

**Untersuchung zum Ansprechverhalten
der
Vielfraht-Driftkammern
niedriger Massenbelegung
des HADES Experimentes**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von
Jochen Markert
aus Frankfurt am Main

Frankfurt 2005
(D F 1)

vom Fachbereich Physik der
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. Assmus
Gutachter: Prof. Dr. Ströbele, Prof. Dr. Stroth
Datum der Disputation: 28.2.2005

Zusammenfassung

Das HADES-Experiment (**H**igh **A**ccceptance **D**i**E**lectron **S**pectrometer) am SIS der GSI wurde zur Messung der e^+e^- -Paare dileptonischer Zerfälle der leichten Vektormesonen im Energiebereich von 1 – 2 $A\text{GeV}$ entwickelt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Eigenschaften des Spurverfolgungssystems des HADES-Spektrometers untersucht. Das Spurverfolgungssystem besteht aus vier Ebenen mit Vieldrahtdriftkammern (*Mini Drift Chambers* (MDCs)) niedriger Massenbelegung (*low-mass*), die aus je 6 Auslesedrahtebenen bestehen. Eine der Hauptanforderungen an das Spurverfolgungssystem ist eine Ortsauflösung von $100\ \mu\text{m}$ (hauptsächlich in y -Richtung), die benötigt wird, um die geforderte Massenauflösung von 1 % im Bereich der ω -Masse zu erzielen. Gleichzeitig muss die Nachweiseffizienz für schwach ionisierende Elektronen/Positronen hoch sein.

Die primäre Messgröße von Driftkammern ist die Driftzeit der entlang einer Teilchenspur generierten Elektronen der Primärionisation zum Auslesedraht. Um die gemessene Driftzeit in eine Ortskoordinate umrechnen zu können, ist eine genaue Kenntnis der Ort-Zeit-Korrelation der Driftzellen nötig.

Es wurden detaillierte Simulationen der $He/i - \text{Butan}$ Zählgasmischung mit GARFIELD, MAGBOLTZ und HEED vorgenommen. Dabei wurden Gastemperatur, Gasdruck, sowie die Kontamination des Zählgases mit O_2 und H_2O und die Konzentration des Löschgases variiert und die Auswirkung auf die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und damit auf Ort-Zeit-Korrelation der Driftzellen studiert. Des Weiteren wurden die Auswirkung der Höhe der Diskriminatorschwelle der Ausleseelektronik und der Einfluss des magnetischen Feldes auf die Driftzeitmessung untersucht.

Ein zweidimensionales Modell der Driftzellen, das die Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation vom Einfallswinkel des Teilchens in die Driftzelle berücksichtigt, wurde in die Spurrekonstruktionssoftware integriert. Das realistische Ansprechverhalten der Driftkammern wurde in die GEANT-Simulation des HADES-Experimentes implementiert.

In der vorliegenden Arbeit wird das Ansprechverhalten der inneren Driftkammern anhand von $C + C$ Daten analysiert, die bei einer Einschussenergie von 2 $A\text{GeV}$ im November 2001 gemessen wurden.

Es wurde eine neue Methode entwickelt, die aus der Breite des am Auslesedraht influenzierten Signals (*time above threshold*) eine dem Energieverlust eines Teilchens korrelierte Größe bestimmt, die sich zur Identifikation von Teilchen eignet. Die vorgestellte Methode der Energieverlustmessung besitzt eine Auflösung von etwa 10 % für minimal ionisierende Teilchen und etwa 7,2 % für stark ionisierenden Teilchen.

Die Ortsauflösung der Driftzellen betrug $128 - 154\ \mu\text{m}$ für minimal ionisierende Teilchen und $84 - 116\ \mu\text{m}$ für stark ionisierende Teilchen. Für minimal ionisierende Teilchen wurde die Ortsauflösung der Driftkammern in x - und y -Richtung zu $\sigma_x = 181 - 195\ \mu\text{m}$ und $\sigma_y = 87 - 104\ \mu\text{m}$ bestimmt. Für stark ionisierende Teilchen wird eine Ortsauflösung von $\sigma_x = 119 - 148\ \mu\text{m}$ und $\sigma_y = 57 - 79\ \mu\text{m}$ erreicht. Eine Teilchenspur wird redundant in den 6 Drahtebenen einer Driftkammer nachgewiesen. Die Nachweiseffizienz der Drahtebenen einer Driftkammer lag für minimal ionisierende Teilchen bei 90 – 96 % und für stark ionisierende Teilchen bei 94 – 98 %.

Es konnte somit gezeigt werden, dass die Driftkammern des HADES-Experiment über die geforderte Ortsauflösung und Nachweiseffizienz für $e^+|e^-$ verfügen und aufgrund der Messung des Energieverlustes in den Driftkammern zur Teilchenidentifikation und Reduktion des Untergrundes beitragen können.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	ix
1 Einleitung	1
1.1 Relativistische Schwerionenkollisionen	2
1.2 Dileptonen in relativistische Schwerionenkollisionen	3
1.3 Zielsetzung der Arbeit	5
2 Das HADES-Spektrometer	7
2.1 Anforderungen an das Spektrometer	7
2.2 Messung von Dileptonen	9
2.2.1 Massenbestimmung	9
2.2.2 Massenauflösung	10
2.3 START- und VETO-Detektoren	10
2.4 Multiplizitäts- und Flugzeitbestimmung	11
2.4.1 TOF	11
2.4.2 TOFino	12
2.5 Leptonen-Identifikation	13
2.5.1 Ringabbildender Cherenkov-Detektor	13
2.5.2 PreSHOWER	14
2.6 Trigger	15
2.7 Das Magnetspektrometer	16
2.7.1 Magnet	17
2.7.2 MDC	18
Konstruktion	18
Datenauslese	20
3 Physik der Driftkammer	23
3.1 Wechselwirkung von geladenen Teilchen in Gasen	24
3.1.1 Energieverlust durch Ionisation und Anregung	24
3.2 Elektronen- und Ionendrift in Gasen	27
3.2.1 Thermische Bewegung und Diffusion	28
3.2.2 Bewegung von Elektronen im elektrischen Feld	28
3.2.3 Bewegung von Elektronen im magnetischen Feld	30

3.2.4	Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von Gasdruck und Temperatur	30
3.2.5	Elektroneinfang	30
3.3	Elektrostatik von Driftkammern	31
3.4	Gasverstärkung und Signalbildung	32
4	Simulation der Driftzelle	35
4.1	Geometrie der Driftzellen	35
4.2	Feld- und Potentialverteilungen	36
4.3	Driftgeschwindigkeiten und Linien gleicher Driftzeit	38
4.4	Einfluss der Gaszusammensetzung und der Gasparameter auf die Elektronendriftgeschwindigkeit	40
4.5	Einfluss der Gaszusammensetzung und der Gasparameter auf Townsend-, Attachment- und Diffusionskoeffizienten	44
4.6	Primärionisation und Energieverlust	46
4.7	Orts-Zeit-Korrelation	47
4.8	Simulation des Ladungssignals	51
4.8.1	Simulation der Ausleseelektronik	53
4.8.2	Extraktion von Driftzeit und Signalbreite und deren Fehler aus dem Signal	54
4.8.3	Form des Signals als Funktion des Abstandes vom Signaldraht	55
4.8.4	Simulation des Schwelleneffektes	57
4.8.5	Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation von der Feldgeometrie	61
4.8.6	Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation von der magnetischen Feldstärke	62
5	Simulation der Driftkammer	69
5.1	Digitalisierung	70
5.1.1	TDC Modi	72
5.1.2	Implementierung der Laufzeit des Signals auf dem Draht	73
5.1.3	Implementierung der Effizienz	74
Effizienz der Driftzelle	74	
Effizienz der Drahtebene	78	
5.1.4	Implementierung der Ort-Zeit-Korrelation und der Zeitauflösung	78
5.1.5	Implementierung der Fehler der Kalibrierung	82
6	Kalibrierung der MDC-Daten	83
6.1	Das Messprinzip	83
6.1.1	Das Common stop (CMS) Konzept	84
6.2	Bestimmung der Kalibrierungskoeffizienten des TDC	85
6.2.1	Einfluss der Temperatur und der Versorgungsspannung	85
6.2.2	“Offline” Kalibrierung	86
6.2.3	“Online” Kalibrierung	88
6.3	Bestimmung des Nullpunktes der Driftzeitmessung	90
6.3.1	Messdaten basierte Methode	91
6.4	Unterdrückung des Rauschens	97

7	Spurrekonstruktion	101
7.1	Vielfachstreuung	102
7.2	Orts- und Winkelauflösung der Spurrekonstruktion	104
7.2.1	Simulation der Fehler in der Kalibrierung der Kalibrierungskonstante	106
7.2.2	Simulation der Fehler in der Kalibrierung der Kalibrierungskoeffizienten des TDCs	108
7.2.3	Orts- und Winkelauflösung in Abhängigkeit des Impulses	109
8	Analyse der experimentellen Daten	113
8.1	Driftzeitspektren	113
8.2	Eigenschaften der <i>Draht Cluster</i>	114
8.3	Energieverlust	116
8.3.1	Abhängigkeit der Signalbreite vom Abstand vom Signaldraht und dem Einfallswinkel der Teilchenspur in die Driftzelle	118
8.3.2	Streuung der Signalbreite	120
8.3.3	Normierung der Signalbreite	121
8.3.4	Auflösung der Energieverlustmessung	124
8.3.5	Korrelation der Signalbreite mit dem Energieverlust	125
8.4	Auflösung der Spuranpassung	127
8.4.1	Qualität der Kalibration	128
8.4.2	Zeitauflösung in Abhängigkeit vom Abstand vom Signaldraht	129
8.4.3	Ortsauflösung der Driftzelle in Abhängigkeit der Teilchenspezies und des Impulses	130
8.4.4	Güte der Spuranpassung	132
8.5	Effizienz der Driftkammern	134
9	Ausblick	140
A	Anhang A	142
A.1	Simulation der Driftzelle	142
A.2	Simulation der Driftkammer	149
A.3	Zeitauflösung der Spurrekonstruktion (Experiment)	150
B	Anhang B	152
B.1	Entwicklung und Prototypphase	152
B.1.1	Alterungseffekte durch Einwirkung ionisierender Strahlung	152
B.1.2	Driftzeitauflösung und Driftgeschwindigkeit	154
B.1.3	Wahl des Zählgases	156
B.2	Kalibrierung der MDC-Daten	157
B.2.1	ASD8	157
B.2.2	TDC	157
B.2.3	Bestimmung der Kalibrierungskoeffizienten des TDC	159
	Interne Kalibrierung	159
B.2.4	Bestimmung des Nullpunktes der Driftzeitmessung	160
	Pulser basierte Methode	160
B.3	Spurrekonstruktion	161
B.3.1	Kandidatensuche	161
B.3.2	Spuranpassung	165

B.4 Impulsbestimmung	168
B.4.1 Kick Ebene	168
Literaturverzeichnis	169

Abbildungsverzeichnis

1.1	Ablauf einer Schwerionenreaktion	2
1.2	DLS Spektrum	4
2.1	Das HADES-Spektrometer	7
2.2	Ansicht der Flugzeitdetektoren (TOF und TOFino)	12
2.3	Ansicht des RICH Detektors	13
2.4	Schematische Darstellung des PreSHOWER-Detektors	14
2.5	Schematische Darstellung des Trigger Konzeptes	15
2.6	Funktionsweise des Magnetspektrometers des HADES-Experimentes	17
2.7	Aufbau der Driftkammern	19
2.8	Maße der Driftkammern	19
2.9	Konzept der Datenauslese der Driftkammern.	21
3.1	Simulierte Teilchenspur.	23
3.2	Bereiche des Energieverlust	27
4.1	Geometrie der Driftzellen für MDCII	36
4.2	Kontur des elektrischen Feldes in der Driftzelle für MDCIV	37
4.3	Driftgeschwindigkeit und Isochronen	38
4.4	Sauerstoffkonzentration und Luftdruck	41
4.5	Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Gasparameter	43
4.6	Gasparameter für verschiedene $He/i - Butan$ -Gasmischungen	44
4.7	Attachment-Koeffizient für O_2 und H_2O	45
4.8	Cluster und Energieverlust pro Wegstrecke als Funktion der Teilchenenergie	46
4.9	Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation von der Gasmischung	47
4.10	Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation von der H_2O -Konzentration	48
4.11	Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation vom Gasdruck	48
4.12	Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation von der Gastemperatur	49
4.13	Schematische Darstellung der Simulation des Signals.	51
4.14	Parametrisierung einer Teilchenspur.	52
4.15	Simuliertes Signal mit Antwortfunktion für ein Elektron.	53
4.16	Schematische Darstellung der Verarbeitung des Signals mit ROOT.	54
4.17	Extraktion von Driftzeit und Signalbreite und deren Fehlern aus GARFIELD Signalen.	54
4.18	Form des Ladungssignals in Abhängigkeit des Abstands vom Signaldraht.	55
4.19	Vergleich der Ort-Zeit-Korrelation für verschiedene Schwellen.	56
4.20	Ort-Zeit-Korrelation für Protonen für verschiedene Energien.	57
4.21	Fehler der Driftzeitmessung für Protonen für verschiedene Energien und Schwellen.	58

4.22	Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation von der Feldgeometrie	61
4.23	Einfluss der asymmetrischen Feldgeometrie auf die Ort-Zeit-Korrelation	62
4.24	Betrag des magnetischen Feldes in den Driftkammern.	63
4.25	Einfluss der magnetischen Feldstärke auf die Driftgeschwindigkeit und den Lorentz- Winkel.	64
4.26	Einfluss der magnetischen Feldstärke auf die Ort-Zeit-Korrelation.	65
4.27	Einfluss der magnetischen Feldstärke auf den Fehler der Driftzeitmessung.	66
4.28	Simulierte Teilchenspur unter Einfluss der magnetischen Feldstärke.	67
5.1	Schematischer Verlauf der Simulation	70
5.2	Schematischer Verlauf der Digitalisierung	71
5.3	Klassendiagramm des Digitizers.	72
5.4	TDC Modi.	73
5.5	Laufzeit des Driftsignals auf dem Draht.	73
5.6	Integrierte Ladung eines Driftsignals	75
5.7	Schnitte in der integrierten Ladungsmenge	76
5.8	Schnitte in der integrierten Ladungsmenge für MDCI-IV im Zellkoordinatensystem . . .	77
5.9	Einfluss der Schnitte in der Ladungsmenge auf die Effizienz	78
5.10	Driftzeit 1 für MDCI-IV	79
5.11	Signalbreite für MDCI-IV	80
5.12	Fehler der Driftzeit 1 für MDCI-IV	81
6.1	Schematische Darstellung der Driftzeitmessung.	83
6.2	Auswirkung der Aufwärmung der Ausleseelektronik auf den Nullpunkt der Driftzeit- messung	86
6.3	Verteilung der Kalibrierungskoeffizienten und ihrer Fehler	88
6.4	Schwankung der TDC Kalibrierungskoeffizienten in der online Kalibrierung.	89
6.5	Funktionsprinzip der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten	92
6.6	Kalibrierung einer Drahtebene	93
6.7	Einfluss der Signalpropagationszeit auf die Kalibrierungskonstanten	94
6.8	Zählrate und Fehler der Kalibrierungskonstanten für die Driftzellen der Drahtebenen einer Driftkammer	95
6.9	Verteilung der Kalibrierungskonstanten und ihrer Fehler	96
6.10	Signalbreite in Abhängigkeit der Driftzeit für verschiedene Schritte der Spurrekonstruktion	98
6.11	Selektivität der Analyseschritte	99
6.12	Effizienz der verschiedenen Schnitte in der Unterdrückung des Rauschens	100
7.1	Schematische Darstellung der Spurrekonstruktion.	101
7.2	Beiträge der Materialien zur Strahlungslänge der Driftkammern	103
7.3	Änderung des Winkels durch Vielfachstreuung im Bereich des Magneten	104
7.4	Orts- und Winkelauflösung der kombinierten Spuranpassung	105
7.5	Zeitresiduen der kombinierten Spuranpassung zweier Driftkammern unter Berücksich- tigung der Fehler der Kalibrierungskonstanten	108
7.6	Winkelauflösung der kombinierten Spuranpassung in Abhängigkeit des Impulses.	109
7.7	Ortsauflösung der kombinierten Spuranpassung in Abhängigkeit des Impulses.	110
7.8	Anteil der fehlgeschlagenen Spuranpassungen in Abhängigkeit des Impulses.	111
8.1	Vergleich der Driftzeitspektren zwischen Simulation und experimentelle Daten.	113

8.2	Vergleich der Anzahl der Drähte im Cluster und der Größe des Clusters.	114
8.3	Vergleich der Anzahl der Drähte im Cluster für verschiedene Teilchenspezies in Abhängigkeit des Polarwinkels.	115
8.4	Signalbreite für Protonen mit unterschiedlichem Einfallswinkel	119
8.5	Signalbreite und Streuung für Protonen mit unterschiedlichem Einfallswinkel	120
8.6	Verteilung der Signalbreiten	120
8.7	Streuung der Signalbreite für Protonen mit unterschiedlichem Impuls	121
8.8	Normierte Signalbreite für Protonen mit unterschiedlichem Impuls in Abhängigkeit des Abstandes vom Signaldraht.	122
8.9	Normierte Signalbreite für Protonen mit unterschiedlichem Impuls	122
8.10	Signalbreiten versus Impuls für verschiedene Teilchenspezies	123
8.11	Signalbreite und Streuung in Abhängigkeit des Impulses für verschiedene Teilchenspezies	124
8.12	Auflösung der normierten Signalbreite in Abhängigkeit des Impulses für verschiedene Teilchenspezies	125
8.13	Abhängigkeit der Signalbreite von der Pulshöhe.	126
8.14	Normierte Signalbreite in Abhängigkeit des Impulses.	126
8.15	Korrelation von Signalbreite und Energieverlust	127
8.16	Mittelwerte und Standardabweichung der Zeitresiduen einer Driftkammer.	128
8.17	Zeitauflösung in Abhängigkeit des Abstandes vom Signaldraht für Protonen mit unterschiedlichem Impuls.	129
8.18	Standardabweichung der Zeitresiduen der inneren Driftkammern in Abhängigkeit des Impulses.	131
8.19	χ^2 des inneren Driftkammersegmentes in Abhängigkeit des Impulses.	132
8.20	χ^2 des inneren Driftkammersegmentes in Abhängigkeit der Anzahl der Drähte und des Polarwinkels.	133
8.21	Einfluss der ASD8-Schwellen und der Hochspannung auf die Effizienz	134
8.22	Nachweiseffizienz der Drahtebene der inneren Driftkammern.	135
8.23	Nachweiseffizienz der Driftzelle der inneren Driftkammern.	137
8.24	Nachweiseffizienz der Driftzelle der verschiedenen Driftkammern.	138
8.25	Nachweiseffizienz der Driftzelle und der Drahtebene.	139
9.1	Signal und Untergrund der Dileptonenanalyse	140
A.1	Gasparameter für verschiedene O_2 -Konzentrationen	142
A.2	Gasparameter für verschiedene H_2O -Konzentrationen	143
A.3	Gasparameter für verschiedene Gasdrücke	144
A.4	Gasparameter für verschiedene Gastemperaturen	145
A.5	Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation von der O_2 -Konzentration	146
A.6	Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation von der H_2O -Konzentration	146
A.7	Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation vom Gasdruck	147
A.8	Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation von der Gastemperatur	147
A.9	Einfluss der magnetischen Feldstärke auf die Gasparameter	148
A.10	Driftzeit 2 für MDCI-IV	149
A.11	Fehler der Driftzeit 2 im Zellkoordinatensystem für MDCI-IV	150
A.12	Standardabweichung der Zeitresiduen der inneren Driftkammern im mittleren Bereich der Driftzelle in Abhängigkeit des Impulses.	151

A.13 Standardabweichung der Zeitresiduen der inneren Driftkammern nahe dem Auslese- draht der Driftzelle in Abhängigkeit des Impulses.	151
B.1 Alterung durch Strahlungsschäden	152
B.2 Schematische Darstellung des Experimentes mit dem Prototyp	154
B.3 Zeitauflösung und Driftgeschwindigkeit im Vergleich Experiment und Simulation für den Prototyp	155
B.4 Funktionsprinzip der internen Kalibrierung des TDCs	159
B.5 Schematische Darstellung der Kandidatensuche der Spurrekonstruktion.	161
B.6 Projektion der Driftzellen in der Kandidatensuche.	162
B.7 Schematische Darstellung der <i>Kickplane</i> -Methode.	168

Tabellenverzeichnis

1.1	Die Eigenschaften der leichten Vektormesonen	3
2.1	Winkel der Drähte einer Drahtebene.	19
2.2	Maße der Driftkammern	19
2.3	Eigenschaften der Driftkammerdrähte	20
4.1	Geometrie der GARFIELD-Modelle	36
4.2	Potential an den Kathoden- und Potentialdrähten	36
4.3	Elektrisches Feld in den verschiedenen Driftzellen	38
4.4	Mittlere Driftgeschwindigkeit	40
4.5	Einfluss der Gasmischung und Gasparameter auf die Driftgeschwindigkeit	42
4.6	Einfluss der Gasmischung und Gasparameter auf die Gaskoeffizienten	45
4.7	Einfluss der Gasmischung und der Gasparameter auf die Driftgeschwindigkeit	50
4.8	Einfluss der Primärionisation auf die Ort-Zeit-Korrelation.	59
4.9	Einfluss der Primärionisation auf den zu erwartenden Fehler der Driftzeitmessung nahe dem Auslesedraht.	59
4.10	Einfluss der Schwelle auf den Fehler der Driftzeitmessung nahe dem Auslesedraht.	60
4.11	Einfluss der Primärionisation auf den Fehler der Driftzeitmessung.	60
4.12	Magnetische Feldstärke in den Driftkammern.	63
4.13	Einfluss der magnetischen Feldstärke auf Townsend-, Attachment- und Diffusionskoeffizienten	64
4.14	Einfluss der magnetischen Feldstärke auf die Driftgeschwindigkeit und den Lorentz-Winkel	64
4.15	Einfluss der magnetischen Feldstärke auf die Ort-Zeit-Korrelation.	66
4.16	Einfluss der magnetischen Feldstärke auf den Fehler der Driftzeitmessung.	67
5.1	Effizienzimplementierung	74
5.2	Einfluss der Schnitte in der integrierten Ladungsmenge auf die Effizienz der Driftzelle.	76
5.3	Einfluss der Schnitte in der integrierten Ladungsmenge auf die Effizienz der Drahtebene.	77
5.4	Wertebereiche der Driftzeiten in der Simulation.	81
5.5	Wertebereiche der Fehler der Driftzeiten in der Simulation.	82
6.1	Einfluss der Temperatur und der Versorgungsspannung auf die Zeitmessung des TDC.	85
6.2	Fehler des Kalibrierungskoeffizienten des TDC.	87
6.3	Mittlerer Kalibrierungskoeffizienten und mittlerer Fehler Kalibrierungskoeffizienten des TDC.	88
6.4	Einfluss der Schwankung des Kalibrierungskoeffizienten auf die Driftzeitmessung	90

6.5	Minimale Flugzeiten zu den Driftkammern	95
6.6	Mittlere Kalibrierungskonstante und mittlerer Fehler der Kalibrierungskonstante der TDCs.	96
7.1	Orts- und Winkelauflösung der kombinierten Spuranpassung zweier Driftkammern.	106
7.2	Orts- und Winkelauflösung der kombinierten Spuranpassung zweier Driftkammern mit Fehlern der Kalibrierungskonstanten.	107
7.3	Zeitresiduen der kombinierten Spuranpassung zweier Driftkammern mit unter Berücksichtigung der Fehler der Kalibrierungskonstanten.	108
7.4	Orts- und Winkelauflösung der kombinierten Spuranpassung zweier Driftkammern unter Berücksichtigung der Fehler der Kalibrierungskoeffizienten des TDCs.	109
8.1	Erwartete Energieverlustauflösung der inneren und äußeren Segmente für die HADES-Driftkammern	117
8.2	Auflösung des Energieverlustes für verschiedene Experimente	118
8.3	Auflösung der normierten Signalbreite für verschiedene Teilchenspezies.	125
8.4	Zeit- und Ortsauflösung der Driftzelle für verschiedene Teilchen und Impulse	131
8.5	Ortsauflösung in x - und y -Richtung für die inneren Driftkammern	132
8.6	Mittlere Nachweiseffizienz der Drahtebenen und Driftzellen	138
B.1	Zeit- und Ortsauflösung des Prototyp 0 mit der "self tracking"-Methode	156
B.2	Zeitauflösung des TDC	158
B.3	Effizienz und Reinheit der Kandidatensuche in Abhängigkeit der Teilchenbelegung.	164
B.4	Ortsauflösung der Kandidatensuche der inneren Driftkammern.	164
B.5	Ortsauflösung der Kandidatensuche der inneren Driftkammern.	164
B.6	Effizienz und Reinheit der Spuranpassung	167

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung der Eigenschaften von Kernmaterie bei hoher Dichte und hoher Temperatur ist eines der zentralen Themen der Kernphysik der letzten Jahrzehnte. Ziel ist es, die Zustandsgleichung der Kernmaterie zu erforschen und die Voraussagen der fundamentalen Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik (QCD), zu prüfen. Komprimierte Kernmaterie spielt eine wichtige Rolle in astrophysischen Prozessen, wie zum Beispiel der Stabilität von Neutronensternen und Supernova-Explosionen. Durch die Nutzung von Schwerionenbeschleunigern wurde es möglich, Kernmaterie bei hohen Dichten und Temperaturen systematisch im Labor zu untersuchen.

Unter normalen Bedingungen ist Kernmaterie ein Vielteilchensystem, welches aus Protonen und Neutronen besteht, die durch die starke Wechselwirkung gebunden sind. Die Wechselwirkung der Quarks, die in den Nukleonen gebunden sind (*Confinement*) und nicht als freie Teilchen beobachtet werden können, erfolgt über den Austausch von Gluonen.

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung hängt vom Impulsübertrag im jeweiligen Stoßprozess ab. Bei hohen Impulsüberträgen wird die Kopplung schwach und die Störungstheorie kann verwendet werden, um die Prozesse zu beschreiben. Für kleine Impulsüberträge ist dies nicht möglich. Zur Beschreibung der Kernmaterie in diesem Energiebereich wurden verschiedene effektive Modelle entwickelt, die die mesonischen und baryonischen Freiheitsgrade des Systems berücksichtigen. Als wesentliches Ergebnis dieser Modelle wird eine Veränderung der Eigenschaften der Hadronen in Kernmaterie vorhergesagt. Hierfür können eine teilweise Wiederherstellung der chiralen Symmetrie (Übersicht in [RW00]) und Kopplungen zwischen Mesonen und Baryonen verantwortlich gemacht werden. Die Wechselwirkung der Vektormesonen mit der sie umgebenden Materie ist von verschiedenen hadronischen Modellen, die auf den effektiven Feldtheorien und *Mean Field Theorien* [FP97] basieren, beschrieben worden. Die Spektralfunktionen der Vektormesonen ändern sich im nuklearen Medium. Die Berechnungen für das ρ -Meson sagen eine signifikante Verbreiterung der Zerfallsbreite und eine Abnahme der effektiven Masse schon bei normaler Kerndichte voraus.

In einem Schwerionenexperiment eignen sich die leichten Vektormesonen und im speziellen das ρ -Meson als Sonde zur Beobachtung der Restauration der chiralen Symmetrie. Die Lebensdauer des ρ -Mesons τ_ρ beträgt $1,3 \text{ fm}/c$. Damit zerfällt es größtenteils während der heißen und dichten Phase einer Schwerionenkollisionen. Die Vektormesonen zerfallen meist über hadronische Kanäle. Die Zerfallswahrscheinlichkeiten der Vektormesonen in dileptonische Kanäle betragen typischerweise $\simeq 10^{-4}$. Die dileptonischen Zerfallsprodukte sind jedoch eine ideale Probe, um die Eigenschaften der Vektormesonen zu untersuchen, da sie die Kernmaterie ohne starke Wechselwirkung verlassen können. Die e^+e^- -Paare tragen somit die weitgehend unverfälschte Information über die Eigenschaften der Vektormesonen zum Zeitpunkt ihres Zerfalls, wie zum Beispiel die Masse und die Zerfallsbreite des Mesons im Medium.

Das HADES-Experiment (**H**igh **A**cceptance **D**i**E**lectron **S**pectrometer) am SIS ¹ der GSI ² wurde zur Messung der e^+e^- -Paare der dileptonischen Zerfälle der leichten Vektormesonen im Energiebereich von $1 - 2 \text{ AGeV}$ entwickelt. Durch die hohe Akzeptanz, die hohe Auflösung in der invarianten Masse und der Fähigkeit zur Verarbeitung hoher Datenraten bietet das HADES-Spektrometer die Möglichkeit, die Eigenschaften der Vektormesonen systematisch zu untersuchen.

¹Schwerionen-Synchrotron

²Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

1.1 Relativistische Schwerionenkollisionen

Während einer zentraler Schwerionenkollision wird ein Teil der Schwerpunktsenergie der stoßenden Ionen in einem so genannten “Feuerball” bei Schwerpunktsrapidität deponiert. Ein Teil der zunächst longitudinalen Bewegungsenergie der Nukleonen der Stoßpartner geht in transversale Bewegungsenergie über und es werden innere Freiheitsgrade der Nukleonen in Form von Resonanzen angeregt. Diese Resonanzen können unter Erzeugung von Mesonen wieder zerfallen. Am SIS der GSI stehen Projektilenergien von $1 - 2 \text{ AGeV}$ zur Verfügung. Während einer zentralen Kollision von Ionen mit diesen Energien wird eine Erhöhung der Kerndichte ρ_0 bis auf maximal $\rho \sim 3\rho_0$ und eine Aufheizung der komprimierten Kernmaterie auf etwa $T \sim 80 \text{ MeV}$ erwartet. Die Phase von komprimierter, heißer Kernmaterie ist von kurzer Dauer ($\sim 10^{-22} \text{ s}$). Da die Reaktionsprodukte des Stoßes im Raum expandieren, nimmt die Energiedichte mit der Zeit ab. Die Wechselwirkungen zwischen einzelnen Reaktionsprodukten kommt zum Erliegen, wenn das System bei seiner Expansion eine kritische Energiedichte

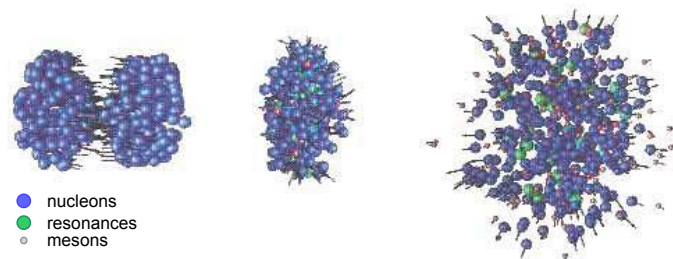


Abbildung 1.1: Simulation eines zentralen $Au + Au$ Schwerionenstoßes (CM-System) durch das Transportmodell QMD [Bas98]. Dargestellt ist die zeitliche Entwicklung in drei Schritten von $3 \times 10^{-23} \text{ s}$. Auf der linken Seite ist das System kurz vor der Reaktion, in der Mitte während des Überlappens der Kerne, in der ein dichter, heißer Feuerball entsteht, und auf der rechten Seite nach der Reaktion beim Expandieren des Systems zu sehen. Die Pfeile zeigen den Impulsvektor der Teilchen.

te unterschreitet [CR98] [BMRS03]. Dieser Zeitpunkt wird als Ausfrieren (“Freeze-out”) bezeichnet und kann in zwei Phasen untergliedert werden. Finden keine inelastischen Prozesse mehr im System statt, wird dies als chemisches Ausfrieren bezeichnet. Die Häufigkeiten der einzelnen Teilchensorten verändert sich ab diesem Zeitpunkt nicht mehr. Treten auch keine elastischen Prozesse mehr im System auf, wird dies thermisches Ausfrieren genannt. Ab diesem Zeitpunkt ändern sich die Energien und Impulse der Teilchen nicht mehr. Die Gesamtdauer einer Kollision mit nachfolgender Expansion liegt bei $\sim 10 - 15 \text{ fm}/c$. Die Lebensdauer der leichten Vektormesonen ρ , ω und ϕ liegen in der gleichen Größenordnung. Insbesondere das ρ -Meson ist so kurzlebig, das es mit hoher Wahrscheinlichkeit innerhalb der heißen, komprimierten Kernmaterie zerfällt. Da die heiße, komprimierte Kernmaterie nur für sehr kurze Zeit existiert, ist sie nicht direkt experimentell zugänglich. Informationen können nur aus den Eigenschaften der im Detektor nachgewiesenen Teilchen einer Reaktion nach dem hadrochemischen und thermischen Ausfrieren gewonnen werden.

1.2 Dileptonen in relativistische Schwerionenkollisionen

In Schwerionenkollisionen im Energiebereich des SIS treten als Hauptquelle der e^+e^- -Paare die elektromagnetischen Zerfälle der Hadronen. Im Bereich der niedrigen invarianten Massen ($M < 1 \text{ GeV}/c^2$) dominieren die Dalitz-Zerfälle der neutralen Mesonen π^0 , η , ω und der $\Delta(1232)$ -Resonanz. Die direkten Zerfälle der Vektormesonen ρ , ω und ϕ tragen maßgeblich zum invarianten Massenspektrum im Bereich ihrer Massen ($600 \text{ MeV}/c^2 < M < 1 \text{ GeV}/c^2$) bei. Bei niedrigen Stoßenergien ist der Beitrag der pn -Bremsstrahlung zum Massenspektrum signifikant. Die Eigenschaften der verschiedenen Prozesse sind in Tabelle 1.1 (s. Seite 3) zusammengefasst.

In der Vergangenheit wurden e^+e^- -Paarspektren bereits von anderen Experimenten in Schwerionen-

Quelle	J^P	I	Masse [MeV/c ²]	Zerfallsbreite		Produkt		e^+e^-	
				[MeV/c ²]	[fm/c]	[%]	e^+e^-	BR	
Dalitz-Decays of the pseudoscalar mesons									
π^0	0^-	1	135	0.78	251	$\gamma\gamma$	98.8	γe^+e^-	1.2 %
η	0^-	0	547	0.001	$\gg 30$	$\gamma\gamma$	39.4	γe^+e^-	0.5 %
Direct decays of the vector mesons									
ρ	1^-	1	775	150	1.3	$\pi^+\pi^-$	100	e^+e^-	$4.6 \cdot 10^{-5}$
ω	1^-	0	782	8.44	23.4	$\pi^+\pi^-\pi^0$	89	e^+e^-	$7 \cdot 10^{-5}$
ϕ	1^-	0	1019	4.26	44.4	K^+K^-	49	e^+e^-	$10^{-5}-10^{-4}$
Δ -Dalitz-Decay									
Δ	$(3/2)^+$	3/2	1232	115	1.7	$N\pi$	> 99	$N e^+e^-$	$4 \cdot 10^{-3}$
Proton-Neutron-Bremsstrahlung: $pn \rightarrow pn e^+e^-$									

Tabelle 1.1: Die Eigenschaften der leichten Vektormesonen, aus [Hag02]. J ist der Spin, P die Parität und I der Isospin.

kollisionen gemessen. Am SPS³ des CERN⁴ wurden die Experimente CERES [Aga95] [Dre96] [UI196] [Aga98] und HELIOS [Mas95] durchgeführt. Diese Experimente konnten in schweren Reaktionssystemen ($Pb + Au$) verglichen mit leichteren Systemen ($S + W$) und ($p + Be$) eine signifikante Überhöhung an e^+e^- -Paaren unterhalb der ρ/ω -Masse nachweisen. In einem hadronischen Bild kann diese Überhöhung durch eine im Medium fallenden ρ -Masse oder eine modifizierte Spektralfunktion für die Vektormesonen erklärt werden.

Für niedrige Kollisionsenergien von etwa 1 AGeV wird die e^+e^- -Ausbeute im Bereich niedriger invarianter Massen von Transportmodellen systematisch unterschätzt. Die experimentellen Daten in diesem Energiebereich wurden von der DLS Kollaboration am BEVALAC⁵ gemessen [Por97]. In Abbildung 1.2 (s. Seite 4) ist das von der DLS Kollaboration gemessene invariante e^+e^- -Massenspektrum ($C+C$ bei 1 AGeV) mit der Überhöhung im Bereich zwischen $200 \text{ MeV}/c^2$ und $500 \text{ MeV}/c^2$ zu sehen. Der gemessene Überschuss kann im Gegensatz zu den Daten aus ultrarelativistischen Kollisionen am SPS nicht durch die Effekte einer fallenden ρ -Masse oder modifizierter Spektralfunktionen im Medium erklärt werden (sog. *DLS puzzle*). In [Bra99] wurde ein HSD⁶-Transportmodell verwendet, um die DLS-Daten zu erklären. Es wurden auch die Beiträge der direkten Zerfälle der ρ -Mesonen, die durch

³Super Proton Synchrotron

⁴Centre Européen pour la Recherche Nucléaire

⁵BEVALAC Beschleuniger in Berkeley, USA

⁶Hadron String Dynamics

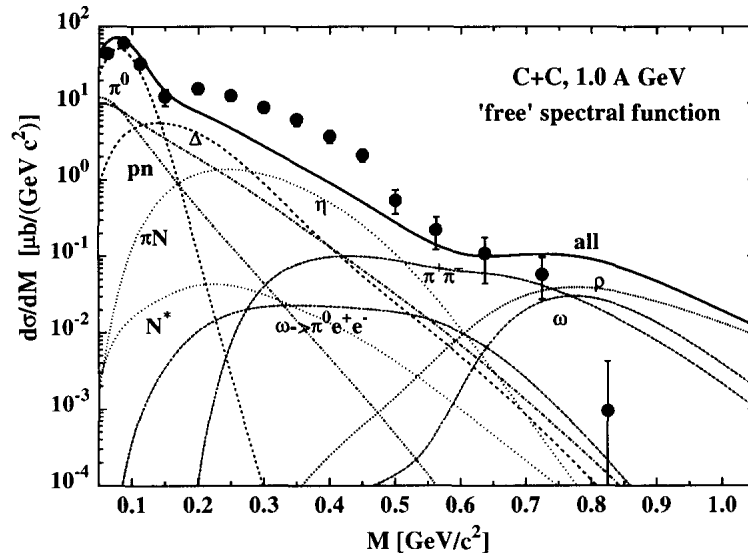


Abbildung 1.2: Von der DLS Kollaboration gemessene invariante e^+e^- -Massenspektrum (schwarze Punkte) für eine $C + C$ Reaktion bei $1 A \text{ GeV}$ Energie [Bra98] [Por97]. Gezeigt sind ebenfalls die zum "Cocktail" betragenden leptonischen Quellen aus der Simulation. In der Simulation wird ein Akzeptanzfilter verwendet, der dem DLS-Experiment entspricht, und ein Auslösung in der invarianten Masse $\Delta M/M = 10 \%$.

πN Streuung durch $N^*(1520)$ produziert werden, berücksichtigt. Die Daten der DLS-Kollaboration konnten dennoch nicht beschrieben werden. Ein weiterer Untersuchung mit dem HSD-Modell [Bra98] versuchte die Daten durch eine impulsabhängige Spektralfunktion des ρ -Mesons, die die Modifizierung der Pionen in der Materie berücksichtigt und die Polarisation des ρ durch resonante ρN -Streuung zu beschreiben. Im Bereich von $150 - 400 \text{ MeV}/c^2$ werden die DLS-Daten von der Modellrechnung um etwa einen Faktor 3 unterschätzt. Eine zusätzliche Skalierung der η -Masse nach dem Skalierungsgesetz von Brown und Rho [BR91] erhöht die e^+e^- -Ausbeute signifikant und führt zu einer guten Übereinstimmung mit den DLS-Daten. Das Szenario der fallenden η -Masse steht jedoch im Widerspruch zu der von der TAPS-Kollaboration gemessenen Spektren der transversalen Masse des π^0 und η [Hol97] [Ave97]. Die Theorie-Gruppe der Universität Tübingen kommt zu einem vergleichbaren Ergebnis [FF04].

HADES kann einen bedeutenden Beitrag zur Beantwortung der Frage nach den Medium-eigenschaften von Hadronen leisten. Für das HADES-Experiment wird eine Auflösung von etwa 1% in der invarianten Masse im Bereich des ω -Mesons angestrebt. Die Auflösung des DLS-Experimentes betrug etwa $\Delta M/M = 10 \%$. Mit dem HADES-Spektrometer können somit in Zukunft die Strukturen der leichten Vektormesonen im invarianten Massenspektrum mit größerer Präzision gemessen werden. Mit der großen Akzeptanz und hohen Ratenfestigkeit des HADES-Spektrometers ist es möglich, in systematischen Untersuchungen leichter und schwerer Stoßsysteme die e^+e^- -Paare der dileptonischen Zerfallskanäle der leichten Vektormesonen in hoher Anzahl nachzuweisen.

1.3 Zielsetzung der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es, die Eigenschaften des Spurverfolgungssystems des HADES-Spektrometers zu untersuchen. Das Spurverfolgungssystem besteht aus vier Ebenen mit Driftkammern (MDCs⁷) zur Bestimmung der Position und Richtung der Teilchentrajektorien vor und hinter dem magnetischen Feld. Zur Separation der ρ , ω und ϕ -Massen im invarianten Massenspektrum und zur präzisen *missing mass* Analyse in elementaren Stoßsystemen wie z.B. $pp \rightarrow pp\eta$, wird eine Auflösung von 1 % in der invarianten Masse der e^+e^- -Paare gefordert. Dies entspricht einer Ortsauflösung des Spurverfolgungssystems von etwa 100 μm (hauptsächlich in Richtung der Ablenkung durch das magnetische Feld). Gleichzeitig muss das Spurverfolgungssystem eine hohe Nachweiseffizienz für schwach ionisierende Elektronen/Positronen besitzen und den Untergrund in der Messung effektiv reduzieren.

Die primäre Messgröße der Driftkammern ist die Driftzeit der entlang einer Trajektorie eines geladenen Teilchens generierten Elektronen der Primärionisation zum Auslesedraht. Zur Rekonstruktion der Teilchenspur im Raum muss die Ort-Zeit-Korrelation der Driftzellen der Driftkammer bekannt sein.

Der zentrale Aspekt dieser Arbeit ist es, die Orts-Zeit-Korrelation der Driftzellen zu untersuchen und ein Modell der Driftzelle zu entwickeln, das eine möglichst präzise Rekonstruktion der Teilchenspuren ermöglicht. Des Weiteren sollen die Ortsauflösung und die Nachweiseffizienz der Driftkammern experimentell bestimmt werden. Die Messung des Energieverlustes eines Teilchens in den Driftkammern anhand der Signalbreite des am Auslesedraht influenzierten Signals kann zur Identifikation des Teilchens und der Reduzierung des Untergrundes in der Messung beitragen. Diese neue Methode soll im Rahmen dieser Arbeit entwickelt werden.

Zur Übersicht ist hier die Gliederung der vorliegenden Arbeit dargestellt:

Kapitel 2 beschreibt das HADES-Experiment mit seinen verschiedenen Detektoren.

Kapitel 3 gibt eine Einführung in die Grundlagen der Physik einer Driftkammer.

Kapitel 4 befasst sich mit der Simulation der Driftzellen der HADES-Driftkammern mit GARFIELD [Gar00], MAGBOLTZ [Mag00] und HEED [Hee99]. Es wird die $He/i - \text{Butan}$ Zählgas Mischung untersucht. Dabei werden Gastemperatur, Gasdruck, sowie die Kontamination des Zählgases mit O_2 und H_2O und die Konzentration des Löschgases variiert und die Auswirkung auf die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und damit auf Ort-Zeit-Korrelation der Driftzellen studiert. Des Weiteren wird die Auswirkung der Höhe der Diskriminatorschwelle des ASD8 [New93] der Ausleseelektronik und der Einfluss des magnetischen Feldes auf die Driftzeitmessung simuliert.

Kapitel 5 diskutiert das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte zweidimensionale Modell der Driftzelle, das die Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation vom Einfallswinkel der Teilchenspur in die Driftzelle berücksichtigt. Dieses Modell wird in eine GEANT-Simulation integriert, die es ermöglicht, das Ansprechverhalten der Driftkammern in der Simulation des HADES-Experimentes zu untersuchen.

Kapitel 6 erläutert die entwickelten Methoden zur Kalibrierung der Driftkammerdaten.

Kapitel 7 beschreibt die Spurrekonstruktion. Hier wird die Orts- und Winkelauflösung der Spurrekonstruktion in einer GEANT-Simulation besprochen. Es wird der Einfluss der Fehler der Kalibrierung der Driftzeiten auf die Spurrekonstruktion diskutiert.

Kapitel 8 befasst sich mit der Analyse der experimentellen Daten. Es wird eine neue Methode vorgestellt, die es ermöglicht, aus der Signalbreite der Driftsignale den Energieverlust der Teilchen in der Driftkammer zu bestimmen. Die Ortsauflösung der Spurrekonstruktion und die Nachweiseffizienz der Driftkammern werden besprochen.

⁷Mini Drift Chambers

Kapitel 9 stellt den derzeitigen Stand der Leptonen-Analyse der experimentellen Daten vom November 2002 vor und gibt einen kurzen Ausblick auf zukünftige Verbesserungen.

Kapitel 2

Das HADES-Spektrometer

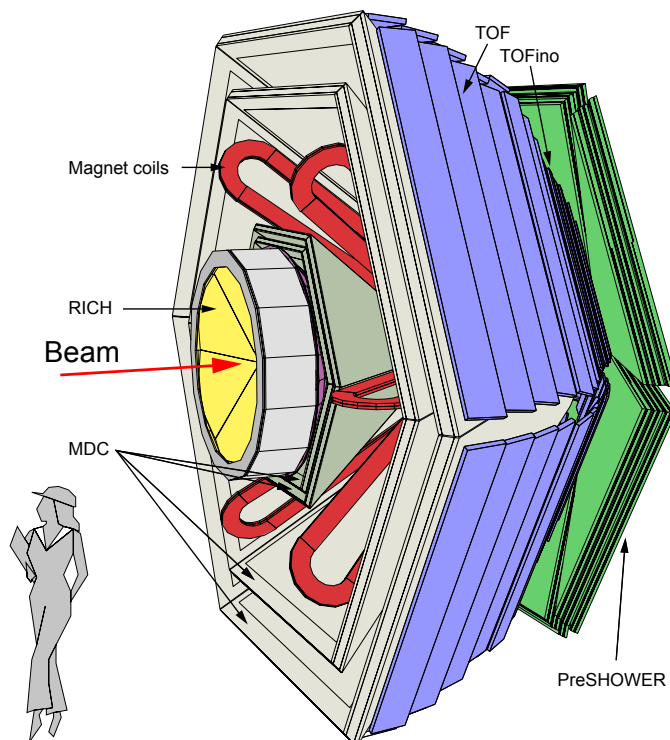


Abbildung 2.1: Die Detektoren des HADES-Spektrometers: Der RICH-Detektor (*ring imaging cherenkov detector*) und der PreSHOWER-Detektor zur Leptonenidentifikation, die MDCs (*mini drift chambers*) und der supraleitenden Toroid zur Rekonstruktion des Impulses der Teilchen, der TOFino- und TOF-Detektor (*time of flight*) zur Bestimmung der Flugzeit der Teilchen und der Multiplizität einer Reaktion. Die START- und VETO-Detektoren zur Detektion einer Reaktion im Target sind nicht abgebildet.

2.1 Anforderungen an das Spektrometer

Ein wichtiges Ziel des HADES-Experimentes (*High Acceptance Di-Electron Spectrometer*) am Schwerionensynchrotron (SIS), GSI in Darmstadt, ist es, die Eigenschaften der neutralen Vektormesonen im nuklearen Medium über ihre seltenen dileptonischen Zerfallskanäle zu studieren. Das Schwerionensynchrotron liefert dabei Teilchenstrahlen wie Pionen, Protonen und schwere Ionen mit einer Energie von bis zu 2 AGeV und Strahlintensitäten bis zu 10^{11} Teilchen/s. Die Spektroskopie von Dileptonen, insbesondere in Schwerionenreaktionen, bestimmt maßgeblich die Anforderungen an das Spektrometer:

Große geometrische Akzeptanz: Um die dileptonischen Zerfälle der Vektormesonen studieren zu können, muss das Spektrometer eine große geometrische Akzeptanz für e^+e^- -Paare besitzen. Das HADES-Spektrometer hat etwa 80 % geometrische Akzeptanz im Azimutwinkel und $18^\circ - 85^\circ$ im Polarwinkel für den Nachweis von einzelnen Teilchen. Daraus resultiert eine totale Akzeptanz für e^+e^- -Paare von 40 %.

Ein spezifischer Trigger für Leptonen: Da die dileptonischen Zerfälle der neutralen Vektormesonen sehr selten sind, ist es notwendig, einen spezifischen und effizienten Trigger zu entwickeln, der es erlaubt, die Ereignisse zu selektieren, die solche Zerfälle enthalten. Um diesen Trigger zu verwirklichen besitzt HADES einen dreistufigen Trigger zur Ereignis Selektion, der die gesuchten Ereignisse in den Daten um bis zu einen Faktor 10^4 gegenüber nicht selektierten Daten anreichert.

Verarbeiten von hohen Zählraten: Die leichten Vektormesonen ρ und ω haben eine Produktionswahrscheinlichkeit in der Größenordnung von kleiner 10^{-3} Teilchen pro Reaktion für Schwerionenreaktionen im Bereich von $1 - 2 \text{ AGeV}$. Die Verzweigungsverhältnisse der dileptonischen Zerfallskanäle bewegen sich in der Größenordnung von 10^{-5} . Um eine ausreichende Anzahl von selektierten Ereignissen in der zur Verfügung stehenden Messzeit zu erhalten, muss das HADES-Spektrometer bei Strahlintensitäten von bis zu 10^8 Teilchen/s operieren können. Dies bedeutet hohe Anforderungen an die Detektoren und die Datenaufnahmesysteme (DAQ).

Hohe Auflösung in der invarianten Masse: Ziel des HADES-Experimentes ist es, eine Auflösung von 1 % in der invarianten Masse im Bereich der Masse des ω -Mesons zu erreichen. Diese hohe Auflösung wird benötigt, um eine mögliche Modifikation der Massen der Vektormesonen detektieren zu können.

Minimierung der Sekundärteilchenproduktion: Alle im Material des Detektors produzierten Teilchen erschweren die Rekonstruktion der Schwerionenkollision. Mit steigender Anzahl nehmen die Effizienz der Rekonstruktion ab und der Anteil des Untergrundes in der Messung zu. Besonders zu beachten sind die durch Paarbildung produzierten e^+e^- -Paare, die die Rekonstruktion der dileptonischen Kanäle erschweren.

Diskriminierung von hadronischem Untergrund: Innerhalb der durch den spezifischen Trigger für leptonische Ereignisse selektierten Schwerionenkollisionen ist eine effiziente Identifizierung der seltenen Leptonenspuren nötig. Die Anzahl der geladenen Teilchen in der Akzeptanz des Spektrometers kann für zentrale $Au + Au$ -Kollisionen bei 2 AGeV bis zu 200 betragen und wird von Hadronen dominiert. Die Identifizierung der leptonischen Spuren muss auch vor diesem Untergrund zuverlässig funktionieren.

Das HADES-Spektrometer (s. Abbildung 2.1, Seite 7) besteht aus 6 identischen Sektoren, die um die Strahlachse rotationssymmetrisch angeordnet sind. Das Spektrometer setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen: Einem RICH-Detektor (*Ring Imaging Cherenkov detector*) zur Leptonenidentifikation (s. Abschnitt 2.5.1), vier Ebenen von MDCs (*Mini Drift Chambers*) (s. Abschnitt 2.7.2), die sich vor und hinter dem magnetischen Feld des supraleitenden Magneten (s. Abschnitt 2.7.1) befinden, und dem META-Detektor (*multiplicity and electron array*) zur Bestimmung der Teilchenmultiplizität der Reaktionen und der Flugzeit der Teilchen. Der META-Detektor wird von drei Teildetektoren gebildet: Dem TOFINO-Detektor (s. Abschnitt 2.4.2) und dem PreSHOWER-Detektor (s. Abschnitt 2.5.2) mit einer Akzeptanz für Polarwinkel zwischen $18^\circ - 45^\circ$ und dem TOF-Detektor (*time of flight*) (s. Abschnitt 2.4.1) mit einer Akzeptanz für Polarwinkel zwischen $44^\circ - 85^\circ$. Der META-Detektor liefert zusätzliche Informationen zur Leptonenidentifikation und ist Bestandteil der ersten und zweiten Stufe

des dreistufigen Triggers (s. Abschnitt 2.6) zur Selektion von Ereignissen mit dileptonischen Zerfällen leichter Vektormesonen. Zum Detektieren der einzelnen von schweren Ionen induzierten Reaktionen im Target wird ein schneller Diamant-Detektor (START, VETO) (s. Abschnitt 2.3) verwendet.

2.2 Messung von Dileptonen

Im HADES-Experiment werden die leichten Vektormesonen ρ_0 , ω und ϕ über ihre leptonische Zerfallskanäle nachgewiesen. Aus der invarianten Masse der Zerfallsprodukte, den e^+e^- -Paaren, werden die Vektormesonen zum Zeitpunkt ihres Zerfalls rekonstruiert. Von entscheidender Bedeutung für die Genauigkeit der Bestimmung der invarianten Masse ist die Impuls- und Winkelauflösung des Spektrometers. In den nächsten beiden Abschnitten werden das Verfahren der Berechnung der invarianten Masse und die Massenauflösung des Spektrometers besprochen.

2.2.1 Massenbestimmung

Kennt man die Viererimpulse der beiden nachgewiesenen Leptonen, so kann deren invariante Masse berechnet werden:

$$\begin{aligned} M_{inv} &= \sqrt{p_\mu p^\mu} \\ &= \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - (\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-})^2} \end{aligned} \quad (2.1)$$

E_{e^\pm} sind die Gesamtenergien und \vec{p}_{e^\pm} die Impulse der Elektronen/Positronen. Die Ruhemasse der Elektronen/Positronen kann gegenüber dem Impuls vernachlässigt werden:

$$E_{e^\pm} = \sqrt{|\vec{p}_{e^\pm}|^2 + m_0^2} \approx \sqrt{|\vec{p}_{e^\pm}|^2} = p_{e^\pm} \quad (2.2)$$

Das gibt:

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

Mit dem Laboröffnungswinkel α zwischen den beiden Leptonen ergibt sich mit $\sin(\alpha/2) = \sqrt{(1 - \cos(\alpha))/2}$:

$$\begin{aligned} M_{inv} &= \sqrt{2p_{e^+}p_{e^-}(1 - \cos(\alpha))} \\ &= \sqrt{2p_{e^+}p_{e^-}2\sin^2(\alpha/2)} \end{aligned}$$

Somit erhält man für Gleichung 2.1:

$$M_{inv} \approx 2\sqrt{p_{e^+}p_{e^-}}\sin(\alpha/2) \quad (2.3)$$

Die invariante Masse der e^+e^- -Paare kann bestimmt werden, wenn der Betrag der Impulse p_{e^\pm} der Dilektronenpaare, sowie der Öffnungswinkel α zwischen ihren Spuren gemessen wird.

2.2.2 Massenauflösung

Zur Untersuchung der Eigenschaften der verschiedenen Vektormesonen im invarianten Massespektrum muss die Massenauflösung für e^+e^- -Paare optimiert werden. Die Zerfallsbreite des ω -Mesons beträgt etwa $8 \text{ MeV}/c^2$, die des ρ -Mesons etwa $152 \text{ MeV}/c^2$. Die Massenauflösung des Spektrometers muss den gleichen Wert oder besser als die Breite der zu untersuchende Struktur besitzen, da ansonsten die gemessene Verteilungen von der Auflösung des Spektrometers und nicht von den Eigenschaften der Vektormesonen dominiert sind. Daraus folgt, dass die Massenauflösung des HADES-Spektrometers im Bereich der invarianten Masse des $\rho|\omega$ -Mesons etwa $8 \text{ MeV}/c^2$ betragen muss. Die Definition der Massenauflösung ergibt sich mit Gleichung 2.3 (s. Seite 9) zu:

$$\frac{\Delta M_{inv}}{M_{inv}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta p_{e^-}}{2p_{e^-}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p_{e^+}}{2p_{e^+}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\alpha}{2 \tan(\alpha/2)}\right)^2} \simeq 1\% \quad (2.4)$$

Für große Öffnungswinkel (Dileptonen $\sim 1 \text{ GeV}/c^2$) wird der Beitrag der Winkelauflösung klein gegenüber dem Öffnungswinkel und kann vernachlässigt werden. Zur Impulsauflösung Δp_{e^\pm} tragen im Wesentlichen zwei Komponenten bei:

- δp^{res} - gegeben durch die Ortsauflösung der Driftkammern und
- δp^{ms} - die Impulsunschärfe durch Vielfachstreuung im Bereich zwischen den inneren und äußeren Driftkammern.

