

Physik-Department E 12 der Technischen Universität München

# Nachweis von $e^+e^-$ -Paaren aus Schwerionenstößen mit einem RICH Detektor

Anton Johann Kastenmüller

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

Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender : Univ.-Prof. Dr. Wolfram Weise

Prüfer der Dissertation :

1. Univ.-Prof. Dr. Hans-Joachim Körner
2. Univ.-Prof. Dr. Stephan Paul

Die Dissertation wurde am 03.07.2000 bei der Technischen Universität München  
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 26.07.2000 angenommen.



# Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein ringabbildender Cherenkovdetektor (RICH) für den Nachweis von Elektronen und Positronen aus Schwerionenreaktionen entwickelt, aufgebaut und erfolgreich in Betrieb genommen.

Der RICH ist Teil des neuen Elektronenpaarspektrometers HADES, das sich derzeit an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt in der Endphase des Aufbaus befindet. Mit diesem soll die Produktion von  $e^+e^-$ -Paaren in Pionen-, Protonen- und Schwerioneninduzierten Kernreaktionen gemessen und nach Mediummodifikationen von Hadronen in baryonischer Materie gesucht werden. Neben der hohen Auflösung und Raumwinkelakzeptanz ist die Eignung des Spektrometers für hohe Ereignisraten eine herausragende Eigenschaft, die durch eine aufwendige Leptonenidentifizierung, deren zentraler Bestandteil der RICH ist, erreicht wird.

Im gasförmigen  $C_4F_{10}$ -Radiator des RICH wird durch hochrelativistische Elektronen Cherenkovlicht erzeugt. Dieses wird an einem sphärischen Spiegel reflektiert und tritt durch ein großes, bei einem Durchmesser von 1.5 m nur 5 mm dickes, VUV-transparentes  $CaF_2$ -Fenster in einen hochsegmentierten, aus 6 Modulen bestehenden Photonenzähler. In diesem wandelt der feste Photokonverter CsI einfallende Photonen in Photoelektronen um, die in einer Vieldrahtproportional-kammer verstärkt und mittels einer zweidimensional-ortsauflösenden Kathodenebene nachgewiesen werden. Die Auslese der insgesamt 28272 Kanäle erfolgt mit bis zu 100 kHz, wobei die Daten in reduzierter Form einer Bildverarbeitung zugeleitet und mit der vollen Pulshöheninformation aufgezeichnet werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden vor der Realisierung des HADES RICH Vorexperimente mit einem Prototyp des RICH mit  $C_4F_{10}$ -Radiator und einem  $CaF_2$ -Fenster durchgeführt. Der verwendete Photonenzähler, dessen Aufbau dem Zähler des HADES RICH glich, war mit einer festen CsI-Photokathode ausgestattet und wurde bei einer Gasverstärkung von  $1 \cdot 10^5$  betrieben. In einem Experiment bei der GSI wurde mit der Reaktion  $^{238}U + ^{208}Pb$  eines der schwersten für HADES vorgesehenen Stoßsysteme untersucht. Es konnte gezeigt werden, daß der RICH und insbesondere der Photonenzähler bei dem in dieser Reaktion vorhandenen Untergrund durch geladene Teilchen einsetzbar und zur Leptonenidentifizierung geeignet ist. Nach diesem erfolgreichen Test wurde der HADES RICH aufgebaut und konnte in ersten Experimenten erfolgreich erprobt werden. Seit Mai 2000 ist der RICH funktionsbereit und vorläufige Ergebnisse bestätigen die Eignung des gewählten Detektorkonzepts. Neben dem RICH kamen weitere Detektoren des Spektrometers zum Einsatz und wurden mit einer gemeinsamen Datenaufnahme ausgelesen. Das gesteckte Ziel, korrelierte Ereignisse aller Detektoren aufzunehmen, wurde erreicht.





# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>5</b>
<b>1 Motivation</b>	<b>7</b>
1.1 Zustände von Kernmaterie . . . . .	7
1.2 Untersuchung von Mediumeffekten mittels Dileptonenspektroskopie	9
1.3 Experimente zur Dileptonenspektroskopie . . . . .	12
<b>2 HADES RICH</b>	<b>15</b>
2.1 Überblick über das HADES Spektrometer . . . . .	15
2.1.1 Detektorsysteme . . . . .	15
2.1.2 Anforderungen an Akzeptanz und Auflösung . . . . .	17
2.2 Gesamtaufbau des RICH . . . . .	19
2.2.1 Überblick . . . . .	20
2.2.2 Gasradiator . . . . .	21
2.2.3 VUV-Spiegel . . . . .	27
2.2.4 CaF <sub>2</sub> -Fenster . . . . .	34
2.2.5 Photonenzähler . . . . .	35
2.2.6 Photonenausbeute des Gesamtsystems . . . . .	37
2.3 Aufbau des Photonenzählers . . . . .	39
2.3.1 Überblick . . . . .	39
2.3.2 Vieldrahtkammer . . . . .	41
2.3.3 Photokathodenebene . . . . .	48
2.4 Ausleseelektronik . . . . .	55
2.4.1 Allgemeines Konzept . . . . .	55
2.4.2 Implementation am RICH . . . . .	56
2.4.3 Frontend-Elektronik . . . . .	57
2.4.4 Ausleseelektronik . . . . .	63
2.4.5 Ringerkennung . . . . .	65
<b>3 Experimente</b>	<b>67</b>
3.1 Messungen mit dem RICH Prototyp . . . . .	67
3.1.1 Zielsetzung . . . . .	67
3.1.2 Experimentaufbau . . . . .	69
3.1.3 Ergebnisse . . . . .	74
3.2 Erste Messungen mit dem HADES RICH . . . . .	79
3.2.1 Zielsetzungen . . . . .	79
3.2.2 Experimentaufbau . . . . .	79
3.2.3 Ergebnisse . . . . .	81

<b>4</b>	<b>Status und Ausblick</b>	<b>89</b>
4.1	Status des HADES RICH . . . . .	89
4.2	Geplante erste Experimente . . . . .	90
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>93</b>
A.1	Gasversorgungssystem des RICH . . . . .	94
A.2	Herstellung der Drahtkammer . . . . .	97
A.3	Herstellung der Padkathode . . . . .	101
A.4	Zusammenbau der Drahtkammer und der Padkathode . . . . .	103
A.5	Berechnung der Padgeometrie . . . . .	104
A.6	Daten der Ausleseelektronik . . . . .	107
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>109</b>

# Kapitel 1

## Motivation

Die Untersuchung verschiedener Zustandsformen hadronischer Materie und die damit verbundenen möglichen Phasenübergänge sind ein aktuelles Forschungsgebiet der Kernphysik. In den vergangenen Jahren wurden erhebliche experimentelle und theoretische Anstrengungen unternommen, mittels relativistischer und ultrarelativistischer Schwerionenkollisionen bei Energien, die die Ruhemasse einzelner Nukleonen zum Teil deutlich übersteigen, diese Fragestellungen anzugehen und insbesondere die zugrundeliegende Theorie der starken Wechselwirkung im nichtperturbativen Bereich zu untersuchen. Von experimenteller Seite wird hierbei angestrebt, durch Variation der Einschußenergie und des Stoßparameters derartiger Schwerionenkollisionen möglichst hohe Temperaturen und/oder Dichten der Kernmaterie zu erreichen und so unter Umständen neue Zustände von hadronischer Materie im Labor zu präparieren. Um Rückschlüsse auf diese, nur für sehr kurze Zeiten existierenden Zustände zu ermöglichen, werden die Reaktionsprodukte aus dem Schwerionenstoß möglichst vollständig untersucht. Eine vielversprechende Methode ist die Zerfallsspektroskopie der im Medium erzeugten Mesonen, da sie Hinweise auf Veränderungen ihrer Eigenschaften im heißen und dichten Medium geben kann.

### 1.1 Zustände von Kernmaterie

Man nimmt an, daß zusätzlich zur bekannten Kernmaterie (Protonen und Neutronen im Kern) zwei unterschiedliche Zustände von hadronischer, stark wechselwirkender Materie in der Natur existierten bzw. bis heute vorkommen: Einerseits in der Entwicklung des frühen Universums wenige  $\mu\text{s}$  nach dem Urknall bei Temperaturen von  $10^{12}\text{ K}$  ( $\approx 200\text{ MeV}$ ) und sehr kleinem Baryonengehalt. Andererseits als Materie im Inneren von Neutronensternen bei Dichten, die wahrscheinlich  $10^{15}\text{ g/cm}^3$  überschreiten und damit die Dichte „normaler“ Kernmaterie um mehr als das Vierfache übersteigt [Rap 99]. Sobald Kernmaterie aufgeheizt und komprimiert ist, nehmen die Hadronen mehr und mehr des verfügbaren Raums ein. Sie beginnen einander zu überlappen und die anfänglich durch das „Confinement“ eingeschlossenen Quarks und Gluonen werden zunehmend freier. Diese einfache Vorstellung war der Ausgangspunkt für numerische

QCD-Rechnungen auf dem Gitter, die ergaben, daß stark wechselwirkende Materie innerhalb eines relativ schmalen Temperaturbereichs aus der hadronischen Phase in ein Quark-Gluon-Plasma übergehen sollte. Mit dem Phasenübergang einhergehend verlieren die Quarks (größtenteils  $u$ - und  $d$ -Quarks), die im Confinement einige Hundert MeV effektive Masse haben, ihre Konstituentenmasse. Dies ist die Konsequenz aus der theoretisch geforderten Restauration der chiralen Symmetrie bei sehr hohen Temperaturen und Dichten. Unter diesen Bedingungen sollen die Massenterme im Lagrange-Operator  $\mathcal{L}_{QCD}$  der starken Wechselwirkung vernachlässigbar klein werden bzw. verschwinden [Bro 95] und die mit ihnen verbundene Symmetriebrechung aufheben. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von einem chiralen Phasenübergang. Der QCD-Grundzustand zeichnet sich durch ein nicht verschwindendes Quark-Kondensat  $\langle \bar{q}q \rangle$  aus [Shi 79]:

$$\langle \bar{u}u \rangle \simeq \langle \bar{d}d \rangle = -(230 \pm 25 \text{ MeV})^3 \quad (1.1)$$

Entsprechend theoretischer Vorhersagen sollte bei zunehmender Dichte der Erwartungswert des  $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensats fallen und damit die chirale Symmetrie teilweise wiederhergestellt werden. Nach Brown und Rho skaliert dabei die

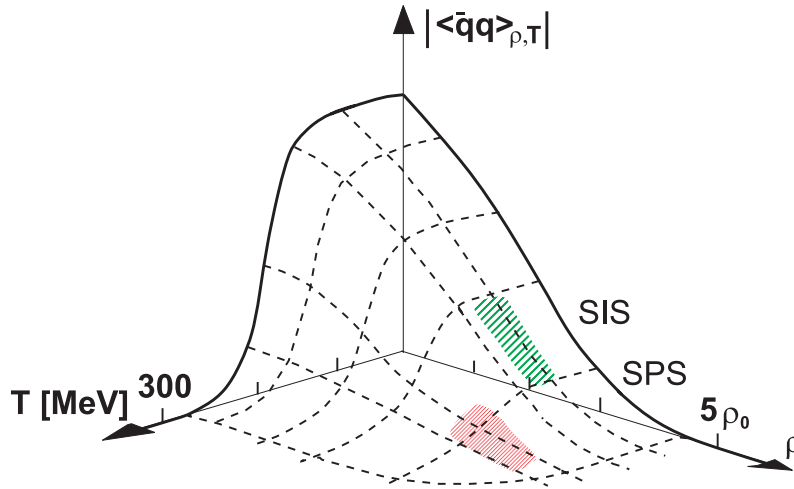


Abbildung 1.1: Erwartungswert des Quark-Kondensats abhängig von der Temperatur  $T$  und der Dichte  $\rho$  nach einer Rechnung aus [Lut 92].

Masse der Vektormesonen mit der 3. Wurzel des Erwartungswertes des Quark-Kondensats [Bro 91]:

$$\frac{M_\rho^*(\rho)}{M_\rho(0)} = \frac{M_\omega^*(\rho)}{M_\omega(0)} = \left( \frac{\langle \bar{q}q \rangle_\rho}{\langle \bar{q}q \rangle_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.2)$$

Experimentell stellt sich die Frage, ob und wie eine derartige Wiederherstellung der chiralen Symmetrie zu beobachten ist, wobei ein vielversprechender Weg

über die Erhöhung der Baryondichte führt. Mit dem Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung erreicht man die in Abbildung 1.1 schraffiert dargestellten Dichten von  $\rho \approx 3\rho_0 - 4\rho_0$ .

Das erwartete Phasendiagramm für Kernmaterie zeigt Abbildung 1.2. Im Bereich des Confinements besteht die Kernmaterie aus einem „Hadronengas“, jenseits des Phasenübergangs liegt ein Quark-Gluon-Plasma vor. Der Bereich des Phasenübergangs bzw. des Quark-Gluon-Plasmas ist im Labor nur mit Schwerionenreaktionen erreichbar. Die markierten Punkte dienen der Einordnung der

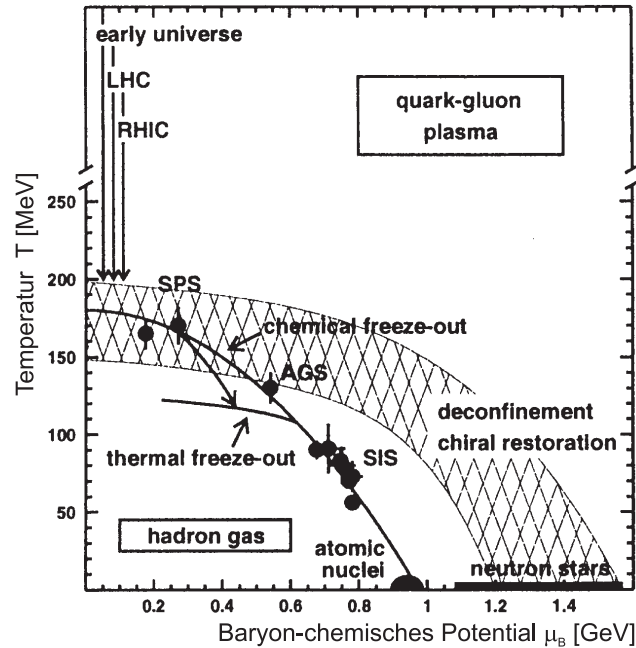


Abbildung 1.2: Phasendiagramm für Kernmaterie [Bra 98] in der Darstellung Temperatur gegen baryon-chemisches Potential. Der schraffierte Bereich zeigt die derzeitigen Unsicherheiten aus den QCD Gitterrechnungen.

derzeit bzw. in Zukunft realisierbaren Schwerpunktsenergien einiger Beschleunigeranlagen bezüglich der erreichbaren Temperaturen und Dichten.

## 1.2 Untersuchung von Mediumeffekten mittels Dileptonenspektroskopie

Wegen ihrer vernachlässigbaren Endzustandswechselwirkung in einer hadronischen Umgebung kommen für den experimentellen Nachweis von Mediumeffekten als Sonden sowohl Leptonen wie auch Photonen in Frage. Insbesondere korrelierte Leptonenpaare  $l^+l^-$  (z.B.  $e^+e^-$ ), sogenannte „Dileptonen“, die in der

Frühphase der Schwerionenkollision in der Zone heißer und dichter Kernmaterie gebildet werden, tragen Informationen aus dieser nach außen. Der Vorteil der Dileptonen besteht in der Beobachtbarkeit ihrer invarianten Paarmasse, die diese Sonde hinsichtlich ihres Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses dem Photon überlegen macht [Tse 95]. Im Verlauf des Schwerionenstoßes werden in den verschiedenen Phasen Dileptonen durch unterschiedliche Mechanismen erzeugt und tragen dadurch zu einzelnen Teilen des gemessenen invarianten Massenspektrums bei (siehe Abbildung 1.3). Während der mittlere Massenbereich strukturlos ist,

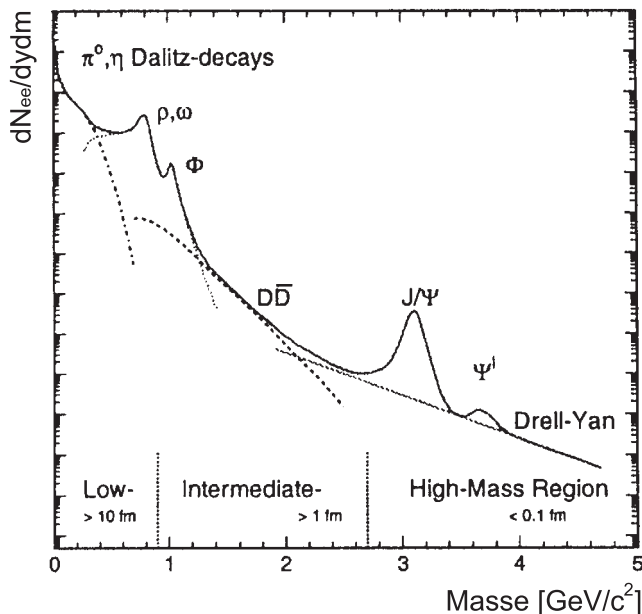


Abbildung 1.3: Erwartete Quellen von Dileptonen aufgetragen nach der invarianten Paarmasse aus ultrarelativistischen Schwerionenstoßen [Rap 99].

werden in den durch Resonanzen charakterisierten Bereichen meßbare Effekte erwartet. Im Bereich hoher invarianter Massen („High-Mass Region“) besteht die Aussicht, auf Auswirkungen des Deconfinement der Quarks sensitiv zu sein. Hier werden Auswirkungen auf die Quarkonium-Zustände schwerer Quarks ( $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ ) erwartet, die zu einer Unterdrückung der  $J/\psi$ -Produktion führen soll. Diese Unterdrückung gilt als eine der möglichen Signaturen für einen Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma [Mat 86] und ist zwischenzeitlich beobachtet worden [Kap 99]. Der Bereich kleiner invarianter Massen („Low-Mass Region“) bis zum  $\phi$ -Meson ist durch Anteile aus leichten Quarks  $u$ ,  $d$  und  $s$  dominiert. Die Beiträge zu den Dileptonenquellen entstammen einem „Hadronischen Cocktail“. Abbildung 1.4 zeigt in einem vergrößerten Ausschnitt beispielhaft für eine zentrale Au+Au-Kollision bei 1 A·GeV die erwarteten Anteile und deren Überlagerung zu einem invarianten Massenspektrum. Neben pn-Bremsstrahlung,  $\pi^0$ -,  $\Delta$ -,  $\omega$ -Dalitzzerfällen,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ - und  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfällen mit folgender Paarkonversion

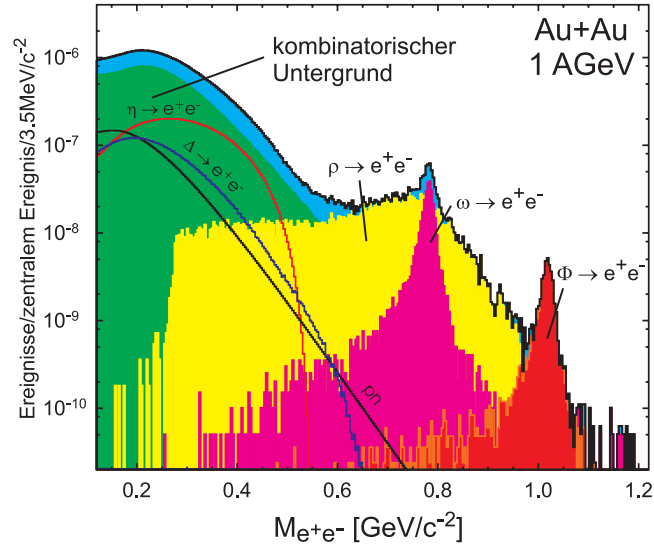


Abbildung 1.4: Beiträge zum invarianten Massenspektrum von Dielektronen, die in einer zentralen Au+Au-Kollision bei 1 A·GeV erzeugt werden [Had 94]. Für die einzelnen Komponenten wurde die Spektralfunktion freier Teilchen angenommen.

tragen auch die Zerfälle leichter Vektormesonen wie  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$  zu diesem Spektrum bei. Diesen kommt dabei eine herausragende Stellung zu, weil sie

- einen direkten leptonenischen Zerfallskanal besitzen;
- so kurzlebig sind, daß eine ausreichende Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall noch in der Stoßzone besteht (siehe auch Tabelle 1.1).

	$m$ [MeV/c <sup>2</sup> ]	$c\tau$ [fm]	dominanter Zerfall	$e^+e^-$ -Verzweigungsverhältnis
$\rho$	768	1.3	$\pi\pi$	$4.4 \cdot 10^{-5}$
$\omega$	782	23.4	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$7.2 \cdot 10^{-5}$
$\phi$	1019	44.4	$K^+K^-$	$3.1 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 1.1: Wichtige Eigenschaften der leichten Vektormesonen  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$

Die invariante Masse der Dileptonen aus dem Zerfall der Vektormesonen verspricht daher eine direkte Information über die Massenverteilung der Mesonen zum Zeitpunkt und am Ort ihres Zerfalls. Dies erlaubt eine direkte Beobachtung von möglichen Modifikationen von Hadroneneigenschaften im Medium. Der Nachweis einer Verschiebung der Vektormesonenmasse in Materie und deren Abhängigkeit von der im Stoß erreichten Dichte wären wichtige Hinweise auf den vorhergesagten Effekt. Auch ohne Erhöhung der Dichte, also bei  $\rho = \rho_0$ , sollte die Masse eines Vektormesons in Kernmaterie verglichen mit der eines freien

Mesons bereits meßbar vermindert sein. Zur Untersuchung dieses Sachverhalts kann der Zerfall von Vektormesonen herangezogen werden, die durch  $\pi$ -induzierte Reaktionen [Fri 98] oder Photoproduktion [Soy 95] im Kern erzeugt werden.

### 1.3 Experimente zur Dileptonenspektroskopie

Die erste Generation von Experimenten zur Dileptonenspektroskopie aus Schwerionenstößen hat bereits Hinweise auf mögliche Mediummodifikationen gegeben. Bisher wurden Dileptonenspektren am LBL<sup>1</sup> und in ultrarelativistischen Schwerionenstößen hauptsächlich am CERN gemessen [Rap 99].

Die CERES/NA45-Kollaboration [Aga 95][Ull 96][Aga 98] untersucht die  $e^+e^-$ -Paaremission im unteren Massenbereich, HELIOS-3 [Mas 95] hat Dimyonspektren von der Schwelle bis in den Bereich des  $J/\psi$  gemessen, NA38/NA50 [Fal 98] mißt Dimyonspektren von der Schwelle bis zu einer Masse von ungefähr  $8 \text{ GeV}/c^2$ , um hauptsächlich die  $J/\psi$ -Unterdrückung zu quantifizieren. Alle Experimente am CERN wurden am Super-Protonen-Synchrotron (SpS) durchgeführt und nutzten die dort verfügbaren Projektilenergien von  $\approx 160 - 200 \text{ A} \cdot \text{GeV}$  bei schweren Projektilen und bis zu  $450 \text{ GeV}$  bei Protonen. Während die gemessenen Daten aus Proton-Kern-Reaktionen theoretisch gut reproduziert werden konnten [Rap 99], unterschätzt die Theorie die Zahl produzierter Leptonen in Kern-Kern-Stößen deutlich. Trotz der Annahme, der Überschuß an erzeugten Dileptonen habe seinen Ursprung in der großen Zahl produzierter Pionen, die zu Leptonenpaaren annihilieren ( $\pi^+\pi^- \rightarrow l^+l^-$ ), werden die experimentellen Daten im Bereich kleiner invarianter Massen ( $0.3 - 0.6 \text{ GeV}/c^2$ ) signifikant unterschätzt. Allerdings reichen weder die gegenwärtige Statistik noch die Massenauflösung aus, um weitergehende Schlußfolgerungen zu erlauben.

Bei deutlich kleineren Projektilenergien von  $1 - 5 \text{ A} \cdot \text{GeV}$  untersuchte die DLS-Kollaboration u.a. die Reaktionen  $p+\text{Be}$  ( $1, 2.1, 4.9 \text{ GeV}$ ),  $\text{Ca}+\text{Ca}$  ( $1, 2 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ),  $\text{Nb}+\text{Nb}$  ( $1.05 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ),  $\text{C}+\text{C}$  ( $1 \text{ A} \cdot \text{GeV}$ ) [Roc 89][Por 97]. Die aus den ersten DLS-Messungen erhaltenen Ergebnisse konnten gut mit theoretischen Vorhersagen für die erwarteten Dileptonenspektren und deren Quellen reproduziert werden. Die begrenzte Statistik ließ weitergehende Schlußfolgerungen jedoch nicht zu [Rap 99]. Neuere Experimente der DLS-Kollaboration ergaben in den Reaktionen  $p+p$ ,  $p+d$ ,  $d+\text{C}$ ,  $\text{He}+\text{Ca}$ ,  $\text{C}+\text{C}$  und  $\text{Ca}+\text{Ca}$ , im wesentlichen aufgrund durchgeführter Verbesserungen am Experiment und in der Datenanalyse zum Teil deutliche Erhöhungen der  $e^+e^-$ -Paarausbeuten. So war in den Experimentdaten der „ersten Generation“ eine ratenabhängige Triggerineffizienz nicht berücksichtigt bzw. korrigiert, die z.B. bei  $p+\text{Be}$  ( $4.9 \text{ GeV}$ ) etwa 80% betrug [Wil 98]. Während bei leichten Stoßsystemen die gute Übereinstimmung der Daten mit den theoretischen Vorhersagen erhalten blieb, treten bereits bei Reaktionen  $\text{He}+\text{Ca}$  Abweichungen auf, die sich bei schweren Systemen ( $\text{Ca}+\text{Ca}$ )

---

<sup>1</sup>Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, USA



auf einen Faktor 3 gegenüber den neuesten Modellrechnungen [Bra 99][Bra 99a] belaufen. Diese Diskrepanz ist bislang völlig ungeklärt und steht im Widerspruch zu Messungen zur Produktion neutraler  $\eta$ -Mesonen, die für die identischen Systeme mit TAPS<sup>2</sup> durchgeführt wurden [Hol 97].

Von dem in den folgenden Kapiteln ausführlich dargestellten Dileptonenspektrometer HADES, das an der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt entsteht und in einem mit DLS vergleichbaren Energiebereich mit hoher Akzeptanz und Auflösung invariante Massenspektren von Dielektronen messen wird, wird ein wichtiger Beitrag zur Klärung dieser offenen Frage erwartet.

Darüberhinaus sollen mit diesem Instrument erstmalig die erwarteten Mediummodifikationen für leichte und schwere Systeme beobachtet und systematisch studiert werden. Dazu gehören auch Untersuchungen zur elektromagnetischen Struktur von Mesonen und baryonischen Resonanzen, die in elementaren Reaktionen im Kern erzeugt werden können.

Für dieses anspruchsvolle Meßprogramm ist neben einer sehr großen Akzeptanz insbesondere eine eindeutige und möglichst untergrundfreie Identifikation der  $e^+e^-$ -Paare notwendig. Das dafür notwendige Instrument, ein ringabbildender Cherenkovzähler wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebaut und erfolgreich getestet.

---

<sup>2</sup>Two Arms Photon Spectrometer



# Kapitel 2

## HADES RICH

### 2.1 Überblick über das HADES Spektrometer

Das HADES Spektrometer (*High Acceptance DiElectron Spectrometer*) ist am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt derzeit in der Endphase des Aufbaus. Es wurde speziell für die Untersuchung von heißer, dichter Kernmaterie konzipiert, welche in relativistischen Schwerionenstößen produziert wird. Die Beschleunigeranlage der GSI stellt hierfür Ionenstrahlen von Protonen bis Uran mit Energien bis zu  $2 A \cdot \text{GeV}$  und bis zu  $10^8$  Teilchen/s zur Verfügung. Durch die zusätzliche Einführung eines Pionenproduktionstargets in das Strahlführungssystem sind auch Experimente mit intensiven Pionensekundärstrahlen zur Untersuchung elementarer Wirkungsquerschnitte und Mesoneneigenschaften möglich [Had 94]. Das Spektrometer wird in beiden Fällen zum Nachweis und zur Messung von  $e^+e^-$ -Paaren eingesetzt, welche durch den Zerfall im Stoß produzierter Mesonen entstehen. Aufgrund der geringen Verzweigungsverhältnisse von  $\approx 10^{-5}$  in leptonische Zerfallskanäle ist eine hohe Akzeptanz für Dileptonen erforderlich. Der Dileptonennachweis muß bei hohen Ereignisraten zentraler Stöße bis zu  $10^6/\text{s}$  und Multiplizitäten geladener Teilchen von  $\approx 200$  möglich sein. Neben der effizienten Unterdrückung des hadronischen und elektromagnetischen Untergrunds wird eine invariante Massenauflösung  $\Delta M/M \approx 1\%$  bei invarianten Massen  $M_{\text{inv}} \leq 1 \text{ GeV}/c^2$  angestrebt.

#### 2.1.1 Detektorsysteme

Die in Abbildung 2.1 dargestellten Detektoren lassen sich in zwei Gruppen einteilen. Die in je zwei Ebenen vor und hinter dem Magnetfeld angeordneten Minidriftkammern (MDC) bilden zusammen mit dem Magneten ein toroidales Magnetspektrometer zur Impulsmessung geladener Teilchen. Der ringabbildende Cherenkovzähler (RICH) dient zusammen mit der Flugzeitwand (TOF) und einem Zähler zum Nachweis elektromagnetischer Schauer (Preshower) zur Leptonenidentifikation. Im Folgenden sind die wesentlichen Eigenschaften des Magnetspektrometers zusammengefaßt. Detaillierte Angaben hierzu finden sich in [Gar 98]. Auf das aus Flugzeitwand [Ago 98] und Schauerzählern bestehende

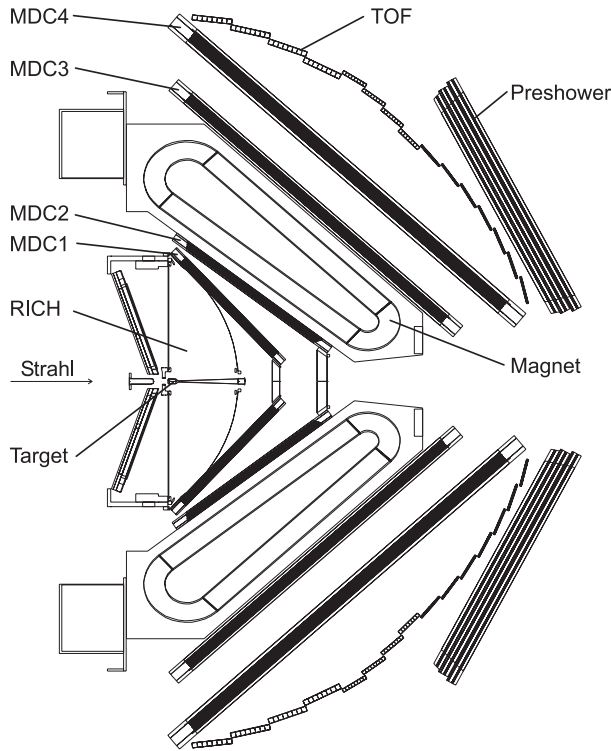


Abbildung 2.1: Schnittdarstellung des HADES Spektrometers. Die Spulen des Magneten sind hierbei in die Zeichenebene gedreht.

sog. Multiplicity/Electron Trigger Array (META) wird ebenfalls kurz eingegangen, bevor ab Kapitel 2.2 der RICH im Detail diskutiert wird.

Der zentrale Bestandteil des Magnetspektrometers ist ein aus sechs supraleitenden Spulen bestehender Magnet. Er erzeugt ein toroidales Magnetfeld, das im Bereich der Teilchentrajektorien zwischen den Spulen eine Feldstärke von 0.26 T bis 0.9 T erreicht [Sch 95]. Bei einer mittleren Feldstärke von 0.5 T beträgt die relative transversale Impulsänderung  $\Delta p_t/p$  für Leptonen aus  $\omega$ -Zerfällen  $\approx 15\%$ . Die durch die Magnetgeometrie festgelegte sechsfache Symmetrie spiegelt sich in der Anordnung aller Detektoren des Spektrometers wider. So besteht jede der vier Ebenen der MDC aus sechs einzelnen Drahtkammern, die ihrerseits durch je sechs gegeneinander verdrehte Signaldrahtebenen in ihrem Inneren eine zweidimensionale und redundante Ortsbestimmung erlauben. Die Abstände der Drähte und damit die Größe der Driftzellen in den einzelnen Kammern sind so gewählt, daß eine Impulsauflösung von 1.5% erreicht wird. Dies führt bei der innersten und damit kleinsten Kammer (MDC1) zu Signaldrahtabständen von 5 mm bei einer aktiven Kammerfläche von 0.35 m<sup>2</sup>, wohingegen bei den Kammern der vierten Ebene (MDC4) mit einer Fläche von 3.2 m<sup>2</sup> Abstände von 14 mm ausreichend sind. Die Ortsauflösung wurde in Experimenten mit Protonen (2.1 GeV/c) für ei-

ne Kammer der Ebene 2 untersucht und zu  $70 \mu\text{m}$  ( $\sigma$ ) bestimmt [Gar 98]. Durch die jeweils zweifache Ortsbestimmung der Teilchen vor und hinter dem bekannten Magnetfeld [Bre 99] ist eine Rekonstruktion der Teilchenspuren und damit eine Messung ihrer Impulse zur Bestimmung der invarianten Masse möglich.

Neben dem RICH, der das Target umschließt und im nahezu feldfreien Raum des Magneten angeordnet ist, werden strahlabwärts nach der Driftkammerebene 4 eine Flugzeitwand (TOF) und im inneren Polarwinkelbereich  $\theta < 45^\circ$  zusätzlich ein Schauerdetektor zur Leptonenidentifikation eingesetzt. Die Flugzeitwand besteht im äußeren Bereich aus 648 Plastikszintillatoren, die beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen werden. Der innere Bereich setzt sich aus 500 Szintillatoren zusammen. Neben der Leptonenidentifikation wird der TOF-Zähler zur Erzeugung des primären Triggers auf hohe Multiplizitäten und damit auf zentrale Kollisionen eingesetzt. Während im äußeren Bereich die Flugzeitmessung mit einer Zeitauflösung von  $100 \text{ ps} \leq \sigma_{\text{TOF}} \leq 160 \text{ ps}$  für die Diskriminierung von Elektronen gegenüber Hadronen ausreichend ist, ist im inneren Bereich hierfür zusätzlich der Schauerzähler notwendig. Dieser besteht aus zwei Bleikonvertern die zwischen drei Drahtkammern eingeschlossen sind. Der Vergleich der Signale dieser drei zweidimensional ausgelesenen Zähler ermöglicht die Trennung von Elektronen, die elektromagnetische Schauer in den Konvertern erzeugen, von Hadronen, die dieses Verhalten nicht zeigen. Die Korrelation der Ortsinformationen von RICH, TOF und Preshower wird verwendet, um den sekundären Trigger zu generieren, der bereits selektiv auf Leptonenpaare mit großem Öffnungswinkel ist.

## 2.1.2 Anforderungen an Akzeptanz und Auflösung

Die für das Spektrometer erwartete Akzeptanz wurde zunächst ohne Berücksichtigung der Abschattungseffekte durch die Magnetspulen und Rahmenstrukturen der Detektoren simuliert [Sch 95]. In diesem Fall ist die Anordnung rotations-symmetrisch um die Strahlachse und die Akzeptanz damit unabhängig vom Azimutwinkel. Verluste durch die Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld wurden nicht berücksichtigt. Durch die Simulation eines Zweikörperzerfalls aus einer thermischen Quelle wurde für zentrale Au+Au-Stöße bei Projektilenergien von  $1 \text{ A} \cdot \text{GeV}$  und  $2 \text{ A} \cdot \text{GeV}$  untersucht, welcher Anteil der produzierten  $e^+e^-$ -Paare in den Polarwinkelakzeptanzbereich von HADES fallen. Im interessierenden Massenbereich von  $M_{\text{inv}} > 0.15 \text{ GeV}/c^2$  wurde so eine Akzeptanz von etwa 40% bis 50% bestimmt. Werden zusätzlich die geometrischen Schatten der Magnetspulen und der Detektorrahmen sowie Akzeptanzverluste durch die Ablenkung im Magnetfeld berücksichtigt, so ergibt sich die geometrische Akzeptanz, welche nun auch vom Azimutwinkel, der Polarität und dem Impuls der Teilchen abhängig ist. Hieraus resultiert eine Dielektronenakzeptanz im Bereich invarianter Massen  $M_{\text{inv}} > 0.15 \text{ GeV}/c^2$  von 32% für eine Projektilenergie von  $1 \text{ A} \cdot \text{GeV}$  bzw. 40% für  $2 \text{ A} \cdot \text{GeV}$  [Sch 95].

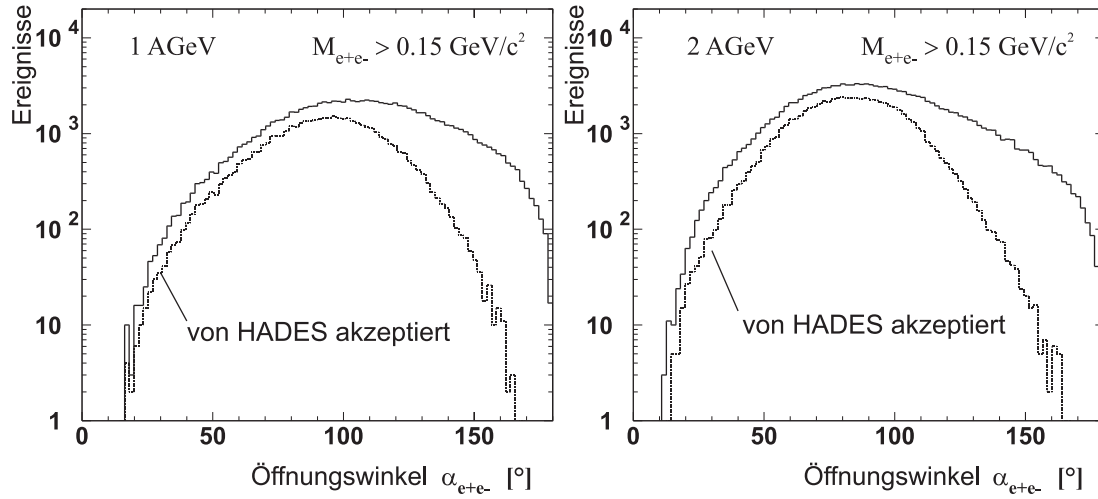


Abbildung 2.2: Öffnungswinkelverteilung der  $e^+e^-$ -Paare bei 1 A·GeV (links) und 2 A·GeV (rechts). Die durchgezogenen Linien stellen alle  $e^+e^-$ -Paare mit einer Masse  $M_{\text{inv}} > 0.15 \text{ GeV}/c^2$  dar, die gestrichelten Linien zeigen die Paare, die in den Polarwinkelbereich der HADES-Akzeptanz von  $18^\circ < \theta < 85^\circ$  fallen [Sch 95].

