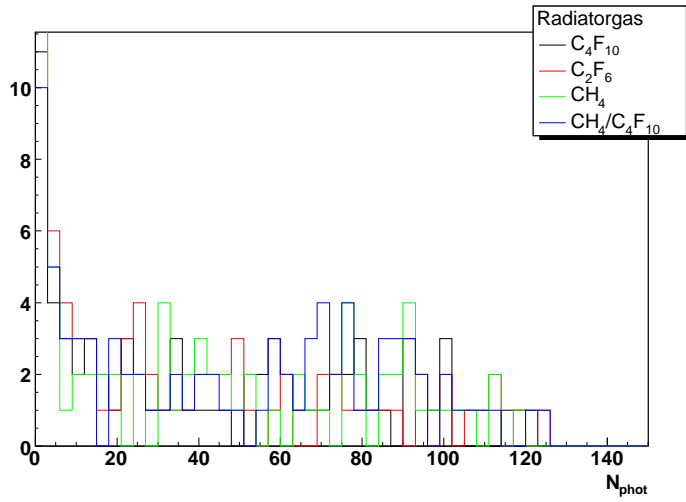


Abbildung A.5: Anzahl der auf der Padplane auftreffenden Cherenkovphotonen pro Pion bei einer Einschussenergie von 2.2 AGeV.

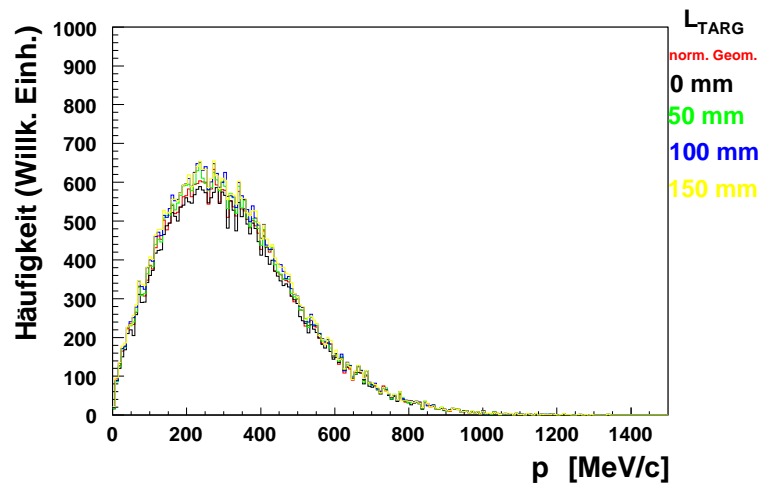


Abbildung A.6: Transversalimpuls p_T akzeptierter primäre Leptonenpaare bei einer Projektilenergie von 2.2 AGeV und $L_{\text{RICH}} = 150$ mm und verschiedenen Targetpositionen L_{TARG} .

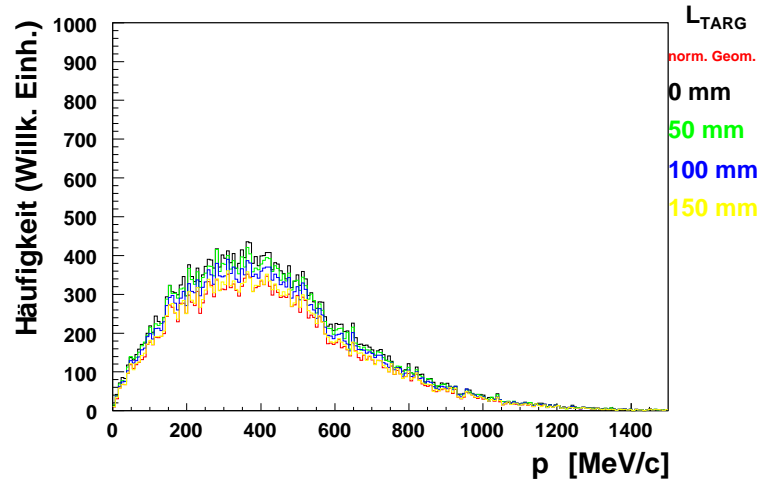


Abbildung A.7: Transversalimpuls p_T akzeptierter primäre Leptonenpaare bei einer Projektilenergie von 8 AGeV und $L_{RICH} = 150$ mm und verschiedenen Targetpositionen L_{TARG} .