Man erhält für die Impulsauflösung aus Gleichung 2.4:

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{\left(\frac{\delta p^{res}}{p}\right)^2 + \left(\frac{\delta p^{ms}}{p}\right)^2} = \sqrt{2} \frac{\Delta M_{inv}}{M_{inv}} \simeq 1,4\% \quad (2.5)$$

Nimmt man weiterhin an, dass die beiden Komponenten gleich beitragen, ergibt sich für die Impulsauflösung 1 %. Für die Ortsauflösung wird ein Wert von weniger als $100 \mu\text{m}$ in Richtung der magnetischen Ablenkung angestrebt [Sch95]. Für die intrinsische Ortsauflösung einer Driftzelle ergibt sich damit eine geforderte obere Grenze in der der Ortsauflösung von $150 \mu\text{m}$. Die Ortsauflösung der Driftkammern in der Spurrekonstruktion wird detailliert in Abschnitt 7.2 besprochen, die Auflösung der Impulsrekonstruktion der Teilchenspuren wird in Abschnitt B.4 diskutiert.

2.3 START- und VETO-Detektoren

Im HADES-Experiment wird ein schnelles Zeitsignal mit hoher Auflösung von den Diamant START- und VETO-Detektoren [Ber01] generiert. Die START- und VETO-Detektoren sind zwei identische, aus 8 Streifen bestehende, Diamant-Detektoren mit einer oktogonalen Form. Sie sind entlang der Strahlachse des Experimentes 75 cm vor und hinter dem Target platziert. Die Streifen der Diamant-Detektoren bestehen aus einem polykristallinen Kohlenstoffsubstrat. Die Detektoren besitzen eine Dimension von $25 \times 15 \text{ mm}$ bei einer Dicke von $100 \mu\text{m}$ und erfassen damit den gesamten Strahl in den gegebenen Positionen.

Die START- und VETO-Detektoren geben die Möglichkeit, Schwerionenreaktionen im Target für Ereignisraten von mehr als $10^7/s$ zu selektieren. Aufgrund der geringen Dicke der Detektoren wird der Effekt der Vielfachstreuung und der Produktion von Sekundärstrahlung niedrig gehalten. Die Zeitauflösung des

START-Detektors wurde mit ~ 50 ps für einen Streifen für $C + C$ Kollisionen bei $1,5$ AGeV bestimmt. Die Signale der einzelnen Streifen weisen Zeitdifferenzen $\Delta t = 2 - 5$ ns untereinander auf. Die Flugzeiten der TOF- und TOFinno-Detektoren werden relativ zu dem vom START-Detektor generierten Signal gemessen

2.4 Multiplizitäts- und Flugzeitbestimmung

Die Flugzeitwand des HADES-Experimentes setzt sich aus dem TOF-Detektor mit einer geometrischen Akzeptanz für große Polarwinkel und dem TOFinno-Detektor zusammen, dessen Akzeptanz kleine Polarwinkel überstreicht.

Die Hauptaufgaben der Flugzeitwände sind folgendermaßen definiert:

- Die schnelle Bestimmung der Multiplizität von geladenen Teilchen in einer Reaktion innerhalb der Akzeptanz des Detektors. Diese Information wird in der ersten Stufe des Experiment-Triggers benötigt, um auf die Zentralität eines Schwerionenstoßes zu triggern.
- Die schnelle Rekonstruktion der Spurposition eines Teilchens im TOF-Detektor zur Anwendung der zweiten Stufe des Experiment-Triggers, der eine örtliche Korrelation der von Leptonen im RICH-Detektor verursachten rekonstruierten Ringen und den Spurpunkten im TOF-Detektor vorsieht.
- Die Bestimmung der Flugzeit der Teilchen vom Target bis zum TOF-Detektor und deren Energieverlust in der Flugzeitwand. Die Flugzeit der Teilchen wird mithilfe des Startsignals des START-Detektors rekonstruiert. In Kombination mit dem im Magnetspektrometer rekonstruierten Impuls des Teilchens können die verschiedenen Teilchenspezies identifiziert werden (*PID*).

2.4.1 TOF

Der TOF-Detektor des HADES-Experimentes [God02] [TOF00] hat eine Akzeptanz von $44 - 88^\circ$ im Polarwinkel (Θ). Der Detektor besteht aus 6 identischen Sektoren, wie in Abbildung 2.2 (a) (s. Seite 12) dargestellt ist. Jeder der 6 Sektoren der Flugzeitwand besteht aus 64 Plastik-Szintillator-Streifen, die an beiden Enden von jeweils einer EMI 9133B Sekundärelektronenvervielfacherröhre (**PhotoMultiplier Tube** - PMT) ausgelesen werden. Jeweils 8 der Plastik-Szintillator-Streifen sind von einer Hülle aus Kohlenfasern umschlossen und bilden ein Modul. Die Szintillator-Streifen im inneren des Detektors haben eine Querschnittsfläche von 2×2 cm² und im äußeren Bereich des Detektors eine Querschnittsfläche von 3×3 cm². Die Länge der Szintillator-Streifen variiert mit steigendem Polarwinkel von 1475 mm bis 2365 mm. Die Segmentierung des TOF-Detektors wurde dabei so gewählt, dass die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Teilchenspuren denselben Szintillator-Streifen durchfliegen für die Teilchenmultiplizität, die für schwere Stoßsysteme (zentrale $Au + Au$ Reaktion bei 2 AGeV) zu erwarten ist, weniger als 20% beträgt [Sch95]. Die Zeitauflösung des TOF-Detektors beträgt etwa 150 ps [God02]. Die Nachweiseffizienz der Flugzeitwand wurde zu $96 \pm 1\%$ (integral für alle geladenen Teilchen) [God02] bestimmt. Ein Großteil der nicht nachgewiesenen Teilchen geht in den $0,8$ mm großen Abständen zwischen den einzelnen Szintillator-Streifen verloren. Die Ortsauflösung des Detektors entlang der Szintillator-Streifen (x -Richtung) beträgt $\sim 2,5$ cm, senkrecht zu den Streifen entspricht sie der Dimension des getroffenen Streifens.

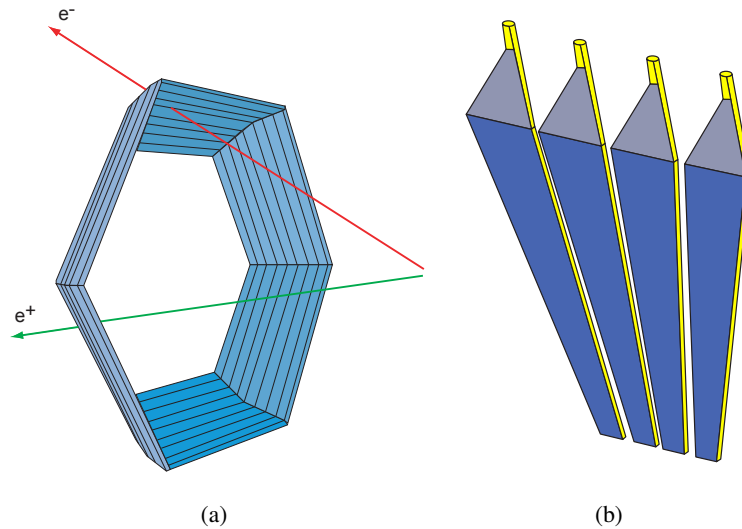


Abbildung 2.2: (a) Ansicht des TOF-Detektors. Zusehen sind 6 Sektoren mit 8 Module pro Sektor, die sich jeweils aus 8 Plastik-Szintillator-Streifen zusammensetzen (nicht dargestellt). (b) Ansicht eines Sektors des TOFino-Detektors mit 4 Szintillator-Streifen.

2.4.2 TOFino

Der TOFino-Detektor [God02] (s. Abbildung 2.2 (b), Seite 12) hat eine geometrische Akzeptanz von $18 - 45^\circ$ im Polarwinkel (Θ). Der TOFino-Detektor besteht aus 6 identischen Sektoren, die sich in Strahlrichtung direkt vor dem PreSHOWER-Detektor befinden. Jeder Sektor setzt sich aus 4 Plastik-Szintillator-Streifen zusammen. Die durch geladene Teilchen im Detektor verursachten Signale jedes Szintillator-Streifens werden hier im Gegensatz zum TOF-Detektor nur von einer Seite mit einer Sekundärelektronenvervielfacherröhre ausgelesen. Die Position einer Teilchenspur kann durch den TOFino-Detektor alleine nur mit einer sehr geringen Ortsauflösung bestimmt werden, erst durch die Kombination mit den Ortsinformationen aus dem PreSHOWER-Detektor kann einer Teilchenspur an einer gegebenen Position im Detektor eine Flugzeit zugeordnet werden. Die Zeitauflösung des Detektors beträgt etwa 400 ps .

Die Granularität des TOFino-Detektors ist verglichen mit dem TOF-Detektor niedrig. Durch die für die Schwerionenreaktionen im Target typischen hohen Spurdichten nahe der Strahlachse des Experimentes, also unter kleinem Polarwinkel in der geometrischen Akzeptanz des Spektrometers, ist die Wahrscheinlichkeit für einen Doppeltreffer innerhalb eines Szintillator-Streifens nicht klein. Tritt eine solche Situation auf, geht die Flugzeitmessung für eines der beiden Teilchen verloren, da nur das erste Signal ausgelesen wird. Der Energieverlust für einen solchen Doppeltreffer ist unbestimmt. Schon für leichte Stoßsysteme wie etwa $C + C$ bei 2 AGeV tritt ein Doppeltreffer mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 20 % auf. Für schwere Stoßsysteme wie $Au + Au$ bei 2 AGeV ist die Doppeltrefferwahrscheinlichkeit zu hoch. Für die Zukunft des HADES-Experimentes ist deshalb geplant, den TOFino-Detektor durch einen RPC-Detektor (*resistive plate chamber*) zu ersetzen, der die für schwere Stoßsysteme notwendige Granularität und Ratenfestigkeit bei gleichzeitig verbesserter Zeitauflösung bietet [Fon01] [Día03].

2.5 Leptonen-Identifikation

2.5.1 Ringabbildender Cherenkov-Detektor

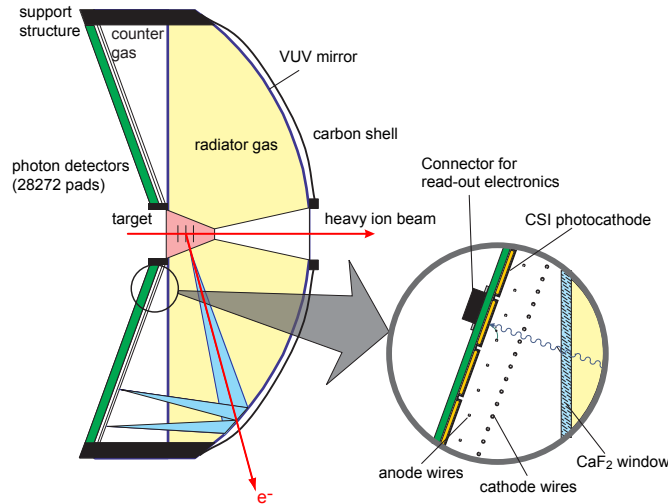


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des RICH Detektors [Böh99].

Die Aufgabe des RICH-Detektors [Zei99] (s. Abbildung 2.3, Seite 13) ist die Identifizierung von Elektronen und Positronen in Ereignissen mit einer Multiplizität von bis zu 200 geladenen Hadronen, die typischerweise in zentralen Stößen schwerer Stoßsysteme im Energiebereich von $1 - 2 \text{ AGeV}$ erreicht werden kann. Die Signale des RICH-Detektor sind Teil der zweiten Stufe (LVL2 Trigger) des dreistufigen Triggers des HADES-Experimentes und trägt somit in Echtzeit zur Selektion der Ereignisse mit einem leptonischem Beitrag bei.

Der RICH-Detektor nutzt den Cherenkov-Effekt zum Nachweis von $e^+|e^-$: Wenn die Geschwindigkeit eines Teilchens im Medium größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im Medium ($v > nc$, wobei n der Brechungsindex des Materials ist), dann emittiert das Teilchen Cherenkov-Strahlung. Der Effekt wird durch eine dynamische Polarisierung des Mediums hervorgerufen. Die Photonen werden auf einem um die Richtung des Teilchens zentrierten Kegelmantel emittiert, dessen charakteristischer halber Öffnungswinkel Θ durch $\cos \Theta_C = 1/n\beta$ [Che37] gegeben ist. Der Energieverlust, der durch diesen Prozess verursacht wird, ist vernachlässigbar. Der Effekt kann zum Nachweis und Identifikation von Teilchen ausgenutzt werden. Dabei kann zum einen daraus Nutzen gezogen werden, dass die Cherenkov-Strahlung erst oberhalb einer bestimmten Geschwindigkeit auftritt (*Schwelleneffekt*). So können zum Beispiel $e^+|e^-$ von *Pionen* und *Protonen* und *Deuteronen* separiert werden. Da auch der Emissionswinkel und die Anzahl der emittierten Photonen von der Geschwindigkeit des Teilchens $v = \beta c$ abhängen, können auch diese Eigenschaften für den Teilchennachweis genutzt werden.

Für $e^+|e^-$ findet sich für das im RICH-Detektor verwendete Radiatorgas C_4F_{10} $\gamma_{thresh} = 18,3$. Hadronen, emittiert in Reaktionen im Energiebereich des SIS von $1 - 2 \text{ AGeV}$, erreichen ein maximales γ von typischerweise 10. Der RICH-Detektor des HADES-Experimentes wird also nur $e^+|e^-$ nachweisen, während er für Hadronen "blind" ist. Der RICH stellt damit eine direkte Nachweismethode für $e^+|e^-$ zur Verfügung, die nahezu frei von hadronischem Untergrund ist.

Die vom VUV-Spiegel reflektierten Photonen werden in der Pad-Ausleseebene des Photon-Detektors in

Form eines Ringes mit konstantem Durchmesser von $5,5\text{ cm}$ nachgewiesen. Die Signale des Photon-Detektors werden mit speziellen Algorithmen analysiert, um die Ringe zu rekonstruieren. Die Position eines Rings in der Ausleseebene des Photon-Detektors kann dabei einem Emissionswinkel des Teilchens zugeordnet werden. Unter der Annahme der Emission des Teilchens aus dem Target ergibt sich dann ein Polar- und Azimutwinkel für die Teilchenspur.

2.5.2 PreSHOWER

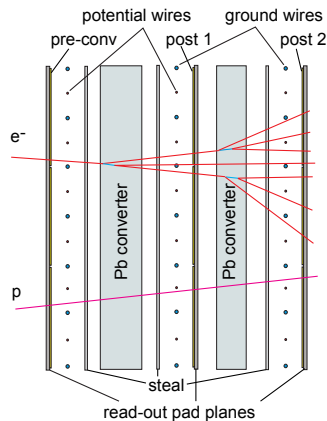


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des PreSHOWER-Detektors.

Die Flugzeitwände TOF (s. Abschnitt 2.4.1) und TOFino (s. Abschnitt 2.4.2) bilden zusammen mit dem PreSHOWER-Detektor den META-Detektor (*multiplicity and electron array*). Der PreSHOWER-Detektor [Sho00] [Bal03] hat eine geometrische Akzeptanz für Polarwinkel von $18 - 45^\circ$ und ist in Richtung der Strahlachse direkt hinter dem TOFino-Detektor positioniert. Der schematische Aufbau des Detektors ist in Abbildung 2.4 (s. Seite 14) dargestellt. Der Detektor setzt sich aus drei nahezu identischen Vieldrahtkammern mit jeweils einer Pad-Ausleseebene zusammen (*pre-converter, post 1, post 2*), zwischen denen sich jeweils ein Bleikonverter mit einer Dicke von zwei oder $1,5$ Strahlungslängen ($1,12\text{ cm}$ (Konverter 1) oder $0,84\text{ cm}$ (Konverter 2)) befindet. Die Vieldrahtkammern bestehen aus einer Drahtebene, einer Kathodenebene aus Edelstahl und einer segmentierten Kathodenebene aus kupferbeschichtetem Glasfasermaterial in Epoxidharz. Die Drahtebene besteht dabei aus abwechselnden Anoden- und Kathodendrähten, die die Zellen formen. Als Zählgas wird ein *Argon/i-Butan/Heptan*-Gasgemisch (33/65/2) verwendet, die Kathodenspannung liegt bei 3200 V .

Die Größe der Pads der segmentierten Kathodenebene variiert mit zunehmenden Polarwinkel von $\sim 22 - 30\text{ mm}$ (Breite mal Höhe) bis zu $\sim 57 - 45\text{ mm}$. Die Granularität wurde dabei so gewählt, dass die Wahrscheinlichkeit von Doppeltreffern bei einer zentralen *Au + Au*-Kollision bei 1 AGeV weniger als 5% [Bal04] beträgt.

Die Identifizierung von $e^+|e^-$ gegenüber den Hadronen beruht darauf, dass die Leptonen in den Bleikonvertern elektromagnetische Schauer durch Bremsstrahlung und Paarerzeugung hervorrufen, die langsameren Hadronen jedoch nicht. Für Hadronen liefern die Strahlungsprozesse erst für Impulse in der Größenordnung einiger hundert GeV/c einen signifikanten Beitrag zum Energieverlust. Die Unterscheidung von Hadronen und Elektronen/Positronen kann durch einen Vergleich der integrierten Ladung vor den Bleikonvertern (*pre-converter*) und nach den Bleikonvertern (*post 1, post 2*) erreicht werden. Für

Elektronen/Positronen ist die in den hinteren Kammern gemessene integrierte Ladung dabei wesentlich größer als für Protonen und Pionen. Die Effizienz für das Identifizieren von $e^+|e^-$ beträgt $\sim 80\%$, bei einer Effizienz der Unterdrückung von Hadronen von 90% [Bal04].

2.6 Trigger

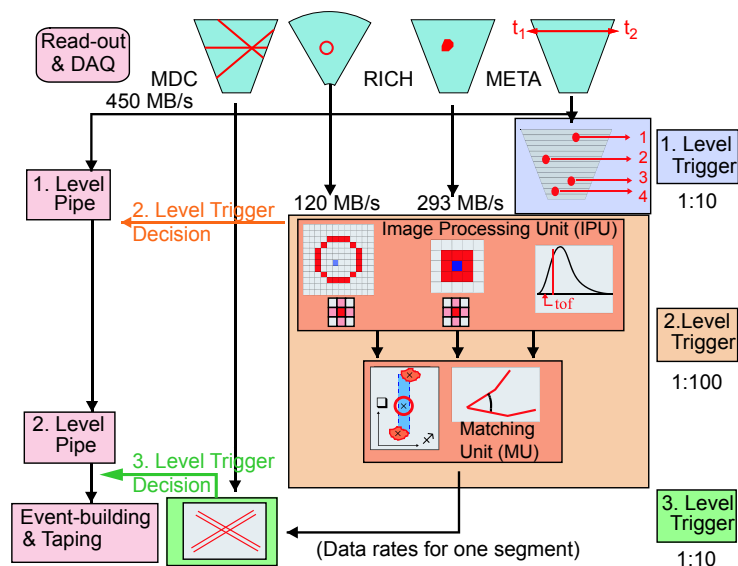


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Trigger Konzeptes.

Der Trigger des HADES-Experimentes zur Selektion von Ereignissen aus dileptonischen Zerfällen hat drei Stufen (s. Abbildung 2.5, Seite 15).

1. Die erste Stufe des Triggers (LVL1) besteht in einer schnellen Analyse der Teilchenmultiplizität im META-Detektor, die weniger als 100 ns dauert. Diese Stufe dient dem Selektieren von Reaktionen mit unterschiedlicher Zentralität. Bei einer Strahlintensität von maximal 10^8 Ionen pro Beschleunigerzyklus (*Spill*) und einem Target mit einprozentiger Wechselwirkungswahrscheinlichkeit müssen somit Raten bis zu $10^6/s$ verarbeitet werden. Die Selektion von zentraler Reaktionen reduziert die Triggerrate um bis zu einen Faktor 10, wodurch die Triggerrate auf $10^5/s$ sinkt.
2. Die zweite Stufe des Triggers (LVL2) reduziert die akzeptierten Ereignisse, ohne die primären Reaktionsraten zu verringern. Der Trigger soll die Ereignisse selektieren, die Spuren von Leptonen beinhalten. Hierzu wird in Echtzeit eine schnelle Identifizierung von $e^+|e^-$ -Spuren durchgeführt, während die Auslese der Detektordaten durchgeführt wird. Die dafür benötigte Zeit beträgt weniger als $10\ \mu\text{s}$.

Realisiert wird der Trigger durch elektronische Bildverarbeitungseinheiten (IPU) für den RICH [Leh99] [Leh00], die TOF-Wand [Lin01] und den elektromagnetischen PreSHOWER-Detektor

[Pet00]. Die dabei ablaufende Prozedur führt im ersten Schritt eine Ringerkennung aus den gefeuerten Pads des RICH, eine Spurpunktsuche aus den Signalamplituden des PreSHOWER-Detektors und den Signalen der Flugzeitwand aus. Im zweiten Schritt werden Positionen der Spurpunkte und des Rings in der *Matching Unit* (MU) miteinander korreliert, wobei auch die Ablenkung der Teilchen im Magnetfeld berücksichtigt wird. Im dritten Schritt werden identifizierte e^+e^- -Kandidaten mit unterschiedlicher Ladung zu Paaren kombiniert und im vierten Schritt wird die invariante Masse des Paares anhand einer Tabelle berechnet, die den Zusammenhang zwischen Ablenkwinkeln im Magnetfeld und Teilchenimpulsen definiert und nur solche Paare akzeptiert, die innerhalb eines gegebenen Fensters in der invarianten Masse liegen.

Die Kriterien für eine positive Triggerentscheidung sind dabei konfigurierbar. Es kann festgelegt werden, ob ein einzelner Leptonkandidat im RICH oder META oder aber ein korreliertes Paar innerhalb des festgelegten Fensters der invarianten Masse eine positive Triggerentscheidung bewirkt. Detaillierte Untersuchungen und Beschreibung sowie erste Ergebnisse werden in [Tra01], [Leh03], [Toi03] und [Toi04] dargestellt. Die Triggerrate wird durch die zweite Stufe des Triggers um bis zu einen Faktor 100 auf $10^3/s$ reduziert.

3. Die dritte Stufe des Triggers (LVL3) korreliert die identifizierten Spurpunkte aus RICH- und META-Detektor mit den Drahtmustern der gefeuerten Drähte der Driftkammern. Sind die Spurpunkte des RICH- und META-Detektors innerhalb festgelegter Fenster miteinander korreliert, ist die Triggerentscheidung positiv. Der LVL3-Trigger kann zurzeit noch nicht in Echtzeit durchgeführt werden und wird "offline" in der Analyse durch Softwareprogramme emuliert und reduziert die Ereignisrate um einen Faktor 10 auf $10^2/s$.

Ein typisches Ereignis einer $C + C$ Reaktion bei $2 AGeV$ hat eine Größe von etwa $4 KByte$. Bei Triggerraten von $10^3/s$ (ohne LVL3-Trigger) fallen dabei $4 MByte/s$ Daten an, die auf Festplatten oder Magnetband archiviert werden müssen. Für eine Datenaufnahme von $\sim 70 h$, wie sie im Experiment im November 2001 durchgeführt wurde, ergeben sich $0,5 - 1 TByte$ Rohdaten. Für zukünftige Experimente mit einer verbesserten Datenaufnahme werden $10 - 20 TByte$ pro Experiment erwartet.

2.7 Das Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer des HADES-Experimentes dient zur Impulsbestimmung von geladenen Teilchen (siehe Abbildung 2.6, Seite 17). Für den Impulsübertrag $\Delta \vec{p}_t$ auf ein geladenes Teilchen in einem Magnetfeld \vec{B} gilt:

$$\Delta \vec{p}_t = \int d\vec{p} = \int \vec{F} dt = \int q[\vec{v} \times \vec{B}] dt = -q \int \vec{B} \times d\vec{s} \quad (2.6)$$

Dabei ist q die Ladung des Teilchens und $d\vec{s}$ folgt der Teilchenbahn. Der Impulsübertrag $\Delta \vec{p}_t$ wird transversal zum Impuls \vec{p} definiert. Der Impulsübertrag vom magnetischen Feld auf ein geladenes Teilchen wird durch das Magnetfeld auf der Bahn des Teilchens bestimmt und hängt somit nicht vom Impuls des Teilchens ab. Der Impuls und der Impulsübertrag addieren sich vektoriell, dadurch ergeben sich unterschiedliche Ablenkwinkel für Teilchen unterschiedlichen Impulses. Über die Impulsänderung kann anhand der Krümmung der Bahn der Impuls des Teilchens bestimmt werden, wenn das Magnetfeld, der Eintrittsort in das Magnetfeld, der Austrittsort aus dem Magnetfeld, sowie die Flugrichtung des Teilchens vor und nach dem Magnetfeld bekannt sind.

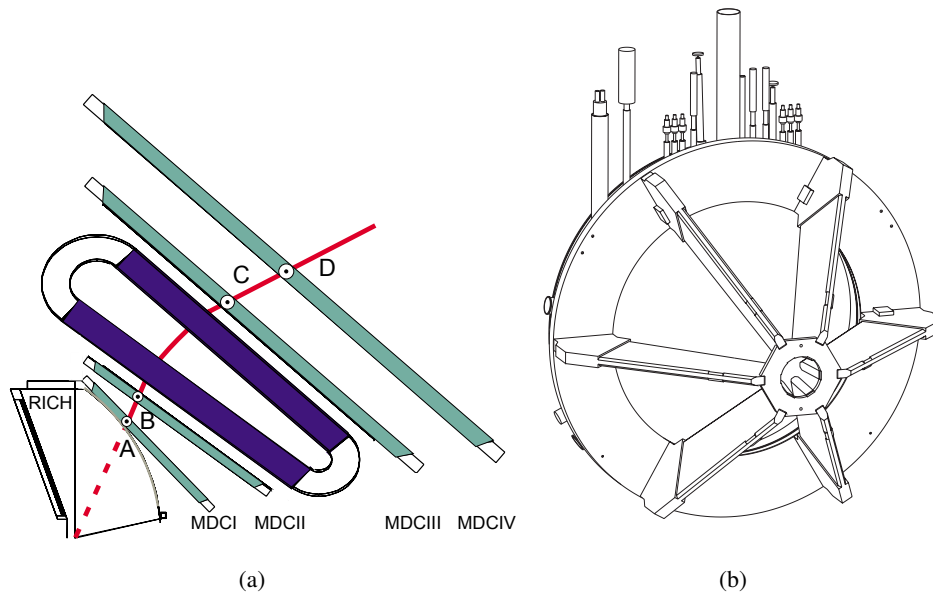


Abbildung 2.6: (a) Die Funktionsweise des Magnetspektrometers des HADES-Experimentes [Lip00]. Bei Kenntnis der magnetischen Feldstärke im Raum des Magneten kann aus dem Winkel zwischen den beiden Geraden \overline{AB} (innere Driftkammern) und \overline{CD} (äußere Driftkammern) der Impulsübertrag auf das Teilchen bestimmt werden. (b) Der Magnet des HADES-Experimentes aus der Blickrichtung entgegen der Strahlrichtung. Die 6 Spulen des Toroiden befinden sich in den Spulenkästen.

Das HADES-Magnetspektrometer besteht aus einem toroidalen Magneten, dessen spezielle Eigenschaften im Folgenden Abschnitt 2.7.1 diskutiert werden, und vier Ebenen mit Driftkammern zur Bestimmung der Position und Richtung der Teilchentrajektorien vor und hinter dem magnetischen Feld. Jeweils zwei der Driftkammerebenen (MDCI und MDCII) befinden sich vor und zwei hinter dem Magneten (MDCIII und MDCIV). Die Driftkammern des HADES-Experimentes werden im Abschnitt 2.7.2 ausführlich vorgestellt.

2.7.1 Magnet

Der Magnet des HADES-Experiments ILSE (*IronLess Superconducting Electron magnet*) [Bre99] ist ein mit flüssigem *Helium* gekühlter supraleitender Toroid. Er besteht aus 6 Spulen, die sich in 80 mm dicken Spulenkästen aus Aluminium befinden. Der maximale elektrische Strom des Magneten ist 3665 A bei einer Arbeitstemperatur von 4,6 K. Das toroidale magnetische Feld beträgt innerhalb der Spulenkästen bis zu 3,7 T, in Bereichen nahe den Spulenkästen bis zu 2,4 T und in der Mitte eines Sektors $\sim 0,8 T$. Bei maximalem magnetischem Feld beträgt der auf ein Teilchen im magnetischen Feld übertragene Impuls zwischen 40 MeV/c und 120 MeV/c. Die Anforderungen an den Magneten sind folgendermaßen zu charakterisieren:

- Hohe geometrische Akzeptanz des Spektrometers. Spulen und Spulenkästen des Magneten müssen möglichst kompakt gebaut werden, um die "toten" Bereiche des Detektors, in dem die Teilchen den Detektor nicht ungehindert durchfliegen können, zu minimieren.

- Geringer Materialanteil im Bereich der Teilchenbahnen um die Erzeugung von sekundären Teilchen zu minimieren.
- Niedrige Feldstärke im Bereich der Detektoren. Die Ablenkung der Elektronen und Positronen im Radiatorgas des RICH müssen klein gegenüber der Auflösung des RICH bleiben, da sonst das Cherenkov-Licht der von der Teilchenbahn emittierten Photonen nicht mehr auf Ringe abgebildet wird. Die Zeitauflösung der Sekundärelektronenvervielfacher (*photo multiplier*) der Flugzeitdetektoren würde sich im magnetischen Feld verschlechtern. Eine hohe magnetische Feldstärke innerhalb der Driftkammern kann zu Problemen führen, wenn die driftenden Elektronen und Ionen sich auf stark gekrümmten Spiralbahnen bewegen. Die Bedingung des geringen magnetischen Restfeldes im Bereich der Detektoren erfordert eine hohe Feldstärke über kurze Distanzen im Inneren des Magneten zur signifikanten Ablenkung der Teilchen.

2.7.2 MDC

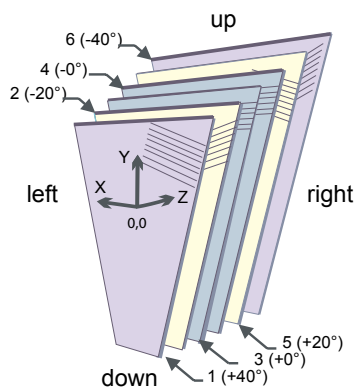
Das Spurverfolgungssystem des HADES-Experimentes besteht aus vier Ebenen von Vieldrahtdriftkammern. Jede Ebene unterteilt sich in 6 jeweils gleich große, trapezförmige Driftkammern (MDC). Es ergeben sich zusammen 24 Kammern.

Die Vieldrahtdriftkammern sind der zentrale Bestandteil dieser Arbeit und sollen im Folgenden detailliert dargestellt werden. In Abschnitt 2.7.2 wird auf die mechanische Konstruktion der Driftkammern eingegangen. Die Wahl des Zählgases der Driftkammern und die Auswirkung des Zählgases auf die Effizienz und die Zeitauflösung der Driftkammern werden in Abschnitt B.1.3 diskutiert, die elektronischen Auslesesysteme für die Daten der Driftkammern werden in Abschnitt 2.7.2 vorgestellt.

Konstruktion

Die Konstruktion der Driftkammern wurde unter Verwendung von CAD Programmen verwirklicht und bindet dabei technisches, wissenschaftliches Wissen und langjährige Erfahrungen im Bau und Entwicklung von Detektoren mit ein. Die Eckdaten der Entwicklung werden durch physikalische Fragestellungen, Simulationsergebnisse, aber auch Finanzierbarkeit gegeben:

- Die Konstruktion der Rahmen und der dafür verwendeten Materialien in Hinblick auf mechanische Stabilität. Diesem Punkt kommt für die Entwicklung der “*low-mass*” Driftkammern des HADES-Experimentes eine zentrale Bedeutung zu. Die Vorgaben für die Stärke der Rahmen sind dabei dadurch gegeben, dass die Rahmen im “Schatten” der Magnetspulen bleiben sollen, damit die geometrische Akzeptanz nicht weiter reduziert wird. Eine große Herausforderung an die Konstruktion der Rahmen stellen die hohen Zugkräfte dar, die durch die Drähte der Driftkammer auf die Rahmen wirken.
- Die Wahl der Materialien in Hinblick auf thermische Stabilität. Da die geforderte intrinsische Auflösung der HADES-Driftkammern weniger als $140 \mu\text{m}$ beträgt, muss die thermische Ausdehnung der Kammer berücksichtigt werden.
- Die Wahl der Materialien in Hinblick auf Verunreinigung des Zählgases. Kunststoffe und Kleber gasen lösungsmittelhaltige Substanzen aus, die sich negativ auf den Betrieb und insbesondere den Alterungsprozess der Driftkammer auswirken können.



	Winkel [°]
Drahtebene 1	+ 40
Drahtebene 2	- 20
Drahtebene 3	+ 0
Drahtebene 4	- 0
Drahtebene 5	+ 20
Drahtebene 6	- 40
Kathodenebenen	90

Abbildung 2.7: Aufbau der Driftkammern.

Tabelle 2.1: Winkel der Drähte einer Drahtebene.

Die Größe der trapezförmigen Driftkammern der vier Ebenen des Spurverfolgungssystems variiert von ca. $77 \times 84 \text{ cm}^2$ (Stirnseite \times Längsseite) für die innerste Driftkammer bis zu $222 \times 269 \text{ cm}^2$ für die äußerste Driftkammer. Die genauen Maße sind in Abbildung 2.8 und Tabelle 2.2 (s. Seite 19) dargestellt. Aus den Maßen ergeben sich für die 4 verschiedenen Driftkammertypen eine aktive Fläche zwischen $0,34 \text{ m}^2$ (MDCI) und $2,83 \text{ m}^2$ (MDCIV) bei einem Gasvolumen zwischen 12 l (MDCI) und 197 l (MDCIV). Alle 24 Driftkammern zusammen besitzen eine aktive Fläche von 33 m^2 und ein Gas-

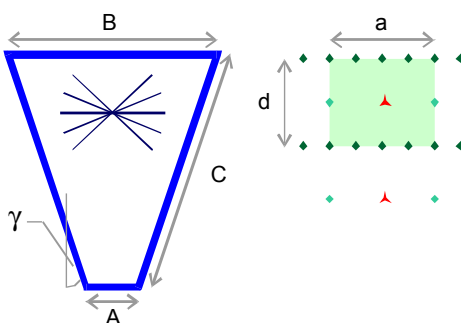


Abbildung 2.8: Maße der der Driftkammern [Str98].

	A [mm]	B [mm]	C [mm]	γ [°]	a [mm]	d [mm]	Fläche [m ²]	Volumen [l]
	139,21	767,38	839,19	21,98	5	5	0,34	11,99
II	205,00	905,00	1049,27	19,49	6	5	0,49	20,58
III	310,43	1804,80	2139,05	20,44	12	8	1,88	150,4
IV	345,46	2224,05	2689,04	20,44	14	10	2,83	197,8
Sektor							5,54	380,77
Summe							33,24	2284,62

Tabelle 2.2: Maße der Driftkammern [Str98]

volumen von 2280 l.

Jede der Driftkammern setzt sich aus 6 Potential-/Signaldrahtebenen zusammen (s. Abbildung 2.7, Sei-

te 19), die von Kathodendrahtebenen getrennt werden. Jeweils zwei Potentialdrähte, der dazwischenliegende Signaldraht und die Kathodendrähte der Kathodendrahtebene bilden dabei eine Driftzelle. Die Orientierung der Drähte einer Ebene ist gegenüber dem Koordinatensystem der Driftkammern gedreht. Die Drehwinkel der Auslesedrahtebenen im lokalen Koordinatensystem der Driftkammern variieren zwischen $+40^\circ$, -20° , $+0^\circ$, -0° , $+20^\circ$ und -40° , wobei das Vorzeichen die Richtung der Drehung beschreibt (s. Tabelle 2.1, Seite 19). Die beiden $\pm 0^\circ$ -Ebenen sind um die Hälfte einer Driftzellenbreite gegeneinander versetzt. Die Kathodenebenen weisen einen konstanten Winkel von 90° auf. Die Orientierung der Drähte wurde dahingehend optimiert, dass eine Teilchenspur im Raum durch die redundante Messung in den verschiedenen Drahtebenen möglichst genau bestimmt werden kann. Die Auflösung im Polarwinkel, die hauptsächlich zur Bestimmung des Teilchenimpulses beiträgt, ist dabei ausschlaggebend [Sch95]. Die Drähte werden mit speziellen Wickelmaschinen mit einer geringen Toleranz von $20 \mu\text{m}$ in ihrer geometrische Position gebracht und auf einen Rahmen aus Stesalit [Bou94] aufgebracht und mit Hexel-Expoxyd-Kleber [Bou96] verklebt [Gar98]. Beide Materialien erfüllen die Anforderungen bezüglich der Minimierung von Verunreinigung des Zählgases mit Lösungsmittelkomponenten. Dies soll einen geringen Alterungseffekt der Driftkammern unter der Einwirkung ionisierender Strahlung gewährleisten und wurden mit einem Prototyp getestet (s. Abschnitt B.1).

Aus den Abständen der Kathodenebenen von den Auslesedrahtebenen und den Abständen der Potentialdrähte von den Auslesedrahtebenen innerhalb der Auslesedrahtebene ergeben sich nach Tabelle 2.2 für die 4 verschiedenen Driftkammertypen Driftzellengrößen zwischen $5 \times 5 \text{ mm}^2$ (MDCI) und $14 \times 10 \text{ mm}^2$ (MDCIV) (s. Abbildung 2.8 und Tabelle 2.2, Seite 19). Die Granularität der Driftkammern wurde dabei so gewählt, da für zentrale $Au + Au$ Kollisionen bei 2 AGeV mit etwa 200 geladenen Teilchen pro Ereignis in der geometrischen Akzeptanz bei einer mittleren Belegung der Driftzellen von 8 %, die Belegung der Driftzellen im Bereich der höchsten Teilchenintensität maximal 30 % erreicht [Gar98]. Die Wahrscheinlichkeit für einen Doppeltreffer von 2 Teilchen in derselben Driftzelle beträgt dabei 35 % im Bereich der höchsten Teilchenbelegung [Sch95].

Die Kathodendrähte der Driftkammern bestehen aus Aluminium und besitzen einen Durchmesser von $80 \mu\text{m}$ (MDCI-III) oder $100 \mu\text{m}$ (MDCIV), für die Potentialdrähte wird ebenfalls Aluminiumdrähte mit einem Durchmesser von $80 \mu\text{m}$ (MDCI-II) oder $100 \mu\text{m}$ (MDCIII-IV) verwendet. Die Signaldrähte bestehen aus goldbedampfter Wolframdraht mit einer Stärke von $20 \mu\text{m}$ (MDCI-III) oder $30 \mu\text{m}$ (MDCIV) (s. Tabelle 2.3, Seite 20). Die Ein- und Austrittsfenster der Driftkammern werden von $12 \mu\text{m}$ dicken mit Aluminium beschichteten Mylar-Folien gebildet [Gar98]. Die Materialien wurden so gewählt, dass der Anteil der Vielfachstreuung der Teilchen im Material der Driftkammern an der Impulsauflösung des Spurverfolgungssystems minimiert wird (s. Abschnitt 7.1).

	Material	Durchmesser [μm]	
Kathodendrähte	Aluminium (Al)	80_{I-III}	100_{IV}
Potentialdrähte	Aluminium (Al)	80_{I-II}	100_{III-IV}
Signaldrähte	vergoldeter Wolfram (Au/W)	20_{I-III}	30_{IV}

Tabelle 2.3: Eigenschaften der Driftkammerdrähte. Die Indizes kennzeichnen die verschiedenen Driftkammerebenen.

Datenauslese

In diesem Abschnitt soll die Datenauslese der Driftkammern des HADES-Experimentes beschrieben werden. Eine ausführliche Besprechung der Datenausleseelektronik und ihrer einzelnen Komponenten

ist in [Wüs05] zu finden.

Eine der wichtigsten Randbedingungen für die Entwicklung einer Ausleseelektronik für die HADES-Driftkammern ist durch die große Anzahl von Auslesekanälen gegeben. Wenn alle 24 Driftkammern gleichzeitig betrieben werden, müssen für jedes getriggerte Ereignis etwa 27000 Kanäle der Driftkammern ausgelesen werden. Die Ausleseelektronik der Driftkammern ist dabei direkt auf den Driftkammern montiert, da es durch das Design des HADES-Spektrometers unmöglich wäre, die ausgelesenen Signale der Driftkammern analog über Kabel zu einer externen Ausleseelektronik zu führen. Aus dieser Notwendigkeit ergeben sich für die Elektronik folgende Konsequenzen:

- Die Daten der Driftkammer werden “auf” den Driftkammern digitalisiert.
- Die Elektronik darf die Akzeptanz des Spektrometers nicht einschränken. Sie muss im nicht aktiven Volumen im “Schatten” der Spulenkästen des Magneten platziert werden.
- Die Elektronik darf sich nicht im Bereich hoher Strahlenbelastung befinden, die die Elektronik beschädigen kann, bzw. die Elektronik muss stabil unter dem Einfluss von ionisierender Strahlung arbeiten (*radiation hardness*).
- Die Elektronik soll flexibel konfigurierbar und modular aufgebaut sein, damit auch nachträglich Anpassungen bzw. der Austausch von einzelnen Komponenten möglich sind.

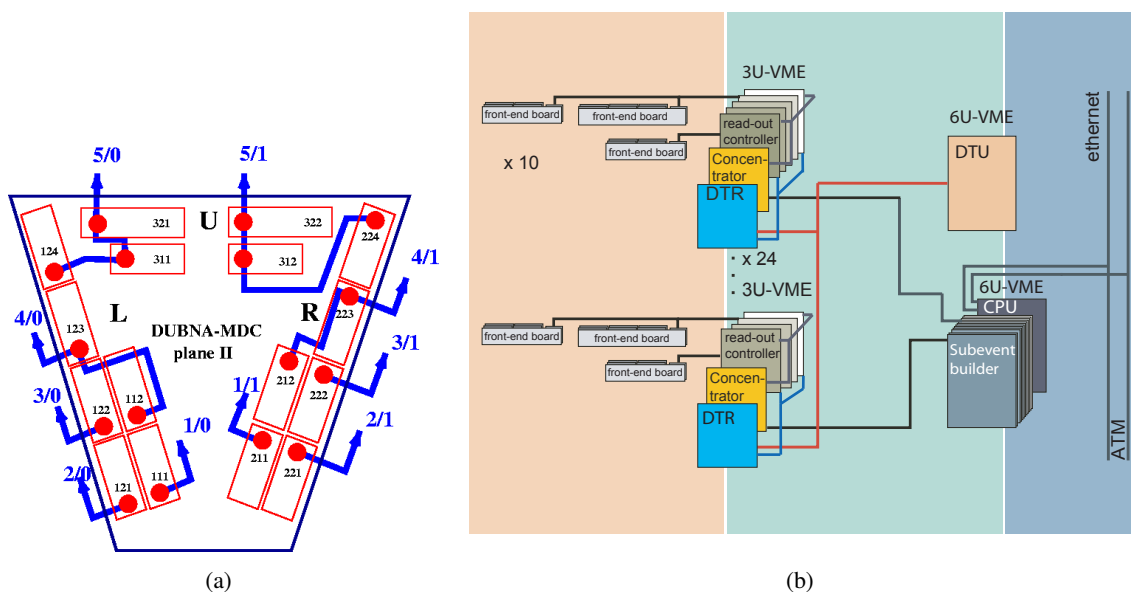


Abbildung 2.9: (a) Schematische Platzierung der Mutterplatten relativ zu den Driftkammern am Beispiel einer Driftkammer der Ebene II. Die blauen Linien deuten die Ketten von Mutterplatten an, die von einem Read-out-Kontroller ausgelesen werden [Mdc04]. (b) Konzept der Datenauslese der Driftkammern.

Die oben genannten Punkte machen die Entwicklung einer räumlich kompakten Ausleseelektronik notwendig, die eine hohe Dichte von Auslesekanälen pro Fläche aufweist und gleichzeitig eine niedrige Leistungsaufnahme besitzt, die den Betrieb in den beengten Verhältnissen ohne eine aufwändige aktive Kühlung erlaubt.

Die Ausleseelektronik wird auf den drei langen Seiten jeder Driftkammer angebracht (s. Abbildung 2.9 (a), Seite 21). Jedem Ausleседраht wird dabei ein Kanal eines 8-kanaligen Analog Shaper Discriminator Chip (ASD8) [New93] (s. Abschnitt B.2.1) und ein Kanal eines 8-kanaligen TDC [TDC98] (s. Abschnitt B.2.2) zugeordnet. Der ASD8 verstärkt, formt und diskriminiert das analoge Signal der Driftzeiten und der TDC bestimmt den Zeitpunkt und die Dauer des logischen Signals relativ zu einem externen *Common-stop*-Trigger.

Zwei der 8-kanaligen ASD8-Chips sind jeweils auf einer Tochterplatine (*daughterboard*) und jeweils 6 oder 4 Tochterplatinen auf einer Mutterplatine (*motherboard*) mit jeweils 96 oder 64 Auslesekanälen zusammengefasst. Jeweils 8 oder 12 der 8-kanaligen TDC-Chips befinden sich auf den Mutterplatinen. Die Driftkammern vom Typ MDCI besitzen 14 Mutterplatinen, die anderen Driftkammern jeweils 16. Die Datenauslese und Zusammenführung der Daten der einzelnen Mutterplatinen ist in Abbildung (b) 2.9 (s. Seite 21) zusehen. Ein bis drei Mutterplatinen werden in einer Kette von einem Read-out-Kontroller (*read-out controller*) (ROC) ausgelesen. Die Zusammenstellung der Ketten ist dabei so optimiert, dass die anfallenden Datenmengen, die durch die Kette ausgelesen werden, für alle Ketten einer Driftkammer möglichst gleich sind. Im ROC werden die Daten ausgelesen und zwischengespeichert. Im Konzentratoren (*concentrator*) findet die Umsetzung der LVDS Signale (*low voltage differential signal*) des ROC auf die TTL Signale (*transistor transistor logic*) des Steuerungs- und Auslesemoduls (SAM) statt. Der SAM bildet aus den Datenwörtern der einzelnen TDCs die Teilereignisse (*sub-events*) der Driftkammerauslese. Die Daten des SAM werden an den zentralen Ereignisbildner (*event builder*) der Datenerfassung des HADES-Experimentes weitergeleitet, der aus den einzelnen Teilereignissen der Detektoren des HADES-Spektrometers ein gemeinsames Ereignis bildet, das auf einer Festplatte oder einem Magnetband gespeichert wird.

Der extern durch den START-Detektor und die Flugzeitwände (TOF/TOFino) generierte Trigger wird von der zentralen Triggereinheit (CTU) über die Triggereinheit des Detektors (DTU) und die Triggerempfängerkarte (*trigger receiver card*) (DTR) zu den ROCs geleitet. Dieser *Common-Stop*-Trigger wird von den ROCs an die TDCs verteilt und stoppt dort die selbstgetriggerte Zeitmessung des TDCs. Da der *Common-Stop*-Trigger aus dem externen Trigger generiert wird, steht er nur zur Verfügung, wenn ein externer Trigger existiert.

Kapitel 3

Physik der Driftkammer

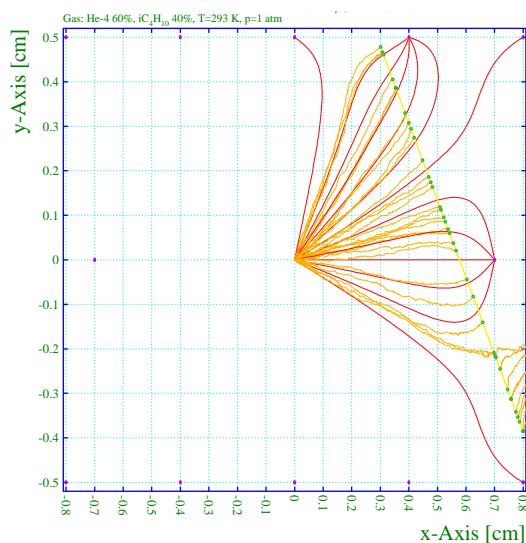


Abbildung 3.1: Simulierte Teilchenspur eines Elektrons in GARFIELD [Gar00]. Die grünen Punkte markieren die Entstehungsorte der *Cluster* der Primärionisation. Die orange-farbenen Spuren zeigen die driftenden Elektronen und die roten Linien geben die driftenden Ionen wieder.

Die Driftkammern des HADES-Experimentes dienen der Rekonstruktion der aus einer Reaktion stammenden Spuren geladener Teilchen im Raum. Die primäre Messgröße von Driftkammern ist die Driftzeit der entlang einer Teilchenspur generierten Elektronen der Primärionisation zum Auslesedraht. Die freien Ladungsträger werden in *Cluster* unterschiedlicher Größe und Häufigkeit erzeugt, die statistisch entlang der Trajektorie verteilt sind (s. Abbildung 3.1, Seite 23). Die Ionisationsdichte hängt dabei von der Geschwindigkeit des Teilchens ab. Die Elektronen driften entlang der Feldlinien zum Auslesedraht. Wirkt ein magnetisches Feld auf die driftenden Elektronen, werden diese um den Lorentz-Winkel abgelenkt und folgen Spiralbahnen. Die Ankunftszeitverteilung der Elektronen am Auslesedraht wird dabei von ihrem Entstehungsort, der Ionisationsdichte, dem anliegenden elektrischen Feld und den Diffusionskoeffizienten des Zählgases bestimmt. In unmittelbarer Nähe des Auslesedrahtes, in Gegenwart hoher elektrischer Felder, setzt die Gasverstärkung durch Lawinenbildung ein. Es ergibt sich ein kurzer Puls. Die verbleibenden Ionenrümpfe driften zur Kathode und influenzieren den Hauptanteil des Pulses. Das am Auslesedraht influenzierte Signal propagiert über den Auslesedraht zur Ausleseelektronik, wo es verstärkt, geformt und durch einen Diskriminator ein logisches Signal generiert wird. Dieses logische Signal wird gegenüber einem externen Zeitsignal (*Trigger*) zur Messung der Driftzeit verwendet. Im Folgenden Abschnitt wird das Funktionsprinzip einer Driftkammer diskutiert. Die Simulation der Driftzellen der HADES-Driftkammern erfolgt später in Abschnitt 4. Ziel ist es, die Ort-Zeit-Korrelation der Driftzellen zu untersuchen, da diese benötigt wird, um über die gemessene Driftzeit einer die Position der Teilchenspur im Raum zu bestimmen.

3.1 Wechselwirkung von geladenen Teilchen in Gasen

Durchqueren geladene Teilchen oder neutrale Teilchen und Photonen das Gasvolumen des Detektors, interagieren sie mit den Gasatomen und Gasmolekülen und können durch verschiedene Prozesse einen Teil ihrer Energie verlieren. Diese Prozesse lassen sich gemäß ihrer Natur in verschiedenen Klassen aufteilen.

- Elektrisch geladene Teilchen können Energie durch Ionisation und Anregung der Atome abgeben oder durch die Emission von Bremsstrahlung, wenn sie am Atomkern gestreut werden.
- Stark wechselwirkende Teilchen können Energie durch hadronische Wechselwirkung verlieren, wie zum Beispiel durch inelastische Streuung mit dem Atomkern oder durch nukleare Anregung.
- Photonen wechselwirken über Compton-Streuung mit den Atomelektronen oder sie unterlaufen den Prozess der Paarerzeugung oder des Photoeffekts.

Der Energieverlust von geladenen Teilchen beim Durchqueren von Materie ist das fundamentale Prinzip der Teilchendetektoren zum Nachweis von Teilchen. Im Folgenden soll hier der Schwerpunkt auf für Driftkammer relevanten Aspekten liegen.

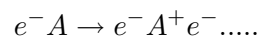
3.1.1 Energieverlust durch Ionisation und Anregung

Geladene Teilchen verlieren einen Teil ihrer kinetischen Energie beim Durchgang durch ein Gas durch Anregung von gebundenen Atom-Elektronen oder Gasionisation ("Primärionisation"). Man kann verschiedene Arten der Ionisation unterscheiden:

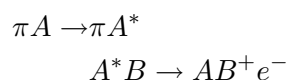
- Als primäre Ionisation bezeichnet man die Fälle, in denen ein oder mehrere Elektronen von einem energetischen Teilchen (z.B. einem Pion) aus dem Atom heraus geschlagen werden.



- Die meiste Ladung entlang der Teilchen Trajektorie dagegen stammt aus der sekundären Ionisation, nämlich aus Stößen, die nicht vom schnellen Primärteilchen herrühren. Dies kann entweder durch die Elektronen aus der Ionisation mit Atomen:



- oder durch intermediäre angeregte Zustände A^* geschehen, die mit einem zweitem Atom kollidieren:



Die durch die primäre Ionisation freigesetzten Elektronen besitzen im Mittel genügend Energie (mehr als das Ionisationspotential des Mediums), um weitere Atome in der unmittelbaren Umgebung zu ionisieren. Dadurch werden *sekundäre Elektronen* erzeugt. Die Summe aus *primärer* und *sekundärer* Ionisation wird *totale* Ionisation genannt. Die Gesamtanzahl der Elektron-Ionenpaare, die von einem geladenen

Teilchen pro Flugstrecke erzeugt werden, ist proportional zum Gesamtenergieverlust $\Delta E = \int_0^x \frac{\partial E}{\partial x} dx$ des Teilchens [Sau77]:

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \quad [1/cm], \quad (3.1)$$

wobei W_i die mittlere Ionisationsenergie des Gases ist ($\approx 30eV$). n_T setzt sich zusammen aus dem Anteil der Primär- und dem der Sekundärionisation und ist näherungsweise proportional zur Kernladungszahl der Atome.

Entlang der Teilchenspur bilden sich also Gruppen freier, räumlich eng lokalisierter Elektronengruppen, so genannte *Cluster*. Sie bestehen bei typischen Driftkammerngasen aus ein bis drei Elektronen. Ebenso viele positiv geladene Ionen sind dann vorhanden. Die Orte der Ionisation sind statistisch entlang der Spur verteilt. In Abschnitt 4.6 werden die Eigenschaften der *Cluster* am Beispiel des in den HADES-Driftkammern verwendeten Zählgases analysiert.

Für dünne Medien ist der elektromagnetische Energieverlust also das Ergebnis einer kleinen Anzahl diskreter Einzelstöße, wodurch er einen statistischen Charakter bekommt. Die Verteilung des Energieverlustes ist dabei jedoch nicht gaußförmig, wenn der Energieverlust ΔE klein gegenüber der totalen Energie ist. Generell lassen sich hier zwei Unterklassen von Stößen unterscheiden:

- Nahe Stöße mit großem Energieübertrag, die Elektronen freisetzen (Ionisation) und
- weite Stöße mit niedrigerem Energieübertrag, die in Ionisation oder Anregung resultieren.

Primäre Ionisation und Anregung steuern dabei zu etwa gleichen Teilen zum Energieverlust bei. Der Energieübertrag bei einer Ionisation liegt stets zwischen der Ionisationsenergie und dem maximalen Energieübertrag ΔE_{max} . Die Energieverlustverteilung kann durch eine Landau-Verteilung beschrieben werden:

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})\right). \quad (3.2)$$

Dabei ist λ die auf den mittleren Energieverlust $\langle \Delta E \rangle$ normierte Abweichung vom wahrscheinlichsten Energieverlust $(\Delta E)_{mp}$:

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\langle \Delta E \rangle}. \quad (3.3)$$

Die sehr weiten Ausläufer der Landau-Verteilung zu hohen Energieverlusten entstehen, wenn ein oder mehrere δ -Elektronen (*knock on electrons*) mit höherer Energie entstehen. Die Energieauflösung dünner Detektoren ist daher im Allgemeinen nicht gut. Das Erhöhen der Dicke des Detektors stellt dabei keine gute Lösung dar, denn mit steigender Dicke wird die Anzahl der produzierten energetischen Elektronen ebenfalls ansteigen. Dies ändert sich erst wieder, wenn man sich dem Bereich der totalen Absorption nähert und die Statistik einer Gaußverteilung folgt. Soll der Energieverlust des Teilchens zur Teilchenidentifikation benutzt werden, genügt es nicht, den Energieverlust einfach zu messen. Zur Erzielung einer guten Auflösung muss jede Teilchentrajektorie an mehreren Stellen gemessen werden. Typischerweise benutzt man dafür großflächige Vieldraht-Proportional Kammern. Jede Trajektorie wird dabei in mehreren Lagen simultan gemessen und durch Mittelwertbildung die Auflösung verbessert. In Abschnitt 4.6 findet man die Diskussion des Energieverlustes von geladenen Teilchen am Beispiel des in den HADES-Driftkammern verwendeten Zählgases.

In den HADES Driftkammern wird ein Gemisch aus 60% *Helium* und 40% *iC₄H₁₀* verwendet. Die Ionisierungsarbeit beträgt für Helium 24,6 eV und für Isobutan 10,8 eV [Sau77]. Die Anzahl der im

Gemisch erzeugten *Ionenpaare/cm* n_T ergibt sich aus dem Mischungsverhältnis der einzelnen Gas-komponenten:

$$\frac{1}{n_T(He - iC_4H_{10})} = 0,60 * \frac{1}{n_T(He)} + 0,40 * \frac{1}{n_T(iC_4H_{10})}. \quad (3.4)$$

Die Mehrzahl der ausgelösten Elektronen stammt nicht vom "Träger"-Gas Helium, sondern vom Lösch-gas (*Quencher*) Isobutan [Sau77], die Abhängigkeit der Anzahl der *Cluster/cm* von der Gasmischung und der Energie des ionisierenden Teilchens für das Zählgas der HADES-Driftkammern wird detailliert in Abschnitt 4.6 dargestellt.

