

# Messungen zur Überprüfung der Nachweiswahrscheinlichkeit der **HADES-Driftkammern**

Bachelorarbeit

vorgelegt am Fachbereich Physik  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
in Frankfurt am Main

von

**Kathrin Göbel**

Frankfurt, den 01. Oktober 2008



## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit der HADES-Driftkammern als Funktion der an die Feld- und Kathodendrähte der Detektoren anliegenden Hochspannung und der an den Diskriminatoren der Ausleseelektronik eingestellten Schwellen untersucht.

Die Effizienz der Detektoren wurde anhand von Anregungskurven betrachtet, die den Zusammenhang zwischen dem Verhältnis der Koinzidenzzählrate einer Driftzelle und eines Referenzdetektors und der Referenzzählrate als Funktion der an die Feld- und Kathodendrähte der Driftkammer angelegten Hochspannung darstellen. Die so erhaltenen Werte sind proportional zur Effizienz der Driftzelle.

Bei den Messungen wurde die am Diskriminator der Ausleseelektronik der Driftzelle eingestellte Schwelle variiert. Mit anwachsenden Schwellen verschieben sich die Kurven zu höheren Spannungswerten, sodass die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors erst bei höheren Spannungen erreicht wird. Der Vergleich mit der während eines Experiments angelegten Hochspannung (Arbeitspunkt) zeigte, dass der Wert der Anregungskurve für die niedrigste gewählte Diskriminatorschwelle lediglich am Beginn des Plateaus der Kurve liegt.

Mithilfe der gemessenen Anregungskurven wurde im nächsten Schritt anhand geometrischer Betrachtungen des Aufbaus der Messung die Nachweiswahrscheinlichkeit extrahiert. Für die beiden verwendeten Referenzdetektoren ergab sich eine Effizienz der Driftzelle von etwa  $98 \% \pm 14 \%$ . Der große Fehler resultiert aus den Ungenauigkeiten des verwendeten Messaufbaus und legt nahe, die Effizienz mit einer anderen Methode genauer zu bestimmen.

Zur Überprüfung der Nachweiswahrscheinlichkeit einer Zellebene der Driftkammer MDC II 4 (Dubna-Modell im vierten Sektor) wurden Teilchenspuren aus  $C + Be$  und  $C + Nb$  Reaktionen analysiert, die bei einer Einschussenergie von 2 AGeV gemessen wurden. Die Effizienz der Zellebene beträgt für minimal ionisierende Teilchen  $95,55 \% \pm 0,05 \%$  und für nicht-minimal ionisierende  $98,52 \% \pm 0,03 \%$ .

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für minimal ionisierende Teilchen der Zellen in der Ebene wies einige Zellgruppen mit Effizienzeinbrüchen um bis zu 20 % auf. Es konnte gezeigt werden, dass die verringerten Effizienzen direkt mit während des Experiments für diese Kanäle hoch eingestellten Diskriminatorschwellen zusammenhängen, unter Berücksichtigung der individuellen Verstärkungseigenschaften.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die maximale Effizienz der Driftkammern mit den gewählten Einstellungen nicht in allen Bereichen der Zellebenen erreicht werden kann. Eine entscheidende Rolle spielt dabei das Rauschverhalten einzelner Kanäle. Insbesondere müssen die Eigenschaften der Ausleseelektronik besser verstanden werden, um die Wahl der Diskriminatorschwellen zu optimieren.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>i</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>iii</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>v</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Das HADES-Spektrometer . . . . .	1
1.2 Das Spurverfolgungssystem des HADES-Experiments . . . . .	2
1.2.1 Driftkammer II 4 . . . . .	3
1.3 Driftkammerphysik . . . . .	4
1.4 Ausleseelektronik der Driftkammern . . . . .	6
1.5 Zielsetzung der Arbeit . . . . .	7
<b>2 Anregungskurven der Driftkammern</b>	<b>9</b>
2.1 Experimenteller Aufbau zur Messung von Anregungskurven . . . . .	10
2.1.1 Eigenschaften der $^{90}\text{Sr}$ -Quelle . . . . .	12
2.2 Anregungskurven - Ergebnisse . . . . .	15
2.3 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit aus den Anregungskurven . . . . .	19
2.3.1 Geometrieüberlegungen . . . . .	19
2.3.2 Emissionscharakteristik der Strontium-Quelle . . . . .	21
2.3.3 Nachweiswahrscheinlichkeit aus den Anregungskurven . . . . .	25
<b>3 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit</b>	<b>27</b>
3.1 Analyse experimenteller Daten . . . . .	27
3.1.1 Geometrische Überlegungen zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit . . . . .	28
3.1.2 Selektion der Spurkandidaten . . . . .	31
3.2 Nachweiswahrscheinlichkeit der Zellebene . . . . .	39
3.2.1 Vergleich mit aus anderen Daten ermittelten Effizienzen . . . . .	45
<b>4 Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick</b>	<b>47</b>

<b>A Technische Zeichnungen</b>	<b>50</b>
A.1 Innerer Aufbau einer Driftkammer des Typs MDC II . . . . .	50
A.2 Technische Zeichnung der $^{90}\text{Sr}$ -Quelle . . . . .	51
<b>B Ergänzungen zur Messung von Anregungskurven</b>	<b>52</b>
B.1 Schwellen der Diskriminatoren der ASD8-Chips . . . . .	52
B.2 Verarbeitung der Signale bei der Messung von Anregungskurven . . . . .	53
B.3 GEANT-Simulation der Teilchenspuren der Elektronen einer Strontium-Quelle .	54
B.4 Anregungskurven . . . . .	55
B.4.1 Zählraten bei der Messung von Anregungskurven . . . . .	55
B.4.2 Anpassung der Anregungskurven mit Fermi-Funktion . . . . .	55
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>59</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	3-D-Explosionsansicht des HADES-Spektrometers . . . . .	2
1.2	Aufbau der Driftkammern . . . . .	3
1.3	Zellgeometrie der Driftkammern MDC II . . . . .	4
1.4	Energieverlust pro Flächenbelegung von Myonen in Kupfer . . . . .	5
1.5	Aufbau der direkt an den Driftkammern angebrachten Ausleseelektronik . . . . .	6
2.1	Experimenteller Aufbau zur Messung von Anregungskurven an Kammer II 4 . . . . .	10
2.2	Schaltung zur Messung von Anregungskurven an Kammer II 4 . . . . .	11
2.3	Zerfallsschema, Energiespektrum, Energieverlust und Vielfachstreuung der Strontium-Quelle . . . . .	14
2.4	Anregungskurven . . . . .	16
2.5	90% der Maximalwerte der Anregungskurven in Abhängigkeit der Schwelle am AnalogOut . . . . .	17
2.6	Messung von Anregungskurven mit <i>Commen OR</i> . . . . .	18
2.7	Geometrie zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit aus den Anregungskurven . . . . .	19
2.8	Aufbau der Messung zur Bestimmung der Elektronen-Winkelverteilung der Strontium-Quelle . . . . .	21
2.9	Gemessene Winkelverteilung der Teilchenemission . . . . .	21
2.10	Intensität der Strontium-Quelle in Abhängigkeit des Abstands . . . . .	22
2.11	Geometrieüberlegungen zur Berechnung der Teilchenflussdichte der Strontium-Quelle . . . . .	22
2.12	Flussdichte der Strontium-Quelle am Szintillator . . . . .	23
2.13	Schema der Simulation der Teilchenflussdichte der Strontium-Quelle . . . . .	24
2.14	Simulierte Flussdichte der Teilchenemission der Strontium-Quelle . . . . .	24
3.1	UrQMD-Simulation der Reaktionsprodukte aus $^{12}\text{C} + ^9\text{Be}$ bzw. $^{12}\text{C} + ^{93}\text{Nb}$ . . . . .	28
3.2	Geometrisches Selektionskriterium für Referenzzellen A . . . . .	29
3.3	Geometrisches Selektionskriterium für Referenzzellen B . . . . .	29
3.4	Schematische Zeichnung zur Bestimmung des systematischen Fehlers der Datenanalyse . . . . .	30
3.5	Simulierte Vielfachstreuung und Teilchenspurverteilung . . . . .	31
3.6	MDC $dE/dx$ als Funktion des Impulses . . . . .	32

3.7	Energieverlustverteilung in Abhängigkeit der Zellnummer und des Winkels . . .	32
3.8	Driftzeitverteilungen der in der Analyse betrachteten Zellen . . . . .	33
3.9	Häufigkeitsverteilung der Multiplizitäten . . . . .	34
3.10	Schema der Analyseschritte . . . . .	35
3.11	<i>Time over Threshold</i> der Spurkandidaten . . . . .	35
3.12	Teilchenspurverteilungen . . . . .	36
3.13	Häufigkeitsverteilung des Energieverlusts der Spurkandidaten . . . . .	37
3.14	Teilchenspurverteilung nach Schnitt auf $dE/dx$ für MIPS und nonMIPS . . . . .	37
3.15	Teilchenspurverteilung nach geometrischem Schnitt für MIPS und nonMIPS . . .	38
3.16	Teilchenspurverteilungen der Referenzzellen und der koinzidenten Zellen . . .	39
3.17	Nachweiswahrscheinlichkeit der Zellebene für minimal ionisierende Teilchen .	40
3.18	Nachweiswahrscheinlichkeit der Zellebene für nicht-minimal ionisierende Teilchen . . . . .	40
3.19	Effizienz der Zellebene für minimal ionisierende Teilchen und während des Experiments eingestellte Schwellen . . . . .	42
3.20	Effizienz der Zellebene für minimal ionisierende Teilchen, während des Experiments eingestellte Schwellen und ASD8-Kalibrationsschwellen . . . . .	43
3.21	Detailansicht aus Abbildung 3.19 . . . . .	44
3.22	Effizienzen der 16 an DB1680 angeschlossenen Kanäle . . . . .	46
A.1	Innerer Aufbau einer Driftkammer des Typs MDC II . . . . .	50
A.2	Technische Zeichnung der $^{90}\text{Sr}$ -Quelle . . . . .	51
B.1	ASD8 Schwellen . . . . .	52
B.2	Signalverarbeitung bei Messung von Anregungskurven . . . . .	53
B.3	GEANT-Simulation der Teilchenspuren der Elektronen einer Strontium-Quelle .	54
B.4	Anregungskurven mit großem Szintillator . . . . .	56
B.5	Anregungskurven mit kleinem Szintillator . . . . .	57

# Tabellenverzeichnis

1.1	Wahrscheinlichkeit des Nachweises eines Spursegments. . . . .	7
2.1	Werte zur Berechnung des Bethe-Bloch-Energieverlusts. . . . .	13
2.2	Nachweiswahrscheinlichkeit aus den Anregungskurven. . . . .	25
3.1	Gewichtete mittlere Effizienz der Zellebene für minimal und nicht-minimal ionisierende Teilchen. . . . .	41
3.2	Zellebenen und Drahtnummern der an DB1680 angeschlossenen Kanäle. . . . .	45
B.1	Zählraten des AnalogOut, des Szintillators und die Koinzidenzzählrate bei Messung der Anregungskurven mit großem Szintillator. . . . .	55
B.2	Zählraten des AnalogOut, des Szintillators und die Koinzidenzzählrate bei Messung der Anregungskurven mit kleinem Szintillator. . . . .	55
B.3	Parameter der Anpassung bei Variation der Schwelle am AnalogOut, großer Szintillator. . . . .	58
B.4	Parameter der Anpassung bei Variation der Schwelle am AnalogOut, kleiner Szintillator. . . . .	58



# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Das HADES-Spektrometer

HADES (*High Acceptance Di-Electron Spectrometer*) ist ein hochauflösendes Dielektronen-Spektrometer am Schwerionensynchrotron (SIS), GSI in Darmstadt. Es wurde zur Messung von  $e^+e^-$ -Paaren aus Proton-, Meson- und Schwerionen-induzierten Kollisionen entworfen. Ein wichtiges Ziel ist das Studium der Eigenschaften der neutralen Vektormesonen im nuklearen Medium über ihre seltenen dileptonischen Zerfallskanäle. Die daraus entstehenden Anforderungen an das Spektrometer sind ein kompakter Detektor mit hoher Ratenverträglichkeit, hoher Granularität, großer geometrischer Akzeptanz und ein sehr selektives Triggerschema. Somit ist es möglich, das invariante Massenspektrum der Dileptonen mit einer hohen Massenauflösung, hoher Statistik und hohem Signal zu Untergrund-Verhältnis zu rekonstruieren [Sal95] [Gar98a].

Das HADES-Spektrometer (s. Abb. 1.1, Seite 2) setzt sich aus folgenden Detektoren zusammen: Der RICH-Detektor (*Ring Imaging CHerenkov detector*) und der PreSHOWER-Detektor dienen zur Leptonenidentifikation. Das Magnetspektrometer zur Bestimmung des Teilchenimpulses besteht aus einem supraleitenden Toroid-Magneten und vier Driftkammerebenen mit jeweils sechs MDCs (*Multiwire Drift Chambers*), zwei Ebenen vor dem Magneten und zwei dahinter. Zur Bestimmung der Flugzeiten der Teilchen und der Multiplizität einer Reaktion werden der TOFino- und TOF-Detektor (*Time Of Flight*) genutzt. Ferner sind START- und VETO-Detektoren zur Detektion einer Reaktion im Target vorhanden [Sal95] [Gar98a].

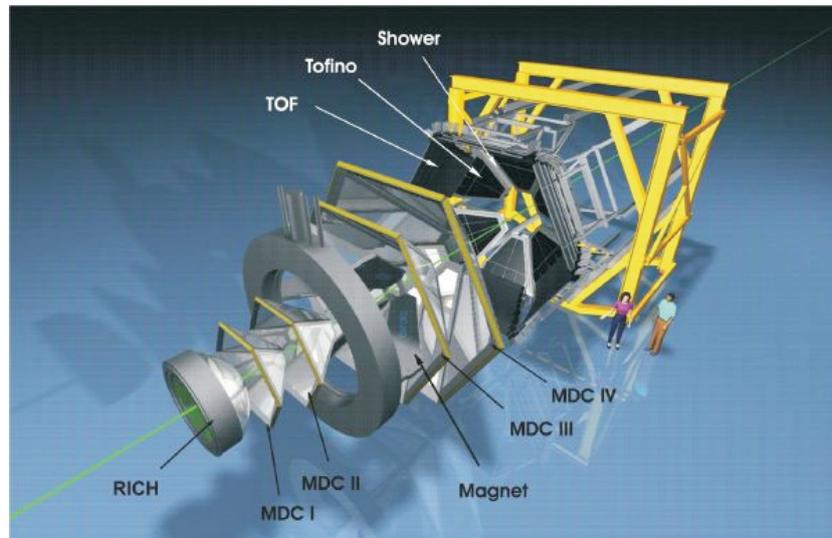


Abbildung 1.1: 3-D-Explosionsansicht des HADES-Spektrometers.

Die geometrische Akzeptanz des Spektrometers beträgt im Polarwinkel  $18^\circ$  bis  $85^\circ$  für den Nachweis einzelner Teilchen und 40 % über den vollen Azimutwinkel [Gar98b].

Die vorliegende Arbeit untersucht Eigenschaften der MDCs des HADES-Spektrometers, die im Folgenden genauer beschrieben werden. Details zu den anderen Detektorsubsystemen finden sich in der angegebenen Literatur.

## 1.2 Das Spurverfolgungssystem des HADES-Experiments

Das Spurverfolgungssystem besteht aus 24 trapezförmigen, ebenen Vieldrahtdriftkammern, die symmetrisch in sechs Sektoren um die Strahlachse angeordnet sind. Die aktive Detektorfläche beläuft sich auf etwa  $33 \text{ m}^2$ . In jedem Sektor befinden sich zwei Kammern (Ebenen I und II) vor dem toroidalen Magnetfeld und zwei (Ebenen III und IV) dahinter.

Das im Folgenden beschriebene Design der Driftkammern wurde gewählt, um den Forderungen nach einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit für  $e^+e^-$ -Paare und einer Ortsauflösung im Bereich von  $100 \mu\text{m}$  zu entsprechen. Die Detektoren sind aus sechs Signal-/Felddrahtebenen aufgebaut. Die Drähte sind in fünf verschiedenen Stereowinkeln ( $+40^\circ$ ,  $-20^\circ$ ,  $+0^\circ$ ,  $-0^\circ$ ,  $+20^\circ$ ,  $-40^\circ$ ) angeordnet (s. Abb. 1.2, Seite 3). Die beiden  $\pm 0^\circ$ -Drahtebenen sind um eine halbe Driftzellenbreite gegeneinander versetzt. Alle Kathodendrahte sind orthogonal zu den  $0^\circ$ -Anoden ausgerichtet. Die Wahl der Stereowinkel und die Anordnung der Zellebenen ist bezüglich der Verringerung von Mehrdeutigkeiten bei hohen Multiplizitäten und des Erreichens der maximalen Ortsauflösung in polarer Richtung optimiert. Somit wird eine maximale Auflösung des

Impulses erzielt, dessen Hauptanteil, bedingt durch die Form des Magnetfelds, die Komponente in polarer Richtung ausmacht [Gar98b].

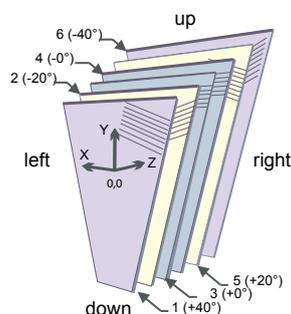


Abbildung 1.2: Aufbau der Driftkammern [Gar98b].

Jede Driftkammer setzt sich aus etwa 1100 Driftzellen zusammen, deren Querschnitt orthogonal zum Anodendraht von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  (Ebene I) bis  $14 \times 10 \text{ mm}^2$  (Ebene IV) zunimmt. Die Kathoden- und Potenzialdrähte bestehen aus Aluminium und besitzen Durchmesser von 80 oder  $100 \text{ }\mu\text{m}$ . Für die Signaldrähte wurden goldbedampfte Wolframdrähte mit Stärken von 20 oder  $30 \text{ }\mu\text{m}$  benutzt. Die Längen der Drähte liegen zwischen einigen Zentimetern und 2,5 Metern.  $12 \text{ }\mu\text{m}$  dicke, mit Aluminium beschichtete Mylar-Folien bilden die Ein- und Austrittsfenster der Driftkammern. Betrieben werden die Driftkammern mit einem Gasgemisch aus Helium und Isobutan (MDC II-IV) oder Argon und Isobutan (MDC I).

Die Materialien wurden nach dem Prinzip niedriger Massenbelegung gewählt, sodass sich die Detektordicke in Einheiten der Strahlungslänge auf weniger als  $5 \cdot 10^{-4}$  beläuft. Dadurch wird der Beitrag der Vielfachstreuung im Driftkammermaterial zur Impulsauflösung und der Beitrag aus externen  $e^+e^-$ -Paarbildungen im kombinatorischen Untergrund minimiert.

### 1.2.1 Driftkammer II 4

Die Analyse der vorliegenden Arbeit verwendet die Driftkammer MDC II 4 (Dubna-Modell im vierten Sektor), die mit einem Gasgemisch aus Helium und Isobutan im Volumenverhältnis 60:40 betrieben wird. Der Querschnitt der Driftzellen beträgt  $5 \times 6 \text{ mm}^2$ , wobei sich der Abstand zwischen den Signaldrähten auf 6 mm und der zwischen den Kathodenebenen auf 5 mm beläuft (s. Abb. 1.3, Seite 4). Das physikalische Zentrum ist definiert als der Punkt des senkrechten Einfalls der vom Target emittierten geraden Teilchenspuren auf der Driftkammer. Dieser liegt für die Zellebene 3 der Driftkammern MDC II zwischen Zellen 98 und 99 und für Ebene 4 bei Zellnummer 98.

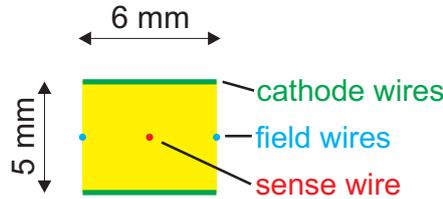


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der Zellgeometrie der Driftkammern MDC II.

### 1.3 Driftkammerphysik

Dieser Abschnitt betrachtet die Wechselwirkungen von geladenen Teilchen in Gasen sowie die Signalbildung in Driftkammern. Neutrale Teilchen oder Photonen werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht betrachtet.

Durchqueren geladene Teilchen das Gasvolumen des Detektors wechselwirken sie hauptsächlich über die elektromagnetischen Prozesse der Anregung und Ionisation der Atome oder Moleküle mit der Materie, wodurch sie einen Teil ihrer kinetischen Energie verlieren. Dieser statistische Prozess des Energieverlusts folgt eine Landau-Verteilung [Sau77], die hier nicht weiter diskutiert werden soll. Der mittlere differentielle Energieverlust aufgrund von Coulomb-Wechselwirkungen kann durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden. Sie gilt für moderat relativistische, geladene Teilchen [Yao06]. (Der Dichtekorrekturterm in der Bethe-Bloch-Formel wird im Folgenden vernachlässigt.)

$$-\frac{dE}{dx} = 0.3071 \cdot z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 \right] [MeV g^{-1} cm^2] \quad (1.1)$$

$z$  - die Ladung des einfallenden Teilchens

$Z, A$  - die Kernladungs- und Massenzahl des Gases

$m_e$  - die Elektronenmasse

$I$  - eine für das Gas charakteristische Ionisationskonstante

$T_{max}$  beschreibt die maximale kinetische Energie, die auf ein freies Elektron in einem einfachen Stoß übertragen werden kann:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2} \quad (1.2)$$

$M$  - Masse des stoßenden Teilchens

Der differentielle Energieverlust ist nicht von der Masse des ionisierenden Teilchens abhängig, sondern ausschließlich von dessen Geschwindigkeit. Der Verlauf des Energieverlusts für Myonen in Kupfer in Abhängigkeit des Teilchenimpulses ist in Abbildung 1.4 (s. Seite 5) veranschaulicht.