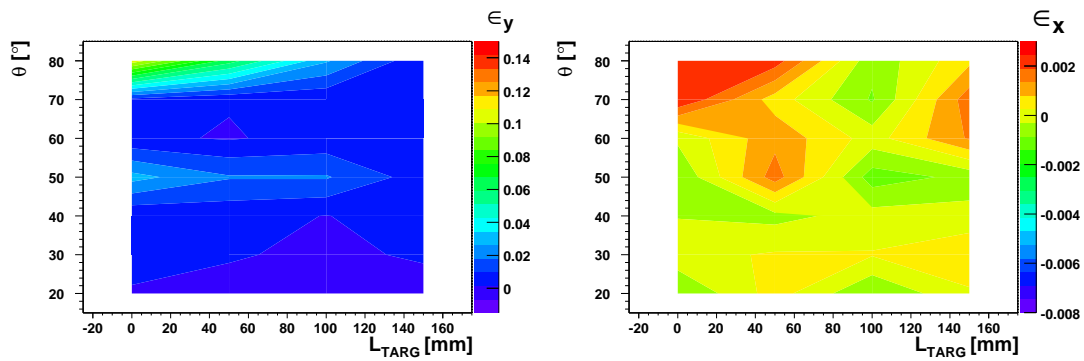


Abbildung A.8: Asymmetrie in y-Richtung und x-Richtung für verschiedene Targetpositionen L_{TARG} bei einer RICH-Radiatorverlängerung um 150 mm.

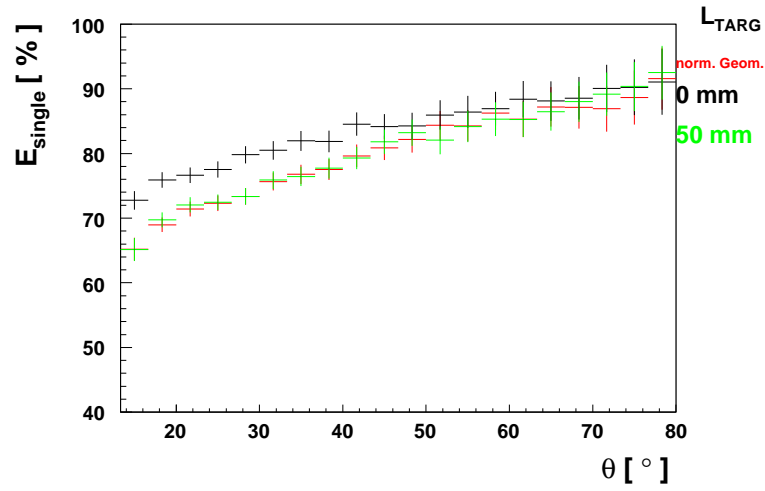


Abbildung A.9: Nachweiseffizienz einzelner e^+/e^- bei $L_{RICH} = 50$ mm und einer Projektilenergie von 8 AGeV.