1930 berechnete Bethe erstmals mit einem auf Quantentheorie basierendem Modell Kollisionen zwi-schen energetischen Teilchen und einzelnen Atomen. Durch aufaddieren der gesamten verlorenen Ener-gie des Teilchens auf seinem Weg durch die Materie konnte er eine Näherungsformel für den mittleren differentiellen Energieverlust in Gasen herleiten (BETHE-BLOCH-FORMEL) [Hag02]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.5)$$

z - die Ladung des einfallenden Teilchens

Z, A - die Kernladungs- und Massenzahl des Gases

m_e - die Elektronenmasse

r_e - der klassische Elektronenradius (3.6)

N_A - Avogadro-Zahl

I - eine für das Gas charakteristische Ionisationskonstante

δ - Dichtekorrekturterm

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

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2} \quad (3.7)$$

M - Masse des stoßenden Teilchens

Die Formel gibt das Integral der gesamten verlorenen Energie eines energetischen Teilchens in einer Materieschicht der Dicke Δx an und gilt für den gesamten Bereich der übertragbaren Energie. Sie ist aus diesem Grund nur für Teilchen gültig, die schwerer sind als Elektronen. Für Elektronen ist die Annahme, dass die Masse der Hüllenelektronen vernachlässigbar klein gegenüber der Masse des ionisierenden Teilchens ist, nicht mehr anwendbar. Dadurch wird der Wert des maximalen Energieübertrags geändert. Das einfallende Elektron kann maximal die Hälfte seiner kinetischen Energie auf das Hülle-nelektron des Gasatoms übertragen. Der Verlauf des Energieverlustes für ein Myon in Kupfer ist in Abbildung 3.2 (s. Seite 27) zusehen. Der differentielle Energieverlust ist dabei nicht von der Masse des ionisierenden Teilchens abhängig, sondern ausschließlich von seiner Geschwindigkeit. Für nicht-relativistische Energien fällt der Energieverlust wie $1/\beta^2$ ab und erreicht bei $E = 3Mc^2$ ($\beta = 0.97$) einen minimal Wert (*minimum ionizing particle*) um dann wieder logarithmisch mit dem Dilations-faktor $\gamma = E/Mc^2 = \sqrt{1 - \beta^2}$ anzusteigen (*relativistic rise*). Für $\gamma \simeq 10^3$ wird etwa das 1.5fache des minimal Wertes erreicht. Der Grund für den relativistischen Anstieg liegt im proportional zu γ ansteigenden transversalen elektrischen Feld des ionisierenden Teilchens. Dadurch können auch Atome in

größerem Abstand von der Teilchenbahn ionisiert werden. Mit weiter steigender Energie des Teilchens wird das Medium mehr und mehr polarisiert und begrenzt die transversale Ausdehnung des elektrischen Feldes des Teilchens, was zu einer Abdämpfung des relativistischen Anstiegs des Energieverlustes führt. Der Dichtekorrekturterm δ sorgt für die richtige Wiedergabe des Energieverlustes in diesem Bereich, da ansonsten der Energieverlust durch den normalen logarithmischen Anstieg überschätzt würde. Die Abhängigkeit des Energieverlustes vom Material ist nur schwach ausgeprägt, da Z/A in vielen Materialien etwa 0,5 beträgt.

Für Elektronen und Positronen spielt neben dem Energieverlust durch Ionisation der Energieverlust durch Bremsstrahlung eine wichtige Rolle. Besitzt das Elektron eine kinetische Energie, die oberhalb der kritischen Energie E_c [Hag02]

$$E_c = \begin{cases} \frac{610 \text{ MeV}}{Z+1,24}, & \text{Festkörper} \\ \frac{710 \text{ MeV}}{Z+0,92}, & \text{Flüssigkeit} \end{cases} \quad (3.8)$$

liegt, dann dominiert der Energieverlust durch Bremsstrahlung den Energieverlust durch Ionisation. Für Materialien mit hoher Kernladungszahl Z liegt die kritische Energie für Elektronen bei einigen 10 MeV .

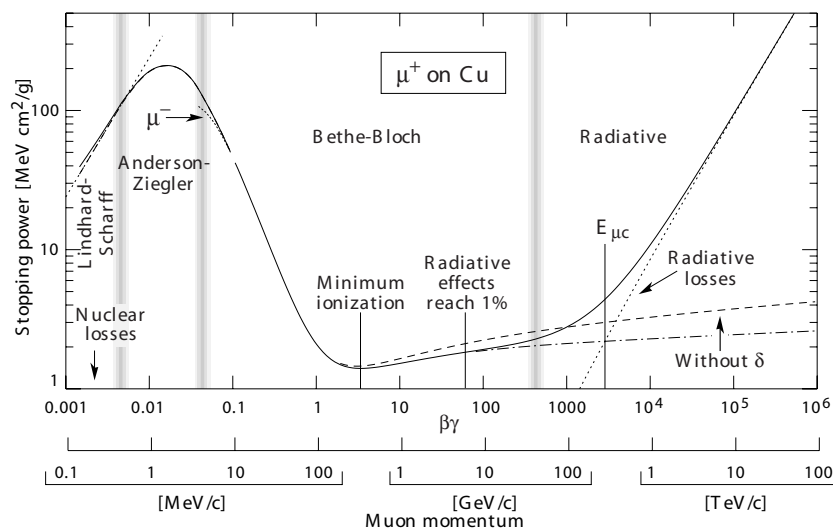


Abbildung 3.2: Der Energieverlust pro Flächenbelegung von Myonen in Kupfer wird hier in einem Impulsbereich von 9 Größenordnungen dargestellt. Zu sehen sind der Energieverlust durch Ionisation mit und ohne Dichtekorrekturterm und die kritische Energie, an der der Beitrag zum Energieverlust durch Strahlungsprozesse dem Beitrag durch Ionisation entspricht [Hag02].

3.2 Elektronen- und Ionendrift in Gasen

Das Verhalten jeder Driftkammer hängt grundlegend von der Drift der durch Ionisation entstandenen Elektronen und Ionen ab. Zusätzlich zum elektrischen Feld, das die Elektronen entlang des Feldgradienten zum Auslesedraht driften lässt, liegt oft auch ein magnetisches Feld an, da in vielen Experimenten Magnetfelder zur Bestimmung des Impulses der nachzuweisenden Teilchen verwendet werden und die

Driftkammern sich zumindest teilweise im Einflussbereich des magnetischen Feldes befinden. Offensichtlich ist es daher von Bedeutung, die Eigenschaften der Drift von geladenen Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern zu verstehen. Im Folgenden werden die Allgemeinen Grundlagen der Drift von Elektronen in Gasen besprochen, eine Diskussion am Beispiel der HADES-Driftkammern findet sich in Abschnitt 4.

3.2.1 Thermische Bewegung und Diffusion

Durch einzelne aufeinander folgende Stöße mit dem Atomen und Molekülen des Detektormediums verlieren Elektronen und Ionen im Ionisationsprozess schnell ihre Energie. Liegt kein elektrisches Feld an, das die Elektronen entlang des Gradienten des elektrischen Feldes beschleunigt, nehmen die Elektronen schließlich eine Energie an, die innerhalb der thermischen Energieverteilung des Gases liegt. Ihre mittlere kinetische Energie unter Normalbedingungen ist dann [Gru93]:

$$\langle \epsilon \rangle = 3/2 kT \approx 40 \text{ meV}. \quad (3.9)$$

k ist die Boltzmannkonstante und T die Temperatur in Kelvin. Die Verteilung um diesen Mittelwert ist eine Maxwell- Boltzmann- Verteilung:

$$F(\epsilon) = \text{const} \sqrt{\epsilon} \exp(-\epsilon/kT). \quad (3.10)$$

Die lokal entstandenen Elektronengruppen diffundieren durch Vielfachstöße entsprechend einer Gauß-Verteilung [Sau77]:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx, \quad (3.11)$$

wobei dN/N der Bruchteil der Ladung ist, der im Längenelement dx im Abstand x nach einer Zeit t gefunden wird. D ist der Diffusionskoeffizient des verwendeten Zählgases. Der Diffusionskoeffizient ist abhängig vom anliegenden elektrischen Feld und bei abwesendem elektrischem Feld eine Gaskonstante. Die Standardabweichung der Verteilung ist dabei gegeben durch

$$(a) \quad \sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad \text{oder} \quad (b) \quad \sigma_v = \sqrt{6Dt} \quad (3.12)$$

für die lineare Diffusion (a) oder Volumendiffusion (b). Die Diffusion ist ein Maß für die räumliche Ausdehnung der Elektronenverteilung entlang der Driftstrecke und orthogonal dazu. Sie spielt eine wesentliche Rolle bei der Ankunftszeitverteilung der Elektronen am Auslesedraht der Driftkammern. Elektronen bewegen sich wesentlich schneller als Ionen, da ihre Masse sehr klein und ihre mittlere freie Weglänge ist in etwa um das vierfache größer als die von Ionen ist. Die Abhängigkeit der Diffusionskoeffizienten des Zählgases vom elektrischen Feld wird im Abschnitt 4.5 diskutiert.

3.2.2 Bewegung von Elektronen im elektrischen Feld

Driften die Elektronen unter Einfluss eines angelegten homogenen elektrischen Feldes, so wird der statistisch ungeordneten Diffusionsbewegung eine gerichtete Driftbewegung entlang der Feldlinien überlagert. Aus Gleichung (3.11) wird:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{(x - tv_D)^2}{4Dt}\right) dx, \quad (3.13)$$

Man muss nun zwischen *longitudinalem* und *transversalem* Diffusionskoeffizienten D_L und D_T unterscheiden, wobei die Diffusion in Driftrichtung geringer ist als senkrecht zur Driftrichtung. Die Erklärung hierfür findet sich in den Stößen des driftenden Teilchens mit den Gasatomen. Der Wirkungsquerschnitt für eine exakte Streuung des Teilchens unter 0° (vorwärts Streuung) oder 180° (rückwärts Streuung) geht dabei gegen null. Der Beitrag für eine Seitwärtsstreuung ist jedoch immer endlich.

Die geladenen Teilchen werden einerseits durch das elektrische Feld beschleunigt, andererseits durch die statistischen Stöße mit den Gasatomen und Gasmolekülen abgebremst. Die Driftgeschwindigkeit der driftenden Teilchen ändert sich dadurch ständig und sprunghaft. Erst in der Mittelung über viele Stöße kann eine mittlere Geschwindigkeit berechnet werden. Diese stimmt mit der makroskopischen beobachtbaren Driftgeschwindigkeit v_D überein. Die Driftgeschwindigkeit v_D und die longitudinale und transversale Diffusionskoeffizienten D_L und D_T ergeben zusammen eine vollständige Beschreibung der Bewegung eines Ladungsträgers im elektrischen Feld. Die genaue Kenntnis der Driftgeschwindigkeit ist von fundamentaler Bedeutung für den erfolgreichen Betrieb eines Detektors zur Positionsbestimmung von Teilchenspuren, da über die Driftgeschwindigkeit der Übergang vom Zeitraum zum Ortsraum und damit zur Positionsbestimmung der Teilchentrajektorie vollzogen wird. Eine genaue Diskussion der Driftgeschwindigkeit in den HADES-Driftkammern und ihrer Abhängigkeit vom elektrischen Feld, dem Gasdruck, der Gastemperatur und der Gasmischung und erfolgt in Abschnitt 4.4, die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom magnetischen Feld wird in Abschnitt 4.8.6 besprochen. Die Bedeutung der Diffusionskoeffizienten hängt hingegen stark von der Driftstrecke ab, die die Ladungsträger zurücklegen müssen. Für den Betrieb von Detektoren mit langer Driftstrecke, wie zum Beispiel einer TPC (Time Projection Chamber), bei der die Driftstrecke 1 m betragen kann, sind die Auswirkung der Diffusion entsprechend stärker ausgeprägt als bei den HADES Driftkammer, bei denen die maximale Driftstrecke unter 10 mm liegt. Eine ausführliche Diskussion der Diffusionskoeffizienten anhand des in den HADES-Driftkammern verwendeten Zählgases ist in Abschnitt 4.5 zu finden.

Für die Driftgeschwindigkeit v_D eines Teilchens mit der Masse m und Ladung e unter dem Einfluss elektrischer und magnetischer Felder, \vec{E} und \vec{B} , kann die folgende Bewegungsgleichung angegeben werden [BR93]:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e[\vec{v} \times \vec{B}] - K\vec{v}, \quad (3.14)$$

dabei ist K ein Reibungskoeffizient. Die Größe dieser Reibungskraft muss als stochastisches Mittel über die zufälligen Kollisionen des driftenden Teilchens genommen werden. Das Verhältnis m/K hat die Dimension einer Zeit. Man definiert:

$$\tau = \frac{m}{K}. \quad (3.15)$$

Im mikroskopischen Bild eines durch das Gas driftenden, und mit den Gasatomen kollidierenden, geladenen Teilchens entspricht τ der mittleren Zeit zwischen zwei Kollisionen. τ variiert für einige Gase stark mit dem anliegenden elektrischen Feld und durchläuft Maxima und Minima (Ramsauer-Effekt). Dies ist auf komplexe quantenmechanische Prozesse zurückzuführen, die stattfinden, wenn die Elektronenwellenlänge der Wellenlänge der Elektronenschalen vergleichbar wird [Sau77].

Gleichung (3.14) ist ein inhomogenes System von linearen Differentialgleichungen für die drei Komponenten von \vec{v} . Die Lösung von (3.14) für $t \gg \tau$ und $B = 0$ ist ein stationärer Zustand für den $dv/dt = 0$ gilt. Bei Abwesenheit magnetischer Felder erhält man für den Driftgeschwindigkeitsvektor [BR93]

$$\vec{v} = \frac{e\tau}{m} \vec{E} = \mu \vec{E} \quad \text{mit} \quad \mu = \frac{e}{m} \tau = \frac{e}{K} \quad (3.16)$$

Die *Mobilität* μ ist eine skalare Größe und definiert als das Verhältnis von Driftgeschwindigkeit zu elektrischer Feldstärke (bei Abwesenheit eines magnetischen Feldes). μ ist proportional zu der charak-

teristischen Zeit τ und damit der mittleren Zeit zwischen zwei Stößen. Die Driftgeschwindigkeit v_D ist das Produkt aus elektrischer Feldstärke und Mobilität μ .

3.2.3 Bewegung von Elektronen im magnetischen Feld

Die Gegenwart eines magnetischen Feldes verändert die Driteigenschaften einer Wolke von Elektronen. Da die geladenen Teilchen der Lorentz-Kraft unterliegen, bewegen sie sich zwischen den einzelnen Stößen ihrer Drift auf kreisförmigen Segmenten. Der Einfluss des magnetischen Feldes verändert ebenfalls die Energieverteilung der Elektronen. Der resultierende Effekt ist, dass im Mittel die Driftgeschwindigkeit v_D verringert wird. Dies trifft zumindest für eine geringe elektrische Feldstärke zu. Durch die Bewegung der Elektronen auf kreisförmigen Segmenten weicht die Driftrichtung der Elektronen von der Richtung der Feldlinien des elektrischen Feldes ab. Für ein konstantes elektrisches und magnetisches Feld driften die Elektronen mit einer Geschwindigkeit $v_B \neq v_D$ unter dem so genannten Lorentz-Winkel $\alpha_{Lorentz}$ zur Richtung der elektrischen Feldlinien. Für ein magnetisches Feld B orthogonal zum elektrischen Feld erhält man für v_B [Sau77].

$$v_B = \frac{v_D}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}, \quad \omega = \frac{eB}{m} \quad (3.17)$$

$$\tan \alpha_{Lorentz} = \omega \tau$$

τ wird dabei Gleichung 3.16 entnommen. Der Einfluss des magnetischen Feldes auf die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Zählgas sowie auf die Ort-Zeit-Korrelation in den HADES-Driftkammer und den Fehler der Driftzeitmessung werden in Abschnitt 4.8.6 detailliert am Beispiel des im HADES-Experimentes verwendeten Zählgases diskutiert.

3.2.4 Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von Gasdruck und Temperatur

Mit zunehmendem Gasdruck steigt die Dichte des Zählgases im Detektor an. Konsequenterweise nimmt damit die mittlere freie Weglänge der Elektronen zwischen den Stößen ab. Dies führt zu einer Abnahme der Driftgeschwindigkeit v_D mit steigendem Gasdruck P . Die Driftgeschwindigkeit hängt also vom Betrag des Feldes E und dem Druck P des Gases ab. Bei gegebenen Werten für E und P (und konstanter Temperatur T) ist sie konstant. Weiterhin hängt sie natürlich von der Gaszusammensetzung ab. Mit der thermischen Zustandsgleichung des idealen Gases und der Temperatur bei normalen Bedingungen T_0 erhält man das Skalierungsgesetz für die Driftgeschwindigkeit [Lip00]

$$v_D = f \left[konst \frac{E T}{P T_0} \right]. \quad (3.18)$$

Die Driftgeschwindigkeit v_D skaliert mit den Gasvariablen $1/P$ und T . Der Einfluss der Gasparameter T und P auf die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Zählgas wird anhand des für das HADES-Experiment üblichen Zählgases in Abschnitt 4.4 besprochen.

3.2.5 Elektroneinfang

Während der Drift der Elektronen von ihrem Entstehungsort entlang der Trajektorie des Teilchens zum Auslesedraht der Driftkammer können die Elektronen mit Ionen rekombinieren oder sich an Gasmoleküle anlagern. In diesem Fall gehen die Elektronen der Primäronisation verloren bevor sie in den

Bereich der Gasverstärkung gelangen und ein Signal am Auslesedraht produzieren können.

Die Anlagerung von Elektronen an Gasmoleküle wird über den Anlagerungskoeffizienten (*attachment coefficient*) charakterisiert. Edelgase wie Helium oder Argon, die typischen Driftkammerngase, sind elektrisch neutral und chemisch inert. Die Anlagerung von Elektronen an Edelgasatome findet daher nicht statt. Für die dem Zählgas beigefügten Löschgase gilt diese Aussage jedoch nicht, dennoch sind die *Attachment*-Koeffizienten dieser Löschgase gering. Aufgrund ihrer Schalenstruktur und ihres Dipolcharakters kommen Sauerstoff und Wasserdampf als Gaskomponenten mit hohem Wirkungsquerschnitt für Elektroneneinfang in Frage.

Der *Attachment*-Koeffizient eines Gases ist keine Konstante, sondern ändert sich in Abhängigkeit des anwesenden elektrischen Feldes (s. Abschnitt 4.5). Hier unterscheiden sich Wasserdampf und Sauerstoff in ihrem Verhalten bezüglich der Anlagerung von Elektronen grundsätzlich. Der *Attachment*-Koeffizient von Sauerstoff erreicht für reduzierte elektrische Felder unterhalb von 10 kV/cmbar hohe Werte und für Wasserdampf oberhalb dieser Schwelle. Somit wird klar, dass Sauerstoff Elektronen im Bereich der Driftstrecke einfängt und diese deshalb nicht mehr in den Gasverstärkungsbereich gelangen. Die Anzahl der Elektronen, die in den Bereich der Gasverstärkung kommen, sinkt und somit verschlechtert sich die Zeitauflösung, die Nachweiseffizienz und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Driftkammer. Besonders betroffen davon sind Teilchentrajektorien mit geringer Primärionisation. Der Effekt ist dabei abhängig von der Driftstrecke der Elektronen im Gas und somit nicht konstant für die gesamte Driftzelle. Verunreinigungen des Zählgases mit O_2 sind daher unerwünscht und minimal zu halten. Für Wasserdampf findet das Anlagern von Elektronen hingegen hauptsächlich im Bereich der Gasverstärkung bei hohen elektrischen Feldstärken statt. Durch das gezielte hinzufügen von Wasserdampf zum Zählgas kann dadurch die Gasverstärkung kontrolliert werden um den Betrieb einer Driftkammer zu stabilisieren.

Die Anwesenheit von Wasserdampf im Zählgas beeinflusst darüber hinaus die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Zählgas. Speziell bei niedrigen Driftfeldern ändert zum Beispiel eine Beimischung von einem Promille Wasserdampf die Driftgeschwindigkeit um einen Faktor von beinahe zwei (Argon-Methan) [BR93]. Auch bei Helium-Isobutan-Mischungen verringern Wasserdampfbeimischungen die Driftgeschwindigkeit wie in Abschnitt 4.5 näher am Beispiel des für die HADES-Driftkammern üblichen Zählgases erläutert wird. Bei höheren Feldstärken, wie sie in den HADES Driftkammern vorliegen, wird diese Verminderung geringer. Sie ist eher bedeutend für *Time Projection Chambers* (TPC's), in denen ein kleineres Driftfeld anliegt und gleichzeitig die Driftstrecke länger ist.

Der O_2 - und H_2O -Gehalt des Zählgases werden im HADES-Experiment mit Hilfe von Gasmonitoren gemessen.

3.3 Elektrostatik von Driftkammern

Das elektrische Feld innerhalb einer Driftzelle erfüllt im Allgemeinen zwei Aufgaben:

- Die von der Primärionisation der Teilchenspur stammenden Elektronen werden entlang des Gradienten des elektrischen Feldes zum Auslesedraht und die Ionen zu den Kathoden- und Potentialdrähten beschleunigt (*drift*).
- Bei hohen Feldstärken in der unmittelbaren Nähe des Auslesedrahtes führt eine Lawinenbildung der driftenden Elektronen der Primärionisation zur Gasverstärkung (*amplification*).

In einer idealen Driftzelle herrscht im gesamten Volumen ein möglichst konstantes elektrisches Feld, um konstante Drifteigenschaften der Elektronen zu erzielen. Lediglich in der näheren Umgebung des

Signaldrahtes nimmt das Feld sehr hohe Werte an, da hier die Gasverstärkung ermöglicht werden soll. Die Driftzellen der HADES-Driftkammern sind aus Signal-, Kathoden- und Potentialdrähten aufgebaut (s. Abschnitt 4.1), wobei die Kathoden- und Potentialdrähte einen Feldkäfig um den Auslesedraht erzeugen. Das Feld wird durch unterschiedlich große Potentiale an den Drähten generiert. Der Signaldraht liegt in Bezug auf die anderen Drähte auf einem positiven Potential (s. Abschnitt 4.2).

In Drahtkammern herrschen aufgrund der relativ geringen Abmessungen der Driftzellen in Verbindung mit den hohen angelegten Potentialen hohe elektrische Felder. Die Feldstärke in der Driftzelle ist nicht homogen. Da die Driftgeschwindigkeit für das verwendete Zählgas in Abhängigkeit der Feldstärke ein Plateau besitzt (siehe Abschnitt 4.4), kann trotzdem in einem großen Bereich der Driftzellen eine annähernd konstante Driftgeschwindigkeit erreicht werden (s. Abschnitt 4.3). Dazu muss die elektrische Feldstärke in den Driftzellen so gewählt werden, dass sie in einem möglichst großen Raumbereich mit dem Plateaubereich übereinstimmt. Das elektrische Feld steigt dabei in der Nähe des Auslesedrahtes stark an, in der die Gasverstärkung stattfindet. *Time Projection Chambers* (TPC's) hingegen verfügen über ein niedriges elektrisches Feld im Driftbereich, der relative große Driftstrecken umfassen kann und eine separate Gasverstärkungszone an den Anoden, wo hohe elektrische Felder zur Erzielung der Gasverstärkung aufgebaut werden.

Passiert nun ein geladenes Teilchen die Driftkammer, so wird es einige der Driftzellen durchqueren und das Zählgas ionisieren. Entlang der Teilchenspur bilden sich die Elektronengruppen (*Cluster*) (s. Abschnitt 4.8). Sie bestehen bei typischen Driftkammerngasen aus ein bis drei Elektronen (s. Abschnitt 4.6). Gleich viele positiv geladene Ionen sind dann vorhanden. Die *Cluster* driften entlang der elektrischen Feldlinien zur Anode. Elektronengruppen aus verschiedenen Teilen der Driftzelle haben eine unterschiedliche Driftzeit zur Anode (s. Abschnitt 4.3). Davon kann die Signallänge und -form abhängen (siehe Abschnitt 4.8.3).

Die Drähte einer Driftkammer sind den auf sie einwirkenden elektrostatischen Kräften und der Gravitation ausgesetzt, die eine elastische Deformation des Drahtes bewirken. Als Resultat ist der Draht nicht mehr eine perfekte Gerade, sondern besitzt eine endliche Krümmung. Die Bewegung des Drahtes aus seiner idealen Position kann sich auf die intrinsische Ortsauflösung einer Driftkammer auswirken.

3.4 Gasverstärkung und Signalbildung

Wenn ein Elektron zum Auslesedraht der Driftzelle driftet, bewegt es sich in einem stetig anwachsenden elektrischen Feld. Liegt die Driftzelle nicht einem magnetischen Feld, driftet das Elektron radial zum Auslesedraht. Unter dem Einfluss eines magnetischen Feldes ist dieser Driftpfad verändert, die Elektronen werden um den Lorentz-Winkel auf spiralförmige Bahnen abgelenkt.

Hat sich das Elektron nah genug an den Auslesedraht angenähert, so nimmt das elektrische Feld solch starke Werte an, dass das Elektron zwischen zwei Stößen mit den Gasatomen genügend Energie gewinnt um eine Ionisation auslösen zu können. Von diesem Zeitpunkt an startet die Elektronenlawine, die zur Gasverstärkung führt, weil nun jedes generierte Elektron seinerseits erneut eine Ionisation hervorrufen kann.

Bei normalen Gasdichten ist der mittlere freie Weg eines Elektrons zwischen zwei Stößen mit Gasatomen in der Größenordnung von einigen μm . Übersteigt das elektrische Feld einige 10^4 V/cm , setzt die Gasverstärkung ein. Diese Werte werden typischerweise für dünne Drähte ($\sim 100 \mu\text{m}$) bei $1 - 2 \text{ kV}$ Potential erreicht.

Die physikalischen Prozesse innerhalb der Lawine beinhalten einzelne und multiple Ionisationen, optische und metastabile Anregungen der Gasatome, Rekombination der Ladungsträger und Energieübertrag durch Kollisionen zwischen Atomen.

Die Lawine wächst dabei solange an, bis alle Elektronen am Ausleседraht aufgesammelt sind. Im Allgemeinen umschließt die Lawine den Draht dabei nicht, sondern entwickelt sich bevorzugt auf der Seite des Drahtes des initiierenden Elektrons. Longitudinal erstreckt sich die Lawine dabei über $50 - 100 \mu\text{m}$ [BR93], wobei nur etwa der Bruchteil einer Nanosekunde verstreicht. Die Gasverstärkung ist im Vergleich zu den Driftzeiten der Elektronen als quasi instantan anzusehen. Die laterale Ausdehnung der Lawine entlang des Ausleседrahtes ist dabei nicht nur durch die Ausdehnung der Teilchenspur im Raum zu erklären, das heißt, die Elektronen kommen von unterschiedlichen Startpunkten. Auch die Diffusion der Elektronen auf ihrem Weg durch das Zählgas trägt zur Verbreiterung der Lawine bei. Die laterale Ausdehnung der Lawine ist daher mindestens so groß wie die Verteilung der Elektronen durch die Diffusion. Des Weiteren tragen die gegenseitige Abstoßung der Elektronen und die Propagation von ionisierenden Photonen zur Verbreiterung der lateralen Ausdehnung der Lawine bei. Da der Wirkungsquerschnitt für Kollisionen und die Absorption von UV-Photonen gasspezifische Größen sind, hängt die Ausdehnung der Lawine von jeweiligen Zählgas ab [BR93].

Im Allgemeinen kann das Signal am Ausleседraht als proportional zur Anzahl der aufgesammelten Elektronen angesehen werden. Diese Annahme gilt, wenn die durch die Lawine induzierte Veränderung des elektrischen Feldes gegenüber dem Feld des Drahtes vernachlässigt werden kann. Die Ladungsdichte der Lawine muss klein gegenüber der linearen Ladungsdichte des Drahtes sein.

Eine wichtige Rolle in der Gasverstärkung spielen die Photonen, die nahezu ebenso häufig wie Elektronen auftreten, da die Wirkungsquerschnitte für Ionisation und Photoemission von der derselben Größenordnung sind. Ein kleiner Teil der Photonen wird dabei energetisch genug sein um Gasatome zu ionisieren. Wenn diese Photonen im Mittel weiter fliegen als die longitudinale Ausdehnung der Lawine, dann können sie ihrerseits eine weitere Lawine auslösen. Dies kann zu einem Zusammenbrechen des Zählers führen (*break down*). Ein ähnlicher Effekt kann beobachtet werden, wenn die Photonen die Oberfläche der Kathoden erreichen und freie Elektronen durch den Photoeffekt erzeugen. Als Kriterium der Stabilität einer Driftkammer kann man formulieren [BR93]:

$$n_{\text{Photon}}q > 1, \quad \frac{n_{\text{Photon}}}{n_{\text{Electron}}}q > 1 \quad (3.19)$$

n_{Photon} und n_{Electron} sind dabei die Anzahl der Elektronen und Photonen in der Lawine und q die Wahrscheinlichkeit, dass eine Ionisation außerhalb der longitudinalen Ausdehnung der Lawine stattfindet. Aufgrund dieser Photonen mit langer Reichweite muss dem Zählgas ein Löschgas (*Quencher*) zugegeben werden, dessen Aufgabe es ist, die ionisierenden Photonen effektiv zu absorbieren. Dafür werden meist organische Gase auf der Basis von Kohlenwasserstoffmolekülen mit fünf oder mehr Atomen eingesetzt (z.B. Methan, Isobutan, Ethan). Diese wandeln die absorbierte Energie der Photonen in Rotations- oder Vibrationsenergie um. Die Energie wird bei Stößen mit anderen Molekülen/Atomen strahlungslos wieder abgegeben. In dem in den HADES Driftkammern verwendeten *He/i - Butan*-Gasgemisch dient das Helium als eigentliches Füllgas (*Low Mass Konzept*). Das Isobutan übernimmt unter anderem die Rolle des Löschgas-Zusatzes. Das Löschgas soll also q reduzieren und gleichzeitig eine größere Anzahl von Elektronen in der Lawine zulassen, um eine gute Gasverstärkung zu gewährleisten.

Der *Townsend-Koeffizient* α wird als $\alpha = 1/\lambda$ [$1/\text{cm}$] definiert. Dabei beschreibt λ die mittlere freie Weglänge der Elektronen bis zur Ionisation eines Gasatoms. α ist die Wahrscheinlichkeit einer Ionisation pro Wegstrecke und ist abhängig vom elektrischen Feld und daher aufgrund des inhomogenen Feldes innerhalb der Driftzelle im Allgemeinen nicht konstant und ändert sich mit dem Ort. Für n Elektronen werden damit pro Wegelement dx

$$dn = n\alpha(x)dx \quad (3.20)$$

neue Elektronen durch Ionisation gebildet. α ergibt sich aus den Anregungs- und Ionisationswirkungsquerschnitten des Zählgases und ändert sich mit der spezifischen Gasmischung. Der *Townsend*-Koeffizient der in den HADES-Driftkammern verwendeten Gasmischung wird in Abschnitt 4.5 diskutiert. Bei dem in den HADES-Driftkammern verwendeten *He/i – Butan*- Gasgemisch reduziert der Anteil des Löschgases den *Townsend*-Koeffizienten, die Gasverstärkung wird also verringert. Ohne die Zugabe des Löschgases wäre ein stabiler Betrieb der Driftkammern jedoch nicht möglich, da es zum Zusammenbruch der Kammern kommen würde.

Der Gasverstärkungsfaktor G gibt das Verhältnis der ursprünglichen Anzahl der Elektronen n_0 zur Anzahl der Elektronen nach der Gasverstärkung an. Man erhält durch die Integration des *Townsend*-Koeffizienten über die Wegstrecke:

$$G = \frac{n}{n_0} = \exp \left(\int_{r_1}^{r_2} \alpha(x) dx \right) \quad (3.21)$$

Der Verstärkungsfaktor beträgt für die HADES Driftkammern etwa $2 - 3 \cdot 10^5$ [Zen97].

Um den Anodendraht entsteht so eine Wolke von geladenen Teilchen. Die Elektronen erreichen bei hohen Driftgeschwindigkeiten von ungefähr $1000 - 1500 \mu\text{m/ns}$ [Zen97] die Anode nach weniger als 1ns . Es ergibt sich ein kurzer Puls. Die verbleibenden Ionenrümpfe driften zur Kathode und influenzieren den Hauptanteil des Pulses. Dem elektrischen Feld wird zur Beschleunigung der freien Ladungen Energie entzogen. Diese Energie ist $dW = CUdU$ und führt zu einer Abnahme der Spannung an der Driftzelle um den Betrag dU , der gemessen werden kann. Die Driftzelle kann als ein Kondensator mit Kathode und Anode betrachtet werden. Dieser Kondensator wird dann über einen Vorwiderstand wieder auf die volle Spannung U aufgeladen.

Kapitel 4

Simulation der Driftzelle

Die Eigenschaften der Driftkammern werden mit zwei Methoden untersucht: Zum einen können die einzelnen Driftzelle mit den Simulationsprogrammen GARFIELD [Gar00], HEED [Hee99] und MAGBOLTZ [Bia88] [Mag00] studiert werden, zum anderen lassen sich die eine oder mehrere Driftkammern im Spurverfolgungssystem des Experimentes mit dem Simulationsprogramm GEANT [Gea04] (s. Abschnitt 5) untersuchen. Ziel des folgenden Kapitels soll die detaillierte Untersuchung der Driftzellen der HADES-Driftkammern sein. Die durch die Simulation der Driftzellen gewonnenen Informationen werden in Abschnitt 5.1 verwendet, um das Verhalten einer Driftkammer in der Simulation des Spurverfolgungssystems in GEANT abzubilden (*detector response*).

Für die Untersuchung der Driftzellen mit GARFIELD ergeben sich folgende Themen:

- Die Eigenschaften des angelegten elektrischen Feldes können untersucht und optimiert werden.
- Die Eigenschaften des Zählgases, wie Driftgeschwindigkeit der Elektronen, Diffusionskoeffizienten, *Townsend*-Koeffizienten und *Attachment*-Koeffizienten können detailliert als Funktion des angelegten elektrischen Feldes untersucht werden.
- Der Einfluss eines magnetischen Feldes auf die Drift der Elektronen kann simuliert werden (Lorentz-Winkel).
- Untersuchung der Ort-Zeit-Korrelation der Driftzelle. Die Abhängigkeit vom verwendeten Zählgas und den Gasparametern wie Temperatur und Gasdruck kann detailliert simuliert werden.
- Untersuchung der Auflösung der Driftzelle als Funktion der primären Ionisationsdichte. Die Menge und Verteilung der durch eine Teilchenspur erzeugten Primärionisation wirkt sich auf die intrinsische Auflösung einer Driftzelle aus.
- Untersuchung des Energieverlustes der Teilchen in der Driftzelle. Die Menge und Verteilung der durch eine Teilchenspur erzeugten Primärionisation kann hier studiert und in Beziehung zur Breite des am Ausleседrahtes induzierten Signals gesetzt werden.
- Untersuchung der Auswirkung der Diskriminator-Schwellen auf die Orts-Zeit-Korrelation, die intrinsische Auflösung und die Nachweiseffizienz der Driftzelle.

4.1 Geometrie der Driftzellen

Die Definition der Geometrie der Driftzelle wird über Kathoden-, Auslese- und Felddrähte, deren Material und Durchmesser, die Drahtspannung (*wire tension*) und das an die Drähte angelegte Potential bestimmt. Das Modell der Driftzellen der HADES-Driftkammern besteht in der vorliegenden Arbeit aus einer zweidimensionalen Darstellung eines Verbundes von Driftzellen, das heißt, die zu simulierende Driftzelle wird nicht alleine simuliert, sondern es werden auch die angrenzenden Zellen innerhalb der

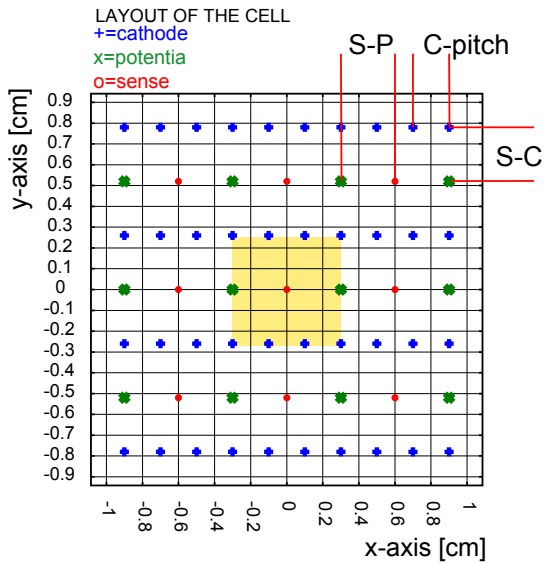


Abbildung 4.1: Geometrie einer Driftzelle für MDCII. Die Positionen der Kathodendrähte sind mit + (blau), die Auslesedrähte mit o (rot) und die Potentialdrähte mit x (grün) bezeichnet. Der gelb unterlegte Bereich markiert eine Driftzelle.

MDC	I	II	III	IV
	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
S-P	2.5	3.0	6.0	7.0
S-C-layer	2.5	2.6	4.0	5.0
C-pitch	2.0	2.0	3.0	4.0

Tabelle 4.1: Geometrie der GARFIELD-Modelle. S-P bezeichnet den Abstand zwischen Auslese- und Potentialdraht (*sense wire* und *potential wire*), S-C-layer gibt den Abstand der Auslesedraht- zur Kathodendrahtebene an, C-pitch steht für den Abstand zweier Kathodendrähte.

Driftzellenebene und die angrenzenden Driftzellenebenen mit in die Simulation einbezogen, um Potentialverzerrungen am Rand der Driftzelle realistisch zu simulieren. Zu beachten ist, dass die Geometrie für jeden der vier verschiedenen Typen (MDCI-IV) der HADES-Driftkammern unterschiedlich ist. Die Kathodendrähte verlaufen im Modell parallel zu den Auslese- und Potentialdrähten.

Das geometrische Modell einer Driftzelle (MDCII) ist in Abbildung 4.1 (s. Seite 36) dargestellt. Die Daten der Geometrie der Modelle sind in Tabelle 4.1 (s. Seite 36) zusammengefasst.

4.2 Feld- und Potentialverteilungen

	MDCI	MDCII	MDCIII	MDCIV
Design	-1,8 kV	-1,85 kV	-2,2 kV	-2.4 kV
Experiment	-1,7 ... -1.8 kV	-1,75 ... -1.85 kV	-1.85 ... -2.0 kV	-2.2 ... -2,4 kV

Tabelle 4.2: Potential an den Kathoden- und Potentialdrähten für die verschiedenen Kammertypen.

GARFIELD ermöglicht die Berechnung und Darstellung des elektrischen Feldes und des Potentials für eine gegebene zweidimensionale Geometrie. Im Falle der HADES Driftkammern werden die Kathodendrähte und die Potentialdrähte der Driftkammer mit gleich hoher Spannung betrieben. Die ursprünglichen Spannungen des Designs betragen dabei -1800 V für die Kammern vom Typ MDCI, -1850 V für die Kammern vom Typ MDCII, -2200 V für die Kammern des Typs MDCIII und -2400 V für die Kammern des Typs MDCIV. Diese Werte wurden im Experiment leicht verändert, um die Stabilität

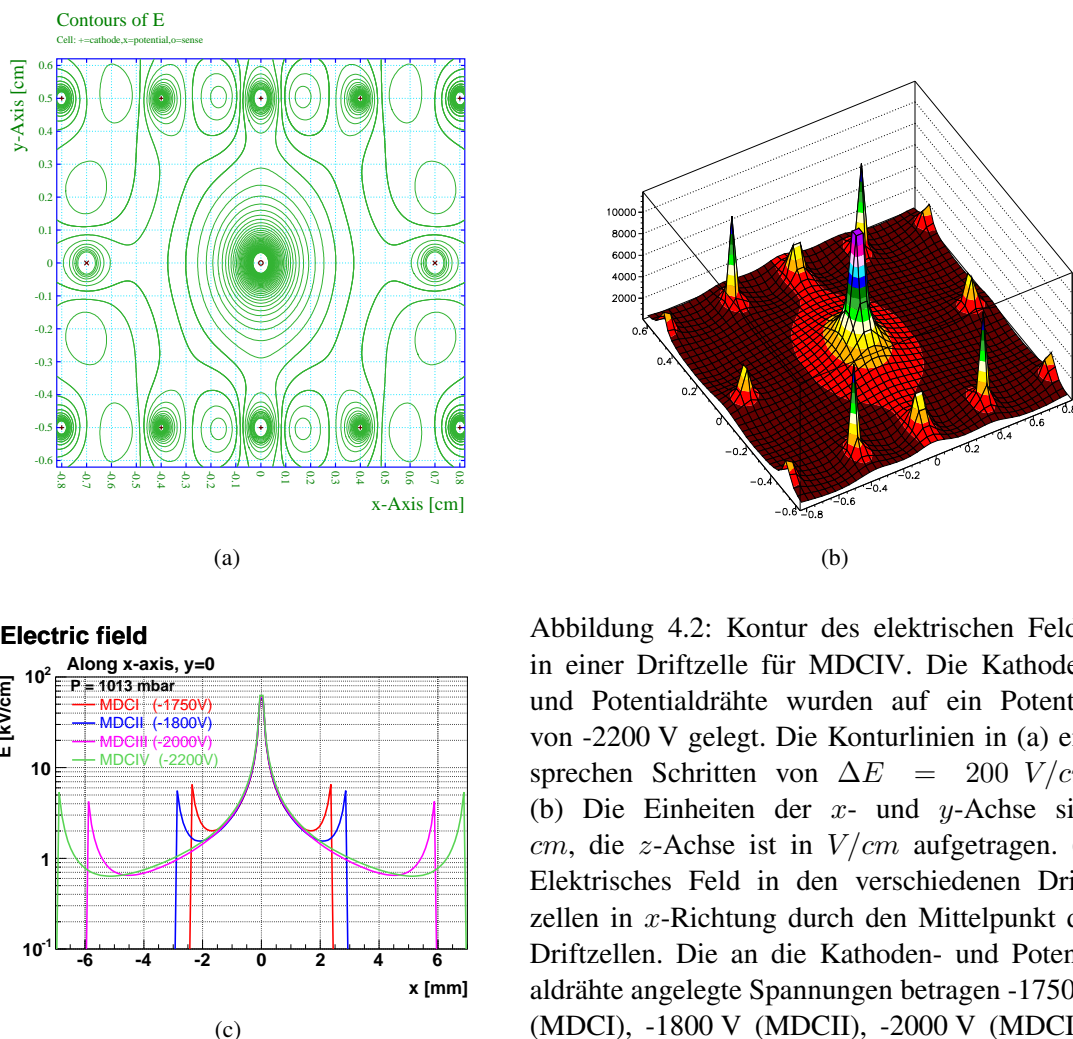


Abbildung 4.2: Kontur des elektrischen Feldes in einer Driftzelle für MDCIV. Die Kathoden- und Potentialdrähte wurden auf ein Potential von -2200 V gelegt. Die Konturlinien in (a) entsprechen Schritten von $\Delta E = 200$ V/cm. (b) Die Einheiten der x - und y -Achse sind cm, die z -Achse ist in V/cm aufgetragen. (c) Elektrisches Feld in den verschiedenen Driftzellen in x -Richtung durch den Mittelpunkt der Driftzellen. Die an die Kathoden- und Potentialdrähte angelegte Spannungen betragen -1750 V (MDCI), -1800 V (MDCII), -2000 V (MDCIII) und -2200 V (MDCIV).

des Betriebs der Kammern zu gewährleisten. Eine Zusammenfassung der Potentialwerte findet sich in Tabelle 4.2 (s. Seite 36). Die nachfolgenden Simulationen wurden mit den Werten der im Experiment benutzten Hochspannung durchgeführt. Für das elektrische Feld innerhalb der Driftzelle gilt:

- Einen massiven Anstieg des elektrischen Feldes kann man in unmittelbarer Nähe des Ausleседrahtes beobachten. In diesem Bereich findet die Gasverstärkung in der Driftzelle statt.
- Der überstrichene Bereich des elektrischen Feldes ist weit und reicht von sehr kleinen Werten ($< 1 kV/cm$) über mittlere Werte im mittleren Bereich der Driftzelle ($> 1 kV/cm$ und $< 10 kV/cm$) zu hohen Werten ($> 10 kV/cm$) am Ausleседraht. Dies führt wie in Abschnitt 4.3 und 4.4 gezeigt wird, zu einem weiten Bereich von Driftgeschwindigkeiten innerhalb der Driftzelle.

Abbildung 4.2 (s. Seite 37) zeigt die Kontur des elektrischen Feldes am Beispiel der Driftzelle vom Typ MDCIV. In Abbildung 4.2 (c) (s. Seite 37) ist der Verlauf des elektrischen Feldes entlang der

x -Achse der Driftzellen durch den Mittelpunkt der Driftzelle dargestellt. Die an die Kathoden- und Potentialdrähte angelegte Spannungen betragen -1750 V (MDCI), -1800 V (MDCII), -2000 V (MDCIII)

	0,25 mm vom Auslesedr. [kV/cm]	max. Feld [kV/cm]	min. Feld [kV/cm]	Mitte zwischen Auslese- und Potentialdr. [kV/cm]
MDCI-II	10	60	1,5-2	1,8-2,2
MDCII-IV	10	60	0,65	0,8-0,9

Tabelle 4.3: Elektrisches Feld in den verschiedenen Driftzellen in x -Richtung durch den Mittelpunkt der Driftzellen. Die an die Kathoden- und Potentialdrähte angelegte Spannungen betragen -1750 V (MDCI), -1800 V (MDCII), -2000 V (MDCIII) und -2200 V (MDCIV).

und -2200 V (MDCIV). Für die inneren Driftkammern (MDCI und MDCII) tritt in der Mitte zwischen Feld- und Auslesedraht ein elektrisches Feld von $\sim 1,8 - 2,2 \text{ kV/cm}$ auf, für die äußeren Driftkammern erreicht das elektrische Feld hier $\sim 0,8 - 0,9 \text{ kV/cm}$. Für Abstände von weniger als $0,25 \text{ mm}$ vom Auslesedraht beträgt das elektrische Feld über 10 kV/cm . Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 (s. Seite 38) zusammengefasst.

4.3 Driftgeschwindigkeiten und Linien gleicher Driftzeit

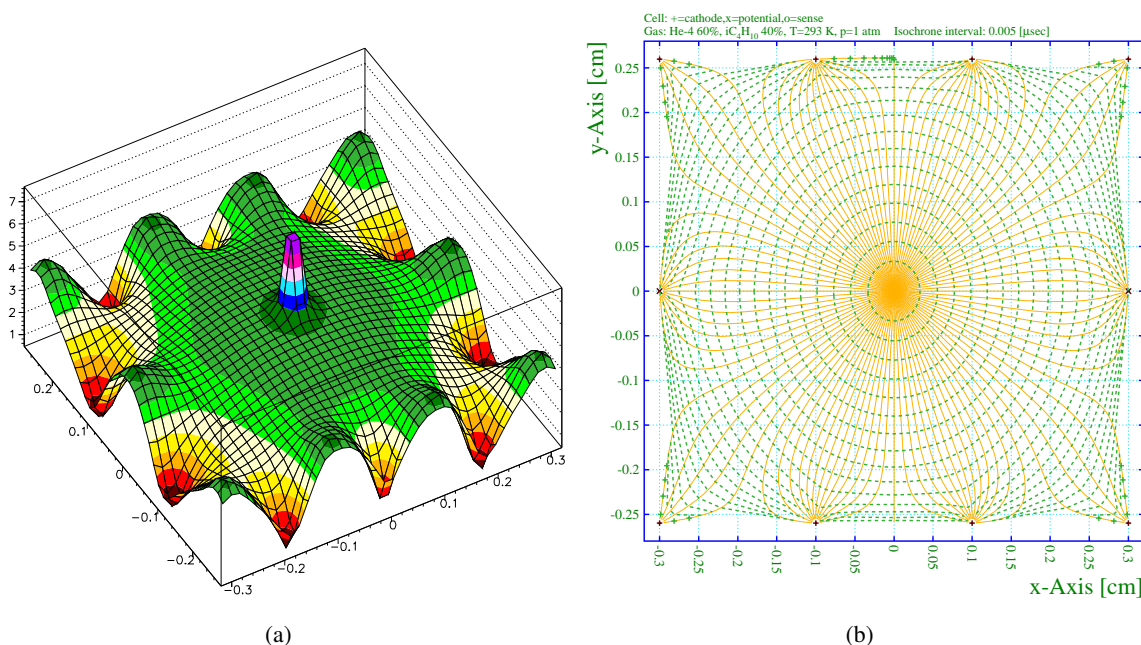


Abbildung 4.3: (a) Driftgeschwindigkeit V_{Drift} in der Driftzelle für MDCII bei -1800 V Kathoden-/Potentialdrahtpotential. Die Einheiten der x - und y -Achse sind cm , die z -Achse ist in $cm/\mu s$ aufgetragen. (b) Linien gleicher Driftzeit in der Driftzelle für MDCII bei -1800 V Kathoden-/Potentialdrahtpotential. Die Zeitspanne zwischen zwei Isochronen beträgt $\Delta t = 5 \text{ ns}$.

Um einen Überblick über die in den Driftzellen der einzelnen Kammertypen auftretenden Driftgeschwindigkeiten zu bekommen, muss man sich zunächst vergegenwärtigen, dass die Driftgeschwindigkeit für ein gegebenes Zählgas in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke variiert. Wie in Abschnitt 4.2 gezeigt wird, ist das elektrische Feld im Bereich der Driftzelle nicht konstant. In Abschnitt 4.4 wird die Variation der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit des elektrischen Feldes besprochen und hier soll nun gezeigt werden, wie sich die Driftgeschwindigkeit innerhalb der Driftzelle verändert. In Abbildung 4.3 (a) (s. Seite 38) ist eine zweidimensionale Darstellung der Driftgeschwindigkeit V_{Drift} innerhalb der Driftzelle zusehen. Die Simulation der Driftgeschwindigkeit wurde für MDCII bei -1800 V Kathoden-/Potentialdrahtpotential durchgeführt. Die mittlere Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle für ein $He/i - Butan$ -Gasmischung von (60/40) liegt für die verschiedenen Driftzellentypen bei $40,7\ \mu\text{m/ns}$, $40,4\ \mu\text{m/ns}$, $36,7\ \mu\text{m/ns}$ und $35,7\ \mu\text{m/ns}$ wie in Tabelle 4.4 (s. Seite 40) zusammengefasst wird. Es lassen sich folgende Beobachtungen machen:

- Die Driftgeschwindigkeit ist über den größten Teil der Driftzelle nur kleinen Veränderungen unterworfen. Die Veränderungen sind geringer als die Veränderungen des elektrischen Feldes. Dies liegt daran, dass die Driftgeschwindigkeit als Funktion des elektrischen Feldes ein Plateau für mittlere Feldstärken besitzt (s. Abschnitt 4.3). Dies ist der gewünschte Effekt. Eine homogene Driftgeschwindigkeit in der Driftzelle wirkt sich günstig auf die Ankunftszeitverteilung der von einer Teilchenspur driftenden Elektronen, und damit auf die Zeitauflösung der Driftzelle, aus (s. Abschnitt 4.8.3).
- Die Driftgeschwindigkeit erreicht den Maximalwert bei maximalem elektrischem Feld in der unmittelbaren Nähe des Auslesedrahtes. Im Bereich der Gasverstärkung spricht man im Allgemeinen nicht mehr von einer "Drift" der Elektronen.
- Die Driftgeschwindigkeit erreicht den Minimalwert bei minimalem elektrischem Feld in der unmittelbaren Nähe der Kathoden- und Potentialdrähte.
- Die Driftgeschwindigkeit variiert im mittleren Bereich der Driftkammern vom Typ MDCI und MDCII weniger stark als den Typen MDCIII und MDCIV.
- Die Driftgeschwindigkeit liegt im mittleren Bereich der Driftkammern vom Typ MDCI und MDCII bei höheren Werten als bei den Typen MDCIII und MDCIV.

Da die Driftgeschwindigkeit innerhalb einer Driftzelle nicht konstant ist, ergibt sich für die durch ein Teilchen entlang einer Teilchenspur erzeugten Elektronen eine nicht triviale Beziehung zwischen der Länge des Driftweges und der für das Driften der Elektronen vom Entstehungsort zum Auslesedraht benötigten Driftzeit. Die Länge der Driftstrecke entspricht dabei nicht notwendigerweise der kürzesten Distanz zwischen Entstehungsort und dem Auslesedraht, da die Elektronen entlang des Gradienten des elektrischen Feldes driften. So erreichen die Elektronen, die innerhalb einer Zelle im gleichen Abstand vom Signaldraht erzeugt werden, nicht notwendigerweise zur gleichen Zeit den Signaldraht. Im umgekehrten Sinn werden die Entstehungsorte der Elektronen in der Ort-Zeit-Korrelation für gleiche Driftzeiten unterschiedlich weit vom Auslesedraht entfernt sein. Diese Linien zeitgleicher Driftzeit werden Isochronen genannt. GARFIELD simuliert diese Isochronen durch rückwärts vom Auslesedraht driftende Positronen. In Abbildung 4.3 (b) (s. Seite 38) sind die Isochronen für eine Driftzelle vom Typ MDCII zu sehen. Es können folgende Beobachtungen zusammengefasst werden:

- Die resultierenden Driftzeiten der Elektronen sind für Driftkammern des Typs MDCI und MDCII deutlich geringer als für die Typen MDCIII und MDCIV. Dies liegt zum einen an den unterschied-

lichen Größen der Driftzellen und zum anderen an den niedrigeren Driftgeschwindigkeiten in den Typen MDCIII und MDCIV.

- Deutlich beobachtbar sind die Isochronen in den Randbereichen der Driftzellen im Vergleich zu Kreisen deformiert. In diesen Bereichen können sehr lange Driftzeiten der Elektronen entstehen (*tails*).
- Die Verformung der Isochronen ist in den Kammern der Typen MDCIII und MDCIV stärker ausgeprägt.

	MDCI	MDCII	MDCIII	MDCIV
$V_{Drift} [\mu m/ns]$	40,7	40,4	36,7	35,7

Tabelle 4.4: Mittlere Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle für ein $He/i - Butan$ -Gasmischung von (60/40) und $-1750 V$, $-1800 V$, $-2000 V$ und $-2200 V$ Potential an Kathoden- und Potentialdrähten.

4.4 Einfluss der Gaszusammensetzung und der Gasparameter auf die Elektronendriftgeschwindigkeit

Im Folgenden Abschnitt soll nun näher untersucht werden, wie sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im jeweiligen Zählgas verändert, wenn man die Mischungsverhältnisse von *Helium* und *i - Butan*, der Beimischung von O_2 oder H_2O zum Zählgas oder die Gastemperatur und den Gasdruck variiert. Im späteren Abschnitt 4.7 soll dann abgeschätzt werden, wie groß die Fehler aufgrund dieser Faktoren in der Driftzeitmessung werden können.

O_2 und H_2O sind hier die wichtigsten Verunreinigungen im Zählgas, da sie durch die Mylar-Folien und durch die Dichtungen zwischen den Rahmen der Drahtebenen der Driftkammer ins Gasvolumen diffundieren können. Der Sauerstoffgehalt im Gas der Driftkammern während eines Experimentes im April 2002 ist in Abbildung 4.4 (a) (s. Seite 41) dargestellt. Die O_2 -Konzentration wird am Ausgang des Gassystems für alle Kammern gemeinsam gemessen und ist demnach innerhalb einer einzelnen Kammer nicht genau bekannt. Die Konzentration schwankt zwischen $500 ppm$ und $1000 ppm$. Wenn die Zirkulation des Gases im Gassystem für längere Zeit unterbrochen ist, steigt die Sauerstoffkonzentration auf über $1000 ppm$. Nachdem Einschalten des Gassystems vergehen in etwa 24 Stunden, bis die Sauerstoffkonzentration sich auf einem Wert von $500 ppm$ einpendelt. Werden neue *i - Butan*-Gasflaschen an das Gassystem angeschlossen oder erreichen die Kartuschen des Gasreinigungssystems ihre Aufnahmekapazität, steigt die Konzentration des Sauerstoffes im Gas. Für O_2 entsprechen die Werte der Kontamination den Konzentrationen, die dem Alterungsprozess der Driftkammern entgegenwirken [Hoh02]. Für H_2O werden zum Zwecke der Vorbeugung gegen Alterungsprozesse Beimischungen zum Zählgas in der Höhe einiger Prozent diskutiert. In Abschnitt B.1.1 wird die Problematik des Alterns der Driftkammer ausführlich besprochen.