Neben der Akzeptanz des Spektrometers ist auch dessen Massenauflösung eine entscheidende Größe. Diese ist besonders bei der Identifikation und Trennung der verschiedenen Vektormesonen im invarianten Massenspektrum von Bedeutung und orientiert sich an der Resonanzbreite des  $\omega$ -Mesons von etwa  $8 \text{ MeV}/c^2$ . In die Massenauflösung gehen nach Gleichung 2.1 die Leptonenimpulse  $p^{e^\pm}$  und der Öffnungswinkel  $\alpha$  der Paare ein:

$$\frac{\Delta M_{\text{inv}}}{M_{\text{inv}}} \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta p^{e^-}}{2p^{e^-}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p^{e^+}}{2p^{e^+}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha}{2 \tan(\alpha/2)}\right)^2} \quad (2.1)$$

Die relative Impulsauflösung  $\frac{\Delta p}{p}$  ergibt sich aus der Spurrekonstruktion der Teilchen vor und nach der Ablenkung durch das Magnetfeld. Hier geht sowohl die Ortsauflösung der Driftkammern als auch die Vielfachstreuung der Teilchen zwischen den Ortsmessungen ein. Wie bereits in Abschnitt 2.1.1 ausgeführt wurde, ist die Ortsauflösung der Driftkammern ausreichend, um eine Impulsauflösung von  $< 1.5\%$  im interessierenden Impulsbereich zu erreichen. Der Einfluß der Vielfachstreuung ist nahezu impulsunabhängig und von der Strahlungslänge des Materials im Magnetfeldbereich dominiert. Simulationsrechnungen [Sch 95] zeigen, daß zum Erreichen einer Impulsauflösung besser als 1% die Strahlungslänge  $X_0$  polarwinkelabhängig zwischen 87 m ( $\theta = 25^\circ$ ) und 490 m ( $\theta = 80^\circ$ ) liegen darf. Die Strahlungslänge von Luft ist mit  $X_0 = 304 \text{ m}$  für große Polarwinkel somit zu klein, weshalb das Füllen des Magnetfeldvolumens mit Helium ( $X_0 = 5240 \text{ m}$ ) in Betracht gezogen wurde. Die erwartete relative Auflösung bei der Bestimmung

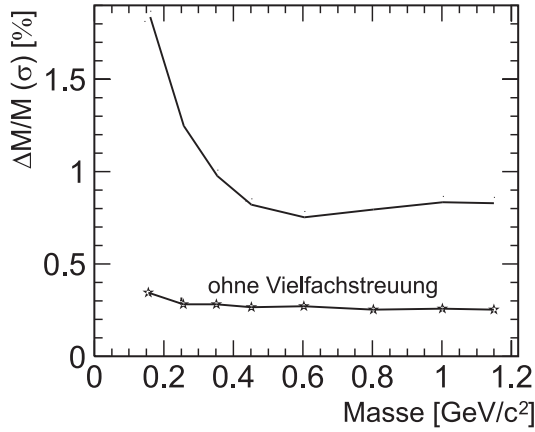


Abbildung 2.3: Relative Massenauflösung für  $e^+e^-$ -Paare aus einer thermischen Quelle ( $T=65\text{ MeV}$ ) für eine MDC-Ortsauflösung  $\Delta x = 160\ \mu\text{m}$ ,  $\Delta y = 80\ \mu\text{m}$  (oben). Ohne Berücksichtigung der Vielfachstreuung und für  $\Delta x = \Delta y = 0$  ergibt sich die untere Kurve.

der invarianten Masse von Leptonenpaaren ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Die Bestimmung des Öffnungswinkels der  $e^+e^-$ -Paare erfolgt durch Richtungsmessung vor dem Magnetfeld mit anschließender Vertexrekonstruktion im Target. Zur Vermeidung von Fehlzuordnungen und zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes aus der sehr häufig auftretenden externen Paarkonversion ist die Minimierung der Gesamtstrahlungslänge des innersten Detektors (RICH) ebenfalls ein wesentliches Konstruktionskriterium. Für die Bestimmung des Öffnungswinkels kann zusätzlich die Ortsinformation des RICH genutzt werden. In diese geht die Granularität des Zählers, die Abbildungsoptik und Vielfachstreuung der Leptonen auf deren Weg durch den Detektor ein. Diese Eigenschaften werden in den folgenden Abschnitten daher detailliert diskutiert.

## 2.2 Gesamtaufbau des RICH

Cherenkov-Zähler werden in der Kern- und Elementarteilchenphysik eingesetzt, um geladene Teilchen nach ihrer Geschwindigkeit zu selektieren. Durch Messung des Öffnungswinkels des Cherenkovlichtkegels ist eine Bestimmung der Teilchengeschwindigkeit möglich. In Schwellen-Cherenkov-Zählern wird der Cherenkov-Effekt zur Diskriminierung von Teilchen benutzt, da die Emission von Cherenkov-Licht erst oberhalb einer Geschwindigkeitsschwelle  $\gamma_{\text{thr}}$  einsetzt. Bei SIS-Energien ( $1 - 2\ \text{A}\cdot\text{GeV}$ ) liegen die Laborimpulse sämtlicher bei einer Schwerionenkollision emittierter Teilchen im Bereich  $0 - 2500\ \text{MeV}/c$ . Elektronen und Positronen ( $m_0 = 0.511\ \text{MeV}/c^2$ ) unterscheiden sich daher in ihren Geschwindigkeiten deutlich von Myonen ( $m_0 = 105\ \text{MeV}/c^2$ ) und allen Hadronen ( $140\ \text{MeV}/c^2 < m_0 <$

1 GeV/c<sup>2</sup>). Durch geeignete Wahl des Radiatormaterials können Elektronen daher eindeutig von den anderen Teilchen getrennt werden.

Die experimentellen Randbedingungen des HADES-Spektrometers führen zu den folgenden Anforderungen an den Cherenkovdetektor:

- Große Raumwinkelakzeptanz für  $e^+e^-$ -Paare.
- Betrieb bei einer Kollisionsrate von 10<sup>6</sup>/s und damit hohe Ratenfestigkeit des Photonendetektors.
- Aufgrund der zu erwartenden hohen Multiplizität von Hadronen muß der Detektor für diese Teilchen „blind“ sein.
- Der Photonendetektor sollte unter Rückwärtswinkeln angeordnet sein, um nicht von geladenen Teilchen durchquert zu werden.
- Hohe Ausbeute produzierter und detektierter Photonen, um die Echtzeitmustererkennung zu ermöglichen.
- Minimierung der Vielfachstreuung längs der Teilchentrajektorie im RICH.
- Kompakter Aufbau um das Target im feldfreien Raum des HADES Magneten.

Der Cherenkovdetektor des HADES Spektrometers ist als ringabbildender Cherenkovzähler (RICH) ausgeführt. Er nutzt die Cherenkov-Schwelle ( $\gamma_{\text{thr}} \approx 18$ ) des Radiatormaterials, um hochrelativistische Elektronen und Positronen von allen anderen geladenen Teilchen zu trennen. Der erzeugte Lichtkegel wird mittels eines sphärischen Spiegels als Ring auf einen zweidimensional-ortsauflösenden Photonendetektor abgebildet, aus den Ringmittelpunkten werden die Emissionswinkel der Leptonen bestimmt. Die so realisierte  $e^+e^-$ -Identifikation soll in Echtzeit erfolgen und als Auslesetriggersignal verwendet werden.

### 2.2.1 Überblick

Abbildung 2.4 zeigt den Aufbau des RICH. Im Zentrum des Detektors befindet sich auf der Strahlachse das Target, welches in der Abbildung als segmentiertes Festkörpertarget dargestellt ist. Es besteht auch die Möglichkeit, dieses durch ein Flüssigwasserstofftarget (LH<sub>2</sub>-Target) zu ersetzen. Die im Target produzierten Teilchen verlassen dieses vorwiegend unter Vorwärtswinkeln, passieren die dünne Wand des aus einem Kohlefaserverbundwerkstoff hergestellten Strahlrohrs und durchlaufen den Radiatorgasraum. Hierbei emittieren geladene Teilchen mit  $\gamma > \gamma_{\text{thr}}$  Cherenkovlicht, welches an einem sphärischen VUV-Spiegel reflektiert und durch ein den Radiator- und Detektorgasraum trennendes CaF<sub>2</sub>-Fenster auf die unter Rückwärtswinkeln angeordneten Photonendetektoren abgebildet wird.



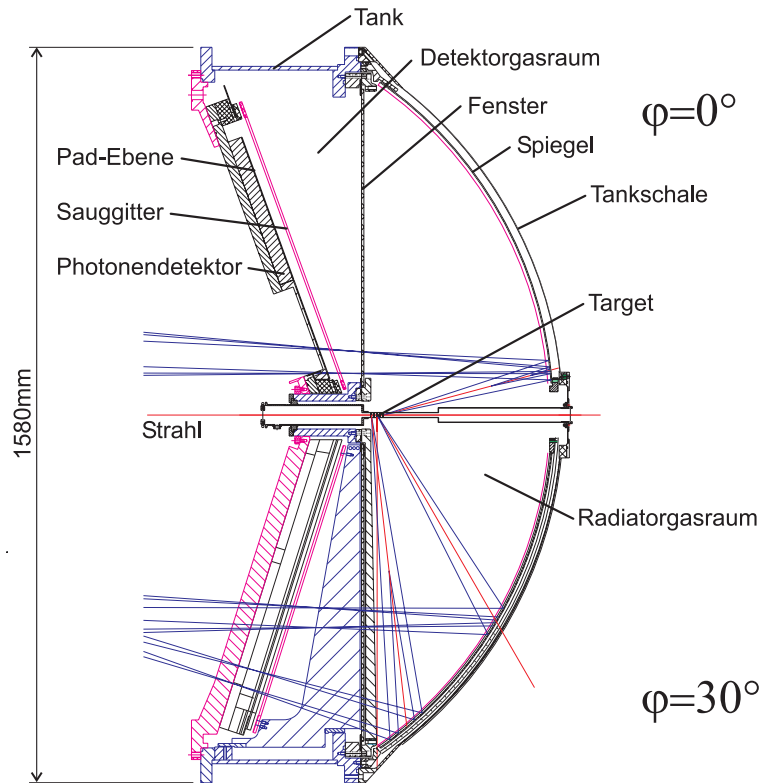


Abbildung 2.4: Schnittdarstellung des RICH-Detektors. Die obere Hälfte zeigt einen Schnitt durch die Mitte eines Sektors ( $\varphi = 0^\circ$ ), die untere Hälfte einen Schnitt im Rahmenbereich ( $\varphi = 30^\circ$ ).

Während der Radiatortank, der Spiegel und das  $\text{CaF}_2$ -Fenster die Form einer geschlossenen Kugelkalotte bilden, setzt sich der Photonendetektor aus sechs voneinander unabhängigen Modulen zusammen, die durch einen gemeinsamen Detektorgasraum verbunden sind. An der Rückseite der Detektormodule wird nahezu die gesamte Datenaufnahmeelektronik des RICH montiert, welche bereits die Digitalisierung, Nullenunterdrückung, Zwischenspeicherung und Datenreduktion der Ereignisdaten durchführt. In den folgenden Abschnitten wird auf den Aufbau und die Eigenschaften der einzelnen Komponenten des RICH im Detail eingegangen. Der Photonendetektor wird in Kapitel 2.3, die Datenaufnahme in Kapitel 2.4 beschrieben.

### 2.2.2 Gasradiator

Durchquert ein geladenes Teilchen ein Dielektrikum, so entsteht in der Umgebung der Teilchenspur ein zeitlich veränderliches elektrisches Feld, welches zu einer ebenfalls zeitlich veränderlichen Polarisation der Umgebung des Teilchens führt. Sofern die Geschwindigkeit  $v$  des Teilchens die Phasengeschwindigkeit

$c' = c/n$  des Lichtes in dem Medium übersteigt, überlagern sich die erzeugten Wellenfronten für einen Winkel  $\Theta_C$  um die Teilchenspur konstruktiv. Es wird daher Licht in einen Kegel mit dem halben Öffnungswinkel  $\Theta_C$  emittiert. Dieser von Cherenkov, Frank und Tamm 1934 entdeckte Effekt [Che 37] kann aufgrund der vorhandenen Schwelle für die Lichterzeugung zur Geschwindigkeitsselektion von Teilchen verwendet werden:

$$v > c' = \frac{c}{n} \quad (2.2)$$

Der halbe Öffnungswinkel des Strahlkegels ergibt sich mit  $\beta = v/c$  zu [Jel 58]:

$$\Theta_C = \arccos \frac{1}{\beta n} \quad (2.3)$$

Durch die Wahl eines geeigneten Dielektrikums (Radiatormaterials) kann die Cherenkovschwelle über den Brechungsindex  $n$  festgelegt werden. In dispersiven Medien ist der Brechungsindex wellenlängenabhängig, so daß statt eines festen Wertes  $n(\lambda)$  eingesetzt werden muß. Das Frequenzspektrum des von einem Teilchen der Ladung  $e$  abgestrahlten Cherenkovlichts ergibt sich aus der pro Weglängenintervall  $dx$  in ein Frequenzintervall  $d\nu$  abgestrahlten Energie:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^2 e^2}{c^2} \cdot \int_{\beta \cdot n(\lambda) \geq 1} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2}\right) \cdot \nu \cdot d\nu \quad (2.4)$$

Mit der Energie eines Einzelphotons  $E_{Ph} = h\nu$  leitet sich daraus die Zahl der pro Weglängen- und Wellenlängenintervall emittierten Photonen ab, wobei zur Vereinfachung die Feinstrukturkonstante  $\alpha$  eingeführt wurde:

$$\frac{d^2 N_{Ph}}{dx \cdot d\lambda} = 2\pi \cdot \alpha \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2(\lambda)}\right) \cdot \frac{1}{\lambda^2} \quad (2.5)$$

Die Zahl der im Radiator produzierten Cherenkov-Photonen kann durch Integration der Gleichung 2.5 abhängig von der Weglänge  $l_{\text{Rad}}$  im Radiator bestimmt werden ( $\beta = 1$ ):

$$N_{Ph} = 2\pi \cdot \alpha \cdot l_{\text{Rad}} \cdot \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \left(1 - \frac{1}{n^2(\lambda)}\right) \cdot \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (2.6)$$

In absorbierenden Medien muß zusätzlich die wellenlängenabhängige Transmission des Materials berücksichtigt werden, da Cherenkovlicht nur in dem Wellenlängenbereich emittiert werden kann, in dem das Radiatormaterial transparent ist.

Für die Auswahl des RICH-Radiators ergeben sich daraus folgende Kriterien:

- Die Cherenkov-Schwelle  $\beta_{\text{thr}}$  bzw. der sich daraus ergebende Lorentz-Faktor  $\gamma_{\text{thr}}$  muß so liegen, daß nur für Elektronen und Positronen  $\gamma > \gamma_{\text{thr}}$ , für Myonen und Hadronen jedoch  $\gamma < \gamma_{\text{thr}}$  gilt.
- Die Photonenausbeute des Radiators soll möglichst hoch sein.
- Die Transmission des Radiatormaterials muß im sensitiven Wellenlängenbereich des Photonendetektors hoch sein.
- Das Material darf durch Teilchen nicht zur Szintillation in diesem Wellenlängenbereich angeregt werden können, da dies zu störendem Photonenuntergrund führen würde.
- Die Vielfachstreuung und der Energieverlust der Leptonen im Radiator soll so gering als möglich sein, um die Vertexrekonstruktion und die Impulsmessung nicht zu beeinflussen.

Aus Simulationsrechnungen ergibt sich ein Mindestwert  $\gamma_{\text{thr}} \approx 11$  [Sch 95]. Die obere Grenze für den Brechungsindex des Radiatormaterials liegt somit bei  $n \approx 1.004$ . Es wurden ausgehend von diesem Wert verschiedene Gase ( $\text{C}_4\text{H}_{10}$ ,  $\text{C}_4\text{F}_{10}$ ,  $\text{C}_2\text{F}_6$ ,  $\text{CH}_4$ ) und Mischungen dieser Gase hinsichtlich der o.g. Kriterien untersucht [Had 94]. Insbesondere das Szintillationsverhalten im Wellenlängenbereich  $120 \text{ nm} < \lambda < 320 \text{ nm}$  wurde detailliert vermessen [Ger 96]. Die Photonenausbeute ist nach Gleichung 2.5 durch den Brechungsindex festgelegt, wobei für eine Gesamtbetrachtung zusätzlich die Transmission von Radiator und Detektorfenster und die wellenlängenabhängige Quanteneffizienz des Photonendetektors einbezogen werden müssen. Von den o.g. Gasen liefert die Fluor-Kohlenstoffverbindung  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  sowohl hinsichtlich des Szintillationsverhaltens als auch im Hinblick auf die Photonenausbeute die besten Ergebnisse. Die wichtigsten Eigenschaften von  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst, die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex und des Absorptionskoeffizienten zeigt Abbildung 2.5.

## Gastransmission

Allgemein ergibt sich die Transmission aus dem Intensitätsverhältnis des einstrahlten und durchgelassenen Lichtes, wobei die Absorption durch den Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  gegeben ist:

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot x}}{I_0} = e^{-\alpha \cdot x} \quad (2.7)$$

In einer verallgemeinerten Form werden auch der Gasdruck bzw. die Partialdrücke bei Gasmischungen miteinbezogen [Leh 95] [Wal 99]. Hier wird auf diesen Ansatz

Dichte $\rho$	1516 kg/m <sup>3</sup> (20°C, flüssig) 24.61 kg/m <sup>3</sup> (20°C, 2.28 bar, gasförmig)
Siedetemperatur $T_{\text{Siede}}$	-2°C (1 atm)
Dampfdruck $p_{\text{vap}}$	2.28 bar (20°C)
Brechungsindex $n$	1.0015 (177 nm)
Relative Dispersion $\Delta n/(n - 1)$	3.5% (160 nm, 190 nm)
Cherenkovschwelle $\gamma_{\text{thr}}$	18
Cherenkovwinkel $\Theta_C$	3.18° ( $\beta \approx 1$ )
Abschneidekante $\lambda_{\text{min}}$	145 nm
Strahlungslänge $X_0$	34.52 g/cm <sup>2</sup>

Tabelle 2.1: Wichtige Eigenschaften von C<sub>4</sub>F<sub>10</sub> [Eke 99].

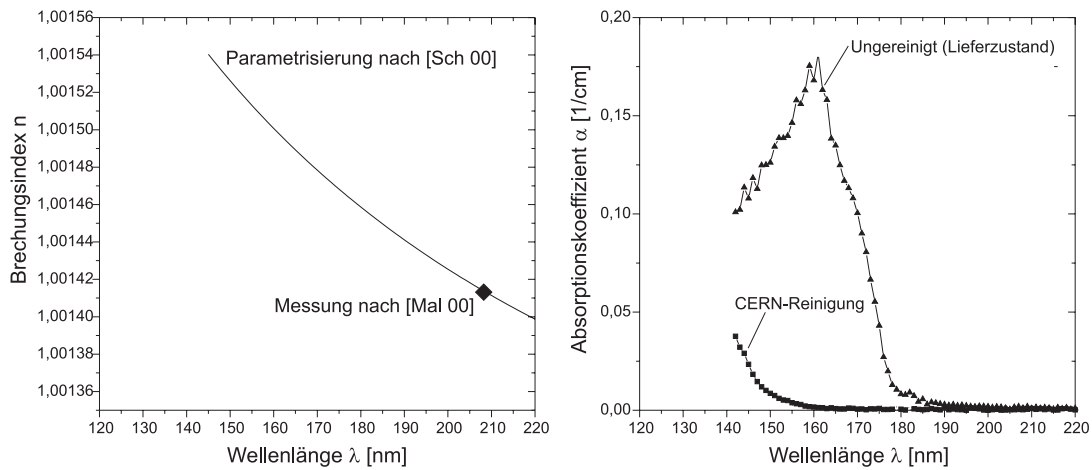


Abbildung 2.5: Links: Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex von C<sub>4</sub>F<sub>10</sub> [Sch 00]. Rechts: Absorptionskoeffizient von C<sub>4</sub>F<sub>10</sub> im Lieferzustand (Hersteller 3M) und nach Reinigung.

verzichtet, da alle Werte für Normaldruck angegeben werden. Die Transmission von C<sub>4</sub>F<sub>10</sub> im VUV-Bereich wird durch Verunreinigungen stark beeinträchtigt. Kleinste Beimischungen von Sauerstoff und Wasser erhöhen die Absorption im interessierenden Wellenlängenbereich 140 nm <  $\lambda$  < 220 nm erheblich, Stickstoff hingegen weist in diesem Bereich keine starken Absorptionsbanden auf [Leh 95]. Wie Abbildung 2.5 entnommen werden kann, muß das C<sub>4</sub>F<sub>10</sub> nach der Lieferung zunächst einer Vorreinigung unterzogen werden, um die darin enthaltenen Verunreinigungen zu entfernen. Dies kann durch fraktionierte Destillation oder durch den Einsatz von wasser- und sauerstoffbindenden Reinigungssystemen geschehen. Auch während des Betriebs muß das Radiatorgas des RICH ständig zirkuliert und gereinigt werden, um die notwendige Reinheit im Radiator aufrechtzuer-

halten. Sauerstoff und Wasser können durch kleine Lecks in den großflächigen Dichtungen und die dünne, aus einem Kohlefaserverbundwerkstoff bestehende Tankschale des Radiators in das Volumen eindringen. Zusätzlich kann an den inneren Oberflächen des Radiatorvolumens Wasser adsorbiert sein, welches durch intensives Spülen langsam entfernt werden muß. Im Normalbetrieb wird das Radiatorgas einmal pro Stunde ausgetauscht. Die Zirkulation und Reinigung des Gases übernimmt ein speziell für diesen Zweck konstruiertes, automatisiertes Gassystem, das auch die Versorgung der Photonendetektoren mit Zählgas sicherstellt. Ein Molekularsieb dient zur Entfernung des Wassers, während Sauerstoff durch eine chemische Reaktion in einer zweiten Filterkartusche gebunden wird. Beide Kartuschen werden vom CERN bezogen [Ili 95]. Der hierdurch erreichbare Absorptionskoeffizient ist in Abbildung 2.5 aufgetragen, wobei die Messung an einem kleinen Testvolumen ( $V < 10\text{l}$ ) vorgenommen wurde. Der Aufbau des Gassystems ist im Anhang A.1 dargestellt.

### Photonenerzeugung

Unter Verwendung von Gleichung 2.5 und des gemessenen Absorptionskoeffizienten kann eine spektrale Photonenausbeute des Radiators berechnet werden. Werden die im Wellenlängenintervall  $120\text{ nm} < \lambda < 220\text{ nm}$  produzierten und

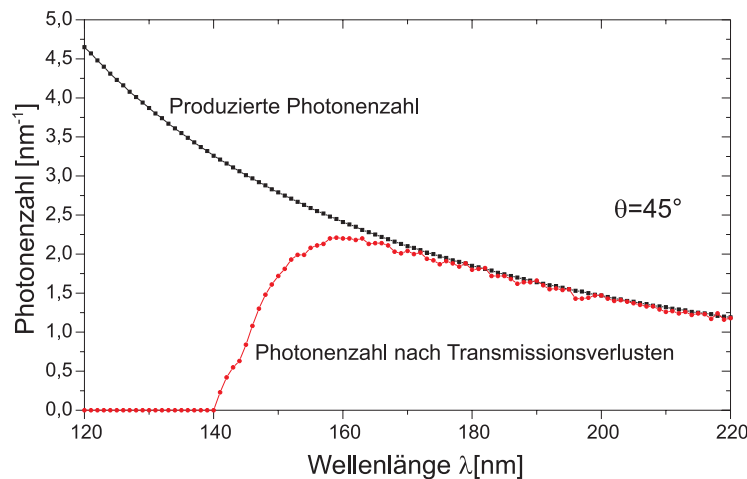


Abbildung 2.6: Spektrale Photonenausbeute im Radiator. Die obere Kurve zeigt die im Radiator für einen Teilchenemissionswinkel  $\theta = 45^\circ$  produzierte Zahl von Photonen pro Wellenlängenintervall. Die untere Kurve stellt die am Detektorfenster ankommenden Photonen dar, wobei Reflexionsverluste am Spiegel vernachlässigt wurden. Für den Absorptionskoeffizienten des  $\text{C}_4\text{F}_{10}$  wurde der durch die Reinigung mit dem CERN-Reinigungssystem erreichte und in Abb. 2.5 gezeigte Wert verwendet.

über die Teilchenweglänge gleichmäßig verteilten Photonen aufsummiert und ge-

genüber dem Polarwinkel  $\theta$  aufgetragen, so zeigt sich die geometriebedingte Variation der zu erwartenden Photonenzahl. Der Berechnung liegt ein Spiegelradius  $R = 871$  mm, ein Abstand des Fensters vom Spiegelmittelpunkt  $d_F = 445.5$  mm und der Abstand Target-Spiegelmittelpunkt  $d_T = 493$  mm zugrunde.

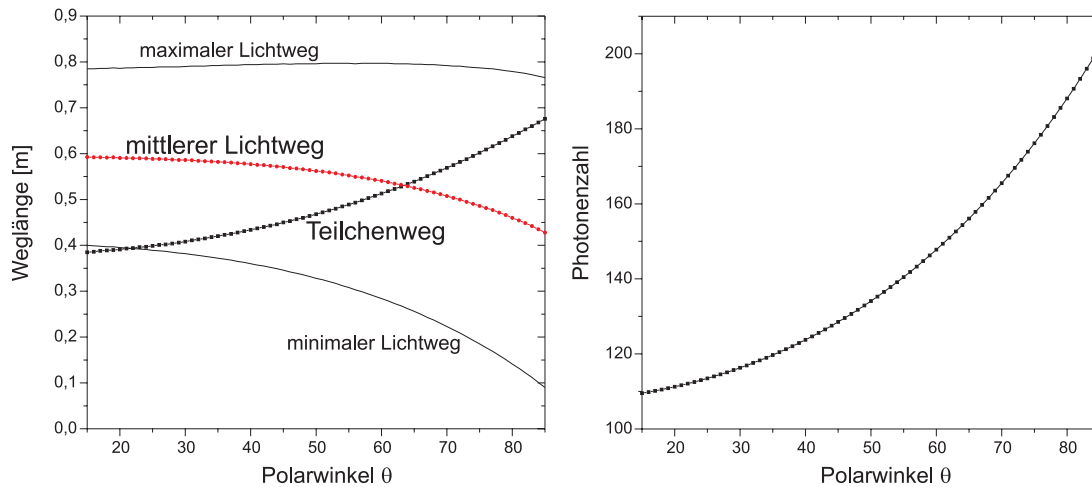


Abbildung 2.7: Links: Länge der Teilchenbahn und mittlere Weglänge der Photonen im Radiatorgas abhängig vom Polarwinkel  $\theta$ . Die minimalen und maximalen Lichtweglängen ergeben sich aus dem Emissionsort des Photons, der sich gleichmäßig über den Teilchenweg im Radiator verteilt (siehe auch Abbildung 2.8). Rechts: Zahl der am Fenster ankommenden Photonen abhängig vom Polarwinkel  $\theta$ . Für die Absorption wurden die schon in Abb. 2.6 gemachten Annahmen verwendet.

## Strahlungslänge

Neben den Photonenverlusten aufgrund der optischen Absorption im Radiatorgas ist auch die Vielfachstreuung der Teilchen, die den Radiator passieren, eine wichtige Größe für die Funktion und insbesondere die Auflösung des Spektrometers. Um die Vielfachstreuung zu minimieren, sollte der Radiator und seine Umhüllung idealerweise „masselos“ sein. Als Maß für den Einfluß der Materie wird die Strahlungslänge  $X_0$  verwendet, die angibt, nach welcher Wegstrecke die Energie eines hochenergetischen Elektrons oder Photons auf einen Anteil von  $1/e$  abgefallen ist. Nach [Bar 96] kann  $X_0$  mit Hilfe folgender Formel angenähert werden.

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} \cdot A}{Z(Z + 1) \cdot \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (2.8)$$

Als Ergebnis ergibt sich  $X_0$  als Massenbelegung (Einheit  $\text{g/cm}^2$ ), die unter Zuhilfenahme der Dichte der Materie in eine Länge umgerechnet werden kann. Besteht

die Materie aus einer Mischung von Elementen, so berechnet sich  $X_0$  aus einer nach Massen gewichteten Summe der Einzelstrahlungslängen.

Nach dem Austritt aus dem Target durchläuft ein Elektron oder Positron im RICH zunächst ein dünnwandiges, aus einem Kohlefaserverbundwerkstoff (CFK) bestehendes Strahlrohr, legt dann einen vom Polarwinkel abhängigen Weg im Radiatorgas zurück, um anschließend den Spiegel und die äußere Tankschale des Radiators zu durchdringen. Im Zusammenhang mit dem Radiator soll hier die Strahlungslänge der Strahlrohrwandung, des Radiatorgases und der Radiator-tankschale abgeschätzt werden. Der Einfluß des Spiegelmaterials wird in Kapitel 2.2.3 diskutiert. Das Teilchen wird in der Materie um einen Winkel abgelenkt, dessen Verteilung bei kleinen Winkeln als gaußförmig angenommen werden darf [Bar 96]. Die Breite der Winkelverteilung ist gegeben durch

$$\Theta_{0(rms)} = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} \cdot z \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0}\right) \quad (2.9)$$

Die Ergebnisse dieser Abschätzung sind in Tabelle 2.2 für verschiedene Polarwinkel zusammengefasst. Der Hauptbeitrag zur Vielfachstreuung ist durch das Radiatorgas gegeben, bei kleinen Polarwinkeln trägt die Wandung des vorläufigen Strahlrohrs ebenfalls stark bei. Dieses wird im Endausbau durch ein hinsichtlich der Form optimiertes Strahlrohr ersetzt werden, in dem die Teilchenweglänge nahezu unabhängig vom Polarwinkel  $\theta$  ist.

Material	C <sub>4</sub> F <sub>10</sub>	CFK Strahlrohr	CFK Tankschale
Strahlungslänge $X_0$ [cm]	3200	30	30
$x(\theta = 15^\circ)$ [cm]	38.5	0.23	0.04
$\Theta_0(\theta = 15^\circ)$ [mrad]	2.5	1.9	0.74
$x(\theta = 85^\circ)$ [cm]	67.6	0.06	0.04
$\Theta_0(\theta = 85^\circ)$ [mrad]	3.4	0.93	0.74

Tabelle 2.2: Strahlungslängen und Vielfachstreuwinkel der Radiatorkomponenten. Für den Impuls des Elektrons ( $\beta \approx 1$ ) wurde  $p \approx 0.5 \text{ GeV}/c$  angenommen.

Der durch die Vielfachstreuung im RICH verursachte Fehler des Öffnungswinkels beträgt bei  $p \approx 0.5 \text{ GeV}/c$  etwa 5 mrad. Ohne Berücksichtigung anderer Beiträge bleibt die Auswirkung auf die invariante Massenauflösung hierdurch bei  $\Delta M_{\text{inv}}/M_{\text{inv}} \approx 0.5\%$ .

### 2.2.3 VUV-Spiegel

Das Cherenkov-Licht wird längs der Teilcentrajektorie in einen Kegel mit festem halben Öffnungswinkel  $\Theta_C = 3.18^\circ$  emittiert. Erst durch die Abbildung dieses divergierenden Lichtbündels mit Hilfe eines Spiegels entsteht das charakteristische Ringbild, das im RICH für die Identifikation der Elektronen und Positronen

verwendet wird. Betrachtet werden im Folgenden die Optik bzw. die Abbildungseigenschaften des sphärischen Spiegels, das Material des Spiegelsubstrates und die VUV-reflektierende Beschichtung.

## Abbildungsoptik

Aufgrund der Anordnung des Photonendetektors unter Rückwärtswinkeln muß der Spiegel das Licht, welches in einen Kegel beginnend an einem Punkt nahe der Strahlachse emittiert wird, nach hinten abbilden. Es liegt nahe, eine um die Strahlachse rotationssymmetrische Spiegelform zu wählen, wobei aus herstellungstechnischen Gründen eine sphärische Kontur am einfachsten realisierbar ist [Had 94]. Läge das Target im Mittelpunkt des Kugelspiegels, so würde das Licht auf eine Fokalkugel um den Spiegelmittelpunkt mit einem Radius  $f = R/2$  abgebildet [Hec 89]. Soll hingegen eine Abbildung auf einen rückwärtig angeordneten, ebenen Detektor erfolgen, so muß der Targetpunkt aus dem Kugelmittelpunkt auf der Strahlachse in Richtung des Spiegels verschoben werden. Die Konstruktion des Bildes aus den unter dem Winkel  $\Theta_C$  gegen die Teilchenbahn parallel abgestrahlten Lichtbündeln zeigt Abbildung 2.8. Durch die Emission des Lichts längs der Teilchenbahn trifft das Licht unter verschiedenen Winkeln auf den Spiegel und wird abhängig vom Polarwinkel  $\theta$  nach hinten fokussiert. Konstruktiv entspricht dies einer Variation des Targetpunktes längs der Strahlachse. Im Ge-

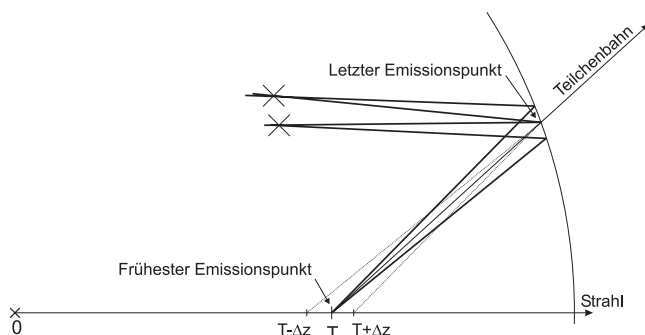


Abbildung 2.8: Abbildung des Cherenkovlichtkegels durch einen sphärischen Spiegel und Konstruktion der radialen Fokalfläche.

gensatz zu den im Polarwinkel parallelen Strahlen werden die azimuthal parallelen Strahlen nicht in der gleichen Ebene fokussiert. Dies hat zur Folge, daß die radialen und azimuthalen Fokalflächen voneinander abweichen, wie Abbildung 2.9 zeigt. Die Abdeckung beider Flächen mit einem ebenen Detektorsegment stellt also einen Kompromiß zwischen radialer und azimuthaler Schärfe des Ringabbildes dar. Eine zusätzliche Deformation der abgebildeten Ringe kommt durch die nicht vollständig rotationssymmetrische Form des Photonendetektors zustande. Dieser ist aus sechs ebenen Detektorsegmenten zusammengesetzt, die in Form



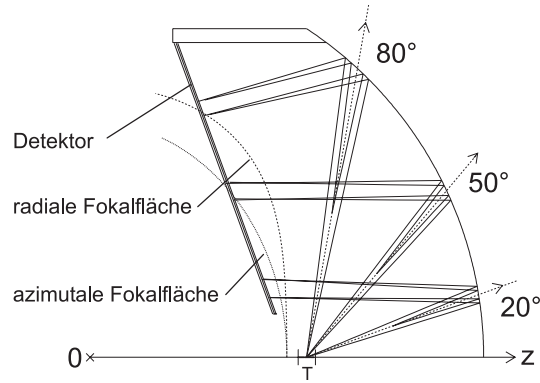


Abbildung 2.9: Radiale und azimutale Fokalfächen des sphärischen RICH-Spiegels. Der Krümmungsradius des Spiegels beträgt  $R_{\text{Spiegel}} = 871 \text{ mm}$ , der Detektor ist um  $\alpha = 20^\circ$  gegen die Senkrechte geneigt. Das Target T befindet sich bei  $0.55 \cdot R_{\text{Spiegel}}$

eines Pagodendachs um die Strahlachse angeordnet sind. Dies führt zu einer Azimutalwinkelabhängigkeit des Ringbildes innerhalb eines Detektormoduls.

Die Simulation der Abbildung von unter einem festen Cherenkov-Winkel  $\Theta_C$  abgestrahlten Photonen ergibt für verschiedene Polar- und Azimutwinkel die in Abbildung 2.10 gezeigte Verteilung der Photonen auf der Detektorebene. Die elliptische Deformation der Ringe, deren Hauptachsenverhältnis bei großen Polar- und Azimutalwinkeln bis zu 1.25 beträgt, kann teilweise durch eine Anpassung der Granularität des Photonendetektors kompensiert werden. Die Unschärfe der Ringe, die bei großen Polar- und Azimutalwinkeln zu einer relativen Breite der Photonenverteilung  $\Delta R/R \approx \pm(15\% - 33\%)$  führt, muß im Zusammenhang mit der Ortsauflösung des Photonendetektors betrachtet werden, welche in Kapitel 2.3.3 diskutiert wird.

### Substratmaterial

Der Spiegel muß hervorragende optische Eigenschaften im VUV-Bereich besitzen und sollte wiederum nahezu „masselos“ sein, um eine eindeutige Vertexrekonstruktion für die ihn durchdringenden Teilchen zu ermöglichen. Das verwendete Material sollte ausreichend dünnwandig herstellbar, formstabil, selbsttragend, ausgasungsfrei, für optische Güte polierbar und beschichtbar sein. Zusätzlich ist eine chemische Zusammensetzung aus Elementen niedriger Ordnungszahl wünschenswert, um die Vielfachstreuung und die externe Paarkonversion im Spiegel zu minimieren. Ausgehend von diesen Anforderungen wurden verschiedene Konzepte und Materialien untersucht. Es bestehen zwar Erfahrungen in der Herstellung großer optischer Spiegel aus der Astronomie, diese können aber nur sehr eingeschränkt genutzt werden, da es sich entweder um Glasspiegel oder technisch aufwendige adaptive Optik handelt. Die bekannten Glasspiegel sind

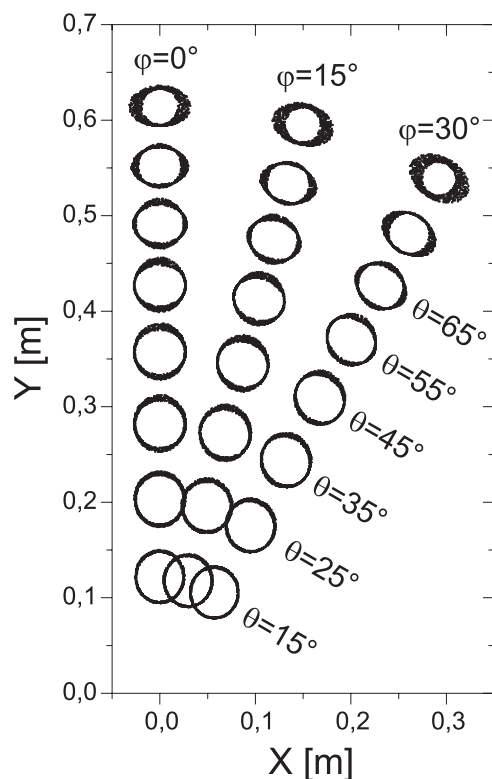


Abbildung 2.10: Auf die Detektorebene abgebildete Ringe für verschiedene Polar- und Azimutalwinkel des vom Targetpunkt emittierten Teilchens. Der Winkel  $\phi = 0^\circ$  entspricht der Mittelachse des Detektormoduls. Es ist sowohl die Unschärfe der Ringe als auch die starke Deformation bei großen Polarwinkeln zu erkennen.