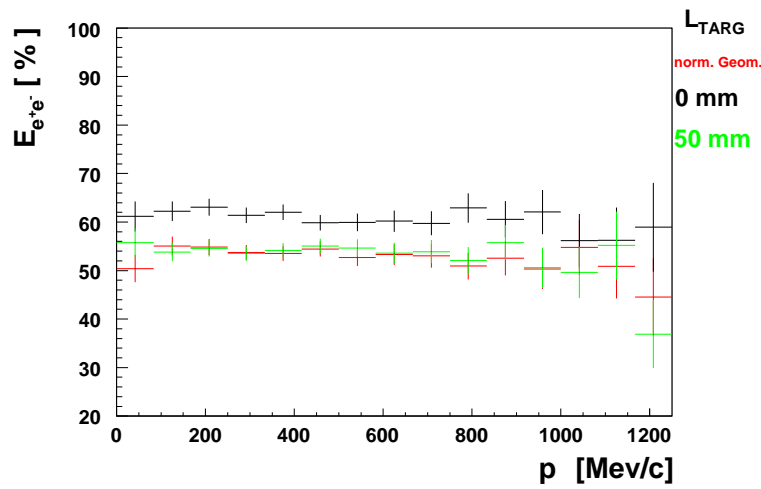


Abbildung A.10: Paareffizienz bei $L_{RICH} = 50$ mm und einer Projektilenergie von 8 AGeV.

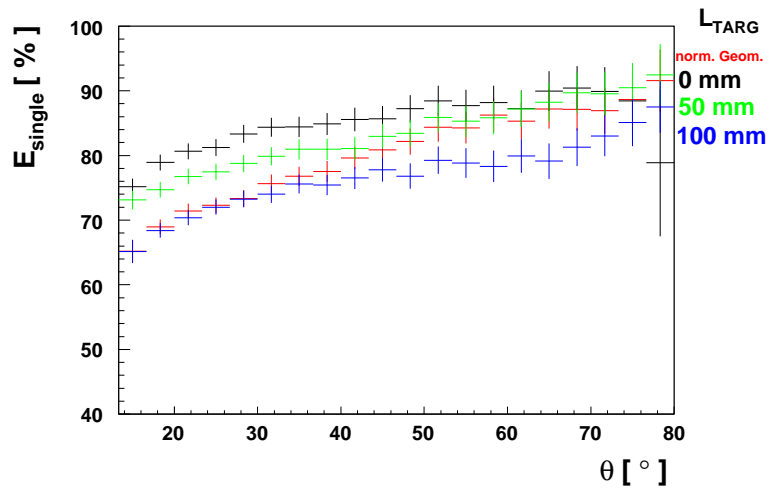


Abbildung A.11: Nachweiseffizienz einzelner e^+/e^- bei $L_{RICH} = 100$ mm und einer Projektilenergie von 8 AGeV.

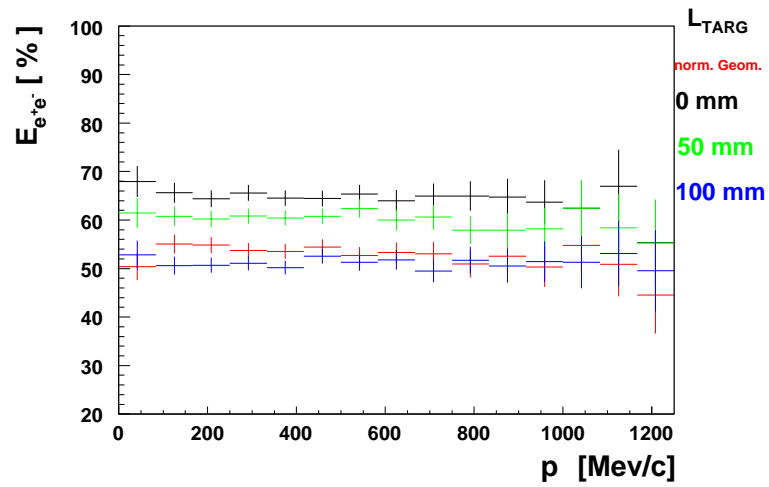


Abbildung A.12: Paareffizienz bei $L_{RICH} = 100$ mm und einer Projektilenergie von 8 AGeV.