Die Temperatur des Gases in den Driftkammern bewegt sich im Experiment in einem relativ engen Rahmen. Die minimale Temperatur beträgt dabei $\sim 20^\circ C$ da die Experimenthalle klimatisiert ist, und das Zählgas auf dem Weg durch die Gasleitungen Raumtemperatur erreicht, bevor es in die Driftkammern gelangt. Die genaue Temperatur des Gases innerhalb der Driftkammern ist nicht bekannt, jedoch erreichen die Rahmen der Driftkammern, auf denen die Ausleseelektronik angebracht ist, teilweise bis

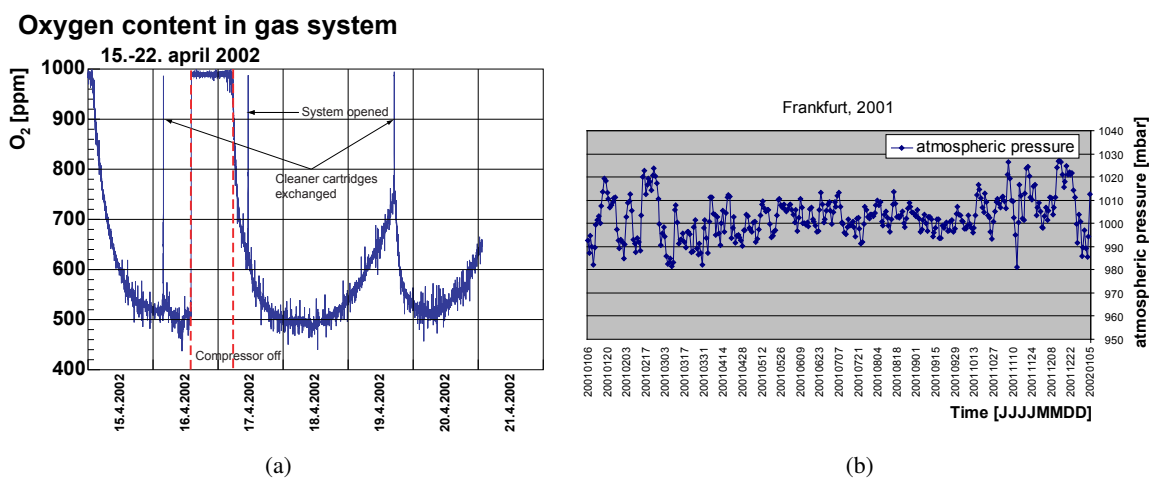


Abbildung 4.4: (a) O₂-Konzentration am Ausgang des Gassystems während eines Experimentes im April 2002. Arbeiten am Gassystem, Sättigung der Kartuschen des Reinigungssystems und Unterbrechungen der Gaszirkulation führen zu Schwankungen der Sauerstoffkonzentration im Gas. (b) Schwankung des Luftdrucks in Frankfurt am Main für das Jahr 2001 [DWD04].

zu 35 °C [Ros02]. Dieser Wert kann als obere Grenze der Temperatur des Gases in den Driftkammern angenommen werden.

Der Gasdruck innerhalb der Driftkammern schwankt mit dem Luftdruck, da eine Regelung im Gassystem der Driftkammern den Gasdruck innerhalb der Kammern bei einem geringen Überdruck gegenüber dem Außendruck von weniger als 1 mbar hält. Für die Abschätzung der maximalen Luftdruckschwankungen wurden die Daten des Deutschen Wetterdienst [DWD04] herangezogen. In Abbildung 4.4 (b) (s. Seite 41) ist der in Frankfurt gemessene Luftdruck für das Jahr 2001 dargestellt. Es konnten für den Luftdruck Werte zwischen 981 mbar und 1027 mbar gemessen werden. Die Schwankungen innerhalb eines Jahres betragen ~ 50 mbar, die Schwankungen innerhalb weniger Tage können ebenfalls ~ 50 mbar betragen (z.B. 7.11-13.11.2001).

Für die Zusammensetzung der Gasmischung kann angenommen werden, dass die Anteile von *Helium* und *i-Butan* im Zählgas mit einer Genauigkeit von besser als $\pm 2\%$ bestimmt werden können.

Für die nachfolgenden Untersuchungen wurden die Parameter Gasdruck, Gastemperatur, H₂O-Konzentration, O₂-Konzentration und Zusammensetzung der *He/i-Butan*-Gasmischung in weiteren Bereichen als den im Experiment zu erwartenden Werten variiert, um die auftretenden Effekte zu verdeutlichen.

Das in den Driftzellen anliegende elektrische Feld ist in Abbildung 4.2 (s. Seite 37) für die verschiedenen Driftkammern dargestellt. Für die inneren Driftkammern (MDCI und MDCII) tritt in der Mitte zwischen Feld- und Auslesedraht ein elektrisches Feld von $\sim 1,8 - 2,2$ kV/cm auf, für die äußeren Driftkammern erreicht das elektrische Feld hier $\sim 0,8 - 0,9$ kV/cm. Für Abstände von weniger als 0,25 mm vom Auslesedraht beträgt das elektrische Feld über 10 kV/cm. Für die Auswirkung auf die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und damit auf die Ort-Zeit-Korrelation der Driftzelle ist der Bereich zwischen 1 – 7 kV/cm ausschlaggebend, da die driftenden Elektronen im größten Bereich der Driftzelle solchen Feldern ausgesetzt sind.

Wie in Abbildung 4.5 (s. Seite 43) dargestellt ist, verändert sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in Zählgas durchaus unterschiedlich für die verschiedenen untersuchten Parameter. Bei der Variation der Gasmischung kann man feststellen, dass die Driftgeschwindigkeit im mittleren Feldstärkebereich

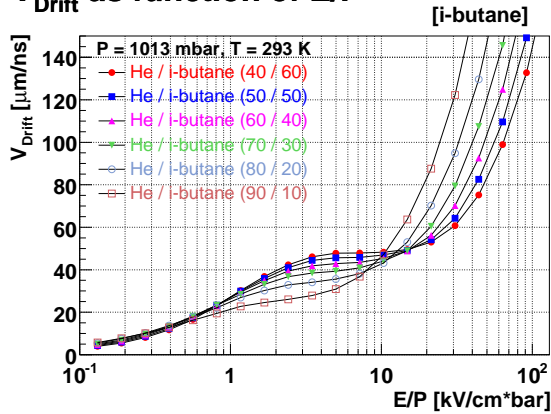
($E/P > 1 \text{ kV/cmbar}$ und $E/P < 10 \text{ kV/cmbar}$) für steigende *Helium*-Anteile sinkt und umgekehrt im Bereich hoher Feldstärken steigt. Die Veränderung der O_2 -Konzentration zwischen 0 % und 5 % zeigt keinen Effekt auf die resultierende Driftgeschwindigkeit. Die Veränderung von Gastemperatur und Gasdruck zeigt nur geringe Effekte auf die Driftgeschwindigkeit im Rahmen der zu erwartenden Skalierung über die Gasgleichung. Die Veränderung der H_2O -Konzentration zwischen 0 % und 5 % zeigt eine Veränderung der Driftgeschwindigkeit unterhalb einer Feldstärke von $E/P < 5 \text{ kV/cmbar}$. Dies führt zu einer signifikanten Veränderung der Ort-Zeit-Korrelation der Driftzelle.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst. Die Auswirkung der Änderung der Gasparameter auf die Ort-Zeit-Korrelation der Driftzelle wird in Abschnitt 4.7 diskutiert.

variiertes Parameter	Driftgeschwindigkeit
Mischung	steigt mit zunehmenden <i>i-Butan</i> -Anteil $\sim 0,5\%/%$ ($E/P < 10 \text{ kV/cmbar}$)
Temperatur	steigt mit steigender Temperatur
Druck	sinkt mit steigendem Druck
O_2 -Konz.	sehr gering
H_2O -Konz.	sinkt mit steigender Konzentration für $E/P < 5 \text{ kV/cmbar}$

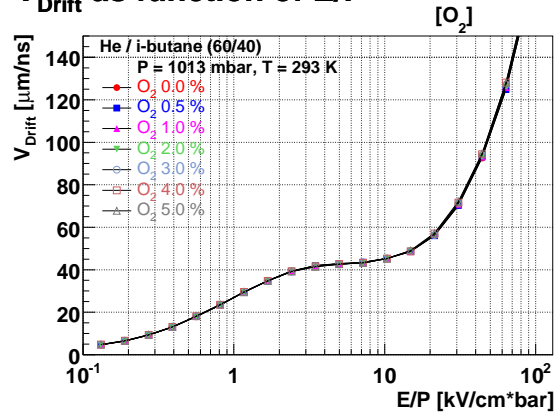
Tabelle 4.5: Einfluss der Gasmischung und Gasparameter auf die Driftgeschwindigkeit

V_{Drift} as function of E/P



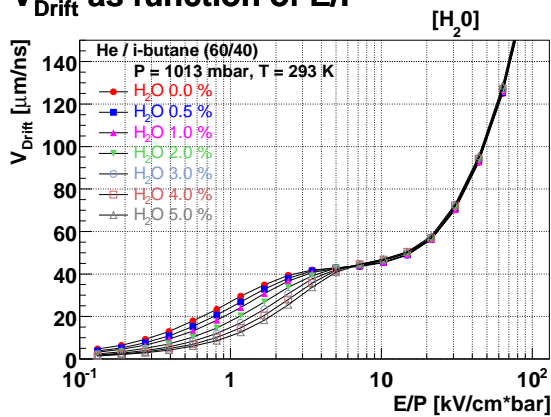
(a)

V_{Drift} as function of E/P



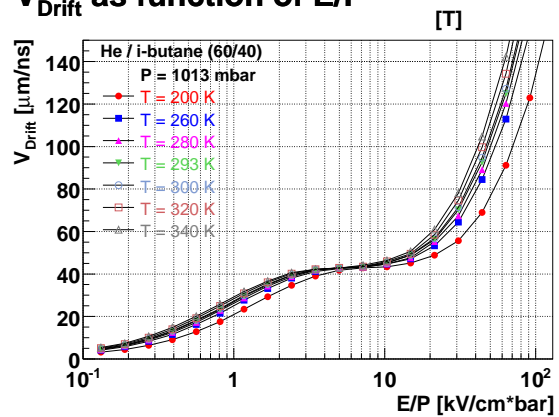
(b)

V_{Drift} as function of E/P



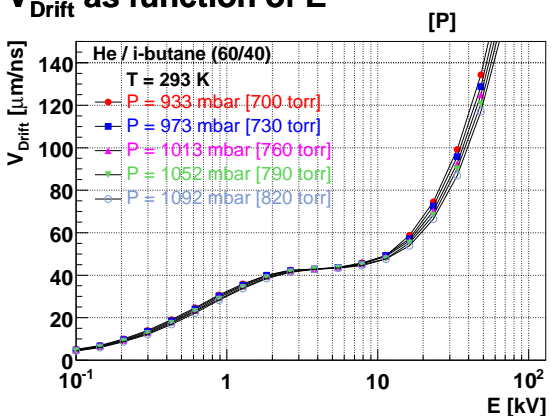
(c)

V_{Drift} as function of E/P



(d)

V_{Drift} as function of E



(e)

Abbildung 4.5: Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit V_{Drift} vom angelegten elektrischen Feld für (a) verschiedene He/i-Butan-Gasmischungen, (b) verschiedene O₂-Konzentrationen, (c) verschiedene H₂O-Konzentrationen, (d) verschiedene Gastemperaturen und (e) verschiedene Gasdrücke.

4.5 Einfluss der Gaszusammensetzung und der Gasparameter auf Townsend-, Attachment- und Diffusionskoeffizienten

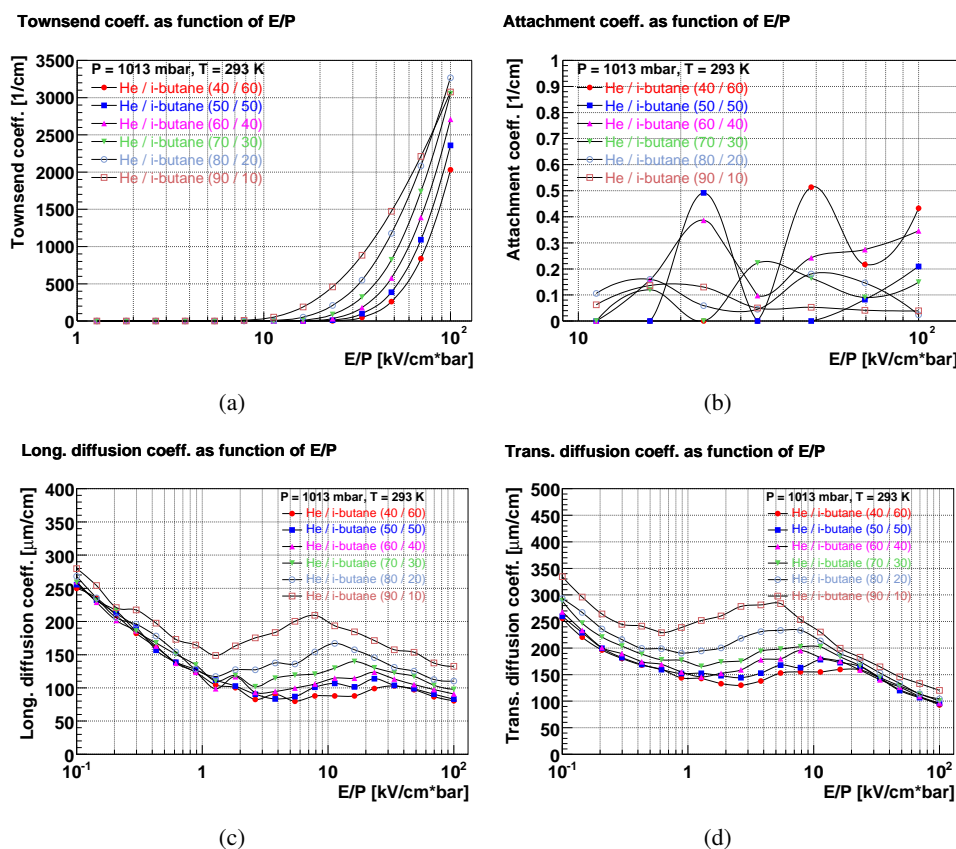


Abbildung 4.6: (a) *Townsend*-, (b) *Attachment*-, (c) longitudinaler und (d) transversaler Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit des elektrischen Feldes für verschiedene He/i – *Butan*-Gasmischungen.

Neben dem elektrischen Feld innerhalb der Driftzelle wird die Driftgeschwindigkeit von Elektronen von dem verwendeten Zählgas bestimmt. Die Wahl des Zählgases und dessen Zusammensetzung bei mehrkomponentigem Zählgas, sowie der Beimischungen von Verunreinigungen wie O_2 und H_2O (unter manchen Umständen ein gewünschter Effekt [Hoh02], s. Abschnitt B.1.1), sowie der Gastemperatur und des Gasdrucks beeinflussen die Drift von Elektronen innerhalb der Driftzelle. Neben der Driftgeschwindigkeit der Elektronen, die in Abschnitt 4.4 behandelt wird, sind dabei vor allem der *Townsend*-Koeffizient (Multiplikations-Koeffizient), der *Attachment*-Koeffizient (Anhaftungs-Koeffizient) und die Diffusionskoeffizienten in longitudinaler und transversaler Richtung zur Elektronendrift von Bedeutung. Für He/i – *Butan*-Gasmischungen stimmen die mit MAGBOLZ berechneten Diffusionskoeffizient gut mit experimentellen Messungen über ein [vH99].

Abbildung 4.6 (s. Seite 44) zeigt *Townsend*-, *Attachment*-, longitudinalen und transversalen Diffusionskoeffizienten als Funktion des reduzierten elektrischen Feldes für verschiedene He/i – *Butan*-Gasmischungen zwischen (40/60) und (90/10). Der *Townsend*-Koeffizient steigt dabei mit dem *Helium*-Gehalt der Gasmischung im Bereich über 10 kV/cm deutlich an, wohingegen der *Attachment*-Koeffizient mit steigendem *Helium*-Anteil sinkt. Der longitudinale und transversale Diffusionskoeffizient

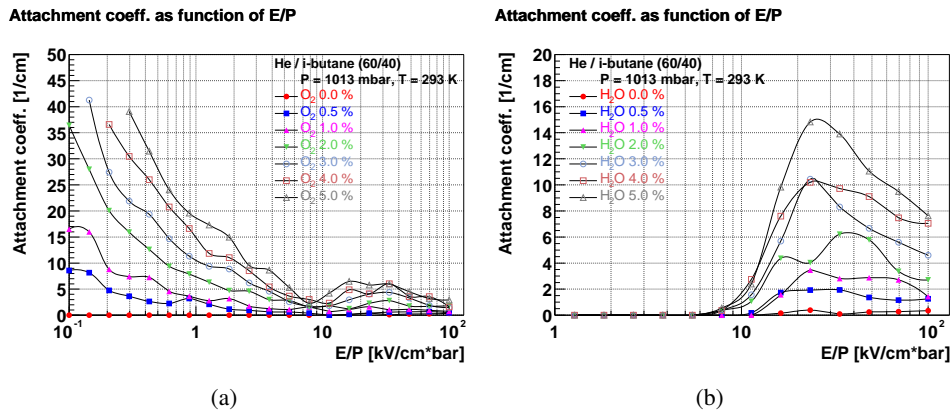


Abbildung 4.7: Attachment-Koeffizient in Abhängigkeit des reduzierten elektrischen Feldes für (a) verschiedene O_2 -Konzentrationen und (b) verschiedene H_2O -Konzentrationen in einer He/i – Butan-Gasmischung (60/40).

Variierter Parameter	Townsend	Attachment	long. Diff.	trans. Diff.
Mischung	ja	ja	ja	ja
Druck	wenig	wenig	wenig	wenig
Temperatur	wenig	wenig	wenig	wenig
O_2 -Konz.	wenig	ja	wenig	wenig
H_2O -Konz.	wenig	ja	ja	ja

Tabelle 4.6: Einfluss der Gasmischung und Gasparameter auf die Townsend-, Attachment- und Diffusionskoeffizienten. Eingetragen ist der qualitativ beobachtbare Effekt bei Variation der Parameter.

steigt mit steigendem *Helium*-Anteil in der Gasmischung an, wobei zwischen (40/60) und (70/30) Mischungsverhältnis nur ein kleiner Effekt bemerkbar ist. Das Ansteigen der Diffusionskoeffizienten für Gasmischungen mit geringem *i* – Butan-Anteil führt zu einer Verschlechterung der Zeitauflösung der Driftzelle (s. Abschnitt B.1.3). Keiner der Gaskoeffizienten ist sensitiv auf eine Veränderung des Gasdruckes (s. Abbildung A.3, Seite 144) und der Gastemperatur (s. Abbildung A.4, Seite 145). Der Attachment-Koeffizient steigt mit zunehmender O_2 -Konzentration in der He/i – Butan-Gasmischung für reduzierte Feldstärken $< 10 \text{ kV/cmbar}$ stark an (s. Abbildung 4.7 (a), Seite 45). Die Auswirkung der Elektronenanhaftung durch eine Beimischung von O_2 zum Zählgas liegt somit hauptsächlich im Driftbereich und nicht im Gasverstärkungsbereich der Driftzelle. Durch eine Kontamination ist mit einer deutlichen Reduktion des Signals am Auslesedraht zu rechnen, da ein großer Teil der primär produzierten Elektronen den Gasverstärkungsbereich nahe dem Auslesedraht nicht mehr erreicht. Dieser Effekt ist in der Literatur gut bekannt [Go101]. Der Townsend-, der longitudinalen und der transversalen Diffusionskoeffizienten der Gasmischung werden durch die Beimischung von Sauerstoff zum Zählgas minimal verändert (s. Abbildung A.1, Seite 142).

Wird dem Zählgas H_2O beigemischt (s. Abbildung 4.7 (b), Seite 45), so steigt der Attachment-Koeffizient der Gasmischung mit zunehmender H_2O -Konzentration für reduzierte Feldstärken $> 10 \text{ kV/cmbar}$ deutlich an. Im Gegensatz zu Kontamination mit O_2 liegt dabei die Auswirkung einer Beimischung von H_2O zum Zählgas hauptsächlich im Gasverstärkungsbereich und nicht im Driftbereich der Driftzelle. Durch eine Kontamination ist mit einer Reduktion des Signals am Auslesedraht zu rechnen, da die Gasverstärkung nahe dem Auslesedraht vermindert wird. Der Townsend-Koeffizient zeigt dabei keine

Veränderung mit der H_2O -Konzentration. Der longitudinale und der transversale Diffusionskoeffizient sinkt mit steigender H_2O -Konzentration (s. Abbildung A.2, Seite 143)). Die Zugabe von einigen Prozent H_2O könnte zu einer Verbesserung der Zeitauflösung der Driftzelle führen. Der Effekt sollte aber weniger stark ausfallen, als bei einer Erhöhung des i – $Butan$ -Anteils im Zählgas. Eine qualitative Zusammenfassung der beobachteten Effekte ist in der Tabelle 4.6 zu finden.

4.6 Primärisation und Energieverlust

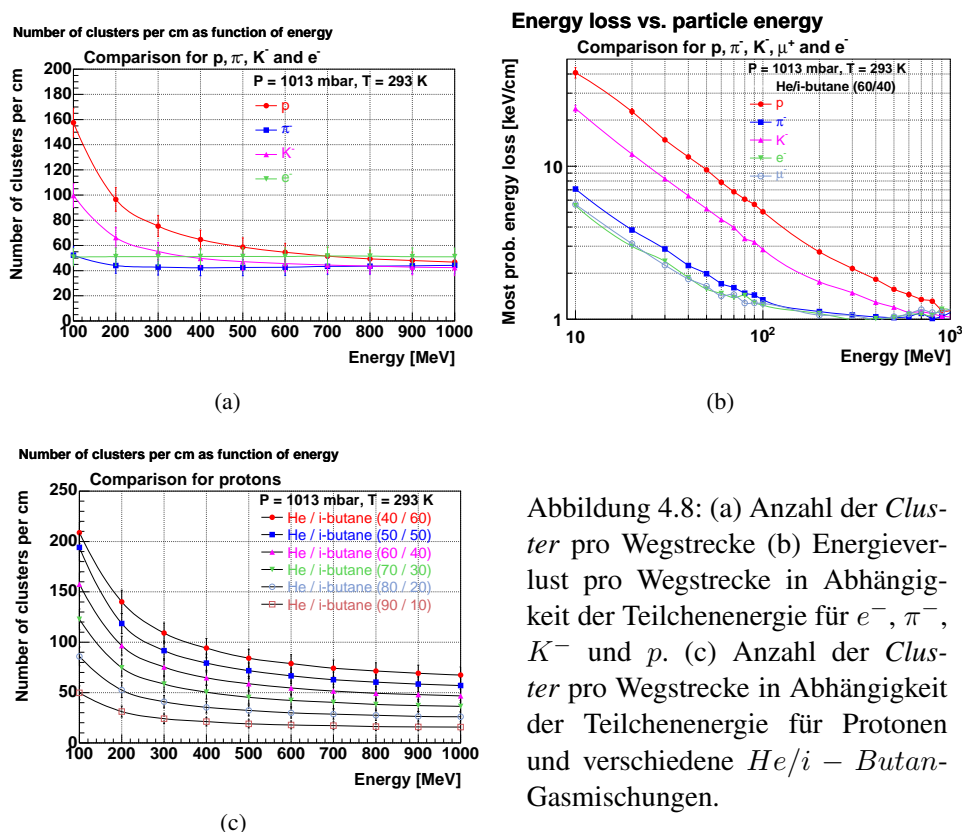


Abbildung 4.8: (a) Anzahl der *Cluster* pro Wegstrecke (b) Energieverlust pro Wegstrecke in Abhängigkeit der Teilchenenergie für e^- , π^- , K^- und p . (c) Anzahl der *Cluster* pro Wegstrecke in Abhängigkeit der Teilchenenergie für Protonen und verschiedene *He/i-Butan*-Gasmischungen.

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie sich die Primärisation in Abhängigkeit der kinetischen Energie eines Teilchens ändert. Die Ionisationsdichte wirkt sich auf die Ort-Zeit-Korrelation der Driftzelle sowie auf deren intrinsische Zeitauflösung aus (s. Abschnitt 4.8.4). Zur Diskussion der verschiedenen Größen werden hier Protonen mit unterschiedlicher kinetischer Energie verwendet.

Freie Ladungsträger werden in *Cluster* unterschiedlicher Größe und Häufigkeit erzeugt. Bemerkenswert ist, dass ein *Cluster* bis zu 100 Elektronen umfassen kann, auch wenn die Wahrscheinlichkeit dafür gering ist. Die häufigste Größe eines *Clusters* beträgt etwa 1,8 Elektronen pro *Cluster* und die Wahrscheinlichkeit für einen *Cluster* mit mehr als 10 Elektronen ist kleiner als 1:1000. Die häufigste pro *Cluster* deponierte Energie beträgt 15 eV. Bei 100 MeV Teilchenenergie erzeugt ein Proton etwa 160 *Cluster/cm*, wohingegen Pionen und Elektronen nur etwa 50 *Cluster/cm* generieren. Diese Zahlen der *Cluster/cm* entsprechen ungefähr 6 keV/cm Energieverlust für Protonen und 1,5 keV/cm Energieverlust für Pionen und Elektronen.

Die allgemeine Abhängigkeit der Anzahl der *Cluster* pro Wegstrecke ist in Abbildung 4.8 (s. Sei-

te 46) wiedergegeben. Gut zu erkennen ist, dass die Anzahl der *Cluster/cm* für Teilchenenergien über 700 MeV für alle Teilchenspezies quasi identisch ist. In Abbildung 4.8 (s. Seite 46) ist die Abhängigkeit der Anzahl der *Cluster/cm* für Protonen mit einer Energie zwischen 100 MeV und 1000 MeV zusehen. Die Anzahl der erzeugten *Cluster/cm* nimmt dabei mit steigendem *i – Butan*-Anteil im Zählgas deutlich zu.

4.7 Orts-Zeit-Korrelation

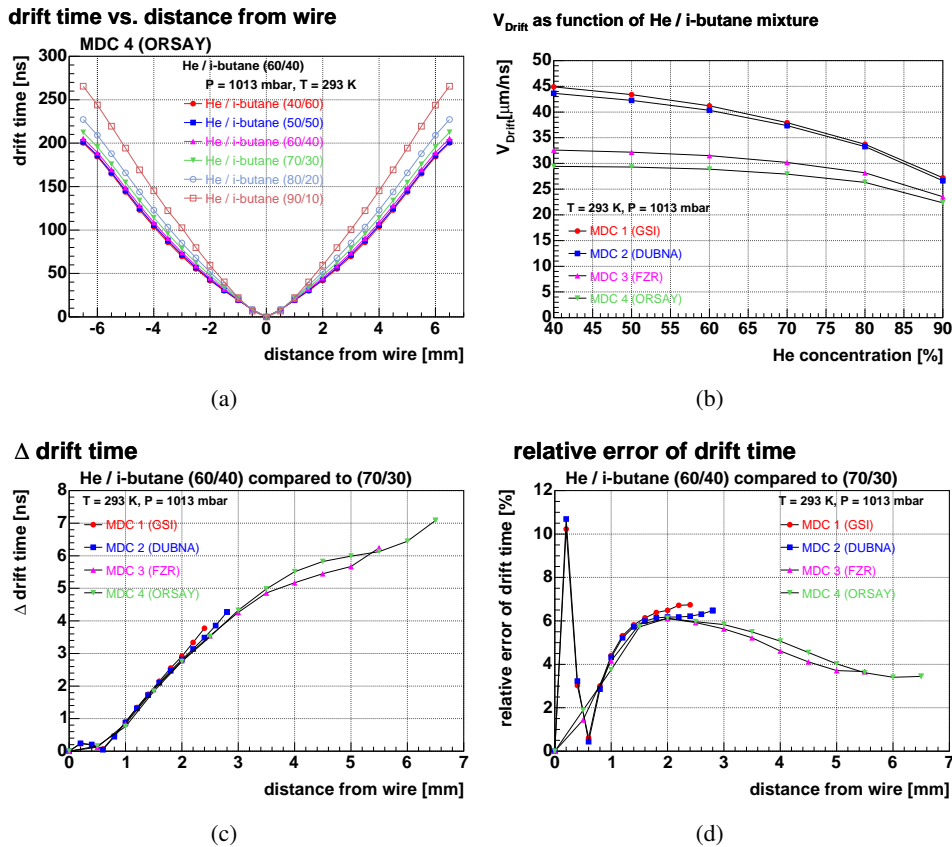


Abbildung 4.9: Abhängigkeit (a) der Orts-Zeit-Korrelation und (b) der Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle von der *He/i – Butan*-Gasmischung. (c) Differenz der Driftzeiten und (d) relative Differenz in der Driftzeitmessung für die Gasmischungen (60/40) und (70/30).

Der zentrale Punkt dieses Kapitels ist es, den Zusammenhang zwischen dem Entstehungsort der primären Elektronen auf der Trajektorie eines einfallenden Teilchens und der Ankunft der driftenden Elektronen am Auslesedraht zu untersuchen. Diese Driftzeit wird im Experiment in den Driftzellen gemessen und soll später genutzt werden, um die Position der Teilchentrajektorie im Ortsraum zu rekonstruieren. Die Driftzeit wird dabei relativ zu einem Trigger-Signal gemessen, wie in Abschnitt 6.1 erläutert wird, da die eigentliche Zeitmessung der Driftzelle erst beginnt, wenn die Elektronen bereits am Auslesedraht angekommen sind und ein Signal generiert haben. Der eigentliche Zeitpunkt des Starts der driftenden Elektronen von der Teilchentrajektorie muss dabei durch eine geeignete Kalibrierungsmethode rekonstruiert werden, wie in Abschnitt 6.3 besprochen wird.

GARFIELD bietet zum Zweck der Untersuchung der Korrelation der Driftzeit der Elektronen mit ihrem Ausgangsort in der Driftzelle die so genannten “*xt-Plots*”. Dabei wird die Driftzeit eines Elektrons mit einem bestimmten Abstand vom Auslesedraht zum Auslesedraht in einer Kalibrierungskurve tabelliert. Diese Methode beinhaltet keine Vielfachstreuung der Elektronen mit den Molekülen des Zählgases, keine Simulation der statistischen Verteilung der Primäronisation auf der Teilchentrajektorie, keine Generierung von δ -Elektronen, noch erlaubt sie die Simulation von Signalen am Auslesedraht. Dennoch bietet diese Methode eine schnelle und wenig Rechenzeit benötigende Möglichkeit zur Untersuchung des Einflusses des Zählgases und des elektrischen Feldes auf die benötigten Driftzeiten der Elektronen.

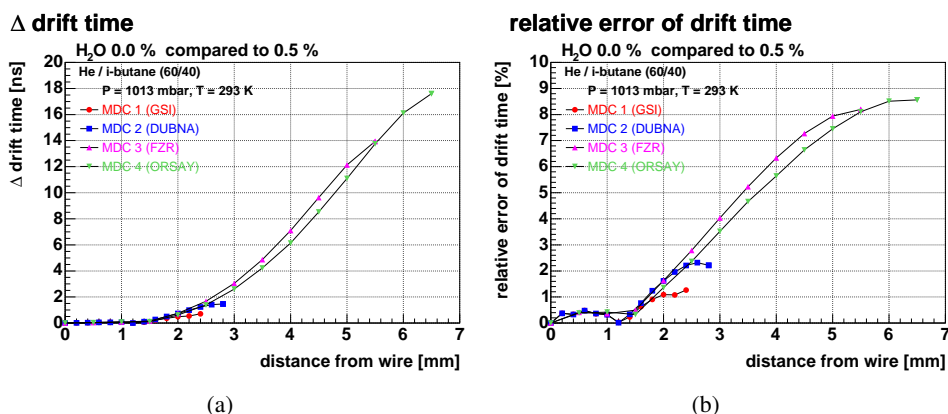


Abbildung 4.10: (a) Differenz der Driftzeiten und (b) relative Differenz der Driftzeiten für die Gasmischungen mit einer H_2O -Konzentration von 0 % und 0,5 %.

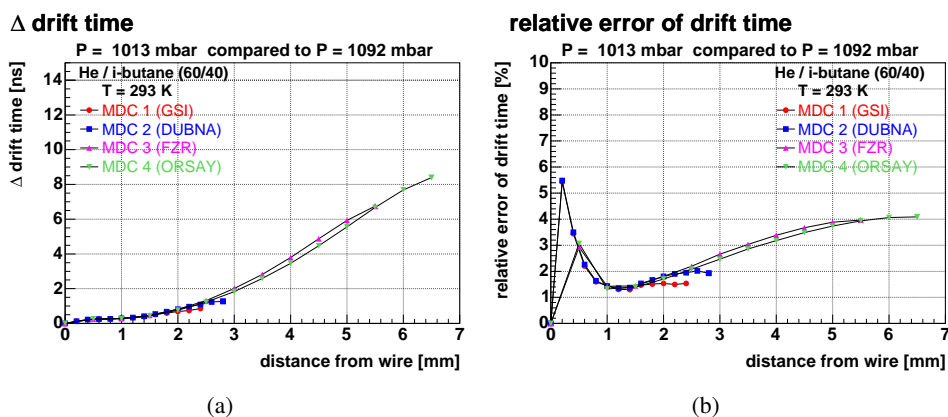


Abbildung 4.11: (a) Differenz der Driftzeiten und (b) relative Differenz der Driftzeiten für die Gasdrücke von 1013 *mbar* und 1092 *mbar*.

Im Folgenden Abschnitt soll nun näher untersucht werden, wie sich die Ort-Zeit-Korrelation der driftenden Elektronen im jeweiligen Zählgas verändert, wenn man die Mischungsverhältnisse von *Helium* und *i-Butan*, der Beimischung von O_2 oder H_2O zum Zählgas oder die Gastemperatur und den Gasdruck variiert. Ferner soll dann abgeschätzt werden, wie groß der relative Fehler aufgrund der Variation dieser Faktoren in der Driftzeitmessung werden kann. Wird zur Auswertung einer experimentellen Messung der Driftzeiten einer Driftzelle eine Ort-Zeit-Korrelation zugrunde gelegt, die für eine bestimmte Umgebung (*He/i-Butan*-Mischungsverhältnis, Gasdruck, Gastemperatur, O_2 - und H_2O Konzentra-

tion) berechnet wurde, die jedoch von der tatsächlichen Ort-Zeit-Korrelation abweicht, weil sich einer oder mehrere Gasparameter geändert haben, entsteht ein systematischer Fehler in der Driftzeitmessung. Im Folgenden Abschnitt soll durch den Vergleich zweier Ort-Zeit-Korrelationen abgeschätzt werden, wie groß der systematische Fehler in der Driftzeitmessung werden kann. Dazu wird einer der zu untersuchenden Parameter variiert und der absolute systematische Fehler und relative systematische Fehler aus der Differenz der Ort-Zeit-Korrelation für die beiden Parameterwerte (Soll- und Ist-Wert) ermittelt. Die zu erwartende Variationsbreite der einzelnen Parameter unter experimentellen Bedingungen wird Abschnitt 4.5 entnommen. Zur Abschätzung der systematischen Fehler in der Driftzeitmessung werden in diesem Abschnitt die Gasparameter in größeren Bereichen variiert, um eine obere Grenze der Fehler zu erhalten.

Wie in Abbildung 4.5 (s. Seite 43) dargestellt ist, verändert sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen in Zählgas durchaus unterschiedlich für die verschiedenen untersuchten Parameter. Hier soll nun untersucht werden wie groß diese Effekte für die Driftzeit über die gesamte Driftstrecke der Elektronen

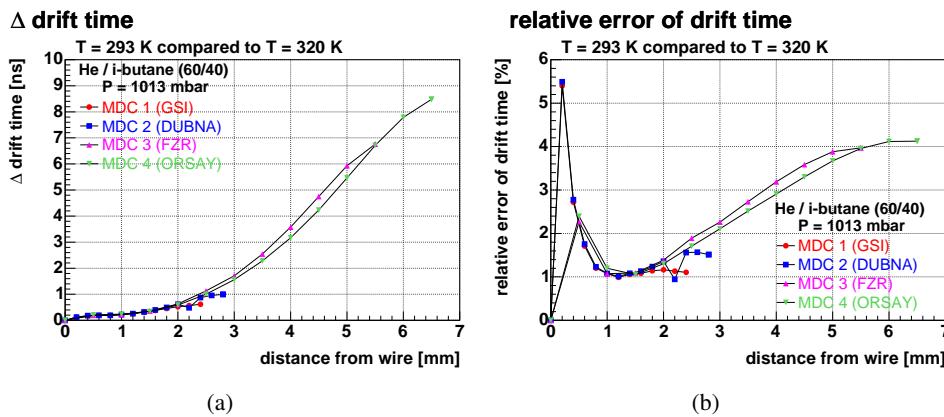


Abbildung 4.12: (a) Differenz der Driftzeiten und (b) relative Differenz der Driftzeiten für die Temperaturen 293 K und 320 K.

werden kann.

In Abbildung 4.9 (s. Seite 47) ist die Auswirkung bei einer Veränderung des *He/i-Butan*-Mischungsverhältnisses auf die Ort-Zeit-Korrelation der driftenden Elektronen innerhalb der Driftzelle am Beispiel einer Driftzelle vom Typ MDCIV dargestellt ($T = 293\text{ K}$ und $P = 1013\text{ mbar}$). Zu beobachten ist (Abbildung 4.9 (a)), dass die Steigung der Ort-Zeit-Korrelation für Gasmischungen mit höherem *Helium*-Anteil steiler ist gegenüber dem der Gasmischungen mit niedrigerem *Helium*-Anteil. Das bedeutet, dass die driftenden Elektronen für die gleiche Strecke mehr Zeit benötigen. Dargestellt ist außerdem die mittlere Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle als Funktion des *Helium*-Anteils des Zählgases (Abbildung 4.9 (b)). Zum einen ist hier festzustellen, dass die mittlere Driftgeschwindigkeit mit steigendem *Helium*-Anteil in der Gasmischung sinkt. Zum anderen ist deutlich zu sehen, dass sich die mittleren Driftgeschwindigkeiten in den Driftzellen für die Typen MDCI und MDCII von den Typen MDCIII und MDCIV unterscheiden. In der ersten Gruppe liegen die Driftgeschwindigkeiten typischerweise bei $40\ \mu\text{m/ns}$ und bei der zweiten Gruppe bei etwa $30\ \mu\text{m/ns}$. Bei einer Variation des *Helium*-Anteils von 40 – 90 % sinkt die mittlere Driftgeschwindigkeit dabei um etwa 30 %. Die Differenz der Driftzeiten für zwei *He/i-Butan*-Gasmischung von (60/40) und (70/30) gibt dabei eine Zeitdifferenz Δt_{Drift} von etwa 3 ns für ein driftendes Elektron mit einer Distanz von 2 mm zum Auslesedraht oder als relativer systematischer Fehler in der Driftzeitmessung formuliert, eine Abweichung um 6 %.

Die Ort-Zeit-Korrelation wird für O_2 -Beimischungen bis zu 5 % O_2 zum Zählgas nicht signifikant verändert (s. Abbildung A.5, Seite 146). H_2O -Beimischung zum Zählgas verändert die Driftgeschwindigkeit der Elektronen spürbar. Die Differenz der Driftzeiten für zwei $He/i - Butan$ -Gasmischung von (60/40) und einem H_2O -Anteil von jeweils 0 % und 0.5 % (s. Abbildung 4.10, Seite 48) gibt dabei eine Zeitdifferenz Δt_{Drift} von etwa 1 ns für ein driftendes Elektron mit einer Distanz von 2 mm zu Ausleседраht (1 % relativer systematischer Fehler). Die mittlere Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle sinkt mit steigendem H_2O -Anteil in der Gasmischung. Bei einer Variation der H_2O -Anteile von 0 – 5 % sinkt die mittlere Driftgeschwindigkeit dabei um etwa 25 % (s. Abbildung A.6, Seite 146). Eine Veränderung des Gasdruckes um etwa 80 mbar (1013 mbar/1092 mbar) führt zu einer Differenz der Driftzeiten Δt_{Drift} von etwa 1 ns (1,5 % relativer systematischer Fehler) für ein driftendes Elektron mit einer Distanz von 2 mm zum Ausleседраht (s. Abbildung 4.11, Seite 48). Die mittlere Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle als Funktion des Druckes des Zählgases sinkt hier mit steigendem Gasdruck. Bei einer Variation des Druckes zwischen 933 – 1092 mbar sinkt die mittlere Driftgeschwindigkeit dabei um etwa 10 % (s. Abbildung A.7, Seite 147).

Eine Erhöhung der Gastemperatur von 293 K auf 320 K verändert die Driftzeit eines Elektrons mit einer Distanz von 2 mm zu Ausleседраht um etwa 0,5 ns (1 % relativer systematischer Fehler) (s. Abbildung A.8, Seite 147). Die mittlere Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle steigt mit zunehmender Temperatur. Bei einer Variation der Temperatur zwischen 260 – 340 K steigt die mittlere Driftgeschwindigkeit dabei um etwa 10 % (s. Abbildung A.8, Seite 147).

Die Ergebnisse der Simulation sind in Tabelle 4.7 zusammengefasst. Für die Auswertung der experimentellen Driftzeitmessungen kann hier festgehalten werden, dass die im Experiment auftretenden Konzentrationen von O_2 und H_2O (einige hundert ppm) nicht signifikant zur Änderung der Ort-Zeit-Korrelation der Driftzelle beitragen. Wie in Abschnitt 4.5 aufgeführt wird, kann der Gasdruck um etwa ± 25 mbar um den Normaldruck schwanken. Die Temperatur des Driftkammergases kann im Bereich von 20 ° bis 35 ° liegen. Der Gasdruck in den Driftkammern kann mit einer guten Genauigkeit bestimmt werden, während die Temperatur des Gases in den Driftkammern nicht bekannt ist. Der hier abgeschätzte systematische Fehler in der Driftzeitmessung einer Driftzelle ist nicht direkt übertragbar auf die Ortsauflösung einer Driftkammer. Die Ortsauflösung der Driftkammer wird maßgeblich durch die Methode der Spurrekonstruktion beeinflusst. In Abschnitt 7.2 wird diskutiert, wie sich die Änderung der Ort-Zeit-Korrelation auf die Ortsauflösung einer Driftkammer nach der Spurrekonstruktion auswirkt.

variiertes Parameter	Bereich	ΔV_{Drift}	relativer systematischer Fehler
He -Konz.	40 – 90 %	–30 %	6 % (60/70 %)
Gasdruck	933 – 1092 mbar	–10 %	1,5 % (1013/1092 mbar)
Gastemperatur	260 – 340 K	+10 %	0,5 % (293/320 K)
O_2 -Konz.	0 – 5 %	0 %	0 %
H_2O -Konz.	0 – 5 %	–25 %	1 % (0/0.5 %)

Tabelle 4.7: Einfluss der Gasmischung und der Gasparameter auf die mittlere Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle und den relativen systematischen Fehler in der Driftzeitmessung für ein Elektron mit 2 mm Driftdistanz zum Ausleседраht.

4.8 Simulation des Ladungssignals

Ziel der im Folgenden beschriebenen Untersuchung ist es, eine möglichst detailgetreue Simulation des Verhaltens einer Driftzelle zu erstellen. Zu diesem Zweck soll eine Simulation des durch eine Teilchenspur erzeugten Ladung am Auslesedraht influenzierten Signals erfolgen. Dieses durch die Simulation erhaltene Signal dient als Ausgangspunkt aller weitergehenden Untersuchungen zum Verhalten der Driftzelle.

Die am Auslesedraht influenzierten Signale wurden unter Verwendung der Simulationsprogramme GARFIELD [Gar00], zur Simulation der Teilchentrajektorie und der erzeugten driftenden Elektronen und Ionen in einem elektrischen und magnetischen Feld einer Driftzelle, MAGBOLTZ [Bia88][Mag00], zur Simulation der Eigenschaften des verwendeten Zählgas und HEED [Hee99], zur Simulation der Verteilung und Menge der entlang der Teilchenspur im Zählgas entstehenden Primärionisation berechnet.

Die Vielfachstreuung der driftenden Elektronen werden dabei durch Monte Carlo Techniken simuliert. Elektronische Komponenten, die zur Auslese des Signals verwendet werden (Vorverstärker, Shaper und Diskriminator) werden jedoch nicht berücksichtigt, können jedoch in der nachfolgenden Analyse der Signale simuliert werden.

Die Simulation eines Signals erfolgt im Wesentlichen in folgenden Schritten:

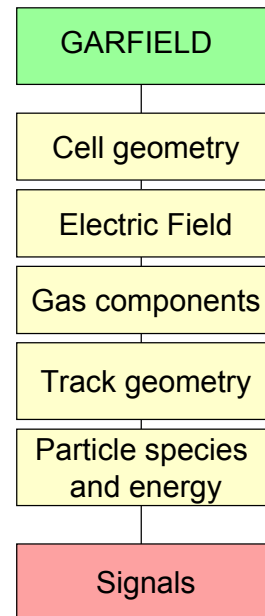


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung der Simulation des Signals mit GARFIELD.

Generierung der Teilchenspur und Positionierung der Cluster:

Die Teilchenspur wird in GARFIELD erzeugt. Die zu wählenden Parameter der Teilchenspur umfassen dabei die geometrische Position im intrinsischen Koordinatensystem des Modells (Parametrisierung über Anfangs- und Endpunkt der Trajektorie), die Teilchenspezies, die Energie des Teilchens und verschiedenen Parameter für die verwendeten Simulationsmodelle. Entsprechend den Parametern der Trajektorie wird die Primärionisation berechnet. Die Verteilung der primär generierten Elektronen ist dabei nicht homogen über die gesamte Spur verteilt, es bilden sich die sogenannten “Cluster”, die zufällig entlang der Trajektorie des Teilchens verteilt sind. Die Eigenschaften der Cluster werden über HEED simuliert. Die Eigenschaften der Cluster werden in den Parametern $Cluster/cm$, Verteilung der Größe der Cluster, Reichweite und Reichweitenverteilung der δ -Elektronen parametrisiert.

Drift der Cluster in Richtung des Auslesedrahtes:

Für jeden der auf der Teilchenspur lokalisierten Cluster wird eine Driftlinie entlang des Gradienten des elektrischen Feldes berechnet. Die negativ geladenen Elektronen driften dabei in Richtung Anode. Entlang des Driftweges der Cluster werden sowohl die longitudinale als auch die transversale Diffusion der Elektronen mit in die Berechnung einbezogen. Nicht berücksichtigt werden jedoch der Townsend-Koeffizient und der Attachment-Koeffizient der Gasmischung. Simulationen zur Untersuchung dieser Effekte müssen separat behandelt werden.

Gasverstärkung am Signaldraht:

Da der Hauptaugenmerk der vorliegenden Arbeit nicht auf die detaillierte Simulation der Signalfeldbildung in der Gasverstärkungszone in der unmittelbaren Umgebung des Auslesedrahtes fokussiert und die exakte Simulation der Gasverstärkungslawinen von untergeordneter Bedeutung für die nachfolgenden Untersuchungen ist, wurde als Gasverstärkungsfaktor ein konstanter Wert gewählt. Für die nachfolgenden Untersuchungen ist ausschließlich die relative Stärke der Signale und nicht ihre absolute Stärke von Belang.

Berechnung des durch die Ionendrift hervorgerufenen Signals:

Da der größte Teil des Signals nicht durch die Elektronen in der Lawine, sondern durch die zur Kathode driftenden Ionen erzeugt wird [Sau77], wurde die Ionendrift in der Simulation ebenfalls berücksichtigt. Für die Berechnung des „*ion-tails*“ wird eine Methode verwendet, die auf [Ers82] beruht. Einen genauen Ausdruck für die influenzierte Ladung erhält man, wenn man die reziproke Green'schen Gleichungen [Jea51][Smy68] für die induzierte Ladung berechnet. Durch die Ableitung nach der Zeit erhält man den Strom.

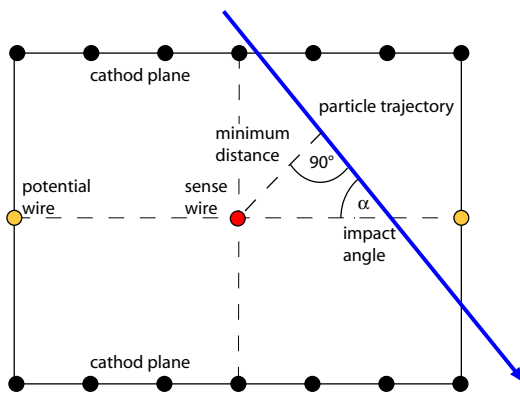


Abbildung 4.14: Zweidimensionales Koordinatensystem der Parametrisierung einer Teilchenspur in GARFIELD. Die Parametrisierung der Teilchenspur erfolgt über die Distanz der minimalen Annäherung der Teilchenspur an den Auslesedraht und deren Einfallswinkel in die Driftzelle. $\alpha = 90^\circ$ entspricht dem senkrechten Einfall der Teilchenspur in die Driftzelle.

Wie in Abschnitt 4.3 gezeigt wird, sind die Isochronen driftender Elektronen aufgrund des inhomogenen elektrischen Feldes in der Driftzelle nicht kreisförmig um den Auslesedraht angeordnet. Dadurch wird sofort klar, dass die Ort-Zeit-Korrelation der von ihrem Entstehungsort auf der Trajektorie eines Teilchens driftenden Elektronen entscheidend von der geometrischen Position der Teilchenspur in der Driftzelle abhängt. Zur detaillierten Simulation der Eigenschaften der Driftzelle und zur realistischen Bestimmung der Ort-Zeit-Korrelation der driftenden Elektronen ist deshalb die Entwicklung eines zweidimensionalen Modells der Driftzelle nötig.

Zur Entwicklung des Modells wird hier in Betracht gezogen, dass die Driftzelle zwei Symmetrien aufweist. Zum einen ist die Driftzelle symmetrisch zur Ebene durch den Auslesedraht und senkrecht zur Potential-/Auslesedrahtebene und zum anderen liegt auch eine Symmetrie entlang der Potential-/Auslesedrahtebene vor, wenn die beiden diese Ebene umgebenden Kathoden auf gleichem Potential liegen. Wenn letzteres nicht zutrifft, ist diese Symmetrie gebrochen. Wie sich eine solchen Brechung der Symmetrie auf die Ort-Zeit-Korrelation der Driftzeit in der Driftzelle und den dadurch entstehenden Fehler in der Messung der Driftzeit auswirkt, wird in Abschnitt 4.8.5 besprochen. Da diese Situation aber die Ausnahme von der Regel darstellt, wurden zur Entwicklung des zweidimensionalen Modells der Driftzelle beide Symmetrien benutzt, um den Parameterraum und damit die benötigte Rechenzeit zu reduzieren.

Die Geometrie des Modells wird dabei wie in Abschnitt 4.1 gezeigt gewählt. Die angelegten Potentiale entsprechen denen in Abschnitt 4.2 besprochenen. Die Teilchenspuren werden in GARFIELD (s. Abbildung 4.14, Seite 52) parametrisiert. Über die Distanz der minimalen Annäherung der Teilchenspur an den Auslesedraht der Driftzelle (*minimum distance*), und den relativ zur Potential-/Auslesedrahtebene bestimmten Einfallswinkel der Teilchenspur in die Driftzelle α (*impact angle*) ist die Teilchenspur vollständig festgelegt. Unter Berücksichtigung der oben genannten Symmetrien der Driftzelle liegt der Wertebereich des Einfallswinkels zwischen 0° und 90° , wobei 90° dem senkrechten Einfall der Teilchenspur in die Driftzelle entspricht. Der schematische Ablauf der Simulation in GARFIELD ist in Abbildung 4.13 (s. Seite 51) dargestellt.

4.8.1 Simulation der Ausleseelektronik

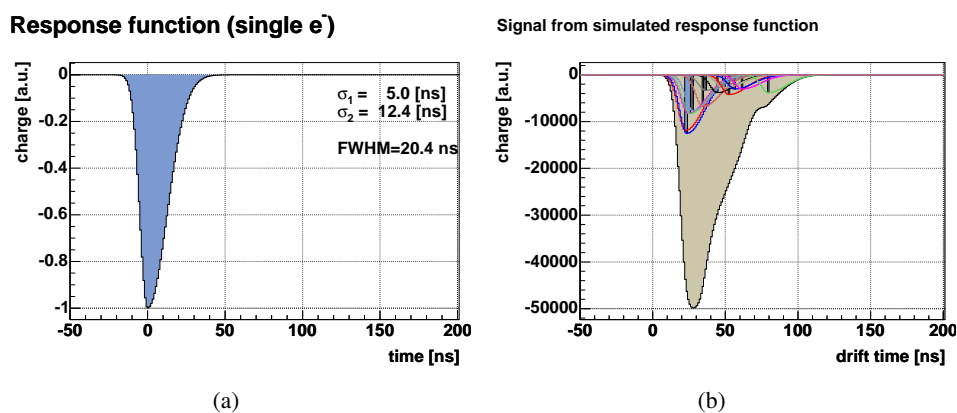


Abbildung 4.15: (a) Simulation der Antwortfunktion des ASD8. Die Funktion ist aus zwei Gaußfunktionen mit unterschiedlicher Standardabweichung σ zusammengesetzt. (b) Simulation eines Driftkammer-signals mit der Arbeitsfunktion des ASD8. Zu sehen sind die einzelnen Signale der Elektronen (blaue Füllung), die gefalteten Wiedergabefunktionen der einzelnen Elektronen sowie das durch die Überlagerung resultierende Driftkammersignal.

Die mit GARFIELD simulierte Signale berücksichtigen die verwendete Elektronik zur Datenauslese der Driftzelle, wie etwa den Vorverstärker, den Signalformer und den Diskriminator nicht. Um die Auswirkung der Elektronik, in diesem Fall des ASD8s (*Analog Shaper Discriminator*) [New93] (s. Abschnitt B.2.1), auf die simulierten Signale zu berücksichtigen, kann eine einfache Antwortfunktion (*response function*) des ASD8s in die Signale gefaltet werden. Dafür wird angenommen, dass Antwortfunktion der Elektronik für eine Elektronenlawine am Auslesedraht als Überlagerung von vielen Antwortfunktionen für ein einzelnes Elektron (*single electron response*) approximiert werden kann. Sättigungseffekte der Elektronik oder Nichtlinearitäten werden dabei vernachlässigt. Dies ist aber für die hier durchgeführten Untersuchungen nicht von großer Bedeutung, da über die absolute Stärke des Signals keine Aussage getroffen werden soll. Für die Antwortfunktion eines einzelnen Elektrons gilt dabei, dass die Anstiegsflanke des Signals steiler ist als das Abklingen des Signals. Im vorliegenden Fall kann die Funktion durch zwei Gaußfunktionen unterschiedlicher Breite $\sigma_1 = 5$ ns und $\sigma_2 = 12,4$ ns (FWHM ~ 20 ns [New93]) simuliert werden. Zur Simulation des Signals mit der gefalteten Antwortfunktion werden dann einfach die Antwortfunktionen aller Elektronen im Signal aufsummiert. Wie in Abbildung 4.15 (s. Seite 53) zu sehen ist, ergibt sich aus der Überlagerung der Antwortfunktion der einzelnen Elektronen das Gesamtsignal der Teilchenspur.

4.8.2 Extraktion von Driftzeit und Signalbreite und deren Fehler aus dem Signal

Aus dem wie im vorhergehenden Abschnitt 4.8 beschriebenen simulierten Signal am Ausleседраht wird dann analog zum Experiment der Zeitpunkt bestimmt, an dem das Signal eine gegebene Schwelle in der Ladung überschreitet (*leading edge*) und nach dem Abklingen wieder unterschreitet (*trailing edge*). Die beiden korrespondierenden Zeitwerte werden hier $time1$ und $time2$ ($t1$ und $t2$) genannt, die Differenz der beiden Zeiten wird als “*time above threshold*”, also die Zeit, die das Signal über (hier unter) der Schwelle war, bezeichnet. Die Definition von $time1$ und $time2$ sind in Abbildung 4.17 (s. Seite 54) anhand eines GARFIELD Signals dargestellt.

Zur Bestimmung der Ort-Zeit-Korrelation der Driftzeit in der Driftzelle reicht es nicht aus, für jede Kombination von Einfallswinkel und minimalem Abstand zum Ausleседраht eine Teilchenspur zu simulieren. Da die *Cluster* der Primärisation statistisch und zufällig über die Teilchenspur verteilt sind, die generierten δ -Elektronen ebenfalls statistisch erzeugt werden und die Driftspuren der Elektronen in einem zufälligen Monte-Carlo-Prozess berechnet werden, muss eine hinreichend große Anzahl von Teilchenspuren mit denselben Parametern generiert werden, um dann aus der Verteilung der Einzelmessungen die Mittelwerte von $time1$ und $time2$ für jeden Parametersatz ermitteln zu können. Die Fehler der Größen $time1$ und $time2$ werden dabei aus dem *RMS*

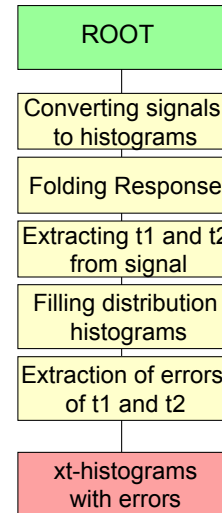


Abbildung 4.16: Schematische Darstellung der Analyse des Signals mit ROOT.