üblicherweise sehr dickwandig, um formstabil zu sein. Zusätzlich bestehen derartige Gläser (z.B. Zerodur<sup>1</sup>) hauptsächlich aus  $\text{SiO}_2$  und  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , was nicht der Anforderung nach geringer Ordnungszahl des Materials entspricht. Der Einsatz dünnwandiger Gläser zusammen mit aktiven Stellelementen zur Korrektur von Deformationen ist ebenfalls nicht praktikabel, da diese Stellelemente hinter dem Spiegel angebracht werden müssen. Der hierfür nötige zusätzliche Raum vermindert die Weglänge der Teilchen im Radiator und führt bei Montage der Stellelemente in Bereichen ausserhalb der durch die Magnetspulen abgeschatteten Azimutalwinkel zu störenden Inhomogenitäten. Als alternative Materialien zu Glas können verschiedene Kohlefaserverbundwerkstoffe verwendet werden, die mittels sog. Replika-Techniken auf polierte Formen aufgebracht werden. Die so produzierten Rohlinge weisen bereits die gewünschte Oberflächengüte auf, da sie im wesentlichen die Oberfläche der Form reproduzieren. Diese bekannte Technik erlaubt die Herstellung ausreichend dünnwandiger Spiegel, die direkt beschicht-

<sup>1</sup>Handelsbezeichnung der Fa. Schott Glas, Mainz

bar sind. Da der Hauptbestandteil dieses Werkstoffs Kohlenstoff ist, werden auch die Anforderungen hinsichtlich der Strahlungslänge erreicht. Für den Spiegel des HADES RICH wurde ein Prototypsegment in dieser Technik industriell hergestellt und untersucht. Bei einer Substratdicke von 2 mm konnte zwar die gewünschte Reflektivität erreicht werden, als problematisch hat sich jedoch die Formtreue des Materials bei selbsttragender Aufhängung und das Ausgasungsverhalten gezeigt. Bedingt durch den eckigen Zuschnitt des Segments wurde ein nicht tolerierbarer Astigmatismus von der Größe des Krümmungsradius gemessen. Diese Technik wurde daher nicht weiterverfolgt.

Ein Material, das die Vorteile von Glas hinsichtlich der optischen Eigenschaften und von Kohlenstoff im Hinblick auf die große Strahlungslänge auf sich vereinigt und zusätzlich die mechanischen Anforderungen erfüllt, ist glasartiger, isotroper Pyrokohlenstoff. Da dieses Material für den RICH-Spiegel Verwendung findet, werden die grundlegenden Eigenschaften [IAB 96] und der Herstellungsprozess [Due 84] kurz dargestellt. Elementarer Kohlenstoff kommt hauptsächlich als Diamant und Graphit vor, wobei Graphit die thermodynamisch stabile Form ist. Bei der Pyrolyse vernetzter Polymere bildet sich graphitischer Kohlenstoff mit  $sp^2$ -Bindung. Im Gegensatz zu Graphit, bei dem die Kohlenstoffatome in Schichten mit hexagonaler Symmetrie angeordnet sind, ist deren Anordnung im glasartigen Kohlenstoff nicht über größere Bereiche hinweg regelmäßig. Folgen dieser strukturellen Fehlordnung sind die hohe Isotropie, eine kleine Rohdichte und die vergleichsweise geringe elektrische und thermische Leitfähigkeit des Materials. Es gibt verschiedene Qualitäten von glasartigem Kohlenstoff, die sich abhängig vom Hersteller auch in einigen Materialparametern leicht unterscheiden. Für den Spiegel des HADES RICH wurde SIGRADUR<sup>®</sup> G<sup>2</sup> (vgl. Tabelle 2.3) gewählt.

Ausgangsstoff für die Herstellung sind Phenol- und Furanharze, die eine dreidimensional vernetzte Struktur aufweisen und deren Pyrolyse in festem Zustand abläuft. Zunächst wird ein Harzkörper vorgeformt und getrocknet bzw. gehärtet. Durch die anschließende, in einem Vakuumofen unter Inertgas durchgeführte Festkörperpyrolyse bei ca. 1000 °C wird das Harz zu Kohlenstoff verkocht. Um trotz der einhergehenden Schrumpfung die Form zu erhalten, wird der Vorgang in speziellen Graphitformen vollzogen und durch mehrmalige Nachimprägnierung der Massenverlust ausgeglichen. Die Dauer des Pyrolysevorgangs wird von der Geschwindigkeit bestimmt, mit der die leicht flüchtigen Crackprodukte aus dem Material an die Oberfläche diffundieren. Bei Teilen mit Wandstärken von mehreren Millimetern handelt es sich hierbei um mehrere Wochen. Durch eine weitere Hochtemperaturbehandlung bei bis zu 2200 °C werden die speziellen Eigenschaften von SIGRADUR<sup>®</sup> G erzielt, wobei für die Spiegelanwendung besonders die Reduktion innerer Spannungen in dem Rohling für die spätere Bearbeitung von Bedeutung sind.

---

<sup>2</sup>eingetragenes Warenzeichen der Fa. SIGRI Elektrographit GmbH, Meitingen

Materialparameter	SIGRADUR® G
Rohdichte	1.42 g/cm <sup>3</sup>
Aschenwerte (nach DIN 51903)	<100 ppm
Max. Verwendungstemperatur	2000 °C
Offene Porosität	0 %
Helium-Permeabilität	10 <sup>-9</sup> cm <sup>2</sup> /s
Vickershärte	230
Biegefestigkeit	260 MPa
Elastizitätsmodul	35 GPa
Druckfestigkeit	480 MPa
Wärmeausdehnungskoeffizient	2.6 · 10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup>
Spez. elektr. Widerstand	44 Ω · μm
Wärmeleitfähigkeit (30 °C)	6.3 W/Km

Tabelle 2.3: Materialeigenschaften von SIGRADUR® G [IAB 96].

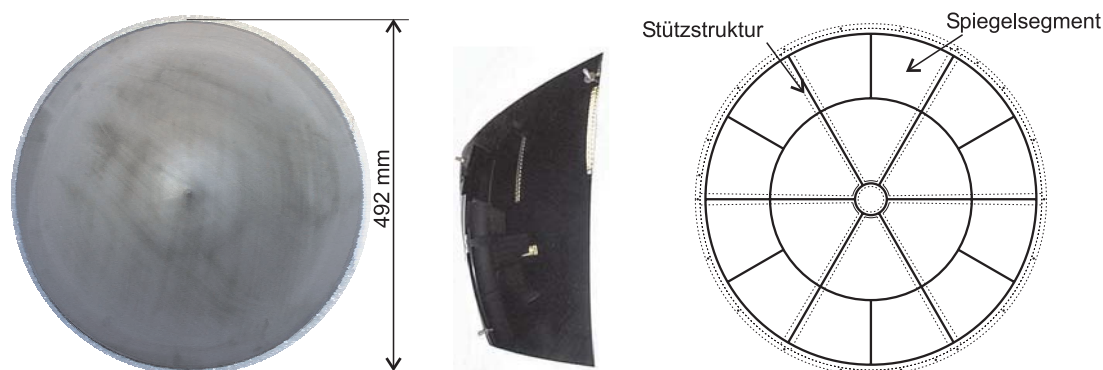


Abbildung 2.11: Bestandteile und Aufbau des Spiegels: Links: Rohling aus SIGRADUR® G vor dem Polieren. Mitte: Spiegelsegment nach dem Polieren und dem Beschneiden, in das bereits die drei Befestigungselemente montiert sind. Rechts: Lage und Form der einzelnen Spiegelsegmente auf der Stützstruktur.

Aufgrund der Größe des Spiegels wird dieser aus 18 Segmenten zusammengesetzt (siehe Abbildung 2.11), um die Herstellung auch unter Kostengesichtspunkten (Formen, mechanische Bearbeitung) möglich zu machen. Für jedes dieser Segmente wird zunächst ein kreisrunder Rohling aus SIGRADUR® G mit einer Wandstärke von 4 mm hergestellt, welcher nach der Pyrolyse mechanisch bearbeitet werden muß. Nach einem grobem Schleifvorgang wird das Segment beidseitig stufenweise poliert, bis eine Mikrorauhigkeit von wenigen nm erreicht ist. Durch den Materialabtrag ergibt sich eine Wandstärke von 2 mm, welche nach Berechnungen mittels finiter-Elemente-Methoden für eine selbsttragende Aufhängung der Spiegelsegmente an drei Punkten ausreichend ist, um die geforderten Spezifi-

kationen bezüglich der Durchbiegung einzuhalten [Dey 99]. Die Strahlungslänge für SIGRADUR® G beträgt  $X_0 = 30$  cm, was bei einer effektiven mittleren Materialstärke von 2.1 mm zu einer Breite der Winkelverteilung bei Vielfachstreuung von  $\theta_0 \approx 1.8$  mrad führt. In einem weiteren Bearbeitungsschritt werden die polierten Rohlinge in die endgültige Form geschnitten und die Befestigungslöcher gebohrt.

### Al/MgF<sub>2</sub>-Beschichtung

Das vorbereitete Segment wird mit einer VUV-reflektiven Schicht versehen, die aus Aluminium und einer folgenden Schutzschicht aus MgF<sub>2</sub> besteht. Beide Schichten werden in einer UHV-Aufdampfanlage in rascher zeitlicher Folge aufgebracht, um einen Reflektivitätsverlust des Aluminiums durch Oxidation und Adsorption von Wasser aus dem Restgas zu minimieren. Die Dicke der Al-Schicht von  $\approx 20 \mu\text{g cm}^{-2}$  ist durch den Wunsch nach möglichst kleiner Schichtdicke, aber vollständiger Bedeckung des Substrates bestimmt, wohingegen die MgF<sub>2</sub>-Schutzschicht auf den gewünschten Wellenlängenbereich  $140 \text{ nm} < \lambda < 190 \text{ nm}$  und den mittleren Einfallswinkel des Cherenkov-Lichtes zwischen auf  $d = 11 \mu\text{g cm}^{-2}$  optimiert wurde [Mai 99]. Die auf Glas und kleinen, ebenen Substratproben aus glasartigem Kohlenstoff erreichte Reflektivität zeigt Abbildung 2.12.

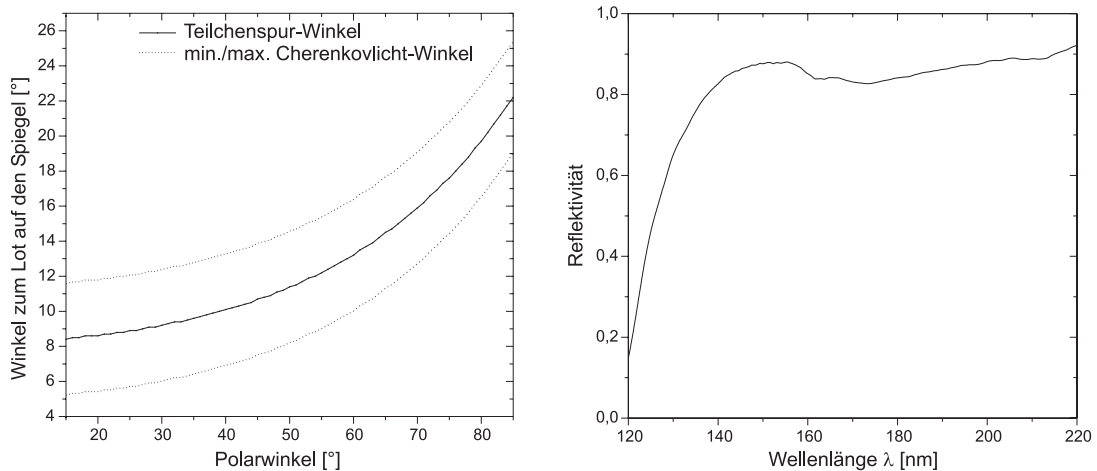


Abbildung 2.12: Links: Einfallswinkel des Cherenkov-Lichtes auf den Spiegel in Abhängigkeit vom Polarwinkel  $\theta$  des emittierenden Teilchens. Rechts: Gemessene Reflektivität eines Al/MgF<sub>2</sub>-Spiegels auf Glas.

## 2.2.4 CaF<sub>2</sub>-Fenster

Zwischen Radiatorvolumen und Photonendetektor befindet sich ein die Gasräume trennendes Fenster. Eine Beimischung des Radiatorgases zum Detektorgas (CH<sub>4</sub>) ist unerwünscht, da dies die Gasverstärkung des Detektors deutlich beeinträchtigen würde. Der Betrieb des Cherenkov-Radiators mit CH<sub>4</sub> ist zwar denkbar und würde aufgrund der großen Strahlungslänge von CH<sub>4</sub> ( $X_0 = 64850$  cm) hinsichtlich der Vielfachstreuung auch Vorteile bieten, wurde aber wegen der im Vergleich zu C<sub>4</sub>F<sub>10</sub> nur 30% betragenden Photonenausbeute verworfen. Neben der Gasdichtigkeit und der Stabilität gegen kleine Druckdifferenzen zwischen Radiator- und Detektorvolumen ( $\Delta p < 5$  hPa) ist die Transparenz des Fensters im VUV-Bereich eine entscheidende Eigenschaft, um Lichtverluste durch Absorption gering zu halten. Diese Forderung schränkt die Zahl verwendbarer Materialien erheblich ein. Gebräuchliches Quarzglas mit einer Abschneidekante bei  $\lambda \approx 160$  nm ist ungeeignet. Stattdessen kommen Kristalle wie MgF<sub>2</sub> oder CaF<sub>2</sub> in Betracht, da sich deren Transmissionsbereich zu kleinen Wellenlängen bis  $\lambda \approx 110$  nm bzw.  $\lambda \approx 130$  nm erstreckt [Opt 93]. Für das Fenster des HADES RICH wurden CaF<sub>2</sub>-Kristalle gewählt.

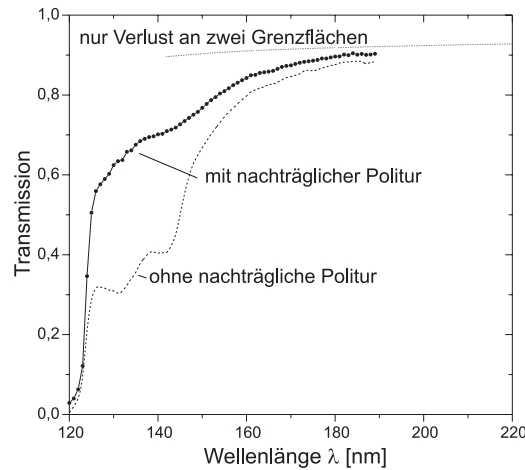


Abbildung 2.13: Gemessene Transmission von 5 mm dicken CaF<sub>2</sub>-Kristallen. Die durchgezogene Kurve zeigt die durch sorgfältige Politur erreichte Transmission, gestrichelt ist das Verhalten einer Probe gleichen Materials ohne mehrfache Politur dargestellt. Die gepunktete Linie berücksichtigt nur die Reflexionsverluste an zwei Grenzflächen.

Messungen des Transmissionsverhaltens der verwendeten 5 mm dicken Kristalle zeigt Abbildung 2.13, wobei insbesondere der Verlustanteil durch die beiden Grenzflächen durch sorgfältige Politur der Oberflächen reduziert werden kann. Ein Transmissionsverlust zwischen 7.2% ( $\lambda = 220$  nm) und 10.6% ( $\lambda = 140$  nm) ist auch bei ansonsten optimalen Oberflächen bei senkrechtem Einfall unpolari-

risierten Lichtes durch zwei Grenzflächen gegeben. Da die  $\text{CaF}_2$ -Kristalle<sup>3</sup> aus der Schmelze gezogen werden und daher der maximale Durchmesser der daraus gesägten Scheiben herstellungstechnisch begrenzt ist, kann das ganze Fenster nicht aus einem Stück gefertigt werden. Es wird vielmehr aus ca. 64 hexagonalen Einzelkristallen mit je einem Umkreisdurchmesser von 200 mm zusammengesetzt [Ulr 99]. Die gasdichte Verbindung wird durch Verkleben mit einem Zweikomponenten-Kleber (DP190<sup>4</sup>) erreicht. Die hierbei unvermeidliche Totfläche durch die Kleberschicht zwischen den Einzelkristallen muß bei der Gesamttransmission des Fensters berücksichtigt werden. Bei einer effektiven Breite der Klebung von 1 mm führt dies bei senkrechtem Lichteinfall bereits zu einer Totfläche von  $\approx 1\%$ . In Bereichen großer Polarwinkel ist der Lichteinfall auf das Fenster nicht senkrecht, wodurch die Dicke des Fensters von 5 mm ebenfalls in die Abschattung eingeht. Bei einem Einfallswinkel von  $17^\circ$  über die gesamte Fensterfläche beträgt die Totfläche  $\approx 2.5\%$ .

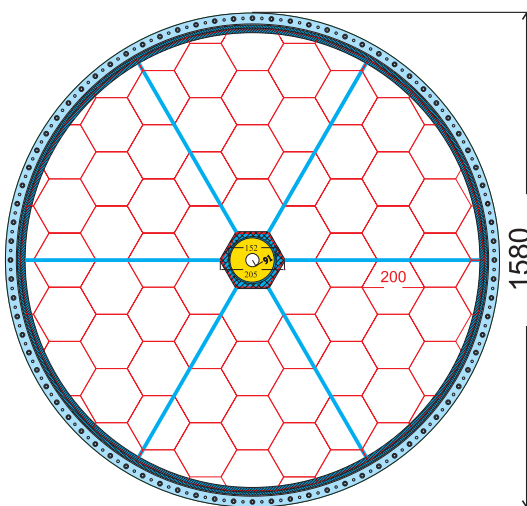


Abbildung 2.14: Aufbau des  $\text{CaF}_2$ -Fensters aus hexagonalen Einzelkristallen. Es sind zusätzlich der äußere Tragrings und die Stützstreben dargestellt.

## 2.2.5 Photonenzähler

Zum Nachweis der Cherenkov-Ringe wird ein zweidimensional-ortsauflösender Photonendetektor verwendet, der unter Rückwärtswinkeln angeordnet ist, um nicht von geladenen Reaktionsprodukten aus dem Target getroffen zu werden. Der mechanische Aufbau des Detektors wird im Detail in Kapitel 2.3 beschrieben. An dieser Stelle werden nur die für die Beurteilung des Gesamtsystems

<sup>3</sup>Hersteller: Fa. Korth Kristalle GmbH, Kiel

<sup>4</sup>Handelsbezeichnung der Fa. 3M GmbH, Neuss

RICH notwendigen Merkmale des Photonenzählers angegeben. Hierzu zählen die VUV-Transmission des Zählgas, die Quanteneffizienz der Photokathode und die Nachweiswahrscheinlichkeit einzelner Photoelektronen.

Als Zählgas wird reines Methan ( $\text{CH}_4$ , Reinheit 4.5) verwendet, das vor dem Einblasen in den Detektor durch ein Reinigungssystem von Wasser- und Sauerstoffrückständen befreit wird (siehe auch A.1). Zusätzlich muß die Abschattung der Kathode durch die in der Drahtkammer gespannten Anoden-, Kathoden- und Sauggitterdrähte berücksichtigt werden, welche  $\approx 4.2\%$  ausmacht. Die Quanteneffizienz der CsI-Photokathode ist ein für die Gesamteffizienz des RICH besonders wichtiger Einflußfaktor, da diese besonders bei kurzen Wellenlängen hoch ist, jedoch zu größeren Wellenlängen deutlich abfällt. Dieses spektrale Verhalten ist gegenläufig zu allen bisher einbezogenen Transmissionen und Reflektivitäten. Die Eigenschaften der Photokathode und deren Herstellung wird in Kapitel 2.3.3 eingehend beschrieben. Abbildung 2.15 zeigt die spektrale Abhängigkeit der Transmission von  $\text{CH}_4$  und die zur Zeit erreichbare Quanteneffizienz von CsI. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne Photoelektronen wurde experimentell an einem Prototyp-Zähler zu 95% bestimmt [Ger 98].

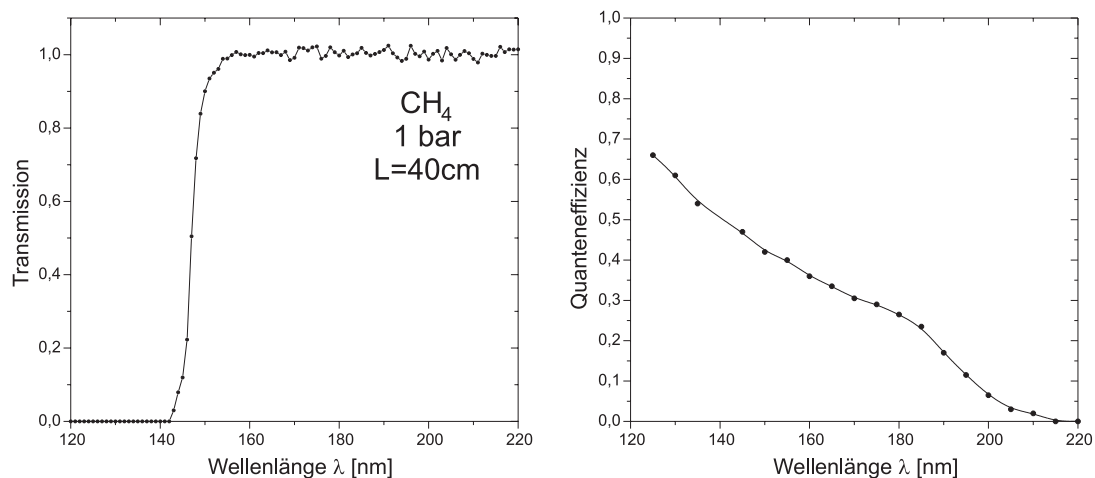


Abbildung 2.15: Links: Transmission von gereinigtem Detektorgas ( $\text{CH}_4$ ). Rechts: Quanteneffizienz einer im Labor hergestellten CsI-Schicht auf Graphitsubstrat nach einer Messung an BESSY [Rab 99].



## 2.2.6 Photonenausbeute des Gesamtsystems

Die wichtigste Eigenschaft des RICH ist die Zahl der nachgewiesenen Photonen pro Ring, da diese entscheidend für die Effizienz der Echtzeit-Ringerkennung und damit für die Untergrundunterdrückung des Spektrometers ist [Mue 95]. In die Zahl der tatsächlich detektierten Photonen gehen neben der aus Gleichung 2.6 berechneten Zahl produzierter Photonen auch die in den vorhergehenden Abschnitten aufgeführten Materialparameter der Einzelkomponenten ein:

$$N_{\text{Ph}}^{\text{det}} = 2\pi \cdot \alpha \cdot l_{\text{Rad}} \cdot \epsilon_{\text{SE}} \cdot \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} T_{\text{Rad}} \cdot R_{\text{Sp}} \cdot T_{\text{F}} \cdot T_{\text{Det}} \cdot \epsilon_{\text{qe}} \left(1 - \frac{1}{n^2(\lambda)}\right) \cdot \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (2.10)$$

Hierbei ist

- $l_{\text{Rad}}$  Teilchenweg im Radiator
- $\epsilon_{\text{SE}}$  Nachweiseffizienz für einzelne Elektronen
- $T_{\text{Rad}}$  Transmission des Radiatorgases
- $R_{\text{Sp}}$  Reflektivität des Spiegels
- $T_{\text{F}}$  Transmission des Fensters  $T_{\text{F}} = T_{\text{CaF}_2}(\lambda) \cdot T_{\text{Klebung}}$
- $T_{\text{Det}}$  Transmission des Drahtkammer  $T_{\text{Det}} = T_{\text{CH}_4}(\lambda) \cdot T_{\text{Draht}}$
- $\epsilon_{\text{qe}}$  Quanteneffizienz der Photokathode

Werden ähnlich zu der Berechnung der Photonenzahl in Gleichung 2.10 nur die Detektorparameter über die Photonenenergie integriert und das Ergebnis durch  $l_{\text{Rad}}$  dividiert, so ergibt sich eine Größe  $N_0$ , die als ein „Gütefaktor“ für Cherenkovdetektoren verwendet wird, da sie die Photonenausbeute des Detektors charakterisiert.

$$N_0 = 2\pi \cdot \alpha \cdot \int_{\lambda_{\text{min}}}^{\lambda_{\text{max}}} \prod \epsilon_i \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2(\lambda)}\right) \cdot \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (2.11)$$

Unter Verwendung der bisher aufgeführten Werte resultiert ein Gütefaktor  $N_0 = 142 \text{ cm}^{-1}$ . In Abbildung 2.16 sind die spektrale Auswirkung der einzelnen Beiträge für einen festen Polarwinkel und die Anzahl der nachgewiesenen Photonen für verschiedene Polarwinkel aufgetragen. Die ermittelte Photonenausbeute basiert auf Messungen der einzelnen Materialparameter, welche größtenteils nicht am RICH selbst, sondern mit kleinen Proben an speziellen Meßeinrichtungen durchgeführt wurden und stellt damit eine derzeit erreichbare Obergrenze dar. Ob die so erzielten Transmissionen, Reflektivitäten und Quanteneffizienzen auch im Betrieb des RICH mit seinen größeren Oberflächen und Volumina erreicht werden können, muß erst durch Experimente gezeigt werden. Erste Erfahrungen sowohl mit einem Prototyp des Photonenzählers in einem Testaufbau am Strahl als auch mit dem inzwischen fertiggestellten RICH selbst werden in Kapitel 3 vorgestellt und diskutiert.

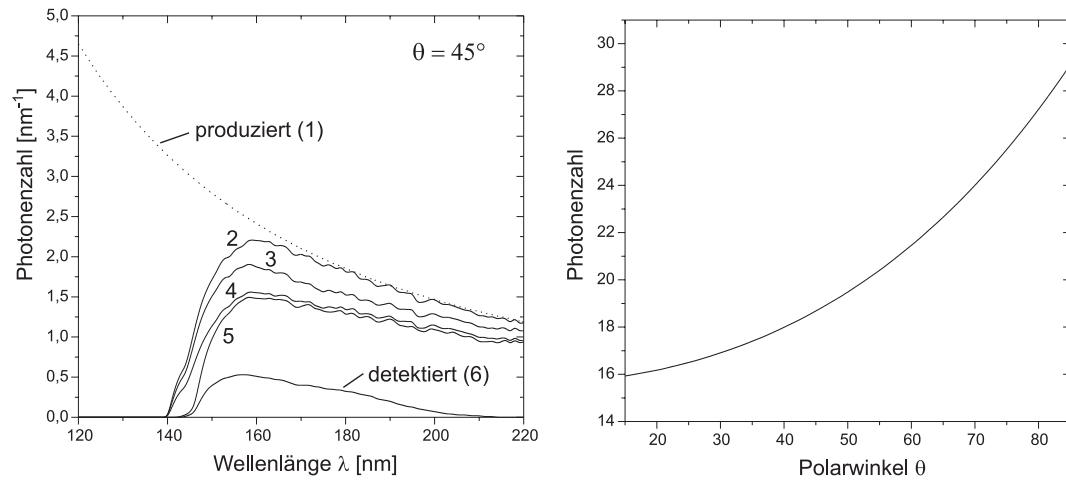


Abbildung 2.16: Links: Photonenzahl pro Wellenlängenintervall für einen Polarwinkel und deren Reduktion durch Materialparameter: (1) produzierte Photonen, (2) durch den Radiator transmittiert, (3) am Spiegel reflektiert, (4) durch das Fenster transmittiert, (5) durch den Detektor transmittiert, (6) auf der Photokathode detektiert. Rechts: Detektierte Photonenzahl für alle Polarwinkel  $\theta$ .

Zur Effizienzkalibration des RICH wird derzeit eine Zusatzeinrichtung vorbereitet, die es mittels verschiedener Festkörperradiatoren (Quarz, MgF<sub>2</sub>) unter Verwendung eines in seiner Energie sehr gut bekannten Ionenstrahls erlauben wird, die Photonenausbeute des RICH unabhängig zu bestimmen [Sch 00a].

## 2.3 Aufbau des Photonenzählers

Aufgabe der im RICH unter Rückwärtswinkeln angeordneten Photonenzähler ist der effiziente Nachweis von einzelnen Photonen. Aus den experimentellen Gegebenheiten ergeben sich unmittelbar die Anforderungen an diese Detektoren:

- Die erwartete Ereignisrate von bis zu  $10^5 \text{ s}^{-1}$  erfordert einen schnellen Detektor, der diesen Raten ohne Sättigungseffekte standhält.
- Der Durchmesser des RICH beträgt  $\approx 1.5 \text{ m}$ . Bei einer Anordnung der Photonendetektoren unter  $20^\circ$  gegen die Senkrechte, wie in Abbildung 2.4 gezeigt, muß eine aktive Fläche von  $1.1 \text{ m}^2$  abgedeckt werden.
- Die Abbildungsoptik führt bei einem Cherenkovwinkel  $\Theta_C = 3.18^\circ$  zu Ringen mit einem Durchmesser von  $\approx 55 \text{ mm}$ . Um diese aufzulösen, reicht eine Granularität des Zählers aus, die bei  $\Delta x = \Delta y \approx 6 \text{ mm}$  liegt. Aus der aktiven Fläche ergibt sich daher eine Kanalzahl von  $\approx 30\,000$ .
- Zum Nachweis einzelner Photoelektronen ist ein Detektor mit einer hohen Verstärkung und Effizienz erforderlich, die homogen über die gesamte aktive Fläche ist. Insbesondere muß die Kopplung der erzeugten Signale auf die auszulesende Fläche hoch sein, um das Signal/Rauschverhältnis zu verbessern.

Die genannten Anforderungen können durch Kombination einer Vieldrahtproportionalkammer und einer hochsegmentierten Photokathode mit Einzelpadauslese befriedigt werden.

### 2.3.1 Überblick

Der Photonenzähler des RICH besteht aus sechs Modulen, die jeweils  $\approx 60^\circ$  des Azimutalwinkelbereichs abdecken und in Abbildung 2.17 dargestellt sind. Jedes dieser Module stellt eine einseitig offene Vieldrahtproportionalkammer (MWPC) dar und ist über den gemeinsamen Zählergasraum mit den anderen Modulen verbunden. Die für die Aufrechterhaltung der elektrischen Felder notwendigen Drahtebenen und Hochspannungsversorgungen sind unabhängig voneinander aufgebaut. Die Anordnung der einzelnen Ebenen und deren prinzipieller mechanischer Aufbau ist aus Abbildung 2.17 ersichtlich. Zur Erzeugung der primären Ladung (Photoelektron) aus einfallenden Lichtquanten ist die rückseitige Kathodenebene als flächige Elektrode ausgebildet und mit einem festen Photokonverter (CsI) beschichtet. Durch ihre zweidimensionale Segmentierung in einzeln auslesbare sog. Pads ist eine Lokalisierung der durch die Gasverstärkung in der MWPC aus dem primären Photoelektron erzeugten Ladungslawine möglich. Die Funktionsweise der Kammer verdeutlicht Abbildung 2.18. Ein einfallendes UV-Photon erzeugt mit einer Wahrscheinlichkeit, die durch die Quanteneffizienz gegeben ist,

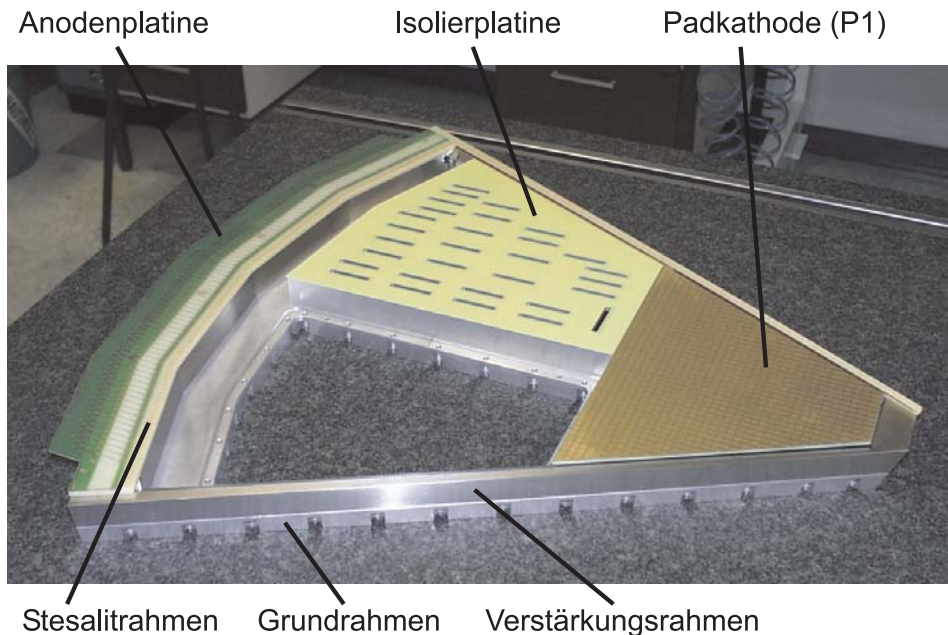


Abbildung 2.17: Aufsicht auf ein Photonendetektormodul und dessen Zusammensetzung aus den einzelnen Rahmen und Bauteilen. Die Padkathode ist in dreigeteilt (P1,P2,P3), die Drähte der MWPC werden in dieser Darstellung von links nach rechts gespannt und an den äußeren Rahmen befestigt und elektrisch kontaktiert.

auf der CsI-Photokathode ein Photoelektron. Dieses wird im elektrischen Feld zu einem Anodendraht beschleunigt und produziert durch Ionisation des Zählgas weitere Elektronen, die eine Ladungswave bilden. Das so verstärkte La-

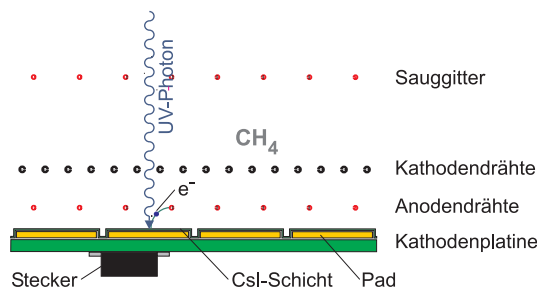


Abbildung 2.18: Prinzipieller Aufbau des Photonendetektors. Über der mit CsI beschichteten Kathodenplatine befinden sich die Anoden- und Kathodendrahtebene im mit CH<sub>4</sub> gefüllten Gasraum. Das Sauggitter liegt auf einer Gegenspannung von  $\approx 500$  V und begrenzt das aktive Zählervolumen. Die Auslese des Detektors erfolgt mittels ladungsempfindlicher Verstärker, die rückseitig an die Kathodenplatine gesteckt werden.

nungssignal führt zu einem induzierten Signal auf den Pads der Kathodenebene. Jedes Pad ist an einen ladungsempfindlichen Vorverstärker angeschlossen und kann einzeln ausgelesen werden.

Die für die Gasverstärkung der Photoelektronen verwendete Drahtkammer wird in Kapitel 2.3.2 beschrieben, auf den Aufbau und die Herstellung der Photokathode wird in Kapitel 2.3.3 eingegangen.

### 2.3.2 Vieldrahtkammer

Ausgehend von Charpak et al., die bereits 1967 eine Vieldrahtproportionalkammer betrieben [Cha 68], werden diese schon seit längerem in Hochenergieexperimenten als großflächige Detektoren eingesetzt. Der Betrieb solcher Kammern ist daher gut verstanden und die entscheidenden Parameter sind ausführlich dokumentiert [Sau 77] [Ers 72]. Nach einer kurzen Diskussion der wichtigen Größen wie Drahtabstände, Drahtspannung, Gasverstärkung und Signalkopplung auf die Kathodenebene werden der Aufbau und die Herstellung der RICH-MWPC näher beschrieben.

#### Elektrostatik

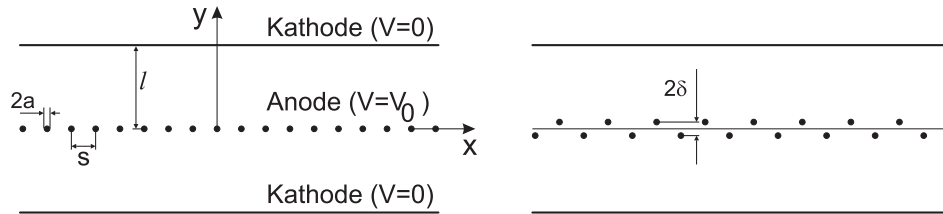


Abbildung 2.19: Links: Schematischer Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer. Rechts: Möglicher Gleichgewichtszustand bei zu geringer Drahtspannung.

Eine Näherung für das elektrische Feld in einer MWPC mit Anodendrahtabstand  $s$  und Elektrodenabstand („gap“)  $l$  ist nach [Sau 77] gegeben durch Gleichung 2.12, wobei als Randbedingungen ein Potential  $V(a) = V_0$  und  $V(l) = 0$  angenommen wurden:

$$E(x, y) = \frac{CV_0}{2\epsilon_0 s} \cdot \sqrt{\frac{1 + \tan^2 \frac{\pi x}{s} \tanh^2 \frac{\pi y}{s}}{\tan^2 \frac{\pi x}{s} + \tanh^2 \frac{\pi y}{s}}} \quad (2.12)$$

Hierbei sind  $C$  die Kapazität pro Längeneinheit,  $a$  der Radius des Anodendrahtes und  $x, y$  Ortskoordinaten wie in Abbildung 2.19 angegeben.