Literaturverzeichnis

- [Aga05] G. Agakichiev et al., Eur. Phys. J. C41 (2005) 475–513.
- [Aga07] G. Agakichiev et al., Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 052302.
- [Aga08] G. Agakichiev et al., in Vorbereitung .
- [Ago02] C. Agodi et al., Nucl. Instrum. Meth. A 492 (2002) 14–25.
- [Arn06] R. Arnaldi et al., Physical Review Letters 96(16) (2006) 162302.
- [Bal03] A. Balanda et al., Nucl. Instrum. Meth. A in preparation.
- [Ble99] M. Bleicher et al., J. Phys. G25 (1999) 1859–1896.
- [Bok02] H. Bokemeyer et al., Nucl. Instrum. Meth. A 477 (2002) 397–400.
- [Bre99] T. Bretz, *Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES*, Diplomarbeit, TU München, 1999.
- [Bro84] G. E. Brown, A. D. Jackson, M. Rho, and V. Vento, Physics Letters B 140 (1984) 285–289.
- [Bru78] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul, and J. C. Lassalle CERN-DD-78-2-REV.
- [Cle06] J. Cleymans et al., Physical Review C (Nuclear Physics) 73(3) (2006) 034905.
- [Com05] *Compressed Baryonic Matter Experiment*, Technical Status Report, 2005.
- [Ehe96] W. Ehehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. A 602 (1996) 449–486.
- [Fab03] L. Fabbietti, *Study of the e^+e^- pair acceptance in the dilepton spectrometer HADES*, Dissertation, TU München, 2003.
- [FAI] *FAIR - Facility for Antiproton and Ion Research GSI Darmstadt, Wissenschaftliche Zielsetzungen und Forschungsprogramme*, Statusbericht 2005.
- [Fin04] P. Finelli, N. Kaiser, D. Vretenar, and W. Weise, Nucl. Phys. A735 (2004) 449–481.
- [Fri97] B. Friman and H. Pirner, Nucl. Phys. A 617 (1997) 496+.
- [Fri99] J. Friese, Nucl. Phys. A 654 (1999) 1017c–1020c.
- [Fri03] J. Friese et al., Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A (502) (2003) 241.

- [Frö07] I. Fröhlich et al., *Pluto: A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics*, Presentation given at the XI International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, Amsterdam, The Netherlands. To be published online by 'Proceedings of Science' under: <http://pos.sissa.it>, 2007.
- [Ger98] R. Gernhäuser, *Ein ringabbildender Cherenkovdetektor zur Untersuchung schwerer Projekttilfragmente*, Dissertation, TU München, 1998.
- [GSI] *GSI Darmstadt - SIS18 Strahlparameter*,
<http://www.gsi.de/beschleuniger/sis18/pdf/strahl-intensitaeten.pdf>,
<http://www.gsi.de/beschleuniger/sis18/strahlparameter.html>.
- [Hol05] R. Holzmann, *The HADES simulation package HGeant*, <http://www-hades.gsi.de/holzmann/hadsimul.html>, 2005.
- [Kag00] M. Kagarlis, *Pluto++ : A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics*, GSI Report 3, 2000.
- [Kas99] A. Kastenmüller et al., Nucl. Instrum. Meth. A 433 (1999) 438–443.
- [Kas06] A. Kastenmüller, private Mitteilung, 2006.
- [Kli97] F. Klingl, N. Kaiser, and W. Weise, Nucl. Phys. A 624 (1997) 527–563.
- [Kön06] I. König, *The HADES Runge-Kutta tracking report*, HADES interner Report, 2006.
- [Kug] A. Kugler, *Measuring dileptons with HADES at 8 AGeV*, CBM meeting 11.2.2004, GSI.
- [Mar03] J. Markert, *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experiments*, Dissertation, Johann-Wolfgang-Goethe Universität Frankfurt am Main, 2003.
- [Myr79] J. Myrheim and L. Bugge, Nucl. Instrum. Meth. A160 (1979) 43–48.
- [Pet98] W. Peters et al., Nucl. Phys. A 632 (1998) 109–127c.
- [Rus06] A. Rustamov, *Exclusive η -Meson Reconstruction in Proton-Proton Collisions at 2.2 GeV with the HADES Spectrometer and high resolution tracking.*, Dissertation, TU Darmstadt, 2006.
- [Sai07] B. Sailer, *Inklusive e^+e^- -Produktion in Proton-Proton-Stößen bei 2.2 GeV*, Dissertation, Technische Universität München, 2007.
- [Sal95] P. Salabura et al., Nucl. Phys. B 44 (1995) 701–707.
- [Sch95] H. Schön, *HADES: Ein Dielektronenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen*, Dissertation, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt am Main, 1995.