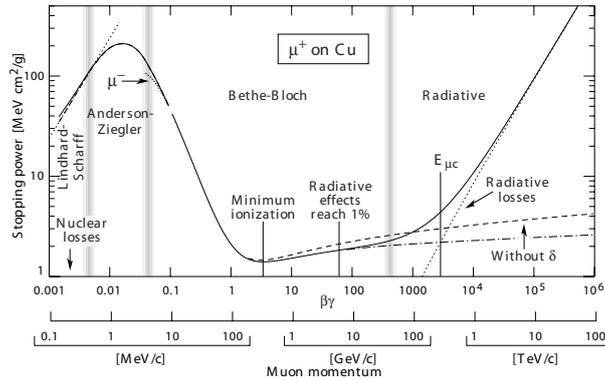


Abbildung 1.4: Energieverlust pro Flächenbelegung von Myonen in Kupfer [Yao06].

Zunächst fällt der Energieverlust für nicht-relativistische Teilchen wie  $\frac{1}{\beta^2}$  ab, erreicht dann bei  $\beta\gamma \approx 3$  ein Minimum und steigt schließlich wieder logarithmisch mit dem Dilatationsfaktor  $\gamma$  an. Teilchen, deren  $\beta\gamma$  etwa 3 beträgt, werden als minimal ionisierende Teilchen (*MIPS - minimum ionizing particles*) bezeichnet.

Bei der Ionisation der Gasatome oder -moleküle beim Durchgang eines geladenen Teilchens werden freie Ladungsträger erzeugt (Primärionisation). Diese können aufgrund ihrer kinetischen Energie durch Wechselwirkung mit dem Gas weitere freie Ladungsträger erzeugen (Sekundärionisation), sodass sich *Cluster* unterschiedlicher Größe und Häufigkeit bilden. Diese sind statistisch entlang der Teilchenspur verteilt. Die Elektronen driften dann entlang der Feldlinien in der Driftzelle in Richtung des Signaldrahts aufgrund der an die Feld- und Kathodendrähte angelegten Hochspannung. In der Nähe des Auslesedrahts nimmt die elektrische Feldstärke stetig zu. Ab einem bestimmten Punkt erreicht das elektrische Feld solch hohe Werte, dass ein driftendes Elektron zwischen zwei Stößen mit den Gasmolekülen genügend Energie gewinnen kann, um im Gas eine Ionisation auszulösen. Durch diesen sich wiederholenden Prozess steigt die Anzahl der freien Elektronen exponentiell an, es bildet sich eine Elektronenlawine. Dieser Prozess kann quantitativ mittels der mittleren freien Weglänge der Elektronen bis zur Ionisation eines Gasatoms beschrieben werden, deren Inverse als *Townsend-Koeffizient*  $\alpha$  bezeichnet wird.  $\alpha$  ist somit definiert als die Wahrscheinlichkeit einer Ionisation pro Wegstrecke. Für  $n$  Elektronen werden nach einem Wegstück  $dx$

$$dn = n \alpha dx \tag{1.3}$$

Elektronen durch Ionisation erzeugt. Damit kann der Gasverstärkungsfaktor  $G$  definiert werden als

$$G = \frac{n}{n_0} = \exp\left(\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx\right). \tag{1.4}$$

Der *Townsend-Koeffizient* ist bei konstantem Druck stark abhängig von der Stärke des elektrischen Feldes in der Driftzelle, das von der an die Feld- und Kathodendrähte angelegten nega-

tiven Spannung erzeugt wird. Die Anode liegt auf Erdpotenzial. Je größer die Spannungsdifferenz zum Signaldraht, desto größer ist die Gasverstärkung am Signaldraht [Sau77].

Durch die Sekundärionisation in der unmittelbaren Nähe des Auslesedrahtes entsteht dort eine Wolke geladener Teilchen. Die Elektronen erreichen aufgrund ihrer hohen Beweglichkeit nach weniger als 1 ns den Signaldraht, wo sich ein kurzer Puls ergibt. Die verbleibenden positiven Ionen driften zur Kathode und influenzieren den Hauptteil des Pulses, da sie dem elektrischen Feld bei der Beschleunigung Energie entziehen, wodurch es zu einer messbaren Abnahme der Spannung kommt [Mar05].

## 1.4 Ausleseelektronik der Driftkammern

In diesem Abschnitt werden die Analog Shaper Discriminator Chips (ASD8) [New93] besprochen, die Teil der Datenauslese der HADES-Driftkammern sind. Eine detaillierte Betrachtung der gesamten Datenausleseelektronik ist in [Wüs05] gegeben.

Jeder Auslesedraht der Driftkammern ist einem von acht Kanälen eines ASD8-Chips zugeordnet. Jeweils zwei ASD8-Chips befinden sich auf einer Tochterplatine (*DB - daughterboard*) und jeweils vier oder sechs Tochterplatten auf einer Mutterplatine (*MB - motherboard*) (s. Abb. 1.5).

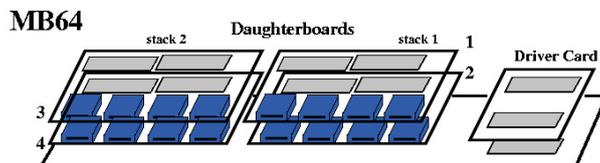


Abbildung 1.5: Aufbau der direkt an den Driftkammern angebrachten Ausleseelektronik.

Der ASD8 stellt acht Kanäle eines Verstärkers, Signalformers und Diskriminators zur Verfügung. Dies ermöglicht die unabhängige Auslese von acht Driftzellen. Die Chips liefern logische Signale mit variabler Breite, die der zeitlichen Breite des Signals über der am Diskriminator eingestellten Schwelle entspricht.

Die in der vorliegenden Arbeit betrachtete Driftkammer II 4 besitzt etwa 1100 Signaldrähte. 16 Kanäle sind jeweils mit zwei ASD8-Chips einer Tochterplatine verbunden, für die zusammen eine Diskriminatorschwelle gewählt werden kann. Somit ist die Einstellung von etwa 70 individuellen Schwellen an den Diskriminatoren der Ausleseelektronik möglich.

## 1.5 Zielsetzung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit untersucht die Nachweiswahrscheinlichkeit der HADES-Driftkammern für minimal ionisierende Elektronen und Positronen. Ohne zunächst den Zahlenwert der Effizienz zu betrachten, wird überprüft, wie die maximal erreichbare Effizienz mit der an die Feld- und Kathodendrähte der Driftkammer angelegten Hochspannung zusammenhängt. Es wird erwartet, dass die Anregungskurve bei einem bestimmten Spannungswert ein Plateau erreicht, in dem die Effizienz nicht von der eingestellten Spannung abhängt. Die während eines Experiments an den Detektor anliegende Spannung sollte sich in diesem Bereich befinden, um die maximal erreichbare Nachweiswahrscheinlichkeit abrufen zu können. Ferner muss hierbei die Lebensdauer des Detektors berücksichtigt werden. Bei noch höherer Spannung wird exponentiell mehr Ladung erzeugt, sodass es zu Instabilitäten im Betrieb kommen kann, beziehungsweise die Alterung des Detektors beschleunigt wird. Der so ermittelte *Arbeitspunkt* der Driftkammer wird mit dem während eines Experiments verwendeten verglichen.

Ferner wird die Nachweiswahrscheinlichkeit einer Driftzelle und einer Zellebene der Driftkammer MDC II 4 mit zwei verschiedenen Methoden bestimmt. Eine Methode nutzt die gemessenen Anregungskurven einer Driftzelle, um die Effizienz mittels geometrischer Annahmen zu bestimmen (Kapitel 2). Die andere beschreibt eine Analyse von bei einer Strahlzeit aufgenommenen Daten (Kapitel 3). Es kann so überprüft werden, ob alle Zellen der Driftkammer den Forderungen nach hohen Effizienzen genügen.

Eine zufriedenstellende Effizienz wird erreicht, wenn ein Spursegment mit einer Wahrscheinlichkeit  $p_{\text{Segment}}$  von 95 % nachgewiesen wird. Erforderlich sind hierzu in jeder der beiden in einem Sektor liegenden Detektoren in Ebenen I und II eine Mindestzahl von Zellebenen, die den Teilchendurchgang registrieren. Mithilfe der Binomialverteilung

$$f(n) = \sum_{k=n}^N \binom{N}{k} \cdot p^k \cdot (1-p)^{N-k} \quad (1.5)$$

kann abgeschätzt werden, welche Nachweiswahrscheinlichkeit (hier beschrieben durch  $p$ ) eine Zellebene somit aufweisen muss. Dabei wird angenommen, dass die Teilchennachweise in den einzelnen Ebenen unabhängig voneinander sind.  $N$  bezeichnet die Anzahl der Zellebenen einer Kammer,  $n$  die Anzahl der Zellebenen, die angesprochen haben. Die Ergebnisse der Rechnungen für verschiedenen Parameter sind in Tabelle 1.1 (Seite 7) aufgeführt.

N	n	p	$p_{\text{Segment}}$
6	4	88,0 %	94,9 %
6	5	96,0 %	95,7 %
6	6	99,6 %	95,3 %

Tabelle 1.1: Wahrscheinlichkeit des Nachweises eines Spursegments.

Zum Nachweis eines Spursegments werden je nach Modus des Cluster-Finders jeweils vier oder fünf Zellebenen zweier Driftkammern in Ebenen I und II benötigt, welche den Teilchendurchgang registrieren. Um eine zufriedenstellende Effizienz zu erreichen, sollte die Nachweiswahrscheinlichkeit einer Zellebene demnach mehr als 95 % betragen.

# Kapitel 2

## Anregungskurven der Driftkammern

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors wird (für eine gegebene Gasmischung) vom primären Ansprechverhalten der Driftkammer und von den Eigenschaften der Ausleseelektronik bestimmt. Das Ansprechverhalten ist abhängig von der Anzahl der durch den Energieverlust eines Teilchens beim Durchgang durch das Gasvolumen der Kammer erzeugten Primärionisationen. Je mehr freie Ladungsträger entstehen, desto größer ist das nach der Gasverstärkung am Ausleседраht generierte Signal. Die Ausleseelektronik verstärkt, formt und diskriminiert das Signal. Die Signalamplituden sind nicht immer identisch, sondern abhängig vom Energieverlust und der Spurgeometrie des ionisierenden Teilchens, sodass die relative Höhe der am Diskriminator eingestellten Schwelle verschieden ist. Kleine Amplituden, die diskriminiert würden, erfordern somit eine größere Verstärkung, damit das Signal über der gewählten Schwelle liegt.

Zur Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeit einer Driftkammer wird mit einem Referenzdetektor die Anregungskurve einer Driftzelle gemessen. Es wird das Verhältnis der Koinzidenzzählrate und der Referenzzählrate berechnet, welches proportional zur Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors ist. Die Anregungskurve wird bei einem zu bestimmenden Spannungswert ein Plateau erreichen, in dem die Nachweiswahrscheinlichkeit maximal und nicht von der Hochspannung abhängig ist (Plateaukurve). Die während eines Experiments für die Driftkammer gewählte Spannung sollte sich im Bereich des Plateaus befinden (Arbeitspunkt).

Der Arbeitspunkt der Driftkammer MDC II 4 sollte zunächst mithilfe von Anregungskurven bestimmt und mit der im Betrieb des Detektors an die Drähte angelegten Spannung verglichen werden. Dazu wurde eine Driftzelle der Kammer benutzt, deren Signal über den sogenannten *AnalogOut* abgegriffen werden kann. Das Signal wird durch die Ausleseelektronik verstärkt und geformt, aber nicht diskriminiert. Dies erlaubt die Verwendung eines externen Schwellendiskriminators, mit dem die Abhängigkeit der Anregungskurve von der am *AnalogOut* angelegten Schwelle untersucht werden kann.

## 2.1 Experimenteller Aufbau zur Messung von Anregungskurven

Zur Messung der Anregungskurven wurde Driftkammer MDC II 4 mit dem in Abbildung 2.1 dargestellten Messaufbau versehen. Die Driftkammer wurde mit einem Gasgemisch aus Helium und Isobutan im Verhältnis 60:40 im Durchfluss betrieben. Auf der Austrittsseite (bezogen auf das Target im Strahlbetrieb) der Kammer befand sich eine  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle, die in Abschnitt 2.1.1 genauer beschrieben wird. Die Quelle war mit einer dünnen Aluminiumblende auf ein Blech montiert, das am Rahmen der Driftkammer befestigt war. Eine Zeichnung des inneren Aufbaus der Kammer ist in Abbildung A.1 (Seite 50) gegeben. Als Referenz diente auf der Eintrittsseite des Detektors je einer von zwei verschiedenen Szintillationszählern. Der im Folgenden als *großer Szintillator* bezeichnete Referenzdetektor wies eine aktive Fläche von  $90 \times 125 \text{ mm}^2$  auf, der *kleine Szintillator* eine von  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ .

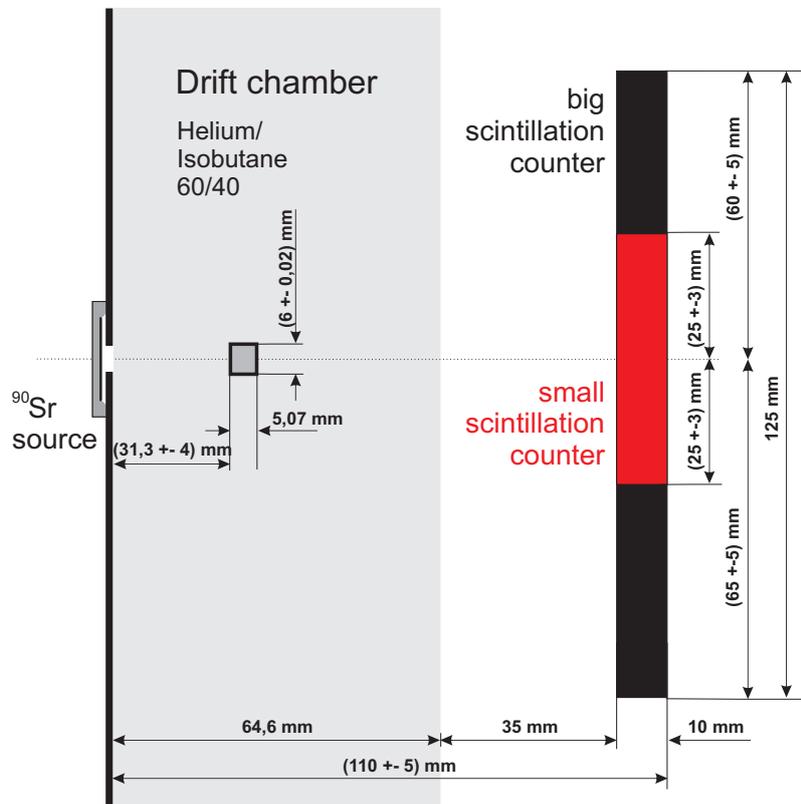


Abbildung 2.1: Experimenteller Aufbau zur Messung von Anregungskurven an Kammer II 4.

Die einzelnen Schritte der Signalverarbeitung sind in Abbildung 2.2 (Seite 11) schematisch und in B.2 (Seite 53) anhand von gemessenen Signalen dargestellt. Zunächst wurden die Signale des AnalogOut und des Referenzzählers durch die am Diskriminator eingestellte Schwelle diskriminiert. Das normierte Signal des Photovervielfachers wurde verzögert und die Breite mit-

tels eines Gate-Generators so eingestellt, dass sich ein Koinzidenzintervall mit dem digitalen Signal des AnalogOut ergab. Waren beide Signale koinzident, wurde dies mit einem an eine Koinzidenzeinheit angeschlossenen Zähler registriert, der auch die im Szintillationszähler gemessenen Signale zählte.

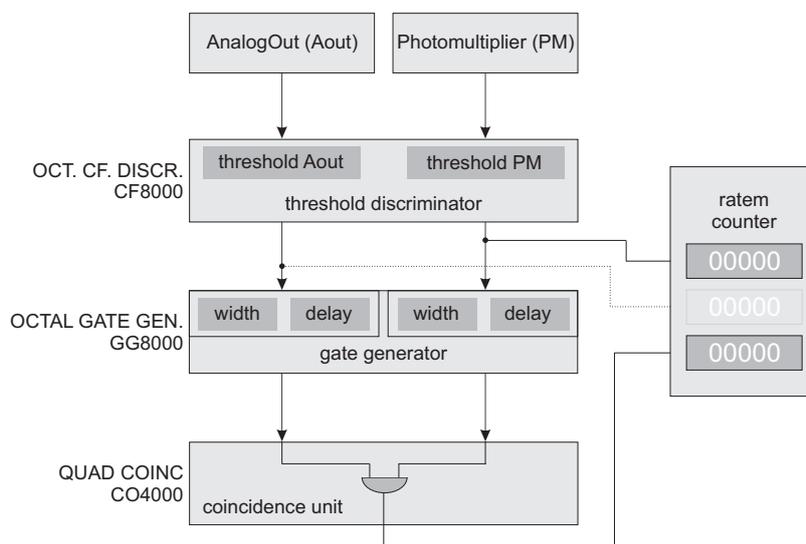


Abbildung 2.2: Schaltung zur Messung von Anregungskurven an Kammer II 4.

Das Verhältnis der Zahl der koinzidenten Ereignisse der Zelle der Driftkammer und des Szintillators und der Zahl der Ereignisse des Szintillators ist durch

$$\xi = \frac{Z_{cs}}{Z_s} \quad (2.1)$$

- $\xi$  - Wert der Anregungskurve
- $Z_{cs}$  - Zahl der koinzidenten Teilchennachweise der Zelle und des Szintillators
- $Z_s$  - Zahl der vom Szintillator nachgewiesenen Teilchen

als Funktion der an die Drähte der Driftkammer angelegten Hochspannung gegeben. Diese Funktion beschreibt die Anregungskurve der Driftzelle.

Die Schwellen des Diskriminators wurden für die Signale des AnalogOut und des Szintillationszählers zur Unterdrückung von Rauschen folgendermaßen gewählt:

- Szintillationszähler: Die Schwelle wurde etwa 10 bis 15 mV unter die maximale (negative) Amplitude des Rauschens des Detektors gesetzt, wodurch sich für den großen Szintillator eine Schwelle von -30 mV ergab, für den kleinen eine von -20 mV.

- AnalogOut: Die Untersuchung des Rauschens des AnalogOut ergab eine Amplitude von etwa -30 mV (s. Abb. B.2, Seite 53). Dieser Wert wurde mit der Schwelle verglichen, die während eines Experiments an den ASD8-Chip angelegt wird, an den der Analog-Out angeschlossen ist. Die Schwelle beträgt etwa -32 mV (vgl. Abb. B.1, Seite 53), so dass in guter Übereinstimmung mit der beobachteten Rauschamplitude für die minimale Schwelle zur Diskriminierung des AnalogOut -35 mV gewählt wurde.

Um die Abhängigkeit der Plateaukurven von dieser Schwelle zu zeigen, wurden Messungen von  $\xi$  (vgl. Gleichung 2.1) als Funktion der an die Driftkammer angelegten Hochspannung für verschiedene Diskriminatorschwellen des AnalogOut durchgeführt.

### 2.1.1 Eigenschaften der $^{90}\text{Sr}$ -Quelle

Die Strontium-Quelle besteht aus einer dünnen runden Schicht  $^{90}\text{Sr}$  mit einem Durchmesser von 16 mm, die in eine Kunststoff-Matrix eingebettet und mit einer Titanfolie abgedeckt ist (s. Abb. A.2, Seite 51). Mithilfe des großen Szintillators wurde die Aktivität der Quelle zu 11.8 kHz bestimmt.

Zur Charakterisierung der Strontium-Quelle werden die Eigenschaften der Quelle und der emittierten Elektronen untersucht. Das Zerfallsschema von  $^{90}\text{Sr}$  besteht aus zwei Stufen (s. Abb. 2.3(a), Seite 14). Zunächst zerfällt  $^{90}\text{Sr}$  mit einer Halbwertszeit von 28,5 Jahren über einen  $\beta^-$ -Zerfall in  $^{90}\text{Y}$  (Yttrium), das wiederum zu 99,98 % durch einen schwachen Zerfall mit einer Halbwertszeit von 64,1 Stunden in  $^{90}\text{Zr}$  (Zirconium) zerfällt. Im ersten Schritt wird ein Elektron mit einer maximalen kinetischen Energie von 546 keV emittiert, im zweiten eines mit 2274 keV. Für beide Zerfälle ergibt sich damit ein  $\beta$ -Spektrum von 0 bis zur entsprechenden maximalen Energie. Diese wurden in Abbildung 2.3(b) (Seite 14) mittels zweier Polynome zweiten Grades modelliert. Abbildung 2.3(c) (Seite 14) zeigt das Spektrum der Quelle als Funktion von  $\beta\gamma$ .