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0}{\frac{\pi l}{s} - \ln \frac{2\pi a}{s}} \quad (2.13)$$

In der Umgebung des Anodendrahtes ( $y \ll s$ ) nimmt das Feld annähernd radial-symmetrische Form an:

$$E(x, y) \approx \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}; \quad r \approx \sqrt{x^2 + y^2} \quad (2.14)$$

Mit dieser Vereinfachung kann die elektrostatische Kraft zwischen zwei Drähten (Gleichung 2.15) und die resultierende Gesamtkraft senkrecht zur Drahtebene auf einen Draht angegeben werden:

$$F(r) \approx \frac{(CV_0)^2}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \quad (2.15)$$

$$\sum F_{\perp} \approx 2 \frac{(CV_0)^2}{2\pi\epsilon_0} \cdot \left\{ \frac{1}{s} \frac{2\delta}{s} + \frac{1}{3s} \frac{2\delta}{3s} + \dots \right\} = \frac{(CV_0)^2\pi}{4\epsilon_0} \cdot \frac{\delta}{s^2} \quad (2.16)$$

Bei einer kleinen Auslenkung der Drahtposition  $\delta = \delta(x)$  wird diese durch die mechanische Rückstellkraft aufgrund der Drahtspannung  $T$  kompensiert, so daß sich ein Gleichgewichtszustand einstellt, wobei die Randbedingung  $\delta(0) = \delta(L) = 0$  gilt.

$$T \frac{d^2\delta}{dx^2} = - \frac{(CV_0)^2\pi}{4\epsilon_0} \cdot \frac{\delta}{s^2} \quad (2.17)$$

Bis zu einer Mindestspannung  $T_C$  existieren für diese Gleichung Lösungen, die zu einem stabilen Zustand bei alternierender Anordnung der Drähte wie in Abbildung 2.19 (rechts) führen. Für Drahtspannungen  $T > T_C$  existiert nur eine Lösung mit  $\delta(x) = 0$ , die die gewünschte ebene Anordnung der Anodendrahte ergibt.

$$T \geq T_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{CV_0L}{s} \right)^2 \quad (2.18)$$

Für die Durchbiegung der Drähte der Länge  $L$  und mit der Zugspannung  $\tau$  muß neben der Coulombkraft/Länge  $F_C$  zusätzlich das Eigengewicht der Drähte berücksichtigt werden.

$$\Delta y_{\max}(L/2) = \frac{L^2}{8} \left( \frac{\delta \cdot g + F_C/A}{\tau} \right) \quad (2.19)$$

Für die RICH-MWPC wurde ein Anodendrahtabstand  $s = 3.3$  mm gewählt. Bei einer Breite von 6.6 mm der ladungsempfindlichen Pads der Photokathode ergibt sich so eine gleichförmige Feldverteilung über die gesamte Zählerfläche.

Die geforderte hohe Kopplung auf die Kathodenebene wird durch einen asymmetrischen Aufbau der Kammer erreicht. Ein geringerer Abstand der Anodendrahtebene zur Padkathode ( $l_1 = 2.4$  mm) als zur Kathodendrahtebene ( $l_2 = 3.0$  mm) bewirkt eine verstärkte Signalkopplung von  $\approx 75\%$  auf die Padkathodenebene gegenüber 50% bei symmetrischem Aufbau [Koe 94].

Als Anodendraht kommt ein goldbeschichteter Wolframdraht mit einem Durchmesser  $2a = 20 \mu\text{m}$  zum Einsatz, die maximale Spannlänge der insgesamt 176 Anodendrähte beträgt  $L_{\text{max}} = 597 \text{ mm}$ . Die wichtigsten Daten zur Anoden- und Kathodendrahtebene und die sich daraus ergebenden Größen sind in Tabelle 2.4 zusammengefaßt.

Größe	Anode	Kathode
Drahtdurchmesser $2a$	$20 \mu\text{m}$	$50 \mu\text{m}$
Max. Spannlänge $L_{\text{max}}$	597 mm	597 mm
Anzahl der Drähte	176	352
Drahtabstand $s$	3.3 mm	1.65 mm
Abstand zur Kathodenpadebene $l_1$	2.4 mm	
Abstand zur Kathodendrahtebene $l_2$	3.0 mm	
Material	Au-W	Au-W
Dichte $\rho$	$19.17 \text{ gcm}^{-3}$	$19.17 \text{ gcm}^{-3}$
Kapazität/Länge $C$	$\approx 8.5 \text{ pF/m}$	
Kritische Spannung $T_C$ ( $V_0 = 3.0 \text{ kV}$ )	20 g	
Coulombkraft/Länge $F_C$ ( $V_0 = 2.6 \text{ kV}$ )	$1.5 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$	$6.4 \cdot 10^{-4} \text{ N/m}$
Verwendete Drahtspannung (Soll)	65 g	135 g
Durchbiegung $y_{\text{max}}(L_{\text{max}}/2)$ ( $V_0 = 2.6 \text{ kV}$ )	$110 \mu\text{m}$	$35 \mu\text{m}$
Gesamtkraft auf Rahmen	112 N	466 N

Tabelle 2.4: Geometrische und elektrostatische Parameter der RICH-MWPC

### Gasverstärkung

Die entscheidende Größe der RICH-MWPC ist die erreichbare Gasverstärkung und deren Homogenität über die Detektorfläche. Charakterisiert wird die Gasverstärkung durch den ersten Townsend-Koeffizienten  $\alpha$ , der den Kehrwert der mittleren freien Weglänge des Elektrons bis zur Ionisation eines Gasmoleküls angibt. Dies entspricht der Zahl der produzierten Ionenpaare pro Weglängeneinheit. Neben der Gassorte und dessen Dichte geht auch die Feldstärke und die Energie der Elektronen in den Townsend-Koeffizienten ein. Nach [Sau 77] kann die Abhängigkeit von der Elektronenenergie  $\epsilon$  linear genähert werden, wobei  $N$  die Teilchendichte des Gases und  $k$  eine gasabhängige Konstante sind:

$$\alpha = kN\epsilon \quad (2.20)$$

Durch mehrfache Ionisationsprozesse kommt es zur exponentiellen Ausbildung einer Ladungslawine, deren Multiplikationsfaktor  $M$  abhängig von  $\alpha$  angegeben werden kann. Betrachtet man die Verstärkung an einem Anodendraht des Radius  $a$  und geht dann davon aus, daß ab einem Abstand  $r_c$  vom Draht das

elektrische Feld ausreicht, damit die Verstärkung einsetzt, so ergibt sich als Verstärkungsfaktor

$$M = \exp \left[ \int_a^{r_c} \alpha(r) dr \right] \quad (2.21)$$

Mit Gleichung 2.14 und 2.20 kann der erste Townsend-Koeffizient  $\alpha(r)$  in Abhängigkeit der Kapazität/Länge  $C$  und der Anodenspannung  $V_0$  geschrieben und in Gleichung 2.21 eingesetzt werden.

$$\alpha(r) = \sqrt{\frac{kNCV_0}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}} \quad (2.22)$$

$$M = \exp \left[ 2 \cdot \sqrt{\frac{kNCV_0 a}{2\pi\epsilon_0}} \cdot \left( \sqrt{\frac{r_c}{a}} - 1 \right) \right] \quad (2.23)$$

Wird zusätzlich die Feldstärke  $E_c$  eingeführt, ab der am Anodendraht Verstärkung einsetzt, und näherungsweise angenommen, daß für die hierfür notwendige Schwellenspannung  $V_T \ll V_0$  gilt, so kann Gleichung 2.23 umgeformt werden:

$$E_c = \frac{C \cdot V_T}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{a} \quad (2.24)$$

$$M = \exp \left[ \frac{1}{\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{kN}{E_c}} \cdot CV_0 \right] \quad (2.25)$$

Reduziert auf die Abhängigkeit von der Ladung pro Längeneinheit  $Q = CV_0$  auf den Anodendrähten lautet der Ausdruck für die Verstärkung somit

$$M = e^{K \cdot Q} \quad (2.26)$$

In die Gasverstärkung gehen entsprechend der obigen Ableitung neben reinen Materialparametern folgende Größen ein, deren maximale Toleranzen beschränkt werden müssen, um die relative Schwankung der Verstärkung über die Detektorfläche nicht über einen festzulegenden Wert steigen zu lassen:

- Abweichung des Drahtebenenabstands („gap“) vom Sollabstand  $\Delta l/l$
- Abweichung des Drahradius vom Sollradius  $\Delta a/a$
- Laterale Depositionierung einzelner Drähte  $\Delta s/s$
- Einfluß der Anodenspannung  $V_0$

Die relative Änderung der Gasverstärkung  $M$  ergibt sich aus der Ableitung von Gleichung 2.26 nach der Ladung/Längeneinheit  $Q$ , wobei die Konstante  $K$  anschließend durch den Zusammenhang aus der Ausgangsgleichung ersetzt wird.

$$\frac{\Delta M}{M} = \ln M \cdot \frac{\Delta Q}{Q} \quad (2.27)$$



Für den Betrieb der Kammer wird eine Gasverstärkung  $M = 1 \cdot 10^5$  angestrebt. Untersuchungen an einem Prototyp-Zähler mit vergleichbarer Geometrie und  $\text{CH}_4$  als Zählgas zeigen, daß derartige Verstärkungen erreicht werden. Bei einer Andodenspannung von  $V_0 = 2550 \text{ V}$  wurde eine Verstärkung  $M \approx 1 \cdot 10^5$  ermittelt, bei  $V_0 = 2700 \text{ V}$  ergab sich  $M \approx 2.5 \cdot 10^5$  [Ger 98].

Mit  $Q = C \cdot V_0$  und Gleichung 2.13 kann somit der Zusammenhang zwischen Verstärkungsschwankung und Änderung des Drahtebenenabstandes  $l$  bzw. Schwankung des Drahradius  $a$  angegeben werden:

$$\frac{\Delta M}{M} = \ln M \cdot \frac{C \cdot l}{2\epsilon_0 s} \cdot \frac{\Delta l}{l} \quad (2.28)$$

$$\frac{\Delta M}{M} = \ln M \cdot \frac{C}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\Delta a}{a} \quad (2.29)$$

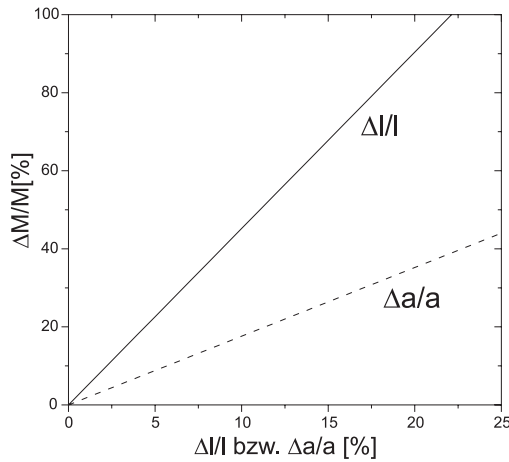


Abbildung 2.20: Abhängigkeit der Gasverstärkung von der Schwankung des „gap“  $l$  bzw. des Drahradius  $a$ .

Die Verstärkung ändert sich bei einer herstellungstechnisch möglichen Festlegung des Drahtebenenabstandes auf  $\pm 25 \mu\text{m}$  um  $\approx 10\%$ . Selbst im ungünstigsten Fall eines liegenden Detektors und einer Anodenspannung  $V_0 = 3000 \text{ V}$  ist die Verstärkungsschwankung aufgrund der Drahtdurchbiegung durch Eigengewicht und elektrostatische Kräfte von  $\approx 100 \mu\text{m}$  auf  $\Delta M/M < 20\%$  begrenzt. Die Abweichung des Drahradius beträgt laut Hersteller<sup>5</sup>  $\Delta a/a < 3\%$ , was zu einer Verstärkungsschwankung von  $\Delta M/M < 6\%$  beiträgt.

Die Auswirkung lateraler Depositionierung einzelner Drähte einer Drahtebe-  
ne wurde von Erskine detailliert beschrieben [Ers 72], wobei jeweils die auf  
einen Draht aufgrund der Depositionierung induzierte Störladung  $\Delta q_j$  relativ  
zur Ladung/Längeneinheit  $Q$  berechnet wird. Diese wird dann in Gleichung 2.27

<sup>5</sup>Fa. Luma Metall AB, Kalmar, Schweden

eingesetzt und ergibt für  $\Delta s = 50 \mu\text{m}$  eine relative Verstärkungsänderung von  $\Delta M/M \approx 2.5\%$  [Zei 99]. Die Abhängigkeit der Verstärkung von der Anodenspannung  $V_0$  kann direkt aus Gleichung 2.27 abgeleitet werden und zeigt, daß eine Erhöhung von  $V_0$  um 10% zu einer Verdoppelung der Verstärkung führt.

## Hochspannungsversorgung

Begrenzt wird die Anodenspannung durch das Risiko, daß es im Detektor zu Entladungen kommt, die ein schnelles Ansteigen des Leckstroms bewirken und nicht selbst verlöschen. Um Schäden an den Anodendrähten durch die spontane Entladung zu vermeiden, wird die für eine lokale Entladung verfügbare Energie durch Schutzwiderstände begrenzt. Es sind je zwei Drähte zu einer Gruppe zusammengefaßt und über  $500 \text{ M}\Omega$  mit der Hochspannungsversorgung verbunden, wie Abbildung 2.21 zeigt. Bei einer Kapazität von  $C \approx 8.5 \text{ pF/m}$  stehen im Fall

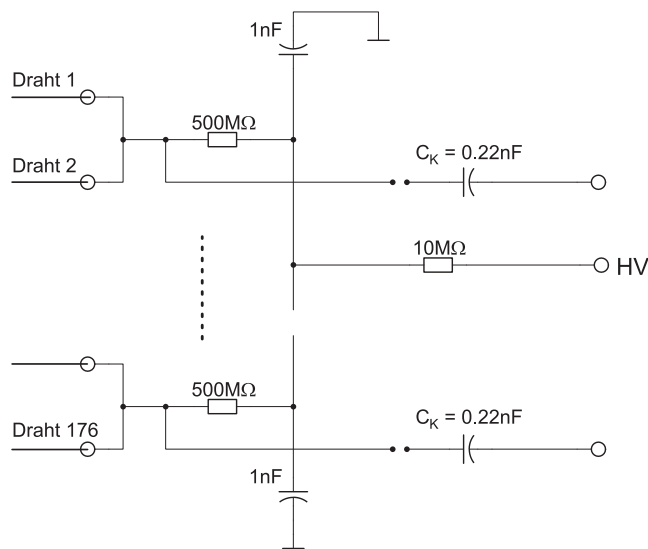


Abbildung 2.21: Beschaltung der Anodendrahtebeine. Jeweils zwei Anodendrähte sind zusammengefaßt und über einen Schutzwiderstand ( $R = 500 \text{ M}\Omega$ ) mit der Anodenspannungsversorgung verbunden. Zusätzlich können Anodendrahtgruppen durch eine einsetzbare Drahtbrücke mit einem Koppelkondensator  $C_K$  verbunden werden, um diese mit einem Vorverstärker zu verbinden. Im Normalbetrieb wird dies nicht benötigt, im Testbetrieb können hierdurch neben den Kathodenpads auch die Anodendrähte ausgelesen werden.

eines Durchbruchs an einer Drahtgruppe nur  $\approx 0.05 \text{ mJ}$  zur Verfügung. Wären hingegen alle Anodendrähte eines Moduls ohne Strombegrenzungswiderstände verbunden, so würde sich eine Kapazität von  $C \approx 450 \text{ pF}$  entladen, die bei  $V_0 = 2500 \text{ V}$  etwa einen Energieinhalt von  $1.4 \text{ mJ}$  hat. Vorhandene Strombegrenzungsschaltungen der Hochspannungsnetzteile schalten im Falle eines Durch-

bruchs zusätzlich die Anodenspannung ab und erfordern einen manuellen Eingriff zur Wiederinbetriebnahme des Zählers.

## Herstellung und erste Tests

Wie bereits in Abbildung 2.17 gezeigt, besteht die Kammer aus mehreren sektorförmigen Rahmen, die die Halterung der beiden Drahtebenen darstellen und deren präzise Position zueinander sicherstellen. Verwendung fanden ausschließlich Materialien wie Edelstahl, Stesalit<sup>6</sup> oder Viton, die hinsichtlich ihres Ausgasungsverhaltens die Reinheit des Zählgases wenig beeinträchtigen. Aufgrund der beschränkten Platzverhältnisse und der von den Rahmen aufzunehmenden Kräfte wurden diese flächig und formschlüssig miteinander verklebt. Die Befestigung der einzelnen Drähte erfolgte durch Einbetten in ein Epoxidharz und Löten auf eine Anschlußplatine zur elektrischen Kontaktierung. Die Details der einzelnen Rahmenbauteile, deren Abmessungen und Zusammenbau können den Zeichnungen in Anhang A.2 entnommen werden. Bereits bei der Fertigung der Bauteile der Rahmen mußte auf die Einhaltung strenger Toleranzen Wert gelegt werden, um die Homogenität der Gasverstärkung sicherzustellen. Insbesondere die Abweichung der einzelnen Rahmen von der Planität darf maximal  $\pm 25 \mu\text{m}$  über die gesamte Fläche betragen. Eine Möglichkeit zum Ausgleich vorhandener Toleranzen bestand bei der Herstellung durch gezielte Variation der Kleberschichtdicke zwischen den Rahmen. Die einzelnen Schritte sind in ihrer zeitlichen Abfolge ausführlich in Anhang A.2 beschrieben.

Um den Detektor für erste Tests, Aufbewahrung und Transport gasdicht zu verschließen, wurde dieser lichteintrittsseitig mit einem Deckel versehen, der auf einen aufgeklebten Dichtrahmen geschraubt wurde. Rückseitig ersetzten Blinddeckel die später einzubauenden beschichteten Kathodenpadebenen. Das Zählermodul konnte in diesem Zustand als vom RICH unabhängige Vieldrahtkammer betrieben werden. In diesem Zustand wurde die Kammer auf evtl. Lecks geprüft und einem elektrischen Test unterzogen. Hierzu wurde jede Kammer mit Zählgas ( $\text{CH}_4$  oder P10) gespült und Hochspannung an die Anodendrähte angelegt. Anschließend konnte mit Hilfe einer radioaktiven Röntgenquelle ( $^{55}\text{Fe}$ ) und Auslese der Anodendrähte das Verstärkungsverhalten der Kammern geprüft werden, wobei diese ohne Durchbruch stabil bis Anodenspannungen von 2600 V ( $\text{CH}_4$ ) bzw. 1800 V (P10) betrieben wurden. Eine Abschätzung der Gasverstärkungen ergab Werte  $M \approx 2 \cdot 10^5$ .

Der Einbau der mit CsI beschichteten Kathodenpadebenen muß aufgrund der hygroskopischen Eigenschaften von CsI unter Schutzgas erfolgen. Daher wurden alle weiteren Montageschritte in einer mit trockenem Stickstoff gefüllten Handschuhbox durchgeführt, in die das vorbereitete Drahtkammermodul und die beschichteten Kathodenpadebenen eingeschleust wurden. Die fertiggestell-

---

<sup>6</sup>Faserverbundwerkstoff der Fa. Stesalit AG, Zullwil/Basel, Schweiz

ten Photonenzählermodule lagerten nach dem Zusammenbau in der Handschuhbox im Labor an Umgebungsluft, wobei jedoch kontinuierlich eine Spülung des Zählervolumens mit Stickstoff aufrechterhalten wurde.

### 2.3.3 Photokathodenebene

Die Kathode des Photonenzählers erfüllt zwei grundsätzlich verschiedene Funktionen:

- Flächiger Photokonverter zur Erzeugung von primären Photoelektronen aus einfallenden Cherenkov-Photonen
- Zweidimensional-ortsauflösende Kathodenebene zur Auslese induzierter Ladungssignale der MWPC

#### Photokonverter

Die Konversion der Photonen zu Elektronen wird durch Beschichtung der Kathodenfläche mit einem photosensitiven Material erreicht. Eine Festkörperschicht hat den Vorteil, daß der Quellpunkt des primären Photoelektrons gut definiert und damit die Driftstecke der Ladungswolke in der MWPC für alle einfallenden Photonen nahezu konstant ist. Dies resultiert in einer guten zeitlichen Auflösung und hohen Ratenfestigkeit des Detektors. Die alternative Möglichkeit, dem Zählgas einen photosensitiven Bestandteil (z.B. TMAE, TEA) beizumischen, wurde wegen technischer und physikalischer Nachteile nicht eingesetzt. So beträgt die Absorptionslänge von TMAE für VUV-Photonen bei Raumtemperatur  $\approx 25$  mm [Fra 96], wodurch aufgrund stark unterschiedlicher Driftzeiten in dem dann erforderlichen langen Gasraum die Ratenfestigkeit und die zeitliche Auflösung begrenzt sind. Dies kann zwar durch Heizen des Detektors auf Temperaturen  $T \geq 50$  °C umgangen werden, führt dann aber zu großem technischen Aufwand beim Betrieb des Detektors und des Gasversorgungssystems [Fra 96].

Im Bereich fester photosensitiver Materialien gibt es eine große Auswahl an Substanzen, die in verschiedensten Wellenlängenbereichen als Photokonverter eingesetzt werden. In kommerziell verfügbaren Photoervielfacherröhren kommen beispielsweise sowohl Alkalimetalle als auch Mischungen und Verbindungen verschiedener Alkalimetalle zum Einsatz [Som 80]. Ein langzeitstabiler Betrieb dieser Photokathoden ist allerdings nur unter Vakuumbedingungen möglich, wodurch die Nutzbarkeit in Gaszählern stark eingeschränkt wird.

Eine Ausnahme hiervon stellt unter anderem CsI dar, da es zwar hygroskopisch, aber dennoch in trockenem, sauerstofffreiem Gas über längere Zeit stabil ist. CsI wird seit mehreren Jahren für den Einsatz in Gas- und Hybriddetektoren für den Photonennachweis diskutiert [Bre 96][Seg 96]. Wie bereits in Kapitel 2.2.5 gezeigt, weist es seine maximale Empfindlichkeit im VUV-Bereich auf. Da die Quanteneffizienz des Photokonverters einer der kritischen Parameter des RICH

ist, wurden bereits in der Planungsphase des RICH umfangreiche Untersuchungen zur Herstellung von CsI-Schichten hoher Effizienz durchgeführt [Bau 95].

Im einzelnen wurden folgende Fragestellungen bearbeitet:

- Einfluß der Substratoberfläche auf die Quanteneffizienz der CsI-Schicht
- Einfluß der CsI-Schichtdicke auf deren Quanteneffizienz
- Alterungsverhalten von CsI in Zählgasatmosphäre
- Optimierung des Herstellungsverfahrens

Die Ergebnisse der eigenen Untersuchungen sind in [Bau 95] [Ger 98] [Fri 99b] [Rab 99] [Ger 99] detailliert diskutiert. An dieser Stelle wird nur der letztlich für die Photokathode des HADES RICH relevante Stand vorgestellt. Als Substrat kommt eine chemisch mit Ni/Au beschichtete Oberfläche einer Standardleiterplatte zum Einsatz. Diese wird mit einer Schicht aus in einem Acrylharz gebundenen Graphitpartikeln bedeckt, auf die das CsI durch Verdampfen in einer Hochvakuumbeschichtungsanlage aufgebracht wird. Die Graphitschicht unter dem CsI-Photokonverter führt zu einem deutlichen Ansteigen der Quanteneffizienz nach dem Bedampfungsvorgang innerhalb von wenigen Wochen, wobei der Vorgang durch Lagerung der Schicht in einem Grobvakuum ausgelöst wird. Bisher konnte nicht zweifelsfrei geklärt werden, ob dieser Effekt auf eine Veränderung der aktiven Oberfläche oder auf einen chemischen Bestandteil der Graphitbeschichtung zurückzuführen ist. Abbildung 2.22 zeigt schematisch den Schichtaufbau der Photokathode und eine SEM-Aufnahme einer auf diese Weise hergestellten CsI-Schicht. Es wurde eine Schichtdicke von  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  gewählt,

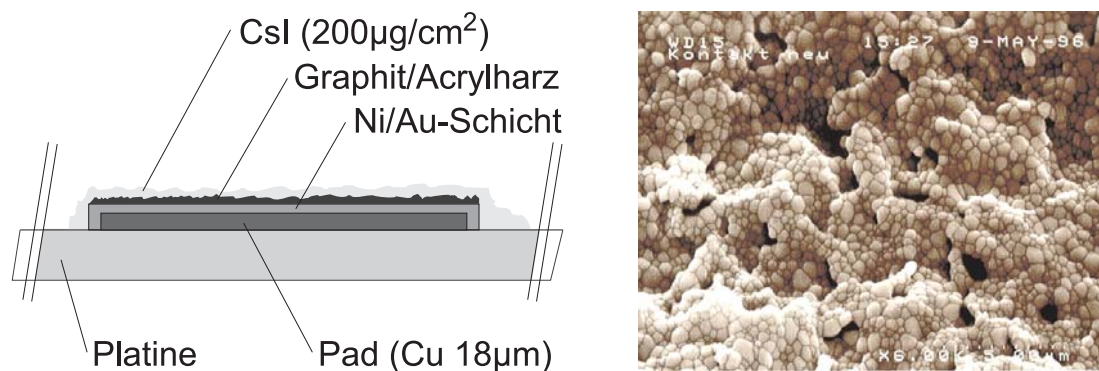


Abbildung 2.22: Links: Schichtaufbau der Photokathode. Rechts: SEM-Aufnahme einer CsI-Schicht auf Graphitsubstrat. Das Bild zeigt einen  $20 \mu\text{m}$  breiten Ausschnitt der Oberfläche.

um eine vollständige Bedeckung der Oberfläche mit CsI zu erreichen. Die Eindringtiefe von VUV-Photonen in CsI ist beschränkt auf eine Schichtdicke von  $5 - 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  [Bau 95]. Ab einer Schichtdicke von  $\approx 30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  ist bei Schichten auf blankem Edelstahl keine Zunahme der Quanteneffizienz mit der Schichtdicke mehr feststellbar.

Die Kathodenebenen wurden mit dem folgenden Verfahren, das in [Ger 98] und [Fri 99b] ausführlich dokumentiert ist, beschichtet:

1. Die Platinenoberfläche wurde einer gründlichen Reinigung mit Aceton und Reinstwasser unterzogen.
2. Eine Dispension von Graphitpulver in Acrylharz wurde auf die Padseite der Platine aufgesprüht. Während des Sprühvorgangs wurden die Zwischenräume zwischen den Pads durch eine Maske abgeschattet, um elektrisch leitende Verbindungen zwischen den Pads durch das Graphit zu vermeiden.
3. Jedes Photokathodenmodul wurde in eine UHV-Bedampfungsanlage eingebaut und mehrere Stunden bei  $60^\circ\text{C} - 70^\circ\text{C}$  ausgeheizt.
4. Die Beschichtung mit CsI erfolgte bei einem Vakuum von  $\approx 10^{-5}$  Pa mittels Elektronenstrahlverdampfung von einem gepreßten CsI-Pellet.
5. Der Ausbau aus der Bedampfungsanlage und die weitere Handhabung der beschichteten Photokathodenmodule erfolgte ausschließlich unter Schutzgas (trockener Stickstoff).

## Padebene

Die Ortsauflösung der Kathodenebene wird durch Unterteilung in einzelne Pads erreicht. Durch Variation der Padform und Padgröße kann eine teilweise Korrektur der optischen Abbildungsfehler vorgenommen werden. Insbesondere die elliptische Deformation der Ringe, die deren Echtzeiterkennung erschwert, kann durch eine geeignete Padgeometrie weitgehend korrigiert werden. Aus Simulationsrechnungen wurde die polar- und azimutalwinkelabhängige Exzentrizität und Drehung der Ellipsen bestimmt. Aus den Ortskoordinaten  $(x_i, y_i)$  der simulierten  $n$  Photonenauftrefforte eines Rings ergibt sich ein Korrekturfaktor  $K$ , wobei  $(x_m, y_m)$  der zuvor berechnete Schwerpunkt des Rings ist:

$$K = \sqrt{\frac{\sum (y_i - y_m)^2}{\sum (x_i - x_m)^2}} \quad (2.30)$$

Dieser gibt das Verhältnis von notwendiger Padhöhe zur Padbreite an, um die Deformation an einer Stelle zu korrigieren. Der so gewonnene Korrekturfaktor ist

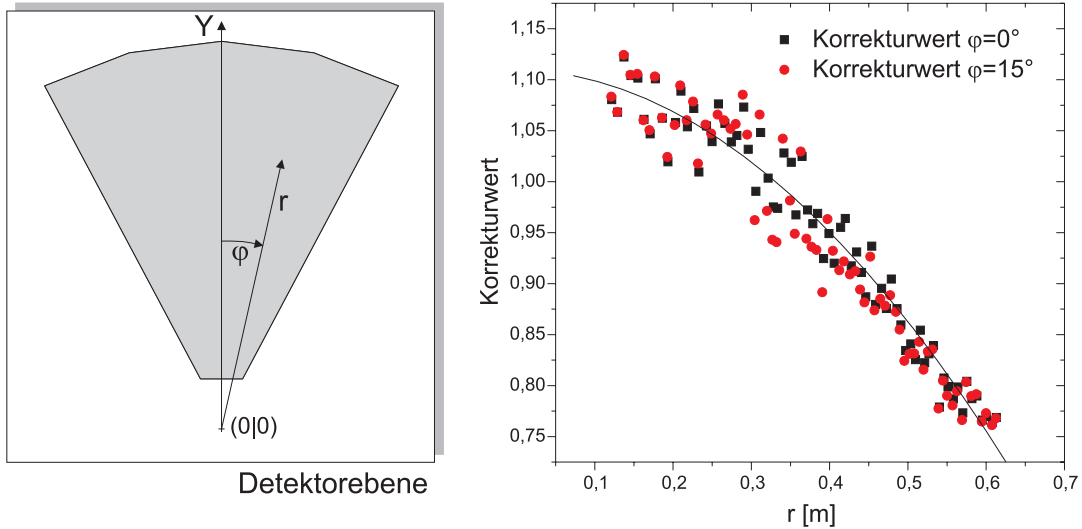


Abbildung 2.23: Links: Koordinatensystem für die Korrekturfunktion. Rechts: Korrekturwerte für simulierte Ringe  $\theta \in [15^\circ.. 85^\circ]$ ,  $\phi \in [0^\circ, 15^\circ]$ .

für verschiedene Azimutwinkel gegen den Abstand des Padortes vom Ursprung der Detektorebene in Abbildung 2.23 aufgetragen.

Die Abhängigkeit des Korrekturwerts vom Azimutwinkel  $\phi$  ist nur gering, weshalb der Abstand vom Ursprung  $r$  als Parameter ausreichend ist. Durch Anpassen eines Polynoms 2. Grades an die Datenpunkte erhält man eine Korrekturfunktion, die die Berechnung des Korrekturfaktors für einen beliebigen Ort auf der Detektorfläche abhängig von  $r$  erlaubt:

$$f_K(r) = 1.10999 - 0.01377 \cdot r - 0.96199 \cdot r^2 \quad (2.31)$$

Neben der Korrekturfunktion müssen bei der Berechnung der Größe und Form der Pads verschiedene Randbedingungen berücksichtigt werden, die die Variationsmöglichkeiten erheblich einschränken:

- Die Breite der Pads ist auf 6.6 mm festgelegt, um eine gleichmäßige Feldverteilung über den einzelnen Pads zu erreichen. Durch den Abstand der Anodendrähte  $s = 3.3$  mm befinden sich jeweils zwei Drähte über einer Padspalte.
- Die Detektorfläche soll gleichmäßig mit Pads bedeckt sein. Daher wird der isolierende Zwischenraum zwischen den Pads konstant gehalten und beträgt 0.3 mm.
- Die Kathodenfläche ist aus herstellungstechnischen Gründen in drei Module unterteilt. Die äußeren Kanten dieser Module und insbesondere die

gemeinsamen Kanten der Module untereinander sollten durch gerade Linien gegeben sein, um die Fertigung der Einzelteile möglichst einfach zu halten. Aus Symmetriegründen gibt es keine „mittlere“ Padspalte, sondern bei  $x = 0$  befindet sich ein Zwischenraum.

Unter Berücksichtigung dieser Randbedingungen wurden die Padeckkoordinaten nach dem in Anhang A.5 beschriebenen Verfahren berechnet.

Abbildung 2.24 zeigt die resultierende Padverteilung und die Auswirkung der Korrektur auf einzelne Pads. Die Padebene eines Detektormoduls besteht aus 4850 Polygonen, 138 werden wegen zu geringer Fläche entfernt oder sind zu ihren Nachbarn verbunden, so daß 4712 einzeln auszulesende Kanäle verbleiben.

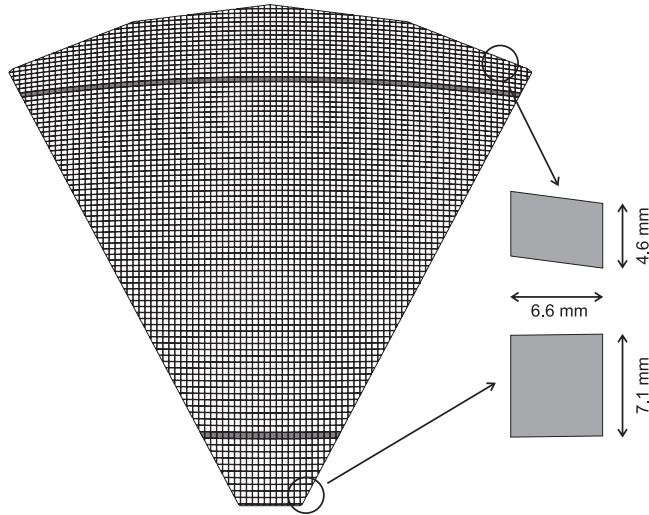


Abbildung 2.24: Verteilung der Pads auf der Detektorfläche. Zu erkennen ist die Deformation der Pads und die unterschiedliche Krümmung der Padzeilen.

Um die Auswirkung der Korrektur zu verifizieren, wurde die Simulation mit der neuen Padgeometrie wiederholt. Hierzu wurden die in kartesischen Koordinaten vorliegenden Auftrefforte der Photonen auf der Detektorfläche mit Hilfe der berechneten Padkoordinaten digitalisiert und in Zeilen- und Spaltenkoordinaten der Padebene ausgegeben. Das so erzielte Ergebnis ist in Abbildung 2.25 dargestellt. Es ist gut zu erkennen, daß die elliptische Deformation der Ringe im Vergleich zu Abbildung 2.10 deutlich abgenommen hat. Die Unschärfe der Ringe bei großen Polarwinkeln kann durch eine Modifikation der Padform nicht behoben werden, da diese maßgeblich durch die Lage der Detektorebene außerhalb der Fokalfächen des Spiegels verursacht wird.

Aus den simulierten Daten läßt sich auch die Winkelauflösung des RICH ableiten, indem zunächst die Zuordnung des Polarwinkels  $\theta$  und des Azimutwinkels  $\phi$  zu den einzelnen Pads bestimmt und anschließend der Winkelbereich, den jedes Pad abdeckt, ermittelt wird. In Abbildung 2.26 sind die polare und



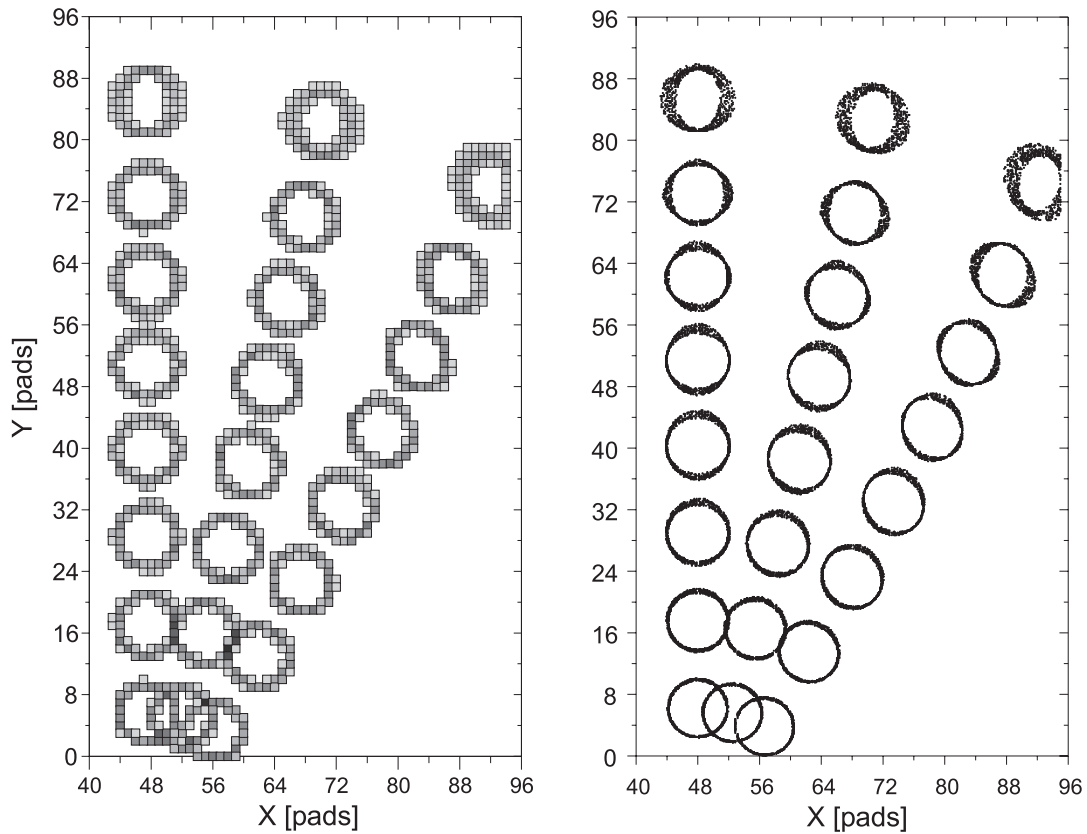


Abbildung 2.25: Ortsverteilung der Photonen auf der modifizierten Padebene. Links: Digitalisierungsergebnis mit Auflösung der Pads, die für die Echtzeitringerkennung verwendet wird. Rechts: Digitalisierungsergebnis mit Berücksichtigung des Photonenauftrefforts innerhalb des Pads (vgl. Abbildung 2.10).

azimutale Auflösung über der Padebene aufgetragen. Die polare Auflösung beträgt  $\approx 15$  mrad, die azimutale Auflösung bewegt sich zwischen 10 mrad und 75 mrad. Zu einer Verbesserung der Auflösung in der Datenanalyse kann die Tatsache benutzt werden, daß selbst bei einzelnen Photonen normalerweise mehrere Pads ansprechen und sich die induzierte Ladung auf diese verteilt. Durch Schwerpunktbildung dieser Ladungsverteilung läßt sich die Ortsauflösung des Photonendetektors auf  $\Delta x = \Delta y \approx 2$  mm erhöhen [Ger 98]. Zusätzlich besteht ein Ring meist aus mehr als den zur Festlegung des Mittelpunkts minimal benötigten 3 Photonen, was zu einer statistischen Verbesserung der Auflösung des bestimmten Ringmittelpunkts beiträgt. Beide Argumente können jedoch nur in der späteren Datenanalyse genutzt werden. Der Echtzeitringsuche zur Triggererzeugung steht die Pulshöhe der Einzelsignale nicht zur Verfügung, weshalb hier nur eine Auflösung im Bereich der geometrischen Auflösung der Pads zu erwarten ist.