-
- [SG99] M. Sánchez-García, *The HYDRA Manual*, <http://www-hades.gsi.de/computing/manual/manual.html>, 1999.
- [SG03] M. Sánchez-García, *Momentum reconstruction and pion production analysis in the HADES spectrometer at GSI*, Dissertation, Universidade de Santiago de Compostela, 2003.
- [Wei02] W. Weise Presentation at CHIRAL02, Kyoto, Japan.
- [Wil98] W. Wilson et al., Phys. Rev. C 57 (1998) 1865.
- [Zei99] K. Zeitelhack et al., Nucl. Instrum. Meth. A 433 (1999) 201–206.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die bisherige Beschleunigeranlage (schwarz) mit dem UNILAC und SIS 18 dient als Injektor für den geplanten Aufbau am FAIR-Projekt mit der Synchrotron-Doppelringanlage SIS100/300 (rot).	3
1.2	Geplanter Aufbau: HADES-Spektrometer vor CBM Experiment.	4
2.1	Querschnitt des HADES-Spektrometers.	8
2.2	Querschnitt des RICH-Detektors.	11
2.3	Angesprochene Pads, die ein Ringmuster auf der Photokathodenebene bilden, und der gefundene Ringmittelpunkt (Box).	12
2.4	Optische Strahlengänge der Cherenkovphotonen von e^+/e^- mit unterschiedlichen Polarwinkeln für zwei verschiedene Radiatorlängen. Links: normale RICH-Geometrie $L_{RICH} = 0$ mm. Rechts: um $L_{RICH} = 250$ mm verlängerter Radiator.	15
2.5	Photonentreffer auf der Photokathodenebene, links für $L_{RICH} = 0$ mm, rechts für $L_{RICH} = 250$ mm. Die y-Koordinate entspricht dem Polarwinkel, die x-Koordinate senkrecht dazu.	16
2.6	Schematische Darstellung des Strahlenverlaufs von Cherenkovphotonen bei Verschiebung der Photokathodenebene um 150 mm (links) und die Photonentreffer auf der Padplane (rechts).	17
4.1	Centroid eines gefundenen Ringes gegen dessen Korrelationsparameter (siehe Gleichung 4.4).	26
4.2	Über alle Polarwinkel integrierte Impulsverteilungen von Elektronen und Positronen aus $\omega \rightarrow e^+ + e^-$ (links) und von geladenen Pionen aus $\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (rechts). Die Cherenkovschwellen der verschiedenen Gase sind für Pionen gegeben.	28
4.3	Anzahl der auf der Padplane auftreffenden Cherenkovphotonen pro Teilchen bei $E = 8$ AGeV für verschiedene Radiatorgase.	28
4.4	Mittlerer Ringradius für e^+/e^- und Pionen bei $E = 8$ AGeV für verschiedene Radiatorgase.	29
4.5	Qualitätsparameter der Ringe primärer e^+/e^- bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV, die durch die Pattern Matrix (links) und durch die Hough Transformation (rechts) gefunden wurden.	31
4.6	Mittlere Ringradien von Ringen primärer e^+/e^- bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV, die durch die Pattern Matrix (links) bzw. durch die Hough Transformation (rechts) gefunden wurden.	32