In Abschnitt 1.3 wurde der Energieverlust von geladenen Teilchen in Materie besprochen. Auch niederenergetische Elektronen verlieren Energie in Materie hauptsächlich durch Ionisation, aber der Prozess unterscheidet sich vom Energieverlust schwerer Teilchen aufgrund der Kinematik, des Spins und der Gleichheit des einfallenden Teilchens und der Elektronen, die ionisiert werden. Dadurch wird der Wert des maximalen Energieübertrags bei der Wechselwirkung geändert. Das einfallende Elektron kann maximal die Hälfte seiner kinetischen Energie auf das Hüllenelektron des Gasatoms übertragen. Für die maximale kinetische Energie gilt somit:

$$T_{max,e^-} = \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + \gamma} \quad (2.2)$$

Der Energieverlust pro Zentimeter wurde für 11 cm Luft mit den in Tabelle 2.1 aufgeführten Parametern bestimmt.

$z$	$Z$	$A$	$m_e$	$I$
1	14.44	28.88	0.511	$148 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 2.1: Werte zur Berechnung des Bethe-Bloch-Energieverlusts.

Abbildung 2.3(d) (Seite 14) gibt den Energieverlust als Funktion der kinetischen Energie der Elektronen wieder. Für den Hauptanteil des Strontiumspektrums beträgt der Energieverlust pro Zentimeter Luft weniger als ein Prozent der Energie und kann somit für den gewählten Aufbau zur Messung der Anregungskurven, bei der der Abstand zwischen der Strontium-Quelle und dem Szintillationszähler 11 cm betrug, vernachlässigt werden.

Passieren die Elektronen der Strontium-Quelle Materie, werden sie durch Coulomb-Wechselwirkung mit den Teilchen des Materials vielfach gestreut. Die Verteilung dieser Streuung kann für kleine Winkel durch eine Gaußverteilung angenähert werden, wobei die zentralen 98 % der projizierten Winkelverteilung durch die Breite  $\theta_0$  beschrieben werden können [Yao06].

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\left(\frac{x}{X_0}\right) \left[1 + 0.038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right]} \quad (2.3)$$

$\theta_0$  - Breite der Gauß'schen Näherung für die zentralen 98 % der projizierten Winkelverteilung

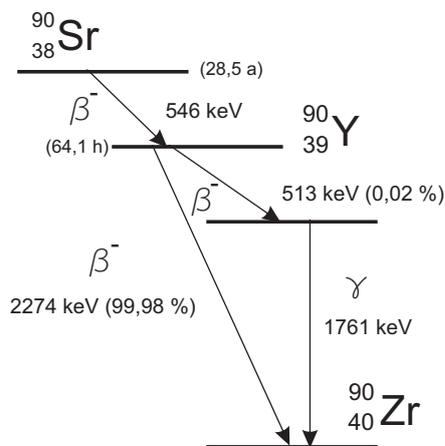
$\frac{x}{X_0}$  - Dicke des Mediums in Einheiten der Strahlungslänge

Die Breite der Verteilung ist als Funktion der kinetischen Energie der Elektronen in Abbildung 2.3(e) (Seite 14) gegeben, wobei die Näherungsformel für kleine kinetische Energien und damit verbundene große Streuwinkel (s. o.) nicht mehr gültig ist.

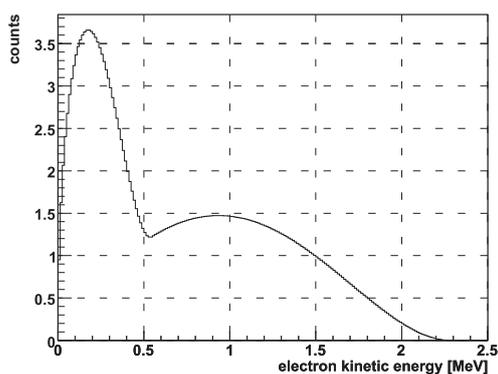
Die Vielfachstreuung der Elektronen der Strontium-Quelle hat einen großen Einfluss auf die Trajektorien der Teilchen. Der Verlauf der Teilchenspuren der von einer Strontium-Quelle emittierten Elektronen nach Durchlaufen einer Blende ist mittels einer GEANT-Simulation [Gea04] in Abbildung B.3 (Seite 54) veranschaulicht. Man erkennt, um welche zum Teil großen Winkel die Teilchen von der ursprünglich geraden Bahn durch Streuung abgelenkt werden.

Bei der Messung der Plateaukurven sind der Energieverlust und die Vielfachstreuung kaum relevant, da die zur Zahl der Referenzereignisse und zur Zahl der Koinzidenzereignisse beitragenden Elektronen alle den Szintillator erreicht haben.

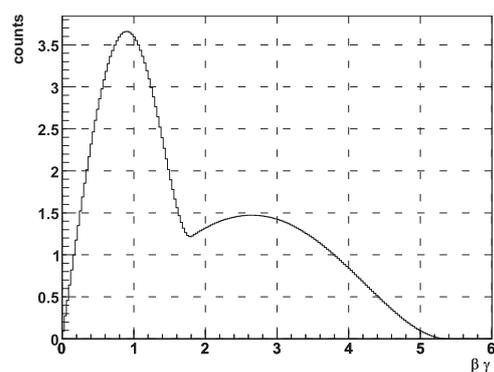
Ferner besteht die Möglichkeit einer zufälligen Koinzidenz zwischen einem Ereignis am Referenzdetektor und einem Elektron, das ein Signal in der Zelle erzeugt, aber aufgrund von Vielfachstreuung den Szintillator nicht erreicht. Der Anteil dieser Ereignisse an der Gesamtzahl kann vernachlässigt werden.



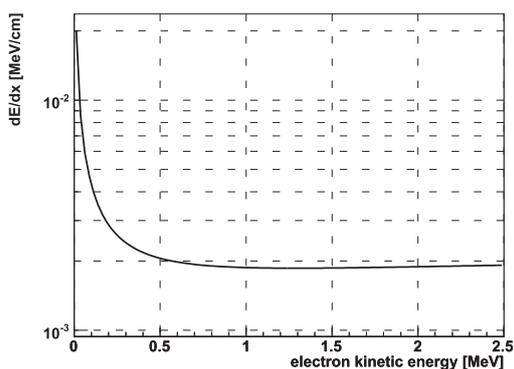
(a)



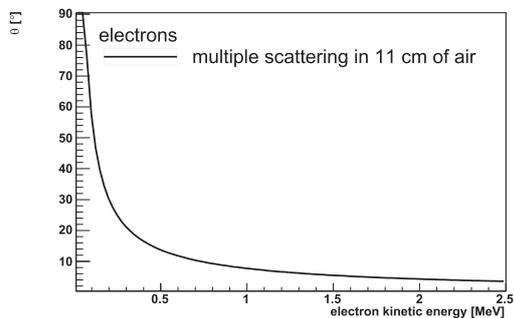
(b)



(c)



(d)



(e)

Abbildung 2.3: (a) Zerfallsschema der Strontium-Quelle. Modellierter Häufigkeitsverteilung der Strontium-Quelle als Funktion der kinetischen Energie (b) und von  $\beta\gamma$  (c). (d) Bethe-Bloch-Energieverlust für Elektronen als Funktion der kinetischen Energie. (e) Vielfachstreuung von Elektronen in 11 cm Luft als Funktion der kinetischen Energie.

## 2.2 Anregungskurven - Ergebnisse

Um abzuschätzen, welchen Anteil an den Ereignissen die kosmische Höhenstrahlung (Cosmics) ausmacht, wurden zunächst die Zählraten der Driftzelle, der Szintillationszähler und die Koinzidenzrate mit und ohne Strontium-Quelle bestimmt. Die gemessenen Werte werden in Tabellen B.1 (Seite 55) und B.2 (Seite 55) wiedergegeben. Für den großen Szintillator spielt die Zählrate der Cosmics eine geringe Rolle, der systematische Fehler bei der weiteren Auswertung beträgt weniger als 0,5 %. Der Anteil der Cosmic-Zählrate ist für den kleinen Szintillator größer und liegt bei etwa 3 %, sodass der Beitrag der kosmischen Strahlung zu den Zählraten bei den weiteren Rechnungen subtrahiert wurde.

In Abbildung 2.4 (Seite 16) sind die Anregungskurven der Messungen mit großem und kleinem Szintillator als Funktion der an die Feld- und Kathodendrähte der Driftkammer angelegten Hochspannung für verschiedene Einstellungen der Diskriminatorschwelle des AnalogOut dargestellt. Die statistischen Fehler wurden mit einer Binomial-Verteilung [BSMM01] bestimmt, da es sich bei der Messung um eine Wahrscheinlichkeitsverteilung mit genau zwei möglichen Ergebnissen handelt: Koinzidenz oder nicht. Die Verteilung wird beschrieben durch:

$$f(n) = \binom{N}{n} \cdot p^n \cdot (1-p)^{N-n} \quad (2.4)$$

Der Wert der Plateaukurve  $\xi$  ist in Gleichung 2.1 (Seite 11) definiert, und er entspricht der Wahrscheinlichkeit  $p$ . Die Standardabweichung der Binomial-Verteilung ergibt sich zu:

$$\sigma^2 = Np(1-p) \quad (2.5)$$

Somit kann man für den statistischen Fehler des Werts der Anregungskurve schreiben:

$$\Delta\xi = \frac{\sigma}{N} = \frac{1}{N} \sqrt{N\xi(1-\xi)} = \sqrt{\frac{\xi(1-\xi)}{N}} \quad (2.6)$$

Der statistische Fehler ist in den Abbildungen der Anregungskurven nicht zu erkennen, da er kleiner ist als die Symbole der Messpunkte. Der so berechnete statistische Fehler reicht aber offensichtlich nicht aus, um die Abweichungen einiger Messpunkte von einem glatten Verlauf der Kurve zu beschreiben, sodass hier folglich ein systematischer Fehler in der Messung aufgetreten sein muss.

Zur qualitativen Beschreibung der Anregungskurven wurden diese jeweils mit folgender Fermi-Funktion angepasst:

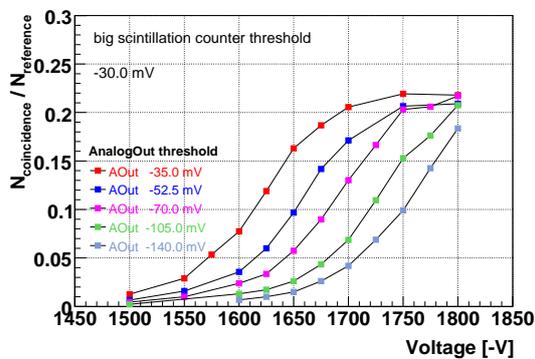
$$f(x) = \frac{p_1}{1 + e^{-\frac{x-p_2}{p_3}}} \quad (2.7)$$

Die Eigenschaften der Fermi-Funktion sind:

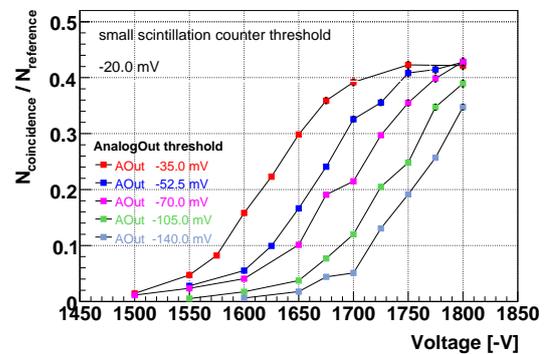
- $p_1$  beschreibt das Maximum der Funktion,  $f(x)$  konvergiert gegen diesen Wert

- $p_2$  ist der x-Wert, bei dem die Funktion auf den Wert  $\frac{p_1}{2}$  angestiegen ist
- $p_3$ : mit wachsendem  $p_3$  wird die Steigung von  $f(x)$  geringer, die Kurve wird in x-Richtung gestreckt

Die Graphen der jeweils fünf Anregungskurven für beide Szintillatoren sind in Abbildungen B.4 (Seite 56) und B.5 (Seite 57) dargestellt. Die zugehörigen Werte der Anpassung der Funktion an die Messpunkte sind in Tabellen B.3 (Seite 58) und B.4 (Seite 58) gegeben, wobei sich die Fehler nur aus der Anpassung ergeben.



(a)



(b)

Abbildung 2.4: Anregungskurven der Messungen mit großem (a) und kleinem (b) Szintillator als Funktion der an die Feld- und Kathodendrähte der Driftkammer angelegten Hochspannung für verschiedene Einstellungen der Diskriminatorschwelle des AnalogOut.

Abbildung 2.4 stellt die Anregungskurven der Driftzelle in Abhängigkeit der an die Feld- und Kathodendrähte angelegten Spannung für verschiedene Einstellungen der Diskriminatorschwelle dar. Die unterschiedlichen Werte des Maximums der Kurven für den großen und den kleinen Szintillator resultieren aus der unterschiedlichen Raumwinkelabdeckung der beiden Referenzdetektoren.

Zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Werte der Anregungskurven wurde die Anpassung einer Kurve mit der Fermi-Funktion für verschiedenen Bereiche der Hochspannung (Abszisse) durchgeführt. Es ergab sich ein Fehler von 3 % für den Parameter  $p_1$ , der das Maximum der Anregungskurve beschreibt.

Die Anregungskurven hängen stark von der Diskriminatorschwelle ab. Je höher die Schwelle eingestellt ist, desto mehr verschieben sich die Kurven zu höheren Spannungen. Dieser Zusammenhang wird in Abbildung 2.5 für den großen und den kleinen Szintillator verdeutlicht, indem der Wert der Anregungskurve, bei dem sie 90 % des Maximalwerts erreicht, in Abhängigkeit

der angelegten Schwelle dargestellt ist.

Das Ansteigen des Spannungswerts mit höheren Schwellen resultiert aus der unterschiedlich starken Ionisation der Gasatome beim Teilchendurchgang, wodurch die Höhe des von der Driftzelle gemessenen Signals variiert. Kleine Signale, die bei einer geringen Gasverstärkung aufgrund einer niedrigen an die Drähte angelegten Spannung eine hohe Schwelle nicht überschreiten, können durch eine genügend hohe Spannung so verstärkt werden, dass sie nicht diskriminiert werden.

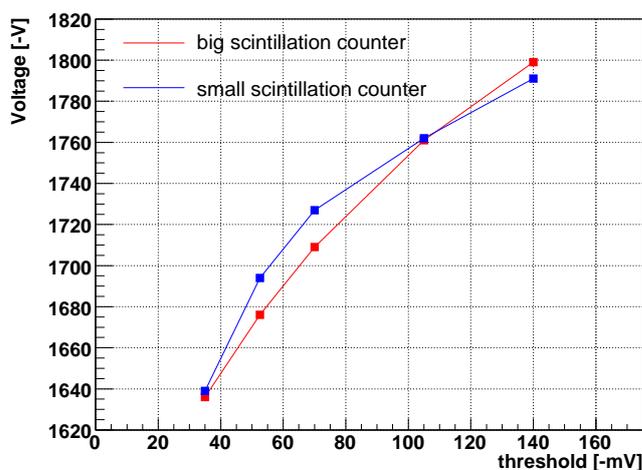


Abbildung 2.5: 90% der Maximalwerte der Anregungskurven in Abhängigkeit der Schwelle am AnalogOut.

Eine ähnliche Messung von Anregungskurven der  $+0^\circ$ -Zellebene einer Driftkammer vom Typ MDC II ist in Abbildung 2.6 (Seite 18) als Funktion der an den Feld- und Kathodendrähten angelegten Spannung dargestellt [Smy00]. Die Messung wurde mit dem so genannten *Common OR* durchgeführt, bei dem die Summe von 16 Signaldrähten betrachtet wurde. Die Signale der Kammer wurden über die ASD8-Chips verstärkt, geformt und diskriminiert. Als Quelle diente auch hier eine  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle und ein Szintillator-Pad als Referenzdetektor. Dieses Pad deckte einen kleineren Raumwinkel als die 16 Zellen ab, sodass jede von Szintillator registrierte Teilchenspür auch die Zellen passiert hatte. Somit konnte die Effizienz der Drahtebene anhand der Anregungskurven direkt bestimmt werden.

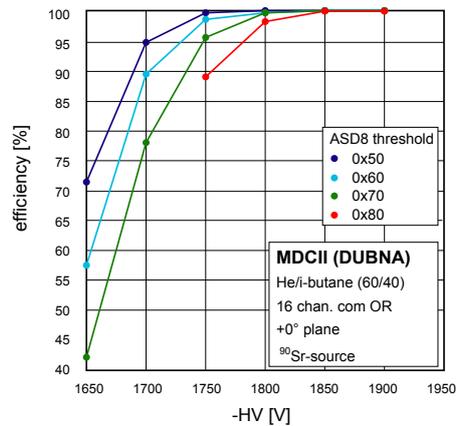


Abbildung 2.6: Messung von Anregungskurven mit *Common OR*: Effizienz der Drahtebene in Abhängigkeit der Hochspannung für verschiedene ASD8-Schwellen für eine Driftkammer vom Typ MDC II [Smy00].

Auch hier wird deutlich, dass sich die Kurven mit zunehmenden Diskriminatorschwellen am ASD8 zu höheren Spannungen verschieben.

Die Driftkammern von Typ MDC II werden bei -1750 V betrieben. Anhand von Abbildung 2.4 (Seite 16) ist zu erkennen, dass bei einer am Diskriminator des AnalogOut eingestellten Schwelle von -35 mV nur der Beginn des Plateaus erreicht wird. Werden aufgrund stark rauschender Kanäle höhere Schwellen gewählt, verschiebt sich die Anregungskurve zu höheren Spannungswerten. Dies hat bei der gegebenen Spannung einen Effizienzverlust zur Folge.

Das Nicht-Erreichen des Plateaus beeinflusst die Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftkammer (s. Abb. 2.6). Die Auswirkungen sollen im Folgenden betrachtet werden. Es wird untersucht, ob aus den Anregungskurven einer Driftzelle mithilfe geometrischer Überlegungen die Zelleffizienz bestimmt werden kann.

## 2.3 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit aus den Anregungskurven

In Kapitel 2.2 wurde beschrieben, wie mittels einer Messung von Anregungskurven unter Verwendung des *Common Or* die Nachweiswahrscheinlichkeit einer Zellebene direkt bestimmt werden konnte (vgl. Abbildung 2.6, Seite 18). Dieser Abschnitt beschäftigt sich nun mit der Fragestellung, ob und mit welcher Genauigkeit die Nachweiswahrscheinlichkeit durch geometrische Betrachtungen aus der Anregungskurve einer Zelle berechnet werden kann.

### 2.3.1 Geometrieüberlegungen

In Abbildung 2.7 ist noch einmal der Aufbau zur Messung der Anregungskurven an Driftkammer MDC II 4 dargestellt.

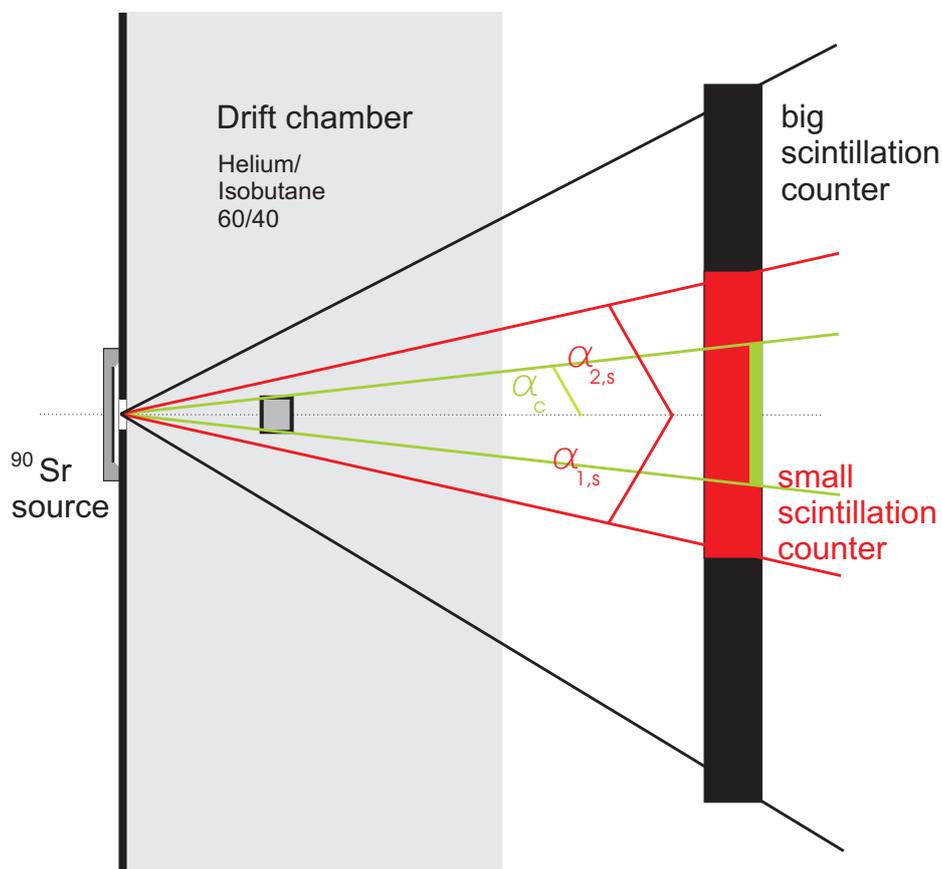


Abbildung 2.7: Geometrie zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit aus der Messung der Anregungskurve einer Driftzelle.