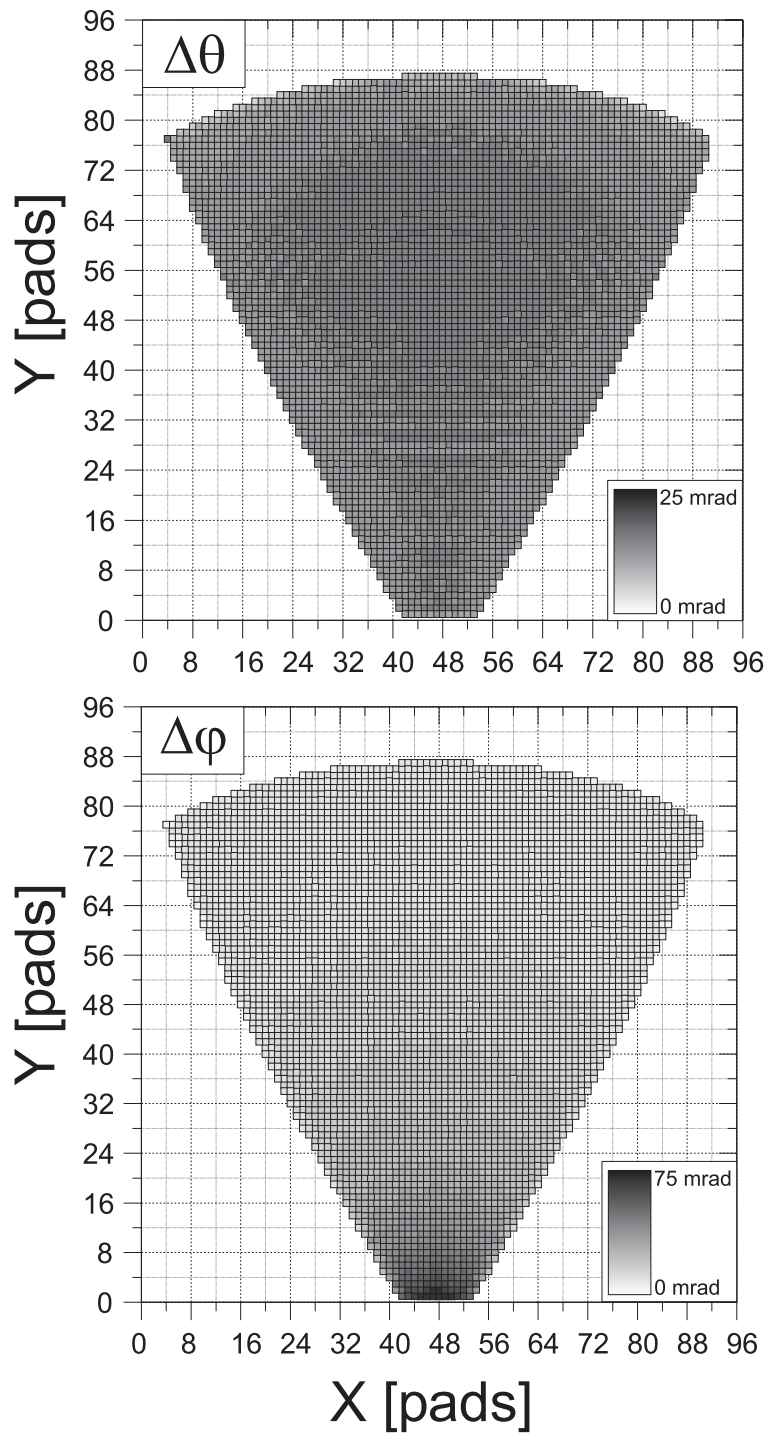


Abbildung 2.26: Geometrische Winkelauflösung des RICH in polarer (oben) und azimutaler (unten) Richtung. Es ist für jedes Pad der jeweils abgedeckte Winkelbereich dargestellt, wobei die Verbesserung der Auflösung durch Pulshöhenanalyse nicht berücksichtigt ist.

## 2.4 Ausleseelektronik

Der in der ersten Triggerstufe der HADES Auslese aus den Flugzeitdetektoren gewonnene Trigger selektiert lediglich die Ereignisse hoher Multiplizität, die von zentralen Kollisionen ausgehen. Der RICH ist das wesentliche Element der Echtzeitidentifikation von  $e^+e^-$ -Paaren, die bei HADES als zweite Triggerstufe zur weiteren Datenreduktion benötigt wird. In diese gehen neben dem Ergebnis der Ringsuche aus den Daten des RICH auch die Lage der elektromagnetischen Schauer in den Schauerzählern und eine Flugzeitbedingung ein.

Die Ausleseelektronik des RICH muß daher die folgenden Aufgaben erfüllen, die teilweise völlig verschiedene Datenpfade erforderlich machen:

- Analogsignalverarbeitung und Digitalisierung der insgesamt 28 272 Kanäle der 6 Photonendetektoren.
- Erzeugung eines schnellen Triggersignals für Elektronen und Positronen durch eine Echtzeitbildverarbeitung bei einer erwarteten Ereignisrate von  $10^5 \text{ s}^{-1}$ .
- Nullenunterdrückte Aufzeichnung aller in den Photonendetektoren gemessenen Pulshöhen für die spätere Datenauswertung.

Die Echtzeitanforderungen bei der Erzeugung der Triggersignale führen dazu, daß die Signatur für  $e^+e^-$ -Paare durch elektronische Baugruppen erkannt werden muß.

Die zusätzliche vollständige Speicherung aller verfügbaren Daten inklusive der Pulshöhe der einzelnen Kanäle wird in der späteren Auswertung der Daten verwendet, um die Schwellen der Nullenunterdrückung zu bestimmen, die Parameter der Ringsuche zu optimieren und eine präzisere Einschränkung potentieller Leptonentrajektorien zu ermöglichen. Hierfür ist ein paralleler Datenpfad in die Ausleseelektronik implementiert, der diese Daten für die Speicherung vorformatiert und der Datenaufnahmesoftware zur Verfügung stellt.

### 2.4.1 Allgemeines Konzept

Die genannten Anforderungen aus dem Experiment führen zu teilweise neuartigen Lösungsansätzen im Datenaufnahmekonzept:

- **Mehrstufige Datenreduktion:** Die hohe primäre Triggerrate und die große Zahl ausgelesener Kanäle (insgesamt  $\approx 80\,000$ ) führt zu Datenraten, deren vollständiger Transport zur Bandaufzeichnung technisch nur unter erheblichem Aufwand machbar und physikalisch wenig sinnvoll wäre. Stattdessen wird bereits innerhalb der Datenaufnahme eine stufenweise Reduktion bzw. Selektion interessierender Ereignisse vorgenommen. Nach Start der Datenaufnahme durch den primären Trigger legen alle Detektoren zunächst

komplette Ereignisdaten in einem Speicher (1. Pipe) ab. Die Daten werden parallel einer Bildverarbeitungseinheit (IPU) zugeleitet, die nach Signaturen für  $e^+e^-$ -Paare sucht. Hierdurch erfolgt eine erneute Datenreduktion, bevor die so ausgewählten Ereignisse in einem weiteren Speicher (2. Pipe) abgelegt werden. In einer weiteren Reduktionsstufe soll im Vollausbau der Datenaufnahme zusätzlich eine Auswertung der Spurinformatio n aus den Driftkammerdetektoren die auf Magnetbänder zu schreibende Datenmenge herabsetzen. Die ersten beiden Reduktionsstufen führen zu einem Unterdrückungsverhältnis von 1:1000. Abschätzungen der zu transportierenden Datenmengen sind in [Boe 99] gegeben, das Prinzip der mehrstufigen Datenreduktion ist in Abbildung 2.27 gezeigt.

- **Pipeline-basierter Datentransport:** Da die mehrstufige Datenreduktion sich auf die Verarbeitungszeit eines Ereignisses auswirkt, kann die vollständige Verarbeitung eines Ereignisses nicht abgewartet werden, bevor ein neues Ereignis aufgenommen wird. Dies würde die Totzeit derart verlängern, daß die gewünschten hohen Ereignisraten nicht nutzbar wären. Daher befinden sich zu jedem Zeitpunkt während des normalen Datenaufnahmebetriebs mehrere Ereignisse in der Bearbeitung, jedoch in verschiedenen Verarbeitungsstufen. Dieses Prinzip wird „Pipelining“ genannt.
- **Ereignispufferung:** Jede Zwischenspeicherstufe (Pipe) kann nicht nur einen Ereignisdatensatz aufnehmen, sondern ist in der Lage, mehrere Ereignisse zwischenzuspeichern. Hierdurch ist eine kurzzeitige Pufferung der Daten bei statistisch bedingten Schwankungen der Ereignisdatenmenge möglich. Der Datentransport muß nicht insgesamt angehalten werden, um ein Überlaufen einer Speicherstufe zu vermeiden. Die je Ereignis anfallende Datenmenge kann durch die durchgängige Anwendung einer Nullenunterdrückung stark schwanken und hängt maßgeblich vom in den jeweiligen Detektoren anfallenden Untergrund ab. Durch die Pufferung wird auch die asynchrone Bearbeitung der Ereignisse in den Datenaufnahmesystemen der einzelnen Detektoren ermöglicht.

Abbildung 2.27 zeigt schematisch das allgemeine Prinzip der Datenaufnahme.

## 2.4.2 Implementation am RICH

Die genannten Grundfunktionen können für jedes Detektorsystem unterschiedlich auf elektronische Baugruppen verteilt werden. Im Falle des RICH enthält ein direkt am Detektor angebrachtes Frontend-Modul (FE) neben der Analogsignalverarbeitung auch die 1. Pipe. Die Auslesesteuerung übernimmt eine spezielle Baugruppe „Readout Controller“ (RC), in der die 2. Pipe implementiert ist. Diese befindet sich zusammen mit einem Modul zur Triggerverteilung „Detector Trigger Unit“ (DTU) in einem VMEbus-Übertrahmen, welcher seinerseits von

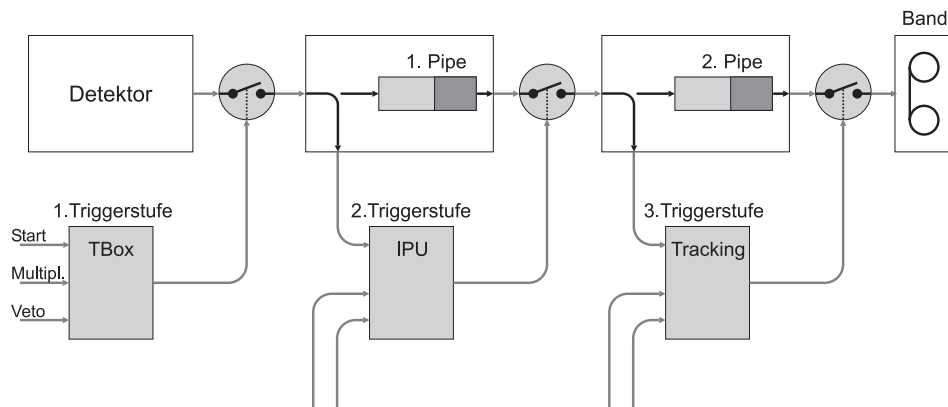


Abbildung 2.27: Prinzip der mehrstufigen Datenreduktion. Die ersten beiden Triggerstufen sind vollständig in elektronischen Baugruppen implementiert, die dritte Stufe nutzt software-basierte Methoden zur Spurrekonstruktion.

einem Prozessormodul (CPU) kontrolliert wird. Der Datentransport zur Bandaufzeichnung wird mittels einer auf der CPU befindlichen Glasfaserschnittstelle erledigt. Abbildung 2.28 zeigt die Verschaltung der Baugruppen.

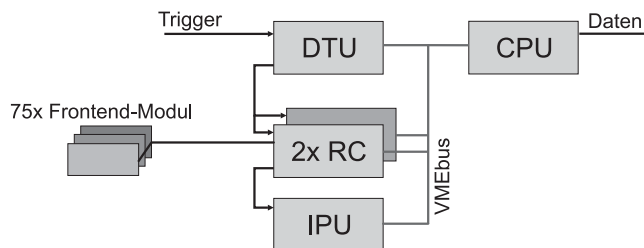


Abbildung 2.28: Vereinfachte Verschaltung der Elektronik-Baugruppen für einen Sektor des RICH. Aus Kostengründen sind in der praktischen Realisierung zwei Sektoren in einem Überrahmen zusammengefasst.

### 2.4.3 Frontend-Elektronik

Das Frontend-Modul stellt ein nahezu komplettes Datenaufnahmesystem für 64 Kanäle dar. Es enthält neben dem Analogteil auch die Digitalisierung, Nullenunterdrückung, die gesamte Ablaufsteuerung und den Speicher für mindestens 15 Ereignisse. Die Auslese der Daten aus dem Speicher wird unabhängig und asynchron vom Ereignistrigger über eine rein digitale Schnittstelle abgewickelt. Gleichzeitig ist das Modul so kompakt realisiert, daß es direkt an der Rückseite der Photonendetektoren angebracht werden kann. Abbildung 2.29 zeigt eines

der 450 eingesetzten Frontend-Module [Kas 99], die wesentlichen Funktionsblöcke und der Signalweg des Frontendmoduls sind in Abbildung 2.30 dargestellt.

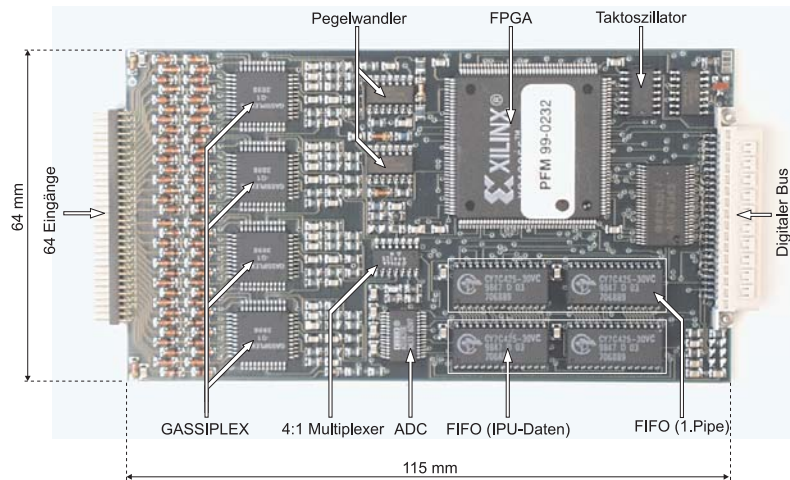


Abbildung 2.29: Ansicht eines Frontend-Moduls für 64 Kanäle.

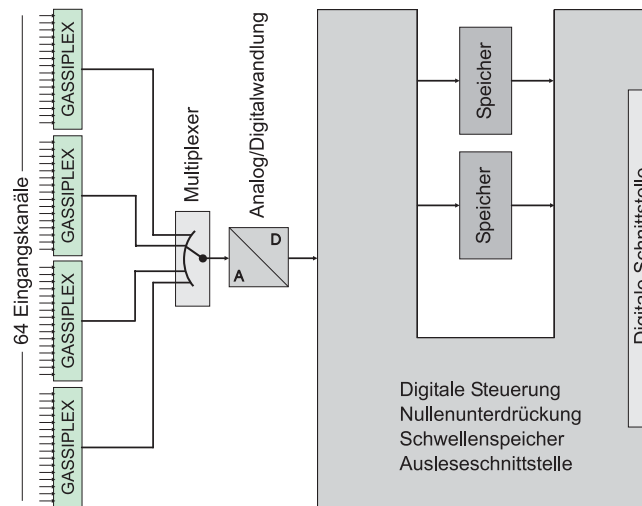


Abbildung 2.30: Funktionsblöcke der Frontendelektronik: Die Analogsignalverarbeitung findet in 4 GASSIPLEX-Bausteinen statt, deren Multiplex-Ausgangssignal auf einen Analog/Digitalwandler geschaltet wird. Nahezu alle Steuerungsfunktionen sind in einem programmierbaren Logikbaustein (FPGA) implementiert, der bei jeder Inbetriebnahme des Systems konfiguriert wird. Zur Speicherung der Daten befinden sich externe FIFO-Speicher auf dem Modul.

## Signalverarbeitung

Das von den Kathodenpads ankommende Ladungssignal wird in der ersten Stufe der Analogelektronik mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verstärkt. Hier kommt ein am CERN entwickelter, integrierter Baustein (GASSIPLEX) [Beu 90] [Beu 94] zum Einsatz, der 16 identische Vorverstärker enthält. In diesem Baustein sind zusätzlich auch ein Filter, Shaper (Differenzier- und Integrationsstufe), Track/Hold-Verstärker und ein 16:1-Ausgangsmultiplexer integriert. Der interne Aufbau ist in Abbildung 2.31 dargestellt. Das von dem ladungsemp-

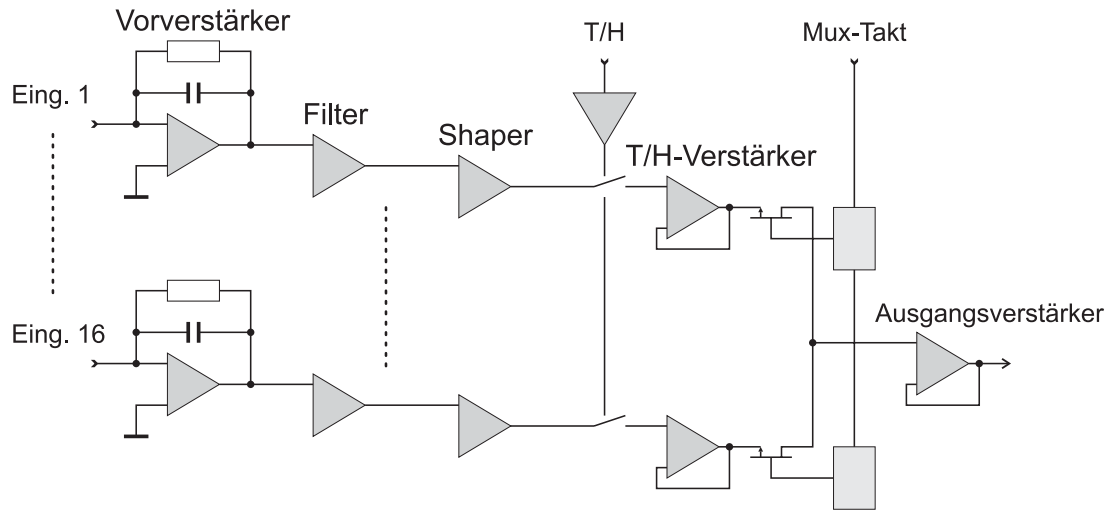


Abbildung 2.31: Interner Aufbau eines GASSIPLEX. Die Parameter des Filters und des Shapers sind durch externe Beschaltung kontrollierbar. Neben den hier gezeigten Steuerleitungen zum Festhalten des Signalpegels (T/H) und zum Durchschalten der 16 Kanäle auf den gemeinsamen Ausgangsverstärker (Mux-Takt) weist der Baustein zusätzliche Anschlüsse für Test- und Diagnosezwecke auf.

findlichen Vorverstärker ausgegebene Signal passiert eine Filterstufe, erfährt im Shaper-Verstärker eine Pulsformung und wird durch Öffnen des T/H-Schalters festgehalten. Die Laufzeit des Signals durch den Vorverstärker, Filter und Shaper beträgt  $\approx 550$  ns. Nach einem Ereignis, dessen Zeitpunkt durch das primäre Triggersignal gegeben wird, muß der T/H-Schalter mit dieser Verzögerungszeit geöffnet werden, um das Signalmaximum zu speichern. Die Ausgabe dieses Spannungspegel erfolgt anschließend sequentiell und wird durch extern anzusteuernde Taktsignale kontrolliert. Während dieses Teils der Auslese, die  $\approx 8 - 10 \mu\text{s}$  dauert, kann kein weiteres Ereignis aufgenommen werden, die hierfür notwendige Zeit geht in die Totzeit des Detektors direkt ein. Die wesentlichen technischen Daten des GASSIPLEX in der verwendeten Schaltung sind in Tabelle 2.5 zusammengefaßt.

Die vier Ausgangssignale der GASSIPLEX-Bausteine sind an einen externen 4:1-

Größe	Wert
Kanalzahl	16
Eingangsbereich	0–290 fC ( $\simeq 6.5$ MeV Si)
Peaking time	$\approx 550$ ns
Rauschen	$650 e^-$
Rauschen durch Eingangskapazität	$16 e^- / \text{pF}$
Ausgangspegel	0–2 V
Auslesetaktrate	2 MHz
Spannungsversorgung	$\pm 3.3$ V
Leistungsaufnahme	11 mW/Kanal

Tabelle 2.5: Technische Daten des GASSIPLEX

Multiplexer angeschlossen, der mit einer Multiplexfrequenz von 8 MHz betrieben wird. Durch einen integrierten Verstärker am Ausgang des Multiplexers wird das Ausgangssignal auf bis zu 3.5 V verstärkt, um den Eingangsbereich des folgenden Analog/Digitalwandlers (ADC) besser zu nutzen. Dieser 10 Bit auflösende Konverter wandelt mit einer Rate von 8 MHz die sequentiell angelegten insgesamt 64 Spannungspegel in digitale Daten um. Die Datenwandlung wird von der digitalen Ablaufsteuerung kontrolliert, die in einem programmierbaren Logikbaustein (FPGA) enthalten ist. Dieser Baustein erhält die digitalen Daten, führt die Nullenunterdrückung durch, ergänzt die Pulshöhenwerte durch Kanaladressen und speichert die so gebildeten 16 Bit breiten Datenworte gleichzeitig in zwei FIFO-Speicher. Der erste FIFO-Speicher dient als Puffer für die Daten, die unmittelbar zur Bildverarbeitungseinheit weitergeleitet werden, der zweite FIFO-Speicher stellt die 1. Pipe des Systems dar. In der 1. Pipe verbleiben die Daten solange, bis von der zweiten Triggerstufe eine Entscheidung über den Weitertransport oder das Verwerfen des Ereignisses gefällt wurde. Der Transport der Daten wird über eine digitale Schnittstelle abgewickelt, die den Zugriff auf beide Pufferspeicher und das FPGA erlaubt. Die flüchtige Programmierung dieses Logikbausteins, das verwendete Ausleseprotokoll und dessen zeitlicher Ablauf ist detailliert in [Boe 99] beschrieben.

## Rauschen

Zur Eichung der Empfindlichkeit des Gesamtsystems wurden mit einem Pulsgenerator bekannte Ladungsmengen über eine bekannte Koppelkapazität am Eingang des GASSIPLEX eingekoppelt und die digitalisierten Pulshöhen ausgewertet. Aus der Steigung  $m$  der Kurve in Abbildung 2.32 ergibt sich unmittelbar die einem ADC-Kanal entsprechende Ladungsmenge:

$$\Delta q_{\text{Kanal}} = \frac{1}{m} \cdot \frac{1}{e} \approx 1730 e^- \quad (2.32)$$



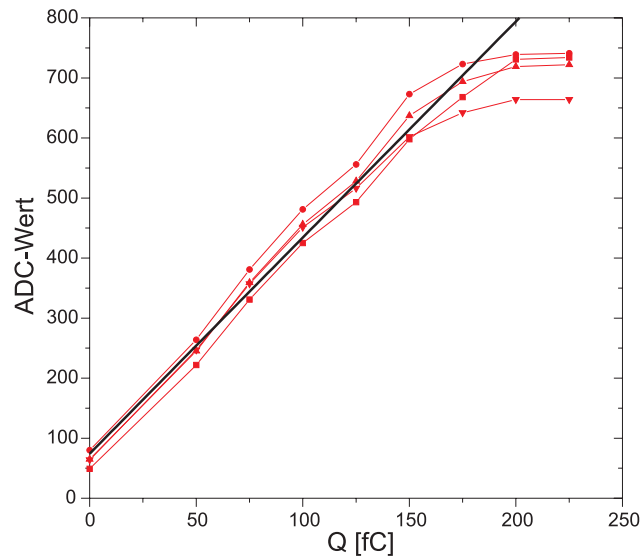


Abbildung 2.32: Ausgangswert des Analog/Digitalwandlers gegen die am GASSIPLEX-Eingang eingekoppelte Ladung für 4 verschiedene GASSIPLEX-Bausteine. Die durchgezogene Linie ist eine lineare Anpassung, wobei Meßwerte im Sättigungsbereich ausgespart wurden.

Weiterhin wurde das Rauschverhalten der analogen Signalverarbeitung am betriebsbereiten Detektor untersucht. Hierzu wurde die Datenaufnahme mit einem Triggersignal aus einem Pulsgenerator betrieben. Nach der Akkumulierung von  $\approx 1000$  Ereignissen erfolgte eine statistische Auswertung für jeden Kanal. Der resultierende Mittelwert stellt den Gleichspannungsoffset des Meßsignals und die Standardabweichung das Rauschen des Kanals dar. Abbildung 2.33 zeigt für alle Pads eines Sektors die gemessene Standardabweichung und für zwei ausgewählte Pads exemplarisch die Verteilung der Pulshöhen. Wie bereits in Tabelle 2.5 angegeben, hängt das Rauschen des GASSIPLEX von der am Eingang angeschlossenen Kapazität ab. Zu dieser Kapazität addieren sich parasitäre Kapazitäten auf der Leiterplatte des Frontend-Moduls, durch Steckverbinder, Leiterbahnen auf der Rückseite der Kathodenplatine und die Kapazität des Kathodenpads selbst. Besonders der Einfluß der Leiterbahnführung auf der Kathodenplatine führt zu unterschiedlichem Rauschen einzelner Kanäle in Abhängigkeit von der Lage des angeschlossenen Pads. Die Kapazität an verschiedenen Vorverstärkereingängen variiert dadurch zwischen  $\approx 10$  pF und  $\approx 20$  pF. Mit einem Grundrauschen von  $650 e^-$  wäre so ein Gesamtrauschen von  $\approx 800 e^-$  bis  $\approx 1000 e^-$  zu erwarten. Wie Abbildung 2.33 jedoch zeigt, war das gemessene Rauschen zunächst durchschnittlich um einen Faktor 2-3 höher. Dies deutete darauf hin, daß es neben dem durch den Vorverstärker verursachten Rauschen noch zusätzliche Quellen von Störungen gab. Neben Einstreuungen von außen kamen auch Erdungspro-

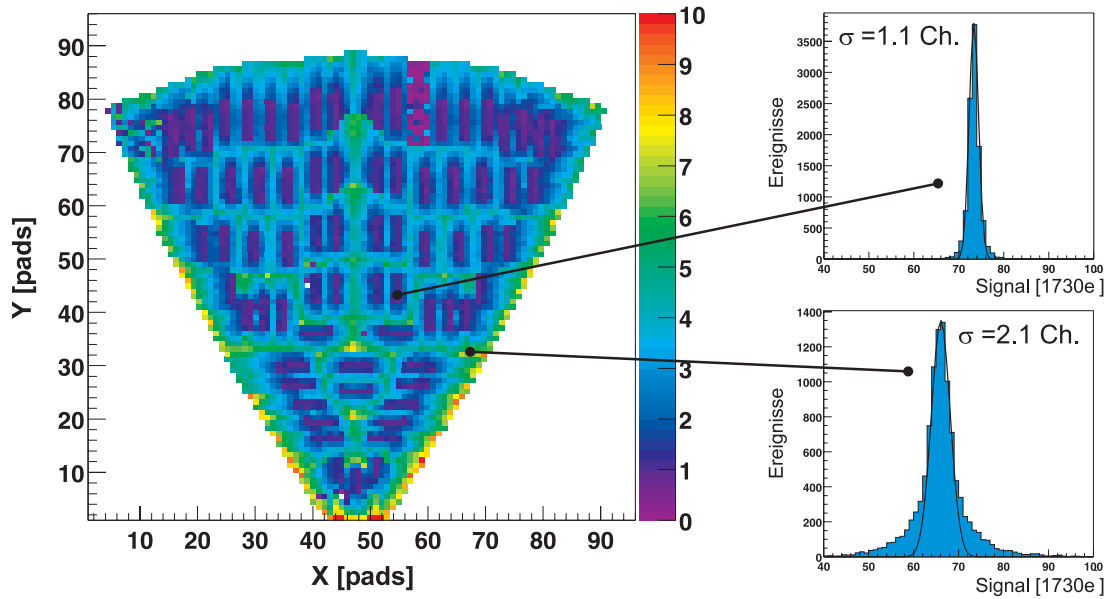


Abbildung 2.33: Links: Standardabweichungen (Rauschen) aller Pads vor Entstörung des Detektors. Gut erkennbar ist die unterschiedliche Stärke des Rauschens, die durch verschieden lange Leiterbahnen zwischen Frontend-Stecker und Pad verursacht wird. Die Zonen niedrigen Rauschens (dunkel) befinden sich in unmittelbarer Nähe der Steckverbinder, die Bereiche hohen Rauschens (hell) zeigen Pads, die durch längere Leiterbahnen zu den Steckern verbunden sind. Rechts: Pulshöhenverteilung einzelner Pads nahe und abseits der Steckerposition.

bleme des Detektors und Störungen auf den Versorgungsleitungen durch die in unmittelbarer Nähe betriebene Digitalelektronik in Betracht. Nach Entstörung und Modifikation des Erdungskonzeptes am Detektor konnte das in Abbildung 2.34 Rauschspektrum aufgenommen werden. Nur für wenige Pads wurde ein Rauschen  $\sigma > \Delta q_{\text{Kanal}} = 1730e^-$  gemessen.

### Nullenunterdrückung

Auch nach sorgfältiger Entstörung verbleiben für jedes Pad ein positiver Signaloffset und ein Rauschen, die im Normalbetrieb zum Ansprechen aller Pads des Detektors führen würde. Um dies zu vermeiden, wird für jedes Pad eine individuelle Schwelle  $x_{\text{thr}}$  aus den gemessenen Rauschdaten nach Gleichung 2.33 ermittelt und in den Digitalteil des Frontend-Moduls geladen.

$$x_{\text{thr}} = \bar{x} + n \cdot \sigma(x) \quad (2.33)$$

Erst wenn ein Signal diesen Schwellenwert überschreitet, wird der Pulshöhenwert und die Kanalnummer des Pads in den Speicher des Frontend-Moduls abgelegt. Alle Pads, deren Signale unterhalb ihrer Schwelle liegen, liefern keine Daten.

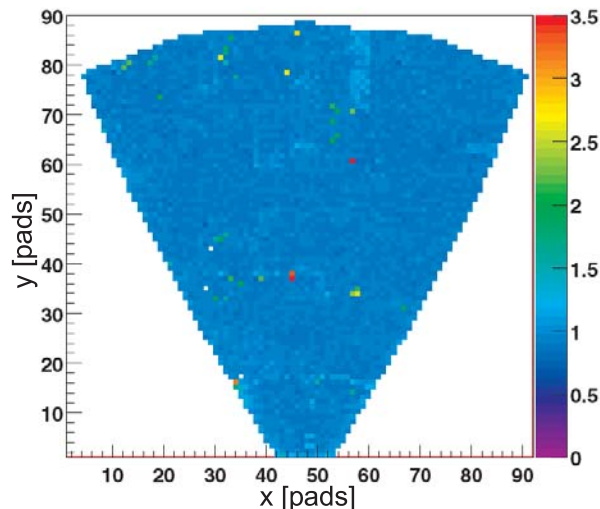


Abbildung 2.34: Standardabweichung eines Sektors nach sorgfältiger Erdung und Entstörung. Das Rauschen liegt für alle Pads bei etwa einem ADC-Kanal.

Diese Nullenunterdrückung reduziert die zu speichernde und zu transportierende Datenmenge auf  $\approx 1 - 5\%$  der durch die Analog/Digitalwandlung erzeugten Daten.

#### 2.4.4 Auslesesteuerung

Die Steuerung der Auslese wird von speziellen Baugruppen übernommen, die im Falle des RICH ein „Readout Controller“ (RC) und eine „Detector Trigger Unit“ (DTU) sind. Eine rein programmgestützte Ausführung der Auslese mit kommerziell verfügbaren Prozessoren und Ein/Ausgabe-Baugruppen ist wegen des hohen Grades an Parallelität und teilweise sehr zeitkritischen Abläufen nur mit großem Aufwand machbar. Daher wurden bereits 1994 Konzepte für spezielle Baugruppen entworfen [Kas 94], die diese Abläufe in festverdrahtete Elektronik abbilden. Im einzelnen erledigt die aus RC und DTU bestehende Auslesesteuerung folgende Aufgaben:

- **Triggerverteilung:** Die Triggersignale aus der ersten und zweiten Triggerstufe werden über gemeinsame Leitungen an alle Detektorsysteme verteilt. Neben dem Trigger werden zusätzliche Informationen über die Art des Triggers und eine eindeutige Markierung für das jeweilige Ereignis übertragen. Die DTU erhält diese Informationen, wertet sie aus und entscheidet, ob eine Auslese des RICH durchgeführt werden muß.
- **Busy-Erzeugung:** Während laufender Auslesezyklen muß der Triggerver-

teilung bekannt gemacht werden, daß derzeit keine weiteren Zyklen gestartet werden können. Dies geschieht durch verschiedene Busy-Signale, die sowohl durch die FE-Elektronik als auch durch die Auslesesteuerung selbst generiert werden.

- **Schnittstelle zur FE-Elektronik:** Ein RC enthält 8 Schnittstellen für jeweils bis zu 8 verkettete Frontend-Module. Durch diese Schnittstelle ist ein Zugriff auf die Frontendelektronik möglich, um diese vor dem Start der Datenaufnahme zu konfigurieren, die individuellen Schwellen für die einzelnen Kanäle zu übertragen und während des Auslesebetriebs die Daten aus den Pufferspeichern des FE-Moduls abzuholen.
- **Ablaufsteuerung der FE-Auslese:** Da die Schnittstelle der FE-Elektronik sowohl für den Transport der Daten zur Bildverarbeitung als auch zur Übertragung der Pulshöheninformation in die 2. Pipe benutzt wird, muß die Reihenfolge der Zugriffe koordiniert werden. Innerhalb eines dieser Zyklen erfolgt die Auslese nach einem festgelegten Protokoll, dessen zeitkritischer Ablauf exakt eingehalten werden muß.
- **Fehlerkontrolle:** Mittels einer eindeutigen Markierung, die bereits in der FE-Elektronik in den Datenstrom eingefügt wird, ist es beim Sammeln der Daten im RC möglich, diese auf Konsistenz zu prüfen. Nur wenn alle gesammelten Ereignisdaten aus den Frontend-Modulen dieselbe Markierung tragen, ist sichergestellt, daß diese dasselbe Ereignis als Ursprung haben. Andernfalls wird ein Fehlersignal erzeugt, das zum Anhalten der Datenaufnahme führt.
- **Datenspeicherung (2. Pipe):** Auf dem RC ist Speicher untergebracht, der die 2. Pipe darstellt. In diesem Speicher werden die Daten bereits zu Teildatensätzen eines Ereignisses (Subevents) zusammengefügt, die anschließend über eine Glasfaserverbindung zur Bandaufzeichnung transportiert werden.
- **Transport der Daten zur IPU:** Die Bildverarbeitungseinheit (IPU) wird durch die Auslesesteuerung mit den nötigen Daten für die Echtzeitmustererkennung versorgt. Es handelt sich hierbei um einen getrennten Datenpfad, da diese Übertragung bereits erfolgen muß, bevor klar ist, ob das Ereignis endgültig verworfen oder gespeichert werden soll.

Nach der Realisierung zweier Prototypen des Readout Controllers und der damit einhergehenden Weiterentwicklung der Schaltungskonzepte [The 98] wurden 1999 die nun am RICH eingesetzte Baugruppen hergestellt, programmiert und in Betrieb genommen [Mai 99a]. Die Details der Programmierung und der Ablauf der Inbetriebnahme sind detailliert in [Boe 99] beschrieben. Dort findet

sich auch eine Darstellung der Abläufe in der DTU, die für den Einsatz an einem bestimmten Detektor des Spektrometers jeweils eine darauf abgestimmte Programmierung benötigt.

### 2.4.5 Ringerkennung

Aufgrund der Echtzeitanforderungen an die Erzeugung des Triggersignals für  $e^+e^-$ -Paare wird die Suche nach Ringen im RICH durch elektronische Baugruppen vorgenommen, die einen Mustervergleich mittels festverdrahteter Digitalelektronik durchführen [Leh 00]. Eine Voraussetzung hierfür ist, daß das zu suchende Muster in Form und Größe gut bekannt ist und nach Möglichkeit nur geringen Schwankungen unterliegt. Die durch ( $\beta \approx 1$ )-Teilchen erzeugten Ringe erfüllen dieses Kriterium sehr gut, die ortsabhängige Deformation der Ringe aufgrund der Abbildungsoptik konnte durch entsprechende Gestaltung des Photonendetektors vermindert werden. Der Mustervergleich betrachtet für die gesamte Detektorfläche alle möglichen Bereiche von  $13 \times 13$  Pads und ermittelt durch Vergleich mit einer Ringmaske die Zahl der angesprochenen Pads, die auf dieser Maske liegen. Zusätzlich werden innerhalb und außerhalb des Rings Regionen festgelegt, die keine angesprochenen Pads enthalten sollen. Auch für diese „Veto-Regionen“ wird die Zahl der angesprochenen Pads abgezählt. In keine der beiden Vergleichsoperationen geht die Pulshöheninformation der Pads ein, es wird nur das Ergebnis des digitalen Schwellendiskriminators in der FE-Elektronik genutzt. Aus den so abgezählten Pads innerhalb des Fensters wird eine Ringqualität abgeleitet und dem zentralen Pad des Fensters als Wert zugewiesen. Das Ergebnis dieser Transformation ist die Umsetzung potentieller Ringe in lokale Maxima der Ringqualität aufgetragen über der Detektorfläche. Überschreitet der Wert eines derart gefundenen lokalen Maximums einen wählbaren Schwellenwert, so gilt das Pad, das diesen Wert annimmt, als Zentrum eines gefundenen Rings. Die Koordinaten dieses Pads werden nun mit den Ergebnissen der Bilderkennungsverfahren von Schauerzähler und Flugzeitmessung zusammengeführt und liefern so den leptonenselektiven Trigger des Spektrometers. Das Ringerkennungsverfahren sowie seine Umsetzung in der RICH IPU werden im Detail in [Leh 00] beschrieben und sind in [Leh 99] zusammengefaßt. Die Zusammenführung der Bildverarbeitungsergebnisse aller Detektoren und die Erzeugung des Triggersignals der 2. Triggerstufe sind in [Tra 99] erläutert.



# Kapitel 3

## Experimente

Das HADES-Spektrometer und dessen Detektoren befinden sich in der Aufbau- bzw. Inbetriebnahme phase. Die für den Vollausbau vorgesehenen Experimente zur Untersuchung der Medieeffekte von Hadronen werden daher erst in Zukunft in Angriff genommen werden können. Das Interesse der bereits durchgeführten Experimente richtete sich hauptsächlich auf den Test und die Charakterisierung der Detektorsysteme. Das damit gesammelte Verständnis über das Verhalten und den Betrieb der Detektoren unter realen Experimentbedingungen liefert wichtige Informationen für die spätere Auswertung der geplanten Messungen. Gleichzeitig wurden in diesen Vorexperimenten die Annahmen auf ihre Tauglichkeit geprüft, die maßgeblich in den Entwurf des Spektrometers eingegangen sind. Die gemeinsame Durchführung dieser Experimente mit Prototypen der verschiedensten Detektoren bot die Möglichkeit, eine gemeinsame integrierte Datenaufnahme zu erproben und deren Funktion durch Aufnahme korrelierter Ereignisse zu zeigen. Im Folgenden werden die Ergebnisse eines Experiments mit dem RICH Prototyp und der ersten Messung mit einem teilausgebauten RICH vorgestellt und diskutiert.