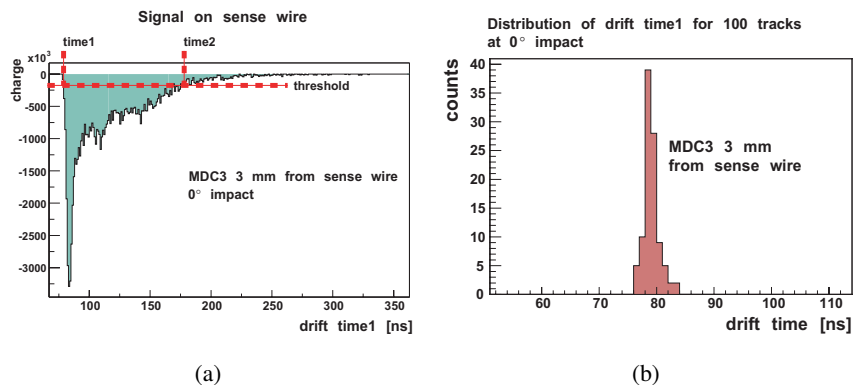


Abbildung 4.17: (a) Extraktion von $time1$ und $time2$ aus einem GARFIELD Signal. Die rote unterbrochene Linie stellt die Schwelle des ASD8 (willkürlich) dar. $time1$ bezeichnet den Zeitpunkt zu dem das Signal unter die gegebene Schwelle fällt und $time2$ den Zeitpunkt zu dem das Signal die Schwelle wieder überschreitet. (b) Der Fehler einer Einzelmessung wird als die Standardabweichung σ der Verteilung von $time1$ von 100 simulierten Signalen einer Teilchenspur mit einem bestimmten kleinsten Abstand vom Signaldraht und Einfallswinkel ermittelt.

(*root mean square*) der Verteilungen von $time1$ und $time2$ gewonnen, wie es in 4.17 (s. Seite 54) zu sehen ist.

Für das vorliegende Modell der Driftzelle wurde der Einfallswinkel der Teilchenspur in Schritte von 5° unterteilt und der minimale Abstand der Teilchenspur vom Auslesedraht in $100\ \mu\text{m}$ Schritten variiert, bis die Teilchenspur komplett außerhalb der Driftzelle lag. Dies ist notwendig, denn auch eine nur teilweise innerhalb der Driftzelle liegende Teilchenspur erzeugt ein Signal am Auslesedraht, allerdings verändert sich die Charakteristik des influenzierten Signals dabei teilweise stark. Für jede Parameterkombination wurde eine Schar von 100 Trajektorien simuliert. Das Ergebnis diese Berechnungen ist somit eine Ort-Zeit-Korrelation für $time1$ und $time2$ für 18 verschiedenen Einfallswinkel und einer Rasterung von $100\ \mu\text{m}$ im minimalen Abstand vom Auslesedraht für jeden der verschiedenen Driftkammertypen. Der schematische Ablauf der Bestimmung der Ort-Zeit-Korrelation von $time1$ und $time2$ und deren Fehlern ist in Abbildung 4.16 (s. Seite 54) dargestellt.

4.8.3 Form des Signals als Funktion des Abstandes vom Signaldraht

Die Verteilung der Primäronisation eines die Driftzelle durchquerenden Teilchens entlang der Trajektorie ist wie in Abschnitt 4.8 gezeigt statistisch verteilt. Die einzelnen erzeugten *Cluster* driften von ihrem Entstehungsort entlang des Gradienten des elektrischen Feldes zum Auslesedraht, wo die Gasverstärkung stattfindet und das Signal erzeugt wird. Wie in Abschnitt 4.2 gezeigt wird, ist das elektrische Feld an den Grenzen der Driftzelle, also zwischen den Kathodendrähten und den Potential- und Kathodendrähten, inhomogen und niedrig. Dies führt zum einen zu niedrigen Driftgeschwindigkeiten, wie in Abschnitt 4.4 und 4.3 besprochen wird, und zum anderen zu einem Ansteigen des longitudinalen und transversalen Diffusionskoeffizienten, wie in Abschnitt 4.5 gezeigt wird. Nahe dem Auslesedraht verhält es sich genau umgekehrt. Das elektrische Feld und die Driftgeschwindigkeit steigen an, während die Diffusionskoeffizienten abfallen. Betrachtet man nun die Form des am Auslesedraht ausgelesenen

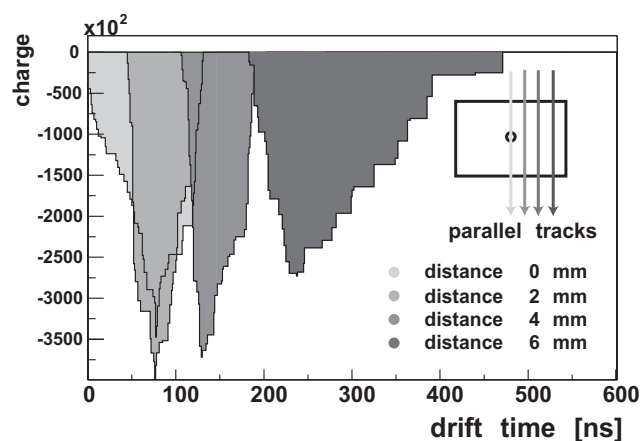


Abbildung 4.18: Form des Ladungssignals in Abhängigkeit des Abstandes vom Signaldraht für parallele, senkrecht in die Driftzelle einfallende Teilchenspuren am Beispiel einer Driftzelle vom Typ MDCIV [Mar02].

Signals als Funktion des Abstandes der Teilchentrajektorie vom Auslesedraht, kann man signifikante Veränderungen beobachten, wie in Abbildung 4.18 (s. Seite 55) gezeigt wird. Hier sind die am Auslesedraht induzierten Signale für vier parallele, senkrecht mit einem jeweiligen Abstand von 0, 2, 4 und 6 mm vom Auslesedraht in die Driftzelle einfallenden Teilchenspuren am Beispiel einer Driftzelle des

Typs MDCIV zu sehen. Unmittelbar am Auslesedraht vorbei fliegende Teilchen bewirken dabei genau wie die im äußeren Bereich der Driftzelle durchfliegenden Teilchen Signale mit einer gegenüber den im mittleren Bereich der Driftzelle lokalisierten Trajektorien größeren Anstiegszeit. Für eine Teilchenspur, die sehr nah am Auslesedraht vorbei fliegt, dominiert dabei die statistische Verteilung der Primärisation die Ankunftszeitverteilung der driftenden Elektronen am Auslesedraht. Der mittlere Abstand der einzelnen *Cluster* ist dabei zum einen nicht mehr vernachlässigbar klein zur Driftstrecke, was zu großen Schwankungen in der Driftzeit der einzelnen *Cluster* führt. Zum anderen ist das Verhältnis der maximalen Driftstrecke zur minimalen Driftstrecke groß. Dadurch ergibt sich eine sehr breite Ankunftszeitverteilung zwischen den "ersten" Elektronen am Auslesedraht, die praktisch unmittelbar ankommen, und den Elektronen, die eine Distanz, die maximal dem Abstand zwischen Auslesedrahtebene und Kathodendrahtebene entspricht, von ihrem Entstehungsort zum Auslesedraht driften müssen.

Für die Spuren im äußeren Bereich der Driftzelle stellt sich das Bild etwas anders dar, denn hier ist das geometrische Verhältnis für die *Cluster* mit kürzester und längster Driftstrecke günstiger, allerdings ist

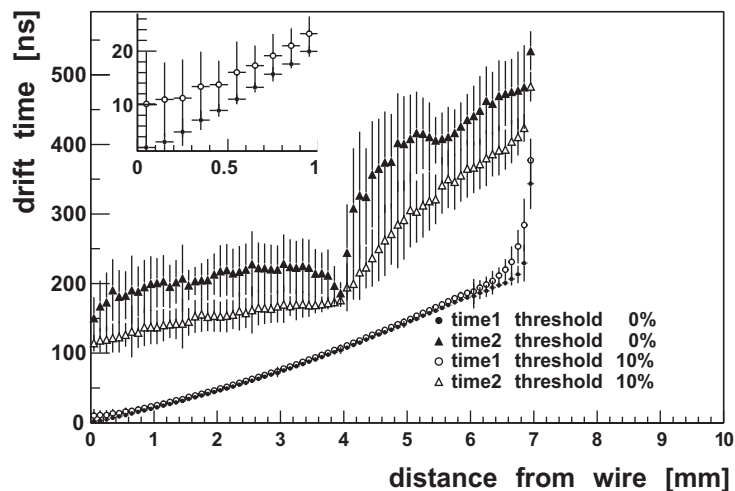


Abbildung 4.19: Vergleich der Ort-Zeit-Korrelation für *time1* und *time2* für eine Schwelle von 10 % der integrierten Ladungsmenge des Signals und ohne Schwelle am Beispiel einer Driftzelle vom Typ MDCIV [Mar02].

die gesamte Driftstrecke länger und damit die Auswirkung der Diffusion stärker zu spüren, was ebenfalls zu einem langsamerem Anstieg des Signals führt. Zu beachten ist, dass die abfallende Flanke der Signale für Teilchenspuren im äußeren Bereich der Driftzelle weite Ausläufer zu langen Driftzeiten hat. Die Begründung dafür ist in dem an den Rändern der Driftzelle stark inhomogenen elektrischen Feld zu finden. Das hier herrschende elektrische Feld kann sehr niedrige Werte erreichen und daher liegt die Driftgeschwindigkeit in diesem Bereiche bei sehr niedrigen Werten. Wenn die *Cluster* in diesen Bereichen erzeugt werden, dann hängt die Driftzeit der Elektronen zu Auslesedraht sehr empfindlich von der jeweiligen Position des *Clusters* ab.

4.8.4 Simulation des Schwelleneffektes

Wie im vorigen Abschnitt 4.8.3 gezeigt wird, ist die Form des am Ausleседраht induzierten Signals von der statistischen Verteilung der *Cluster* der Primärionisation, der Anzahl der erzeugten *Cluster* und der geometrischen Position der Teilchenspür in der Driftzelle abhängig. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie sich diese Veränderung der Form des Signals auf die Driftzeitmessung und die Fehler der Driftzeitmessung auswirkt. Der so bestimmte Fehler entspricht der Zeitaufösung der Driftzelle. Die Driftzeitmessung hängt zum einen von der Driftzeit der einzelnen Elektronen ab und zum anderen auch von der Menge und der zeitlichen Verteilung der driftenden Elektronen, da im Experiment die Driftzeitmessung nicht von dem ersten am Ausleседраht ankommenden Elektron gestartet wird, wie es dem

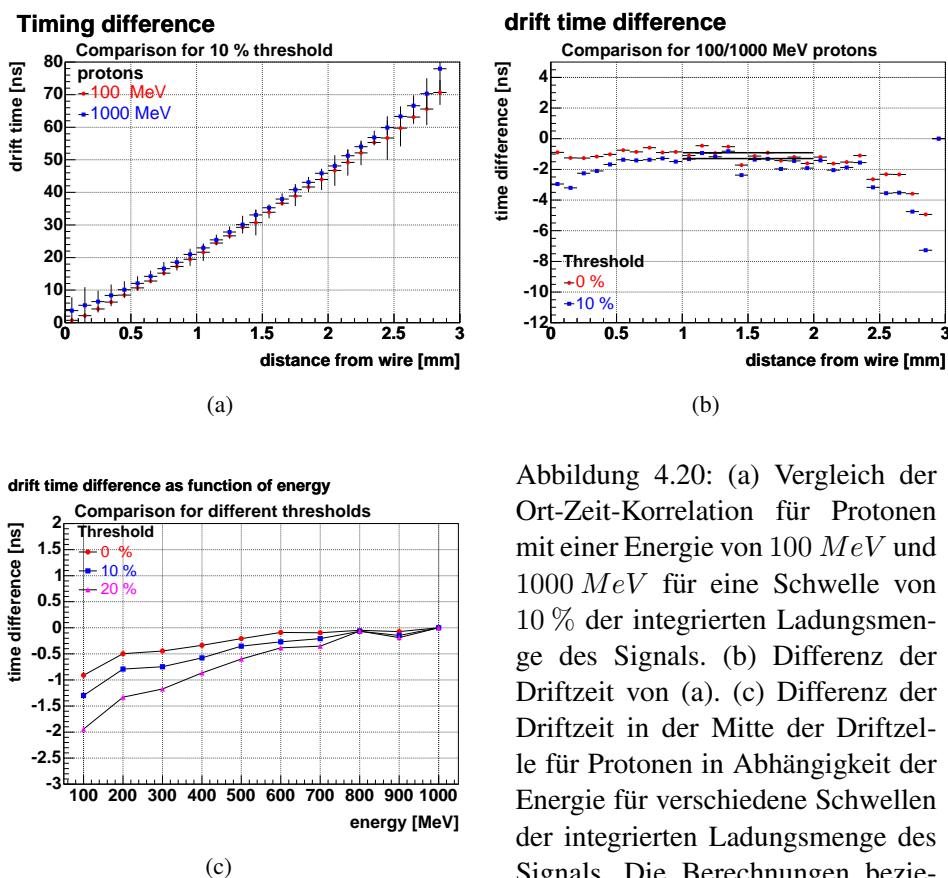


Abbildung 4.20: (a) Vergleich der Ort-Zeit-Korrelation für Protonen mit einer Energie von 100 MeV und 1000 MeV für eine Schwelle von 10 % der integrierten Ladungsmenge des Signals. (b) Differenz der Driftzeit von (a). (c) Differenz der Driftzeit in der Mitte der Driftzelle für Protonen in Abhängigkeit der Energie für verschiedene Schwellen der integrierten Ladungsmenge des Signals. Die Berechnungen beziehen sich auf MDCII.

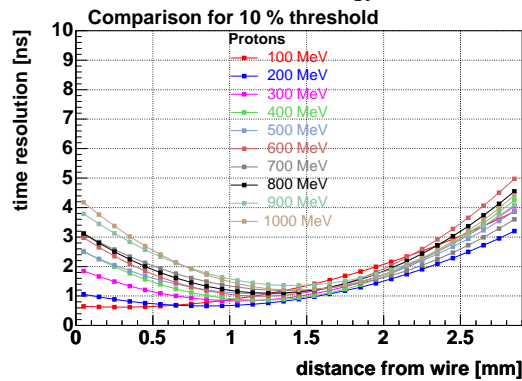
idealem Fall entsprechen würde, sondern die Messung erst beginnt, wenn das Signal im ASD8 eine gesetzte Schwelle überschritten hat. Damit hängt die Driftzeitmessung ganz entscheidend von der Höhe dieser Schwelle ab. Unabhängig von der absoluten Höhe der Schwelle gilt jedoch, dass die Schwelle bei gleich bleibender Höhe des Signals für Signale mit langsam ansteigender Flanke später erreicht wird als für solche mit steiler Flanke.

Die Schwelle des ASD8 wird in der folgenden Simulation über die integrierte Ladungsmenge des Signals bestimmt. Es wurde dazu die in der Simulation von Elektronen mit einer Energie von 700 MeV maximal in der Driftzelle deponierte Ladungsmenge bestimmt. Die Höhe der Schwelle wird relativ zu diesem Wert angegeben und für alle simulierten Signale konstant gehalten. Die absolute Höhe der Schwelle wurde bis jetzt nicht experimentell bestimmt. Als Anhaltspunkt gilt hier, dass die Schwelle

genutzt wird um Rauschen zu diskriminieren. Typisches Rauschen erreicht Werte von 30 mV . Die analogen Ausgang des ASD8 abgegriffenen Signale saturieren bei $\sim 300\text{ mV}$ für Teilchenspuren mit hoher Primärisation. Für Elektronen wird die Saturation nicht erreicht [Zum98]. Für die Höhe der angelegten Schwelle kann damit abgeschätzt werden, dass sie für Elektronen in etwa 10% der integrierten Ladungsmenge beträgt.

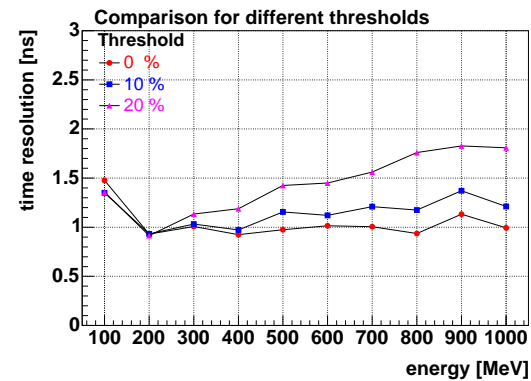
In Abbildung 4.19 (s. Seite 56) ist der Effekt einer veränderten Schwelle auf die Ort-Zeit-Korrelation der $time1$ und $time2$ am Beispiel einer Driftzelle vom Typ MDCIV für eine Schwelle von 0% und 10%

Time resolution for different energy



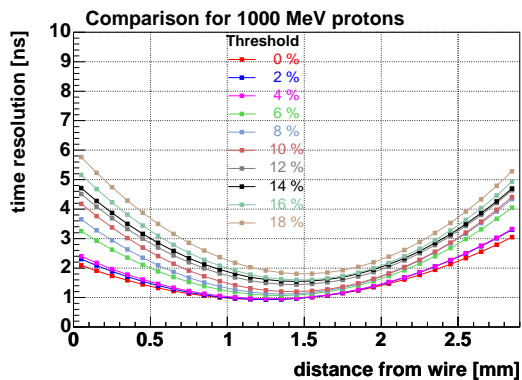
(a)

Time resolution as function of energy



(b)

Time resolution for different thresholds



(c)

Abbildung 4.21: (a) Fehler der Driftzeit für Protonen in Abhängigkeit des Abstandes vom Signaldraht für verschiedene Energien für senkrechten Einfallswinkel und einer Schwelle von 10% der integrierten Ladungsmenge des Signals. (b) Fehler der Driftzeit für Protonen in der Mitte der Driftzelle in Abhängigkeit der Energie für verschiedene Schwellen der integrierten Ladungsmenge des Signals für senkrechten Einfallswinkel. (c) Fehler der Driftzeit für Protonen in Abhängigkeit des Abstandes vom Signaldraht für verschiedene Schwellen für senkrechten Einfallswinkel und einer Energie von 1000 MeV . Die Berechnungen beziehen sich auf MDCII.

der integrierten Ladungsmenge zusehen. Man kann hier erkennen, dass in den Bereichen, die nahe am Auslesedraht liegen, und in den äußeren Bereichen der Driftzelle der Effekt in der Driftzeit $time1$ am deutlichsten ausgeprägt ist. Nahe am Auslesedraht ergeben sich hier Abweichungen von bis zu 10 ns und in den äußeren Bereichen der Driftzelle sogar bis zu 50 ns . Für die $time2$, also das Unterschreiten der Schwelle beim Abklingen des Signals, ist die Auswirkung noch wesentlich stärker. Dies wird sofort klar, denn für eine höhere Schwelle werden die “letzten” Elektronen quasi abgeschnitten, welche aufgrund der Inhomogenität des elektrischen Feldes sehr lange Driftzeiten haben können. Für die Messung der Driftzeit lässt sich hier also sehen, dass die Ort-Zeit-Korrelation von $time1$ für eine höhere Schwelle nahe am Auslesedraht deutlich abgeflacht wird. Das führt zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung

der Driftzelle im Bereich $0,3\text{ mm}$ um den Auslesedraht, denn es werden hier nahezu gleiche Driftzeiten zu unterschiedlichen Abständen gemessen. Dadurch geht die Eindeutigkeit der Zuordnung einer Driftzeit zu einem geometrischen Abstand verloren.

Für eine konstante Schwelle des ASD8 ändert sich die Ort-Zeit-Korrelation der Driftzelle in Abhängigkeit der Menge der Primärionisation. In Abbildung 4.20 (s. Seite 57) wird der Effekt der variierten Primärionisation am Beispiel von Protonen mit unterschiedlicher kinetischer Energie am Beispiel einer Driftzelle vom Typ MDCII gezeigt. Vergleicht man die Ort-Zeit-Korrelation von Protonen mit 100 MeV und 1000 MeV , so sieht man, dass die Kurven für den gleichen Schwellenwert von 10% in der integrierten Ladung verschoben sind. Auch hier tritt der stärkste Effekt nahe am Auslesedraht mit etwa $3,2\text{ ns}$ und im äußeren Bereich der Driftzelle mit etwa $7,5\text{ ns}$ auf. Diese Effekte verschwinden nahezu, wenn man auf das "erste" Elektron triggert. Im mittleren Bereich der Driftzelle ist ebenfalls eine Verschiebung der Ort-Zeit-Korrelation festzustellen, wenn auch hier der Effekt deutlich geringer ist. Ohne eine Schwelle verschiebt sich die Ort-Zeit-Korrelation für Protonen mit 100 MeV gegenüber Protonen mit 1000 MeV kinetischer Energie um etwa 1 ns , was einem relativen Fehler in der Driftzeit von ungefähr $2,8\%$ entspricht. Bei einer Schwelle von 10% der integrierten Ladungsmenge sind es etwa $1,5\text{ ns}$ ($4,2\%$) und bei einer Schwelle von 20% schon etwa 2 ns ($5,7\%$). Betrachtet man die Fehler

Schwelle der integr. Ladung	σ_{time1} [1000 MeV]	rel. Fehler [1000 MeV]
0 %	1 ns	$2,8\%$
10 %	$1,5\text{ ns}$	$4,2\%$
20 %	2 ns	$5,7\%$

Tabelle 4.8: Einfluss der Primärionisation auf die Ort-Zeit-Korrelation im mittleren Bereich der Driftzelle für eine Driftzelle vom Typ MDCII.

Schwelle der integr. Ladung	σ_{time1} [100 MeV]	σ_{time1} [1000 MeV]
10 %	$0,5\text{ ns}$	4 ns

Tabelle 4.9: Einfluss der Primärionisation auf den Fehler der Driftzeitmessung nahe dem Auslesedraht für eine Driftzelle vom Typ MDCII.

der Driftzeitmessung in Abhängigkeit der Stärke der Primärionisation und als Funktion der Schwelle der integrierten Ladungsmenge des Signals findet man ähnliche Zusammenhänge wie oben in der Ort-Zeit-Korrelation besprochen. In Abbildung 4.21 (s. Seite 58) ist der Fehler der Driftzeit $time1$ als Funktion des Abstandes vom Auslesedraht für Protonen mit kinetischer Energie zwischen 100 MeV und 1000 MeV für eine Schwelle von 10% der integrierten Ladungsmenge des Signals für eine Driftzelle des Typs MDCII dargestellt. Der Einfluss der veränderten Primärionisation ist auch hier am stärksten nahe am Auslesedraht und in den äußeren Bereichen der Driftzelle. Erwartungsgemäß nimmt der Fehler der Driftzeit dabei mit steigender Primärionisation ab. Für Protonen mit 100 MeV kinetischer Energie sinkt der Fehler am Auslesedraht bis auf $0,5\text{ ns}$, wohingegen er für Protonen mit 1000 MeV kinetischer Energie fast 4 ns beträgt. Im mittleren Bereich der Driftzelle ist der Effekt geringer ausgeprägt. Ohne Schwelle liegt der Fehler zwischen 100 MeV und 1000 MeV nahezu konstant bei 1 ns . Für eine Schwelle von 10% und 20% der integrierten Ladungsmenge des Signals ergeben sich bei 1000 MeV kinetischer Energie der Protonen Fehler von etwa $1,5\text{ ns}$ und 2 ns . Für Protonen mit einer kinetischen Energie von 1000 MeV erhält man ohne Schwelle nahe am Auslesedraht einen Fehler von etwa 2 ns und bei einer Schwelle von 18% der integrierten Ladungsmenge des Signals einen Fehler von etwa 6 ns . Die Ergebnisse der Untersuchung sind in den Tabellen 4.8 (s. Seite 59), 4.9 (s. Seite 59), 4.10 (s. Sei-

te 60) und 4.11 (s. Seite 60) zusammengefasst. Die aus einer Erhöhung der Schwelle der integrierten

Schwelle der integr. Ladung	σ_{time1} [1000 MeV]
0 %	2 ns
18 %	6 ns

Tabelle 4.10: Einfluss der Schwelle auf den Fehler der Driftzeitmessung nahe dem Auslesedraht für eine Driftzelle vom Typ MDCII für Protonen mit 1000 MeV kinetischer Energie.

Schwelle der integr. Ladung	σ_{time1} [100 MeV]	σ_{time1} [1000 MeV]
0 %	1 ns	1 ns
10 %	1 ns	1,4 ns
20 %	1 ns	1,8 ns

Tabelle 4.11: Einfluss der Primärionisation auf den Fehler der Driftzeitmessung im mittleren Bereich der Driftzelle für eine Driftzelle vom Typ MDCII.

Ladungsmenge des Signals und der geringeren Primärionisation von hochenergetischen Teilchen resultierenden Effekte sind damit sehr ähnlich und tragen in derselben Größenordnung zum Fehler der Driftzeitmessung bei. Sind die Zusammenhänge zwischen Primärionisation und Ort-Zeit-Korrelation und dem Fehler der Driftzeitmessung für eine festgesetzte Schwelle der integrierten Ladungsmenge bekannt, können diese Effekte korrigiert werden, um die systematischen Fehler in der Spurrekonstruktion in den Driftkammern zu verringern. Diese Korrektur kann erst erfolgen, wenn die Teilchenspuren rekonstruiert wurden. Entweder muss man die Teilchenspezies und deren Energie oder den Energieverlust der Spur kennen, der proportional zur Primärionisation ist.

Zusammenfassend kann hier festgestellt werden, dass die Zeitauflösung der Driftzellen der HADES-Driftkammern empfindlich mit der am ASD8 eingestellten Schwelle und mit der Stärke der Primärionisation der Teilchenspur variiert. Niedrige Schwellen und hohe Primärionisation ergeben dabei die beste Zeitauflösung. Am "Prototyp 0" der HADES-Driftkammern wurde die intrinsische Zeitauflösung einer Driftzelle für minimal ionisierende Teilchen experimentell zu 1,7 ns bestimmt (s. Abschnitt B.1.2). Eine Simulation der Driftzelle unter Vernachlässigung des Schwelleneffektes des ASD8 ergab eine Zeitauflösung von ~ 1 ns im mittleren Bereich der Driftzelle. Die experimentell bestimmte Zeitauflösung lag somit ~ 70 % über der "idealen" Zeitauflösung. Unter Berücksichtigung des Schwelleneffektes des ASD8 erhält man in der Simulation für minimal ionisierende Teilchen eine Zeitauflösung von 1,4 ns für eine Schwelle in der integrierten Ladungsmenge von 10 %.

Da die Zeitauflösung der Driftzelle in das Funktional der Spuranpassung der Spurrekonstruktion eingeht (s. Abschnitt B.3.2), kann die Spurrekonstruktion verbessert werden, wenn die Abhängigkeit der Zeitauflösung der Driftzelle von der Stärke der Primärionisation der Teilchenspur berücksichtigt wird. Die ist zurzeit noch nicht realisiert und stellt eine Option zur Verbesserung der Spurrekonstruktion dar. Eine genaue experimentelle Bestimmung der effektiven Schwellen des ASD8 kann die Qualität der Spurrekonstruktion ebenfalls verbessern.

In Abschnitt 8.4 werden die aus den experimentellen Daten gewonnenen Zeitaufösungen der verschiedenen Driftzellentypen diskutiert.

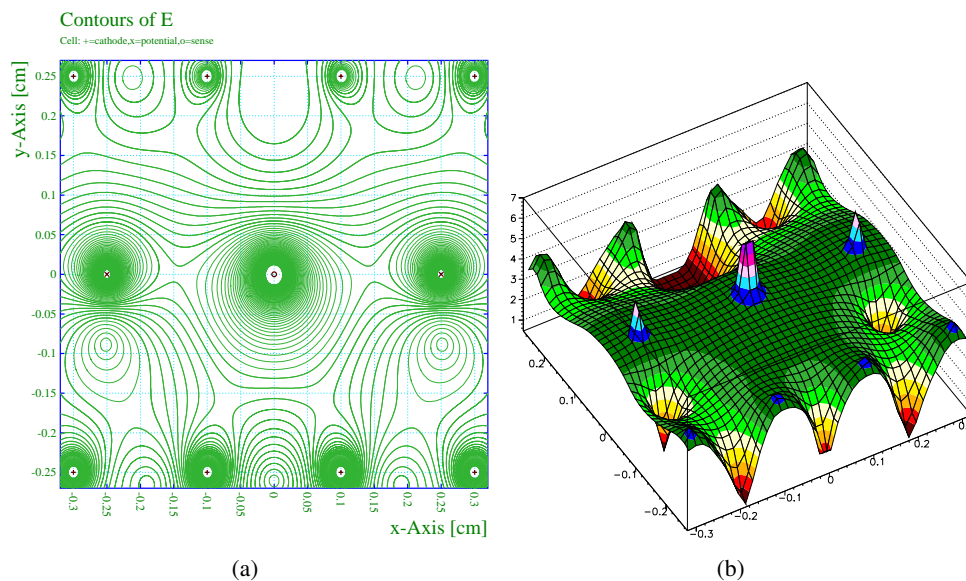


Abbildung 4.22: (a) Kontur des elektrischen Feldes, (b) der Driftgeschwindigkeit für eine $He/i - Butan$ -Gasmischung (60/40). Dargestellt werden die Werte für -1750 V Potentialdrahtpotential. An die Kathodenebenen wurden -1000 V und -1750 V Potential angelegt (“*asymmetrisches Potential*”).

4.8.5 Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation von der Feldgeometrie

Wie in den Abschnitten 4.2 und 4.3 besprochen wird, sieht das Konzept der HADES-Driftkammern vor, dass an den beiden Kathodenebenen, die eine Potential-/Auslesedrahtebene umgeben, das gleiche Potential anliegt (“symmetrischer Betrieb”). Diese Vorgehensweise ist sicher sinnvoll, denn so werden die auf die Kammerdrähte wirkenden elektrostatischen Kräfte minimiert.

Für die aktuellen Experimente ergab sich die Situation, dass eine Kathodenebene in einer Driftkammer des Typs MDCI aufgrund von Aufladungseffekten nicht in einen stabilen Betriebszustand auf Nominalpotential von -1750 V zu bringen war. Um einer kompletten Abschaltung der betroffenen Driftkammer und damit auch dem Verlust wertvoller Daten zu entgehen, wurde das an die betreffende Kathode angelegte Potential auf -1000 V gesetzt. Diese Einstellung erlaubte den stabilen Betrieb der betroffenen Driftkammer unter verminderter Effizienz in zwei von 6 Drahtebenen.

Hier soll nun gezeigt werden, wie ein solcher “asymmetrischer” Betrieb der Driftkammer sich auf das elektrische Feld in der Driftzelle und damit auf die Driftgeschwindigkeit und die Driftzeitmessung auswirkt. In Abbildung 4.22 (s. Seite 61) ist die Kontur des elektrischen Feldes für einen asymmetrischen Betrieb der beiden die Driftzelle umgebenden Kathodenebenen mit einem Potential von -1000 V und -1750 V dargestellt. Deutlich ist dabei die Anhäufung der Konturlinien auf der Seite der Kathodenebene mit -1750 V Potential zu erkennen. Für die Driftgeschwindigkeit in der Driftzelle hat dies unmittelbare Konsequenzen. So sinkt die Driftgeschwindigkeit auf der Seite mit niedrigem elektrischen Feld deutlich ab, während sich die andere Hälfte der Driftzelle annähernd wie unter symmetrischem Betrieb verhält.

Da die Symmetrie der Driftzelle entlang der Potential-/Auslesedrahtebene gebrochen ist, haben Elektronen, die von der Teilchentrajektorie innerhalb der einen Hälfte der Driftzelle driften, eine systematisch

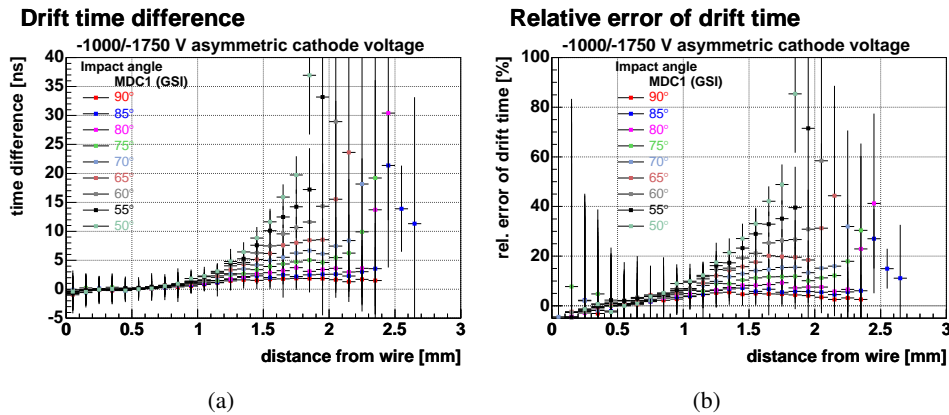


Abbildung 4.23: (a) Driftzeitdifferenz und (b) relativer Fehler in der Driftzeitmessung für eine $He/i - Butan$ -Gasmischung (60/40) aus dem Vergleich der Ort-Zeit-Korrelation des “symmetrischen” und dem “asymmetrischen” Betrieb der Driftzelle.

unterschiedliche Driftzeit verglichen mit den Elektronen der anderen Hälfte der Trajektorie. Vergleicht man nun die Ort-Zeit-Korrelation einer “symmetrische” mit der einer “asymmetrisch” betriebenen Driftzelle (Abbildung 4.23 (s. Seite 62)), so erhält man Differenzen in der Driftzeit Δt_{Drift} , die schon Trajektorien mit einer Distanz der kleinsten Annäherung von größer 1,2 mm größer als 5 ns sind, was einem relativen Fehler in der Driftzeitmessung von etwa 10 % entspricht und für größere Abstände stark ansteigt. Der Effekt hängt außerdem stark vom Einfallswinkel der Trajektorie ab, das heißt, für senkrecht in die Driftzelle einfallende Teilchen ist er am kleinsten. Aufgrund der Symmetriebrechung geben Trajektorien desselben Abstandes und Einfallswinkels für beide Seiten des Auslesedrahtes unterschiedliche Ergebnisse.

In der gegenwärtigen Analyse wird ein “asymmetrischer” der Driftzelle nicht berücksichtigt. Dies führt zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung in der Spurrekonstruktion, da die Driftzeitmessungen in den betroffenen Driftzellen mit großen systematischen Fehlern behaftet sind. Werden die Abweichungen der Driftzeiten zu groß gegenüber dem vorgegebenen Modell der Driftzelle, werden die Messungen der Driftzelle verworfen (s. Abschnitt B.3.2). Die Ortsauflösung der Spurrekonstruktion sinkt mit abnehmender Anzahl von zu einer Teilchenspur beitragenden Driftzellen.

4.8.6 Abhängigkeit der Ort-Zeit-Korrelation von der magnetischen Feldstärke

Die Hades-Driftkammern befinden sich in Richtung des Teilchenstrahls vor und hinter dem Magnetfeld zur Bestimmung des Impulses der Teilchen, die eine Reaktion im Target durchlaufen haben. Im idealen Fall wäre das magnetische Feld ausschließlich im Bereich des Magneten lokalisiert und die Driftkammern würden sich im feldfreien Raum befinden. In der Realität reicht das magnetische Feld jedoch in den Bereich der Driftkammern hinein, so dass man hier nicht mehr davon ausgehen kann, dass die Teilchen sich in den Driftkammern im feldfreien Raum bewegen. In diesem Abschnitt soll nun untersucht werden, wie groß das verbleibende magnetische Feld in den Driftkammern ist und wie sich das magnetische Feld auf die Eigenschaften des Driftkammerngases, die Driftgeschwindigkeit und die Ort-Zeit-Korrelation auswirkt.

Für die vorliegende Untersuchung wurde die Verteilung des magnetischen Feldes (*field map*) verwendet, wie sie auch für die Simulation mit GEANT zum Einsatz kommt. Die Simulation des magnetischen

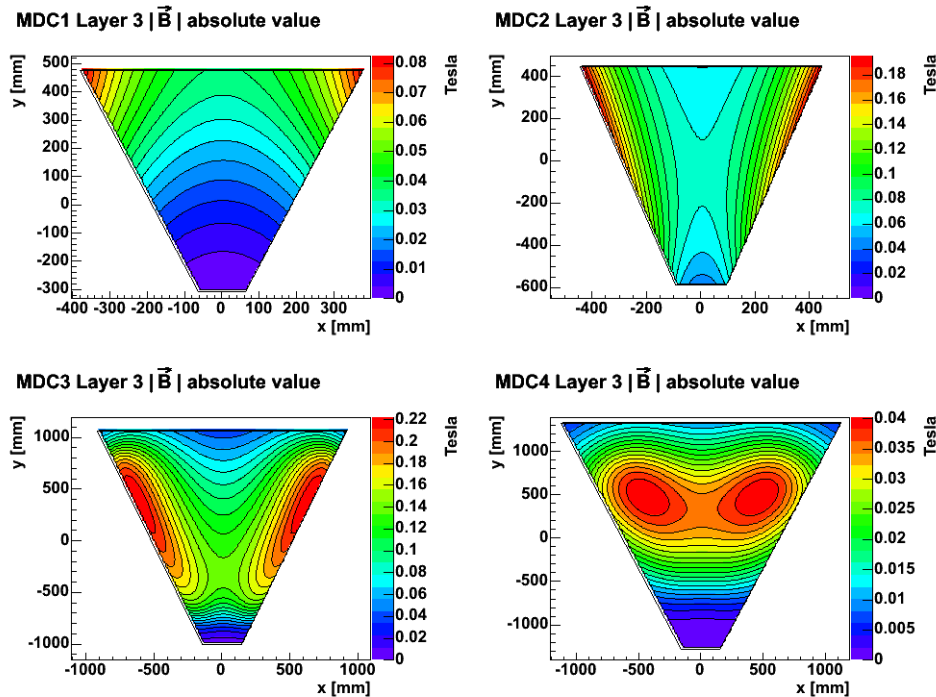


Abbildung 4.24: Betrag des magnetischen Feldes in den in der Auslesedrahte Ebene 3 der verschiedenen Driftkammertypen (Skalierungsfaktor 0,7215 zum maximalen Feld).

B	MDCI	MDCII	MDCIII	MDCIV
min. $ \vec{B} [T]$	0,00	0,04	0,02	0,00
max. $ \vec{B} [T]$	0,08	0,22	0,25	0,04

Tabelle 4.12: Magnetische Feldstärke in den Driftkammern (Skalierungsfaktor 0,7215 zum maximalen Feld).

Feldes des Hades-Magneten wurde mit dem Simulationsprogramm TOSCA aus dem Programmpaket OPERA-3D [Ope04] erstellt und durch Messungen überprüft und bestätigt [Bre99].

Entscheidend für die Feldstärke innerhalb der jeweiligen Driftkammern ist dabei der Abstand der Driftkammern von den Spulen des Magneten, da die magnetische Feldstärke mit dem Abstand schnell abnimmt. Aus diesem Grund sind nicht alle Driftkammern gleichermaßen vom magnetischen Feld betroffen, sondern die Driftkammern vom Typ MDCII und MDCIII sind durch ihre unmittelbare Nähe zu den Magnetspulen dem magnetischen Feld stärker exponiert.

Alle im Folgenden besprochenen Untersuchung beziehen sich auf eine magnetische Feldstärke, die 72,15% des maximalen Magnetfeldes des HADES-Magneten entspricht (Magnetstrom $\sim 2500 A$), wie sie für die Experimentzeit im November 2001 gültig war. Wie in Abbildung 4.24 (s. Seite 63) zu sehen ist, ist der Betrag der magnetischen Feldstärke in der Ebene der Auslesedrahte Ebene 3 der Driftkammern nicht homogen über die gesamte Drahte Ebene verteilt. Für die Driftkammer vom Typ MDCI treten Werte zwischen 0 und 0,08 T, für MDCII zwischen 0,04 und 0,18 T, für MDCIII zwischen 0,02 und 0,22 T und schließlich für MDCIV zwischen 0 und 0,04 T auf. Für die unmittelbar an den Magnetspulen liegenden Auslesedrahte Ebenen 6 (MDCII) erreicht man 0,22 T und für die Auslesedrahte Ebenen 1

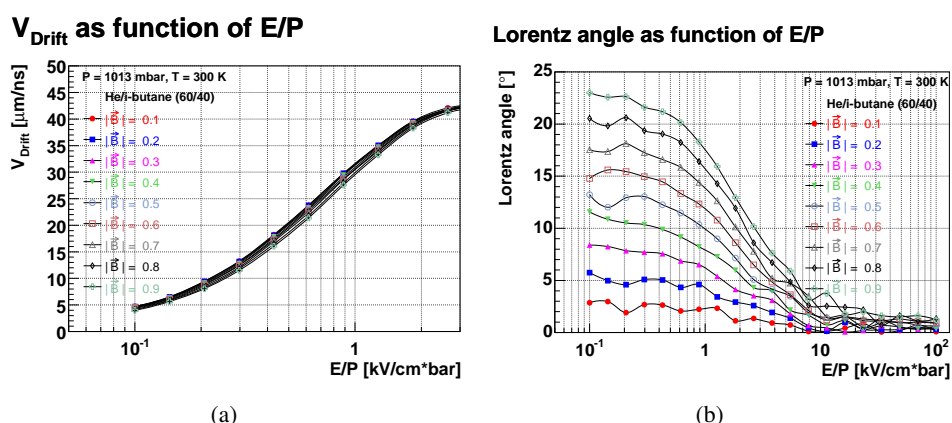


Abbildung 4.25: (a) Driftgeschwindigkeit und (b) Lorentz-Winkel in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke für verschiedene Stärken des magnetischen Feldes.

(MDCIII) maximal $0,25 \text{ T}$. Die Werte des magnetischen Feldes in den jeweiligen Driftkammern sind in Tabelle 4.12 (s. Seite 63) zusammengefasst. Im Folgenden soll nun untersucht werden, ob die Präsenz

B-Feld	Townsend	Attachment	long. Diff. Koeff.	trans. Diff.Koeff
Effekt	nein	wenig	wenig	wenig

Tabelle 4.13: Einfluss der magnetischen Feldstärke auf die *Townsend*-, *Attachment*- und Diffusionskoeffizienten des Zählgas.

eines magnetischen Feldes sich auf die Eigenschaften des Zählgases der Driftkammern auswirkt. Der *Townsend*-Koeffizient der *He/i – Butan*-Gasmischung (60/40) ändert sich nicht, wenn die Stärke des magnetischen Feldes im Bereich $0,1$ bis $0,9 \text{ T}$ variiert wird (s. Abbildung A.9, Seite 148). Der *Attachment*-Koeffizient der Gasmischung so wie der longitudinale und transversale Diffusionskoeffizient ändert sich nicht signifikant, daher ist der Einfluss des magnetischen Feldes auf diese Gasparameter zu vernachlässigen.

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Zählgas wird durch die Gegenwart eines magnetischen Feldes verändert. Für elektrische Feldstärken unterhalb von $1 \text{ kV/cm}\cdot\text{bar}$ ist ein geringfügiges Absinken zu erwarten (s. Abbildung 4.25 (a), Seite 64). Die Auswirkung der Änderung der Driftgeschwindigkeit ist für die in den Driftkammern auftretenden magnetischen Feldstärken zu vernachlässigen. Bedingt durch die auf bewegte geladene Teilchen einwirkende Lorentz-Kraft werden die Elektronen und Ionen während ihrer Drift abgelenkt. Für eine magnetische Feldstärke von $0,2 \text{ T}$ wird für eine *He/i – Butan*-Gasmischung (60/40) ein maximaler Lorentz-Winkel von 5° erreicht (s. Abbildung 4.25 (b), Seite 64). Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.13 (s. Seite 64) und 4.14 (s. Seite 64) zusammengestellt. Für die Ort-

B-Feld	Driftgeschwindigkeit	Lorentz-Winkel $[\circ]$
Effekt	wenig	max. 5° bei $0,2 \text{ T}$

Tabelle 4.14: Einfluss der magnetischen Feldstärke auf die Driftgeschwindigkeit und den Lorentz-Winkel des Zählgases.

Zeit-Korrelation lassen sich folgende Beobachtungen machen: Vergleicht man die Ort-Zeit-Korrelation einer Driftzelle für eine magnetische Feldstärke von 0 und $0,2 \text{ T}$, wie sie in etwa den Gegebenheiten in

den Driftkammern der Typen MDCII und MDCIII entspricht, so kann man feststellen, dass der beobachtbare Effekt stark davon abhängt, wie hoch die Schwelle der Ausselelektronik angenommen wird. In Abbildung 4.26 (s. Seite 65) ist der Vergleich der Ort-Zeit-Korrelation für eine magnetische Feldstärke von 0 und 0,2 T bei einer Schwelle von 10 % der integrierten Ladungsmenge des Signals für eine Driftkammer vom Typ MDCIII zu sehen. Die Ort-Zeit-Korrelation ist für den Fall des magnetischen Feldes deutlich zu höheren Driftzeiten verschoben. Betrachtet man die Differenz der beiden Kurven, so kann man feststellen, dass die relative Verschiebung zwischen beiden Kurven nahe am Auslesedraht und in

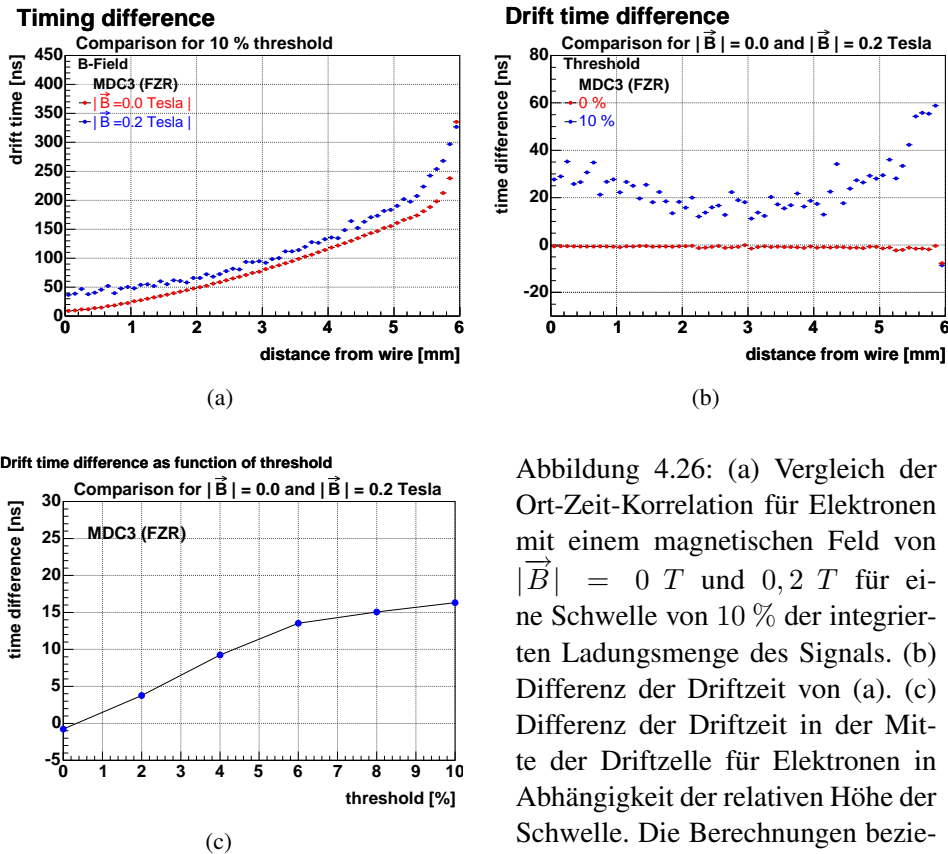


Abbildung 4.26: (a) Vergleich der Ort-Zeit-Korrelation für Elektronen mit einem magnetischen Feld von $|\vec{B}| = 0 \text{ T}$ und $0,2 \text{ T}$ für eine Schwelle von 10 % der integrierten Ladungsmenge des Signals. (b) Differenz der Driftzeit von (a). (c) Differenz der Driftzeit in der Mitte der Driftzelle für Elektronen in Abhängigkeit der relativen Höhe der Schwelle. Die Berechnungen beziehen sich auf MDCIII.

den äußeren Bereichen der Driftzelle gegenüber der Verschiebung im mittleren Bereich der Driftzelle stärker ausgeprägt ist. Im mittleren Bereich der Driftzelle beträgt die Verschiebung etwa 15 ns , was einem relativen Fehler in der Driftzeit von etwa 16 % entspricht.

Am Auslesedraht und in den äußeren Bereichen der Driftzelle werden dagegen Verschiebungen von 30 ns und mehr erreicht. Betrachtet man die Verschiebung im mittleren Bereich der Driftzelle als Funktion der Schwelle der integrierten Ladungsmenge des Signals, ergibt sich keine Verschiebung, wenn man auf das "erste" Elektron triggert. Die Verschiebung steigt dann kontinuierlich mit der Erhöhung der Schwelle an, bis bei 10 % der integrierten Ladungsmenge die oben besprochenen 15 ns Verschiebung erreicht werden. Die Zusammenfassung der Ergebnisse ist in Tabelle 4.15 (s. Seite 66) zu finden. Betrachtet man die Fehler der Driftzeitmessung in der Driftzelle, kann man feststellen, dass sich diese Größe unter dem Einfluss des magnetischen Feldes ebenfalls ändert. In Abbildung 4.27 (s. Seite 66) ist der Vergleich der Zeitauflösung der Driftzelle als Funktion des Abstandes vom Auslesedraht am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCIII für ein magnetischen Feld von $|\vec{B}| = 0 \text{ T}$ und $0,2 \text{ T}$ zu

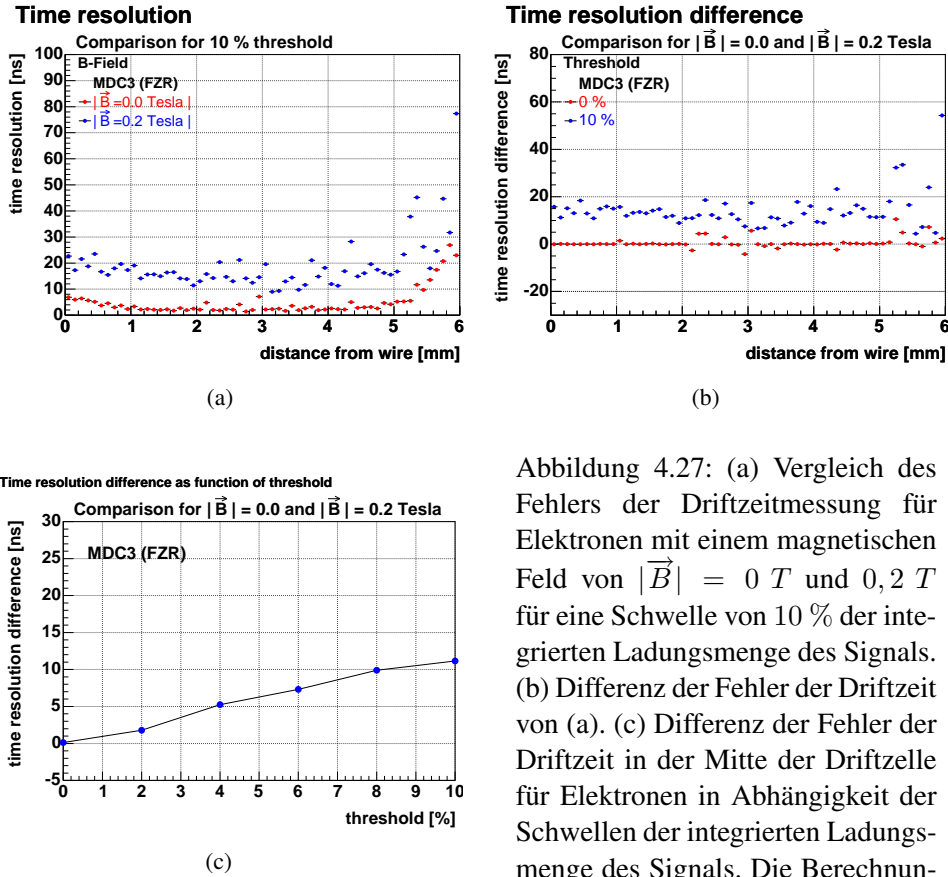


Abbildung 4.27: (a) Vergleich des Fehlers der Driftzeitmessung für Elektronen mit einem magnetischen Feld von $|\vec{B}| = 0 \text{ T}$ und $0,2 \text{ T}$ für eine Schwelle von 10 % der integrierten Ladungsmenge des Signals. (b) Differenz der Fehler der Driftzeit von (a). (c) Differenz der Fehler der Driftzeit in der Mitte der Driftzelle für Elektronen in Abhängigkeit der Schwellen der integrierten Ladungsmenge des Signals. Die Berechnungen beziehen sich auf MDCIII.

sehen. Unter dem Einfluss des magnetischen Feldes vergrößert sich der Fehler der Driftzeitmessung im mittleren Bereich der Driftzelle um bis zu 10 ns gegenüber einer feldfreien Messung bei einer Schwelle der integrierten Ladungsmenge von 10 %. Ohne die Simulation der Schwelle des ASD8 ist auch hier wie in der Driftzeitmessung kein Unterschied im Vergleich zu einer feldfreien Messung wahrzunehmen. Der Fehler der Driftzeitmessung vergrößert sich dabei kontinuierlich mit dem Erhöhen der simulierten Schwelle um 0 ns ohne Schwelle und 11 ns bei einer Schwelle von 10 % der integrierten Ladungsmenge des Signals im Vergleich zu einer feldfreien Messung. Eine Zusammenstellung der Ergebnisse findet sich in Tabelle 4.16 (s. Seite 67). Die Stärke des Effektes in der Ort-Zeit-Korrelation überrascht zunächst, denn die Parameter des Zählgases sind unter dem Einfluss des magnetischen Feldes nur wenig verändert, einzig der Lorentz-Winkel bietet hier die benötigte Erklärung. Die Simulation einer Teilchen-

B-Feld (0/0, 2 T)	$\Delta time1$		
	0 mm	3 mm	6 mm
0 % Schwelle	0 ns	0 ns	0 ns
10 % Schwelle	30 ns	15 ns	50 ns

Tabelle 4.15: Einfluss der magnetischen Feldstärke auf die Ort-Zeit-Korrelation. $\Delta time1$ ist die Differenz der Driftzeiten für die magnetischen Feldstärken 0 und $0,2 \text{ T}$ am Auslesedraht (0 mm), im mittleren Bereich der Zelle (3 mm) und im äußeren Bereich (6 mm). Die Berechnungen beziehen sich auf MDCIII.

B-Feld (0/0, 2 T)	$\Delta\sigma_{time1}$		
	0 mm	3 mm	6 mm
0 % Schwelle	0 ns	0 ns	0 ns
10 % Schwelle	18 ns	11 ns	40 ns

Tabelle 4.16: Einfluss der magnetischen Feldstärke auf den Fehler der Driftzeitmessung. $\Delta\sigma_t$ ist die Differenz der Fehler der Driftzeiten für die magnetischen Feldstärken 0 und 0,2 T am Auslesedraht (0 mm), im mittleren Bereich der Zelle (3 mm) und im äußeren Bereich (6 mm).

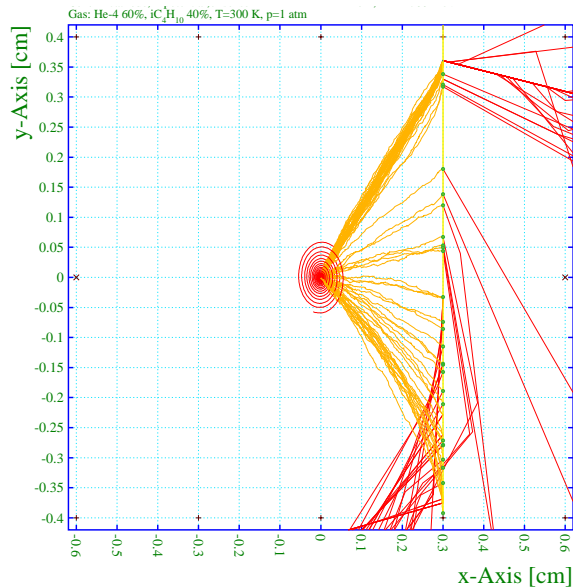


Abbildung 4.28: Simulierte Teilchenspur eines Elektrons in GARFIELD unter Einfluss der magnetischen Feldstärke. Die simulierte Feldstärke beträgt $|\vec{B}| = 0,2 T$, wobei der Feldvektor senkrecht zur Driftzellenebene steht. Deutlich ist die Ablenkung der driftenden Ionen zu sehen.

spur in GARFIELD mit einem angelegten magnetischen Feld von 0,2 T senkrecht zur Driftzellenebene, wie in Abbildung 4.28 (s. Seite 67) zu sehen ist, zeigt, dass die driftenden Ionen unter der Einwirkung der Lorentzkraft des magnetischen Feldes auf geladenen Teilchen auf spiralförmige Bahnen abgelenkt werden. Dies führt zu einem verlangsamtem Anstieg des induzierten Signals am Auslesedraht, da ein Großteil des induzierten Signals nicht von den driften Elektronen, sondern von den driftenden Ionen verursacht wird. Damit wird deutlich, warum sich in der Ort-Zeit-Korrelation kein Unterschied ergibt, wenn keine Schwelle der integrierten Ladung des Signals überschritten werden muss, und damit immer das "erste" Elektron am Auslesedraht die Driftzeitmessung startet. Da sich die Driftgeschwindigkeit und die Gaskoeffizienten praktisch nicht unter dem Einfluss des magnetischen Feldes ändern, kann man die gleichen Ergebnisse wie für eine feldfreie Messung erwarten. In der vorliegenden GARFIELD Simulation beträgt das aktive Zeitfenster in dem ein Signal am Auslesedraht induziert werden kann $1 \mu s$. Dies entspricht dem Messbereich des TDCs der Ausleseelektronik einer Driftzelle. In der Simulation führt das Spiralisieren der Ionen zu einem verlangsamten Anstieg des Signals am Auslesedraht und einer im aktiven Zeitfenster deutlich reduzierten influenzierten Ladungsmenge gegenüber einer feldfreien Simulation.