4.7	Anzahl der Pads pro Ring von Ringen primärer e^+/e^- bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV, die durch die Pattern Matrix (links) bzw. durch die Hough Transformation (rechts) gefunden wurden.	32
4.8	Die integrierte Ladung von Ringen primärer e^+/e^- bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV, die durch die Pattern Matrix (links) bzw. durch die Hough Transformation (rechts) gefunden wurden.	33
4.9	Centroid von Ringen primärer e^+/e^- bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV, die durch die Pattern Matrix (links) bzw. durch die Hough Transformation (rechts) gefunden wurden.	33
4.10	Nachweiseffizienz für einzelne e^+/e^- bei einer Einschussenergie von $E = 8$ AGeV und verschiedenen Radiatorgasen. Links ist die Nachweiseffizienz durch Ringe, die von der Pattern Matrix gefunden wurden, rechts durch Ringe, die von der Hough Transformation gefunden wurden, gezeigt. . .	34
4.11	Primäre e^+e^- -Paare aus dem direkten ω -Zerfall bei einer Projektilenergie von 8 AGeV aufgetragen für θ_2 vs. θ_1 (links) und für p_t vs. y (rechts). . .	35
4.12	Anteil an akzeptierten primären e^+e^- -Paaren aus dem direkten ω -Zerfall bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV.	35
4.13	Anteil an akzeptierten primären e^+/e^- aus dem direkten ω -Zerfall bei einer Projektilenergie von 8 AGeV für eine RICH-Spiegel-Verschiebung von 150 mm und einen um 200 mm vergrößerten RICH-MDC-Abstand. .	36
4.14	Über p_T und y integrierte Akzeptanz für alle untersuchten Einstellungen von L_{RICH} und L_{MDC} für eine Projektilenergie von 2.2 AGeV (links) und 3.5 AGeV (rechts).	37
4.15	Über p_T und y integrierte Akzeptanz für alle untersuchten Einstellungen von L_{RICH} und L_{MDC} für eine Projektilenergie von 8 AGeV (links) und 15 AGeV (rechts).	37
4.16	Anzahl der Photonen pro primären e^+/e^- N_{phot} für Polarwinkel θ vs. RICH-Radiatorverlängerung L_{RICH}	40
4.17	Mittlerer Radius der Cherenkovphotonen R in mm für Polarwinkel θ vs. RICH-Radiatorverlängerung L_{RICH}	40
4.18	Verhältnis von minimalem zu maximalem Radius für Polarwinkel θ vs. RICH-Radiatorverlängerung L_{RICH}	41
4.19	Die x-y-Asymmetrie für Polarwinkel θ vs. RICH-Radiatorverlängerung L_{RICH}	41
4.20	Gesamtladung auf allen induzierten Pads eines Ringes, links für $L_{RICH} = 0$ mm und rechts für die untersuchten Verlängerungen des RICH-Radiators im Vergleich zu $L_{RICH} = 0$ mm.	43
4.21	Centroid eines Ringes in Pads, links für $L_{RICH} = 0$ mm und rechts für die untersuchten Verlängerungen des RICH-Radiators im Vergleich zu $L_{RICH} = 0$ mm.	44
4.22	Anzahl der Pads pro Ring, links für $L_{RICH} = 0$ mm und rechts für die untersuchten Verlängerungen des RICH-Radiators im Vergleich zu $L_{RICH} = 0$ mm.	44
4.23	Mittlerer Radius der gefundenen Ringe für alle untersuchten Verlängerungen des RICH-Radiators.	45