### 3.1 Messungen mit dem RICH Prototyp

Im Sommer 1997 wurde an der GSI in Darmstadt ein Experiment unter Beteiligung des RICH-Prototyps, eines Driftkammer-Moduls, eines Preshower-Detektors und eines TOF-Moduls durchgeführt. Zusätzlich wurden verschiedene Konzepte für den Startzähler erprobt. Der Aufbau befand sich nicht an dem für HADES vorgesehenem Strahlplatz, sondern wurde an einem Strahlplatz aufgebaut, zu dem eine betriebsbereite Strahlführung vorhanden war.

#### 3.1.1 Zielsetzung

Im einzelnen wurden folgende Ziele verfolgt:

- **Untergrund durch geladene Teilchen im RICH bei Schwerionenkollisionen:** Neben der Photonenzahl pro Ring ist der Untergrund im

RICH entscheidend für die Effizienz der Ringerkennung. Eine große Zahl ansprechender Pads, die nicht durch Photonen verursacht wurden, erschwert die Erkennung von Ringen mit der in Kapitel 2.4.5 beschriebenen Methode einer einfachen Maske erheblich. Außerdem erzeugen geladene Teilchen durch die hohe Ladungsdeposition in der Drahtkammer so starke Entladungen, daß der Betrieb des Zählers beeinträchtigt werden kann. Um diese Fragen zu untersuchen, wurde ein sehr schweres Stoßsystem mit einer Energie von  $1\text{ A}\cdot\text{GeV}$  gewählt:



Der hierbei auftretende Untergrund an geladenen Teilchen ist an der oberen Grenze dessen, was im realen Experimentbetrieb von HADES zu erwarten ist. Zusätzlich wurde ein Target mit einer Wechselwirkungsdicke von 10% verwendet, das zu einer zehnfach erhöhten Kollisionsrate gegenüber den später vorgesehenen 1%-Targets führt. Kernreaktionen in den vor dem RICH strahlaufwärts angebrachten Startzählern führen ebenfalls zu geladenen Teilchen, die den RICH durchdringen. Auch die hierdurch zusätzlich verursachten Signale sollten untersucht werden.

- **Ansprechmuster und mittlere Bedeckung des Photonendetektors:** Zur Optimierung der Ringerkennung sind genaue Informationen über die Zusammensetzung der Ringe aus Photonentreffern und die Verteilung der Ladung auf die Pads für einzelne Photonen nötig. Die so gewonnenen Daten sind auch für den Digitalisierungsteil der RICH Simulation von Bedeutung. Die mittlere Bedeckung des Photonendetektors, d.h. die mittlere Zahl ansprechender Pads pro Ereignis, ist ein wichtiges Kriterium für die Auslegung der Datenaufnahme. Sie hat direkten Einfluß auf die notwendige Speichertiefe der Pipes und den Mindestdurchsatz des Datentransports.
- **Photonenzahl pro Ring:** Die in Kapitel 2.2.6 aufgeführten Materialeigenschaften des Radiators, des Spiegels, des Fensters und der Photokathode tragen zur Photonenausbeute des RICH bei, die sich experimentell in der Zahl der nachgewiesenen Photoelektronen pro Ring niederschlägt. Mit der vorliegenden Messung sollte untersucht werden, ob die an kleinen Proben entwickelten und optimierten Verfahren auf einen Detektor mit der Größe eines HADES Sektors übertragen werden können.
- **Stabilität des Photonendetektors:** Ein wichtiger Punkt des Experiments war die Frage, ob sich der Photonendetektor bei gleichbleibend hoher Gasverstärkung über einen längeren Zeitraum stabil betreiben läßt. Dies sollte insbesondere bei hohen Reaktionsraten und unter starkem Teilchenuntergrund sichergestellt sein, ohne daß es zu Durchbrüchen, spontanen Entladungen oder Überschlügen in der Drahtkammer kommt.



Um die genannten Ziele zu erreichen, wurde ein Aufbau angestrebt, der in seinen wichtigen Parametern dem geplanten RICH möglichst nahe kommt. Der Experimentaufbau wird im folgenden Kapitel näher dargestellt.

### 3.1.2 Experimentaufbau

Die Prototypen der eingesetzten Detektoren wurden auf separaten Tragekonstruktionen im Hinblick auf die Abstände ähnlich zur späteren HADES Geometrie angeordnet (siehe Abbildung 3.1). Es wurde ein sehr einfaches Triggersystem ohne Bildverarbeitung und zweite Triggerstufe realisiert. In einem

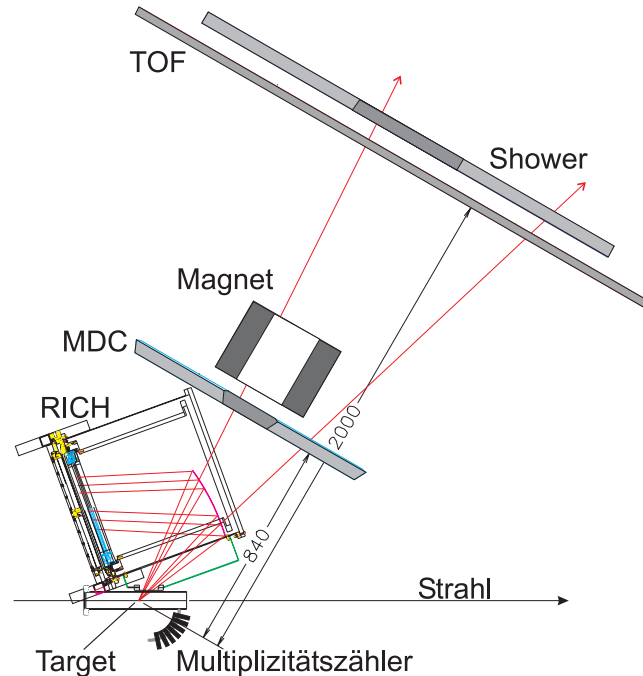


Abbildung 3.1: Anordnung der Detektoren im Testexperiment. Direkt am Strahlrohr befindet sich das kastenförmige Radiatorgehäuse, dahinter ein Sektor einer Driftkammer (MDC). Nach einem normalleitenden Magneten sind einige TOF-Module und ein Schauerzähler angeordnet.

Kohlefaser-Strahlrohr befand sich das  $^{208}\text{Pb}$ -Target mit einer Massenbelegung  $\rho \cdot d = 6 \text{ g/cm}^2$ , was einer Wechselwirkungsdicke von  $\approx 10\%$  entspricht. Zur Erzeugung eines Triggersignals aus der in der Reaktion auftretenden Teilchenmultiplizität ( $M \approx 200$ ) wurde nahe dem Target ein Detektor aus 35 Szintillatoren mit Photomultiplierauslese angeordnet (Abbildung 3.2). Aufgrund des kleinen abgedeckten Raumwinkels und der großen Öffnungswinkel von Leptonenpaaren aus Vektormesonzerfällen ist ihr Nachweis mit der Beobachtung beider Leptonen praktisch ausgeschlossen. Der größte Teil der im RICH erwarteten Leptonener-

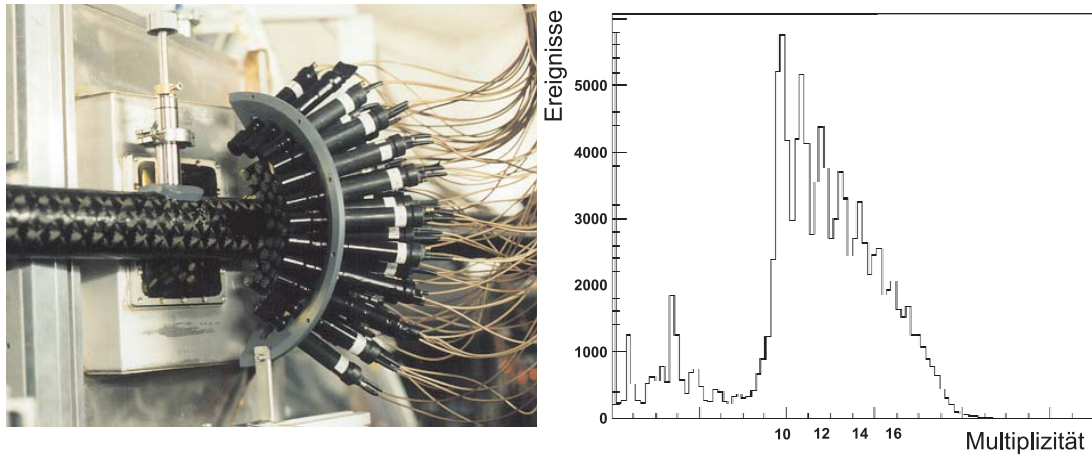


Abbildung 3.2: Links: Anordnung von Target, Multiplizitätsdetektor und Eintrittsfenster des RICH-Radiators. Rechts: Beispiel eines gemessenen Multiplizitätsspektrums mit einer Triggerschwelle bei Multiplizität 8.

eignisse rührt von Elektronen und Positronen her, die in  $\pi^0$ -Dalitzzerfällen und durch externe Paarkonversion im Target und im Radiator produziert werden.

$$\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma; \quad \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow (e^+e^-e^+e^-) \quad (3.1)$$

Bei jedem zentralen Schwerionenstoß entstehen  $\approx 20$  neutrale Pionen. Charakteristisch ist die Öffnungswinkelverteilung der emittierten  $e^+e^-$ -Paare, deren Mittelwert bei Konversionspaaren im Bereich  $\alpha_{e^+e^-} \approx 1^\circ$  und bei  $\pi^0$ -Dalitzzerfällen bei  $\alpha_{e^+e^-} \approx 15^\circ$  liegt. Abbildung 3.3 zeigt exemplarisch simulierte Öffnungswinkelverteilungen für die Reaktion Au+Au bei  $1A \cdot GeV$  [Sch 95]. Die Anzahl der

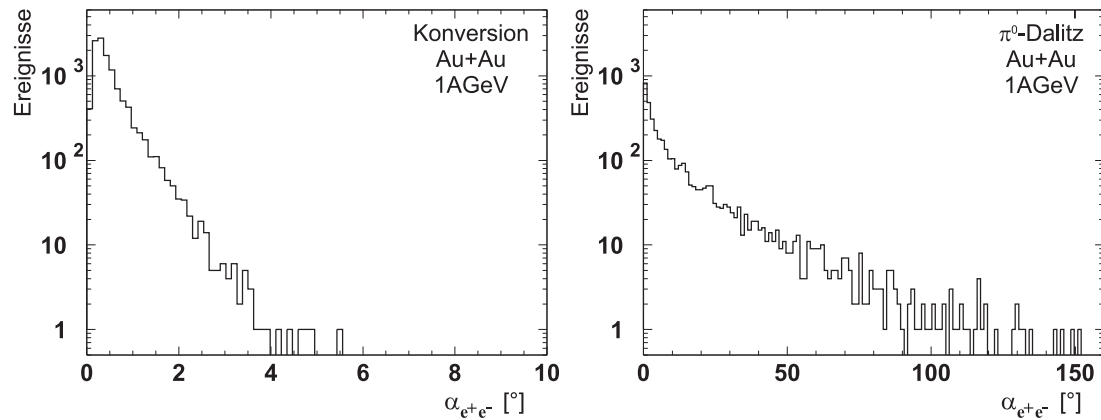


Abbildung 3.3: Öffnungswinkelverteilungen im Laborsystem für die Reaktion Au+Au bei  $1A \cdot GeV$ . Links: Externe Paarkonversion. Rechts:  $\pi^0$ -Dalitzzerfall.

für jedes  $\pi^0$  erzeugten Elektronen bzw. Positronen und ihr Entstehungsort sind für die Reaktion U+Pb in Abbildung 3.4 dargestellt. Der größte Teil der Leptonen wird durch externe Paarkonversion im Target erzeugt. Diese mit kleinem Öffnungswinkel emittierten Leptonenpaare führen zu Doppelringen im RICH, die teilweise nicht mehr voneinander getrennt erkannt werden können. Nachdem diese Ereignisse in späteren Experimenten jedoch einen Beitrag zum Untergrund leisten, der bestmöglich unterdrückt werden soll, ist es durchaus von Interesse, die Verfahren der Ringerkennung auch hinsichtlich ihres Verhaltens gegenüber derartigen Doppelringen zu untersuchen.

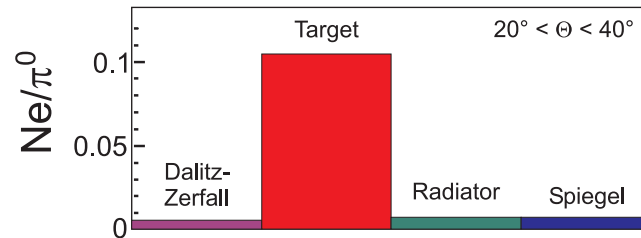


Abbildung 3.4: Anzahl der Elektronen und Positronen, die pro produziertem  $\pi^0$  in den Raumwinkelbereich des Prototypaufbaus emittiert werden. Es sind sowohl  $\pi^0$ -Dalitzzerfälle als auch die im 10%-Pb-Target, Radiator und Spiegel durch externe Paarkonversion entstehenden Leptonen berücksichtigt.

Auf Höhe des Targets befindet sich gegenüber dem Multiplizitätszähler das dünne Folieneintrittsfenster des RICH-Gasradiator (siehe Abbildung 3.2). Da der RICH im Gegensatz zu den anderen Detektorsystemen nicht aus einzelnen Sektoren besteht, gab es nicht die Möglichkeit, nur einen Sektor einzusetzen. Stattdessen war der RICH Prototyp aus einem kastenförmigen Radiatorgehäuse, einem Spiegel und einem quadratischen Photonendetektor zusammengesetzt, wie Abbildung 3.5 zeigt. Als Radiator wurde  $C_4F_{10}$  unter Normaldruck eingesetzt, wobei die Länge der Teilchenbahn im Radiator  $\approx 400$  mm betrug. Dies entspricht im HADES RICH einem Polarwinkel  $\theta \approx 20^\circ$ . Das Cherenkovlicht wurde von einem sphärischen Glasspiegel mit einem Krümmungsradius  $R \approx 870$  mm reflektiert, der ebenso wie der vorgesehene große Spiegel mit Al und  $MgF_2$  beschichtet wurde. Das Eintrittsfenster des Photonendetektors bestand aus zusammengefügt hexagonalen  $CaF_2$ -Kristallen, ähnlich denen, die auch im HADES RICH zur Herstellung des Fensters verwendet werden. Als Photonendetektor wurde eine quadratische Drahtkammer eingesetzt, die in ihrem Aufbau den endgültigen Photonendetektormodulen sehr ähnlich und in [Ger 98] beschrieben ist. Die Photokathode ist in 6400 quadratische,  $6\text{ mm} \times 6\text{ mm}$  große Pads unterteilt, die nach dem in Kapitel 2.3.3 beschriebenen Verfahren mit CsI beschichtet wurden. Als Ausleseelektronik kamen integrierte Vorverstärker vom Typ „AMPLEX“ zusammen mit einer CAMAC basierten Auslese zum Einsatz. Bei dem

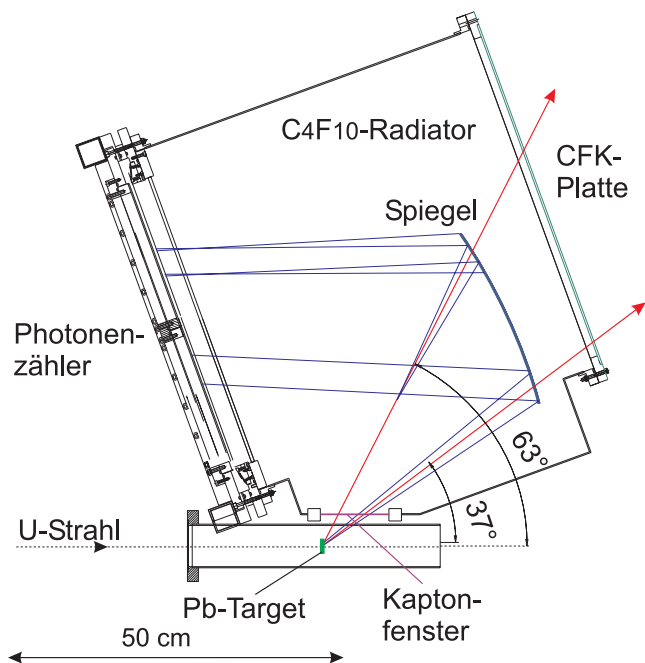


Abbildung 3.5: Schnittdarstellung des Prototyp-RICH-Detektors für das Testexperiment 1997.

AMPLEX [Beu 90] Baustein handelt es sich um die ebenfalls am CERN entwickelte Vorgängerversion des bei HADES verwendeten GASSIPLEX. Die wichtigsten Merkmale des Prototyp-RICH entsprechen somit den für den HADES RICH geplanten Werten. Einige Parameter weichen jedoch in Richtung kleinerer Werte ab, so daß die erwartete Photonenausbeute geringer ausfällt:

- **Kleinerer Raumwinkel:** Die Größe des verwendeten Spiegels begrenzte den vom RICH abgedeckten geometrischen Raumwinkel auf  $\Omega \approx 0.073 \cdot \pi$ , was nur  $\approx 4\%$  des für HADES vorgesehenen Raumwinkels ausmacht.
- **Verminderte Reflektivität des Spiegels:** Die Qualität der Al/MgF<sub>2</sub>-Beschichtung sowie die Oberflächengüte des Glassubstrates erreichten nicht die optimalen Werte. Die Reflektivität des verwendeten Glasspiegels zeigt Abbildung 3.6.
- **Verminderte Transmission des Radiators:** Die Transmission des C<sub>4</sub>F<sub>10</sub> wurde während des Experiments laufend gemessen und blieb unter den im Labor erreichten Werten (siehe Kapitel 2.2.2). Das Ergebnis der Messungen zeigt Abbildung 3.7.
- **Verminderte Transmission des Fensters:** Für das CaF<sub>2</sub>-Fenster des Prototyp-RICH wurden die ersten gelieferten Kristalle verwendet. Deren

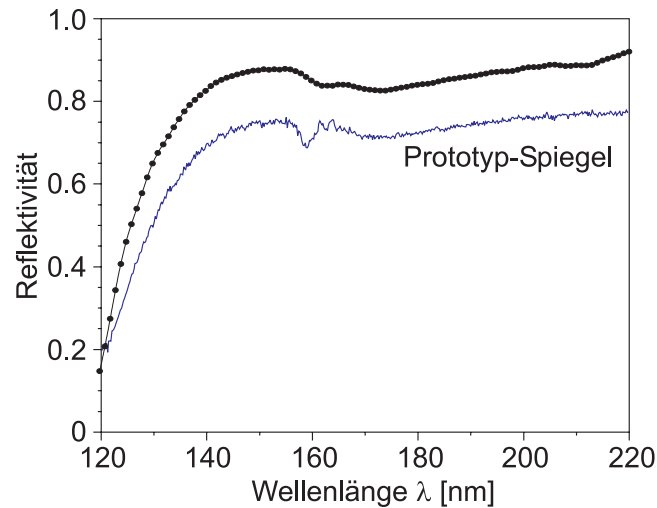


Abbildung 3.6: Reflektivität des Glasspiegels im RICH Prototyp. Zum Vergleich ist die bereits in Kapitel 2.2.3 angegebene und mit dem aktuellen Beschichtungsverfahren erreichbare Reflektivität gezeigt.

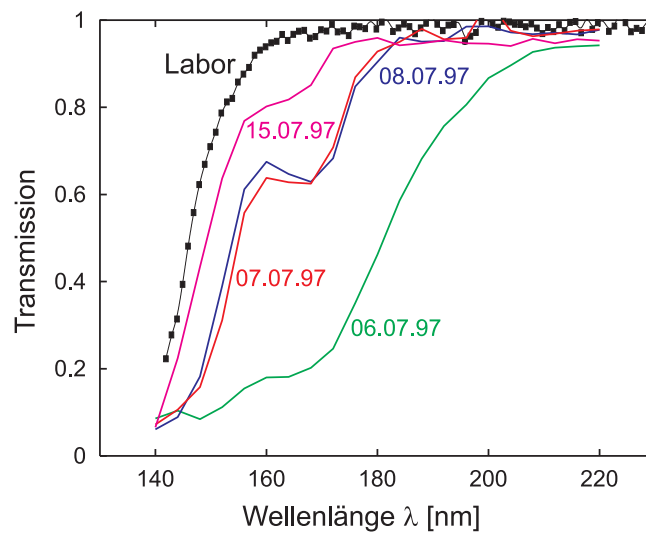


Abbildung 3.7: Entwicklung der Transmission des Radiatorgases während des Experiments. Die gepunktete Kurve zeigt die im Labor erreichten Werte für ein 40 cm langes Testvolumen bei Normaldruck.

Transmission, die in Abbildung 3.8 gezeigt ist, lag noch außerhalb der geforderten Spezifikation.

Aus den genannten Materialparametern kann eine Photonenausbeute des RICH Prototyps zu  $N_0 \approx 100 \text{ cm}^{-1}$  abgeschätzt werden. Damit ergibt sich für die zu

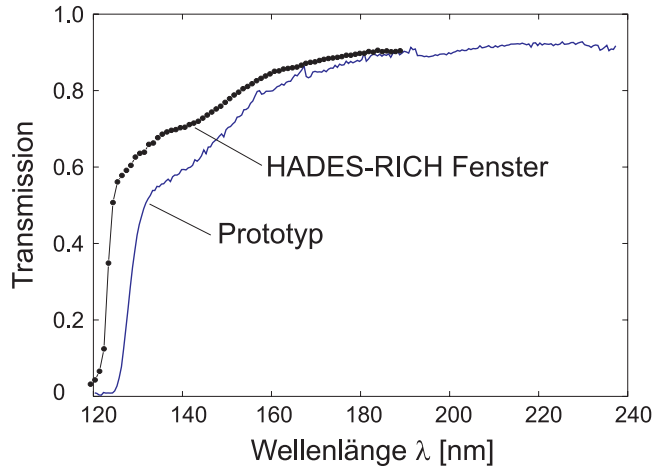


Abbildung 3.8: Transmission der  $\text{CaF}_2$ -Kristalle des Prototyp-Fensters. Zum Vergleich ist die Transmissionskurve der im HADES RICH verwendeten Kristalle angegeben.

erwartende Photonenzahl je Ring  $N_{\text{Photon}} \approx 11$ .

### 3.1.3 Ergebnisse

Die Messungen wurden bei Strahlströmen zwischen  $5 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$  und  $3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$  durchgeführt, wobei im Target bis zu  $3 \cdot 10^5$  Reaktionen/s auftraten. Aufgezeichnet wurden nur Ereignisse mit einer Multiplizität geladener Teilchen  $M \geq 8$ , um den Leptonengehalt zu erhöhen. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

#### Bedeckung

Ein einfaches Abzählen der ansprechenden Pads in jedem Ereignis liefert eine exponentielle Verteilung mit einem Mittelwert von  $\langle N_{\text{Pad}} \rangle \approx 26$ . Dies entspricht  $\approx 0.5\%$  der insgesamt ausgelesenen Kanäle. Die Bedeckung des Detektors bleibt somit bei nahezu allen Ereignissen deutlich unter 10%, welche für die Planung der HADES RICH Datenaufnahme als obere Grenze angenommen wurde. Für weitere Abschätzungen des Datendurchsatzes und die notwendige Auslesezeit kann aufgrund dieses Vorexperiments von einer Bedeckung  $< 1\%$  ausgegangen werden.

#### Untergrund durch geladene Teilchen

Durch geladene Teilchen ansprechende Pads sind im Detektor leicht zu erkennen, da diese aufgrund der großen deponierten Ladungsmenge zur Vollaussteuerung

der Vorverstärkerkanäle führen und oft großflächige zusammenhängende Padregionen (Cluster) oder Spuren bilden. Beispiele für derartige Ereignisse sind in Abbildung 3.9 gezeigt. Diese Bereiche können mittels einer Datenvorverarbeitung in den Analyseprogrammen schon vor der eigentlichen Ringsuche effizient unterdrückt werden und damit die Suche nach Ringen erleichtern. Ihren

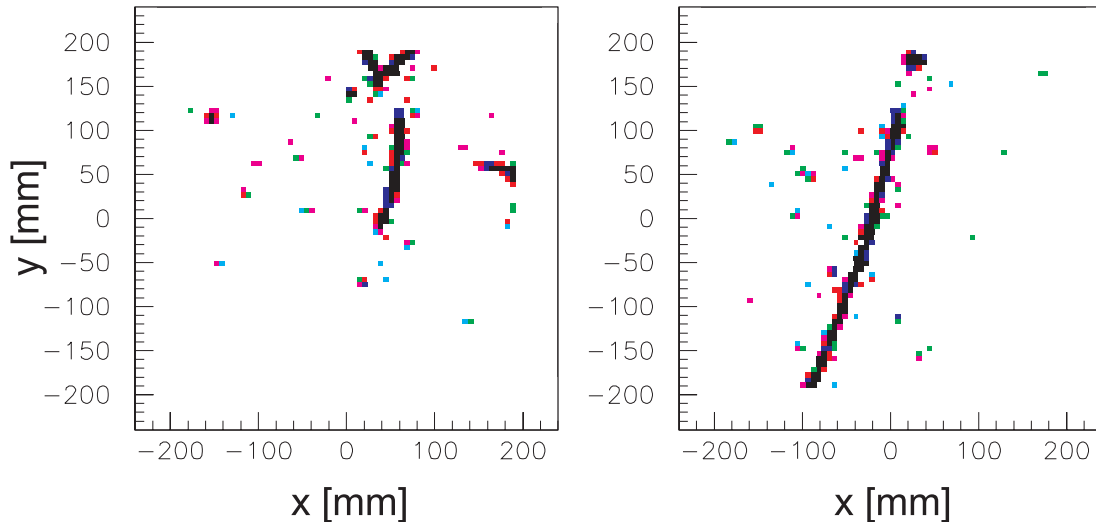


Abbildung 3.9: Beispiele für Ereignisse mit geladenen Teilchen im RICH.

Ursprung haben die geladenen Teilchen, die den Photonendetektor von seiner Rückseite und parallel zu den Drahtebenen durchdringen, hauptsächlich in Kernreaktionen im strahlaufwärts gelegenen Startzähler.

### Ringsuche

Nach der Entfernung aller durch geladene Teilchen hervorgerufenen Padmuster wurden alle einzeln auftretenden Pads bei denen kein Nachbarpad angesprochen hat, als Rauschsignal markiert. Danach wurden die verbleibenden Regionen, die Pads enthalten mit zwei Methoden nach Ringen durchsucht. Beide Methoden profitieren von der Tatsache, daß der Ringradius nahezu konstant ist. Die Maskenmethode benutzt einen quadratischen Bereich von Pads, in dem ein Ringbereich (positive Gewichte) und eine innere und äußere Vetoregion (negative Gewichte) festgelegt sind. Das Ansprechmuster eines Ereignisses wird mit dieser Maske verglichen und die Gewichte werden zu einer Gütezahl summiert. Überschreitet die Gütezahl eine einstellbare Schwelle, so wird ein Ring als gefunden betrachtet und der Mittelpunkt der Maske als Ringmittelpunkt ausgegeben. Die Hough-Transformation [Ser 82] legt durch jeweils drei angesprochene Pads einen Kreis und kennzeichnet das Pad, auf das der Mittelpunkt des Kreises fällt. Dies wird mit allen möglichen Kombinationen aus drei Pads durchgeführt, wo-

bei die Mittelpunktmarkierungen auf den Pads aufsummiert werden. Nach der Transformation weisen die Pads die höchste Summe auf, die den wahrscheinlichsten Mittelpunkt eines Ringes darstellen. Details zu den verschiedenen Ringsuchalgorithmen können [Prz 00] entnommen werden. Abbildung 3.10 und 3.11 zeigen Beispiele für Ereignisse mit gefundenen Ringen. Bei den Ringen in Abbildung 3.10 handelt es sich um Doppelringe, die von Leptonenpaaren mit sehr kleinem Öffnungswinkel erzeugt wurden.

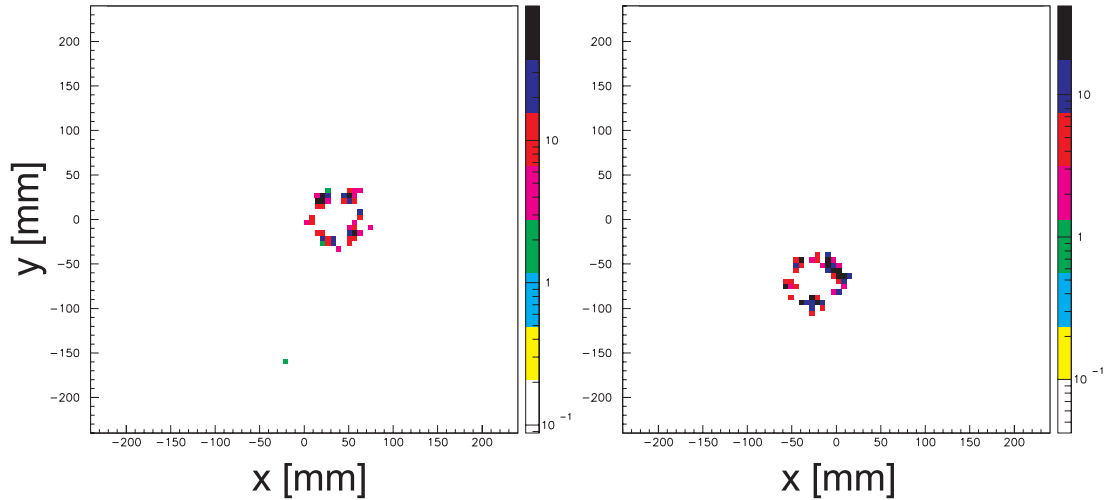


Abbildung 3.10: Beispiele für Ereignisse mit Doppelringen aus Leptonenpaaren mit sehr kleinem Öffnungswinkel. Die Doppelringstruktur ist nicht aufgelöst.

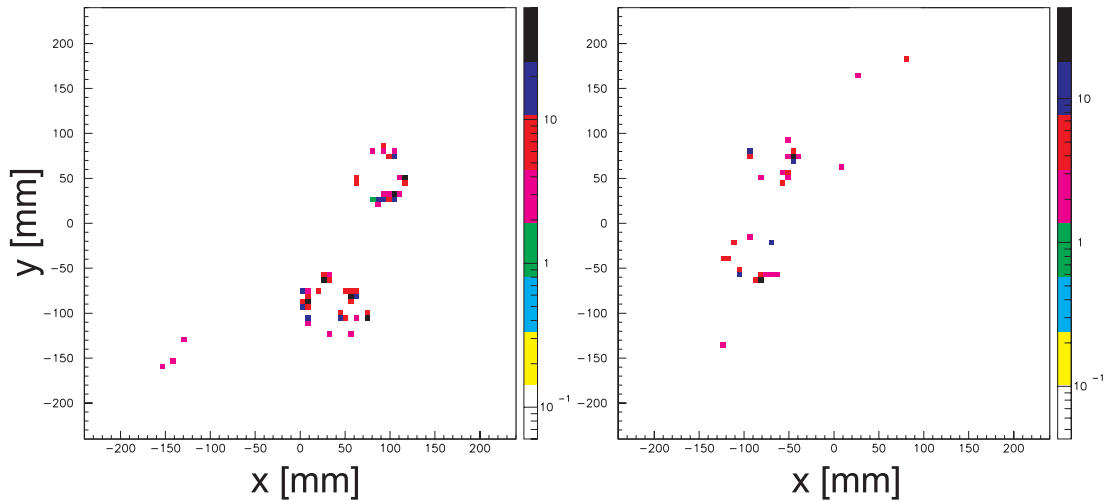


Abbildung 3.11: Beispiele für Ereignisse mit gut trennbaren Ringen.



## Auswertung der Ringe

Eine nähere Betrachtung der einzelnen Ringe und deren Aufteilung in Einzelringe und Doppelringe erlaubt zunächst ein Abzählen der pro Ring ansprechenden Pads. Für Einzelringe ergibt sich ein Mittelwert  $\langle N_{\text{Pad}} \rangle \approx 15$ . Dies ist jedoch nicht gleichbedeutend mit der Zahl der Photoelektronen pro Ring. Wie nämlich bereits in vorangegangenen Untersuchungen zum Einzelphotonennachweis mit dem verwendeten Photonendetektor festgestellt wurde [Ger 98], sprechen je Photon jeweils mehrere Pads gleichzeitig an. Als Signatur für ein einzelnes Photon wird daher ein lokales Maximum der Pulshöhe einer zusammenhängenden Gruppe von Pads definiert, die sich im Mittel aus 3–5 angesprochenen Pads zusammensetzt. Abhängig von der Festlegung der Kriterien für ein derartiges lokales Maximum führt dies zu einer unterschiedlichen Zahl von Photonen pro Ring. Abbildung 3.12 zeigt die gefundene Häufigkeitsverteilung lokaler Maxima pro Ring unter dem Einfluß unterschiedlicher Definitionen eines lokalen Maximums. Nach die-

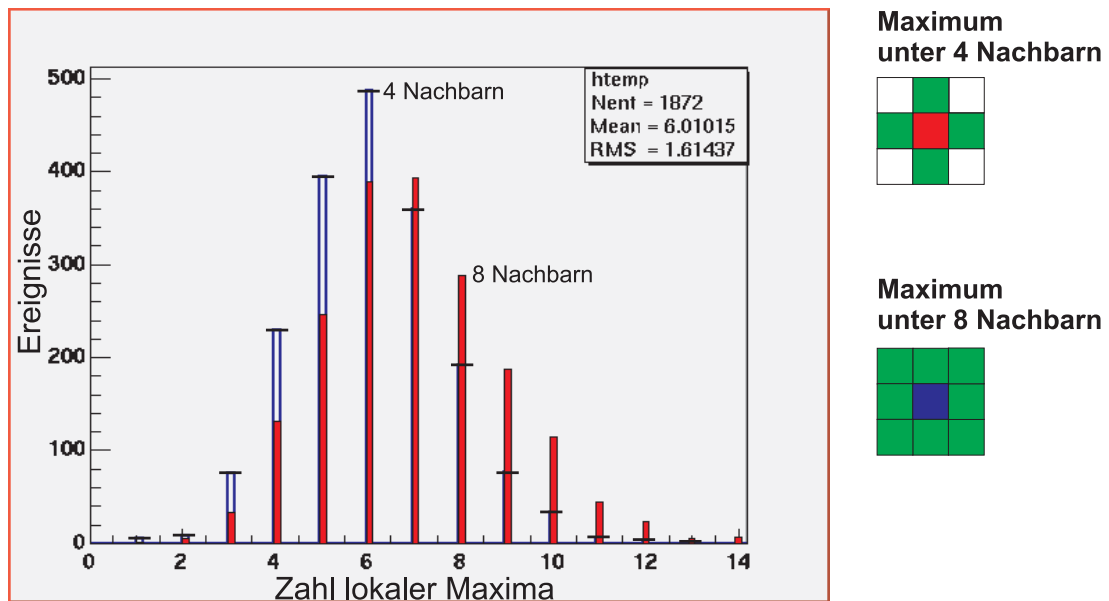


Abbildung 3.12: Links: Häufigkeitsverteilung der lokalen Pulshöhenmaxima für gefundenen Einzelringe für zwei unterschiedliche Definitionen eines lokalen Maximums. Die hellen Balken zeigen die Verteilung für Maxima unter 4 Nachbarpads, die dunklen Balken für Maxima unter 8 Nachbarpads. Rechts: Unterschiedliche Definitionen eines lokalen Maximums.

sem Verfahren findet man einen Mittelwert von  $\langle N_{\text{max}} \rangle = 6 - 7$  lokale Maxima pro Ring. Diese Zahl bleibt jedoch systematisch unter der tatsächlichen Zahl von nachgewiesenen Photonen pro Ring, da Doppeltreffer jeweils nur einfach gezählt werden. Mit zunehmender Zahl von Photonen auf dem festen Ringumfang können diese aufgrund der Granularität der Padkathode nicht mehr als

einzelne lokale Maxima getrennt und einem Photon zugeordnet werden [Ger 98]. Bei dem verwendeten Detektor befinden sich  $\approx 35$  Pads auf dem Umfang eines Ringes. Die mittlere Zahl der Photonen pro Ring läßt sich für Einzelringereignisse daher zu  $N_{\text{Photon}} \approx 8 - 10$  abschätzen. Im Rahmen der Fehler ist dies gut verträglich mit der Erwartung von  $N_{\text{Photon}} \approx 11$ .

### Korrelation RICH - Flugzeitmessung

Durch Korrelation der gefundenen Ringe mit den Daten der Flugzeitmessung kann geprüft werden, ob es sich bei den nachgewiesenen Teilchen tatsächlich um Leptonen handelt. Die Flugzeitmessung mit dem TOF Detektor ergibt für Ereignisse, in welchen ein Ring gefunden wurde, das in Abbildung 3.13 gezeigte Flugzeitspektrum. Die Ereignisse mit Flugzeiten  $t > 13$  ns stellen entweder Fehlidentifikationen im RICH oder falsche TOF Zuordnungen durch nicht aufgelöste Mehrfachtreffer in einem Szintillatorstab dar.

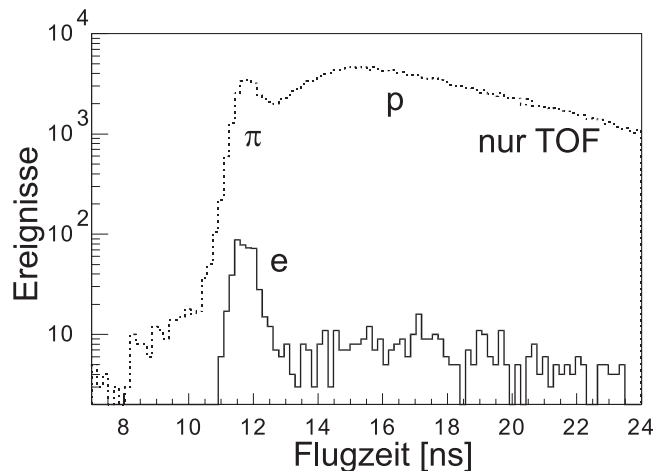


Abbildung 3.13: Ergebnis der Flugzeitmessung. Die untere Kurve zeigt die verbleibenden Ereignisse nach einer Ortskorrelation mit RICH und Schauerzähler.

### Zusammenfassung

Das Vorexperiment hat gezeigt, daß das für den HADES RICH geplante Detektorkonzept in dem experimentellen Umfeld einer Schwerionenkollision bei hohen Raten einsetzbar ist. Die mittlere Bedeckung des Detektors durch Untergrund bleibt klein und ist durch die Auslese beherrschbar, die nachgewiesene Photonenzahl entspricht den Erwartungen des Vorexperiments. Die im Photonenzähler eingesetzte MWPC kann bei Gasverstärkungen  $M \approx 5 \cdot 10^4 - 1 \cdot 10^5$  stabil über längere Zeit betrieben werden.