Aus den oben dargestellten Untersuchungen können folgende Schlussfolgerungen gezogen werden:

- Die Elektronendriftgeschwindigkeit innerhalb einer Driftzelle bleibt nahezu unverändert für die in den Driftkammern auftretenden magnetischen Feldstärken.
- Die Orts-Zeit-Korrelation der Driftzelle ändert sich in Gegenwart eines magnetischen Feldes ge-

genüber der Ort-Zeit-Korrelation im feldfreien Raum. Die Stärke der Änderung hängt empfindlich von der am ASD8 angelegten Schwelle ab.

- Die Zeitauflösung der Driftzelle verschlechtert sich unter der Einwirkung eines magnetischen Feldes. Mit zunehmender Höhe der eingestellten Schwelle des ASD8 nimmt die Verschlechterung der Zeitauflösung zu. Die Verschlechterung der Zeitauflösung ist nicht auf die Diffusionskoeffizienten zurückzuführen, sondern ausschließlich durch auf die driftenden Elektronen und Ionen wirkenden Lorentzkräfte zu begründen. Durch das Ablenken der Ionen auf kreisförmige Bahnen wird weniger Spiegelladung im "aktiven" Zeitfenster influenziert. Die Verschlechterung der Zeitauflösung führt zu einer Verschlechterung der Ortsauflösung in der Spurrekonstruktion.
- Das magnetische Feld weist nur in kleinen lokalen Bereichen der Driftkammer der Typen MDCII und MDCIII hohe Werte auf. Diese Bereiche liegen typischerweise in der Nähe der Rahmen der Driftkammern. Es ist anzunehmen, dass die Zeitauflösung der Driftzellen nur in diesen Bereichen vermindert ist. Große Abweichungen der Ort-Zeit-Korrelation von der Ort-Zeit-Korrelation der Modellfunktion, die innerhalb der Spuranpassung verwendet wird, können lokal zu einer verminderten Effizienz der Spurrekonstruktion führen.

Kapitel 5

Simulation der Driftkammer

Zur Simulation des HADES-Experimentes wurden das am CERN entwickelte Simulationspaket GEANT [Gea04] verwendet. Bei GEANT handelt es sich um ein Programmpaket zur Simulation von komplexen Detektorsystemen in Hochenergieexperimenten. Die in einer Reaktion im Target generierten Teilchen durchfliegen ein dreidimensionales Modell des zu simulierenden Detektors. Die Wechselwirkung des Teilchens mit dem Material des Detektors und den vorhandenen elektrischen und magnetischen Feldern wird dabei berücksichtigt. Die Simulation eines Detektorsystems in GEANT hilft bei der Entwicklung der Spezifikationen des Detektors und bei der Optimierung von Detektoren bzw. Detektorsystemen, sowie der Entwicklung der Analyseprogramme und dem Erarbeiten von Algorithmen.

Die Ereignisgeneratoren sind frei wählbar und geben den Anfangszustand der Primärteilchen, also Ort, Impuls und Teilchenspezies, an. Im Paket implementiert sind die wichtigsten Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie wie Mehrfachstreuung, Energieverlust durch Ionisation, Zerfall instabiler Teilchen, Bremsstrahlung, Paarkonversionen von Photonen und etliche mehr innerhalb eines Bereiches der kinetischen Energie des Teilchens zwischen 10 keV und 10 TeV .

Die Simulation des HADES-Experimentes basiert auf GEANT 3.21 und wird in HGEANT [HGe04] realisiert, das benutzt wird, um

- die Geometrie der einzelnen Detektoren, deren Volumen und Materialien zu definieren,
- die im Target generierten Teilchen mit einer möglichst realistischen Simulation der Wechselwirkungen durch den Detektor zu propagieren,
- alle für die Analyse relevanten physikalischen Daten der Spurpunkte der Teilchen im Detektor in ein maschinenlesbares Datenformat zu schreiben, das zur späteren Analyse verwendet werden kann.

Die Daten der GEANT-Simulation werden im HYDRA [HYD04] kompatiblen Format erzeugt. HYDRA bezeichnet das Softwarepaket der HADES-Analyse und basiert auf der in C++ implementierten objektorientierten Entwicklungsumgebung ROOT [ROO04], die zur Analyse von experimentellen Daten am CERN entwickelt wurde. Ziel der Simulation des HADES-Experimentes ist es, die durch den Ereignisgenerator erzeugten Teilchen mit GEANT durch den virtuellen Detektor zu propagieren, um die Wechselwirkung der Teilchen mit den Materialien des Detektors zu erhalten. Die Spurpunkte der primären und sekundären Teilchen im GEANT-Modell müssen nach der Faltung mit den spezifischen Detektoreigenschaften (*detector response*) in ein Format überführt werden, das dem der experimentellen Rohdaten nach dem Entpacken und der Kalibrierung entspricht. Für die weitergehende Spurrekonstruktion und Analyse werden experimentelle Daten und Simulationsdaten gleich ausgewertet. Die Simulationsdaten enthalten zusätzlich die von GEANT vergebenen Spurnummern der Teilchen, wodurch alle Spurpunkte der Detektoren eindeutig den verursachenden Teilchen zugeordnet werden können. In Abbildung 5.1 (s. Seite 70) ist dieser schematische Ablauf dargestellt.

Die Simulation der HADES-Driftkammern mit GEANT kann benutzt werden um folgende Fragestellungen zu untersuchen:

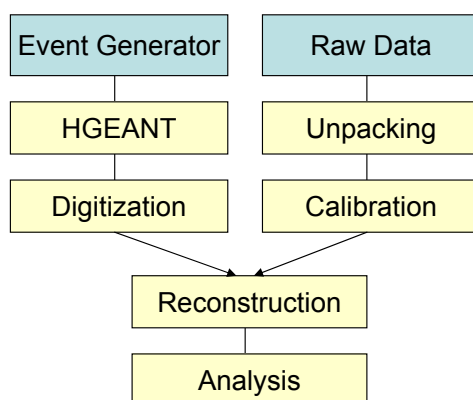


Abbildung 5.1: Schematischer Ablauf der Simulation in GEANT im Vergleich zur Analyse von experimentellen Daten.

- Untersuchung der Effizienz, der Positions- und Winkelauflösung der Spurrekonstruktion. Ziel ist es hier, die durch die Simulation der Driftkammern gewonnen Eigenschaften in ihren Auswirkung auf die Analyse der Experiment Daten und die im Experiment erzielbaren Ergebnisse zu untersuchen.
- Untersuchung des Einfluss des Magnetfeldes auf die Spurrekonstruktion und Optimierung der Auswertungsalgorithmen.

Als Ereignisgenerator von Schwerionenkollisionen in der Simulation des HADES-Experimentes wird gegenwärtig das UrQMD-Modell [Bas98] [Ble99] [UrQ04] verwendet, um einen detaillierten Vergleich zwischen Simulation und experimentellen Daten zu ermöglichen. Im Rahmen dieser Arbeit zur Untersuchung der Eigenschaften der HADES-Driftkammern und der Spurrekonstruktion der Teilchenspuren in den Driftkammern ist es von großer Bedeutung, dass der verwendete Ereignisgenerator die im Experiment auftretende Multiplizität der Teilchenspezies und ihrer Winkelverteilung in guter Näherung wiedergibt. Für einfacherer Aufgaben, die eine schnelle Generierung und Analyse von Teilchenspuren benötigen, stehen auch andere Generatoren, wie etwa PLUTO++ [Kag03] [Plu04] zur Verfügung, die eine gezielte Untersuchung von speziellen Problemen ermöglichen.

5.1 Digitalisierung

Ziel der Digitalisierung der aus der GEANT-Simulation erhaltenen Spurpunkte ist es, eine möglichst realistische Wiedergabe der Eigenschaften der HADES-Driftkammern in die Simulation zu implementieren. Gelingt die realistische Nachbildung einer echten Driftkammer, können weitergehende Untersuchungen des Detektors und seiner Eigenschaften aus der Simulation gewonnen werden.

Das GEANT-Modell der HADES-Driftkammern besteht aus mehreren ineinander geschachtelten trapezförmigen Volumen. Im Einzelnen werden dabei die Rahmen aus Aluminium und Stesalit durch separate Volumen dargestellt. Da eine einzige Driftkammer über 3000 Drähte (Auslese-, Potential- und Kathodendrähte) besitzt, ist es nicht möglich, jeden einzelnen Draht als separates Volumen im Modell darzustellen. Jede Auslese-/Potentialdrahtebene und jede Kathodenebene wird hier als ein Volumen zusammengefasst. Die Materialeigenschaften der Ebenen werden dabei zu einem Material künstlicher

Dichte zusammengefasst, die der Materialflächenbelegung der Drähte und dem Zählgas entspricht. Durchfliegt nun ein Teilchen in der GEANT-Simulation die Driftkammer, so erfährt es Wechselwirkungen mit den Materialien der Driftkammer. In HGEANT werden dabei die anhand der Ein- und Austrittspunkte in die Drahtebenen die Spurpunkte in der Mitte des jeweiligen Volumens berechnet, sofern eine Wechselwirkung zwischen dem Teilchen und dem Material des Volumens stattgefunden hat. Die Spurpunkte innerhalb der Driftkammern werden im Datenkontainer *HGeantMdc* gespeichert. Dieser Datenkontainer ist der Ausgangspunkt für die Digitalisierung der Driftkammerdaten und enthält die Ortskoordinaten im lokalen Driftkammerkoordinatensystem (x, y) , den Richtungsvektor der Spur (θ, ϕ) , den Impuls des Teilchens, die Flugzeit des Teilchens bis zum jeweiligen Volumen (*TOF*) und die Spurnummer der Teilchenspur (*Geant-ID*).

Von diesem Punkt aus startet die Prozedur der Digitalisierung der HADES-Driftkammern zur Nachbildung des realistischen Verhaltens der Driftkammern bezüglich der Messgrößen *time1* und *time2*, der Effizienz der Driftzellen und des elektronischen Rauschens (*detector response*). Der Schematische Ablauf der Digitalisierung ist in Abbildung 5.2 (s. Seite 71) zu sehen. Ziel dieser Prozedur ist es, in der Simulation eine realistische Nachbildung der Driftkammerdaten auf der Datenebene der kalibrierten Driftzeiten zu erhalten (*HMdcCal1*). Wie in Abbildung 5.1 (s. Seite 70) dargestellt ist, muss für die weitere Analyse und Spurrekonstruktion die Herkunft der Quelldaten transparent sein. Aus den Spurpunkten werden zunächst die Schnittpunkte mit den Volumina der Driftzellen bestimmt, um zu ermitteln, welche Driftzellen von der Teilchenspur getroffen worden wären.

Das Koordinatensystem einer einzelnen Driftzelle wird dabei so gewählt, wie es in Abbildung 4.14 (s. Seite 52) zu sehen ist. Aus den geometrischen Daten der Teilchenspur, wie minimalem Abstand der Teilchenspur vom Auslesedraht (*minimum distance*) und dem Einfallswinkel der Teilchenspur (*impact angle*), wird dann anhand der Ort-Zeit-Korrelation der Driftzelle (s. Abschnitt 5.1.4) berechnet, wie lange die Elektronen zum Auslesedraht driften (*time1*) und wie breit das influenzierte Signal ist (*time2 - time1*). *time1* und *time2* sind dabei nur als Mittelwerte der Ort-Zeit-Korrelation zu verstehen. Die Zeitaufösung der Driftzelle wird über den Fehler der Driftzeitmessung der Ort-Zeit-Korrelation gewonnen, wie es in Abschnitt 4.8 besprochen wird. Die resultierenden Driftzeiten werden aus der Summe der jeweiligen Driftzeit und einer zufällig generierten Zeit innerhalb einer Gaußverteilung mit der Breite des Fehlers der Driftzeitmessung ermittelt:

$$t_{drift} = t_{mean}(d, \alpha) + t_{res}(d, \alpha). \quad (5.1)$$

Dabei ist d als *minimum distance* und α als *impact angle* zu verstehen. Die Implementierung der Zeitaufösung kann man Abschnitt 5.1.4 finden. Für eine realistische Berechnung der Driftzeit muss die Propagationszeit des influenzierten Signals einer Driftzelle auf dem Auslesedraht t_{prop} , wie in Abschnitt 5.1.2 erläutert, berücksichtigt werden. Die Driftzeit wird damit zu:

$$t_{drift} = t_{mean}(d, \alpha) + t_{res}(d, \alpha) + t_{prop}. \quad (5.2)$$

Ebenfalls berücksichtigt werden die verschiedenen Betriebsmodi der Ausleseelektronik, wie sie in Abschnitt 5.1.1 beschrieben werden, da sie entscheidend dafür sind, welche Spurpunkte in den Driftkam-

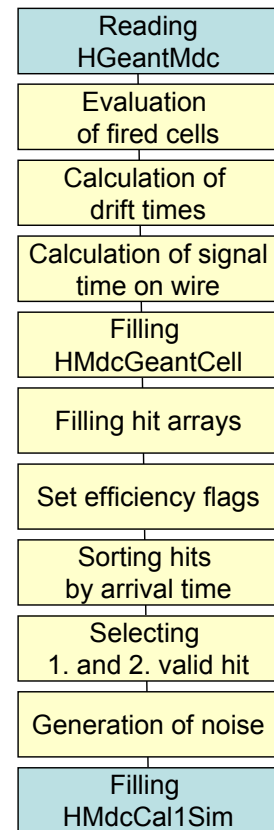


Abbildung 5.2: Schematischer Ablauf der Digitalisierung von Driftkammerdaten aus GEANT-Spurpunkten.

mern wirklich registriert werden. Anschließend werden anhand der Vorgaben für die Effizienz der Driftkammer die Berechnungen vorgenommen, welche Spurpunkte verworfen werden. Diese Spurpunkte werden dann als nicht gültig markiert. Nähere Beschreibungen hierzu finden sich in Abschnitt 5.1.3. Aus den vorhandenen Daten werden nun die Entscheidungen getroffen, welche Spurpunkte als gültig

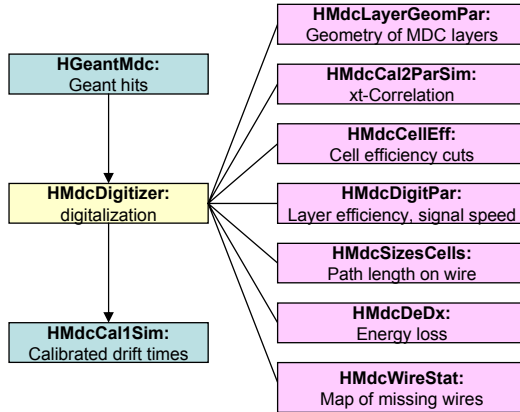


Abbildung 5.3: Klassendia-gramm der Digitalisierung der Driftkammerdaten in der Simulation. Die verschiedenen beteiligten Parameterkontainer sind auf der rechten Seite dargestellt.

betrachtet und weiter verwendet werden sollen. Zur Auswahl der gültigen Punkte werden nur Punkte berücksichtigt, die durch die Faltung der Effizienz nicht verworfen wurden. Als weiteres Kriterium wird dabei die Ankunftszeit der Signale in der Ausleseelektronik verwendet, denn nur die beiden ersten Teilchenspuren können (je nach Betriebsmodus der Ausleseelektronik) registriert werden. Die Ankunftszeit der Signale erhält man unter Berücksichtigung der Flugzeit des Teilchens vom Target bis zu Detektor t_{TOF} durch

$$t_{drift} = t_{mean}(d, \alpha) + t_{res}(d, \alpha) + t_{prop} + t_{TOF} \quad (5.3)$$

oder wenn die Fehler der Kalibrierung der experimentellen Daten simuliert werden soll, durch

$$t_{drift} = (t_{mean}(d, \alpha) + t_{res}(d, \alpha) + t_{prop} + t_{TOF}) \cdot scale + t_{offset}. \quad (5.4)$$

t_{offset} entspricht hier einer Konstanten pro Driftzelle, die dem systematischen Fehler aus der Kalibrierung der Kalibrierungskonstanten entspricht. Mit $scale$ wird eine Fehlkalibrierung der Kalibrierungskoeffizienten berücksichtigt. Die simulierten Spurpunkte der HADES-Driftkammern werden in den Datenkontainer *HMdcCal1Sim* geschrieben, der dem Aufbau des Datenkontainers der kalibrierten experimentellen Daten gleicht und zusätzliche Informationen der Simulation enthält. Für die weitere Spurrekonstruktion und Analyse können experimentelle und simulierte Daten dann technisch gleich behandelt werden. Die an der Digitalisierung beteiligten Klassen der Analysesoftware HYDRA und ihre Aufgaben sind in Abbildung 5.3 (s. Seite 72) schematisch dargestellt.

5.1.1 TDC Modi

In der Ausleseelektronik der Driftkammern existieren zwei verschiedene Modi der Driftzeitmessung. Der TDC der Driftkammerauslese kann entweder zwei zeitlich voneinander getrennte Signale von verschiedenen Teilchenspuren messen (*leading edge mode*) oder aber die ansteigende und abfallende Flanke eines Signals von einer Spur (*leading and trailing edge mode*). Im *leading edge mode* können zwei Teilchen registriert werden, wenn die abfallende Flanke des ersten Signals unter die Schwelle des ASD8 gefallen ist und damit die Messung beendet wurde. Liegt das zweite Signal innerhalb der Messung des ersten Signals, dann wird es von der Ausleseelektronik nicht erfasst, das resultierende Signal aus beiden

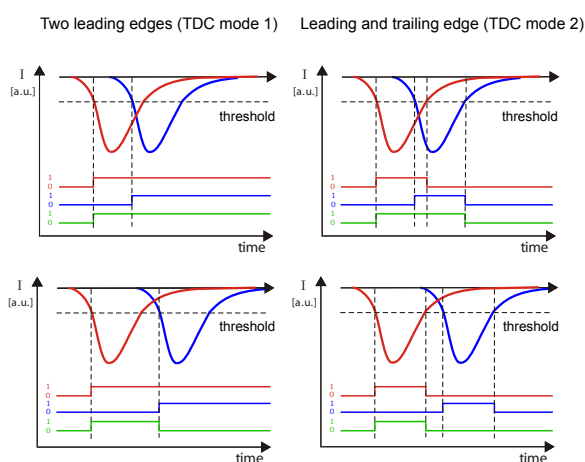


Abbildung 5.4: Vergleich der resultierenden TDC Signale in den verschiedenen Betriebsmodi des TDCs für überlappende (oben) und getrennte (unten) Signale (rechte Seite: *leading edge mode*, linke Seite: *leading and trailing edge mode*). Zusehen sind die beiden Signale (rot und blau) und die resultierende Zeitmessung des TDCs (grün).

Messungen gleicht der der Messung des ersten Signals. Wird die Ausleseelektronik im *leading and trailing edge mode* betrieben, wird ein zweites Signal nicht registriert, wenn das zweite Signal die Schwelle des ASDC8 überschreitet nachdem die Messung des ersten Signals abgeschlossen ist. Fällt ein zweites Signal innerhalb der Messung des ersten Signals, dann verschiebt sich die Messung der abfallenden Flanke des Signals so weit, bis auch die abfallende Flanke des zweiten Signals die Schwelle des ASD8 wieder überschritten hat. Hierbei werden in der Simulation keine Effekte der Ausleseelektronik simuliert, lediglich die letzte abfallende Flanke bestimmt die resultierende Signalbreite der der Überlagerung der beiden Signale. Die schematische Darstellung der verschiedenen Modi der Driftkammerauslese für *leading edge mode* und *leading and trailing edge mode* für getrennte und überlappenden Signale ist in Abbildung 5.4 (s. Seite 73) zu sehen.

5.1.2 Implementierung der Laufzeit des Signals auf dem Draht

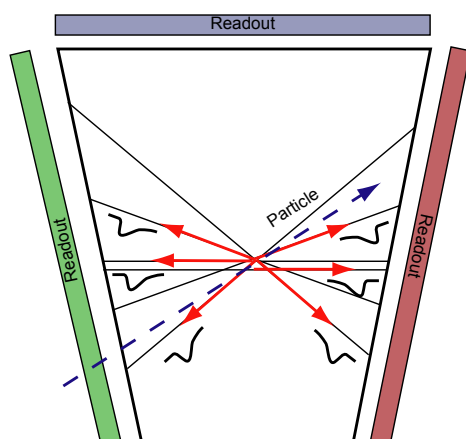


Abbildung 5.5: Laufzeit des Driftsignals auf dem Draht. Für die Berechnung der Laufzeit wird der Abstand vom Spurpunkt bis zur Ausleseelektronik berechnet.

Das von einer Teilchenspur in der Driftzelle erzeugte Signal wird an einer Koordinate (x, y) innerhalb der Drahtebene der Driftkammer erzeugt. Um eine Driftzeitmessung zu simulieren, die den Gegebenheiten des Experimentes entspricht, muss berücksichtigt werden, dass das Signal über den Auslesedraht

zur Ausleseelektronik propagieren muss. In der Simulation wird dazu der Abstand des Spurpunktes zur Ausleseelektronik bestimmt. Hierzu muss berücksichtigt werden, von welcher Seite der Driftkammer die jeweilige Driftzelle ausgelesen wird. Die Propagationsgeschwindigkeit eines elektrischen Signals auf einem Draht hängt von den Materialeigenschaften des Drahtes ab. Für goldbedampfte Wolframdrähte, die ähnliche Eigenschaften wie die Auslesedrähte der HADES-Driftkammern aufweisen, finden sich in der Literatur Laufzeiten von $3,6 \text{ ns/m}$ [Hir00] (aus experimentellen Daten mit kosmischer Strahlung bestimmt) und $3,8 \text{ ns/m}$ [VG01] (über Reflektionsmessung bestimmt). Für die Kalibrierung der Driftzeiten der HADES-Driftkammern und für die Spurrekonstruktion ergibt eine Laufzeit des Signals auf dem Draht von 4 ns/m gute Ergebnisse. In Abbildung 5.5 (s. Seite 73) ist die Situation schematisch dargestellt.

5.1.3 Implementierung der Effizienz

Da die Effizienz einer Driftkammer nicht 100 % beträgt, würde die bisherige Digitalisierungsmethode mehr getroffene Driftzellen pro Teilchenspur als im Experiment hervorbringen. Die Implementierung der Effizienz der Driftkammern wird auf drei verschiedene Weise realisiert: Die Effizienz der Driftkammer wird im Allgemeinen über die Effizienz der Driftzellen (*cell efficiency*) bestimmt. Dies ist die Standardmethode zur Simulation der Effizienz der Driftkammern. Sie bildet die Eigenschaften der *Draht Cluster* korrekt ab und kann somit für detaillierte Untersuchungen verwendet werden. Die zweite Methode sieht die Implementierung der Effizienz der Driftkammern über globale Nachweiseffizienzen der Drahtebenen (*layer efficiency*) vor. Sie kann benutzt werden, um Drahtebenen mit verringerter Effizienz zu simulieren. Die dritte Methode berücksichtigt, ob eine Driftzelle ausgelesen werden konnte (*read-out efficiency*). Es lassen sich nicht arbeitende Driftzellen "ausschalten". Die nicht auslesbaren Driftzellen werden aus experimentellen Daten tabelliert. Alle Methoden können miteinander kombiniert werden und in den folgenden Abschnitten ausführlich dargestellt. Die Methoden sind in Tabelle 5.1 (s. Seite 74) zusammengefasst.

Effizienz der Driftzelle

Zum einen wird hier die Effizienz einer einzelnen Driftzelle simuliert, das heißt, die eine Driftzelle durchquerende Teilchenspur hat abhängig von der in der Driftzelle hervorgerufenen Primärionisation eine unterschiedlich hohe Wahrscheinlichkeit ein Signal am Auslesedraht zu erzeugen. Teilchen, die nur eine kurze Spur in der Driftzelle erzeugen, haben damit eine geringere Wahrscheinlichkeit registriert zu

Effizienz	Zweck	typische Wert
Driftzelle	Effizienz der Driftzelle, basierend auf Schnitten in der Ladung, korrekte Wiedergabe der <i>Draht Cluster</i>	88 %
Drahtebene	globale Effizienz einer Drahtebene, basierend auf Wahrscheinlichkeit, keine korrekte Wiedergabe der <i>Draht Cluster</i>	1
Auslese	Simulation nicht auslesbarer Driftzellen, tabelliert aus experimentellen Daten	0 oder 1

Tabelle 5.1: Effizienzimplementierung

werden. Die integrierte Ladung eines Signals einer Teilchenspur variiert mit dem Abstand vom Auslesedraht, dem Einfallswinkel der Teilchenspur in die Driftzelle und der Primärionisation des Teilchens. Wie Abbildung 5.6 (s. Seite 75) am Beispiel einer Driftzelle vom Typ MDCIV für Elektronen mit einer Energie von 700 MeV gezeigt wird, ist der Anstieg der integrierten Ladungsmenge von peripheren zu zentralen Trajektorien für unterschiedliche Einfallswinkel unterschiedlich stark. In der vorliegenden

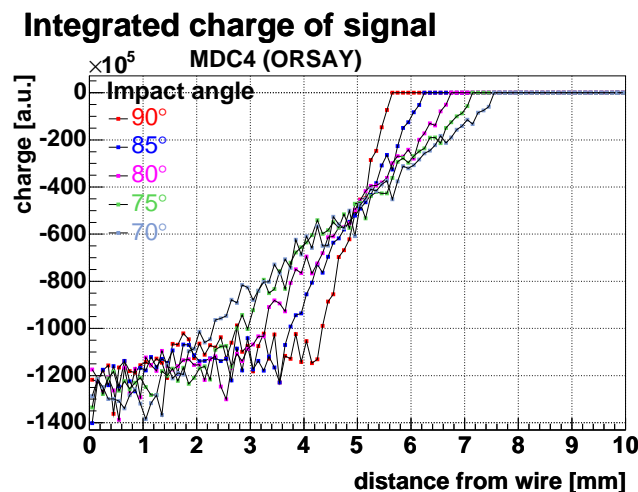


Abbildung 5.6: Integrierte Ladung eines GARFIELD-Signals in Abhängigkeit vom Abstand vom Signaldraht für verschiedene Einfallswinkel der Teilchentrajektorie am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCIV.

Simulation wird die Effizienz der Driftzelle über prozentuale Schwellen der maximal deponierten integrierten Ladungsmenge implementiert. Die Änderung der integrierten Ladungsmenge als Funktion des Abstandes vom Auslesedraht für die verschiedenen Einfallswinkel der Teilchenspuren in die Driftzelle wird durch ein Polynom ersten Grades angepasst. Für eine gegebene Schwelle der integrierten Ladungsmenge der Teilchenspur kann dann der Abstand vom Auslesedraht berechnet werden, an dem eine Teilchenspur für eine gegebene Schwelle verworfen wird. In diesem Fall wird das Signal der entsprechenden Driftzelle als ungültig (*invalid*) markiert. Ein Schnitt in der integrierten Ladungsmenge von 90 % (*charge cut* = 90 %) bedeutet dabei, dass ein Signal mindestens 90 % der maximalen integrierten Ladungsmenge aufweisen muss, um akzeptiert zu werden.

In Abbildung 5.8 (s. Seite 77) sind die resultierenden geometrischen Schnitte für Schnitte zwischen 50 % und 100 % der maximal deponierten integrierten Ladungsmenge für die verschiedenen Driftkammertypen im Koordinatensystem der Driftzellen zu sehen. Die Schnitte verlaufen dabei für niedrige Werte der Schnitte nicht auf ellipsenförmigen Bahnen um den Auslesedraht. Für einen Schnitt von 88 % der integrierten Ladungsmenge werden im Driftkammertyp MDCI 9,4 %, für MDCII 12,2 %, für MDCIII 9,9 % und für MDCIV 11 % der getroffenen Driftzellen verworfen, wie in Abbildung 5.7 (s. Seite 76) gezeigt wird. Die Abhängigkeit des Verhältnisses der akzeptierten Driftzellen zur Gesamtanzahl der Driftzellen (*cell efficiency*) als Funktion der gewählten Schwelle der maximalen integrierten Ladungsmenge verläuft dabei, wie in Abbildung 5.9 (a) (s. Seite 78) dargestellt wird, linear. Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Teilchenspur innerhalb einer Drahtebene registriert wird (*layer efficiency*) als Funktion des gewählten Schnittes in der integrierten Ladungsmenge (s. Abbildung 5.9 (b), s. Seite 78) weist dabei ein Plateau zwischen 70 % und 90 % auf, bei der mehr als 95 % der Teilchenspuren registriert werden. Das heißt, die

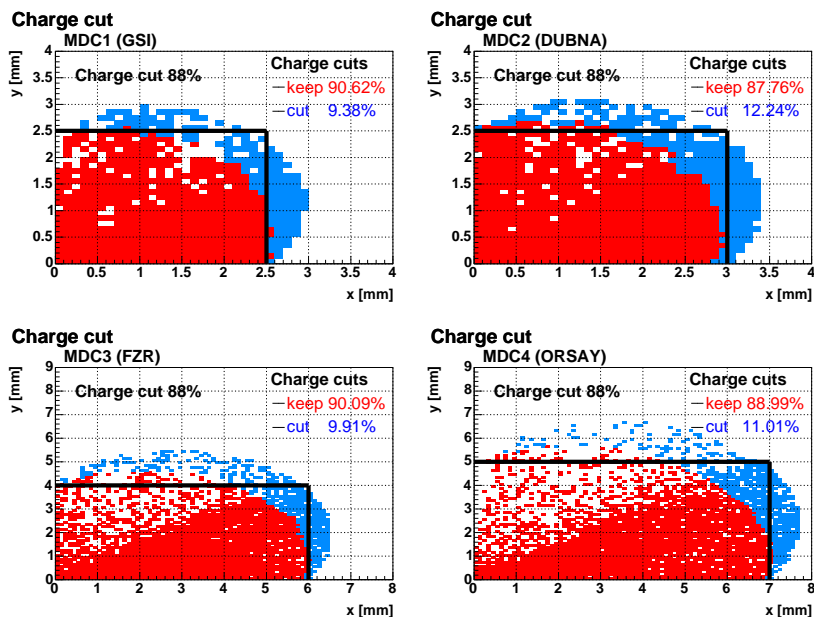


Abbildung 5.7: Verworfen Driftzellen für einen Schnitt von 88% in der integrierten Ladungsmenge für MDCI-IV.

Wahrscheinlichkeit für ein Teilchen, in einer Drahtebene registriert zu werden, nimmt erst für Schnitte unterhalb von 70% deutlich ab. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 5.2 (s. Seite 76) und 5.3 (s. Seite 77) zusammengefasst.

Die Faltung der Effizienz auf Driftzellenebene gibt die Eigenschaften einer Teilchenspur, wie etwa die

Cut in Charge	ε_{MDCI}	ε_{MDCII}	ε_{MDCIII}	ε_{MDCIV}
90 %	90 %	89 %	88 %	87 %
60 %	71 %	68 %	66 %	65 %

Tabelle 5.2: Einfluss der Schnitte in der integrierten Ladungsmenge auf die Effizienz der Driftzelle. *Cut in Charge* bezeichnet den prozentualen Anteil der maximalen Ladungsmenge, den eine Teilchenspur aufweisen muss, um akzeptiert zu werden.

Anzahl der Driftzellen pro Teilchenspur, realistisch wieder. Diese Größe wird zum Beispiel verwendet, um in der Analyse von Leptonenpaaren, also e^+e^- -Paaren, den Untergrund durch von der Spurrekonstruktion nicht aufgelösten Doppelspuren zu reduzieren (*close pair rejection*) [Bie04]. In der Simulation der experimentellen Daten des Experimentes im November 2001 wurde der Schnitt in der integrierten Ladungsmenge auf 88 % festgesetzt. Dieser Wert wurde durch einen Vergleich zwischen experimentellen Daten und Simulation ermittelt. Als Anhaltspunkt zum Abgleich diente dabei das Verhältnis der Driftzellen, deren benachbarte Driftzellen in der Drahtebene ebenfalls ein Signal gegeben hatten, zur Gesamtanzahl der signalgebenden Driftzellen. Diese Größe eignet sich gut zur Festlegung der Schnitte in der integrierten Ladungsmenge, da sie insbesondere für Teilchenspuren mit einem flachen Eintrittswinkel in die Driftzelle sensitiv ist. Durch starkes Rauschen der Ausleselektronik oder korreliertes Rauschen durch Übersprechen der Driftzellen können allerdings systematische Abweichungen auftreten.

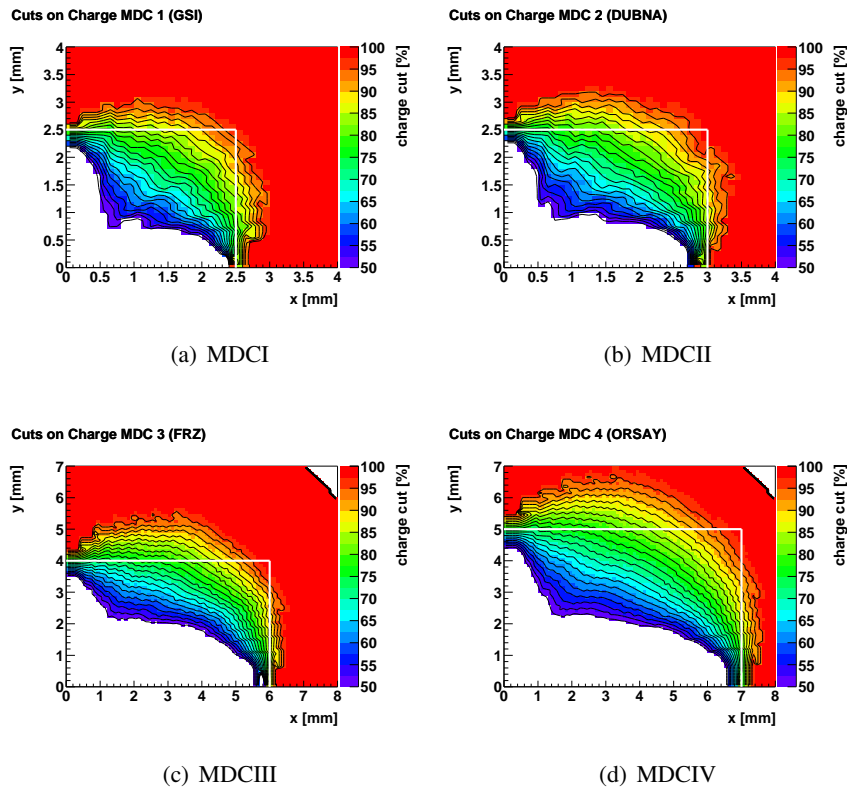


Abbildung 5.8: Schnitte in der integrierten Ladungsmenge des Driftsignals im Zellkoordinatensystem von MDCI-IV. Die weißen Linien zeigen die Zellgrenzen an. *Charge cut* bezeichnet den prozentualen Anteil der maximalen Ladungsmenge, den eine Teilchenspur aufweisen muss, um akzeptiert zu werden.

ten. Der detaillierte Vergleich der Eigenschaften von Teilchenspuren von Leptonen zeigt, dass die Abweichungen zwischen Simulation und experimentellen Daten innerhalb von 15 % liegen [Bie04] (s. Abschnitt 8.2).

Die Effizienz der Drahtebenen der HADES-Driftkammern wurde mit verschiedenen Methoden experimentell bestimmt. Die in der Simulation gefundenen Werte für die Effizienz der Drahtebenen von 97 % – 98 % (MDCI-III) und 95 % (MDCIV) stehen somit in guter Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten (s. Abschnitt 8.5).

Cut in Charge	ε_{MDCI}	ε_{MDCII}	ε_{MDCIII}	ε_{MDCIV}
90 %	98 %	97 %	97 %	95 %
70 %	97 %	93 %	95 %	93 %
60 %	92 %	86 %	88 %	86 %

Tabelle 5.3: Einfluss der Schnitte in der integrierten Ladungsmenge auf die Effizienz der Drahtebene. *Cut in Charge* bezeichnet den prozentualen Anteil der maximalen Ladungsmenge, den eine Teilchenspur aufweisen muss, um akzeptiert zu werden.

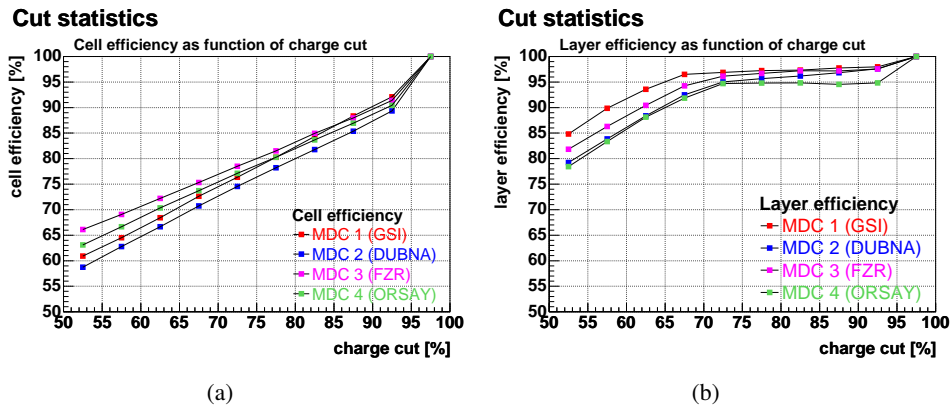


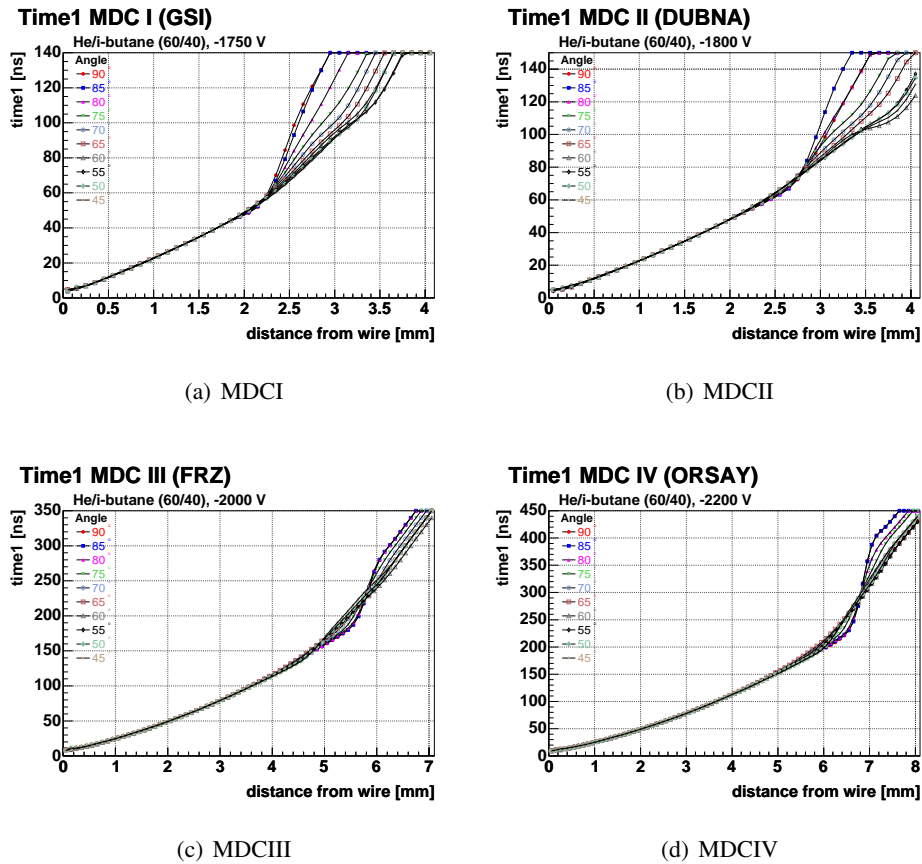
Abbildung 5.9: (a) Anzahl der Driftzellen als Funktion des Schnittes in der integrierten Ladungsmenge für MDCI-IV. (b) Anzahl der in der Drahtebenen registrierten Spuren als Funktion des Schnittes in der integrierten Ladungsmenge für MDCI-IV.

Effizienz der Drahtebene

Eine zweite Implementierung der Effizienz besteht in der Möglichkeit der Festlegung einer Allgemeinen Effizienz einer einzelnen Driftkammerdrahtebene. Dabei wird die Wahrscheinlichkeit für die Registrierung der Teilchenspur in einer Drahtebene festgelegt und für jede Driftzelle eine Entscheidung entsprechend der Wahrscheinlichkeit getroffen. Wird das Signal der Driftzelle aufgrund der Entscheidung verworfen, wird das Signal ebenfalls als ungültig markiert. Diese Methode eignet sich, um z.B. der Allgemeinen Effizienz einer Drahtebene aufgrund der gegenüber den normalen Werten verringerten angelegten Hochspannung Rechnung zu tragen. Die Methode berücksichtigt nicht, dass die Wahrscheinlichkeiten für Teilchenspuren unter verschiedenen Einfallswinkeln und mit unterschiedlichen Abständen vom Auslesedraht unterschiedlich sind. Die Signaturen der Teilchenspuren, wie etwa die Anzahl der Driftzellen pro Teilchenspur, werden nicht richtig wiedergegeben. Diese Methode eignet sich somit nur, wenn man die globale Effizienz der Drahtebenen verändern will, aber auf eine realistische Abbildung der Eigenschaften der *Draht Cluster* verzichten kann.

5.1.4 Implementierung der Ort-Zeit-Korrelation und der Zeitauflösung

In der Simulation wird ein vollständiges zweidimensionales Modell der Driftkammern des HADES-Experimentes implementiert. Die Grundlagen des Modells sind in Abschnitt 4.8 beschrieben. Die Parametrisierung der zweidimensionalen Ort-Zeit-Korrelation erfolgt durch die Definition einer Teilchenspur für den minimalen Abstand zum Auslesedraht (*minimum distance*) und den Einfallswinkel in die Driftzelle (*impact angle*), wie sie in Abbildung 4.14 (s. Seite 52) gezeigt wird. Die Ort-Zeit-Korrelation wird mit Hilfe einer GARFIELD-Simulation für das in den HADES-Driftkammern verwendete *He/i – Butan*-Gasgemisch (60/40) und den angelegten Potentialen, die dem zu simulierenden Experiment entsprechen, berechnet (s. Abschnitt 4.8). Zur Simulation werden Elektronen mit einer Energie von 700 MeV verwendet. Die Simulation umfasst 18 Schritte im Einfallswinkel zwischen 90° und 0° in Schrittweiten von 5° und eine Schrittweite von $100 \mu\text{m}$ im Abstand vom Auslesedraht. Die tabellierten Werte der *time1*, *time2* und deren aus der Simulation bestimmten Fehler werden im Analyseprogramm HYDRA im Parameterkontainer *HMdcCal2ParSim* zur Verfügung gestellt und von dort während der Digitalisierung der Simulationsdaten aufgerufen. Dieser Parameterkontainer stellt die Methoden zur


 Abbildung 5.10: $time1$ für MDCI-IV für verschiedene Einfallswinkel der Teilchenspur in die Driftzelle.

Berechnung der Driftzeit einer Driftzelle für einen gegebenen Einfallswinkel und Abstand vom Auslesedraht bereit. Bei der Berechnung der Driftzeiten und deren Fehler für ein vorgegebenes Parameterpaar wird eine bilineare Interpolation zwischen den nächstbesten Werten der Matrix durchgeführt, um sprunghafte Übergänge zu vermeiden. Für Parameterpaare, deren zugehörige Teilchenspuren physikalisch außerhalb der Driftzelle liegen, wird ein glatter Gradient in die Driftzelle berechnet. Dies ist notwendig, damit die Algorithmen der Spurrekonstruktion bei der Anpassung an die Teilchenspur in die Driftzelle konvergieren können, falls der Anfangswert der Anpassung ungünstig gewählt wurde. Die Driftzeit wird dabei nach Gleichung 5.1 (s. Seite 71) als Funktion des Abstandes vom Auslesedraht und des Einfallswinkels als Summe der mittleren Driftzeit und einem zufällig variierten Anteil t_{res} innerhalb der Zeitaufösung der Driftzelle t_{error} bestimmt. Dieser Anteil wird durch

$$t_{res} = random(gaus(0, t_{error})) \quad (5.5)$$

berechnet, wobei vorausgesetzt wird, dass der Fehler der Driftzeitmessung einer Gaußverteilung folgt. Dies ist für Teilchenspuren nahe am Auslesedraht und in den äußeren Bereichen der Driftzelle jedoch nicht der Fall. Hier sind die Fehler der Driftzeiten ähnlich einer Landau-Verteilung gestreut. Daher handelt es sich nur um eine Approximation. Die Werte für t_{res} folgen einer Gaußverteilung um den Wert 0. Wie in Abbildung 5.10 (s. Seite 79) dargestellt ist, liegen die typischen Driftzeiten innerhalb der Driftzellen vom Typ MDCI unter ~ 120 ns, für MDCII unter ~ 120 ns, für MDCIII unter ~ 300 ns und für

MDCIV unter ~ 400 ns. Für die beiden Driftzellen vom Typ MDCI und MDCII ergibt sich aufgrund der fast quadratischen Zellgeometrien eine nahezu gleiche Driftzeit für Teilchenspuren mit gleichem Abstand vom Auslesedraht und verschiedenen Einfallswinkeln, stärkere Abweichungen treten erst nahe den Grenzen der Driftzelle auf. Für die Driftzellen vom Typ MDCIII und MDCIV ist die Abhängigkeit der Driftzeiten für Teilchenspuren gleichen Abstandes vom Auslesedraht vom Einfallswinkel aufgrund der rechteckigen Zellgeometrien stärker ausgeprägt.

Für die maximale Signalbreite ($time2 - time1$) ergeben sich für Driftzellen vom Typ MDCI ~ 120 ns, für MDCII ~ 130 ns, für MDCIII ~ 400 ns und für MDCIV ~ 500 ns, wie in Abbildung 5.11 (s. Seite 80) zu sehen ist. Auffällig ist hier, dass sich im mittleren Bereich der Driftzelle jeweils eine minimale Signalbreite von ~ 80 ns (MDCI), ~ 80 ns (MDCII), ~ 170 ns (MDCIII) und ~ 200 ns (MDCIV) ergibt. Dies wird auch in Abschnitt 4.8.3 gezeigt. In den Driftkammern vom Typ MDCIII und MDCIV ist zudem eine höckerige Struktur zu erkennen, die mit der Position der Kathodendrähte im Modell korreliert ist. Diese Strukturen sind in den experimentellen Daten der Driftkammern nicht vorhanden (s. Abschnitt 8.3.1) und resultieren aus der Berechnung der *trailing edge* ($time2$) in der Simulation. Da

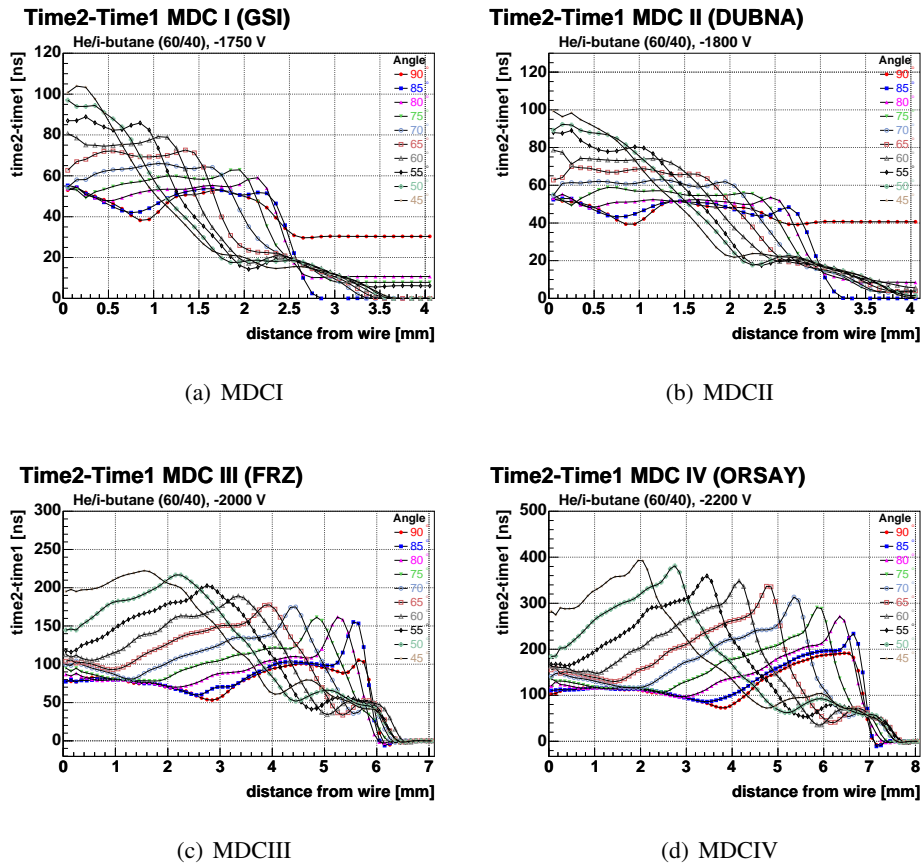


Abbildung 5.11: $time2 - time1$ für MDCI-IV für verschiedene Einfallswinkel der Teilchenspur in die Driftzelle. Die "höckerigen" Strukturen sind mit der Position der Drähte korreliert.

hier keine vollständige Simulation der Signalformung der Ausleseelektronik vorliegt, ist die $time2$ sehr sensitiv auf Veränderungen im elektrischen Feld und kann die Werte aus den experimentellen Daten nicht realistisch wiedergeben. Eine realistische Simulation der $time2$ könnte man durch eine vollständige Si-

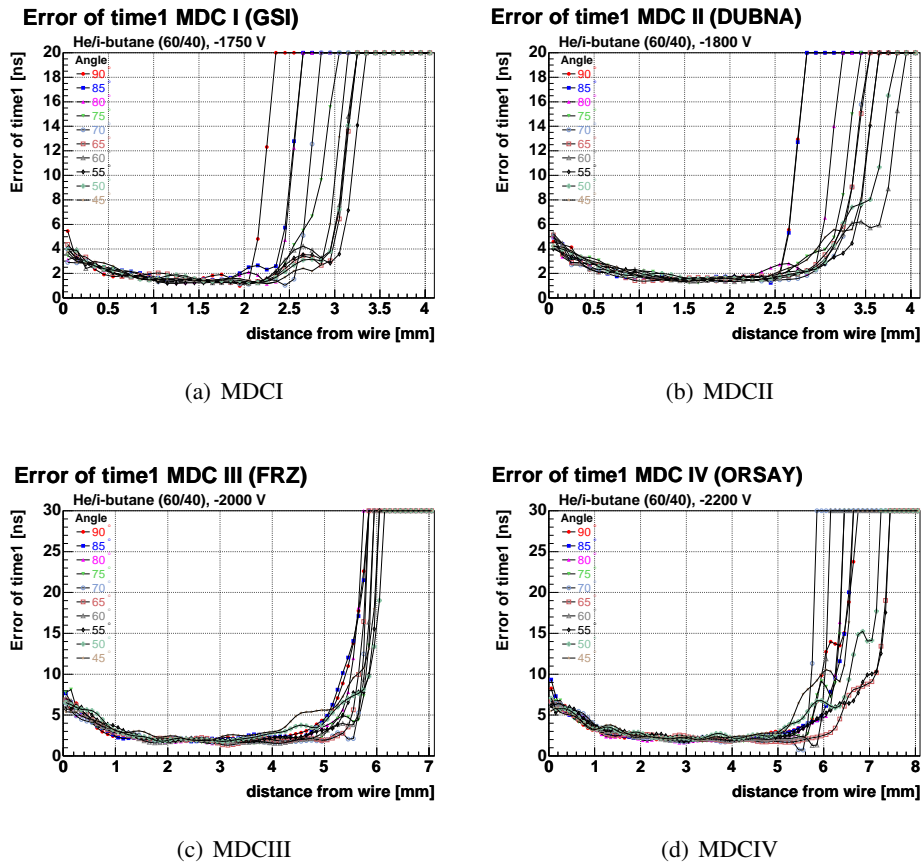


Abbildung 5.12: Fehler der *time1* für MDCI-IV.

mulation der Ausleseelektronik erhalten (z.B. mit PSPICE [psp04]). Die Wertebereiche der Driftzeiten sind in Tabelle 5.4 (s. Seite 81) aufgeführt.

Für die Fehler der *time1* gilt, dass sie über einen großen Bereich der Driftzelle weitestgehend konstant sind. In der Nähe des Auslesedrahtes steigt der Fehler bis auf das 2 – 3-fache des Fehlers im mittleren Bereich der Driftzelle und in den äußeren Bereichen der Driftzelle beträgt der Fehler typi-

variable	MDCI	MDCII	MDCIII	MDCIV
<i>time1</i>	120 ns	120 ns	300 ns	400 ns
<i>time2</i>	130 ns	130 ns	320 ns	420 ns
<i>time2</i> – <i>time1</i>	120 ns	130 ns	400 ns	500 ns

Tabelle 5.4: Ungefähre obere Grenzen der Wertebereiche der Driftzeiten in der Simulation.

scherweise das 4-fache des Fehlers im mittleren Bereich der Driftzelle. Der Fehler von *time1* für die verschiedenen Driftzellen ist in Abbildung 5.12 (s. Seite 81) zu finden. Die Fehler der *time2* sind in Abbildung A.11 (s. Seite 150) zu sehen, sie sind um ein vielfaches größer als die Fehler der *time1* und können 10 ns – 30 ns (MDCI und MDCII) und 10 ns – 80 ns (MDCIII und MDCIV) betragen. Die Driftzeiten der Elektronen können aufgrund des inhomogenen Feldes in der Nähe der Kathodendrähte sehr groß werden. Der Fehler der *time2* wird von diesen “letzten” Elektronen dominiert. Es lassen sich

	MDCI	MDCII	MDCIII	MDCIV
σ_{time1} [ns] sense wire	5 – 6	4 – 5	5 – 7	5 – 8
σ_{time1} [ns] midle region	1 – 2	1 – 2	1 – 3	1 – 3
σ_{time1} [ns] edge	5 – 8	5 – 8	5 – 8	5 – 9
σ_{time2} [ns]	10 – 30	10 – 30	10 – 60	10 – 80

Tabelle 5.5: Werte der Fehler der Driftzeiten am Auslesedraht (*sense wire*), im mittleren Bereich der Driftzelle (*midle region*) und im äußeren Bereich der Driftzelle (*edge*). Für den Fehler von *time2* ist der gesamte Wertebereich angeben.

dabei nicht wie für den Fehler der *time1* die klar getrennten Bereiche nahe am Auslesedraht, mittlerer Bereich und äußerer Bereich der Driftzelle unterscheiden, der Fehler ist mehr gleichförmig verteilt. Dies ist dadurch zu begründen, dass zum Signal jeder Teilchenspur auch Elektronen aus den Bereichen Nahe den Kathodendrähte beitragen. Die Fehler der *time2* nehmen für höhere Schwellen des ASD8 ab, da viele der “späten” Elektronen quasi abgeschnitten werden. Für die Driftzellen vom Typ MDCIII und MDCIV treten auch hier wieder die mit den Positionen der Drähte korrelierten höckerigen Strukturen auf. Eine Auflistung der Fehler von *time1* und *time2* kann man in Tabelle 5.5 (s. Seite 82) finden.

5.1.5 Implementierung der Fehler der Kalibrierung

Die Ortsauflösung der HADES-Driftkammern im Experiment ist nicht alleine durch die Zeitauflösung einer Driftzelle gegeben. Die Driftzeit der Elektronen von ihrem Entstehungsort entlang der Teilchenspur zum Auslesedraht wird nicht direkt gemessen. Die Driftzeiten können erst nach einer Kalibrierung in der Analyse genutzt werden. Die Methoden der Kalibrierung der Driftkammerdaten (s. Abschnitt 6) weisen dabei statistische und systematische Fehler auf. Hierunter sind zum einen die Bestimmung des Kalibrierungskoeffizienten des TDCs (*tdc slope*) und zum anderen die Bestimmung des Nullpunktes der Driftzeitmessung (*offset*) zu verstehen. Die Kalibrierungskoeffizienten des TDCs hängen dabei hauptsächlich von der Temperatur des TDCs und seiner Versorgungsspannung ab (s. Abschnitt 6.2.1). Diese können mit der Zeit variieren, wie zum Beispiel in der Aufwärmphase des Experimentes, wenn sich die Temperatur eines TDCs asymptotisch dem Endwert nähert oder starke Lastwechsel in der Auslese der Driftkammern die Versorgungsspannung zum Schwanken bringen (s. Abschnitt 6.2.3). Diese zeitabhängigen Fehler der Kalibrierung der experimentellen Daten werden hier nicht berücksichtigt. Die Fehler der Bestimmung des Nullpunktes der Driftzeitmessung dagegen kann simuliert werden. Dabei wird vereinfacht angenommen, dass der Fehler in der Kalibrierung des Nullpunktes einer Gaußverteilung folgt. Die Breite der Verteilung wird vorgegeben und für jede Driftzelle eine zufällig gezogene Konstante ermittelt, die während des gesamten Ablaufs der Digitalisierung erhalten bleibt. Die Driftzeit wird dann nach Gleichung 5.4 (s. Seite 72) ermittelt. Diese Methode eignet sich gut um den Einfluss der aus der Kalibrierung der Driftzeiten resultierenden Fehler auf die intrinsische Ortsauflösung der Driftkammer zu untersuchen (s. Abschnitt 7.2.1 und Abschnitt 7.2.2).