4.24	Qualität der Ringe in der Hough Transformation, links für $L_{RICH} = 0$ mm und rechts für die untersuchten Verlängerungen des RICH-Radiators im Vergleich zu $L_{RICH} = 0$ mm.	45
4.25	Qualität der Ringe in der Pattern Matrix, links für $L_{RICH} = 0$ mm und rechts für die untersuchten Verlängerungen des RICH-Radiators im Vergleich zu $L_{RICH} = 0$ mm.	46
4.26	Mittlere Qualität der Pattern-Matrix Q_{PM} für θ vs. L_{RICH}	46
4.27	Nachweiseffizienz für einzelne Elektronen bzw. Positronen bei 2.2 AGeV (links) bzw. 3.5 AGeV (rechts) Einschussenergie.	47
4.28	Nachweiseffizienz für einzelne Elektronen bzw. Positronen bei 8 AGeV (links) bzw. 15 AGeV (rechts) Einschussenergie.	48
4.29	Nachweiseffizienz für primäre Elektronen bzw. Positronen aus dem direkten Zerfall eines ω -Mesons bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV und $L_{MDC} = 200$ mm	49
4.30	e^+e^- -Paar Effizienz bei $E = 2.2$ AGeV (links) und $E = 3.5$ AGeV (rechts) Projektilenergie.	49
4.31	e^+e^- -Paar Effizienz bei $E = 8$ AGeV (links) und $E = 15$ AGeV (rechts) Projektilenergie.	50
4.32	Paareffizienz für primäre e^+e^- -Paare aus dem direkten Zerfall eines ω -Mesons bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV und bei $L_{MDC} = 0$ mm und $L_{RICH} = 0$ mm.	50
4.33	Paareffizienz für primäre e^+e^- -Paare aus dem direkten Zerfall eines ω -Mesons bei einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV und $L_{MDC} = 200$ mm und $L_{RICH} = 0, 100, 250$ mm im Vergleich zu $L_{MDC} = 0$ mm.	51
4.34	Polarwinkelverteilung akzeptierter primärer e^+/e^- bei einer Projektilenergie von $E = 2.2$ AGeV (links) bzw. $E = 8$ AGeV (rechts) für verschiedene Targetabstände zum Photonendetektor L_{TARG}	53
4.35	Links: Anzahl der Cherenkovphotonen pro primärem Elektron oder Positron für verschiedene Targetpositionen L_{TARG} . Rechts: Mittlerer Radius der Photonenringe.	53
4.36	Verhältnis zwischen minimalem und maximalem Radius (links) und Asymmetrie zwischen x- und y-Richtung (rechts) für verschiedene Targetpositionen L_{TARG} bei $L_{RICH} = 150$ mm.	54
4.37	Links: Anzahl der Pads pro Ring für verschiedene L_{TARG} bei $L_{RICH} = 150$ mm im Vergleich zur normalen Geometrie ($L_{TARG} = 0$ mm, $L_{RICH} = 0$ mm). Rechts: Radiusverteilung der gefundenen Ringe für verschiedene L_{TARG}	55
4.38	Amplitude (integrierte Ladung über alle Pads) (links) und Centroid (rechts) der gefundenen Ringe für verschiedene L_{TARG} bei $L_{RICH} = 150$ mm.	56
4.39	Ringqualität (links für Hough Transformation, rechts für Pattern Matrix) der gefundenen Ringe für verschiedene L_{TARG}	56
4.40	Nachweiseffizienz einzelner Elektronen bzw. Positronen für verschiedene Targetpositionen und einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV.	57
4.41	e^+e^- -Paar Effizienz für verschiedene Targetpositionen und einer Projektilenergie von $E = 8$ AGeV.	58

A.1	Photonentreffer auf der Photokathodenebene, links für $L_{RICH} = 50$ mm, rechts für $L_{RICH} = 100$ mm.	64
A.2	Photonentreffer auf der Photokathodenebene, links für $L_{RICH} = 150$ mm, rechts für $L_{RICH} = 200$ mm.	64
A.3	Asymmetrie in y -Richtung für Polarwinkel des Leptons θ vs. RICH-Radiatorverlängerung L_{RICH}	65
A.4	Asymmetrie in x -Richtung für Polarwinkel des Leptons θ vs. RICH-Radiatorverlängerung L_{RICH}	65
A.5	Anzahl der auf der Padplane auftreffenden Cherenkovphotonen pro Pion bei einer Einschussenergie von 2.2 AGeV.	66
A.6	Transversalimpuls p_T akzeptierter primäre Leptonenpaare bei einer Projektilenergie von 2.2 AGeV und $L_{RICH} = 150$ mm und verschiedenen Targetpositionen L_{TARG}	66
A.7	Transversalimpuls p_T akzeptierter primäre Leptonenpaare bei einer Projektilenergie von 8 AGeV und $L_{RICH} = 150$ mm und verschiedenen Targetpositionen L_{TARG}	67
A.8	Asymmetrie in y -Richtung und x -Richtung für verschiedene Targetpositionen L_{TARG} bei einer RICH-Radiatorverlängerung um 150 mm.	67
A.9	Nachweiseffizienz einzelner e^+/e^- bei $L_{RICH} = 50$ mm und einer Projektilenergie von 8 AGeV.	68
A.10	Paareffizienz bei $L_{RICH} = 50$ mm und einer Projektilenergie von 8 AGeV.	68
A.11	Nachweiseffizienz einzelner e^+/e^- bei $L_{RICH} = 100$ mm und einer Projektilenergie von 8 AGeV.	69
A.12	Paareffizienz bei $L_{RICH} = 100$ mm und einer Projektilenergie von 8 AGeV.	69