## 3.2 Erste Messungen mit dem HADES RICH

Nach Abschluß des Vorexperiments wurde mit dem Aufbau des HADES RICH begonnen und der Detektor im Sommer 1999 in das Spektrometer integriert. Die ersten Messungen unter Beteiligung des RICH fanden im Dezember 1999 statt und erfolgten mit dem Stoßsystem  $\text{Ar} \rightarrow \text{Ti}$  bei einer Projektilenergie von  $1.75 \text{ A} \cdot \text{GeV}$  und Strahlströmen von  $\approx 10^6 \text{ s}^{-1}$ . Das Ti-Target wies eine Wechselwirkungsdicke von 1% auf.

### 3.2.1 Zielsetzungen

Die Ziele des Experiments orientierten sich im Gegensatz zum Vorexperiment 1997 nicht an grundlegenden Fragen zu den Eigenschaften des RICH, sondern waren einerseits auf den praktischen Betrieb des RICH, andererseits aber auch schon auf die Aufnahme korrelierter Daten aller Detektorsysteme ausgerichtet. Im einzelnen wurden folgende Ziele verfolgt:

- **Erprobung des Gesamtsystems „RICH“:** Der neu aufgebaute RICH sollte zusammen mit dem dafür vorgesehenen Gassystem unter normalen Betriebsbedingungen getestet werden. Schwerpunkte bei diesem Test waren die Stabilität des Systems und die erreichbaren Gasreinheiten von Radiator- und Detektorgas bei den endgültigen Volumina und Gasdurchflüssen.
- **Nachweis der Funktion der Photonenzähler:** Die sektorartige Form der Photonendetektoren weicht deutlich von dem quadratischen Aufbau des Prototyp-Detektors ab. Zusätzlich befinden sich alle sechs Detektormodule in einem gemeinsamen Gasraum, der aufgrund der Geometrie des RICH deutlich größer als der des Prototyps ist. Es sollte gezeigt werden, daß die Photonendetektoren des HADES RICH bei hoher Gasverstärkung stabil betreibbar sind und die erwartete Photonenausbeute liefern.
- **Erstmaliger Einsatz der RICH-Datenaufnahmeelektronik:** Die speziell für den RICH entwickelte neue Ausleseelektronik sollte erstmalig in einem Experiment eingesetzt werden. Ein weiteres Ziel war die zumindest teilweise Erprobung des angestrebten Triggerkonzeptes für alle Detektoren.
- **Aufnahme korrelierter Ereignisse aller Detektoren:** Durch eine gemeinsame Datenaufnahme [Mue 00] sollte die Aufzeichnung korrelierter Ereignisse der einzelnen Detektorsysteme ermöglicht werden.

### 3.2.2 Experimentaufbau

Das Experiment wurde am HADES Strahlplatz mit den zu diesem Zeitpunkt vorhandenen Detektoren in der endgültigen Meßposition aufgebaut. Neben dem

RICH wurden je zwei Sektoren der Driftkammerebenen 1 und 2, der äußeren Flugzeitwand und des Preshower-Detektors im Experiment eingesetzt. Das Startsignal für die Flugzeitmessung lieferte ein segmentierter Zähler aus CVD-Diamant, der vor dem Target in den Strahlengang eingebaut ist und ausreichend strahlungshart ist, um im Primärstrahl verwendet zu werden. Das hierdurch erzeugte Startsignal wird zur Messung der Teilchenflugzeit herangezogen. Die Multiplizität in der Flugzeitwand diente neben einem Veto-Detektor auf der Strahlachse hinter dem Spektrometer zur Selektion der Ereignisse nach ihrem Stoßparameter. Der RICH entsprach weitgehend dem in Kapitel 2.2 dargestellten Aufbau, die Unterschiede zum dort beschriebenen Detektorsystem waren im einzelnen:

- **Spiegel:** Aufgrund fertigungstechnischer Probleme bei der Produktion der Spiegel aus glasartigem Kohlenstoff konnte lediglich eines von 18 dieser Spiegelmodule eingesetzt werden. Es wurden daher zwei Sektoren des RICH mit Ersatzspiegeln aus Glas ausgestattet. Die hierfür verwendeten industriell verfügbaren sphärischen Glasrohlinge wiesen jedoch einen kleineren Krümmungsradius ( $R = 800 \text{ mm}$ ) auf, so daß in der späteren Auswertung eine veränderte Optik zu berücksichtigen war. Hinsichtlich der erreichbaren Reflektivität ist Glas als Substrat dem polierten glasartigen Kohlenstoff ebenbürtig.
- **Quanteneffizienz der Photokathode:** In der Serienproduktion der Photokathoden wurden zusätzlich zu den Padkathodenmodulen kleine Proben demselben Herstellungsprozess unterworfen, um daran Messungen zur Quanteneffizienz vornehmen zu können. Nach Fertigstellung der Photonen-detektoren fand im Oktober 1999 eine Messung an diesen Proben statt [Wie 99]. Abbildung 3.14 zeigt das Ergebnis einer dieser Messungen. Die erreichte Quanteneffizienz bleibt deutlich unter früheren Ergebnissen. Bei den neuen Proben konnte die durch die Graphitbeschichtung ausgelöste Quanteneffizienzerhöhung nicht reproduziert werden. Ursächlich für diese Verschlechterung ist eine erst nachträglich festgestellte Änderung des Herstellungsprozesses der für die Graphitbeschichtung verwendeten Substanz.
- **Ausleseelektronik:** Es wurde nur einer der sechs vorhandenen Photonen-detektoren mit Ausleseelektronik bestückt.
- **Trigger:** Die in Kapitel 2.4.1 beschriebene 2. Triggerstufe konnte noch nicht in Betrieb genommen werden. Es wurden somit keine Ereignisse bereits innerhalb der Datenaufnahme nach potentiellen Ringen durchsucht und selektiert. Zur Aufzeichnung kamen alle Ereignisse, die zu einem Triggersignal in der ersten Stufe führten, welche lediglich die Multiplizität bzw. die Zentralität des Schwerionenstoßes berücksichtigt.

Insbesondere die verminderte Quanteneffizienz der Photokathode wirkte sich nachteilig auf die zu erwartende Photonenausbeute aus. Die Transmission des

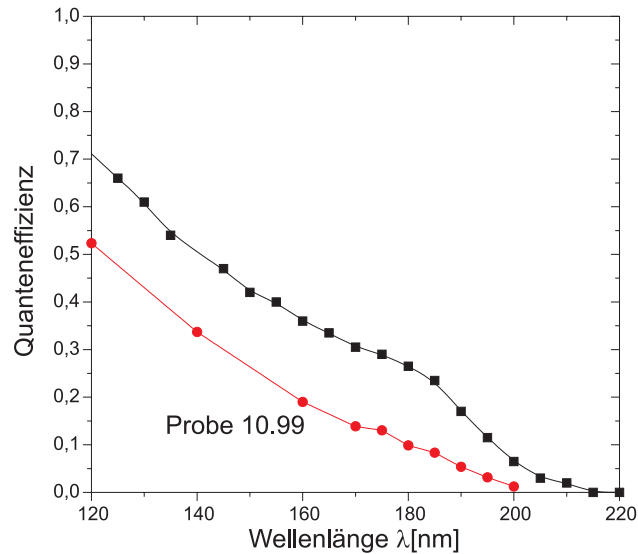


Abbildung 3.14: Quanteneffizienz der zusammen mit den Padkathoden mit CsI beschichteten Proben. Zum Vergleich ist die früher erreichte Quanteneffizienz gezeigt.

Radiatorgases konnte aufgrund der Kürze des Reinigungsbetriebs nicht die im Labor in kleinen Volumina gemessenen Werte erreichen. Unter Einbeziehung aller Parameter errechnet sich eine erwarteter Gütefaktor von  $N_0 \approx 65 \text{ cm}^{-1}$ . Aus diesem Wert und der Weglänge der Leptonen im Radiator läßt sich die Anzahl nachgewiesener Photonen zu  $N_{\text{Photon}}(\theta = 15^\circ) \approx 7$  bis  $N_{\text{Photon}}(\theta = 85^\circ) \approx 13$  abschätzen.

### 3.2.3 Ergebnisse

Die Ergebnisse können hier nur qualitativ skizziert und zusammengefaßt werden, da sich die Daten noch in der Auswertung befinden. In den bisher ausgewerteten Ereignissen wurden  $\approx 2500$  durch Leptonen verursachte Cherenkovringe gefunden, wobei die primären Elektronen bzw. Positronen im wesentlichen nur durch externe Paarkonversion im Target und im Radiatorgas erzeugt wurden. Diese Ereignisse wurden mit Ergebnissen einer GEANT<sup>1</sup>-Simulation verglichen, die für das Experiment durchgeführt wurde [Fab 00]. Die erhaltenen Meßergebnisse stimmen sowohl hinsichtlich der Ringform als auch der Pulshöhe der durch Photonen ansprechenden Detektorpads gut mit den Simulationen überein, wie Abbildung 3.15 zeigt.

<sup>1</sup>Abkürzung für „GEometry ANd Tracking“, ein am CERN entwickeltes Simulationspaket

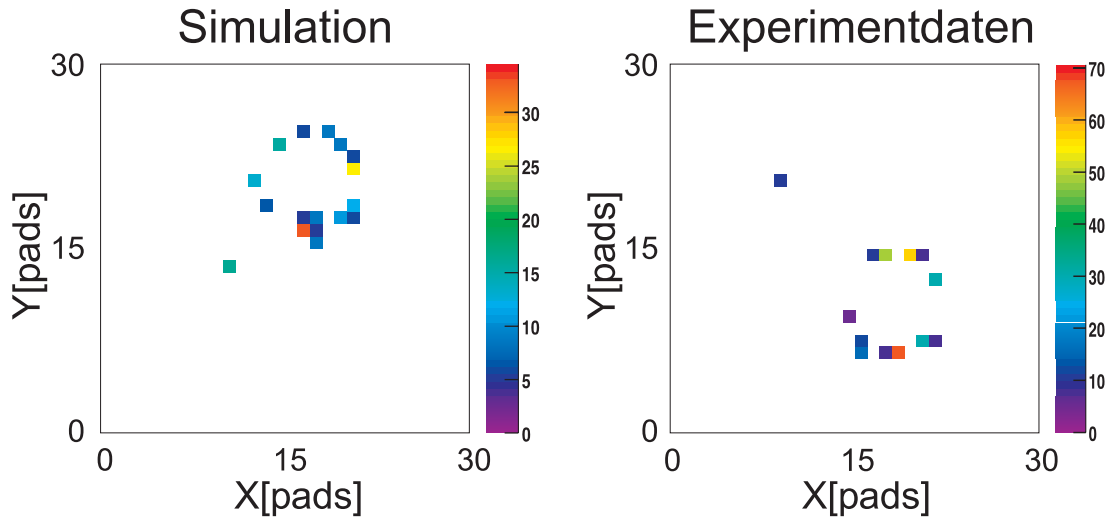


Abbildung 3.15: Vergleich der simulierten Ringe (links) mit den im Experiment erhaltenen Ringen (rechts). Die Graustufen der einzelnen Pads entsprechen der Pulshöhe des Signals.

### Bedeckung

Die mittlere Bedeckung des Detektors und der Untergrund durch geladene Teilchen entsprach erwartungsgemäß den Ergebnissen, die bereits mit dem RICH Prototyp erzielt wurden. Es sprachen in durchschnittlichen Ereignissen weniger als 1% der Pads an, sobald die Auslese durch Setzen der Schwellen nullenunterdrückt erfolgte.

### Ringsuche

Im ersten Schritt der Auswertung wurden mit den in Kapitel 3.1.3 erläuterten Ringsuchmethoden die Ereignisse aus den Daten herausgefiltert, die Ringe enthalten. Die Ringsuche ermittelt für jeden gefundenen Ring einen Mittelpunkt, der in der Detektorebene aufgetragen werden kann. Abbildung 3.16 zeigt diese Verteilung für einen Sektor des RICH. Diese Verteilung kann direkt über dem Polarwinkel  $\theta$  aufgetragen und mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen verglichen werden. Beide Verteilungen sind in Abbildung 3.17 gezeigt. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß in die Geometriedaten der Simulation ein Spiegel mit korrektem Krümmungsradius an der geplanten Montageposition eingeht, wohingegen das Experiment mit Ersatzspiegeln mit abweichendem Krümmungsradius durchgeführt wurde. Der Spiegel des ausgewerteten RICH-Sektors war aus mehreren dieser Ersatzspiegel zusammengesetzt, wobei die Stoßstellen der Spiegelsegmente jeweils zu einem „Knick“ in der Krümmung führen. Die hierdurch veränderte Abbildungsoptik läßt sich in der Radialverteilung der Ringmittelpunkte nachwei-

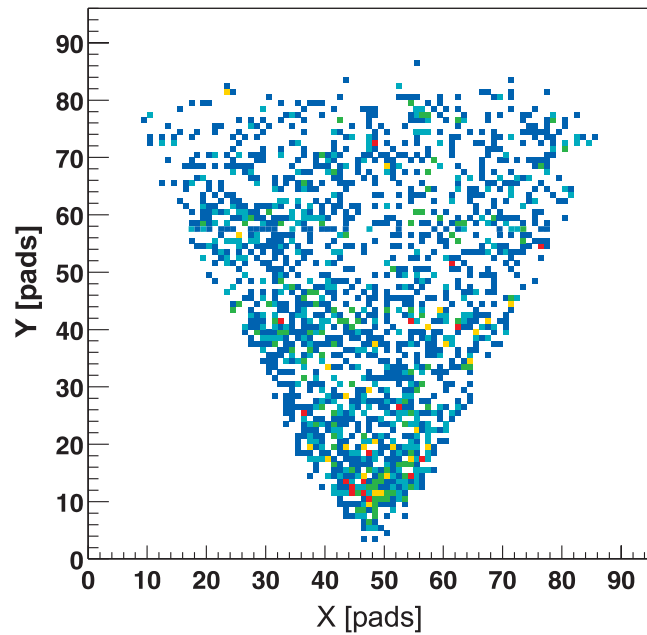


Abbildung 3.16: Verteilung der gefundenen Ringmittelpunkte. Die Häufigkeit der Ringe nimmt zu größeren Polarwinkeln erwartungsgemäß ab.

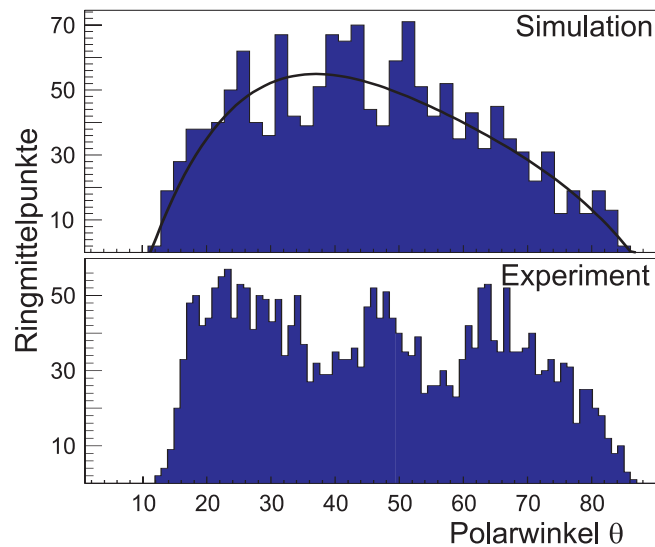


Abbildung 3.17: Polarwinkelverteilung gefundener Ringe: Erwartung aus der Simulationsrechnung (oben) und gemessene Verteilung (unten). Die Einbrüche in dem gemessenen Spektrum sind auf die abweichende Optik der Ersatzspiegel zurückzuführen.

sen, da in dem betroffenen Winkelbereich weniger Ringe auf den Photonenzähler abgebildet werden. Die in Abbildung 3.17 erkennbaren Einbrüche in der nach-

gewiesenen Ringanzahl zeigen dies deutlich. In den übrigen Bereichen ist die Übereinstimmung mit der aus der Simulation erwarteten Verteilung gut.

## Auswertung der Ringe

Die gefundenen Ringe wurden hinsichtlich ihrer Zusammensetzung aus lokalen Maxima untersucht. Hierfür kam das in Kapitel 3.1.3 bereits vorgestellte Verfahren zum Einsatz. Das Ergebnis der Auswertung zeigt Abbildung 3.18. Weiterhin

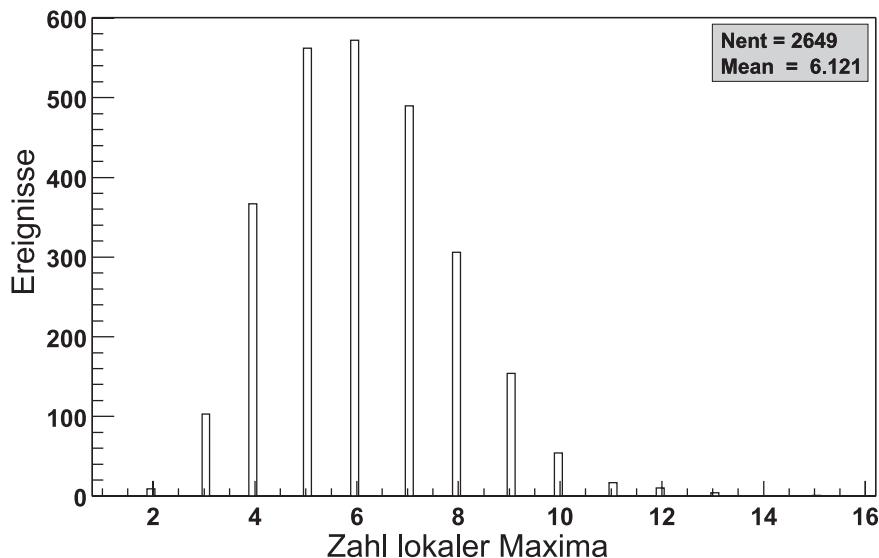


Abbildung 3.18: Häufigkeitsverteilung der lokalen Pulshöhenmaxima für gefundene Einzelringe. Als lokales Maximum wurde ein Pad mit maximaler Pulshöhe unter 4 Nachbarpads angenommen.

wurden die Pulshöhen der angesprochenen Pads untersucht, die durch den Ringalgorithmus Ringen zugeordnet wurden. Die aufakkumulierte Pulshöhenverteilung für  $\approx 10^5$  Ereignisse zeigt Abbildung 3.19. Die durch Photonen verursachten Signale weisen größtenteils sehr kleine Pulshöhen verglichen mit dem Vollausschlag des ADC von  $\approx 800$  Kanälen auf. Dies begründet einerseits die Notwendigkeit einer möglichst kleinen Schwelle der Nullenunterdrückung und ermöglicht andererseits die einfache Unterdrückung von Signalen geladener Teilchen, die sehr große Pulshöhen zeigen.

## Korrelation RICH - Flugzeitmessung

Nach der Einzelauswertung der RICH Daten wurden die anderen Detektoren in die Datenanalyse miteinbezogen. Die Korrelation mit deren Daten reduziert den Untergrund und vermindert die Zahl der Fehlidentifikationen. Ein Korrelationsspektrum zwischen RICH und Flugzeitwand (TOF) zeigt Abbildung 3.20.



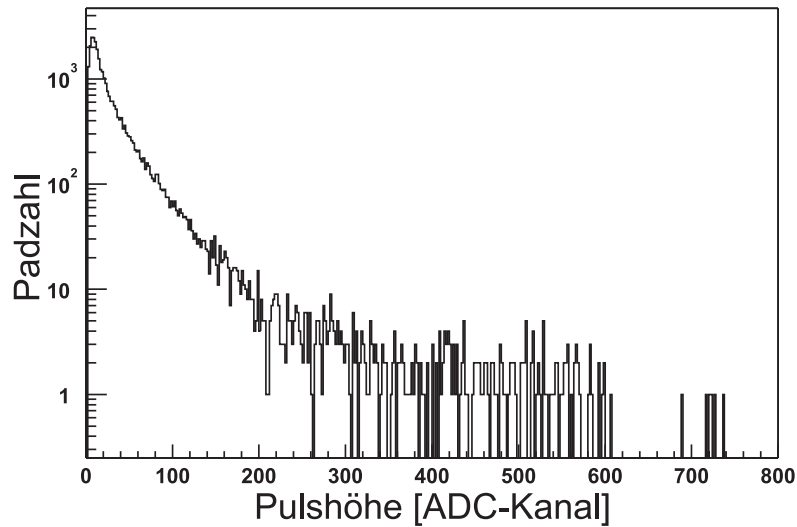


Abbildung 3.19: Pulshöhenverteilung der angesprochenen Pads, die Ringen zugeordnet wurden.

Im Polarwinkelbereich um  $55^\circ$  ist die Korrelation erkennbar unterbrochen. Dies

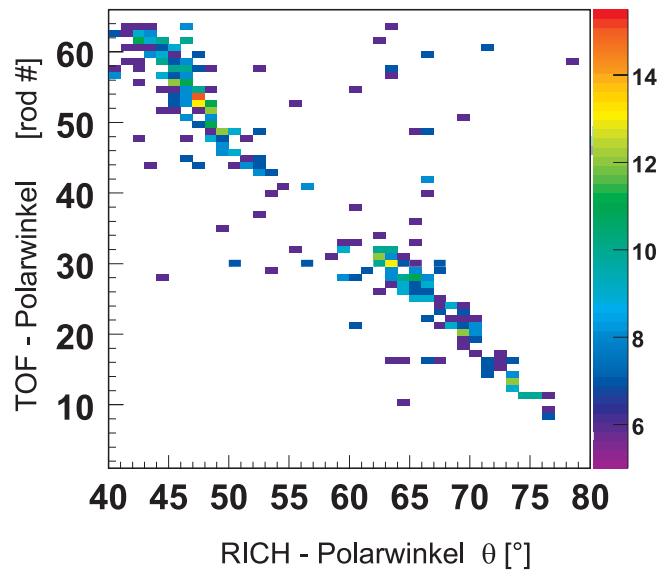


Abbildung 3.20: Korrelation von Ringmittelpunkten in einem RICH Sektor und den Orten im zugehörigen Sektor der Flugzeitwand. Aufgetragen ist die Position in der Flugzeitwand gegen den Polarwinkel des Teilchens im RICH. Die Graustufen stellen die Anzahl der Teilchen dar, wobei zur Verdeutlichung der Korrelation eine untere Schwelle von einem Teilchen je Pixel gewählt wurde.

deckt sich mit dem bereits diskutierten Einbruch in der Polarwinkelverteilung der Ringmittelpunkte des RICH.

Abbildung 3.21 zeigt das aufakkumulierte Spektrum der gemessenen Flugzeiten für alle Teilchen, d.h. ohne weitere einschränkende Bedingungen. In diesem sind neben den Elektronen und Positronen auch Pionen und Protonen enthalten. Werden nun nur noch Ereignisse in das Flugzeitspektrum eingetragen, die im

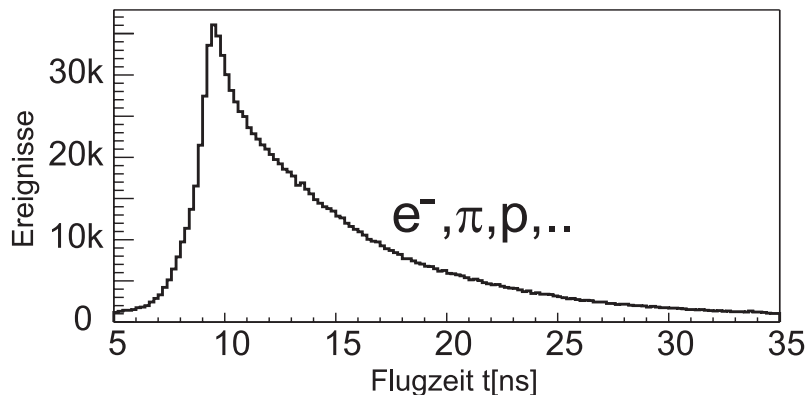


Abbildung 3.21: Gemessenes Flugzeitspektrum ohne weitere einschränkende Bedingungen.

RICH einen zugehörigen Ring aufweisen, so reduziert sich die Zahl der Ereignisse deutlich. Es werden insbesondere Ereignisse mit größeren Flugzeiten unterdrückt, die im wesentlichen durch langsame Protonen und Pionen charakterisiert sind. Aber auch sehr schnelle Pionen mit  $\beta \approx 1$  werden effektiv reduziert. Die verbleibenden Ereignisse sind daher Leptonen mit  $\beta \approx 1$ , für die das resultierende Flugzeitspektrum in Abbildung 3.22 dargestellt ist.

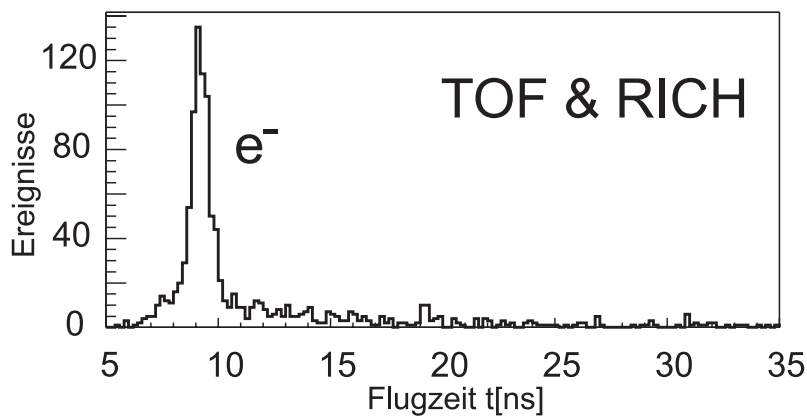


Abbildung 3.22: Gemessenes Flugzeitspektrum mit der einschränkenden Bedingung, daß im RICH ein zugehöriger Ring nachgewiesen wurde.

## Korrelation RICH - Driftkammern

Neben der Korrelation zur Flugzeitmessung muß auch eine Ortskorrelation zwischen den Ringmittelpunkten im RICH und dem Teilchenort in den Driftkammern bestehen. Abbildung 3.23 zeigt das entsprechende Korrelationspektrum. Es ist wiederum die fehlende Korrelation bei  $\theta \approx 55^\circ$  erkennbar, die in der veränderten Abbildungsoptik des RICH begründet ist. Die Ereignisse außerhalb des Korrelationsbandes sind ähnlich wie im Flugzeitspektrum (Abbildung 3.20, dort jedoch aufgrund der Schwelle nicht sichtbar) zum Teil auf Fehlidentifikationen, zum überwiegenden Teil aber auf Rauschereignisse bzw. Mehrfachtreffer von Hadronen in der Driftkammer zurückzuführen.

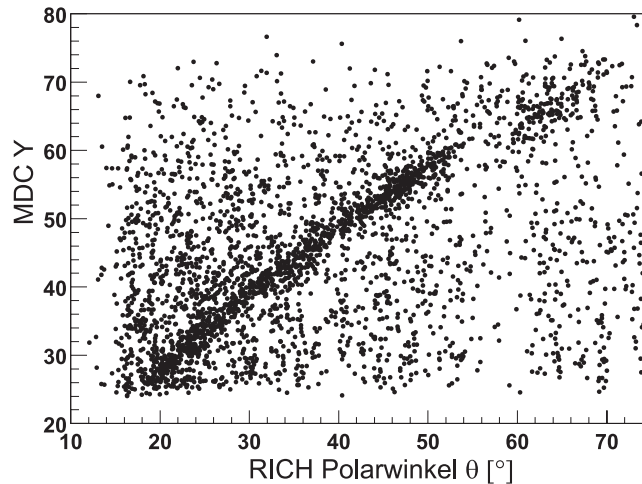


Abbildung 3.23: Korrelation von Ringmittelpunkten in einem RICH Sektor und den Orten im zugehörigen Sektor der Driftkammern. Aufgetragen ist die Position in der Driftkammer gegen den Polarwinkel des Teilchens im RICH.

## Zusammenfassung

In dem Experiment konnte gezeigt werden, daß der HADES RICH in dem realisierten Aufbau die ihm zgedachten Aufgaben erfüllt und die Meßergebnisse im wesentlichen den Erwartungen aus den Simulationsrechnungen entsprechen. Die Photonendetektoren können stabil betrieben werden und die durch die Gestaltung der Padebene beabsichtigte teilweise Korrektur der Abbildungsfehler des RICH führt zu gut erkennbaren Ringen. Die neue Datenaufnahmeelektronik wurde bei diesem Experiment erfolgreich eingesetzt. Sowohl die analoge Signalvorverarbeitung, wie auch die Digitalisierung, Nullenunterdrückung und Auslesesteuerung wurden unter Verwendung der endgültigen Baugruppen betrieben. Das detektorübergreifende Triggerkonzept ermöglichte die Aufnahme korrelierter Ereignisse aller beteiligten Detektorsysteme. Zwischenzeitlich wurde ein weiteres

Experiment durchgeführt, in welchem bereits vier der sechs Sektoren des RICH ausgelesen wurden. Auf dieses Experiment wird in Kapitel 4.1 kurz eingegangen.

# Kapitel 4

## Status und Ausblick

HADES ist als aufwendiges und großes Spektrometer für ein langjähriges Experimentierprogramm ausgelegt. Durch die vorhandene Modularität ist es möglich, bereits vor der endgültigen Fertigstellung und Montage aller Detektoren Experimente durchzuführen und durch die schrittweise Vervollständigung des Spektrometers die Auflösung und die Akzeptanz zu erhöhen. Es bestehen auch Optionen, durch die Ergänzung des Aufbaus mit Kalorimetern, Neutronen- oder Gammadetektorsystemen weitergehende Experimentiermöglichkeiten mit HADES zu schaffen.

### 4.1 Status des HADES RICH

Der in den beschriebenen Experimenten eingesetzte RICH wurde noch nicht mit allen sechs Sektoren betrieben bzw. durch die Datenaufnahme ausgelesen. Der aktuelle Stand der Fertigstellung, der zwischenzeitlich in einem Experiment im Mai 2000 verwendet wurde, ist in den folgenden Stichpunkten zusammengefasst:

- Die gesamte Detektortragestruktur mit Radiatortank,  $\text{CaF}_2$ -Fenster und Photonendetektorrahmen ist fertiggestellt und mit allen notwendigen Anschlüssen, Durchführungen und Befestigungselementen an der Strahlposition montiert.
- Die Photonendetektoren aller sechs Sektoren des RICH sind eingebaut und betriebsbereit.
- Die Ausleseelektronik ist an vier Sektoren bereits montiert, getestet und betriebsbereit. Die Baugruppen für die restlichen zwei Sektoren sind verfügbar und werden gegenwärtig eingebaut.
- Aufgrund fertigungstechnischer Probleme sind die geplanten Carbon-Spiegel noch nicht fertiggestellt. Ersatzweise wurden einteilige Glasspiegel, die jeweils einen ganzen Sektor abdecken, in vier der sechs Sektoren montiert. Diese wurden mit dem für die Carbon-Spiegel vorgesehenen Verfahren beschichtet und weisen den gewünschten Krümmungsradius auf. Für erste

Experimente sind diese Ersatzspiegel brauchbar, in Präzisionsexperimenten sind sie aufgrund ihrer deutlich niedrigeren Strahlungslänge nicht ohne negative Auswirkungen auf die Spurrekonstruktion des Spektrometers verwendbar.

Aus dem derzeitigen Stand ergeben sich unmittelbar die noch anstehenden Schritte zur Vervollständigung des RICH:

- Herstellung und Montage der endgültigen Carbon-Spiegel.
- Maßnahmen zur evtl. notwendigen Verbesserung der Quanteneffizienz der Photokathode. Ob hierzu ein Ausbau der Photonendetektoren nötig ist, um die Photokathoden mit einer neuen photosensitiven Beschichtung zu versehen, muß aufgrund des hohen Aufwandes durch noch durchzuführende Voruntersuchungen abgeklärt werden.
- Kalibration des RICH während des Experimentbetriebes [Sch 00a]. Hierzu ist bereits eine Anordnung in den RICH eingebaut, welche mit Primärstrahlteilchen bekannter Energie Cherenkovlicht in zwei um das Strahlrohr angeordneten Festkörperradiatoren erzeugt.

## 4.2 Geplante erste Experimente

Die bisher durchgeführten Experimente orientierten sich hauptsächlich an detektorbezogenen Fragestellungen und waren damit teilweise rein technischer Natur. In den nächsten Strahlzeiten soll daher begonnen werden, vermehrt physikalische Inhalte anzugehen.

Ein wichtiger Schritt auf diesem Weg ist die Kalibration der Spurrekonstruktion, die eine genaue Kenntnis der Montageposition der Driftkammern erfordert. Eine rein optische Vermessung dieser Position gestaltet sich aufgrund der hohen Auflösung der Kammern als sehr schwierig. Eine alternative Möglichkeit ist die Verwendung elastisch an einem  $\text{LH}_2$ -Target gestreuter Protonen und Elektronen, deren Trajektorien kinematisch gut bekannt sind. Die Ortseichung des gesamten Aufbaus erfolgt direkt durch Auswertung der gemessenen Spuren und die Korrektur der in der Analyse verwendeten Detektorpositionen mit Hilfe der so gewonnenen Daten.

Ein weiterer wichtiger Schritt ist die Vermessung der  $e^+e^-$ -Paaracceptanz mit Hilfe einer wohldefinierten und gut bekannten Reaktion. Hierfür sollen  $pp$ -Stöße bei Einschußenergien knapp oberhalb der  $\eta$ -Produktionsschwelle verwendet und mit der Untersuchung von Dileptonenspektren im unteren invarianten Massenbereich ( $0.1 - 0.5 \text{ GeV}/c^2$ ) begonnen werden. In diesem Bereich ist das Spektrum durch  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Dalitzzerfälle dominiert. Die Produktion des  $\eta$ -Mesons nahe der Schwelle ist bereits ausführlich untersucht und die Wirkungsquerschnitte sind

gut bekannt [Cal 96][Ber 93][Chi 94]. Die invariante Massenverteilung der Dielektronen aus dem  $\eta$ -Dalitzzerfall kann daher zur Überprüfung anderer Beiträge (z.B.  $\Delta$ -Dalitzzerfall, kombinatorischer Untergrund) zu dem Spektrum verwendet werden. Sofern beide am Stoß beteiligten Protonen nachgewiesen werden, ist der Zerfall kinematisch vollständig vermessen und das Setzen eines Fensters auf die fehlende Masse des  $\eta$ -Mesons möglich. Die bisher bekannten Messungen des  $\eta$ -Dalitzzerfalls basieren auf einer sehr kleinen Zahl nachgewiesener Ereignisse, so daß diese Messung zu einer deutlichen Verbesserung der Statistik beitragen kann.

In darauffolgenden Experimenten mit schwereren Stoßsystemen ( $p$ +Be, C+C) soll dann bei erhöhtem Untergrund die Effizienz des mehrstufigen Triggersystems untersucht werden, bevor mit Reaktionen C+C bzw. Ca+Ca begonnen wird, die bereits durch DLS gemessenen invarianten Massenverteilungen mit verbesserter Statistik zu überprüfen.





# Anhang A

# A.1 Gasversorgungssystem des RICH

In das Gasversorgungssystem des RICH sind die Versorgung des Radiators, der im Umwälzbetrieb arbeitet, und die Detektorspülung integriert. Aufgrund des maximal zulässigen Differenzdrucks zwischen Radiator- und Detektorvolumen von 5 hPa gestaltet sich die Regelung sehr aufwendig. Durch den niedrigen Dampfdruck von  $C_4F_{10}$  liegt dieses im Gassystem in einer flüssigen Phase vor und muß vor der Einleitung in den Detektor wieder verdampft werden. Für die gezielte Verflüssigung und Verdampfung sind daher in das Gassystem sowohl ein Kühlaggregat als auch Heizelemente integriert.

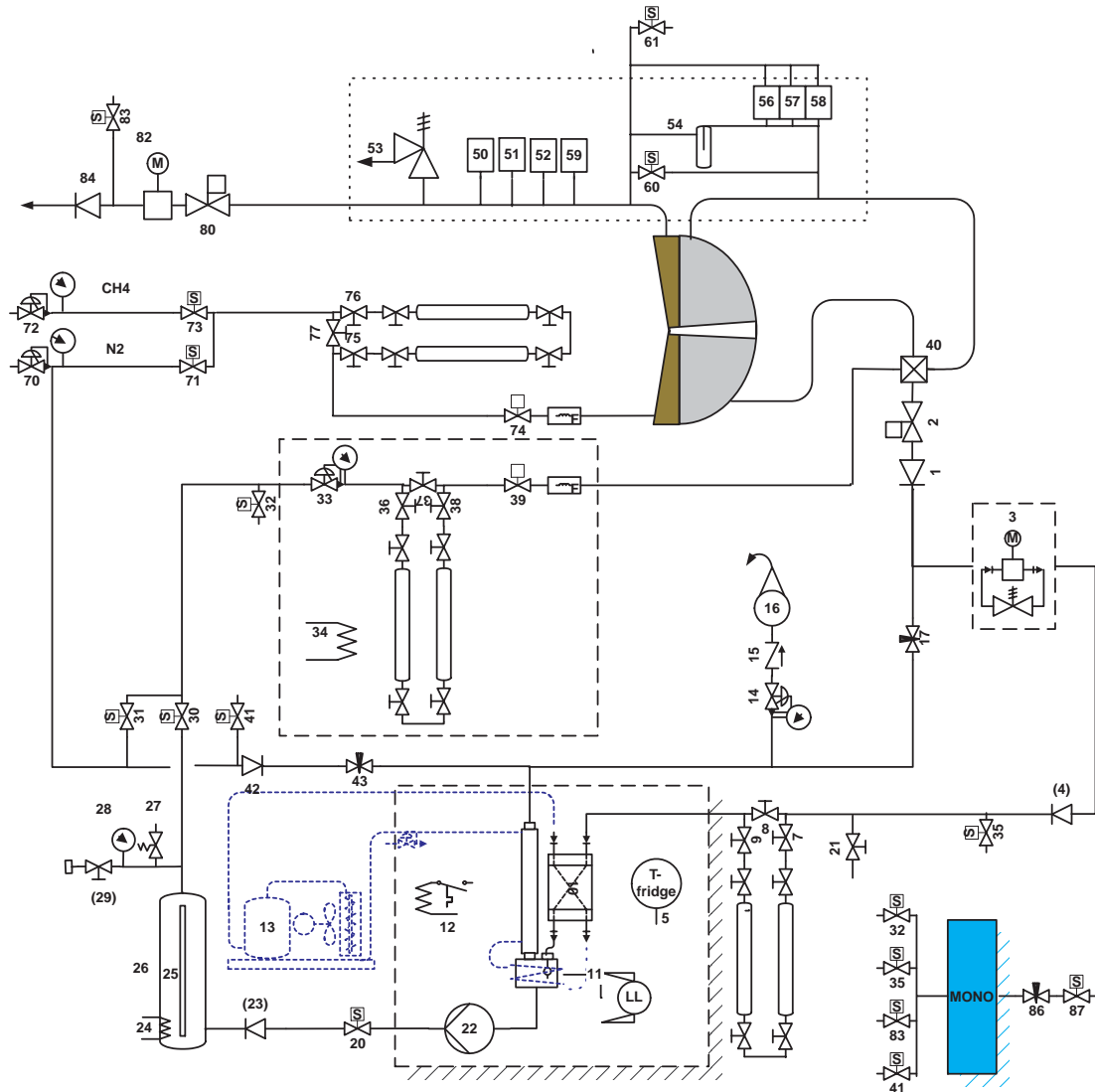


Abbildung A.1: Schematischer Aufbau des RICH-Gassystems.