Kapitel 6

Kalibrierung der MDC-Daten

6.1 Das Messprinzip

Die Driftzeiten in den Driftkammern des HADES-Experimentes können nur relativ zu einer anderen Zeitmarke (*Trigger*) gemessen werden. Die Strategie besteht nun darin, die Driftzeiten der Driftkammern relativ zu einem äußeren Signal mit hoher Präzision zu messen. Dieses Konzept wird *common stop* (CMS) genannt und im Folgenden Abschnitt 6.1.1 näher beschrieben. Um die von den TDCs (*Time to Digital Converter*) [TDC98] der Ausleseelektronik der Driftkammern gemessenen Rohdaten in physikalische Driftzeiten der von einer Teilchenspur in der Driftkammer driftenden Elektronen umzuwandeln, muss man sich zuerst mit dem Messprinzip der Datenaufnahme vertraut machen. An der

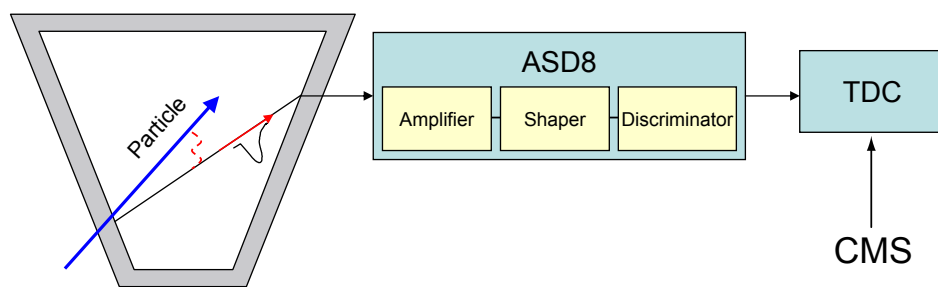


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Driftzeitmessung in den Driftkammern des HADES-Experimentes. Das von einem Teilchen am Ausleседraht induzierte Signal propagiert zur Ausleseelektronik. Im analogen Teil der Ausleseelektronik (ASD8) wird das Signal verstärkt, geformt und ein logisches Signal generiert, das im digitalen Teil der Auslese (TDC) die Messung der Driftzeiten startet und durch das *common stop*-Signal (CMS) beendet wird.

Messung der Driftzeiten einer Driftzelle in den Driftkammern sind zum einen der 8-kanalige Analog Shaper Discriminator Ship (ASD8) [New93] und der 8-kanalige TDC der Ausleseelektronik der Driftkammern beteiligt. In Abbildung 6.1 (s. Seite 83) ist der schematische Ablauf der Driftkammerauslese dargestellt. Die Eigenschaften des ASD8 werden in Abschnitt B.2.1 und die des TDC in Abschnitt B.2.2 beschrieben. Für die Messung der Driftzeiten gilt:

- Die Messung der Driftzeiten im TDC startet, wenn das durch die von einer Teilchenspur driftenden Elektronen am Ausleседraht induzierte Signal den TDC erreicht. Der Start der Messung ist also nicht direkt korreliert mit dem Zeitpunkt der Reaktion im Target, da jedes individuelle Teilchen eine unterschiedliche lange Flugzeit zur jeweiligen Driftzelle benötigt, und die registrierten Teilchen nicht vom Targetpunkt kommen müssen. Die Messung des TDCs startet dabei selbstauslösend. Die Messung der Driftzeiten im TDC beginnt demnach nachdem die Drift der Elektronen schon vorüber ist.

- Das durch die driftenden Elektronen am Ausleседраht beeinflusste Signal muss auf dem Draht zur Ausleseelektronik propagieren, wodurch eine zusätzliche Verzögerung entsteht.
- Die Messung der Driftzeiten in der Ausleseelektronik startet nicht sofort. Erst, wenn eine gegebene Schwelle in der Ladung (*ASD8 threshold*) überschritten wird, beginnt die Zeitmessung.
- Die Zeitmessung aller Kanäle wird durch ein externes Signal (*Trigger*) gleichzeitig gestoppt.

6.1.1 Das Common stop (CMS) Konzept

Im HADES-Experiment wird dieses Triggerschema folgendermaßen verwirklicht:

Der Zeitpunkt einer Schwerionenreaktion im Target kann nicht direkt gemessen werden. Stattdessen wird von jedem Teilchen des Strahls beim Durchfliegen eines Startdetektors ein Zeitsignal mit hoher Präzision generiert. Die Entscheidung, ob eine Wechselwirkung im Target stattgefunden hat und für die Datenaufnahme akzeptiert wird, erfolgt dabei in verschiedenen Stufen entsprechend der Konfiguration der Ereignistrigger. In die Entscheidung gehen dabei die Daten des START- und VETO-Detektors und des TOF- und TOFino/SHOWER- Detektor mit ein.

Dieses Signal wird verzögert und als Stoppsignal der Driftzeitmessung (*common stop*, CMS) in den Driftkammern verwendet. Die Triggerentscheidung fluktuiert dabei (*jitter*), abhängig davon, wie eine Triggerentscheidung zustande kommt. Dieser Jitter stellt damit eine zusätzliche Unsicherheit dar und verschlechtert die zeitliche Präzision der Driftzeitmessung der Driftkammern.

Durch die Messung der zeitlichen Differenz des verzögerten, sehr scharfen Startsignals und der Triggerentscheidung (*start time*) mit einem hoch präzisen TDC kann dieser Jitter gemessen werden. Der Jitter kann dabei mehrere *ns* betragen und liegt damit über der Auflösung der Driftzeitmessung. Die Messung des Startsignals erfolgt mit einer Zeitauflösung von ~ 50 ps [Ber01]. Bei der Differenzbildung der durch den *common stop* gemessenen Driftzeiten und der *start time* wird der Jitter bis auf die Präzision des Startsignals reduziert. Dieser Fehler, der durch die Zeitauflösung des Startsignals entsteht, spielt für die Messung der Driftzeiten der Driftkammer keine Rolle, da er klein gegenüber der Auflösung der Driftzeitmessung des TDCs (~ 500 ps) und der Zeitauflösung der Driftkammern ($1 - 3$ ns) ist.

Durch die relative Messung der Driftzeiten der Driftkammern gegenüber dem CMS misst der TDC der Driftkammerauslese also die Zeit zwischen dem selbstgetriggerten Start der TDC-Messung, wenn das von einer Teilchenspur induzierte Signal an der Ausleseelektronik ankommt, die Schwelle des ASD8 übersteigt und dem Stoppen der Messung durch den CMS.

Um aus der so gemessenen Zeitspanne die Driftzeiten der in der Driftzelle von ihrem Entstehungsort auf der Trajektorie eines Teilchens zum Ausleседраht driftenden Elektronen rekonstruieren zu können, müssen folgende Schritte durchgeführt werden:

- Die gemessenen TDC Kanäle müssen in physikalische Zeiten umgewandelt werden. Dazu muss der Konversionsfaktor (*TDC slope* [*ns/Kanal*]) bestimmt werden (vorausgesetzt die Beziehung zwischen TDC Kanalnummer und Zeit ist linear). Dies wird mit Hilfe der Kalibrierungsmethode des TDC erreicht, wie sie in Abschnitt B.2.3 und 6.2 beschrieben wird.
- Der ursprüngliche Zeitpunkt des Starts der driftenden Elektronen von der Teilchenspur muss rekonstruiert werden, um über die Driftzeit den Abstand der Teilchenspur vom Ausleседраht berechnen zu können. Die Methoden zur Bestimmung des Nullpunktes der Driftzeitmessung werden in 6.3 (s. Seite 90 ff.) ausführlich dargestellt.

Variable	Δt_{TDC}	$TDC_{slope} [ns/Kanal]$
Temperatur	0,16 %/°C	steigt mit steigender Temperatur
Bias	0,022 %/mV	sinkt mit steigendem Bias

Tabelle 6.1: Einfluss der Temperatur und der Versorgungsspannung auf die Zeitmessung des TDC.

Die für die Kalibrierung wichtigen Bestandteile der Ausleseelektronik sind dabei der 8-kanalige Analog Shaper Discriminator Chip (ASD8) und der 8-kanalige TDC der Driftkammerauslese. Die Eigenschaften des ASD8 werden in Abschnitt B.2.1 und die des TDC in Abschnitt B.2.2 beschrieben.

6.2 Bestimmung der Kalibrierungskoeffizienten des TDC

Der Kalibrierungskoeffizient eines TDC-Kanals wird mittels der Methode der *internen Kalibrierung* (s. Abschnitt B.2.3) berechnet. Im Folgenden soll untersucht werden, welche Fehler in der Driftzeitmessung durch die Fehler in der Kalibrierung der TDC-Kanäle entstehen.

6.2.1 Einfluss der Temperatur und der Versorgungsspannung

Bei einer Erhöhung der Temperatur des TDCs verlängern sich die Durchlaufzeiten durch die Gatterbausteine des TDCs. Der TDC wird für eine gleich lange Zeitspanne gegenüber einer Messung bei einer niedrigeren Temperatur eine geringere Anzahl von Durchläufen zählen, die TDC-Zeit wird kleiner sein. Der TDC der HADES-Driftkammerauslese reagiert auf die Veränderung der Betriebstemperatur mit $6,3 \text{ Kanäle}/^{\circ}\text{C}$ ($0,16 \text{ \%}/^{\circ}\text{C}$) für ein gegebenes Zeitintervall [Wüs98]. Der Kalibrierungskoeffizient des TDC ändert somit ebenfalls um ($0,16 \text{ \%}/^{\circ}\text{C}$). Diese Änderung des Kalibrierungskoeffizienten des TDCs mit der Temperatur macht deutlich, dass für eine präzise Messung der Driftzeiten die Abhängigkeit des Kalibrierungskoeffizienten von der Temperatur berücksichtigt werden muss. Während eines Experimentes kann die Temperatur des TDCs um mehrere $^{\circ}\text{C}$ schwanken. Beobachtet man eine ausgeprägte Aufwärmphase der Ausleseelektronik von Raumtemperatur in der Experimentierhalle ($\sim 20^{\circ}\text{C}$) zu der saturierten Endtemperatur der Elektronik nach mehreren Stunden Experimentierbetrieb ($\sim 35^{\circ}\text{C} - 40^{\circ}\text{C}$). Die Endtemperaturen variieren dabei beträchtlich für unterschiedliche TDCs, je nach Belastung und Einbauort. Ist die Endtemperatur erreicht, treten nahezu keine Schwankungen mehr auf und die Betriebstemperatur kann als konstant betrachtet werden. Die Abhängigkeit des Kalibrierungskoeffizienten von der Temperatur hat Konsequenzen für die Kalibrierung der Driftkammerdaten und wird in Abschnitt 6.2.2 und 6.2.3 ausführlicher besprochen.

Eine Änderung der Versorgungsspannung des TDCs wirkt sich ebenfalls auf die Zeitmessung des TDCs aus. Eine Erhöhung der Versorgungsspannung des TDCs führt zu einem Ansteigen der TDC-Zeit für ein vorgegebenes Zeitintervall um $0,72 \text{ Kanäle}/\text{mV}$ ($0,022 \text{ \%}/\text{mV}$) [Wüs98]. Dieser Effekt kann von Bedeutung sein, wenn sich die Leistungsaufnahme während des experimentellen Betriebs stark ändert und Schwankungen in der Spannungsversorgung des TDCs verursacht. Im experimentellen Betrieb des TDCs kann eine solche Situation zum Beispiel auftreten, wenn während einer internen Kalibrierung des TDCs viele TDC-Kanäle gleichzeitig messen und dadurch eine hohe Last im System verursachen. Solche Lastwechsel können im Experimentbetrieb typischerweise aufgrund der *Spill*-Struktur des Teilchenstrahls auftreten. Die Ergebnisse für den Einfluss der Temperatur und die Versorgungsspannung auf die Zeitmessung des TDCs sind in Tabelle 6.1 (s. Seite 85) zusammengefasst.

6.2.2 “Offline” Kalibrierung

Zur Bestimmung des Kalibrierungskoeffizienten des TDCs werden zwei unterschiedliche Methoden verwendet. Die so genannte *offline Kalibrierung* wird dabei vor und nach einem Experiment durchgeführt. Die TDCs der Ausleseelektronik der Driftkammern werden dabei durch die *interne Kalibrierung* des TDCs kalibriert.

Während der *offline* Kalibration werden ausschließlich Kalibrationsdaten mit einer konstanten Trigger-rate erzeugt. Die Kalibrierung aller TDCs gleichzeitig ist dabei nicht möglich, da die anfallende Datenmenge pro Kalibrationsereignis die in der Ausleseelektronik zur Verfügung stehende Speicherkapazität überschreiten würde. Es können jeweils nur ein Teil der TDCs auf einmal ausgelesen werden. Für die einzelnen Gruppen von TDCs werden getrennte Daten aufgezeichnet.

Strategie der Kalibrierung ist es, die Kalibrierungskoeffizienten der TDCs in der saturierten Endtemperatur zu bestimmen. Die Kalibrierung erfolgt solange, bis die Aufwärmphase der Elektronik abgeschlossen

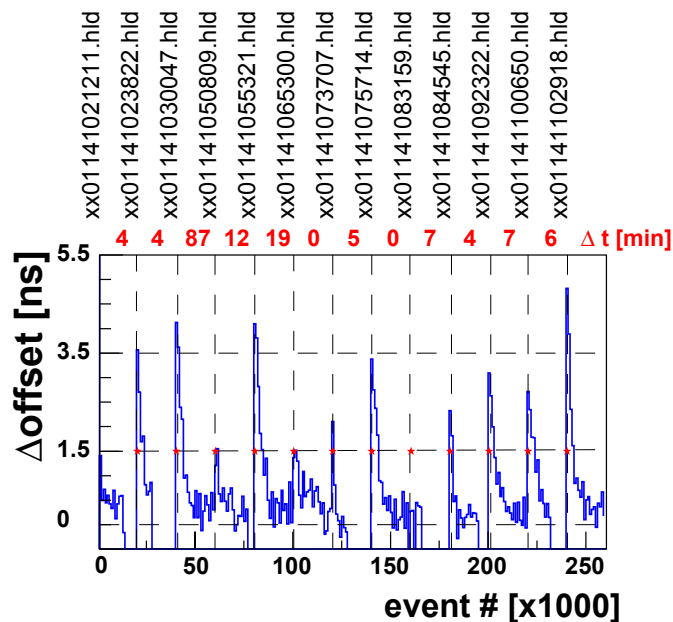


Abbildung 6.2: Auswirkung der Aufwärmung der Ausleseelektronik auf den Nullpunkt der Driftzeitmessung. Für verschiedene aufeinander folgende Datensätze der Experimentzeit im Mai 2002 wurden die Kalibrierungskonstanten der Driftzeitmessung in Intervallen von 2000 Ereignissen neu bestimmt. Durch die Differenzbildung zur Kalibrierungskonstanten des saturierten Endwertes ergeben sich die relativen Verschiebungen der Kalibrierungskonstante. Die roten Sterne markieren den Beginn eines neuen Datensatzes. Δt gibt die Dauer der Unterbrechung der Datenaufnahme zwischen den Datensätzen an.

ist und sich der Kalibrierungskoeffizient mit der Temperatur asymptotisch einem konstanten Wert angenähert hat. Auf diese Weise erhält man die endgültigen Kalibrierungskoeffizienten der TDCs, wie sie auch im Experimentierbetrieb auftreten. Diese Annahme ist gerechtfertigt, wenn die Datenaufnahme im Experiment für lange Zeiträume unter konstanten Bedingungen verläuft. Die Phasen der Aufwärmung der Ausleseelektronik in den Daten sind dann vernachlässigbar [Zum05].

In der Sättigungsphase werden nun für jeden TDC-Kanal viele Kalibrierungen durchgeführt. Die Verteilung der aus der *internen* Kalibration bestimmten Kalibrierungskoeffizienten wird mit einer Gauß-

funktion angepasst und dadurch der Mittelwert und die Streuung um den Mittelwert und deren Fehler bestimmt.

Der Kalibrierungskoeffizient eines TDCs ändert sich in der Aufwärmphase der Ausleseelektronik um mehr als 1 % seines endgültigen Wertes. Diese Schwankung liegt deutlich über der verlangten Genauigkeit der Bestimmung der Kalibrierungskoeffizienten, wie sie in Formel B.2 (s. Seite 158) bestimmt wurde. Nimmt man zum Beispiel an, dass der Nullpunkt der Driftzeitmessung typischerweise im Kanal 1600 des TDCs liegt, errechnet sich daraus ein Fehler in der Driftzeitmessung von $\sim 8 \text{ ns}$.

Für Daten, die auf diese Weise kalibriert wurden, ergibt sich also ein größerer Fehler in der Driftzeitmessung, wenn es längere Unterbrechungen in der Datenaufnahme gibt und sich dadurch die Temperatur der Ausleseelektronik nicht im stabilen Limit bewegt. Schon Unterbrechungen von mehreren Minuten führen zu messbaren Abweichungen. In Abbildung 6.2 (s. Seite 86) ist die Auswirkung der Aufwärmung der Ausleseelektronik auf die Kalibrierungskonstanten der Driftzeitmessung zusehen. Es wurde für verschiedene aufeinander folgende Datensätze einer Experimentzeit im Mai 2002 in Intervallen von 2000 Ereignisse innerhalb jedes Datensatzes die Kalibrierungskonstanten neu bestimmt (s. Abschnitt 6.3.1). Abhängig von der Dauer der Unterbrechung der Datenaufnahme zwischen den einzelnen Datensätzen (\sim Minuten) betragen die Differenzen zu den Kalibrierungskonstanten, die unter der saturierten Endtemperatur bestimmt wurden, bis zu 4 ns . Der Nullpunkt für die Driftzeitmessung lag bei diesen Datensätzen ungefähr im Kanal 1260 des TDCs. Der Kalibrierungskoeffizient des TDCs ändert sich damit in der Aufwärmphase um $\sim 0,63 \%$. Dies entspricht nach Tabelle 6.1 (s. Seite 85) einer Temperaturerhöhung des TDCs von $\sim 4 \text{ }^\circ\text{C}$. Die Dauer der Unterbrechung der Datenaufnahme zwischen den einzelnen Datensätzen Δt wurde aus den Start- und Stoppzeiten der Datensätze ermittelt (Genauigkeit eine *Minute*, $\Delta t = 0 \text{ Minute}$ bedeutet keine Unterbrechung). Datensätze, die ohne Unterbrechung der Datenaufnahme aufgezeichnet wurden, weisen keine Aufwärmphase auf. Unterbrechungen von wenigen Minuten ($\sim 5 \text{ Minuten}$) bewirken den oben genannten Effekt. Es wurden mehr als 25000 ($\sim 3 \text{ Minuten}$) Ereignisse innerhalb eines Datensatzes benötigt, um wieder den saturierten Endwert zu erreichen. Die lokale Aufwärmung der TDCs erfolgt also innerhalb weniger Minuten, wenn die Temperatur der Ausleseelektronik sich in der Nähe des saturierten Endwertes befindet. Die saturierte Endtemperatur des ganzen Systems (Ausleseelektronik, Kammerrahmen usw.) wird allerdings erst nach einer längeren Zeit erreicht (\sim Stunden).

Der Fehler der Kalibrierungskoeffizienten in der saturierten Endtemperatur beträgt $\sim 0,1 \%$ und erfüllt damit das oben genannte Kriterium [Zum05]. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.2 (s. Seite 87) zusammengefasst.

	<i>Fehler_{slope}</i>
Aufwärmphase	$> 1 \%$
Saturationsphase	$0,1 \%$

Tabelle 6.2: Fehler des Kalibrierungskoeffizienten des TDC. Die Werte beziehen sich auf die Phase der Aufwärmung der Ausleseelektronik und die saturierte Endtemperatur nach einer hinreichend langen Betriebszeit [Zum05].

Die Verteilung der Kalibrierungskoeffizienten aller TDCs folgen einer Gaußverteilung (s. Abbildung 6.3 (a), Seite 88). Der Mittelwert der Kalibrierungskoeffizienten liegt für die TDCs, die während der Experimentierzeit im November 2001 im Betrieb waren und kalibriert wurden ($\sim 16000 \text{ Kanäle}$), bei 504 ps/Kanal mit einer Standardabweichung von $26,4 \text{ ps/Kanal}$. In der Verteilung der Fehler der Kalibrierungskoeffizient (s. Abbildung 6.3 (b), Seite 88) treten zwei Häufungen auf, die jeweils einer Gaußverteilung folgen. Es tritt eine Häufung um dem Mittelwert von $0,53 \text{ ps/Kanal}$ (Standardabweichung

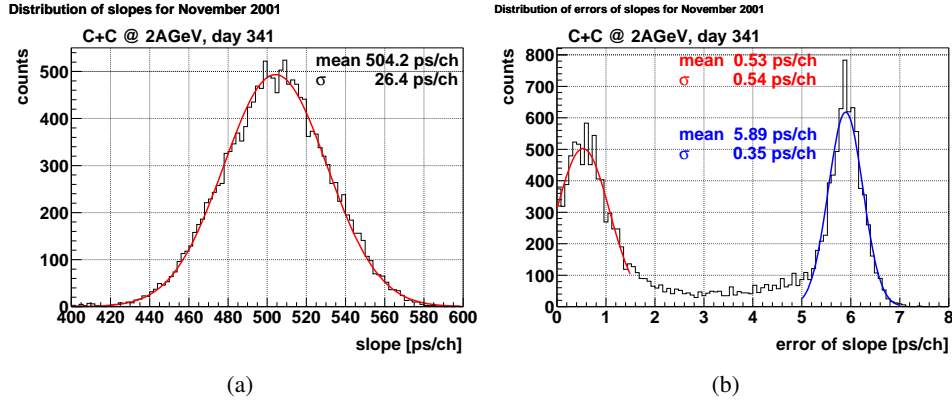


Abbildung 6.3: (a) Verteilung der Kalibrierungskoeffizienten und (b) Verteilung der Fehler der Kalibrierungskoeffizienten (Kalibrierung für die Experimentzeit im November 2001).

0,54 ps/Kanal) und eine weitere Häufung um den Mittelwert von 5,89 ps/Kanal (Standardabweichung 0,35 ps/Kanal) auf. Die Häufung um den kleineren Mittelwert entspricht dem erwarteten Fehler der Kalibrierungskoeffizienten in der saturierten Endtemperatur ($\sim 0,1\%$). Die Häufung um den größeren Mittelwert ist konsistent mit dem erwarteten Fehler in der Aufwärmphase ($\sim 1,1\%$). Es ist deshalb zu vermuten, dass die Kalibration für diese Kanäle während dem Aufwärmen erfolgte oder die Datenaufnahme für kurze Zeit unterbrochen wurde. Die Ergebnisse für den Mittelwert der Kalibrierungskoeffizienten und für den Fehler der Kalibrierungskoeffizienten sind in Tabelle 6.3 (s. Seite 88) zu finden.

	$\langle slope \rangle$ [ps/Kanal]	σ_{slope} [ps/Kanal]	$\langle \Delta_{slope} \rangle$ [ps/Kanal]	$\sigma_{\Delta_{slope}}$ [ps/Kanal]
Saturationsphase	504	26,4	0,53 — 5,89	0,54 — 0,35

Tabelle 6.3: Mittlerer Kalibrierungskoeffizienten und mittlerer Fehler der Kalibrierungskoeffizienten aller TDCs und ihre Streuung (Kalibrierung für November 2001). In der der Verteilung der Fehler der Kalibrierungskoeffizienten treten zwei Häufungen auf, die getrennt mit einer Gaußfunktion angepasst wurden.

6.2.3 “Online” Kalibrierung

Die *online Kalibrierung* der Kalibrierungskoeffizienten der TDCs der Ausleseelektronik der Driftkammern erfolgt im Gegensatz zur *offline Kalibrierung* nicht vor und nach der Datenproduktion, sondern während der normalen Datenproduktion am Experiment. Dazu wird mit einer vorgegebenen niedrigen Frequenz ein Kalibrationstrigger an die Ausleseelektronik geschickt (\sim einige Hz Triggerrate) und damit der TDC vom Messmodus in den Modus der *internen* Kalibration umgeschaltet. Die Daten der *internen* Kalibration werden ausgelesen und befinden sich im Datenstrom des Experimentes, wobei diese Kalibrationsereignisse in der Beschreibung des Ereignisses (*event header*) gekennzeichnet sind.

Es können dabei nicht alle TDC-Kanäle der Driftkammern in einem Zyklus kalibriert werden, da die anfallende Datenmenge die Speicherkapazität der Ausleseelektronik überschreiten würde. Während des

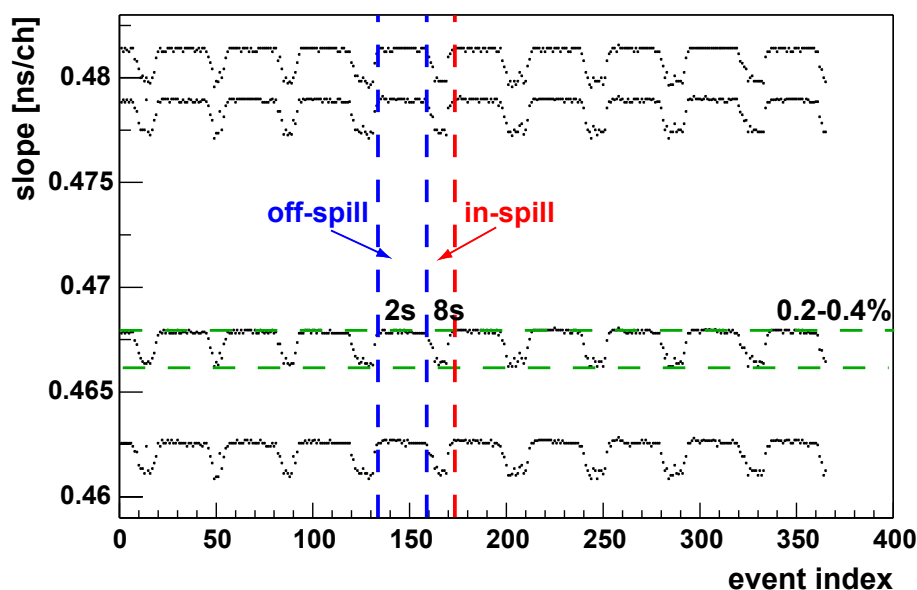


Abbildung 6.4: Schwankung der TDC Kalibrierungskoeffizienten in der *online* Kalibration (Beispiel: Vier Kanäle) während eines Experimentes als Funktion der Ereignisnummer. Gekennzeichnet sind die Zeitintervalle mit (8 s) und ohne Ereignisse im Target (2 s) (*in spill/off spill*) [Zum04]. *In-spill* sind die Kalibrationstrigger unterdrückt, daher werden weniger Kalibrationen pro Zeit durchgeführt.

Experimentes muss also iterativ ein Teil der Kanäle kalibriert werden, bis ein vollständiger Satz von Kalibrationsparametern vorhanden ist.

Da die Kalibrierungskoeffizienten nun fortlaufend neu kalibriert werden können, ist es somit möglich, die Kalibrierung der Driftzeiten zu verbessern. Die Aufwärmphasen der Elektronik können damit besser kalibriert werden und die Qualität der Driftzeitkalibrierung ist weniger von Temperaturschwankungen abhängig, wie sie in Abschnitt 6.2.1 beschrieben werden.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist, dass somit ebenfalls Schwankungen in der Spannungsversorgung der TDCs, die durch schwankende Lasten in Leistungsaufnahme der Ausleselektronik verursacht werden, gemessen werden und deren Auswirkung durch die Nutzung der *online* Kalibration minimiert werden können.

In Abbildung 6.4 (s. Seite 89) sind die Kalibrierungskoeffizienten einiger TDC-Kanäle als Funktion der Ereignisnummer dargestellt. Der Kalibrierungskoeffizient unterliegt periodischen Schwankungen, die mit der Intensität des Teilchenstrahls am Experiment korreliert sind (*in spill/off spill*).

Findet in den Strahlpausen keine Wechselwirkung im Target statt, werden die Kalibrationstrigger mit hoher Wahrscheinlichkeit akzeptiert. Es werden daher viele Kalibrationen durchgeführt. Finden Wechselwirkungen im Target statt, konkurriert der Kalibrationstrigger mit den anderen experimentellen Triggern und hat nur eine geringe Wahrscheinlichkeit akzeptiert zu werden. Es erfolgen also weniger Kalibrationen pro Zeitintervall.

Das höhere Niveau des Kalibrierungskoeffizienten entspricht dabei dem Zeitraum in dem keine Wechselwirkung im Target stattfindet und ausschließlich Kalibrationsereignisse aufgezeichnet werden. Das niedrigere Niveau kann folgerichtig dem Zeitraum zugeordnet werden, in dem Wechselwirkungen im Target dominieren. Die Schwankung der Kalibrierungskoeffizienten beträgt dabei 0,2 – 0,4 % [Zum05] und bewegt sich damit am Rande des Grenzwertes, der für die Präzision der Bestimmung der Kalibrie-

$\Delta slope$	Δt_{drift}
0,2 – 0,4 %	1,6 – 3,2 [ns]

Tabelle 6.4: Einfluss der Schwankung des Kalibrierungskoeffizienten auf die Driftzeitmessung. Die Unsicherheit in der Driftzeitmessung bezieht sich auf einen Nullpunkt der Driftzeitmessung im Kanal 1600 des TDC.

rungskoeffizienten in Abschnitt B.2.2 vorgegeben wurde.

Die Größe der Schwankung der Kalibrierungskoeffizienten entspricht dabei nach Tabelle 6.1 (s. Seite 85) einer Temperaturveränderung von $1,2\text{ }^\circ\text{C} - 2,5\text{ }^\circ\text{C}$ oder einer Schwankung der Versorgungsspannung des TDCs um $10\text{ mV} - 20\text{ mV}$. Welchem der beiden Effekte die Schwankung zugeordnet werden kann, kann hier nicht beantwortet werden. Eine Messung der Versorgungsspannung zur Überprüfung ist denkbar, während eine Messung der Temperatur des TDCs aufgrund der kurzen Zeitintervalle mit den zur Verfügung stehenden Temperatursensoren prinzipiell nicht möglich ist.

Die Verwendung eines durch die *online Kalibrierung* dynamisch neu bestimmten Kalibrierungskoeffizienten kann somit genutzt werden, um den Einfluss einer sich ändernden Temperatur oder Versorgungsspannung des TDCs auf die Driftzeitmessung zu minimieren.

Eine Änderung des Kalibrierungskoeffizienten während einer Messung im Experiment geht in den Fehler der Driftzeitmessung ein. Ein geringfügig falsch bestimmter aber konstanter Kalibrierungskoeffizient geht hingegen nur zum Teil in den Fehler der Driftzeitmessung ein, da er teilweise durch die Bestimmung der Kalibrierungskonstante kompensiert wird.

Ändert sich der Kalibrierungskoeffizient während der Messung um $0,2\% - 0,4\%$, so bedeutet das einen systematischen Fehler in der Driftzeitmessung von $\sim 1,6\text{ ns} - 3,2\text{ ns}$, wenn der Nullpunkt der Driftzeitmessung typischerweise in Kanal 1600 des TDCs liegt. Dieser Fehler wird nicht durch den Abzug der Kalibrierungskonstanten kompensiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.4 (s. Seite 90) zusammengefasst.

6.3 Bestimmung des Nullpunktes der Driftzeitmessung

Nachdem die Kalibrierungskoeffizient des TDC, wie in Abschnitt B.2.3 beschrieben wird, mit Hilfe der *internen* Kalibration bestimmt wurde, muss nun der Nullpunkt der Driftzeitmessung bestimmt werden, um die in der Driftzelle gemessenen Driftzeiten zu erhalten.

Die Driftzeit berechnet sich dann nach folgender Vorschrift:

$$t_{drift} = [t_{offset} - ((t_{raw} + rndm(0, 1) - 0, 5) \cdot slope_{TDC})] + t_{start} - t_{tof} \quad (6.1)$$

- t_{raw} - TDC-Zeit [channels]
- t_{offset} - Kalibrierungskonstante [ns]
- $slope_{TDC}$ - Kalibrierungskoeffizient des TDC [ns/channel]
- t_{start} - Startzeit [ns]
- t_{tof} - Flugzeit des Teilchens zur Driftkammer [ns]

Die Zeitmessung wird dabei um einen TDC-Kanal verschmiert. Der Kalibrierungskoeffizient ist von der Versorgungsspannung und der Temperatur des TDCs abhängig (s. Abschnitt 6.2.1) und kann sich mit der Zeit ändern.

Da die Kalibrierungskonstanten unter Verwendung des Kalibrierungskoeffizienten berechnet werden, müssen die Veränderung des Kalibrierungskoeffizienten schon während der Berechnung berücksichtigt werden. Dies kann durch die dynamische Anpassung der Kalibrierungskoeffizienten geschehen, wie sie in Abschnitt 6.2.3 beschrieben wird.

Eine etwas detailliertere Berechnung der Driftzeiten erhält man durch

$$t_{drift} = [t_{offset} - t_{raw} \cdot slope_{TDC}] + t_{start} - t_{tof} - t_{wire} - t_{walk}, \quad (6.2)$$

wobei die Verschmierung aus Gleichung 6.1 weggelassen wurde. t_{wire} ist die Propagationszeit des Signals auf dem Auslesedraht zur Ausleseelektronik und t_{walk} die Zeit, die das Signal zum Überschreiten der Schwelle des ASD8 benötigt.

Die Propagationszeit des Signals ist vom Entstehungsort des Signals auf dem Auslesedraht abhängig und kann erst bestimmt werden, wenn die Teilchenspur rekonstruiert ist. t_{walk} ist für eine gegebene Schwelle des ASD8 keine Konstante, sondern variiert mit der durch die Teilchenspur erzeugten Primärionisation. t_{walk} variiert für eine gegebene Schwelle des ASD8 mit dem Energieverlust des Teilchens, dem Einfallswinkel der Teilchenspur, dem Abstand der Teilchenspur vom Auslesedraht (s. Abschnitt 4.8) und ist daher ebenfalls erst nach der Rekonstruktion der Teilchenspur zugänglich.

Zur Bestimmung der Kalibrierungskonstanten t_{offset} jedes TDC-Kanals können zwei verschiedene Methoden verwendet werden:

- Die auf dem kapazitiven Einkoppeln eines pulsförmigen Signals mit kurzer Anstiegszeit basierende *Pulser-Methode*, die im Folgenden Abschnitt B.2.4 beschrieben wird.
- Die auf den gemessenen Driftzeiten von Teilchenspuren aus dem Experiment aufbauende Methode, die in Abschnitt 6.3.1 näher erläutert wird.

6.3.1 Messdaten basierte Methode

Die auf den gemessenen Daten aus dem Experiment beruhende Methode zur Bestimmung der Kalibrierungskonstante (*offset*) der einzelnen Auslesekanäle beruht auf folgender Annahme: Der Nullpunkt der Driftzeitmessung kann aus den experimentellen Daten gewonnen werden, wenn die Anzahl der in einer Driftzelle gemessenen Teilchenspuren hinreichend groß ist. Ist dies der Fall, kann man davon ausgehen, dass genügend schnelle Teilchen nahe am Auslesedraht vorbei geflogen sind, um die kürzest mögliche Driftzeit zu definieren. Trifft diese Annahme nicht zu, dann wird der Fehler in der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten groß. Aus der Annahme folgt direkt, dass die hier vorgestellte Methode nicht die reinen Kalibrierungskonstanten der Ausleseelektronik, wie in der in Abschnitt B.2.4 besprochenen *Pulser-Methode*, liefern wird. Die berechneten Kalibrierungskonstanten enthalten die Flugzeit der schnellsten Teilchen. Es entsteht ein systematischer Unterschied für die verschiedenen Driftkammerebenen, die sich unterschiedlich weit vom Target entfernt befinden und somit verschiedene Flugzeiten der Teilchen vom Target bis zum Detektor aufweisen. Innerhalb einer Driftkammer entstehen ebenfalls systematische Abweichungen, da sich die Flugstrecken und damit die Flugzeiten der Teilchen mit dem Polarwinkel ändern. Aufgrund der Impulsverteilung der in einer Schwerionenreaktion erzeugten Teilchen im Laborsystem werden die schnellen Teilchen überwiegend in Richtung des Teilchenstrahls emittiert. Daher unterscheidet sich das Impulsspektrum der Teilchen, die eine Driftzelle nahe der Strahlachse durchfliegen, von dem Impulsspektrum einer Driftzelle, die von Teilchen getroffen wird, die unter einem großen Polarwinkel emittiert wurden. Daraus resultiert, dass die minimale Flugzeit nicht nur von sehr schnellen Teilchen bestimmt wird, sondern auch von der spektralen Zusammensetzung der zum

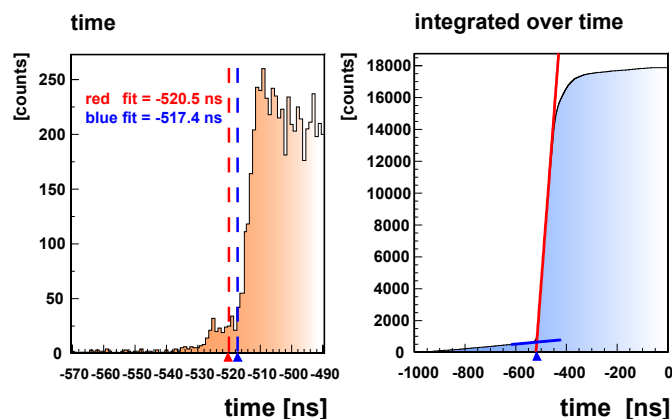


Abbildung 6.5: Funktionsprinzip der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten einer Driftzelle [Zum01]. Das Driftzeitspektrum (links) wird integriert (rechts) und dann durch Anpassung zweier Geraden an das Signal (rot) und den Untergrund des Rauschens (blau) die Kalibrierungskonstante (*offset*) ermittelt.

Driftzeitspektrum beitragenden Teilchen beeinflusst wird.

Da die Kalibrierungskonstanten aus Messdaten gewonnen werden, ist in der Regel der Anteil des Rauschens in den Daten höher als in der *Pulser-Methode*, da alle anderen Detektoren des HADES-Experimentes gleichzeitig in Betrieb sind. Der Anteil des Rauschens in den Daten verschlechtert im Allgemeinen die Genauigkeit der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten, da das Signal echter gemessener Driftzeiten von Signalen zufälliger Art überlagert wird, die keine nützliche Information transportieren. Das Ausmaß der Auswirkung auf die Präzision der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten ist dabei vom Verhältnis des Anteils des echten Signals zum Rauschen abhängig. Zufälliges Rauschen ist dabei von der Messung eines Signals in der Driftzelle unabhängig. Für Driftzellen, die eine hohe Ereignisrate haben, ist dabei das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis günstiger als für Driftzellen, die nur wenige echte Ereignisse pro Zeit messen. Dieser Effekt führt zu einem systematisch höheren Fehler für Driftzellen unter großem Polarwinkel.

Grundsätzlich ist es daher notwendig, die Messdaten so gut wie möglich vom Rauschen zu separieren. Hierzu werden Driftzeitmessungen durch Schnitte in der Driftzeit (*time1*) und der Signalbreite (*time2 - time1*) (*Noise cuts*) unterdrückt, die außerhalb der Bereiche echter Driftzeitsignale liegen. Die Schnitte und ihre Wirkungsweise werden in Abschnitt 6.4 näher besprochen. Die effektivste Unterdrückung des Rauschens erhält man dabei, wenn man nur die Driftzeitmessungen verwendet, die in der Spurrekonstruktion einer echten Teilchenspür zugeordnet wurden.

Sind die einzelnen Spürpunkte der Teilchenspür durch die Spurrekonstruktion gefunden, können die Propagationszeiten der Signals auf dem Draht zur Ausleseelektronik bestimmt und dann von der gemessenen Driftzeit subtrahiert werden.

Es wurde folgende Methode zur Bestimmung der Kalibrierungskonstante entwickelt:

- Die Spurrekonstruktionssoftware findet die zu einem *Draht Cluster* (s. Abschnitt B.3.1) korrelierte Driftzellen. Nur diese Driftzellen werden im Weiteren zur Bestimmung der Kalibrierungskonstanten genutzt.
- Die selektierten Driftzellen müssen die Bedingungen der Schnitte in *time1* und *time2 - time1*

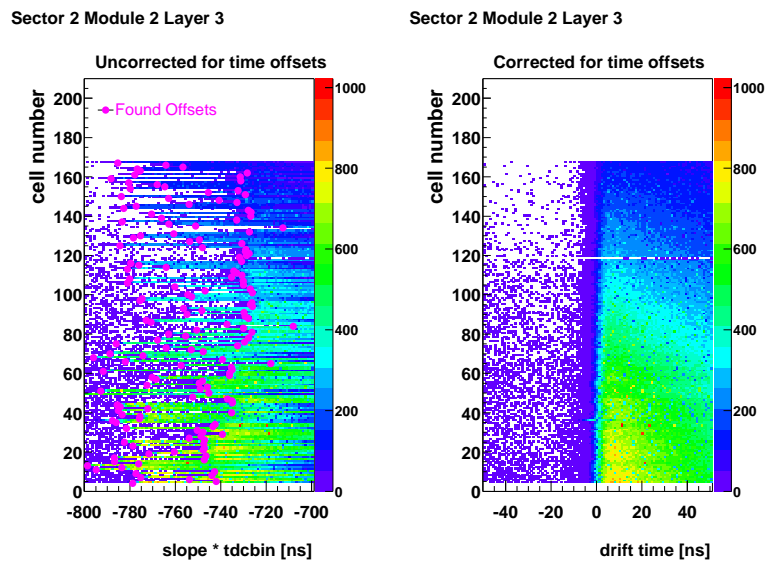


Abbildung 6.6: Driftzeit in Abhängigkeit der Driftzellennummer einer Drahtebene vor (links) und nach (rechts) der Kalibrierung am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCIII (Kalibrierung für die Experimentzeit im November 2001). Die margentafarbenen Punkte zeigen die gefundenen Kalibrierungskonstanten an. Die Propagationszeit des Signals auf dem Draht wurde nicht subtrahiert.

(*Noise cuts*) erfüllen.

- Die Propagationszeit des Signals auf dem Auslesedraht zur Ausleseelektronik wird von der Driftzeit subtrahiert. Die Propagationsgeschwindigkeit des Signals wird dabei mit $0,25 \text{ m/ns}$ angenommen (s. Abschnitt 5.1.2).
- Die vom START-Detektor gelieferte Startzeit t_{start} wird von der Driftzeit subtrahiert, um den Jitter des Triggers zu minimieren.
- Es wird für jede Driftzelle ein Driftzeitspektrum über eine große Anzahl von Ereignissen akkumuliert.
- Die Driftzeitspektren der einzelnen Driftzellen werden integriert. Dadurch erhält man eine monoton steigende Form, die am Beginn des Driftzeitspektrums stark ansteigt.
- Um den Nullpunkt der Driftzeitmessung zu bestimmen, wird nun die ansteigende Flanke des integrierten Driftzeitspektrums mit einem Polynom erster Ordnung angepasst und der Schnittpunkt mit der x -Achse berechnet.
- In einem zweiten Schritt wird in einem kurzen Intervall unterhalb des berechneten Schnittpunkts mit einem zweiten Polynom erster Ordnung der durch den Anteil des Rauschens verursachte Untergrund angepasst.
- Im letzten Schritt werden die Kalibrierungskonstante aus dem Schnittpunkt der beiden Geraden und die Fehler der Methode aus den Parametern der Anpassungsfunktion bestimmt.

In Abbildung 6.5 (s. Seite 92) ist die Methode grafisch dargestellt. Abbildung 6.6 (s. Seite 93) zeigt die Driftzeitspektren einer Drahtebene vor und nach der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten am Beispiel der Drahtebene 3 einer Driftkammer vom Typ MDCIII. Zu sehen ist hier die systematische Verschiebung der Driftzeitspektren zu hohen Drahtnummern der Signaldrähte in der Ebene. Die Differenz zwischen erstem und letztem Draht beträgt $\sim 4 ns$. Die Verschiebung resultiert aus der unterschiedlichen Propagationszeit des Signals auf dem Draht, die hier nicht subtrahiert wurde. Mit steigender Drahtnummer nimmt die Länge des Drahtes zu und damit auch die Propagationszeit des Signals. In Abbildung 6.7

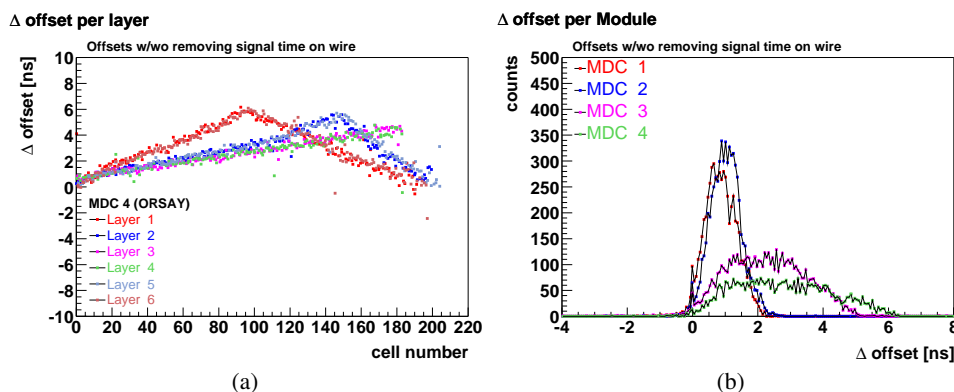


Abbildung 6.7: Einfluss der Signalpropagationszeit auf die Kalibrierungskonstanten. Differenz der Kalibrierungskonstante mit und ohne Subtraktion der Propagationszeit des Signals auf dem Draht für (a) die Driftzellen der Drahtebene und (b) für die verschiedenen Driftkammertypen (Kalibrierung für die Experimentzeit im November 2001).

(a) (s. Seite 94) ist die Differenz der Kalibrierungskonstanten, die sich aus der Vernachlässigung und der Berücksichtigung der Propagationszeit ergeben, am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCIV in Abhängigkeit der Drahtnummer in der Drahtebene dargestellt. Die maximale Differenz für die Drahtebene 3 beträgt $\sim 5 ns$ ($\sim 4 ns$ für MDCIII (nicht gezeigt)). In Abbildung 6.7 (b) (s. Seite 94) sind die Verteilungen der Differenzen für die verschiedenen Driftkammertypen abgebildet. Die maximalen Differenzen betragen $\sim 2,5 ns$ (MDCI), $\sim 3 ns$ (MDCII), $\sim 5,5 ns$ (MDCIII) und $\sim 6,5 ns$ (MDCIV). Die Flugzeit der Teilchen vom Target zu den Driftkammern geht in der hier beschriebenen Methode zum Teil in die Kalibrierungskonstanten ein. Die minimale Flugzeit der Teilchen zur Driftkammer ist immer in den Kalibrierungskonstanten enthalten. Die minimalen Flugzeiten der Teilchen bis zum Punkt des minimalen Abstandes der Drahtebene vom Target ("physikalischen Zentrum" (*physical center*)) betragen $1,8 ns$ (MDCI), $2,4 ns$ (MDCII), $4,5 ns$ (MDCIII) und $5,6 ns$ (MDCIV). Die minimale Flugzeit der Teilchen ist dabei nicht konstant für alle Driftzellen, da die Flugstrecke variiert. Die minimale Flugzeit der Teilchen bis zu den einzelnen Driftzellen kann daher gegenüber der minimalen Flugzeit im physikalischen Zentrum um bis zu $0,6 ns$ (MDCI), $0,6 ns$ (MDCII), $1,2 ns$ (MDCIII) und $1,5 ns$ (MDCIV) abweichen. Die Werte der minimalen Flugzeiten sind in Tabelle 6.5 (s. Seite 95) zusammengestellt.

In der Kalibrierungsmethode der Kalibrierungskonstanten kann die minimale Flugzeit der Teilchen bis zu den Drahtebenen als Funktion der Drahtnummer parametrisiert werden. Durch Subtraktion der Flugzeit von der TDC-Zeit kann die Qualität der Kalibrierung verbessert werden, da so die systematischen Fehler in den Driftzeiten zwischen den verschiedenen Driftkammertypen und innerhalb der Drahtebenen verringert werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.5 (s. Seite 95) zusammengefasst.

Für die Berechnung der Kalibrierungskonstante aus dem Schnittpunkt der zwei Geraden gilt:

	TOF_{min} [ns]	TOF_{low} [ns]	TOF_{high} [ns]	$max. \Delta_{TOF}$ [ns]
MDCI	1,8	2,1	2,4	0,6
MDCII	2,4	3,0	2,7	0,6
MDCIII	4,5	5,6	5,7	1,2
MDCIV	5,6	6,9	7,1	1,5

Tabelle 6.5: Minimale Flugzeiten zu den Driftkammern. Die Werte beziehen sich auf eine simulierte $C + C$ Reaktion bei 2 AGeV mit idealer Geometrie. Die Flugzeiten wurden in der Drahtebene 3 der Driftkammern bestimmt. TOF_{min} bezeichnet die minimale Flugzeit, $TOF_{low/high}$ die Flugzeit zur Driftzelle mit der kleinsten/größten Drahtnummer in der Drahtebene und $max. \Delta_{TOF}$ gibt die maximale Differenz der minimalen Flugzeiten in der Drahtebene an.

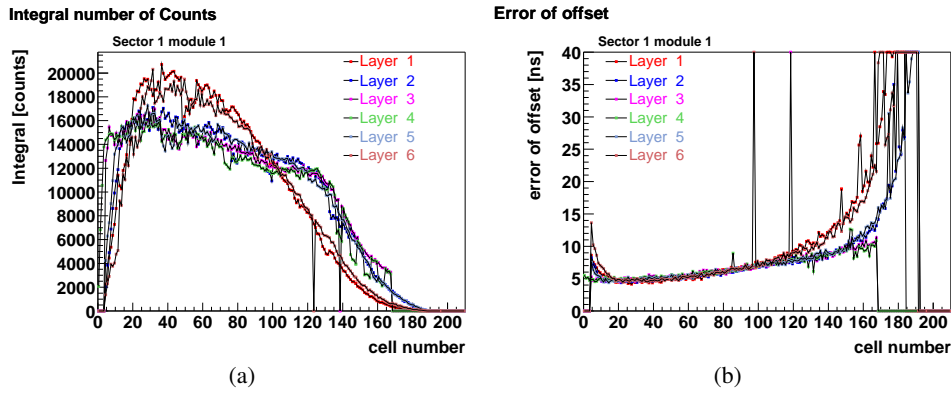


Abbildung 6.8: (a) Zählrate der Driftzellen und (b) Fehler der Kalibrierungskonstanten für die Driftzellen der Drahtebenen einer Driftkammer. Mit steigender Drahtnummer in der Drahtebene nimmt die Zählrate ab und steigt der Fehler der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten an (Kalibrierung für die Experimentzeit im November 2001).

$$m_s \cdot x + b_s = m_n \cdot x + b_n \quad (6.3)$$

Die mit s indizierten Variablen beziehen sich auf die an das Signal angepasste Gerade, die Variablen aus der Anpassung der Geraden an das Rauschen sind mit n indiziert. Nach Auslösung der Gleichung erhält man für die Kalibrierungskonstante:

$$x = \frac{(b_s - b_n)}{(m_n - m_s)} \quad (6.4)$$

Für den Fehler der so ermittelten Kalibrierungskonstante gilt nach der Fehlerfortpflanzung, wenn angenommen wird, dass beide Geraden voneinander unabhängig sind:

$$\Delta_{offset} = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial m_s} dm_s\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial b_s} db_s\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial m_n} dm_n\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial b_n} db_n\right)^2} \quad (6.5)$$

Dabei sind dm_s, db_s, dm_n, db_n die Fehler der einzelnen Variablen. Bestimmt man die partiellen Ableitungen von Gleichung 6.4 nach den verschiedenen Variablen und setzt sie in Gleichung 6.5 ein, erhält

man für den Fehler der Kalibrierungskonstante:

$$\Delta_{offset} = \frac{1}{|m_n - m_s|} \sqrt{\left(x^2 \cdot \frac{dm_n \cdot dm_s}{(m_n - m_s)}\right)^2 + (db_n)^2 + (db_s)^2} \quad (6.6)$$

Wie in Abbildung 6.8 (a) (s. Seite 95) gezeigt wird, nimmt die Zählrate in den Driftzellen einer Drahtebene mit steigender Drahtnummer stark ab. Um auch noch in den äußeren Bereichen der Driftkammer eine hinreichend große Statistik zu bekommen, müssen also sehr viele Ereignisse akkumuliert werden. Die Zählrate in den Driftzellen ist dabei direkt mit dem Fehler der Methode korreliert, da auch der Fehler in der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten in der Drahtebene mit steigender Drahtnummer ansteigt, wie in Abbildung 6.8 (b) (s. Seite 95) zu sehen ist. Diese Charakteristik unterscheidet die Methode deutlich von der *Pulser-Methode*, die für alle Drähte die gleichen statistischen Fehler erbringt. Da die Fehler der Kalibrierungskonstanten proportional zur Zählrate in der Driftzelle sind und die Zähl-

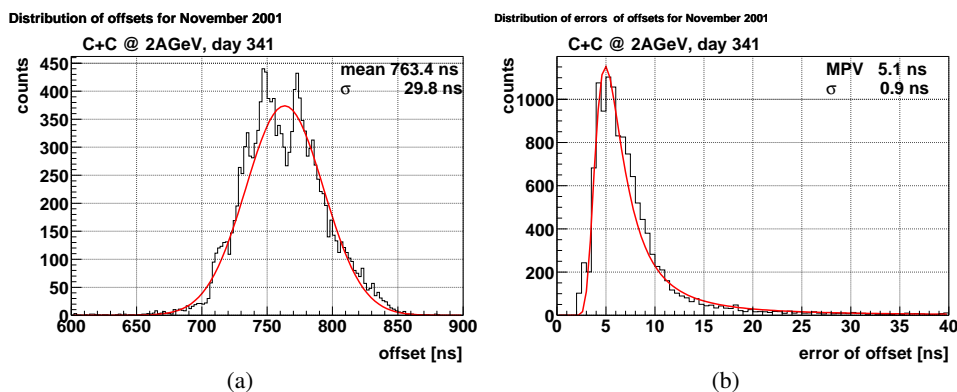


Abbildung 6.9: (a) Verteilung der Kalibrierungskonstanten und (b) Verteilung der Fehler der Kalibrierungskonstanten (Kalibrierung für die Experimentzeit im November 2001).

rate im Experiment radial vom Teilchenstrahl stark abnimmt, ergibt sich für die Verteilung der Fehler

	$\langle offset \rangle$	σ_{offset}	$MPV_{\Delta offset}$	$\sigma_{\Delta offset}$
Saturationsphase	763,4 [ns]	29,8 [ns]	5,1 [ns]	0,9 [ns]

Tabelle 6.6: Mittlere Kalibrierungskonstante und mittlerer Fehler der Kalibrierungskonstante aller TDCs und ihre Streuung (Kalibrierung für die Experimentzeit im November 2001). Die Fehler der Kalibrierungskonstanten folgen einer Landau-Verteilung, daher ist hier der wahrscheinlichste Wert (*Most probable value* (MPV)) angegeben.

der Kalibrierungskonstanten eine einer Landau-Verteilung ähnliche Verteilung mit weiten Ausläufern zu großen Fehlern.

Neben dem statistischen Fehler der Kalibrierungskonstante ergibt sich ein radial vom Teilchenstrahl ansteigender systematischer Fehler. Fällt die Zählrate in der Driftzelle stark ab, verliert die Annahme unter der die Methode entwickelt wurde (hinreichend viele schnelle Teilchenspuren nahe am Auslesedraht) mehr und mehr ihre Gültigkeit. Die Zählrate der Driftzelle rekrutiert sich dann aus Teilchenspuren, die nicht unbedingt das Kriterium der Nähe zum Auslesedraht und hoher Geschwindigkeit erfüllen. Beide Effekte können durch das Prinzip bedingt immer nur längere Driftzeiten hervorbringen, doch niemals

kürzere. Dadurch werden systematisch größere Kalibrierungskonstanten ermittelt.

Der Mittelwert der Kalibrierungskonstanten (s. Abbildung 6.9 (a), Seite 96) lag während des Experimentes im November 2001 bei $\langle offset \rangle = 763 \text{ ns}$, wobei die Kalibrierungskonstanten aller TDC-Kanäle innerhalb einer Standardabweichung von $\sigma_{offset} = 29,8 \text{ ns}$ um den Mittelwert lagen. Die Fehler der Kalibrierungskonstanten (s. Abbildung 6.9 (b), Seite 96) folgen einer Landau-Verteilung mit dem wahrscheinlichsten Wert (*Most probable value*) $MPV = 5,1 \text{ ns}$ und einer Standardabweichung von $\sigma_{\Delta offset} = 0,9 \text{ ns}$. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.6 (s. Seite 96) zusammengefasst. Der Einfluss der Fehler der Kalibrierungskonstanten auf die Spurrekonstruktion wird in Abschnitt 7.2.1 und 8.4.1 diskutiert.