Die Strontium-Quelle emittiert Elektronen mit einer Winkelverteilung, die zum einen durch

den Aufbau der Quelle selbst gegeben ist, zum anderen aufgrund der Beschränkung durch die Blende (s. Abb. 2.1, Seite 10). Die Zelle der Driftkammer und der Szintillator nehmen jeweils einen bestimmten Raumwinkel ein. Die Betrachtung kann aber auf eine zweidimensionale, im obigen Aufbau gezeigte Geometrie begrenzt werden, da in der dritten Dimension die Länge der Zelle viel größer ist als die Breite des Szintillators, sodass alle Elektronen, die den Szintillator erreichen, auch die Zelle durchquert haben müssen. Der Winkel  $\alpha_c$  definiert den Winkel in der Ebene, den eine Hälfte der Zelle einnimmt.  $\alpha_{1,s}$  und  $\alpha_{2,s}$  beschreiben hier beispielhaft die zum kleinen Szintillator gehörigen Winkel.

Bei der Messung der Anregungskurven wurde das Verhältnis der Zahl der koinzidenten Ereignisse der Zelle der Driftkammer und des Szintillators und der Zahl der Ereignisse des Szintillators bestimmt (vgl. Gleichung 2.1):

$$\xi = \frac{Z_{cs}}{Z_s}$$

Die Zahl der Ereignisse des Szintillators entspricht den Elektronen, die diesen Referenzdetektor erreicht haben. Die Zahl der koinzidenten Ereignisse sind die Elektronen, welche von der Zelle nachgewiesen wurden und auch im Szintillator ein Signal ausgelöst haben. Ist die Teilchenflussdichte der Quelle an der Position des Szintillators bekannt, ergibt der Quotient aus dem Integral der Flussdichte über den Winkel, den die Zelle einnimmt, und dem Integral der Flussdichte über den Winkel, den der Szintillator einnimmt, die Akzeptanz  $a$ :

$$a = \frac{\int_{-\alpha_c}^{\alpha_c} \frac{dF}{d\alpha} \cdot d\alpha}{\int_{-\alpha_{1,s}}^{\alpha_{2,s}} \frac{dF}{d\alpha} \cdot d\alpha} \quad (2.8)$$

$a$  - Akzeptanz durch Geometrie

$F$  - Teilchenfluss der Quelle

Die Werte der Anregungskurve hängen von der Akzeptanz und der Effizienz der Driftzelle ab. Für die während eines Experiments an die Feld- und Kathodendrähte angelegte Spannung gilt:

$$\xi_{1750} = \varepsilon \cdot a \quad (2.9)$$

$\xi_{1750}$  - Wert der Anregungskurve bei -1750 V

$\varepsilon$  - Nachweiswahrscheinlichkeit der Zelle

Ist die Teilchenflussdichte an der Position des Szintillators und der Wert der Anregungskurve für eine bestimmte an die Feld- und Kathodenebenen der Driftkammer angelegte Spannung bekannt, kann die Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftzelle berechnet werden.

### 2.3.2 Emissionscharakteristik der Strontium-Quelle

Zur Bestimmung der Emissionscharakteristik der Strontium-Quelle wurde zunächst eine Messung der Verteilung der Teilchenemission durchgeführt. Es wurde der in Abbildung 2.8 gezeigte Aufbau verwendet.

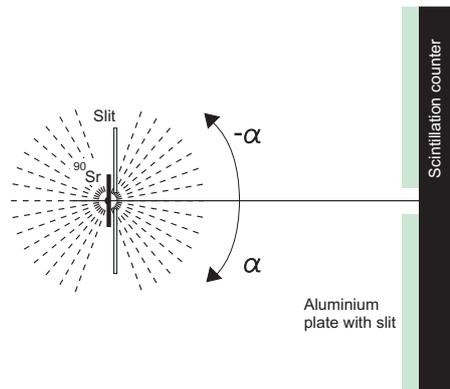


Abbildung 2.8: Aufbau der Messung zur Bestimmung der Elektronen-Winkelverteilung der Strontium-Quelle.

Die Strontium-Quelle wurde mit der Blende auf eine drehbare Halterung montiert. Der Szintillator wurde in zwei verschiedenen Abständen (5 cm und 8 cm) vor der Quelle aufgestellt. Eine Blende direkt vor dem Szintillator diente dazu, nur einen kleinen Ausschnitt der Winkelverteilung messen zu können. Die Messung der Anzahl der Ereignisse in 100 Sekunden wurde für Winkel-Schritte von 10° durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.9 (Seite 21) gezeigt. Die beiden Graphen können im für die weiteren Rechnungen relevanten Winkelbereich von etwa -40° bis 40° gut durch die Funktion  $c(r) \cdot \cos^2 \alpha$  beschrieben werden.

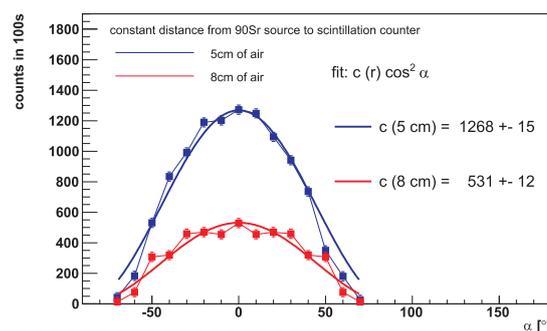


Abbildung 2.9: Gemessene Winkelverteilung der Teilchenemission für zwei verschiedene Abstände der Quelle zum Szintillator.

Um die Bedeutung des Parameters  $c(r)$  aus der Anpassung der Kurven mit der Funktion  $c(r) \cdot \cos^2 \alpha$

zu klären, wurde mit dem Aufbau der Winkelmessung bei  $\alpha = 0^\circ$  die Intensität der Strontium-Quelle in Abhängigkeit des Abstands vom Szintillator gemessen. Die Intensität folgt einem  $\frac{1}{r^2}$ -Gesetz, das mit  $\frac{28183\text{cm}^2}{r^2}$  angepasst werden konnte (s. Abb. 2.10).

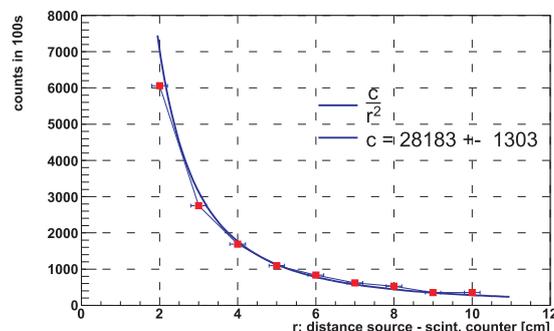


Abbildung 2.10: Intensität der Strontium-Quelle in Abhängigkeit des Abstands von der Quelle.

Der vom Abstand abhängige Parameter  $c(r)$  kann also definiert werden als:

$$c(r) = \frac{c}{r^2} = \frac{28183\text{cm}^2}{r^2} \quad (2.10)$$

Die für die Quelle gemessenen Winkelverteilungen der Teilchenemission sind für einen konstanten Abstand zwischen der Quelle und dem Referenzdetektor definiert. Ein konstanter Abstand war aber für den Aufbau zur Messung der Anregungskurven nicht gegeben, sodass die Winkelverteilung in eine Teilchenflussdichte an der Position des Szintillators umgerechnet werden musste. Zur Umrechnung wurde die in Abbildung 2.11 (Seite 22) dargestellte Geometrie betrachtet.

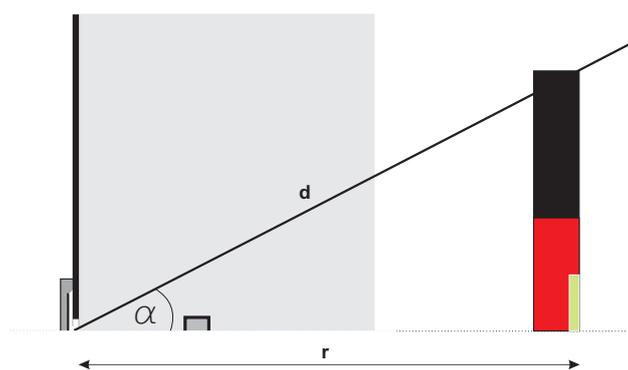


Abbildung 2.11: Geometrieüberlegungen zur Berechnung der Teilchenflussdichte der Strontium-Quelle (vgl. auch Abb. 2.7, Seite 19).

Für die Funktion  $\frac{c}{r^2} \cdot \cos^2 \alpha$  bedeutet dies, dass  $r$  winkelabhängig ist:

$$r = d \cdot \cos \alpha \quad (2.11)$$

$d$  - Winkelabhängiger Abstand der Quelle zum Szintillator

Für die Teilchenflussdichte der Strontium-Quelle ergibt sich damit:

$$\frac{dF}{d\alpha} = \frac{c}{d^2} \cos^2 \alpha = \frac{c}{r^2} \cos^4 \alpha \quad (2.12)$$

In Abbildung 2.12 (Seite 23) ist die Teilchenflussdichte für die Position des Szintillators als ein- und zweidimensionale Verteilung dargestellt. Die Verteilung wurde in zwei zueinander orthogonalen Richtungen vermessen. Die Ergebnisse waren identisch.

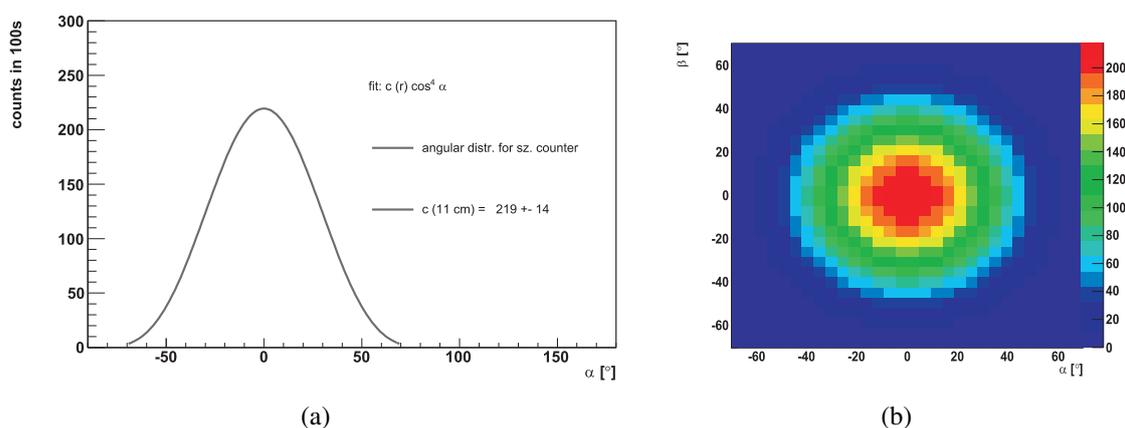


Abbildung 2.12: Aus der Messung und den geometrischen Überlegungen bestimmte Flussdichte der Elektronen der Strontium-Quelle am Szintillator. Eindimensionale (a) und zweidimensionale (b) Darstellung der Verteilung.

Inwieweit die gemessene Teilchenflussdichte der Strontium-Quelle mit der durch eine Simulation des Aufbaus generierten übereinstimmt, soll im Folgenden überprüft werden. Abbildung 2.13 zeigt das Schema der Simulation, die aufgrund der Symmetrie des Aufbaus nur für eine Hälfte der Quelle und des Szintillators durchgeführt wurde.

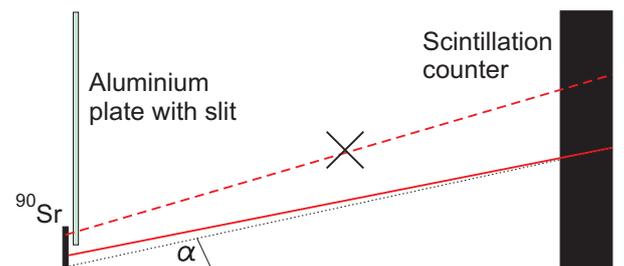


Abbildung 2.13: Schema der Simulation der Teilchenflussdichte der Strontium-Quelle.

Mit einem Zufallsgenerator wurde ein Punkt auf der Quelle und ein zugehöriger Winkel ausgewählt. Aus diesen beiden Werten wurde eine Geradengleichung aufgestellt und der Punkt bestimmt, an dem die Gerade die Szintillatorebene schneidet. Unter der Bedingung, dass diese Gerade die Aluminiumblende vor der Quelle passieren konnte, wurde der Winkel  $\alpha$  berechnet, der vom Mittelpunkt der Quelle aus definiert ist. Die Häufigkeitsverteilung für diesen Winkel  $\alpha$  wurde in ein Histogramm eingetragen, das in 2.14 (Seite 24) abgebildet ist.

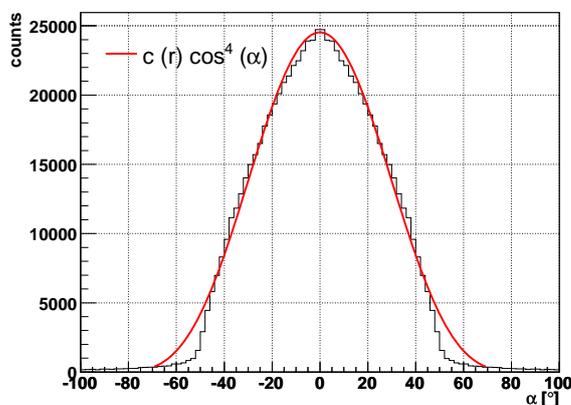


Abbildung 2.14: Simulierte Flussdichte der Teilchenemission der Strontium-Quelle.

Die simulierte Flussdichte konnte mit der Funktion  $c(r) \cdot \cos^4 \alpha$  angepasst werden. Die Messung des Teilchenflusses der Elektronen der Strontium-Quelle und die Simulation zeigen übereinstimmende Ergebnisse.

### 2.3.3 Nachweiswahrscheinlichkeit aus den Anregungskurven

Mit der bekannten Flussdichte der Elektronen der Strontium-Quelle an der Position des Szintillators kann durch Integration über die Winkel in der Ebene, welche die Zelle und jeweils einer der Szintillatoren einnehmen, die in Gleichung 2.8 (Seite 20) definierte Akzeptanz  $a$  bestimmt werden:

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{\int_{-\alpha_c}^{\alpha_c} \frac{c}{r^2} \cos^4 \alpha \cdot d\alpha}{\int_{-\alpha_{1,s}}^{\alpha_{2,s}} \frac{c}{r^2} \cos^4 \alpha \cdot d\alpha} \\
 &= \frac{\int_{-\alpha_c}^{\alpha_c} \cos^4 \alpha \cdot d\alpha}{\int_{-\alpha_{1,s}}^{\alpha_{2,s}} \cos^4 \alpha \cdot d\alpha}
 \end{aligned}$$

In dieser Gleichung kürzt sich der Faktor  $\frac{c}{r^2}$  heraus, da nur die Flussdichte am Szintillator betrachtet wird. Der Fehler der Akzeptanz wurde mittels Fehlerfortpflanzung bestimmt. Die größte Unsicherheit resultiert aus der stark fehlerbehafteten Bestimmung der Position der Driftzelle relativ zur Quelle, wodurch der Winkel, den die Zelle in der Ebene einnimmt, einen großen relativen Fehler besitzt.

Die Akzeptanz bei der Messung unter Verwendung des großen Szintillators beträgt

$$a = 0.218 \pm 0.022 = 0.218 \pm 10\%$$

und unter Verwendung des kleinen Szintillators

$$a = 0.432 \pm 0.059 = 0.432 \pm 14\%.$$

Zusammen mit den Werten der Anregungskurven für den kleinen und den großen Szintillator bei einer Schwelle von -35 mV am AnalogOut ergibt sich für die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zelle der Driftkammer mit

$$\varepsilon = \frac{\xi_{1750}}{a}$$

	$\xi_{1750}$ (Wert der Anregungskurve bei -1750 V)	a (Akzeptanz)	$\varepsilon$ (Nachweiswahrscheinlichkeit)
großer Szintillator	$0.219 \pm 3 \%$	$0.218 \pm 10 \%$	$100 \% \pm 10 \%$
kleiner Szintillator	$0.422 \pm 3 \%$	$0.432 \pm 14 \%$	$98 \% \pm 14 \%$

Tabelle 2.2: Nachweiswahrscheinlichkeit aus den Anregungskurven.

Aus der Messung der Anregungskurve einer Driftzelle kann die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zelle berechnet werden. Allerdings ist die Effizienz mit einem sehr großen Fehler behaftet, da zumindest bei dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Messaufbau die exakte Geometrie nicht bestimmt werden konnte. Aufgrund der großen Unsicherheiten der Ergebnisse kann

keine Aussage darüber gemacht werden, ob das Nicht-Erreichen des Plateaus der Anregungskurve bei einer an den Feld- und Kathodendrähten anliegenden Spannung von -1750 V einen negativen Einfluss auf die Nachweiswahrscheinlichkeit hat.

Um die Effizienz der Driftkammer beurteilen zu können, wird in Kapitel 3 eine weitere Methode zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit dargestellt, bei der Daten einer Strahlzeit analysiert werden.

# Kapitel 3

## Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit einer Zelle der HADES-Driftkammern konnte mit der in Kapitel 2.3 beschriebenen Methode nicht mit ausreichender Genauigkeit berechnet werden. Das vorliegende Kapitel stellt eine andere Vorgehensweise zur Bestimmung der Effizienz dar.

### 3.1 Analyse experimenteller Daten

Anhand von Daten einer Teststrahlzeit im Oktober 2007 wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit einer Zellebene der Driftkammer MDC II 4 ermittelt. Die Strahlzeit wurde mit einem Kohlenstoff-Strahl mit einer Energie von 2 AGeV und einem segmentierten Target aus Beryllium und Niobium durchgeführt. Als Trigger der Datenaufnahme wurde eine Multiplizität von zwei in den TOF und TOFinno-Detektoren gefordert.

Die Teilchenidentität der Reaktionsprodukte konnte mithilfe der Daten nicht bestimmt werden, da der Teilchenimpuls nicht bekannt war. Um aber dennoch abschätzen zu können, für welche Teilchen die Nachweiswahrscheinlichkeit ermittelt würde, wurden mittels der Transportrechnung UrQMD [UrQ04] den experimentellen Ereignissen entsprechende Ereignisse simuliert. Somit lässt sich die Teilchenidentität der innerhalb eines Ereignisses erzeugten Teilchen bestimmen (s. Abb. 3.1, Seite 28). Der Anteil der Protonen beträgt etwa 70 % und der der Elektronen und Positronen sowie der positiven und negativen Pionen jeweils etwa 15 %.

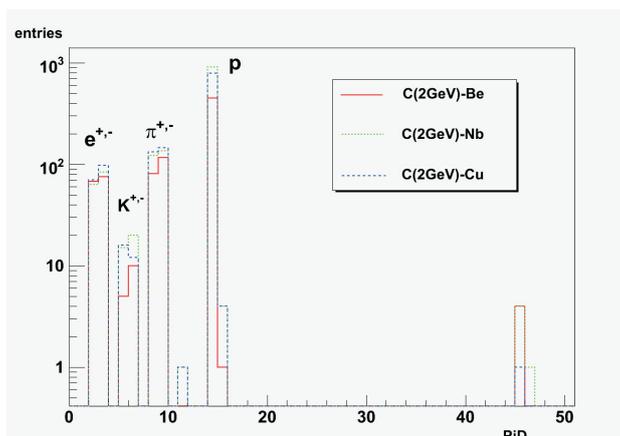


Abbildung 3.1: UrQMD-Simulation der Reaktionsprodukte aus  $^{12}\text{C} + ^9\text{Be}$  bzw.  $^{12}\text{C} + ^{93}\text{Nb}$  [Dia07].

### 3.1.1 Geometrische Überlegungen zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Die beiden  $0^\circ$ -Ebenen der Driftkammer MDC II 4 wurden gewählt, um die Nachweiswahrscheinlichkeit einer dieser beiden zu bestimmen. Die Zellen dieser Ebenen verlaufen parallel zueinander, sind aber senkrecht dazu um eine halbe Zellbreite verschoben (s. Abb. 3.4, Seite 30). Anhand von zweidimensionalen geometrischen Überlegungen wurde die Effizienz wie folgt ermittelt: In Zellebene 3 wurde jede Zelle einzeln als Referenzzelle identifiziert, wenn sie ein Signal geliefert hatte, welches dann für diese Zelle gezählt wurde. In diesem Ereignis wurden daraufhin die benachbarten vier Zellen der Ebene 4 betrachtet. Wiesen eine oder mehrere dieser vier Zellen die Teilchenspur ebenfalls nach, wurde wiederum dies für die entsprechende Referenzzellnummer registriert. Die Effizienz jeder Zelle in Ebene 4 ist definiert als das Verhältnis der Zahl der in Zellebene 4 nachgewiesenen Spuren und der Zahl der von der Referenzzelle registrierten.

Um eine definierte Geometrie zu erreichen, wurde in der Analyse verlangt, dass höchstens eine der beiden an die Referenzzelle angrenzenden Zellen ebenfalls ein Ereignis hatte, während die auf beiden Seiten angrenzenden nächsten vier Zellen keine Spur registrierten. Ohne diese Bedingung wäre es zum einen möglich, dass eine Teilchenspur zwar die Referenzzelle durchquert, aber keine der vier Zellen in Ebene 4 (s. Abb. 3.2, Seite 29). Zum anderen wäre nicht ausgeschlossen, dass eine oder mehrere der vier betrachteten Zellen in Ebene 4 auch zu einer Vierergruppe gehören, die relativ zu einer anderen Referenzzelle betrachtet werden (s. Abb. 3.3, Seite 29). Eine Selektion von Referenzzellen, deren Nachbarzellen kein Ereignis hatten, würde die Statistik der Analyse um 20 - 30 % verringern. Grund dafür ist, dass das physikalische Zentrum (Punkt des senkrechten Einfalls gerader Teilchenspuren aus dem Target) bei Zellnummer 98 liegt. Die Verteilung aller Teilchen in Abhängigkeit der Zellnummer (s.