Nr.	Komponente
1	Rückschlagventil
2	Proportionalventil
3	Kompressor
4	Rückschlagventil
5	Temperaturmessung Kühlaggregat
7,8,9	Handventil an Reinigungskartusche
10	Wärmetauscher
11	Pegelsensor für flüssiges C <sub>4</sub> F <sub>10</sub>
12	Heizung im Kühlaggregat
13	Kühlaggregat
14	Druckminderer
15	Rückschlagventil
16	Massendurchflußmesser
17	Nadelventil mit Durchflußanzeige
20	Magnetventil für flüssiges C <sub>4</sub> F <sub>10</sub>
21	Handventil zum Befüllen
22	Flüssigkeitspumpe
23	Rückschlagventil
24	Heizung im Flüssigkeitsbehälter
25	Flüssigkeitsbehälter
26	Flüssigkeitsstandanzeige
27	Sicherheitsventil
28	Manometer
29	Handventil zur Probenentnahme
30	Magnetventil C <sub>4</sub> F <sub>10</sub> -Zufuhr Radiator
31	Magnetventil N <sub>2</sub> -Zufuhr Radiator
32	Magnetventil zur Probenentnahme
33	Druckminderer
34	Heizung für Druckminderer
35	Magnetventil für Transmissionsmesseinrichtung
36,37,38	Handventil an Reinigungskartusche
39	Proportionalventil
40	Vier-Wege-Mischer
41	Magnetventil für Transmissionsmesseinrichtung

Tabelle A.1: Komponenten des Gassystems

Nr.	Komponente
50,51	Druckschalter
52	Absolutdrucksensor
53	Sicherheitsventil
54	Gasbubbler
56,57	Druckschalter
58	dV-Sensor
59	Überdrucksensor
60	Magnetventil zum Verbinden von Detektor und Radiator
61	Magnetventil
70	Druckminderer N <sub>2</sub>
71	Magnetventil N <sub>2</sub>
72	Druckminderer CH <sub>4</sub>
73	Magnetventil CH <sub>4</sub>
74	Massendurchflußmesser
75,76,77	Handventil an Reinigungskartusche
80	Proportionalventil
82	Kompressor
83	Magnetventil für Transmissionsmesseinrichtung
84	Rückschlagventil

Tabelle A.2: Komponenten des Gassystems (Fortsetzung)

## A.2 Herstellung der Drahtkammer

Die Herstellung der Vieldrahtkammer läuft in der folgenden Reihenfolge ab:

1. In die einzelnen Stesalitteile des Anodenrahmens werden an der Innenseite ca. 3 mm breite Kaptonfolienstreifen eingeklebt, die als Schutz vor Überschlügen und Kriechströmen zwischen den verschiedenen Potentialen dienen.
2. Auf das rückseitige Stesalitteil des Anodenrahmens wird eine Leiterplatte aufgeklebt, die später zum Kontaktieren der Anodendrähte und zur Montage der elektronischen Bauteile verwendet wird. Um die Planität des zusammengesetzten Bauteils sicherzustellen, erfolgt die Klebung während die Leiterplatte und das Stesalitteil auf einem Präzisionsplantisch angesaugt sind.
3. Der Anodenrahmen wird aus den beiden seitlichen Streben, dem vorderen und dem rückseitigen Teil mit DP190<sup>1</sup> auf dem Plantisch im angesaugten Zustand gefügt. Nach dem Aushärten des Klebers werden überstehende Kleberreste an den Verbindungsstellen sorgfältig entfernt.
4. In den Stahlverstärkungsrahmen werden entlang der seitlichen Streben perforierte Edelstahlröhrchen eingeklebt, die der Zuführung und gleichmäßigen Verteilung des Zählgases im Zählervolumen dienen.
5. Der fertig gefügte Anodenrahmen wird auf dem Plantisch angesaugt und der Stahlrahmen mittels justierbarer Abstandshalter über diesem so positioniert, daß die Solldicke des Bauteils erreicht wird. Anschließend wird der Abstand zwischen Stahlrahmen und Stesalitrahmen vermessen und die erforderliche Klebermenge bestimmt. Nach dem Abheben des Stahlrahmens erfolgt das Dosieren und Auftragen des Klebers (Araldite 2011<sup>2</sup>) auf den weiterhin angesaugten Stesalitrahmen mittels einer rechnergesteuerten X-Y-Verfahrenrichtung. Der bereits vorjustierte Stahlrahmen wird anschließend auf den Stesalitrahmen abgesenkt und verbleibt in dieser Position, bis der Kleber vollständig ausgehärtet ist.
6. Die 20  $\mu\text{m}$  dicken Anodendrähte werden mittels einer Wickleinrichtung auf rechteckige Rahmen mit der gewünschten Drahtspannung und dem gewünschten Drahtabstand gewickelt und auf diesen fixiert. Nach dem Wickelvorgang wird die Drahtspannung noch auf den Übertragsrahmen stichprobenartig vermessen. Die freie Fläche der Übertragsrahmen ist so groß, daß ein Detektorsektor komplett abgedeckt werden kann.

---

<sup>1</sup>Zweikomponentenmontagekleber der Fa. 3M, Neuss

<sup>2</sup>Zweikomponentenepoxidkleber der Fa. Ciba Spezialitätenchemie GmbH, Wehr/Baden

7. Der aus Stahl- und Anodenrahmen bestehende Sektor wird auf einer Klebeinrichtung positioniert und dort relativ zu Präzisionskämmen, die später die Lage der Drähte bestimmen justiert. In die für die Drahtklebung bestimmte Nut im Stesalitrahmen wird mittels der rechnergestützten X-Y-Verfahrenrichtung ein Epoxidharz (Axson EPO 93L NE<sup>3</sup>) aufgetragen. Anschließend wird der bewickelte Drahtrahmen in die Präzisionskämme eingelegt und der vorbereitete Rahmen von unten mit Hilfe eines Feintriebes senkrecht angehoben, bis die Drähte in das Harz einsinken und die Sollposition erreicht ist. Das Aushärten des Harzes erfolgt bei ca. 40 °C unter einer Infrarot-Heizung.
8. Nach dem Aushärten des Harzes werden die Anodendrähte einzeln auf den Kontaktpads der Leiterplatte verlötet und die Drähte außerhalb der Klebernut bzw. hinter der Lötstelle abgeschnitten, damit der Übertragsrahmen entfernt werden kann.
9. Wie bereits für den Anodenrahmen beschrieben, werden auch in die Teile des Kathodenrahmens Kaptonfolienstreifen eingeklebt.
10. Der Kathodenrahmen wird aus seinen Einzelteilen nach dem gleichen Verfahren gefügt, wie dies bereits mit dem Anodenrahmen geschehen ist.
11. Analog zur Verklebung von Anoden- und Stahlrahmen wird nun der Kathodenrahmen auf den bereits mit einer Drahtebene bestückten Sektor aufgeklebt. Das verwendete Verfahren ist identisch zum oben Beschriebenen.
12. Die 50 µm dicken Kathodendrähte werden wie die Anodendrähte auf Übertragsrahmen gewickelt.
13. Nach dem bereits für die Anodendrähte dargestellten Verfahren werden die Kathodendrähte justiert und auf dem Rahmen in Epoxidharz eingebettet.
14. Auch die Kathodendrähte werden durch eine Lötstelle kontaktiert und anschließend abgeschnitten.
15. Um den Detektor als Einzelmodul im Labor zu betreiben, muß dieser gasdicht verschlossen werden. Erreicht wird dies durch einen abnehmbaren Deckel, der auf das Modul geschraubt wird, wobei der Dichtring auf den Kathodenrahmen aufgeklebt ist. Hierzu wird zunächst Vitonflachmaterial auf die Einzelteile des Dichtrings geklebt und das Viton mechanisch bearbeitet.
16. Die so vorbereiteten Einzelteile werden zu einem Rahmen gefügt und mit einem Dichtring gasdicht auf den Schutzdeckel montiert.

---

<sup>3</sup>Zweikomponentenharz der Fa. Axson GmbH, Dietzenbach

17. Der Dichtrahmen mit montiertem Schutzdeckel wird durch gasdichtes Verkleben des Vitons mit dem Kathodenrahmen auf das Detektormodul befestigt und verschließt so den Detektor lichteintrittsseitig.
18. Abschließend werden die Schutzwiderstände und Koppelkondensatoren auf die außen frei zugängliche Anodenplatte gelötet.

Die beiden folgenden Darstellungen zeigen die Zusammensetzung der Drahtkammer aus den verschiedenen Rahmenteilen. An dem rückseitigen Rahmenteil erfolgt die Kontaktierung der einzelnen Drähte auf den dafür vorgesehenen Leiterplatten. Auf den seitlichen und der unteren Strebe werden die Drähte nur mechanisch gehalten. Tabelle A.3 erläutert die einzelnen Komponenten, die in den Schnittdarstellungen durch Nummern gekennzeichnet sind.

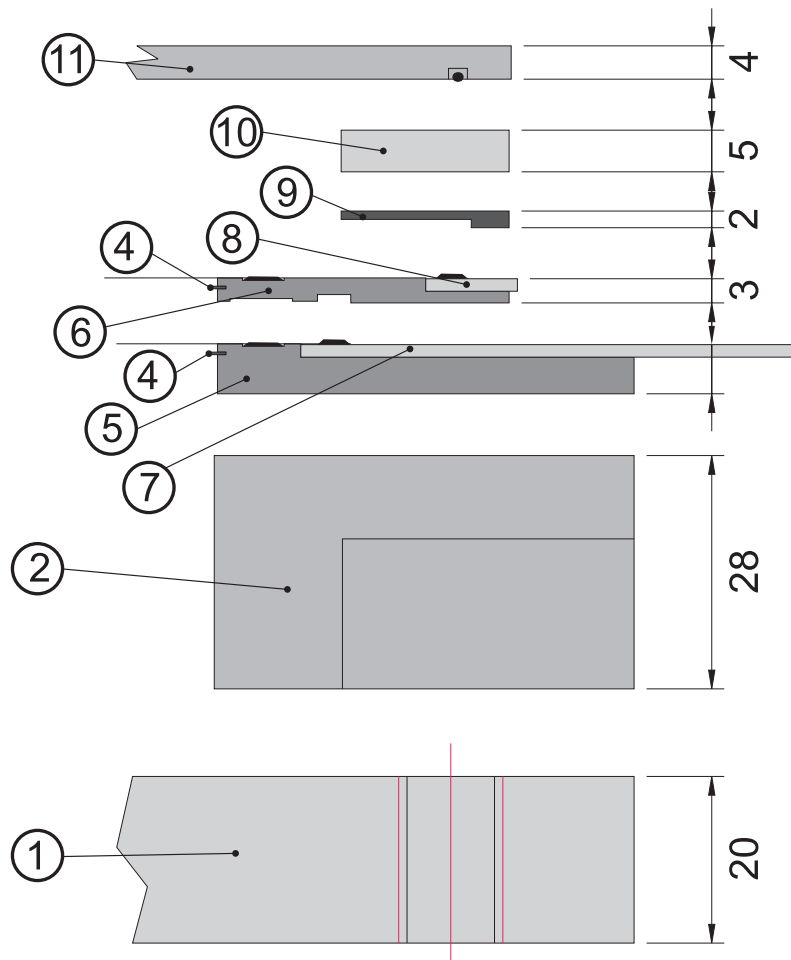


Abbildung A.2: Schnittdarstellung des Drahtkammeraufbaus (rückseitiger Rahmenteil)

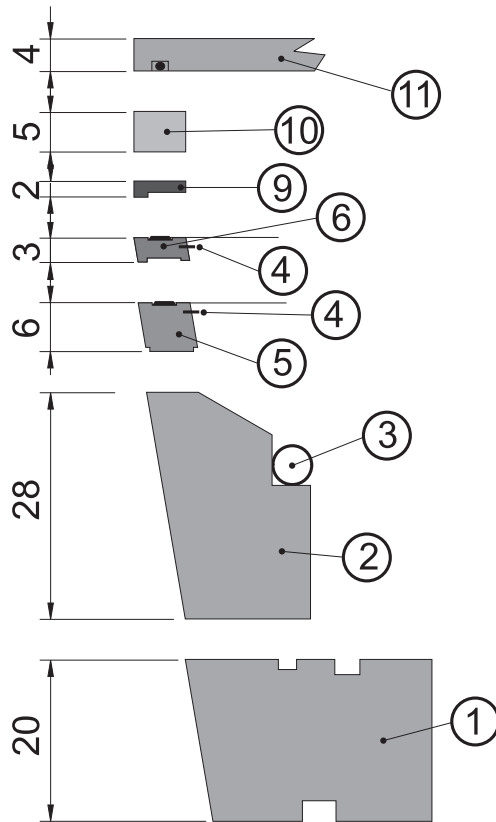


Abbildung A.3: Schnittdarstellung des Drahtkammeraufbaus (seitlicher Rahmenteil)

Nr.	Komponente
1	Grundrahmen (Aluminium)
2	Verstärkungsrahmen (Edelstahl)
3	Gaszuführungsrohr
4	Kapton-Isolierstreifen
5	Anodenrahmen (Stesalit)
6	Kathodenrahmen (Stesalit)
7	Anodenplatine
8	Kathodenplatine
9	Dichtung und mechanische Entkopplung (Viton)
10	Deckelmontagerahmen (Aluminium)
11	Schutzdeckel (Aluminium)

Tabelle A.3: Komponenten der Drahtkammer



## A.3 Herstellung der Padkathode

Die Herstellung der Padkathodenmodule läuft in der folgenden Reihenfolge ab:

1. Die Padplatine wird mit den rückseitigen Steckern bestückt.
2. Die Padplatine wird mit der Padseite nach unten auf einem Präzisionsplantisch angesaugt.
3. Der Aluminium-Padträger wird mittels justierbarer Abstandshalter über der angesaugten Padplatine so positioniert, daß die Solldicke des Bauteils erreicht wird. Anschließend wird der Abstand zwischen Padträger und Padplatine vermessen und die erforderliche Klebermenge bestimmt. Nach dem Abheben des Padträgers erfolgt das Auftragen des Klebers (Araldite 2011<sup>4</sup>) auf die weiterhin angesaugte Padplatine.
4. Die Zwischenplatine wird auf die erste Kleberschicht aufgelegt und mit einer weiteren Schicht aus Kleber bestrichen.
5. Der bereits vorjustierte Padträger wird anschließend auf die Platinen abgesenkt und verbleibt in dieser Position, bis der Kleber vollständig ausgehärtet ist.
6. Das verklebte Padkathodenmodul wird von dem Präzisionsplantisch abgenommen und überstehende Kleberreste werden sorgfältig entfernt.
7. Die Durchbrüche für Stecker im Padträger werden rückseitig mit Kleber vergossen.

Die folgende Darstellung zeigt die Zusammensetzung des Padkathodenmoduls aus den Einzelteilen. Tabelle A.4 erläutert die einzelnen Komponenten, die in der Schnittdarstellung durch Nummern gekennzeichnet sind.

---

<sup>4</sup>Zweikomponentenepoxidkleber der Fa. Ciba Spezialitätenchemie GmbH, Wehr/Baden

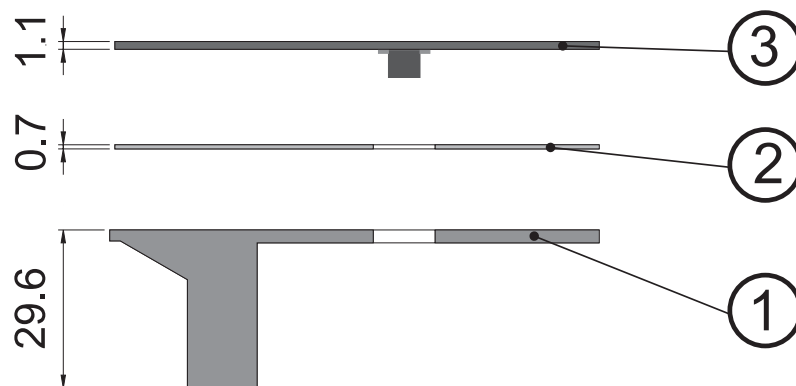


Abbildung A.4: Schnittdarstellung des Padkathodenaufbaus

Nr.	Komponente
1	Padträger (Aluminium)
2	Zwischenplatine (Glasfaserepoxy)
3	Padplatine (Glasfaserepoxy)

Tabelle A.4: Komponenten der Padkathode

## A.4 Zusammenbau der Drahtkammer und der Padkathode

Der Zusammenbau der Drahtkammer mit den Padkathodenmodulen ist in Abbildung A.5 gezeigt, wobei auch die Lage der Dichtungen angegeben ist. Für die Darstellung wurde ein Schnitt durch einen seitlichen Detektorrahmen gewählt.

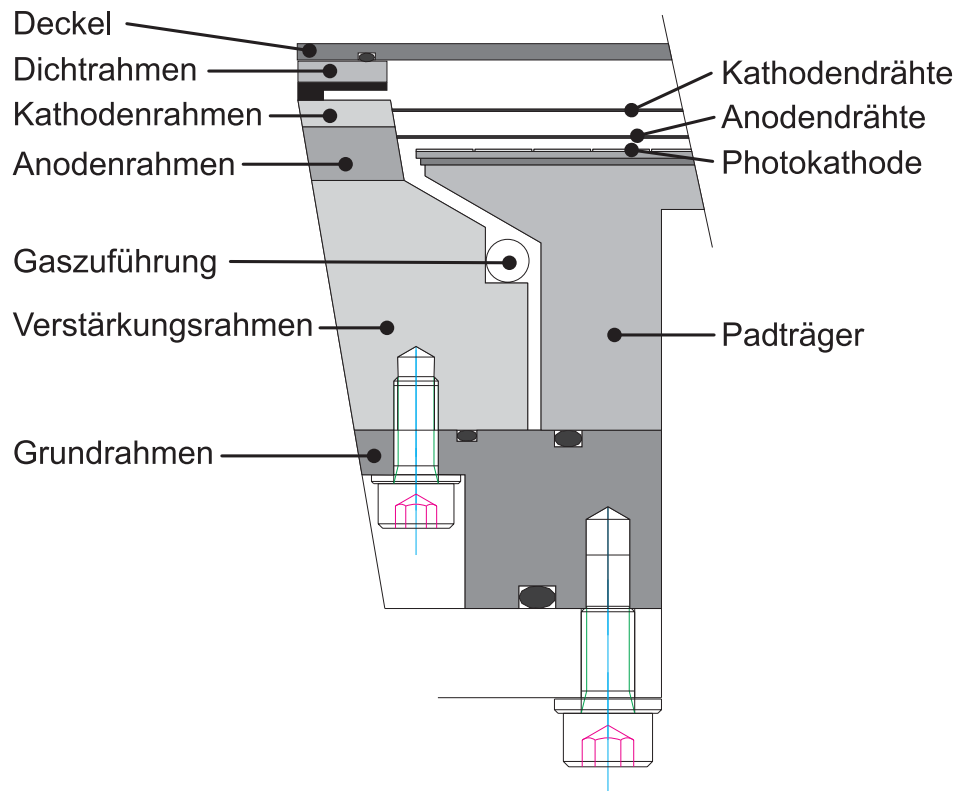


Abbildung A.5: Zusammenbau des Photonen-zählers

## A.5 Berechnung der Padgeometrie

Die Berechnung der Padgeometrie läuft unter Berücksichtigung der Randbedingungen (siehe Kapitel 2.3.3) wie folgt ab:

Da die x-Koordinate der Eckpunkte aufgrund der konstanten Breite aller Pads bereits festgelegt ist, müssen nur die y-Koordinaten aus der Korrekturfunktion bestimmt werden. Begonnen wird die Berechnung an der ebenfalls festgelegten horizontalen mechanischen Grenze zwischen dem unteren Kathodenmodul (P1) und den oberen beiden Modulen (P2,P3). Nun wird für jede durch einen x-Wert festgelegte Trennlinie zweier Padspalten die Höhe des ersten Pads auf dieser Trennlinie berechnet. Ausgehend von diesem Eckpunkt wird dann mit Hilfe der Korrekturfunktion die Lage des Eckpunktes des darüberliegenden Pads bestimmt. Dieses iterative Vorgehen wird von der horizontalen mechanischen Grenze sowohl nach oben als auch nach unten für alle Padspalten fortgesetzt, bis eine ausreichende Zahl von Pads berechnet ist, um die Fläche des Detektormoduls abzudecken. Das Ergebnis ist zunächst eine Eckpunkte-Matrix der Pads, welche auf einfache Weise in eine Liste einzelner Polygone umgewandelt werden kann, die neben den Eckpunkten jedes Pads auch dessen laufende Nummer in x- und y-Richtung enthält. Um daraus Fertigungsdaten für die Herstellung der drei Leiterplatten P1,P2 und P3 zu erzeugen, werden die Daten schrittweise nachbearbeitet:

1. Die Polygone werden verkleinert, um die erforderlichen konstanten Abstände zwischen den Pads einzuhalten.
2. Die Randpolygone werden mit der Außenkontur der Kathodenmodule überlagert und der außerhalb liegende Teil abgeschnitten.
3. Die Daten werden in ein Leiterplattenentwurfsprogramm übernommen und dort weiterbearbeitet. Hier erfolgt die Platzierung von Steckern auf der Rückseite der Padfläche und die Herstellung der Verbindungen der Pads zu den einzelnen Kontakten der Stecker. Randpads deren Fläche für die Platzierung einer Durchkontaktierung zu klein ist, werden elektrisch zu den nächstgelegenen Nachbarpads verbunden.

Abbildung A.6 zeigt einen Ausschnitt aus der Padseite und der Leiterbahnseite der Padplatine, in Tabelle A.5 sind die wichtigsten Daten der Kathodenebene eines Sektors zusammengefaßt.

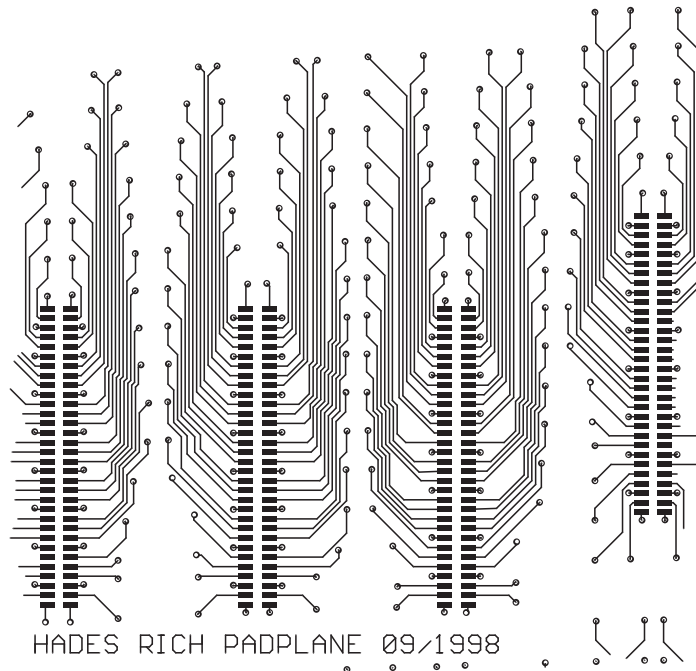
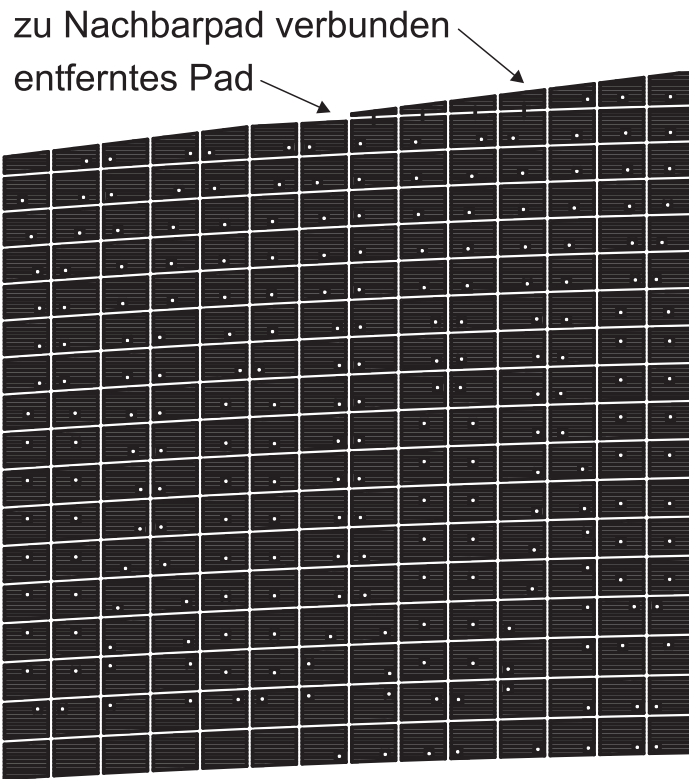


Abbildung A.6: Oben: Ausschnitt aus der Padseite einer Padplatine. Unten: Ausschnitt aus der Leiterbahnseite einer Padplatine.

Berechnete Polygone	4850
Entfernte Polygone (zu kleine Randpads)	20
Zu Nachbarpad verbundene Polygone	118
Auslesekanäle	4712
Stecker (64-polig)	75
Auslesekanäle P1	940
Stecker (64-polig) P1	15
Auslesekanäle P2	1886
Stecker (64-polig) P2	30
Auslesekanäle P3	1886
Stecker (64-polig) P3	30

Tabelle A.5: Pad- und Kanalzahlen der Padplatine eines Sektors

## A.6 Daten der Ausleseelektronik

Die wichtigsten technischen Daten der Ausleseelektronik des RICH sind in Tabelle A.6 zusammengefaßt:

	Sektor	Gesamt
Kanäle	4712	28 272
Frontend-Module (FE)	75	450
Verbindungsplatinen	16	96
Readout Controller (RC)	2	12
Bildverarbeitungseinheiten (IPU)	1	6
Detector Trigger Units (DTU)		3
Prozessormodule (CPU)		3
VMEbus Überrahmen		3
Rohdaten/Ereignis (ohne Nullenunterdrückung)	9 574 Byte	57 444 Byte
Daten/Ereignis (nullenunterdrückt, 1% Bedeckung)	$\approx 250$ Byte	$\approx 1.5$ kByte
Leistungsaufnahme FE-Elektronik	$\approx 90$ W	$\approx 540$ W

Tabelle A.6: Wichtige technische Daten der Ausleseelektronik des RICH





# Literaturverzeichnis

- [Aga 95] G. Agakichiev et al., CERES collaboration, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1272
- [Aga 98] G. Agakichiev et al., CERES collaboration, Phys. Lett. **B422** (1998) 405
- [Ago 98] C. Agodie et al., HADES collaboration, IEEE Transactions on Nuclear Science **45**, Nr. 3 (1998) 665
- [Bar 96] R.M. Barnett et al., Phys. Rev. **D54** (1996) 1
- [Bau 95] B.B. Bauer, *Eigenschaften reflektiver und transmittiver CsI - Photokathoden*, Diplomarbeit Technische Universität München (1995)
- [Ber 93] A.M. Bergdolt et al., Phys. Rev. **D48** (1993) R2969
- [Beu 94] W. Beusch et al., Internal note, CERN-ECP/94-17 (1994)
- [Beu 90] E. Beuville et al., Nucl. Instr. and Meth. **A288** (1990) 157
- [Boe 99] M. Böhmer, *Das Auslesesystem für den ringabbildenden Cherenkov-detektor im HADES Spektrometer*, Diplomarbeit Technische Universität München (1999)
- [Bra 98] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, Nucl. Phys. **A638** (1998) 3c
- [Bra 99] E.L. Bratkovskaya, C.M. Ko, Phys. Lett. **B445** (1999) 301
- [Bra 99a] E.L. Bratkovskaya, W. Cassing, M. Effenberger, U. Mosel, Nucl. Phys. **A653** (1999) 361
- [Bre 96] A. Breskin, Nucl. Instr. and Meth. **A371** (1996) 116
- [Bre 99] T. Bretz, *Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES*, Diplomarbeit Technische Universität München (1999)
- [Bro 95] R. Brockmann, W. Weise, *The chiral condensate in matter*, Proc. Int. Workshop XXIII on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg (1995)
- [Bro 91] G.E. Brown, M. Rho, Phys. Rev. **66** (1991) 2720
- [Cal 96] H. Calèn et al., Phys. Lett. **B366** (1996) 39
- [Cha 68] G. Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. **62** (1968) 235

- [Che 37] P.A. Cherenkov, Phys. Rev. **52** (1937) 378
- [Chi 94] E. Chiavassa et al., Phys. Lett. **B322** (1994) 270
- [Dey 99] M. Deyerler, *HADES Reflector Phase 1 Summary Report*, (DaimlerChrysler Aerospace, Dornier Satellitensysteme GmbH), Ottobrunn (1999)
- [Due 84] R. Dübgen, *Glasartiger Kohlenstoff Sigradur - ein Werkstoff für Chemie und Technik*, Z. Werkstofftech. **15** (1984) 331-228
- [Eke 99] T. Ekelöf, Nucl. Instr. and Meth. **A433** (1999) 372
- [Ers 72] G.A. Erskine, Nucl. Instr. and Meth. **105** (1972) 565
- [Fab 00] L. Fabbietti, private Mitteilung (2000)
- [Fal 98] A. de Falco et al. (NA38/NA50 collaboration), Nucl. Phys. **A638** (1998) 487c
- [Fra 96] A. Fräbel, *Ein schneller Gasedetektor zum Nachweis einzelner VUV-Photonen*, Diplomarbeit Technische Universität München (1996)
- [Fri 98] B. Friman, Acta Phys. Polon. **B29** (1998) 3195
- [Fri 99] J. Friese et al., Nucl. Phys. **A654** (1999) 1017c
- [Fri 99a] J. Friese et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **42** (1999) 235
- [Fri 99b] J. Friese et al., Nucl. Instr. and Meth. **A438** (1999) 86
- [Gar 98] C. Garabatos et al., Nucl. Instr. and Meth. **A412** (1998) 38
- [Ger 96] R. Gernhäuser et al., Nucl. Instr. and Meth. **A371** (1996) 300
- [Ger 98] R. Gernhäuser, *Ein ringabbildender Cherenkovdetektor zur Untersuchung schwerer Projektilfragmente*, Dissertation Technische Universität München (1998)
- [Ger 99] R. Gernhäuser et al., Nucl. Instr. and Meth. **A438** (1999) 104
- [Had 94] *Proposal for a High-Acceptance Di-Electron Spectrometer*, (HADES Collab.), GSI, INTERNAL-REPORT (1994).
- [Hec 89] E. Hecht, *Optik*, (Addison-Wesley), Bonn (1989)
- [Hol 97] R. Holzmann et al., Phys. Rev. **C56** (1997) R2920

- [IAB 96] Industriebetriebe Betriebsgesellschaft,  
*Werkstoffdatenblatt Isotroper Kohlenstoff*,  
(IABG), Ottobrunn (1996)
- [Ili 95] S. Ilie, *Perfluorocarbon liquids for Cherenkov detectors : separation and purification*,  
(DELPHI note 95-4 RICH 64), CERN (1995).
- [Jel 58] J.V. Jelley, *Cherenkov radiation and its applications*,  
(Pergamon Press), London (1958).
- [Kap 99] A.S. Kapoyannis, C.N. Ktorides, A.D. Panagiotou,  
Phys. Rev. C, noch unveröffentlicht und hep-ph/9911306
- [Kas 94] A. Kastenmüller, *Eine schnelle Signalauslese für einen ortsempfindlichen Photonendetektor*,  
Diplomarbeit Technische Universität München (1994)
- [Kas 99] A. Kastenmüller, Nucl. Instr. and Meth. **A433** (1999) 438
- [Koe 94] W. König, private Mitteilung (1994)
- [Leh 95] J. Lehnert, *Entwicklung eines VUV-Transparenz-Monitors für Gas-Cherenkov-Radiatoren*,  
Diplomarbeit Universität Gießen (1995)
- [Leh 99] J. Lehnert et al., Nucl. Instr. and Meth. **A433** (1999) 268
- [Leh 00] J. Lehnert, Dissertation Universität Gießen (2000)
- [Lut 92] M. Lutz, S. Klimt, W. Weise, Nucl. Phys. **A542** (1992) 621
- [Mai 99a] D. Maier, private Mitteilung (1999)
- [Mai 99] P. Maier-Komor et al., Nucl. Instr. and Meth. **A438** (1999) 152
- [Mal 00] S. Maltezos, private Mitteilung (2000)
- [Mas 95] M. Masera for the HELIOS-3 collaboration,  
Nucl. Phys. **A590** (1995) 93c
- [Mat 86] T. Matsui, H. Satz, Phys. Lett. **B178** (1986) 416
- [Mue 95] M. Münch, *Ein Datenaufnahmesystem mit Echtzeit-Bildverarbeitung für Ringabbildende Cherenkovdetektoren*,  
Diplomarbeit Technische Universität München (1995)
- [Mue 00] M. Münch, Dissertation Technische Universität München (2000)
- [Opt 93] Optovac, *Optical Crystal Handbook*, N. Brookfield (1993)

- [Por 97] R.J. Porter et al., DLS collaboration, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1229
- [Prz 00] W. Przygoda, *HADES Project: Identification of  $e^-/e^+$  pairs by means of a RICH detector*, Dissertation Universität Krakau (2000)
- [Rab 99] H. Rabus et al., Nucl. Instr. and Meth. **A438** (1999) 94
- [Rap 99] R. Rapp, J. Wambach, *Chiral symmetry restoration and dileptons in relativistic heavy-ion collisions*, hep-ph/9909229, Technische Universität Darmstadt (1999)
- [Roc 89] G. Roche et al., DLS collaboration, Phys. Lett. **B226** (1989) 228
- [Sau 77] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, (CERN-Lecture/77-09), Genf (1977)
- [Sch 95] H. Schön, *HADES - Ein Dielektronspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen*, Dissertation Universität Frankfurt (1995)
- [Sch 00] R. Schwitters, private Mitteilung (2000)
- [Sch 00a] S. Schröder, *Entwicklung und Aufbau eines Systems zur Effizienzkalibration des HADES RICH*, Diplomarbeit Universität Hamburg (2000)
- [Seg 96] J. Seguinot, Nucl. Instr. and Meth. **A371** (1996) 64
- [Ser 82] J. Serra, *Image analysis and mathematical morphology*, Academic press, London (1982)
- [Shi 79] M. Shifman, A. Vainshtain, V. Zakharov, Nucl. Phys. **B147** (1979) 385
- [Som 80] A.H. Sommer, *Photoemissive Materials*, (Robert E. Krieger Publishing Company), Huntington (1980)
- [Soy 95] M. Soyeur, *Photoproduction of  $\rho$  and  $\omega$ -mesons: From high energy to threshold*, Proc. Int. Workshop XXIII on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg (1995)
- [The 98] C. Theurer, *Eine schnelle Auslesesteuerung für den Photonendetektor im HADES RICH*, Diplomarbeit Technische Universität München (1998)

- [Tra 99] M. Traxler et al., *The Second Level Trigger System for the HADES Detector*,  
to be published in IEEE Transactions on Nuclear Science (1999)
- [Tse 95] I. Tserruya, Nucl. Phys. **A590** (1995) 127c
- [Ull 96] Th. Ullrich for the CERES/NA45 collaboration,  
Nucl. Phys. **A610** (1996) 317c
- [Ulr 99] A. Ulrich, B. Russ, private Mitteilung (1999)
- [Wal 99] C. Wallner, *Ein Steuer- und Kontrollsystem für den HADES RICH*,  
Diplomarbeit Technische Universität München (1999)
- [Wie 99] J. Wieser, private Mitteilung (1999)
- [Wil 98] W.K. Wilson et al., Phys. Rev. **C57(4)** (1998) 1865
- [Zei 99] K. Zeitelhack, private Mitteilung (1999)



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich während meiner Arbeit unterstützt haben. Dies gilt für alle Mitglieder des Instituts E12 wie auch für die Mitarbeiter der GSI und die Kollegen aus allen an HADES beteiligten Instituten, die als großes Team zusammengearbeitet haben. Mein besonderer Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. H.-J. Körner für die freundliche Aufnahme an seinem Institut, das Interesse an meiner Arbeit und die immer vorhandene Offenheit und Unterstützung für neue Ideen.

Herrn Prof. Dr. P. Kienle für sein Interesse speziell an HADES und den vielfältigen technischen Details des RICH und seine Zuversicht, alle auftretenden Probleme zu lösen.

Jürgen Friese, Josef Homolka und Karl Zeitelhack für die hervorragende und immer von bester Laune geprägte Zusammenarbeit. Ich habe nicht nur vieles von Jürgen, Josef und Karl gelernt, sondern sie waren mir auch eine große Hilfe bei der Durchsicht und Verbesserung der Arbeit.

Roman Gernhäuser, Mathias Münch und Andreas Stolz, die wir als „Erstbesatzung“ des Raumes 1112 begannen und in der folgenden Zeit unserer Doktorarbeiten vieles gemeinsam geschafft haben. Ohne die Freundschaft, die gegenseitige Hilfe, den Humor und die Verlässlichkeit in der täglichen Zusammenarbeit sei es im Institut oder auf Strahlzeiten wäre meine Doktorandenzeit um vieles ärmer gewesen.

Angelika Elhardt, die in der anstrengenden Phase des Zählerbaus das vorgelegte Tempo tapfer mitgehalten hat, obwohl nicht nur ein Wochenende der Arbeit zum Opfer fiel. Ähnliches gilt für Michael Böhmer, Christian Wallner, Benjamin Sailer und Sönke Schröder, die während ihrer Diplomarbeiten voll in die Strahlzeitvorbereitungen miteinbezogen wurden.

Laura Fabbietti, Thomas Eberl und Witold Przygoda für ihre Bemühungen, mir über die Tücken der Analysesoftware zu helfen und mit dieser Spektren für diese Arbeit zu erzeugen.

Allen Ingenieuren und Technikern von E12, unseren Mitarbeitern in der Werkstatt und der Belegschaft der Elektronikabteilung für ihren unermüdlichen Einsatz und ihr Verständnis, wenn wie so oft vor Strahlzeiten wieder etwas „gestern“ fertig sein sollte.

Meinen Freunden, Bekannten und Kunden für ihre Geduld und ihre Treue während der letzten Jahre, die sie mir hielten, obwohl sie vielleicht das eine oder andere Mal mit einem schlichten „keine Zeit“ vertröstet wurden.

Nicht zuletzt meinen Eltern, die mir im gesamten Verlauf meiner Ausbildung immer den nötigen Freiraum für eigene Entscheidungen gelassen haben, diese Entscheidungen aber - sobald ich sie getroffen hatte - in vollem Umfang unterstützten.