Tabellenverzeichnis

2.1	Untersuchte Polarwinkel emittierter Positronen und Elektronen für verschiedene Radiatorlängen.	15
3.1	Parametrisierung der Temperatur für die untersuchten Einschussenergien nach [Cle06].	20
4.1	Cherenkovschwellen für verschiedene Gase für Lorentzfaktor γ_{thr} , Pionenimpuls $p_{thr,\pi^+\pi^-}$ und Elektronen- bzw. Positronenimpuls p_{thr,e^+e^-}	27
4.2	Anteil der Pionen im gesamten Raumwinkel, die die Cherenkovschwelle überschreiten. Die Werte sind in % gegeben.	28
4.3	Anteil der pioneninduzierten Ringe an e^+/e^- -induzierten, bei gleicher Anzahl in den gesamten Raumwinkel emittierter Teilchen. Dabei wird jeweils das Verhältnis für die Hough Transformation und Pattern Matrix für gefundene $V_{ring,PM/HT}$ und für korrelierte Ringe $V_{corr,PM/HT}$ gezeigt.	30
4.4	Akzeptanz des HADES-Spektrometers bei derzeitigem Aufbau $A_{acc,norm}$ und bei optimaler Einstellung $A_{acc,opt}$ von RICH-Radiatorverlängerung $L_{RICH,opt}$ und Abstandsvergrößerung zwischen MDCI und RICH-Spiegel $L_{MDC,opt}$	36
4.5	Anzahl der gefundenen Ringe N_{ring} für alle untersuchten L_{RICH} und deren Ringeigenschaften für den direkten Zerfall eines ω -Mesons (100000 Ereignisse) in e^+e^- bei einer Projektilenergie $E = 8$ AGeV.	43
A.1	Untersuchte Radiatorgase und deren Brechungsindizes (nur für C_4F_{10} mit Dispersion) sowie γ_{thr}	63

Danksagung

Ohne Euch wäre es nicht gegangen:

Mein Dank geht an Prof. Dr. Reiner Krücken, ohne den ich nie diese Diplomarbeit begonnen hätte.

Besonders danken möchte ich auch Jürgen Friese, der mich für das HADES-Experiment begeistert hat und der sich immer wieder neue bunte Bildchen anschauen musste.

Und natürlich allen anderen (ehemaligen) HADESianern an unserem Lehrstuhl: Roman Gernhäuser, Laura Fabbietti, Thomas Eberl, Michael Böhmer, Benjamin Sailer, Tasilio Christ und natürlich Martin Jurkovic. All die Fragen, die ich an jeden hatte, hier aufzulisten würde nochmal ein ganzes Buch füllen, deswegen lass ich 's, aber dank euch hab ich gelernt mit Pluto, Hydra und den anderen Wesen, die hier so herumgeistern, umzugehen. Dies gilt natürlich auch für alle anderen der HADES-Crew (besonders Romain, Ilse, Manuel, Gosia,...).

Wahrscheinlich würde ich immer noch im LKM sitzen, wenn ihr mich nicht aufgenommen hättet in eurem Büro. Es war echt ein gutes Jahr im *MAD HOUSE*. Vielen Dank!!!

Und natürlich allen anderen am Lehrstuhl, insbesondere Christoph, gilt hier der Dank.

Zum Schluss möchte ich meiner Freundin, meiner Familie und all meinen Freunden danken. Ich bin froh, dass ihr da seid.