Abb. 3.12(a), Seite 36) zeigt, dass die meisten Spuren im Bereich der Zellnummern von 1 bis 70 liegen, wo sie nicht senkrecht auf die Kammer auftreffen. Somit ist die Wahrscheinlichkeit hoch, dass eine Teilchenspur zwei benachbarte Zellen durchquert.

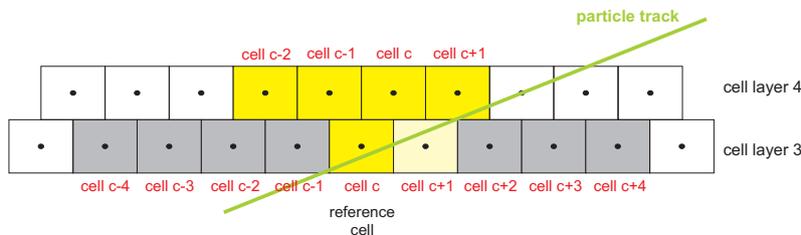


Abbildung 3.2: Geometrisches Selektionskriterium für Referenzzellen: Höchstens eine der beiden an die Referenzzelle angrenzenden Zellen zeigt ebenfalls ein Ereignis.

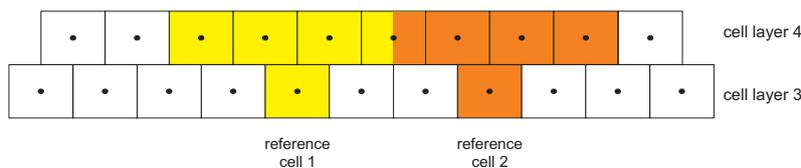


Abbildung 3.3: Geometrisches Selektionskriterium für Referenzzellen: Möglicher Überlapp von zu zwei verschiedenen Referenzzellen gehörenden Vierergruppen.

Der systematische Fehler dieser Methode zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund von Vielfachstreuung (s. o.) wurde anhand einer Simulation abgeschätzt (s. Abb. 3.4, Seite 30). Dazu wurden zwei benachbarte Zellen (Referenzzelle und benachbarte Zelle) in Ebene 3 und die dazugehörigen Zellen in Ebene 4 betrachtet. Simuliert wurden gerade Teilchenbahnen, indem die x-Koordinate eines Punkts am unteren Ende der Referenzzelle und ein Winkel  $\alpha$  gewürfelt wurden. Es ergab sich eine untere und eine obere Grenze für den Winkel dadurch, dass die Teilchenspur nur eine benachbarte Zelle (hier exemplarisch die linke) durchlaufen durfte. Aufgrund dieser Einschränkungen passiert die Spur immer mindestens eine der vier Zellen in Ebene 4.

Im zweiten Schritt der Simulation wurde die Vielfachstreuung der Teilchen wie folgt berücksichtigt. Es wurden zunächst die Breiten der Winkelverteilungen nach Durchlaufen von zwei Zellebenen der Driftkammer MDC II 4 als Funktion des Impulses sowohl für Pionen als auch für Protonen berechnet. Diese sind in Abbildungen 3.5(a) und 3.5(b) (Seite 31) gezeigt, woraus ersichtlich wird, dass die Vielfachstreuung für Pionen und Protonen mit einem Impuls größer als 100 MeV/c vernachlässigt werden kann. Beispielfhaft werden in Abbildungen 3.5(c)

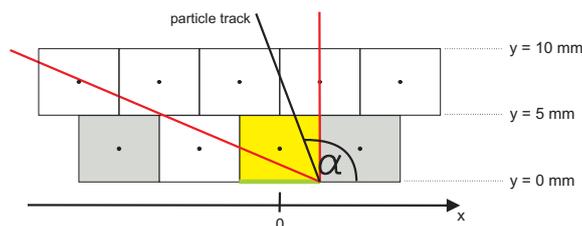


Abbildung 3.4: Schematische Zeichnung zur Bestimmung des systematischen Fehlers. Die Referenzzelle ist in gelb dargestellt. Eine mögliche Teilchenspur ist in schwarz abgebildet, die zugehörigen Grenzen des Winkel  $\alpha$  werden durch die roten Linien beschrieben.

und 3.5(d) (Seite 31) die Häufigkeitsverteilungen der von den Spuren durchlaufenen Zellen in Ebene 4 wiedergegeben, die durch Abfrage des Schnittpunkts der Geraden mit  $y = 10$  mm ermittelt wurden. Zur Bestimmung der Verteilung unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung wurde jeweils zu  $\alpha$  ein beliebiger Winkel zwischen  $0^\circ$  und der halben Breite der Winkelverteilung addiert oder subtrahiert und damit der Schnittpunkt der Geraden mit  $y = 10$  mm neu berechnet.

Die Übereinstimmung der beiden Verteilungen mit und ohne Berücksichtigung der Vielfachstreuung zeigt, dass bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit mittels der oben beschriebenen Methode kein systematischer Fehler aufgrund von Vielfachstreuung auftritt.

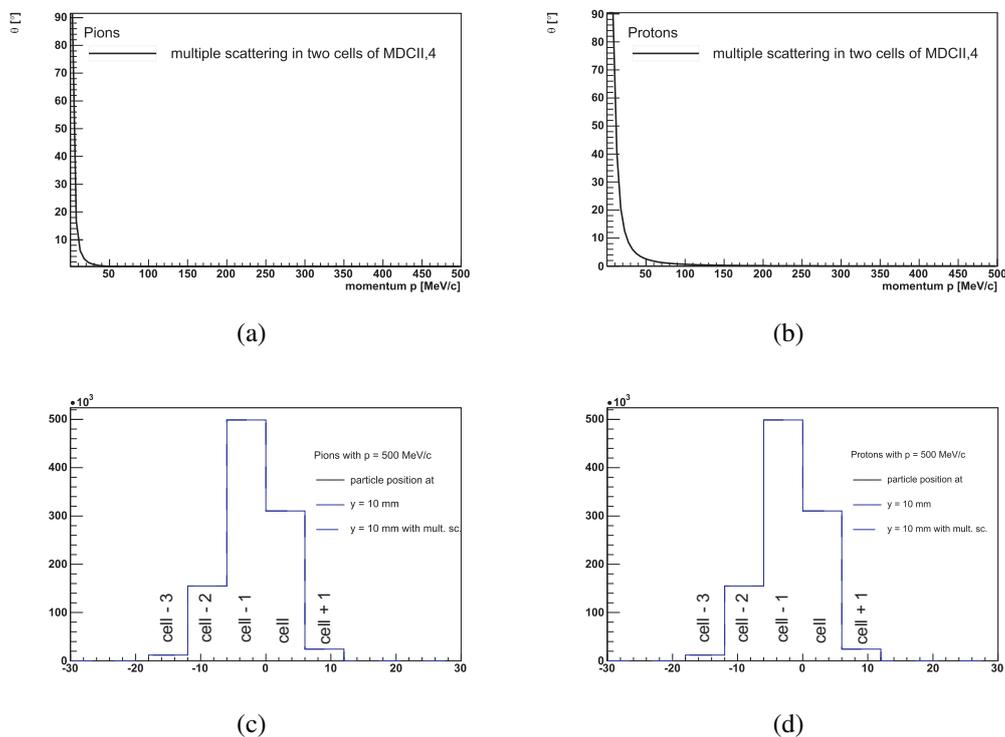


Abbildung 3.5: Simulierte Vielfachstreuung in Abhängigkeit des Impulses für (a) Pionen (b) Protonen und Häufigkeitsverteilung der Teilchenspuren in den Zellen in Ebene 4 von (c) minimal ionisierenden Pionen und (d) nicht-minimal ionisierenden Protonen mit einem Impuls von 500 MeV/c.

### 3.1.2 Selektion der Spurkandidaten

Bei der Analyse der Daten wurde im Folgenden zwischen minimal und nicht-minimal ionisierenden Teilchen unterschieden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von nicht-minimal ionisierenden Teilchen ist höher, da sie im Detektor einen höheren Energieverlust haben, wodurch sie mehr Atome des Gases ionisieren. Die damit größere Zahl von Primärelektronen führt bei gleicher Gasverstärkung zu einem größeren Signal. Dadurch ist die Wahrscheinlichkeit höher, dass das Signal über der am Diskriminator eingestellten Schwelle liegt und somit registriert werden kann. Um nun Aussagen über die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors machen zu können, wird somit die von minimal ionisierenden Teilchen betrachtet.

Zur Separation von minimal ionisierende Teilchen und nicht-minimal ionisierenden wurde in der Analyse der Daten der Energieverlust der Teilchenspur in der Driftkammer betrachtet. Dieser kann über einen nichtlinearen Zusammenhang mit der Signalbreite über der Schwelle (*Time over Threshold, ToT*) bestimmt werden [Mar05] [Sch08]. In Abbildung 3.6 (Seite 32) sind der kalibrierte Energieverlust der Driftkammern als Funktion des Laborimpulses und der mithilfe

der Bethe-Bloch Gleichung berechnete theoretische Verlauf eingezeichnet.

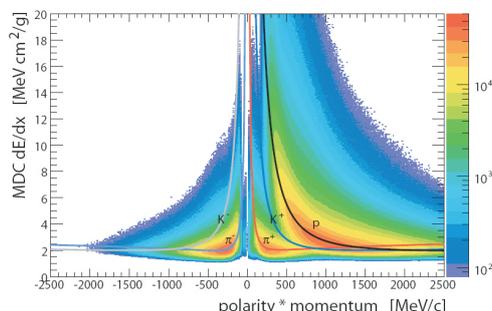


Abbildung 3.6: Kalibrierter Energieverlust der Vieldrahtdriftkammern als Funktion des Laborimpulses. Die eingezeichneten theoretischen Verläufe wurden mittels der Bethe-Bloch Gleichung berechnet [Sch08].

Da während der Strahlzeit, bei der die vorliegenden Daten aufgenommen wurden, der Magnet des HADES-Experiments nicht in Betrieb war, kann der Impuls der Teilchen nicht berechnet werden. Es wurde deswegen bei der weiteren Analyse der Daten nur die Projektion von Abbildung 3.6 auf die y-Achse verwendet. Eine Darstellung dieser Projektion ist in Abbildung 3.7 sowohl als Funktion der Zellnummer als auch als Funktion des polaren Laborwinkels gegeben. Zur besseren grafischen Darstellung wurden die Maxima der Projektionen entlang der x-Achse auf den gleichen Wert normiert.

Es ist ersichtlich, dass der Anteil der nicht-minimal ionisierenden Teilchen, die einen Energieverlust pro Wegstrecke von mehr als  $2,5 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$  haben, zu höheren Zellnummern und größerem Polarwinkel zunimmt. Nicht-minimal ionisierende Teilchen mit kleinen Laborimpulsen wurden demnach bei der Reaktion im Mittel stärker gestreut als minimal ionisierende mit großen Laborimpulsen.

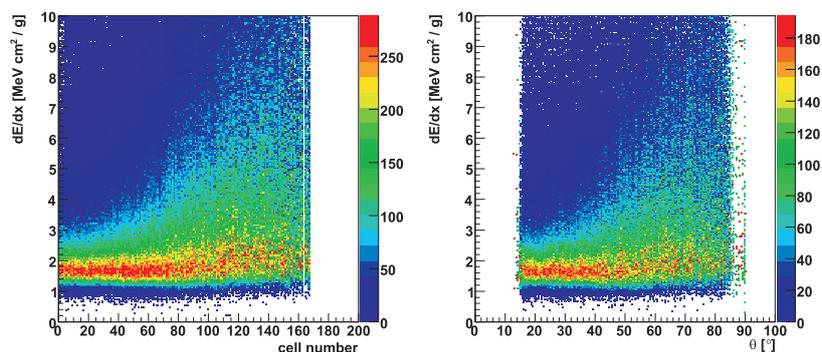


Abbildung 3.7: Energieverlustverteilung in Abhängigkeit der Zellnummer (links) und des polaren Laborwinkels (rechts).

Die Driftzeitverteilungen der fünf in der Analyse betrachteten Zellen sind für minimal und nicht-minimal ionisierende Teilchen in Abbildung 3.8 dargestellt. Driftzeiten kleiner Null resultieren daraus, dass die Kalibrierungskonstanten einer vorangegangenen Strahlzeit verwendet wurden.

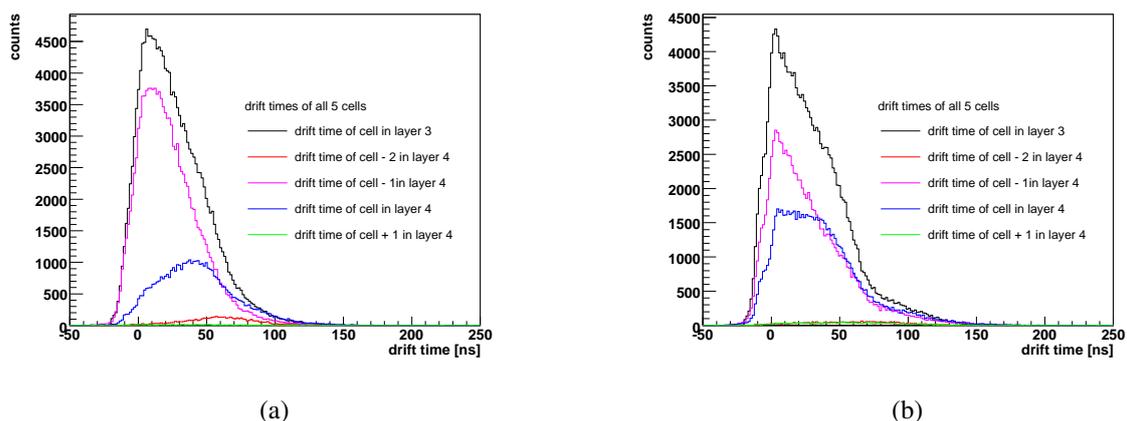
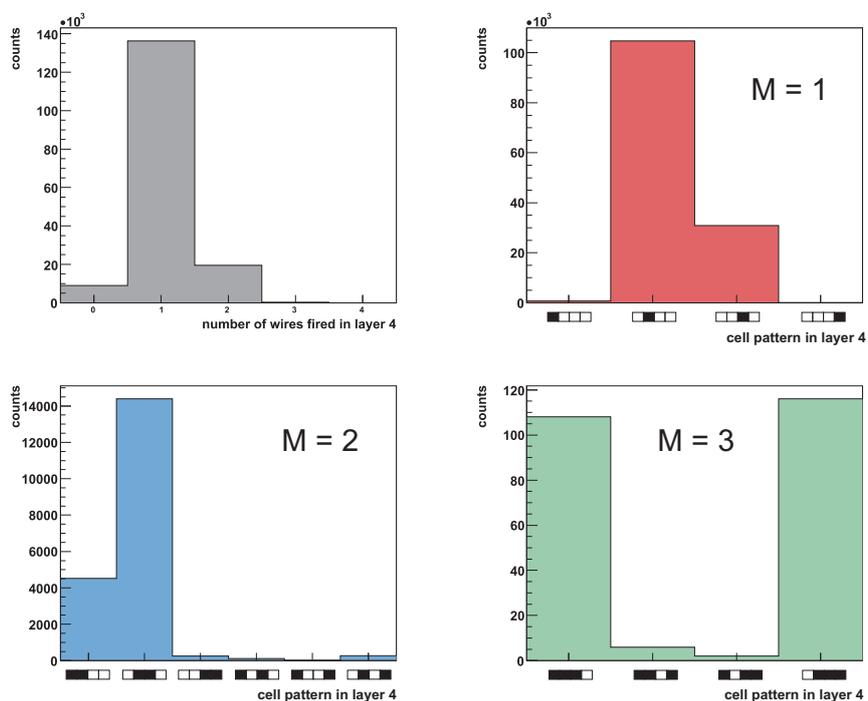


Abbildung 3.8: Driftzeitverteilungen der in der Analyse betrachteten Zellen für (a) minimal ionisierende Teilchen und (b) nicht-minimal ionisierende Teilchen.

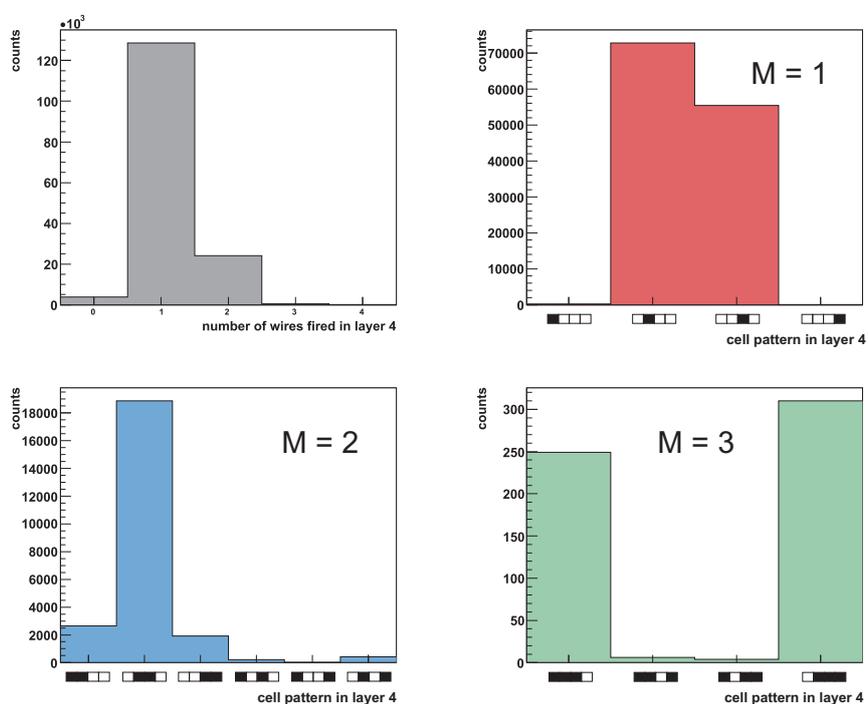
Die Formen der verschiedenen Driftzeitverteilungen der betrachteten Driftzellen unterscheiden sich aufgrund der geometrisch nicht identischen Ausleuchtungen der Zellen.

Dies wird auch in den Abbildungen 3.9 (Seite 34) verdeutlicht, in denen die Multiplizitäten der vier Zellen in Ebene 4 betrachtet werden. Des weiteren sind jeweils für die Multiplizitäten eins, zwei und drei die Zellen in Ebene 4 aufgetragen, die ein Ereignis aufwiesen.

In den meisten Ereignissen hatte nur eine Zelle einen Treffer. Die Zellmuster für die verschiedenen Multiplizitäten, besonders deutlich wird dies bei Multiplizität eins, zeigen eine Asymmetrie, die für minimal ionisierende Teilchen ausgeprägter ist als für nicht-minimal ionisierende. Der Grund hierfür ist, dass das physikalische Zentrum der Zellebene 4 bei Zellnummer 98 liegt und damit bei einem großen polaren Laborwinkel. Minimal ionisierende Teilchen besitzen einen großen Impuls und werden durch den Lorentz-Boost zu kleinen Polarwinkeln (im Laborsystem) gestreut, wo sie folglich nicht senkrecht zu den Zellebenen einfallen. Nicht-minimal ionisierende Teilchen hingegen haben einen größeren transversalen Impulsanteil, der zu großen Polarwinkeln führt, sodass die Teilchenspuren senkrecht zu den Zellebenen verlaufen.



(a)



(b)

Abbildung 3.9: Häufigkeitsverteilung der Multiplizitäten und jeweils dazugehörige Zellmuster der in der Analyse betrachteten Zellen für (a) minimal ionisierende Teilchen und (b) nicht-minimal ionisierende Teilchen.

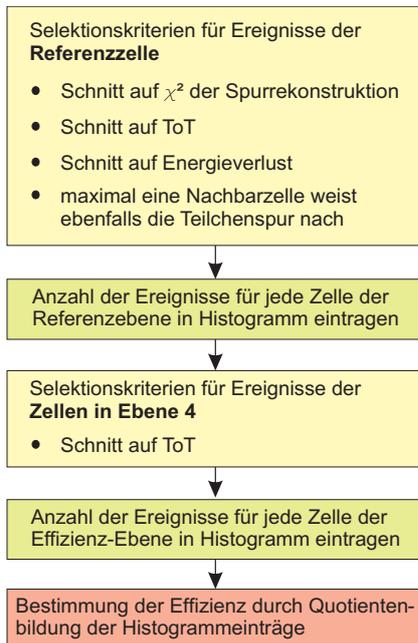


Abbildung 3.10: Schema der Analyseschritte.

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Analyse der Daten sollte der verwendete Datensatz von Rauschen, falsch rekonstruierten Spuren und nicht eindeutigen geometrischen Bedingungen bereinigt werden. Dazu wurden die im Folgenden beschriebenen Selektionskriterien verwendet.

Zunächst wurden Selektionskriterien für Ereignisse der Referenzzelle in Zellebene 3 bestimmt. Es wurde durch einen Schnitt auf  $\chi^2$  der Spurrekonstruktion verlangt, dass die Referenzzellen zu einer Zellgruppe einer rekonstruierten Teilchentrajektorie gehören (Details siehe [Mar05]). Um zu gewährleisten, dass die Bestimmung der Zellebeneneffizienz unabhängig von der Auswahl der Referenzzellen ist, wurde Zellebene 4 bei der Spuranpassung nicht miteinbezogen.

Im zweiten Schritt wurde ein Schnitt auf *Time over Threshold* angewandt, die in Abbildung 3.11(a) und 3.11(b) als Funktion von *time1* (Zeitpunkt, an dem das Signal eine gegebene Schwelle überschreitet) aufgetragen ist. Mit diesem Schnitt wurde Rauschen unterdrückt, das als Bänder bei Werten von *time1* > 250 ns und *ToT* < 15 ns erkennbar ist.

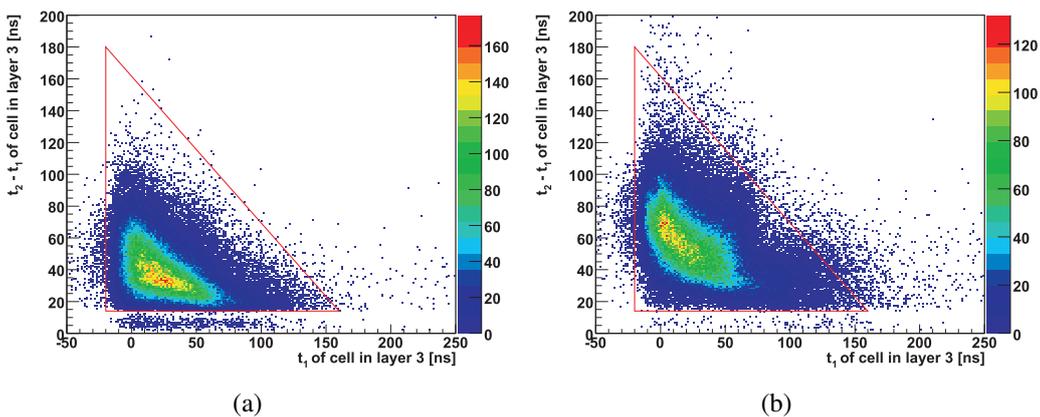


Abbildung 3.11: *Time over Threshold* der Spurkandidaten dargestellt gegen *time1* für (a) minimal ionisierende Teilchen und (b) nicht-minimal ionisierende Teilchen. Die Schnitte auf die Verteilungen sind in rot eingezeichnet.

Die Auswirkungen der beschriebenen Selektionsbedingungen für die Referenzzelle auf die

Teilchenspurverteilungen werden in Abbildung 3.12 veranschaulicht.

Die Spurverteilung ohne Schnitte ist in Abbildung 3.12(a) wiedergegeben. Von diesen Spurkandidaten gehören etwa die Hälfte zu einer rekonstruierten Spur (s. Abb. 3.12(b)). Die Verteilung nach der Selektion der Spuren, welche die Bedingung auf  $ToT$  erfüllen (s. Abb. 3.12(c)), unterscheidet sich kaum von der ohne diesen Schnitt, woraus ersichtlich wird, dass bei der Spurrekonstruktion wenige falsche Ereignisse selektiert wurden.

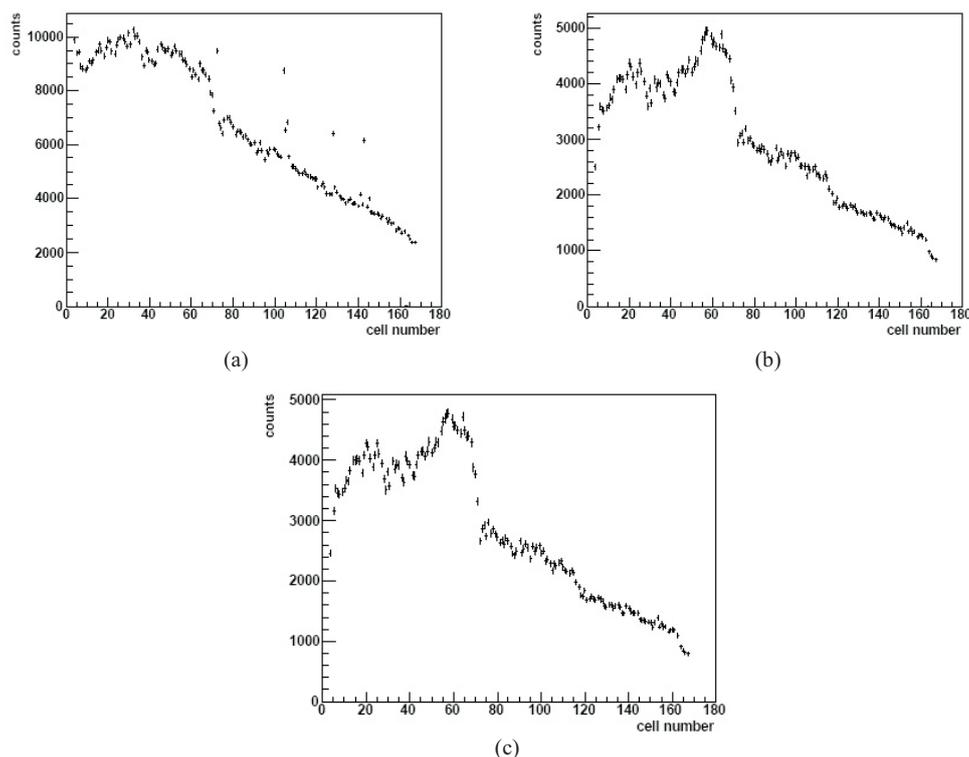


Abbildung 3.12: Teilchenspurverteilungen: (a) des Datensatzes, (b) nach Schnitt auf  $\chi^2$  und (c) nach Schnitt auf  $ToT$ .

In Abbildung 3.13 (Seite 37) ist die Energieverlustverteilung aller Spurkandidaten dargestellt, mit der minimal ionisierende Teilchen von nicht-minimal ionisierenden willkürlich separiert wurden. Der Schnitt ist als rote Linie eingezeichnet. Teilchen mit einem Energieverlust von weniger als  $2,5 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$  wurden als minimal ionisierende definiert.

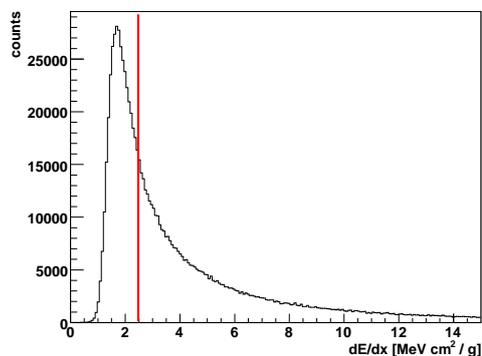


Abbildung 3.13: Häufigkeitsverteilung des Energieverlusts der Spurkandidaten.

Die Selektion von minimal und nicht-minimal ionisierenden Teilchen unterteilt den Satz der Spurkandidaten in zwei Verteilungen, die in Abbildung 3.14 aufgeführt sind. Die Abbildung verdeutlicht die oben beschriebene Abhängigkeit der Spurverteilung von der Zellnummer bzw. des Polarwinkels der Teilchenspur für minimal und nicht-minimal ionisierende Teilchen.

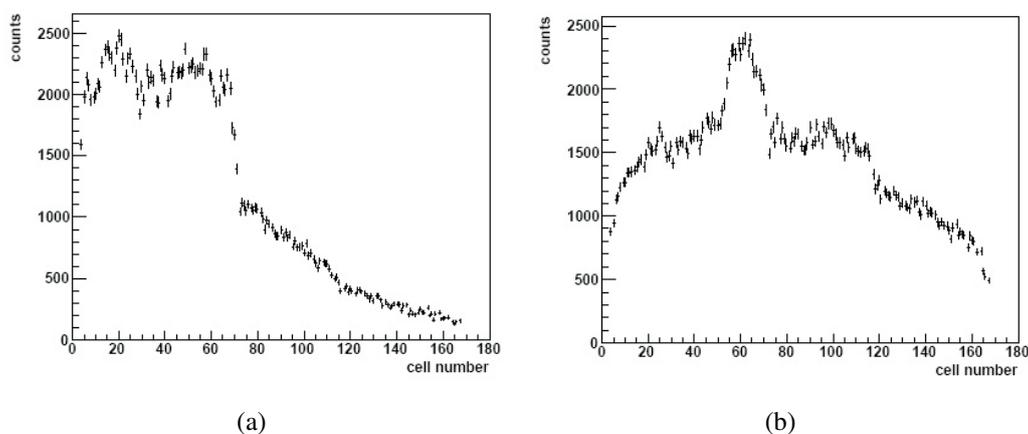


Abbildung 3.14: Teilchenspurverteilung nach Schnitt auf  $dE/dx$  für (a) minimal ionisierende Teilchen und (b) nicht-minimal ionisierende Teilchen.

Um wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben eine eindeutige Geometrie der Teilchenspuren zu erreichen, wurden solche Referenzzellen selektiert, von deren benachbarten Zellen höchstens eine ebenfalls eine Spur nachgewiesen hatte. Der Einfluss dieses Selektionskriteriums auf die Teilchenspurverteilung ist in Abbildung 3.15 (Seite 38) dargestellt.

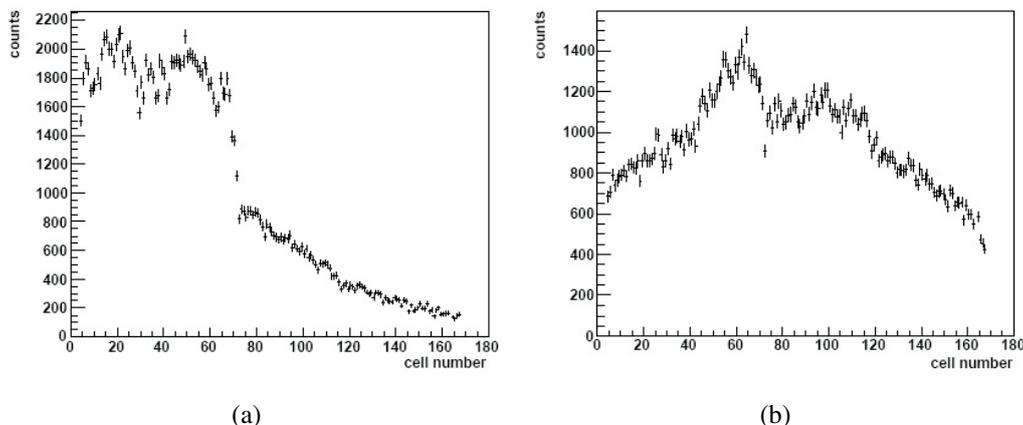


Abbildung 3.15: Teilchenspurveilung nach Selektion von Referenzzellen mit höchstens einer benachbarten Zelle, welche die Teilchenspур ebenfalls nachgewiesen hat, (a) minimal ionisierende Teilchen und (b) nicht-minimal ionisierende Teilchen.

In der Nähe des physikalischen Zentrums bei Zellnummer 98 hat dieser Schnitt keine Auswirkung auf die Spurveilung. Zu größeren und kleineren Zellnummern hin aber nimmt die Anzahl der Spurkandidaten verglichen mit der Anzahl der Verteilung ohne Berücksichtigung dieser geometrischen Selektion aufgrund des schrägen Teilcheneinfalls ab (vgl. Abb. 3.15).

Wurden die vier aufgeführten Selektionskriterien von einem Spurkandidaten erfüllt, wurde dies als ein Referenzereignis für diese Zelle in ein Histogramm (s. Abb. 3.16, Seite 39) eingetragen.

Ferner wurde für die vier zu der Referenzzelle gehörigen Zellen in Ebene 4 ein Schnitt auf die *Time over Threshold* gesetzt, der gleiche wie auf *ToT* der Referenzzelle. Hatte mindestens eine dieser vier Zellen ein Ereignis und erfüllte dieses die Selektionskriterien für *ToT*, wurde ein Ereignis für die jeweilige Zelle ebenfalls in Histogramm 3.16 (Seite 39) eingetragen.

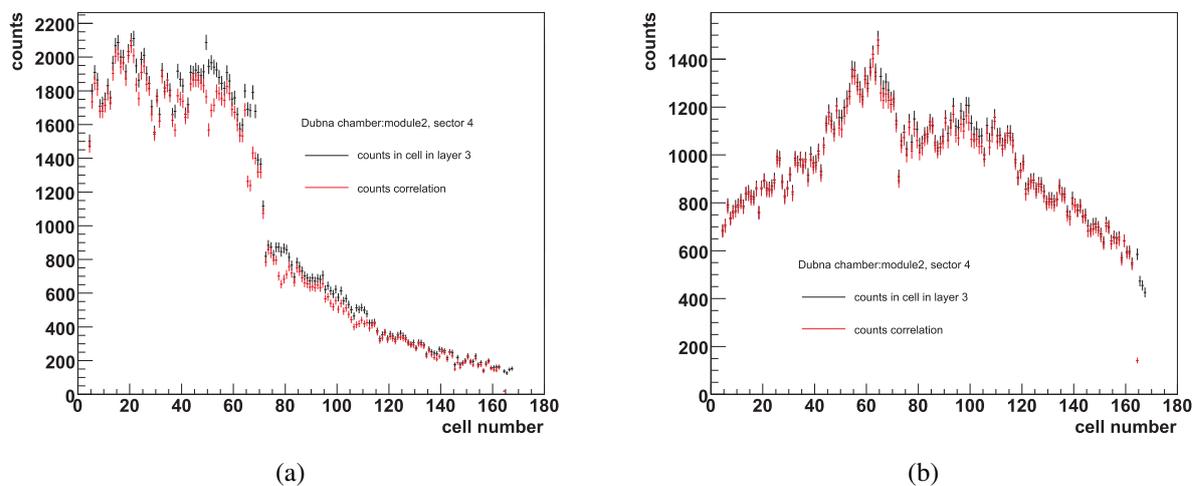


Abbildung 3.16: Teilchenspurveilungen der Referenzzellen in Zellebene 3 (schwarz) und der koinzidenten Zellen in Zellebene 4 (rot) für (a) minimal ionisierende Teilchen und (b) nicht-minimal ionisierende Teilchen.

## 3.2 Nachweiswahrscheinlichkeit der Zellebene

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde aus den Histogrammen 3.16 bestimmt, indem für jede Zelle der Quotient aus der Zahl der koinzidenten Ereignisse und der Zahl der Referenzereignisse gebildet wurde. Die Ergebnisse sind für minimal ionisierende Teilchen in Abbildung 3.17 (Seite 40) und für nicht-minimal ionisierende in 3.18 (Seite 40) dargestellt.

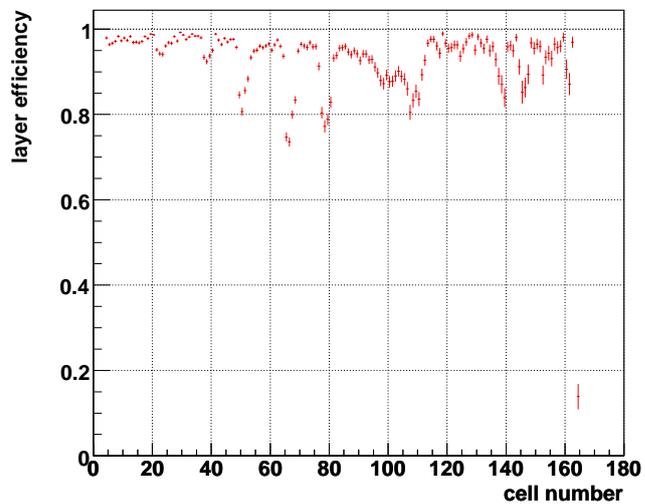


Abbildung 3.17: Effizienz der Zellebene für minimal ionisierende Teilchen.

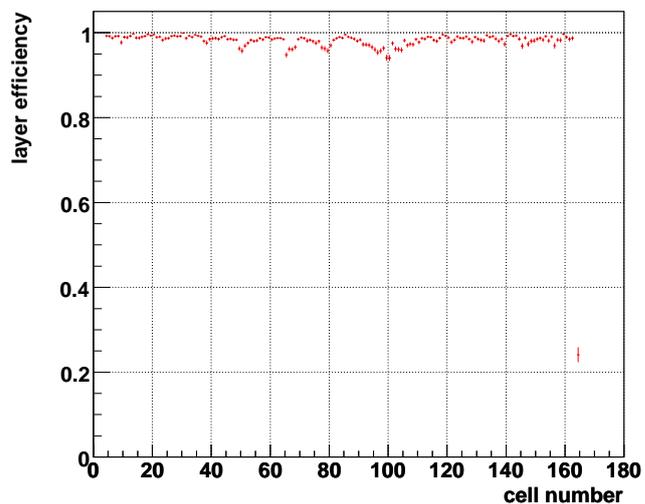


Abbildung 3.18: Effizienz der Zellebene für nicht-minimal ionisierende Teilchen.

Zur Bestimmung der mittleren Nachweiswahrscheinlichkeit der Zellebene wurde ein fehlergewichteter Mittelwert wie folgt berechnet. Das Gewicht  $w_i$  wurde definiert als der Quotient aus der Effizienz  $\varepsilon_i$  einer Zelle und dem Fehler  $f_i(\varepsilon)$  der Effizienz. Werte, die mit einem großen Fehler behaftet sind, tragen somit weniger stark zum Mittelwert bei als solche mit kleinen Fehlern.

$$w_i = \frac{\varepsilon_i}{f_i(\varepsilon)} \quad (3.1)$$

Daraus wurde der Mittelwert  $\varepsilon_w$  bestimmt durch

$$\langle \varepsilon_w \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N w_i \cdot \varepsilon_i}{\sum_{i=1}^N w_i}. \quad (3.2)$$

Die Fehler des gewichteten Mittelwerts ergibt sich aus der Standardabweichung von  $\langle \varepsilon_w \rangle$  nach

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N w_i^2 \cdot f_i^2(\varepsilon)}{(\sum_{i=1}^N w_i)^2}}. \quad (3.3)$$

Die Effizienzen der Zellebenen belaufen sich somit auf

	$\varepsilon_w$	$\sigma$
MIPS	95,55 %	0,05 %
nonMIPS	98,52 %	0,03 %

Tabelle 3.1: Gewichtete mittlere Effizienz der Zellebene für minimal und nicht-minimal ionisierende Teilchen.

Die ermittelten Werte erfüllen die in der Einleitung geforderte Effizienz einer Zellebene von mehr als 95 %, sodass Spursegmente mit einer Wahrscheinlichkeit von 96 % nachgewiesen werden können, wenn verlangt wird, dass die Spur von mindestens fünf Zellebenen registriert wird.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird durch das primäre Ansprechverhalten der Driftkammer (für gegebene Teilchen) und die Eigenschaften der Ausleseelektronik bestimmt. In der Darstellung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Zellebene für minimal ionisierende Teilchen sind Gruppen mit jeweils vier Zellen zu sehen, deren Nachweiswahrscheinlichkeit verglichen mit den anderen Zellen um bis zu 20 % verringert ist. Dies legt nahe, dass der Einbruch der Effizienz auf die Ausleseelektronik zurückzuführen ist, da jeweils vier benachbarte Zellen zu einem ASD8-Chip geführt werden. Dies soll im Folgenden untersucht werden.

In Kapitel 2 wurde gezeigt, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit bei einer gegebenen an die Drähte der Driftkammer angelegten Spannung stark von der am Diskriminator eingestellten Schwelle abhängig ist. Es sollte nun überprüft werden, ob hoch eingestellte Schwellen für die Signaldrähte die Ursache für die verringerte Nachweiswahrscheinlichkeit sind.

Die im HADES-Experiment verwendeten ASD8-Chips wurden vor dem Einbau auf ihre Qualität hin untersucht. Dazu wurde auf jeden Kanal des Chips einzeln ein Standardpuls gegeben und die an den Chip angelegte Schwelle gemessen, bei der 50 % der Pulse registriert wurden. Der so für jeden Kanal bestimmte Wert liegt zwischen 0 und -1 V. Anhand der gemessenen Werte kann eine Aussage über die Verstärkung der einzelnen Kanäle gemacht werden. Je größer der Betrag der Schwelle ist, umso mehr wird das Signal von diesem Kanal verstärkt, sodass bei der hohen Schwelle 50 % des Signals am Ausgang gemessen werden konnten.

In Abbildung 3.19 ist neben der Nachweiswahrscheinlichkeit der Zellen für minimal ionisierende Teilchen für jede Zelle die jeweilige im Experiment eingestellte Schwelle in grün dargestellt. Es ist eine starke Korrelation von hohen Schwellen und niedrigen Effizienzen gegenüber der mittleren Nachweiswahrscheinlichkeit der Zellebene ersichtlich.

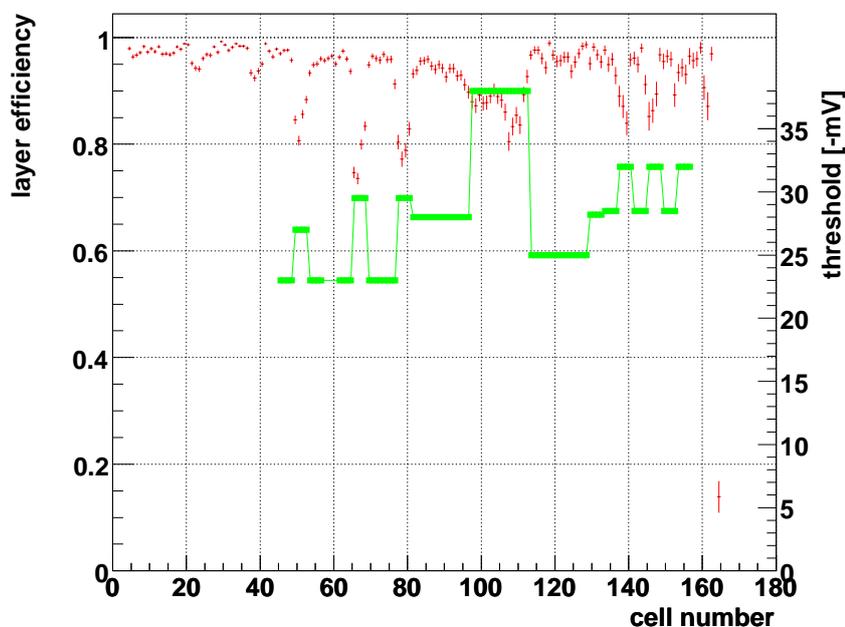


Abbildung 3.19: Effizienz der Zellebene für minimal ionisierende Teilchen und im Experiment gewählte Schwellen (grün).

Innerhalb der Vierergruppen (s. o.) sind die Effizienzen der Zellen nicht identisch. Dies deutet darauf hin, dass die Nachweiswahrscheinlichkeiten von den Eigenschaften der ASD8-Chips beeinflusst werden.

Dem in Abb. 3.19 dargestellten Bild wurden die Kalibrationsschwellen der ASD8-Chips hinzugefügt (s. Abb. 3.20, Seite 43).

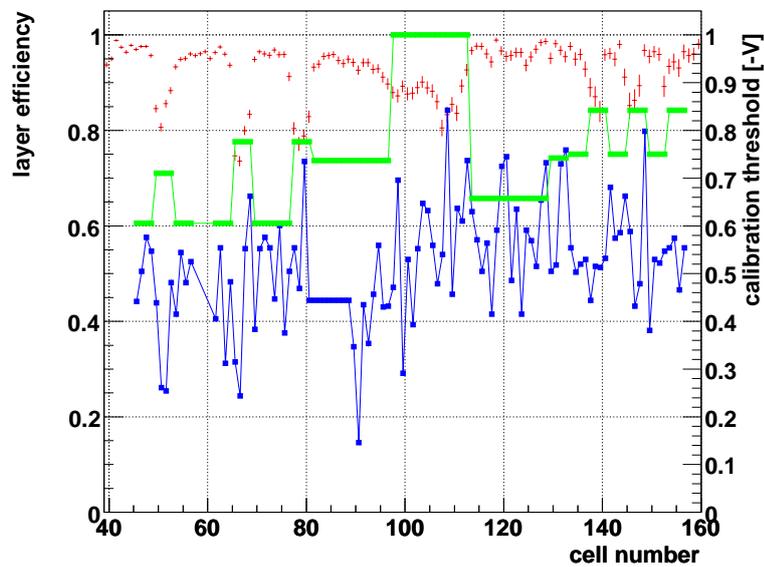


Abbildung 3.20: Effizienz der Zellebene für minimal ionisierende Teilchen, während des Experiments eingestellte Schwellen (grün) und ASD8-Kalibrationsschwellen (blau).

Inwieweit die Kalibrationsschwellen der ASD8-Chips die Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftzellen beeinflussen, soll mithilfe von Abbildung 3.21 (Seite 44) diskutiert werden. Dargestellt ist ein Ausschnitt aus Abb. 3.20, der drei Vierergruppen von Zellen zeigt, die aufgrund einer hohen während des Experiments eingestellten Diskriminatorschwelle (grün) eine verringerte Effizienz aufweisen.

Der Vergleich der Effizienzen mit den blauen Messpunkten zeigt einen ähnlichen Verlauf jeweils für die vier Driftzellen. Eine niedrige Kalibrationsschwelle deutet auf eine geringe Verstärkung des Kanals des ASD8 hin. Damit verbunden ist ein Effizienzverlust, da kleine Signale, die wenig verstärkt werden, bei Anlegen einer hohen Schwelle diskriminiert werden. Für die Driftzellen 49-52 und 65-68 wird dieser Zusammenhang durch die Verläufe der Messpunkte bestätigt.

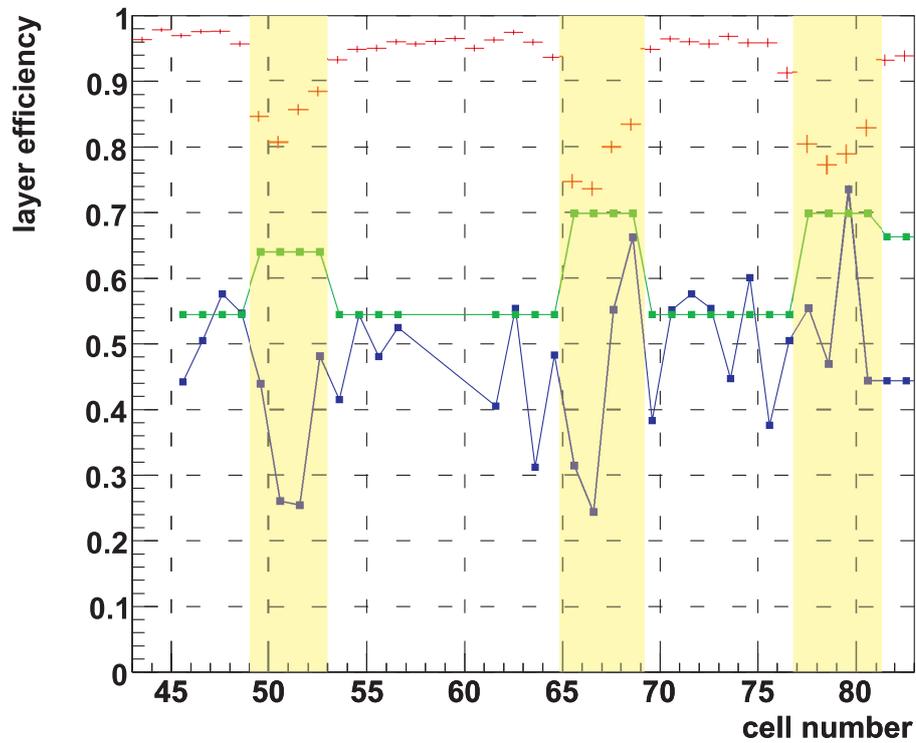


Abbildung 3.21: Detailansicht aus Abbildung 3.19.

Der Zusammenhang kann nicht für alle Driftzellen verifiziert werden, sodass weitere, hier nicht untersuchte Eigenschaften der Driftkammer oder der Ausselelektronik eine Rolle spielen müssen.

### 3.2.1 Vergleich mit aus anderen Daten ermittelten Effizienzen

Die im Experiment gewählte Schwelle für eine bestimmte Anzahl von Driftzellen kann nur jeweils für eine Tochterplatine eingestellt werden, auf der die Signale von 16 Zellen zusammengeführt werden. Beispielhaft für eine Gruppe von vier Zellen, die nach der oben beschriebenen Analyse eine niedrige Effizienz im Vergleich zur mittleren Effizienz der Zellebene haben, wird für die anderen 12 Kanäle überprüft, ob diese ebenfalls eine verringerte Nachweiswahrscheinlichkeit aufweisen.

Die 16 an die Tochterplatine DB1680 angeschlossenen Zellen sind in nachfolgender Tabelle gegeben. In Zellebene 4 zeigten Zellen 49 - 52 eine mittlere Effizienz von nur etwa 85 %. Die anderen 12 Zellen befinden sich in den Ebenen 2 und 6.

FPC name	FPC conn. name	Wires	Layer
1220101	102011	53 - 56	2
1220102	106011	65 - 68	6
1220103	104013	49 - 52	4
1220104	102015	69 - 72	2

Tabelle 3.2: Zellebenen und Drahtnummern der an DB1680 angeschlossenen Kanäle.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten aller Zellebenen der HADES-Driftkammern wurden anhand von Daten der Strahlzeit im September 2005 ermittelt [Pec05]. Die Effizienzen der Zellebenen 2, 4 und 6 der Driftkammer MDC II 4 sind in Abbildung 3.22 (Seite 46) aufgeführt.

Es ist ersichtlich, dass alle Kanäle dieser Tochterplatine eine verringere Effizienz zeigen. Das Verhalten der Vierergruppen ist allerdings nicht identisch, sodass hier wiederum die Eigenschaften der einzelnen Kanäle des ASD8-Chips zum Tragen kommen.

be05264122702, 21.09.05, 200367 events

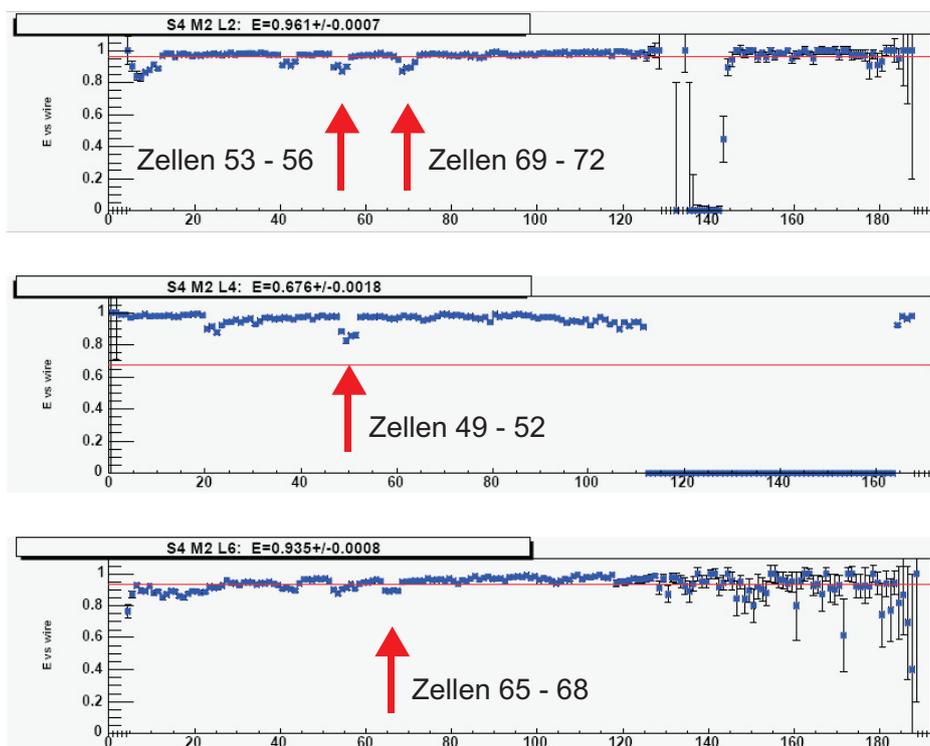


Abbildung 3.22: Effizienzen der 16 an DB1680 angeschlossenen Kanäle [Pec05].

# Kapitel 4

## Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der HADES-Driftkammern wurde anhand von Anregungskurven untersucht. Unter Verwendung einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle wurde die Koinzidenzzählrate einer Zelle der Driftkammer MDC II 4 und einem von zwei Referenzdetektoren relativ zur Referenzzählrate gemessen. Die Kurven zeigten ab einem bestimmten Spannungswert ein Plateau, in dem die Effizienz der Driftzelle maximal war und unabhängig von der an die Feld- und Kathodendrähte der Kammer angelegten Spannung.

Weiterhin wurde die Abhängigkeit der Anregungskurven von der am Diskriminator der Ausleseelektronik der Driftzelle eingestellten Schwelle untersucht. Die Kurven verschoben sich erwartungsgemäß bei höheren Schwellen zu höheren Spannungen.

Die durchgeführten Messungen wurden mit Ergebnissen einer Messung von Anregungskurven verglichen, welche die Effizienz von 16 Driftzellen direkt bestimmt hatten. Hier zeigte sich ebenfalls, dass die Plateaus der Kurven mit höheren Diskriminatorschwellen erst bei höheren Spannungen erreicht wurden.

Für die während eines Experiments an die Feld- und Kathodendrähte der Driftkammer angelegte Hochspannung von -1750 V liegt der Wert der Anregungskurve bereits bei der niedrigsten eingestellten Diskriminatorschwelle an den ASD8-Chips der Ausleseelektronik lediglich am Beginn des Plateaus der Kurve. Damit wird die maximal mögliche Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftzellen bei höher eingestellten Schwellen für bestimmte Kanäle nicht erreicht.

Die möglichen Auswirkungen auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten wurden mittels zweier unterschiedlicher Methoden zur Bestimmung der Effizienz betrachtet.

Eine Methode verwendete die gemessenen Anregungskurven, um anhand geometrischer Betrachtungen die Effizienz der Driftzelle zu berechnen.

Für die beiden Referenzdetektoren wurden die Effizienz der betrachteten Driftzelle zu 100 %

$\pm 10\%$  und  $98\% \pm 14\%$  bestimmt. Die großen Fehler resultieren aus den geometrischen Ungenauigkeiten des Messaufbaus. Um die Fehler zu verringern, müsste der Aufbau genau vermessen werden, sodass die relativen Positionen der Quelle, der Zelle und des Szintillators zueinander und die Ausleuchtung der Detektoren bekannt sind. Dies würde auch dadurch erreicht werden, dass die Fläche des Referenzdetektors kleiner ist als die des Detektors, dessen Effizienz bestimmt werden soll, und die Referenz unmittelbar am Detektor selbst positioniert ist. Aufgrund des Aufbaus der Driftkammern ist dies mit einem externen Referenzdetektor nicht möglich.

Die Analyse von Daten einer Strahlzeit wurde als zweite Methode zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit durchgeführt. Es wurden dazu die beiden  $0^\circ$ -Ebenen der Driftkammer MDC II 4 verwendet. Anhand von Selektionskriterien wurden Referenzzellen in einer Ebene ausgewählt, die eine Teilchenspur nachgewiesen hatten. Die vier direkt angrenzenden Zellen der anderen Zellebene wurden betrachtet, ob mindestens eine der Zellen den Teilchendurchgang ebenfalls registriert hatte. Somit befand sich der Referenzdetektor direkt an den Zellen selbst.

Um die Effizienz der Driftkammer beurteilen zu können, wurden minimal und nicht-minimal ionisierende Teilchen unterschieden.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde durch das Verhältnis der koinzidenten Ereignisse und der Referenzereignisse bestimmt. Als mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit der Zellebene ergab sich für MIPS  $95,55\% \pm 0,05\%$  und für nonMIPS  $98,52\% \pm 0,03\%$ . Wie in der Einleitung beschrieben wurde, sind diese Effizienzen ausreichend, um Spursegmente mit einer Wahrscheinlichkeit von mehr als  $95\%$  nachzuweisen. Allerdings zeigten sich bei der Effizienz der Zellebene für MIPS einige Zellgruppen, deren Nachweiswahrscheinlichkeiten gegenüber der mittleren Zellebeneneffizienz um bis zu  $20\%$  geringer waren. Dies konnte auf während des Experiments für diese Zellen hoch eingestellte Schwellen zurückgeführt werden.

Die Ergebnisse der Datenanalyse legen nahe, dass sowohl die eingestellte Diskriminatorschwelle als auch die Verstärkungseigenschaften der ASD8-Chips für die Effizienzen eine Rolle spielen. Abbildung 3.21 (Seite 44) veranschaulicht, dass Kanäle mit hoch eingestellte Schwellen und größeren Verstärkungen eine höhere Effizienz aufweisen als solche mit niedrigen Verstärkungen. Es muss untersucht werden, ob der Zusammenhang quantifiziert werden kann.

Ferner wird die Effizienz der Driftzellen durch weitere, hier nicht betrachtete Eigenschaften der Driftkammer und der Ausleseelektronik beeinflusst. Mögliche Einflüsse sind Abhängigkeiten von der Temperatur und lastabhängige Schwankungen der Versorgungsspannung an den Vorverstärkern der ASD8-Chips. Zum Erreichen der maximal möglichen Nachweiswahrscheinlichkeit müssen die Ursachen für das unterschiedliche Verhalten der einzelnen Kanäle genauer betrachtet werden, um möglichst optimale Einstellungen wählen zu können.

Wird aufgrund eines stark rauschenden Kanals eines Chips die Schwelle für die Diskriminatoren der 16 Kanäle einer Tochterplatine hoch gewählt, hat dies eine verringerte Effizienz zur Folge. Zum einen muss überprüft werden, ob die Nachweiswahrscheinlichkeit solcher Zellgrup-

pen größer ist, wenn der rauschende Kanal abgeschaltet wird, sodass eine niedrigere Schwelle für die anderen Kanäle gewählt werden kann. Zum anderen muss versucht werden, Rauschen auf den Kanälen zu minimieren. Elektrische Kabel, die sich schnell ändernde digitale Signale transportieren, können Rauschen auf den analogen Signalen der Front-End-Elektronik der Driftkammern induzieren. Unter anderem deswegen werden im Zuge des DAQ-Upgrades des HADES-Detektorsystems optische Netzwerke zum Einsatz kommen, die nicht elektrisch koppeln [AT08].

Ferner wurden die Auswirkungen von hohen Schwellen auf die Effizienz von Driftzellen vermindert, indem während kommender Strahlzeiten des HADES-Experiments die an den Feld- und Kathodendrähte anliegende Spannung der Driftkammern MDC II um 50 V erhöht wird. Die daraus resultierende größere Gasverstärkung am Auslesedraht führt zu Signalen mit größeren Amplituden, die mit einer höheren Wahrscheinlichkeit über der am Diskriminator anliegenden Schwelle liegen.

# Anhang A

## Technische Zeichnungen

### A.1 Innerer Aufbau einer Driftkammer des Typs MDC II

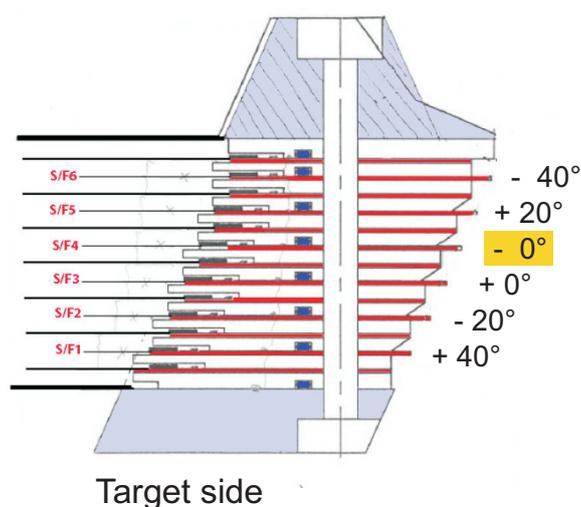


Abbildung A.1: Innerer Aufbau einer Driftkammer des Typs MDC II. Gelb markiert ist die für die in dieser Arbeit beschriebene Analyse verwendete Zellebene, in der sich auch der in Kapitel 2 benutzte AnalogOut befindet.

Die Messung der Anregungskurven wurde mit einer Driftzelle aus Zellebene 4 ( $-0^\circ$ , gelb markiert) durchgeführt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit dieser Ebene wurde in Kapitel 3 bestimmt. Zellen aus Ebene 3 ( $+0^\circ$ ) dienten dabei als Referenz.

## A.2 Technische Zeichnung der <sup>90</sup>Sr-Quelle

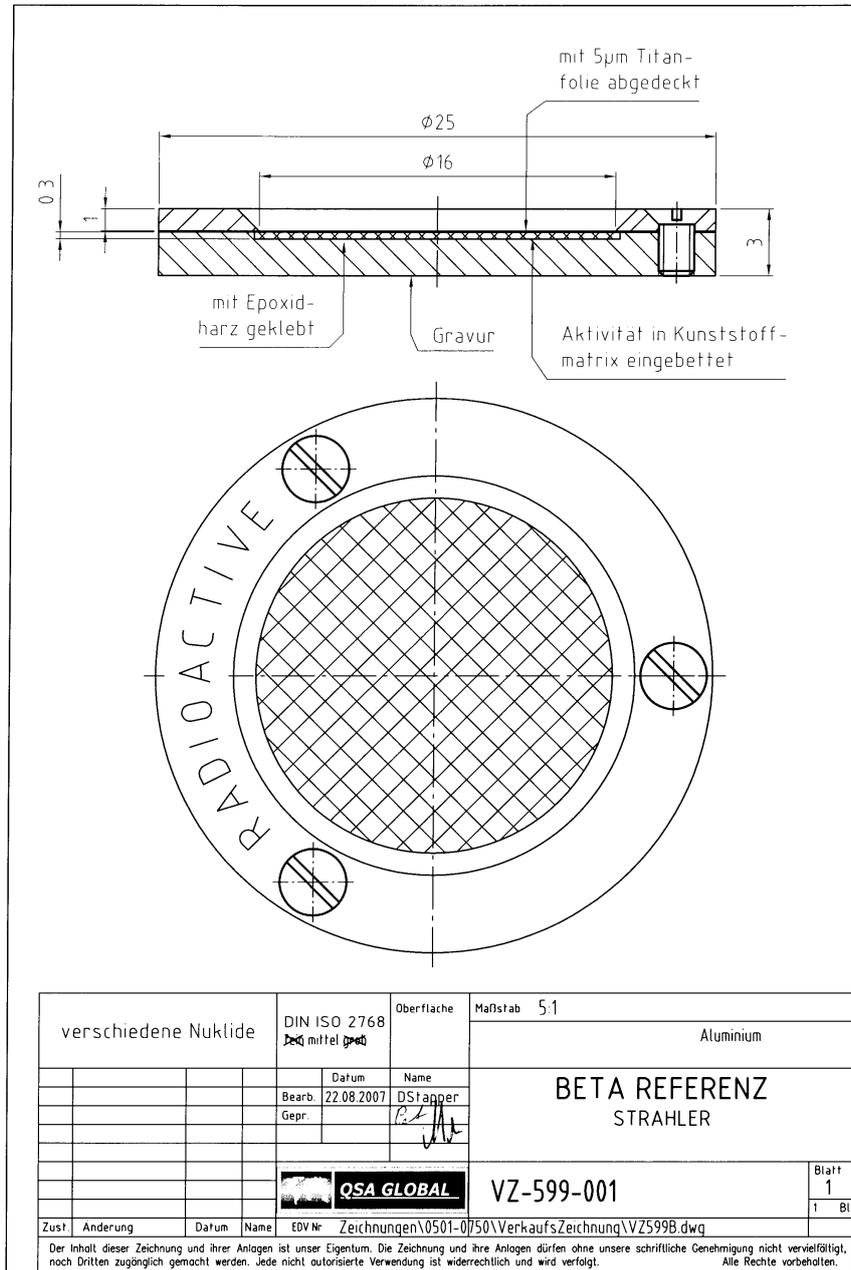


Abbildung A.2: Technische Zeichnung der <sup>90</sup>Sr-Quelle.

# Anhang B

## Ergänzungen zur Messung von Anregungskurven

### B.1 Schwellen der Diskriminatoren der ASD8-Chips

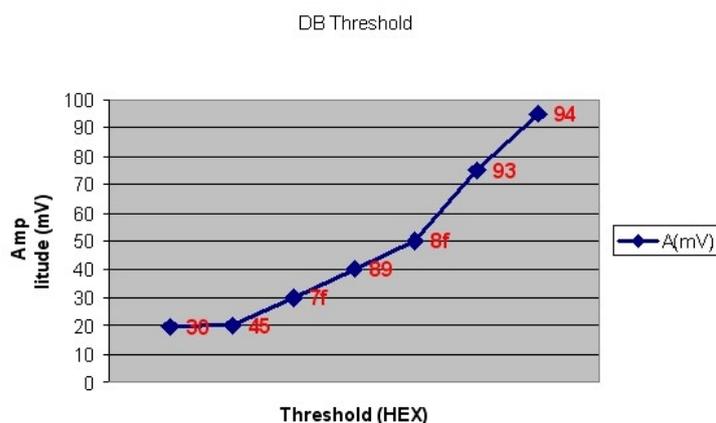


Abbildung B.1: Gemessener Zusammenhang zwischen der als hexadezimaler Wert auf den ASD8 geladenen Schwelle und der entsprechenden Schwelle als Spannungsamplitude [Mün08].

Die Schwellen der Diskriminatoren der ASD8-Chips werden eingestellt, indem ein hexadezimaler Wert auf den Chip geladen wird. Dieser Wert entspricht einer Spannungsamplitude. Der Zusammenhang wurde exemplarisch gemessen und ist in Abbildung B.1 dargestellt.

## B.2 Verarbeitung der Signale bei der Messung von Anregungskurven

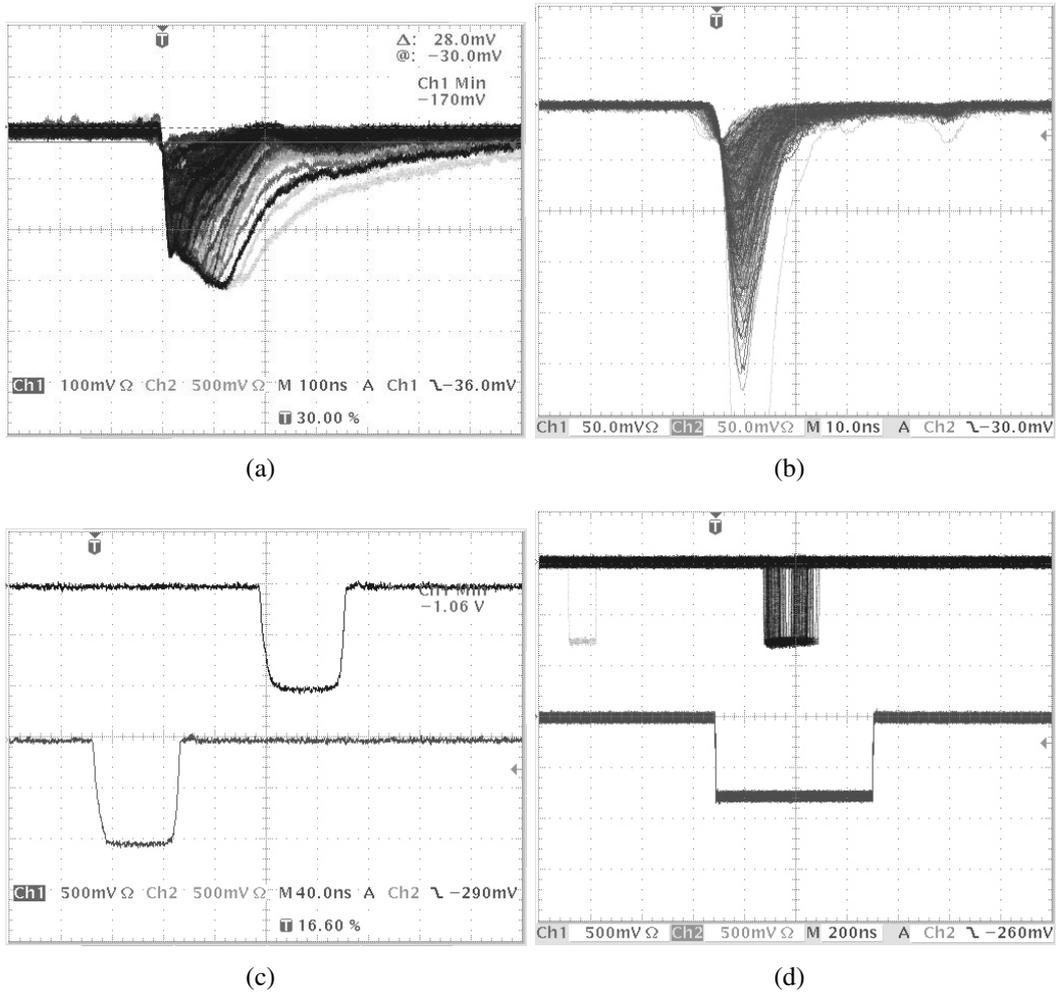


Abbildung B.2: Signalverarbeitung bei Messung von Anregungskurven: (a) Signal des Analog-Out von Kammer II 4, (b) Signal des großen Photomultipliers, (c) Beide Signale nach Diskriminator, (d) Koinzidenz der Signale nach Gate-Generator.

### B.3 GEANT-Simulation der Teilchenspuren der Elektronen einer Strontium-Quelle

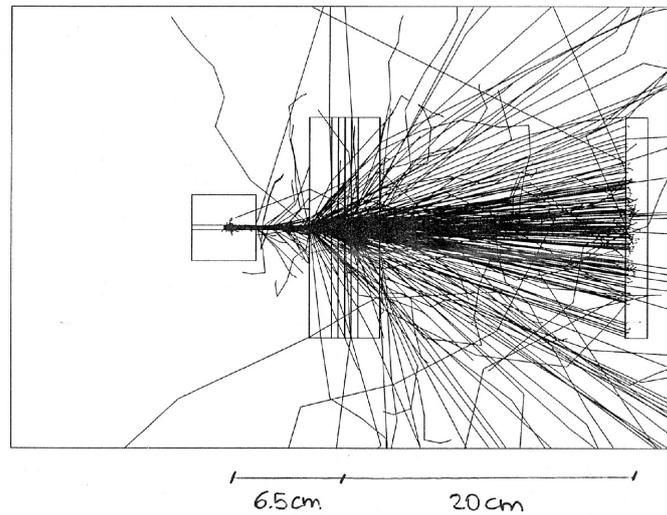


Abbildung B.3: GEANT-Simulation der Teilchenspuren der Elektronen einer Strontium-Quelle.

## B.4 Anregungskurven

### B.4.1 Zählraten bei der Messung von Anregungskurven

#### Messungen mit großem Szintillator

Schwelle AOut [mV]	Schwelle Szintillator [mV]	Strontium-Quelle			Cosmics		
		Zählrate AOut [kHz]	Zählrate Szintillator [kHz]	Zählrate Koinz [kHz]	Zählrate AOut [kHz]	Zählrate Szintillator [kHz]	Zählrate Koinz [kHz]
-35	-30	1.1488	0.8585	0.1877	0.0021	0.0039	0.00003
-52.5		1.1326	0.8556	0.1845	0.0018	0.0044	0.00002
-70		1.0883	0.8573	0.1661	0.0017	0.0040	0.00002
-105		0.9591	0.8527	0.1206	0.0015	0.0041	0.00001
-140		0.8205	0.8608	0.0774	0.0013	0.0042	0.00001

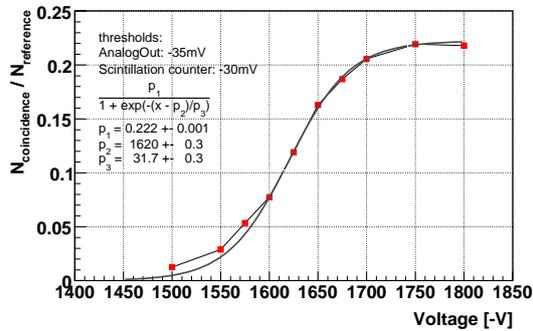
Tabelle B.1: Zählraten des AnalogOut, des Szintillators und die Koinzidenzzählrate bei Messung der Anregungskurven mit großem Szintillator.

#### Messungen mit kleinem Szintillator

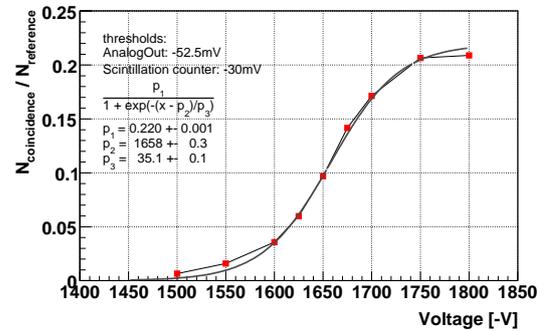
Schwelle AOut [mV]	Schwelle Szintillator [mV]	Strontium-Quelle			Cosmics		
		Zählrate AOut [kHz]	Zählrate Szintillator [kHz]	Zählrate Koinz [kHz]	Zählrate AOut [kHz]	Zählrate Szintillator [kHz]	Zählrate Koinz [kHz]
-35	-20	1.1505	0.0388	0.0169	0.0020	0.0010	0.00005
-52.5		1.1212	0.0351	0.0137	0.0020	0.0009	0.00002
-70		1.0679	0.0346	0.0116	0.0015	0.0010	0.00003
-105		0.9524	0.0345	0.0091	0.0016	0.0009	0.00001
-140		0.7927	0.0345	0.0066	0.0013	0.0011	0.00002

Tabelle B.2: Zählraten des AnalogOut, des Szintillators und die Koinzidenzzählrate bei Messung der Anregungskurven mit kleinem Szintillator.

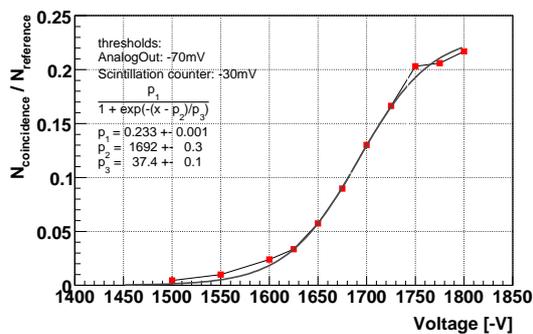
### B.4.2 Anpassung der Anregungskurven mit Fermi-Funktion



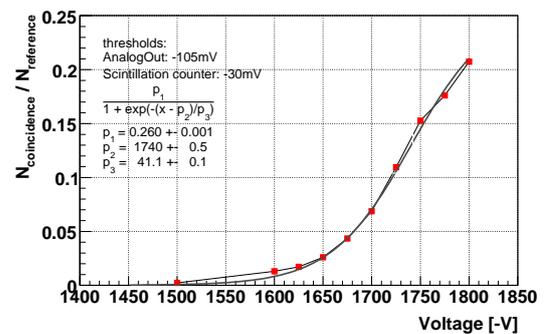
(a) Schwellen: AOut -35 mV, Sz -30 mV



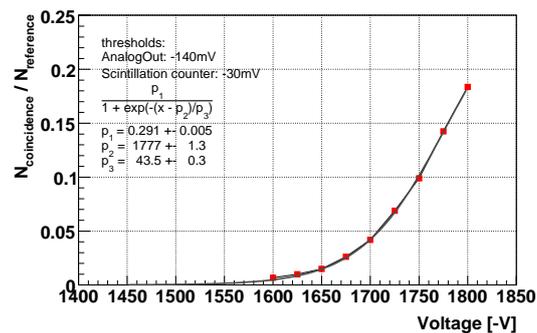
(b) Schwellen: AOut -52.5 mV, Sz -30 mV



(c) Schwellen: AOut -70 mV, Sz -30 mV

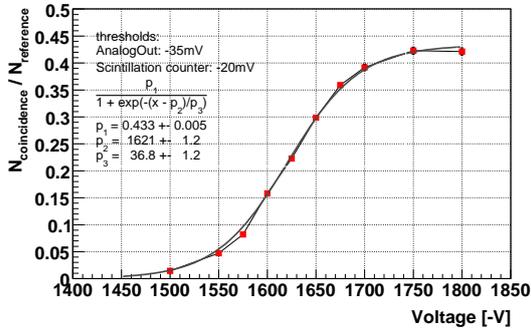


(d) Schwellen: AOut -105 mV, Sz -30 mV

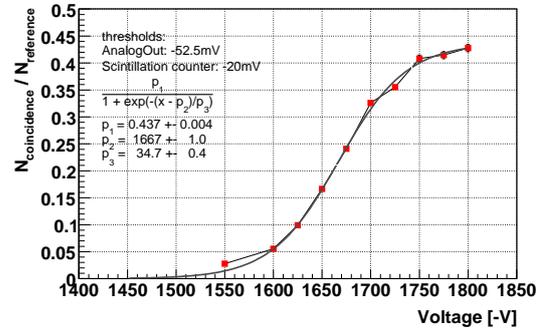


(e) Schwellen: AOut -140 mV, Sz -30 mV

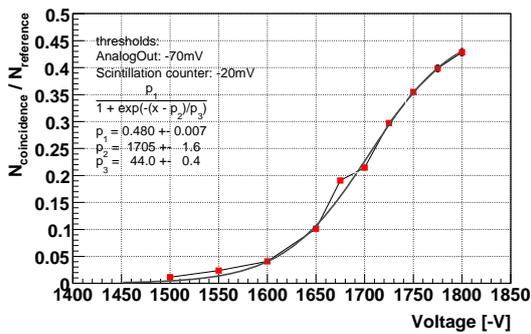
Abbildung B.4: Anregungskurven mit Fermi-Funktion bei verschiedenen Schwelleneinstellungen am AnalogOut, Messungen mit großem Szintillator.



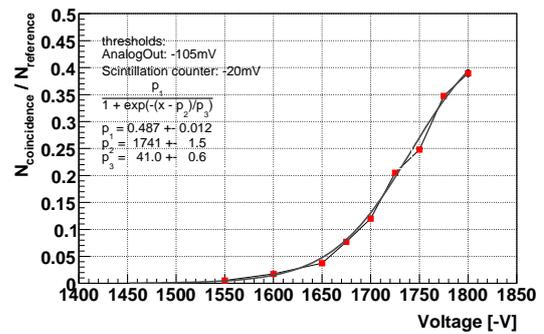
(a) Schwellen: AOut -35 mV, Sz -20 mV



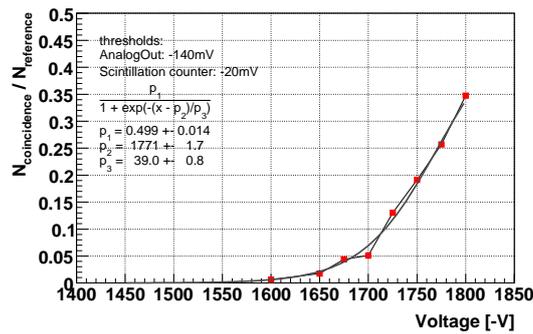
(b) Schwellen: AOut -52.5 mV, Sz -20 mV



(c) Schwellen: AOut -70 mV, Sz -20 mV



(d) Schwellen: AOut -105 mV, Sz -20 mV



(e) Schwellen: AOut -140 mV, Sz -20 mV

Abbildung B.5: Anregungskurven mit Fermi-Funktion bei verschiedenen Schwelleneinstellungen am AnalogOut, Messungen mit kleinem Szintillator.

**Parameter aus der Anpassung mit Fermi-Funktion der Anregungskurven aus den Messungen mit großem Szintillator**

Schwelle AnalogOut	Schwelle Szintillator	$p_1$	$\Delta p_1$	$p_2$	$\Delta p_2$	$p_3$	$\Delta p_3$
-35 mV	-30 mV	0.222	0.001	1620	1	31.7	0.3
-52.5 mV		0.220	0.001	1658	1	35.1	0.1
-70 mV		0.233	0.001	1690	1	37.4	0.1
-105 mV		0.260	0.001	1740	1	41.1	0.1
-140 mV		0.291	0.005	1777	2	43.5	0.3

Tabelle B.3: Parameter der Anpassung bei Variation der Schwelle am AnalogOut, großer Szintillator.

**Parameter aus der Anpassung mit Fermi-Funktion der Anregungskurven aus den Messungen mit kleinem Szintillator**

Schwelle AnalogOut	Schwelle Szintillator	$p_1$	$\Delta p_1$	$p_2$	$\Delta p_2$	$p_3$	$\Delta p_3$
-35 mV	-20 mV	0.433	0.005	1621	1	36.8	1.2
-52.5 mV		0.437	0.004	1677	1	34.7	0.4
-70 mV		0.480	0.007	1705	2	44.0	0.4
-105 mV		0.487	0.012	1741	2	41.0	0.6
-140 mV		0.499	0.014	1771	2	39.0	0.8

Tabelle B.4: Parameter der Anpassung bei Variation der Schwelle am AnalogOut, kleiner Szintillator.

# Literaturverzeichnis

- [AT08] Attilio Tarantola. *The Upgrade of the Multiwire Drift Chamber Readout of the HADES Experiment at GSI*. Abstract #2106 submitted to the 2008 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, 2008. 49
- [BSMM01] Bronstein, Semendjajew, Musiol, and Mühlig. *Taschenbuch der Mathematik*. 2001. 15
- [Dia07] Diego Gonzales Diaz. HADES Interner Report, 2007. 28
- [Gar98a] C. Garabatos. The HADES dilepton spectrometer. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 61B:607–612, 1998. 1
- [Gar98b] C. Garabatos et al. Optimisation of low-mass drift chambers for HADES. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A* 412:38–46, 1998. 2, 3
- [Gea04] GEANT. Detector Description and Simulation Tool; <http://consult.cern.ch/writeup/geant/>; Online User Guide, 2004. 13
- [Mar05] Jochen Markert. *Untersuchung zum Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern niedriger Massenbelegung des HADES Experimentes*. Dissertation, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2005. 6, 31, 35
- [Mün08] C. Müntz. Persönliche Mitteilung, 2008. 52
- [New93] F. M. Newcomer. A Fast Low Power, Amplifier-Shaper-Discriminator for High Rate Straw Tracking Systems. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 40(4):630, August 1993. 6
- [Pec05] Vladimir Pechenov. HADES Interner Report, 2005. 45, 46
- [Sal95] P. Salabura et al. HADES - A High Acceptance DiElectron Spectrometer. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 44:701–707, 1995. 1
- [Sau77] F. Sauli. *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*. Lectures given in the academic training programme of CERN, CERN; European Organization For Nuclear Research, Geneva, 1977. 4, 6

- [Sch08] Alexander Schmah. *Produktion von Seltsamkeit in Ar+KCl Reaktionen bei 1.756 AGeV mit HADES*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2008. 31, 32
- [Smy00] L. Smykov. Laborbericht, 2000. 17, 18
- [UrQ04] URQMD. The UrQMD Collaboration; <http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/urqmd/>, 2004. 27
- [Wüs05] Jörn Wüstenfeld. *Auslese und Qualitätskontrolle der HADES-Driftkammern*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2005. 6
- [Yao06] W-M Yao et al. J. phys. g: Nucl. part. phys. 33 1. page 258 ff., 2006. 4, 5, 13

# Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. Joachim Stroth für die freundliche Aufnahme in die HADES-Arbeitsgruppe schon zu einem frühen Zeitpunkt meines Studiums und für die Möglichkeit, diese Arbeit am Experiment anfertigen zu können.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Christian Müntz, der mein Interesse an der Kernphysik weckte, mich durch seine herzliche Betreuung an das Experiment heranführte und mich während der Erstellung dieser Arbeit betreute und unterstützte.

Ich danke Dr. Jochen Markert für die Unterstützung, die geduldige Hilfe bei meinen Software-Problemen und die interessanten und anregenden Diskussionen.

Für die freundliche Unterstützung bei allen technischen Aspekten dieser Arbeit danke ich Erwin Schwab, von dem ich viel über die Infrastruktur rund um die Detektoren herum gelernt habe.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre, ihre Tipps und Ratschläge danke ich meinen Kollegen, im besonderen Dr. Yvonne Pachmayer, der ich auch vielfach für Korrekturen und Nervennahrung danke, und Dr. Jörn Wüstenfeld.

Ich danke allen HADES-Mitarbeitern für die angenehme Atmosphäre in der Arbeitsgruppe und für hilfreiche Tipps und Denkanstöße.

Für die Unterstützung während meines Studiums und der Anfertigung dieser Arbeit möchte ich meinen Eltern danken.

Ich danke Kaddy Pohlner, Maria und Jörg Schäfer für alles.