Für die weitere Entwicklung der Methode kann die Information der Anpassung der Teilchenspur in der Spurrekonstruktion verwendet werden. Nach der Teilchenidentifikation und der Rekonstruktion des Impulses des Teilchens stehen weitere Informationen zur Verfügung, die zur Verbesserung der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten verwendet werden können. Zum einen kann dann die genaue Flugzeit eines Teilchens berechnet werden, und zum anderen können Systematiken aufgrund unterschiedlichen Energieverlustes korrigiert werden. In der Spuranpassung (*track fitting*) der Spurrekonstruktion wird das Modell der Driftzellen verwendet, wie es in Abschnitt 4.8 und 5.1.4 beschrieben wird. In der Spuranpassung lässt sich die Abweichung der gemessenen von den erwarteten Driftzeiten bestimmen. Diese Abweichungen sollten um Null gestreut sein, wenn die gemessene Driftzeit mit dem Modell übereinstimmt. Sind die Kalibrierungskonstanten jedoch falsch kalibriert, liegt der Mittelwert der *Residuen* bei einem von Null verschiedenen Wert. Diese Abweichungen können ermittelt und die Kalibrierungskonstanten um diesen Wert korrigiert werden.

6.4 Unterdrückung des Rauschens

Wie schon in Abschnitt 6.3.1 erläutert wurde, spielt die Unterdrückung des Rauschens in der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten eine wichtige Rolle. Allerdings ist die Bestimmung der Kalibrierungskonstanten nur ein Teilaspekt der Auswertung experimenteller Daten. In der Spurrekonstruktion können zum Beispiel Probleme auftreten, wenn der Anteil des Rauschens in den Daten zu groß wird und damit das Rekonstruieren von Teilchenspuren erschwert.

Prinzipiell verringert Rauschen die Nachweiseffizienz der Driftkammern, da ein zufällig durch Rauschen generiertes Signal den Nachweis einer Teilchenspur in einer Driftzelle verhindern kann, wenn das Signal des Rauschens die Messung des TDCs vor dem eigentlichen Signal startet. Das echte Signal wird dann nicht registriert. Ist der Anteil des Rauschens in den Daten sehr hoch, kann dieser Fall häufiger auftreten, so dass selbst die redundante Messung der Teilchenspur in mehreren Ebenen der Driftkammer nicht mehr ausreicht, um die Teilchenspur zu rekonstruieren.

Dieser Verlust der Effizienz geschieht bereits, bevor die Daten des Experimentes gespeichert werden, und kann nachträglich nicht mehr behoben werden. Eine geeignete Wahl der Schwellen des ASD8 hilft, dieses Rauschen zu minimieren. Allerdings ist der Preis für zu hoch gewählte Schwellen ebenfalls ein Verlust an Nachweiseffizienz.

Unabhängig von der Nachweiseffizienz der Driftkammern kann ein hoher Anteil an Rauschen in den Daten jedoch die Rekonstruktionseffizienz der Spurrekonstruktion verringern oder die Reinheit der Daten (*Purity*) verschlechtern, wenn die Rekonstruktionsprogramme durch das Rauschen falsche Spuren (*fakes*) rekonstruieren.

Ein hoher Anteil an Rauschen in den Daten erschwert die Spurrekonstruktion, es können nahe beieinander liegende Spuren zum Beispiel schlechter getrennt werden und die benötigte Rechenzeit steigt an.

In der Auswertung der Driftkammerdaten werden hier drei Strategien verfolgt: Zum einen sollen durch

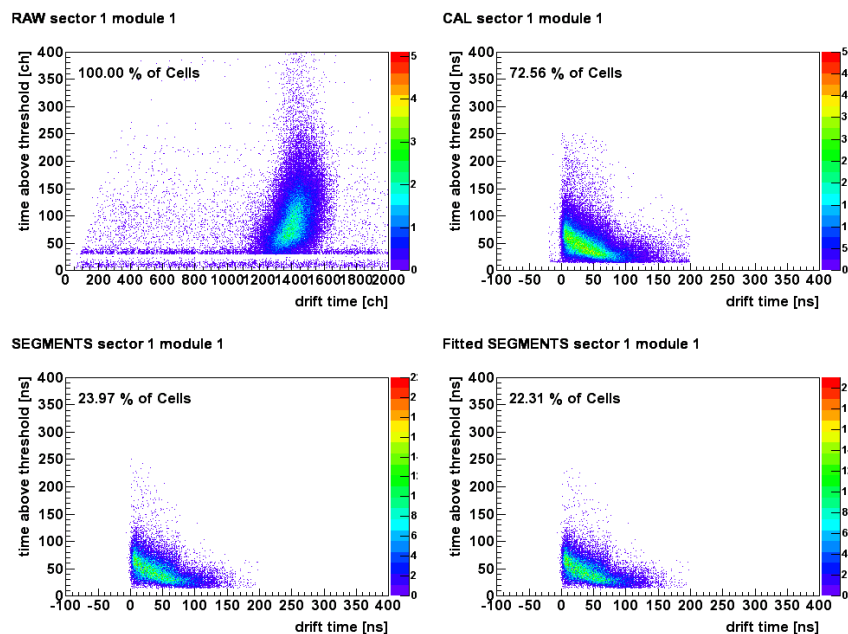


Abbildung 6.10: Signalbreite in Abhängigkeit der Driftzeit für verschiedene Schritte der Spurrekonstruktion. Links oben: unkalibrierte TDC-Zeiten. Rechts oben: kalibrierte Driftzeiten nach den Schnitte zur Rauschunterdrückung (*noise cuts*). Links unten: Driftzeiten der in *Draht Clustern* korrelierten Driftzellen. Rechts unten: Driftzeiten der in angepassten Segmenten korrelierten Driftzellen.

Schnitte in den Driftzeitspektren und der Signalbreite unphysikalische Signale unterdrückt werden, die nicht im Bereich der echten Driftzeiten einer Driftzelle liegen. Durch diese Schnitte wird der Anzahl der signalgebenden Driftzellen, die an die Spurrekonstruktionsprogramme übergeben werden, merklich reduziert.

Die Spurrekonstruktions-Software korreliert die einzelnen signalgebenden Driftzellen im Raum zu *Draht Clustern* (s. Abschnitt B.3.1). Durch die örtliche Korrelation wird hier eine neue Information gewonnen, über die die einzelne Driftzelle nicht verfügt. Dadurch wird eine weitere Selektion vorgenommen und Signale aus Driftzellen verworfen, die nicht zu einem solchen *Draht Cluster* zuzuordnen sind.

Der letzte Schritt der Selektion erfolgt durch die Anpassung der Teilchenspur (*Track fitting*, s. Abschnitt B.3.2). Hier können nochmals Signale diskriminiert werden, deren Driftzeiten nicht zur rekonstruierten Geometrie der Teilchenspur passen.

In Abbildung 6.10 (s. Seite 98) ist die Reduktion der Anzahl der signalgebenden Driftzellen in den jeweiligen Analyseschritten am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCII mit den Daten der Strahlzeit im November 2001 gezeigt. Dargestellt ist hier die Signalbreite ($time2 - time1$) in Abhängigkeit der Driftzeit ($time1$). In den Rohdaten der Driftkammern ist (*HMdcRaw*-Level) ein großer Teil an Rauschen in den Daten auszumachen, das außerhalb der Bereiche echter Driftzeiten liegt. Nach dem Kalibrieren (*HMdcCal1*-Level) und den Schnitten in den Driftzeiten (*noise cuts*) werden 28 % aller Driftzellen verworfen. Im nächsten Schritt der Spurrekonstruktion und Selektion der in *Draht Clustern* (*HMdcSeg*-Level, *not fitted*) korrelierten Driftzellen werden nur noch 24 % aller anfänglichen Driftzellen akzeptiert. Nach der Spuranpassung (*HMdcSeg*-Level, *fitted*) reduziert sich die Anzahl der akzeptierten Driftzellen weiter auf 22 % der anfänglichen Driftzellen.

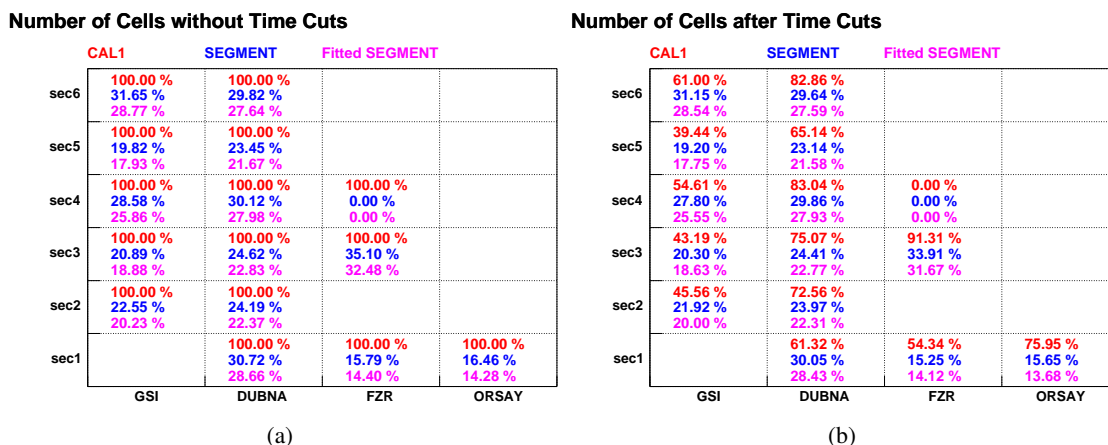


Abbildung 6.11: Selektivität der Analyseschritte (a) ohne Schnitte (b) mit Schnitten in $time_1$, $time_2$ und Signalbreite ($time_2 - time_1$) für die einzelnen Driftkammern (Experimentzeit im November 2001). Auf der x -Achse sind die Driftkammerebenen und auf der y -Achse die verschiedenen Sektoren aufgetragen.

Die hohe Selektivität der Spurrekonstruktion kommt dadurch zustande, dass hauptsächlich Spuren aus dem Target rekonstruiert werden. Alle Driftzellen, die Spuren zugeordnet werden könnten, die nicht aus dem Target emittiert werden, werden verworfen. Hierzu zählen Spuren kosmischer Teilchen, Spuren, die von weiteren Quellen entlang der Strahlachse (VETO-Detektor, Austrittsfolien etc.) emittiert werden oder Spuren sekundärer Teilchen, die nicht zum Target zeigen. In Abbildung 6.11 (s. Seite 99) ist die Selektivität der einzelnen Analyseschritte für alle Driftkammern, die im November 2001 im Experiment verwendet wurden, im Vergleich zwischen angewendeten Schnitten in der Driftzeit und ohne angewendete Schnitte dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Selektivität der Spurrekonstruktion nahezu unabhängig vom Anwenden der Schnitte in der Driftzeit ist. Die Rechenzeit und das Datenvolumen werden durch das Anwenden der Schnitte verringert, die Ergebnisse der Spurrekonstruktion bleiben jedoch nahezu unberührt. Diese Feststellung bezieht sich auf die Strahlzeit im November 2001, in der ein leichtes System ($C + C$ bei $2 AGeV$) gemessen wurde und die mittlere Teilchenmultiplizität nicht sehr hoch ist. Für schwerere Systeme und damit höherer Teilchenmultiplizität kann sich dies eventuell ändern. Die Schwankungen der Reduktion in den einzelnen Driftkammern, werden durch einen unterschiedlich starken Anteil des Rauschens in den einzelnen Driftkammern verursacht.

In Abbildung 6.12 (s. Seite 100) werden die Wirkungen der Schnitte in $time_1$, $time_2$ und $time_2 - time_1$ differentiell für die einzelnen Analyseschritte dargestellt. Die Effizienzen werden hier unabhängig für jeden Schritt angegeben. Durch die Anwendung der Zeitschnitte werden bis zu 50 % der Driftzellen im Kalibrationsschritt ($HMdcCall$) verworfen. Nur rund 1 – 2 % der Driftzellen in einem angepassten Spurstück würden durch einen Zeitschnitt verworfen werden. Etwa 20 % der Driftzellen, die in einem angepassten Spurstück von dem Spurrekonstruktionsprogramm verworfen werden, werden auch durch die Zeitschnitte unterdrückt. 10 % der Driftzellen in einem Spurstück, das nicht angepasst werden kann, werden auch von den Zeitschnitten verworfen.

Wie gezeigt wurde, ergänzen sich die drei Strategien zur Unterdrückung des Rauschens gut. Schnitte in der Driftzeit sollten angewendet werden, denn sie verbessern die Selektivität, reduzieren das Datenvolumen und sparen Rechenzeit. Die Untersuchung zeigt aber auch, dass die Selektivität durch räumliche Korrelation in der Spurrekonstruktion wesentlich effektiver ist, da auf weitere Informationen zugegriffen werden kann.

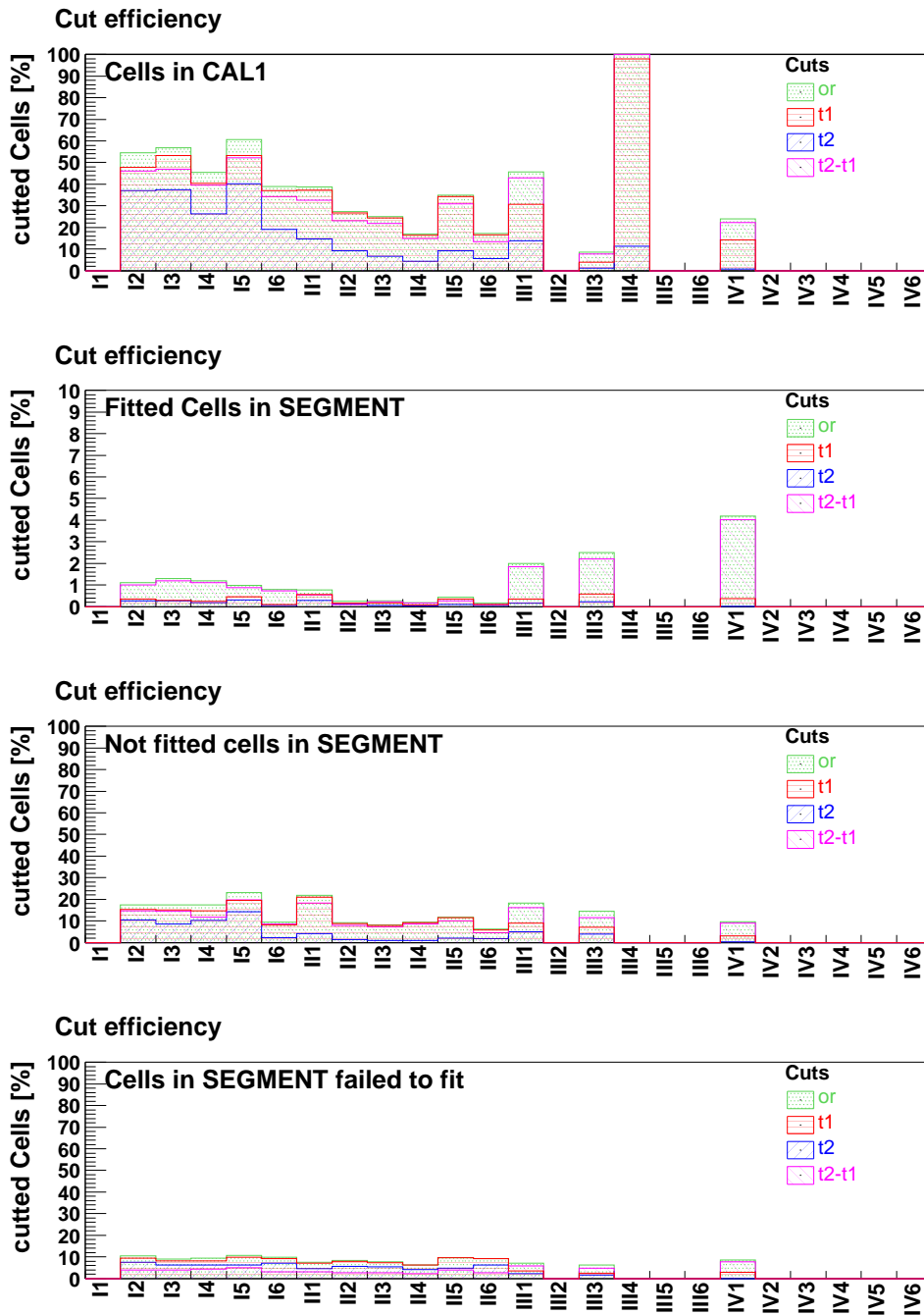


Abbildung 6.12: Effizienz der verschiedenen Schnitte in $time_1$, $time_2$ und Signalbreite ($t_2 - t_1$) bei der Unterdrückung des Rauschens in den verschiedenen Analyseschritten. *or* bezeichnet die Effizienz, dass mindestens einer der Schnitte erfolgreich war. Die Effizienzen sind unabhängig für die einzelnen Analyseschritte. Auf der x -Achse sind die einzelnen Driftkammern aufgetragen (z.B. II2= MDCII, Sektor 2). Betrachtet werden (von oben nach unten) kalibrierte Driftzellen (*CAL1*), Driftzellen, die von der Spuranpassung akzeptiert wurden (*fitted Cells in SEGMENT*), Driftzellen, die von der Spuranpassung verworfen wurden (*not fitted Cells in SEGMENT*) und Driftzellen in verworfenen Segmenten (*cells in SEGMENTS failed to fit*).

Kapitel 7

Spurrekonstruktion

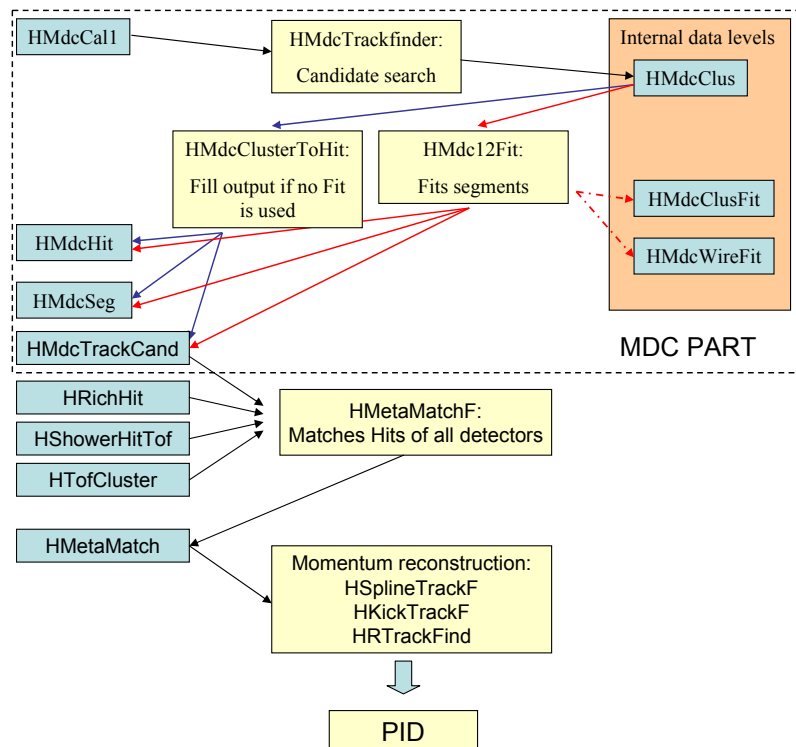


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der Spurrekonstruktion. Die roten Pfeile bezeichnen die Teile der Spurrekonstruktion, die ausgeführt werden, wenn die Spuren angepasst werden (*fitted segments*), und die blauen Pfeile, wenn die Spuren nicht angepasst werden (*not fitted segments*). Auf die detaillierte Darstellung der Teilchenidentifikation (*PID*) wurde hier verzichtet.

Die Rekonstruktion von Teilchenspuren in den Driftkammern der HADES-Experimentes erfolgt in mehreren Stufen: Eine getroffene Driftzellen in einer Driftkammer alleine gibt keine exakte Information über die Position und Richtung einer Teilchenspur. Erst durch die räumliche Korrelation von getroffenen Driftzellen der verschiedenen Drahtebenen der Driftkammern erhält man die Information über die Position und die Richtung der Teilchenspur. Die von den Driftkammern im Experiment gemessenen Rohdaten der getroffenen Driftzellen (*HMdcRaw-Level*) werden in der Analyse in einem Kalibrierungsschritt in Driftzeiten (*HMdcCall-Level*) umgerechnet. Dazu werden die Kalibrierungskoeffizienten der TDCs und die Kalibrierungskonstanten benötigt (s. Abschnitt 6). In diesem Schritt der Kalibration werden auch die Schnitte zur Rauschunterdrückung (*noise cuts*) angewendet, um die durch Rauschen verursachten Messung der Driftzellen zu diskriminieren (s. Abschnitt 6.4). Die Eingangsinformation, die der Spurrekonstruktion-Software zur Verfügung steht, ist also eine Liste der Driftzellen, die in jeder der 6 Auslesedrahtebenen einer Driftkammer getroffen wurden. Durch die redundante Messung einer

Teilchenspur in den 6 Auslesedrahtebenen einer Driftkammer kann die Bestimmung der Position und Orientierung einer Teilchenspur in jeder Driftkammer separat durchgeführt werden. Der schematische Ablauf der Spurrekonstruktion ist in Abbildung 7.1 (s. Seite 101) zu sehen und lässt sich in 5 Schritte gliedern:

1. Im ersten Schritt der Rekonstruktion sollen so genannte Kandidaten (*Draht Cluster*) für Spursegmente durch räumliche Korrelation der gefeuerten Driftzelle eines Ereignisses im Experiment bestimmt werden (*candidate search*) (s. Abschnitt B.3.1). Die Kandidatensuche soll hierbei nur die geometrischen Informationen der Driftzellen verwenden, jedoch nicht die gemessenen Driftzeiten. Die Kandidatensuche ergibt somit eine erste Annahme über die Position und die Richtung einer Teilchenspur (*HMdcClus-Level*).
2. Nachdem die Kandidaten einer Teilchenspur in den inneren und äußeren Driftkammern identifiziert sind, wird die Teilchenspur durch eine Modellfunktion (*track fitter*) unter Verwendung der Driftzeitmessung der Driftzellen angepasst (*HMdcSeg-Level*). Als Modell der Teilchenspur innerhalb einer Kammer oder für die simultane Anpassung von zwei Kammern wird eine Gerade im Raum verwendet. Die Bestimmung der Position der Teilchenspur im Raum erfolgt über die Umrechnung der gemessenen Driftzeiten in Abstände vom Auslesedraht. Hierzu wird die Ort-Zeit-Korrelation der Driftzellen des in dieser Arbeit entwickelten Modells der Driftzellen verwendet (s. Abschnitt 4.8 und 5.1.4). Die Anpassung der Kandidaten verbessert die Auflösung der Position in den Driftkammern und die Bestimmung der Richtung der Teilchenspur. Gleichzeitig werden Kandidaten verworfen, deren gemessene Driftzeiten nicht mit den theoretischen Driftzeiten der Driftzellen übereinstimmen. Die Methode der Spuranpassung wird in Abschnitt B.3.2 erläutert. Die rekonstruierten Spursegmente der inneren und äußeren Driftkammern werden einander zugeordnet (*HMdcTrackCand-Level*).
3. Die MDC-Spursegmente werden mit den Spurpunkten des META-Detektors (TOF|TOFino) und den im RICH gefundenen Ringen korreliert (*HMetaMatch-Level*).
4. Der Impuls der Teilchenspur wird mit den unterschiedlichen Rekonstruktionsalgorithmen ermittelt. Eine nähere Beschreibung der Algorithmen findet sich im Abschnitt B.4.
5. Mittels des Impulses der Teilchenspur und der Flugzeit des Teilchens, des Energieverlustes im META-Detektor und den Driftkammern, sowie der Information zur Identifikation von Leptonen, wie einem Ring im RICH und eines Elektronenschauers im PreSHOWER, erfolgt die Identifizierung der Teilchenspezies (PID). Im HADES-Experiment wird hierfür der Ansatz zur gemeinsamen Verwertung aller Information der verschiedenen Teildetektoren nach dem Bayes-Theorem [Sta02] verwendet.

7.1 Vielfachstreuung

Bei der Wahl der Materialien der Driftkammern steht eine gute Impulsauflösung des Spurverfolgungssystems im Vordergrund. Werden Materialien mit kurzer Strahlungslänge verwendet, nimmt der Anteil der Vielfachstreuung an der Impulsauflösung zu. In der ursprünglichen Planung des Experimentes ist ein mit *Helium* gefüllter Sack zwischen den inneren und äußeren Driftkammern im Bereich des Magneten vorgesehen, da *Helium* gegenüber Luft eine 2,6mal längere Strahlungslänge besitzt und somit der Anteil der Vielfachstreuung an der Impulsauflösung des Spurverfolgungssystems minimiert werden kann.

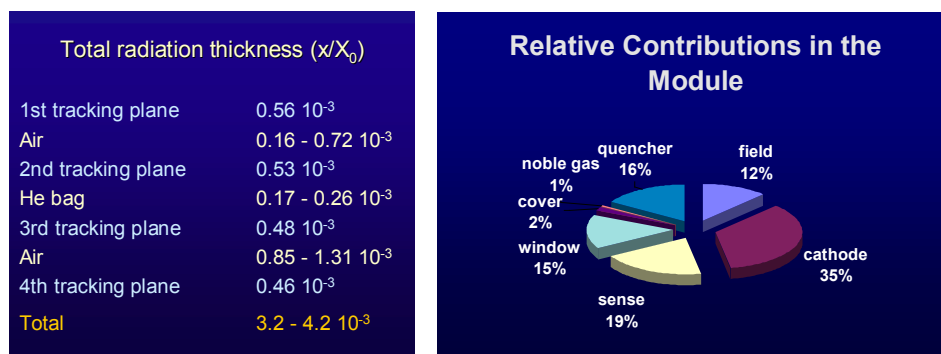


Abbildung 7.2: Beiträge der Materialien zur Strahlungslänge der Driftkammern [Str98].

In Abbildung 7.2 (a) (s. Seite 103) [Str98] sind die Anteile der Materialien für die verschiedenen Driftkammerebenen, das Luftvolumen zwischen den Driftkammern und den *Helium*-Sack im Bereich des Magneten in Einheiten der Strahlungslänge dargestellt. Für die einzelnen Driftkammern ergeben sich Flächenbelegungen zwischen $0,56 \cdot 10^{-3}$ (MDCI) und $0,46 \cdot 10^{-3}$ (MDCIV) in Einheiten der Strahlungslänge für ein *He/i* – *Butan*-Zählgasmischung von (60/40). Für die Luftvolumen zwischen den inneren Driftkammern erhält man Flächenbelegungen zwischen $0,16 \cdot 10^{-3}$ und $0,72 \cdot 10^{-3}$, für die äußeren Driftkammern zwischen $0,85 \cdot 10^{-3}$ und $1,31 \cdot 10^{-3}$ in Einheiten der Strahlungslänge. Für den *Helium*-Sack zwischen im Bereich des Magneten ergeben sich Werte für die Flächenbelegung zwischen $0,17 \cdot 10^{-3}$ und $0,26 \cdot 10^{-3}$ in Einheiten der Strahlungslänge. Der relative Anteil der verschiedenen Materialien einer Driftkammer an der Flächenbelegung ist in Abbildung 7.2 (b) [Str98] zu sehen. Das meiste Material wird hier durch die Drähte eingebracht, was impliziert, dass für die Drähte möglichst ein Material mit großer Strahlungslänge verwendet werden muss. Der Anteil des Löschgases kann hier nicht weiter minimiert werden, da alle alternative Löschgase (s. Abschnitt B.1.3) ähnliche Strahlungslängen wie *i* – *Butan* aufweisen. Die Wahl des geeigneten Edelgases fällt hier auf *Helium*, denn vergleichbare Edelgase wie *Argon* weisen eine etwa fünfmal kleinere Strahlungslänge auf.

In Abbildung 7.3 (s. Seite 104) sind Winkelverschmierung für Elektronen, Pionen, Protonen und Deuteronen nach dem Durchfliegen der minimalen und maximalen Materialmenge im Bereich des Magneten im Vergleich für den *Helium*-Sack und Luft in Abhängigkeit des Impulses der Teilchen dargestellt. Mit abnehmendem Impuls steigt der Streuwinkel durch Vielfachstreuung stark an. Für Elektronen erreicht der Streuwinkel für Luft bei $100 \text{ MeV}/c \sim 3,5 \text{ mrad}$. Wird hingegen der *Helium*-Sack verwendet, liegt der Wert bei $\sim 2,1 \text{ mrad}$. Für Protonen erreicht der Streuwinkel für Luft bei $100 \text{ MeV}/c \sim 35 \text{ mrad}$ (Deuteronen: $\sim 65 \text{ mrad}$) und in *Helium* $\sim 20 \text{ mrad}$ (Deuteronen: $\sim 40 \text{ mrad}$). Für Protonen und Deuteronen mit niedrigen Impulsen dominiert der Beitrag durch Vielfachstreuung die Impulsauflösung. Ohne den *Helium*-Sack bleibt der Streuwinkel für Elektronen mit einem Impuls von mehr als $300 \text{ MeV}/c$ ($200 \text{ MeV}/c$ mit *Helium*-Sack) kleiner als etwa 1 mrad . Der Beitrag durch Vielfachstreuung im Bereich des Magneten geht direkt in die Impulsauflösung des Spurverfolgungssystems ein. In der Spurrekonstruktion wird aus den Messwerten der beiden inneren und äußeren Driftkammern jeweils ein Spursegment vor und hinter dem Magnetfeld rekonstruiert. Durch die Vielfachstreuung ergeben sich hier ebenfalls Beiträge zur Orts- und Winkelauflösung. Zum einen streuen die Teilchen im Material der Driftkammern selbst, und zum anderen in dem Luftvolumen, welches sie zwischen den beiden Kammern durchfliegen.

Für Teilchen mit niedrigen $\beta\gamma$ (Protonen/Deuteronen) ergibt sich folgendes Bild:

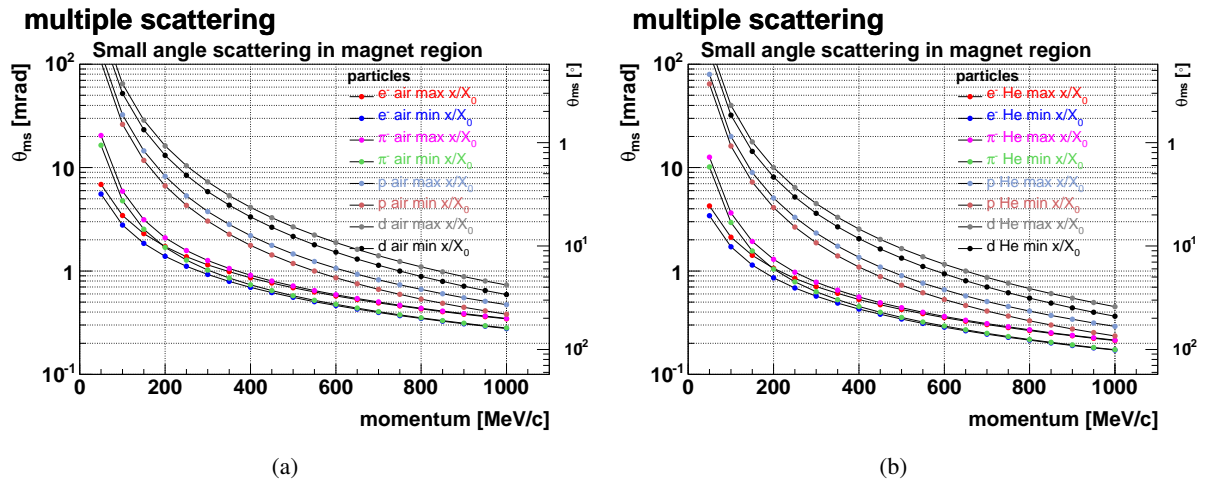


Abbildung 7.3: Änderung des Winkels durch Vielfachstreuung im Bereich des Magneten für (a) Luft und (b) *Helium* für verschiedene Teilchenspezies in Abhängigkeit des Impulses. *min* und *max* bezeichnen die minimale und maximale Flächenbelegung, die ein Teilchen durchfliegen kann.

- Der Beitrag der Vielfachstreuung zur Orts- und Winkelauflösung und damit zur Impulsauflösung des Spurverfolgungssystems nimmt für Protonen/Deuteronen mit niedrigen Impulsen ($< 300 \text{ MeV}/c$) stark zu und kann gegenüber der intrinsischen Auflösung der Driftkammern nicht mehr vernachlässigt werden.
- Die intrinsische Auflösung einer Driftzelle steigt für Teilchen mit hoher Primärisation (s. Abschnitt 4.8). Es tritt eine teilweise Kompensation der Verschlechterung der Auflösung durch Vielfachstreuung auf.
- Der durch Vielfachstreuung verursachte Fehler hängt für jede Teilchentrajektorie von der Teilchenspezies, dem Impuls des Teilchens und der Menge des Materials auf dem Weg des Teilchens durch den Detektor ab. Der Effekt ist deshalb für unterschiedliche Emissionswinkel vom Target unterschiedlich.
- Der durch die Vielfachstreuung verursachte Fehler nimmt mit der Länge der Teilchentrajektorie kontinuierlich zu. Für die Rekonstruktion einer Teilchenspur bedeutet dies, dass entlang der Teilchenspur die einzelnen Messungen der Driftkammern bezüglich eines vorgegebenen Spurmodells immer ungenauer werden. Die Spuranpassung sollte diesen Effekt durch Einbeziehen der Vielfachstreuung in die Fehlerberechnung berücksichtigen um eine systematische Verschiebung zu vermeiden.

7.2 Orts- und Winkelauflösung der Spurrekonstruktion

Die Orts- und Winkelauflösung der Driftkammern sind die fundamentalen Parameter der Rekonstruktion des Impulses eines Teilchens und damit seiner invarianten Masse. In diesem Abschnitt soll untersucht werden, welche Orts- und Winkelauflösung die Driftkammern als Spurverfolgungssystem des HADES-Experimentes erreichen können und wie diese Größen vom Impuls des Teilchens und den Fehlern in der Kalibration der Driftzeiten abhängen.

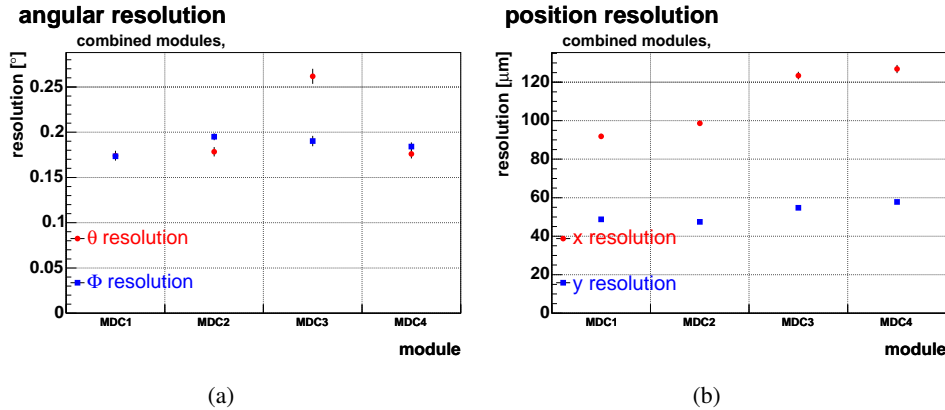


Abbildung 7.4: Orts- und Winkelauflösung der kombinierten Spuranpassung.

Die nachfolgenden Untersuchungen wurden anhand einer GEANT-Simulation von $C + C$ Reaktionen bei $2A\text{GeV}$ durchgeführt. In der Simulation lässt sich die Orts- und Winkelauflösung der Driftkammern leicht aus der Differenz zwischen den ursprünglichen Spurpunkten der GEANT-Daten und den von der Spurrekonstruktion rekonstruierten Spurpunkten im lokalen Koordinatensystem der Driftkammern (x , y , Θ und Φ beziehen sich auf das Koordinatensystem einer Driftkammer) ermitteln. Die Auflösung wird aus der Breite einer an die Residuen angepassten Gaußfunktion bestimmt. Alle Auflösungen werden in der durch x und y aufgespannten Ebene an der Stelle $y = 0$ (Mittellebene der Driftkammer) angegeben. Im Folgenden soll nur die simultane Spuranpassung zweier Driftkammern untersucht werden. Alle nachfolgend besprochenen Ergebnisse beziehen sich auf simulierte Daten, die Mehrfachstreuung der Teilchen (*multiple scattering*) im Material des Detektors, des Zählgases und der durchflogenen Luft berücksichtigen. Zur Bestimmung der Auflösung wurden nur Teilchenspuren herangezogen, die durch die Spurrekonstruktion erfolgreich angepasst werden konnten. Das Magnetfeld der Simulation entspricht dem Feld des HADES-Magneten bei einem Spulenstrom von $\sim 2500\text{ A}$ (72, 15 % des maximalen Spulenstroms).

Die Qualität der Spurrekonstruktion hängt von den statistischen und systematischen Fehlern der Kalibrierung der Driftzeiten im Experiment ab. In dem durch die GARFIELD-Simulation erstellten Modell der Driftzellen der Driftkammern des HADES-Experimentes wird lediglich der Fehler der Driftzeitmessung berücksichtigt, der durch die Physik innerhalb einer Driftzelle gegeben ist, also durch die Menge der von einer Teilchenspur erzeugten Primärionisation (s. Abschnitt 4.6 und 4.8.4), der Position der Spur innerhalb der Driftzelle und der am ASD8 eingestellten Schwelle (s. Abschnitt 4.8.4). Der Einfluss der Mehrfachstreuung der Teilchen auf ihrem Weg durch den Detektor wird durch die GEANT-Simulation berücksichtigt.

In den im Experiment gemessenen Driftzeiten treten zu den Fehlern der Driftzeitmessung innerhalb einer Driftzelle und dem Einfluss der Mehrfachstreuung noch die durch die Kalibrierung der Driftzeiten entstehenden Fehler auf. Die in der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten (s. Abschnitt 6.3) und der Kalibrierungskoeffizienten der TDCs (s. Abschnitt 6.2) auftretenden Fehler sind dabei nicht zu vernachlässigen, da sie sich in der gleichen Größenordnung bewegen wie die Zeitauflösung einer Driftzelle. Der Einfluss der Fehler der Bestimmung der Kalibrierungskonstante auf die Orts- und Winkelauflösung der Spurrekonstruktion wird in Abschnitt 7.2.1 und der Einfluss des Fehlers in der Bestimmung des Kalibrierungskoeffizienten in Abschnitt 7.2.2 diskutiert.

Wie in Abbildung 7.4 (s. Seite 105) zu sehen ist, ergibt sich für die simultane Spuranpassung der inneren und äußeren Driftkammern eine Winkelauflösung von $\sim 0,175^\circ$ in Θ und $\sim 0,185^\circ$ in Φ .

	σ_{Θ} [°]	σ_{Φ} [°]	σ_x [μm]	σ_y [μm]
MDCI	0.174 ± 0.005	0.173 ± 0.003	91.9 ± 0.01	48.8 ± 0.00
MDCII	0.178 ± 0.005	0.195 ± 0.004	98.6 ± 0.01	47.5 ± 0.00
MDCIII	0.262 ± 0.008	0.190 ± 0.006	123.4 ± 0.01	54.8 ± 0.01
MDCIV	0.176 ± 0.005	0.184 ± 0.005	126.8 ± 0.01	57.8 ± 0.00

Tabelle 7.1: Orts- und Winkelauflösung der kombinierten Spuranpassung zweier Driftkammern (Simulation).

Für die Ortsauflösung ergeben sich in x -Richtung $\sim 90 - 100 \mu\text{m}$ für die inneren Driftkammern und $\sim 125 \mu\text{m}$ für die äußeren Driftkammern. In y -Richtung erhält man $\sim 48 \mu\text{m}$ und $\sim 56 \mu\text{m}$ für die inneren bzw. äußeren Driftkammern. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 (s. Seite 106) zusammen gefasst. Die Driftkammern, die dem magnetischen Feld am stärksten ausgesetzt sind (MDCII und MDCIII) erzielen gegenüber den anderen Driftkammern eine schlechtere Auflösung. Dieser Effekt ist auf den Einfluss des magnetischen Feldes zurückzuführen, der bewirkt, dass das angenommene gerade Spurmodell für Teilchenspuren, deren Krümmung nicht vernachlässigbar klein ist, systematische Abweichungen hervorruft. Die Abhängigkeit der Orts- und Winkelauflösung vom Impuls des rekonstruierten Teilchens wird in Abschnitt B.4 diskutiert. In den folgenden Abschnitten soll nun untersucht werden, wie sich die besprochenen Werte für die Orts- und Winkelauflösung ändern, wenn die Fehler der Kalibration der Driftzeiten in die Simulation einbezogen werden.

7.2.1 Simulation der Fehler in der Kalibrierung der Kalibrierungskonstante

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie sich die Orts- und Winkelauflösung der Spurrekonstruktion ändern, wenn die Fehler der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten (s. Abschnitt 6.3) in der Simulation berücksichtigt werden.

Der Fehler in der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten unterscheidet sich dabei grundlegend von der Zeitauflösung einer Driftzelle. Die Driftzeitmessung schwankt für jede Messung innerhalb der Auflösung um den Mittelwert. Der Fehler in der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten ist jedoch eine Konstante, die zu jeder gemessenen Driftzeit beiträgt und für jede Driftzelle einen anderen Wert besitzt. Da sich die zu einem *Draht Cluster* beitragenden Driftzellen mit dem Ort des *Clusters* in der Driftkammer ändern, ist es nicht sofort ersichtlich, in welcher Weise die Fehler aus der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten zur Spurrekonstruktion beitragen.

Der Einfluss der Fehler aus der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten auf die Auflösung der Spurrekonstruktion wurde auf zwei verschiedene Weisen simuliert:

1. Im ersten Fall wurde für jede Driftzelle eine zufällige Konstante aus einer Gaußverteilung ermittelt. Die Standardabweichung der Verteilung wurde mit $\sigma = 2 \text{ ns}$ oder $\sigma = 4 \text{ ns}$ gewählt. Die Konstante wurde für die Dauer der Simulation nicht mehr verändert und zu den berechneten Driftzeiten der Simulation addiert.
2. Im zweiten Fall wurde für jede Driftzelle eine zufällige Konstante aus einer Gaußverteilung ermittelt, deren Standardabweichung den Fehlern der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten entspricht (s. Abschnitt 6.3.1). Auf diese Weise wird die Abhängigkeit des Fehlers vom Polarwinkel berücksichtigt.

		σ_{Θ} [°]	σ_{Φ} [°]	σ_x [μm]	σ_y [μm]
MDCI	σ_{2ns}	0.177 ± 0.006	0.203 ± 0.003	137.4 ± 0.01	70.2 ± 0.00
	σ_{4ns}	0.174 ± 0.005	0.261 ± 0.005	209.6 ± 0.01	112.6 ± 0.00
	σ_{cal}	0.183 ± 0.006	0.378 ± 0.014	380.3 ± 0.01	223.4 ± 0.01
MDCII	σ_{2ns}	0.173 ± 0.005	0.222 ± 0.004	140.4 ± 0.00	64.0 ± 0.00
	σ_{4ns}	0.176 ± 0.005	0.266 ± 0.006	212.9 ± 0.00	102.6 ± 0.01
	σ_{cal}	0.183 ± 0.005	0.309 ± 0.008	272.1 ± 0.01	149.5 ± 0.01
MDCIII	σ_{2ns}	0.262 ± 0.008	0.199 ± 0.005	155.2 ± 0.01	67.0 ± 0.01
	σ_{4ns}	0.259 ± 0.008	0.214 ± 0.005	202.6 ± 0.01	92.7 ± 0.01
	σ_{cal}	0.260 ± 0.008	0.234 ± 0.006	254.8 ± 0.01	142.4 ± 0.01
MDCIV	σ_{2ns}	0.176 ± 0.005	0.184 ± 0.004	154.5 ± 0.01	69.4 ± 0.00
	σ_{4ns}	0.179 ± 0.005	0.201 ± 0.004	206.1 ± 0.01	95.7 ± 0.00
	σ_{cal}	0.170 ± 0.005	0.223 ± 0.005	216.3 ± 0.00	109.8 ± 0.00

Tabelle 7.2: Orts- und Winkelauflösung der kombinierten Spuranpassung zweier Driftkammern unter Berücksichtigung der Fehler der Kalibrierungskonstanten. Die Fehler der Kalibrierungskonstanten sind gaußverteilt mit einer Standardabweichung von $\sigma = 2|4ns$ oder entsprechend den Fehlern der Kalibrierungskonstanten (Simulation).

Gegenüber einer “perfekten” Kalibration (ohne Fehler) verschlechtern sich für einen gaußverteilten Fehler ($\sigma = 2ns$) die Werte für die Winkelauflösung nur geringfügig. Tendenziell erfährt die Auflösung im Φ -Winkel eine stärkere Verschlechterung als die Auflösung in Θ -Richtung. Für die Ortsauflösung ergeben sich in x -Richtung $\sim 140 - 150 \mu\text{m}$ für die inneren und äußeren Driftkammern. In y -Richtung erhält man $\sim 65 - 71 \mu\text{m}$ für die inneren und äußeren Driftkammern.

Für gaußförmig verteilter Fehler aus der Kalibrierungskonstanten mit einer Standardabweichung von $\sigma = 4ns$ wird die Auflösung in Θ -Richtung wenig beeinflusst. Die Auflösung in Φ -Richtung verschlechtert sich um bis zu 30 % gegenüber einer “perfekten” Kalibration. Für die Ortsauflösung ergeben sich in x -Richtung $\sim 200 - 210 \mu\text{m}$ für die inneren und die äußeren Driftkammern. In y -Richtung erhält man $\sim 90 - 110 \mu\text{m}$ für die inneren und äußeren Driftkammern.

Werden die Fehler der Kalibration aus Abschnitt 6.3.1 als Grundlage der Simulation der Fehler der Kalibrierungskonstanten verwendet, ist in der Auflösung in Θ -Richtung weiterhin wenig Auswirkungen zu spüren, die Auflösung in Φ -Richtung verschlechtert sich hier um bis zu 100 % gegenüber einer “perfekten” Kalibration. Für die Ortsauflösung ergeben sich in x -Richtung $\sim 210 - 380 \mu\text{m}$ für die inneren und die äußeren Driftkammern. In y -Richtung erhält man $\sim 110 - 220 \mu\text{m}$ für die inneren und äußeren Driftkammern. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Tabelle 7.2 (s. Seite 107) im Einzelnen aufgelistet.

Die Residuen der Driftzeit, also die Differenzen zwischen den theoretisch nach dem Driftzellenmodell berechneten Driftzeiten und den “gemessenen” Driftzeiten, folgen für die hier besprochene Simulation der Fehler der Kalibrierungskonstanten einer Gaußverteilung. Die Standardabweichungen der Gaußverteilungen sind in Abbildung 7.5 (s. Seite 108) für die simultane Spuranpassung zweier Driftkammern dargestellt.

Für eine “perfekte” Kalibration erreicht die Standardabweichung für die inneren Driftkammern $1,74ns$ und für die äußeren Driftkammern $2,34ns$. Diese Werte liegen sehr nahe an der intrinsischen Zeitauflösung einer Driftzelle und sprechen für eine hohe Präzision der Spurrekonstruktion. Für die verschiedenen Simulationen der Fehler aus der Kalibration der Kalibrierungskonstanten ($\sigma = 2ns$, $\sigma = 4ns$ und “echte” Fehler) verschlechtert sich die Zeitauflösung der inneren Driftkammern vom oben genannten

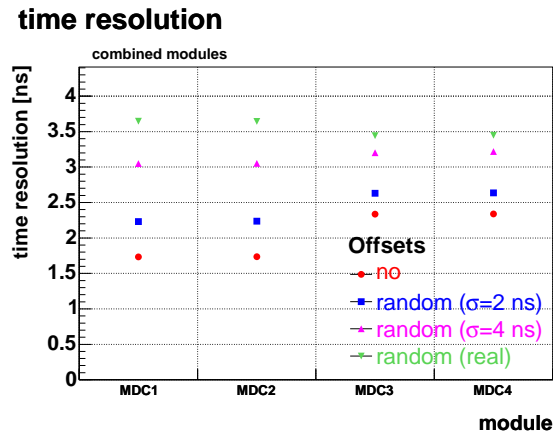


Abbildung 7.5: Zeitresiduen der kombinierten Spuranpassung zweier Driftkammern unter Berücksichtigung der Fehler der Kalibrierungskonstanten (Gaußverteilung ($\sigma = 2|4$ ns und entsprechend den Fehlern aus der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten (*real*))) (Simulation).

		$\sigma_{residual}$ [ns]
MDCI	no error	1.73 ± 0.01
	$\sigma_{2\ ns}$	2.23 ± 0.01
	$\sigma_{4\ ns}$	3.05 ± 0.02
	σ_{cal}	3.65 ± 0.04
MDCII	no error	1.74 ± 0.01
	$\sigma_{2\ ns}$	2.24 ± 0.01
	$\sigma_{4\ ns}$	3.05 ± 0.02
	σ_{cal}	3.64 ± 0.04
MDCIII	no error	2.34 ± 0.01
	$\sigma_{2\ ns}$	2.63 ± 0.02
	$\sigma_{4\ ns}$	3.20 ± 0.03
	σ_{cal}	3.44 ± 0.03
MDCIV	no error	2.34 ± 0.01
	$\sigma_{2\ ns}$	2.64 ± 0.02
	$\sigma_{4\ ns}$	3.22 ± 0.03
	σ_{cal}	3.45 ± 0.03

Tabelle 7.3: Zeitresiduen der kombinierten Spuranpassung zweier Driftkammern unter Berücksichtigung der Fehler der Kalibrierungskonstanten. Die Fehler der Kalibrierungskonstanten sind gaußverteilt mit einer Standardabweichung von $\sigma = 2|4$ ns oder entsprechend den Fehlern aus der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten (Simulation).

Wert auf $2,23$ ns, $3,05$ ns bzw. $3,65$ ns. Für die äußeren Driftkammern erhält man entsprechend für die Zeitauflösung $2,63$ ns, $3,21$ ns bzw. $3,45$ ns. Auffällig ist dabei, dass sich die Zeitauflösung der inneren Driftkammern mit zunehmenden Fehlern stärker verschlechtert als die Zeitauflösung der äußeren Driftkammern. Die Ergebnisse der Simulation für die Zeitauflösung der Spuranpassung sind in Tabelle 7.3 (s. Seite 108) dargestellt. Der Einfluss der Fehler der Kalibrierungskonstanten auf die Ortsauflösung der Spurrekonstruktion in den experimentellen Daten wird in Abschnitt 8.4.1 diskutiert.

7.2.2 Simulation der Fehler in der Kalibrierung der Kalibrierungskoeffizienten des TDCs

Ein Fehler in der Bestimmung der Kalibrierungskoeffizienten des TDCs (s. Abschnitt 6.2) führt zu einem systematisch anwachsender Fehler in der Driftzeitmessung mit längeren Driftzeiten. Es ergibt sich ein von Teilchenspur zu Teilchenspur variierender Fehler, der in jeder zur Teilchenspur beitragenden Driftzelle einen anderen Wert besitzt. Der Effekt ist vergleichbar mit einer Änderung der Driftgeschwindigkeit durch eine Änderung der Gastemperatur oder des Gasdruckes (s. Abschnitt 4.7).

Es wurden während der Digitalisierung die berechneten Driftzeiten mit einem konstanten Faktor skaliert, während zur Spurrekonstruktion die Driftzeiten ohne Skalierung verwendet wurden. Die Skalierungsfaktoren entsprechen einer Änderung der Driftzeiten um 2 % und 10 %. Eine Änderung von 2 % entspricht dabei in etwa einer Änderung des Gasdruckes um 80 mbar oder der Gastemperatur um etwa

		σ_{Θ} [°]	σ_{Φ} [°]	σ_x [μm]	σ_y [μm]
MDCI	2%	0.173 ± 0.005	0.177 ± 0.003	95.2 ± 0.01	48.4 ± 0.00
	10%	0.176 ± 0.006	0.189 ± 0.003	108.3 ± 0.01	55.2 ± 0.00
MDCII	2%	0.175 ± 0.005	0.194 ± 0.004	99.0 ± 0.01	45.3 ± 0.00
	10%	0.179 ± 0.005	0.204 ± 0.004	111.0 ± 0.01	53.7 ± 0.00
MDCIII	2%	0.262 ± 0.008	0.192 ± 0.006	127.9 ± 0.01	53.4 ± 0.01
	10%	0.262 ± 0.009	0.203 ± 0.005	186.5 ± 0.01	88.0 ± 0.00
MDCIV	2%	0.173 ± 0.005	0.177 ± 0.004	133.3 ± 0.00	61.8 ± 0.00
	10%	0.178 ± 0.005	0.199 ± 0.004	211.9 ± 0.01	106.8 ± 0.00

Tabelle 7.4: Orts- und Winkelauflösung der kombinierten Spuranpassung zweier Driftkammern unter Berücksichtigung der Fehler der Kalibrierungskoeffizienten des TDCs (2 %, 10 %) (Simulation).

30 °C, einer Abweichung der *He/i* – *Butan*-Gasmischung von (60/40) zu (65/35) oder einem systematischen Fehler von 2 % in der Bestimmung des Kalibrierungskoeffizienten des TDCs. Diese Fehler liegen oberhalb der im Experiment zu erwartenden Fehler und geben damit eine gute obere Grenze zur Abschätzung des in der Spurrekonstruktion zu erwartenden Fehlers.

Eine Skalierung der Driftzeiten mit 2 % hat dabei nur sehr schwachen Einfluss auf die Orts- und Winkelauflösung der Spuranpassung gegenüber einer “perfekten” Kalibration. Für eine Skalierung der Driftzeiten von 10 % bleibt die Auflösung in Θ -Richtung nahezu unbeeinflusst. Die Auflösung in Φ -Richtung verschlechtert sich um 4 – 9 %. Die Ortsauflösung in x - und y -Richtung verschlechtert sich auf $\sim 109 \mu m$ bzw. $\sim 54 \mu m$ für die inneren und $\sim 186 – 212 \mu m$ bzw. $\sim 88 – 107 \mu m$ für die äußeren Driftkammern. Die Skalierung wirkt sich aufgrund der längeren Driftzeiten in den äußeren Driftkammern stärker als in den inneren Driftkammern aus.

7.2.3 Orts- und Winkelauflösung in Abhängigkeit des Impulses

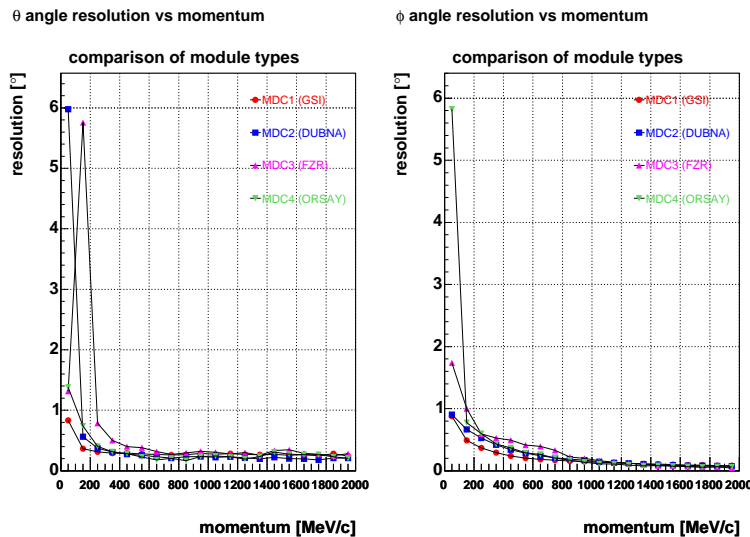


Abbildung 7.6: Winkelauflösung der kombinierten Spuranpassung in Abhängigkeit des Impulses (Simulation).

In diesem Abschnitt soll nun untersucht werden, wie sich die Orts- und Winkelauflösung der Spuranpassung mit dem Impuls der Teilchenspur ändert. Die Fehler aus der Bestimmung der Kalibrationskonstanten wurden nicht berücksichtigt.

In Abbildung 7.6 (s. Seite 109) ist die Winkelauflösung der simultanen Spuranpassung zweier Driftkammern in Abhängigkeit des Impulses der Teilchenspur dargestellt. Für MDCI, MDCII und MDCIV ist eine Verschlechterung der Auflösung des Θ -Winkels für Impulse unterhalb von $250 \text{ MeV}/c$ zu beobachten, die sich insbesondere unterhalb von $200 \text{ MeV}/c$ stark verschlechtert. Für MDCIII ist das Einsetzen der Verschlechterung schon unterhalb von $400 \text{ MeV}/c$ festzustellen, mit einer starken Verschlechterung unterhalb von $300 \text{ MeV}/c$. Die Auflösung des Φ -Winkels verschlechtert sich für Impulse kleiner als $250 \text{ MeV}/c$ für alle Driftkammern stark. Im Allgemeinen verschlechtert sich die Auflösung im Φ -Winkel gegenüber der Auflösung im Θ -Winkel schon bei höheren Impulsen ($\sim 800 \text{ MeV}/c$). Für die Winkelauflösung gilt, dass für Impulse unterhalb von $200 \text{ MeV}/c$ die Auflösung schlechter als $0,5^\circ$ ist und für Impulse unterhalb von $100 \text{ MeV}/c$ schon $\sim 1^\circ$ beträgt.

Die Ortsauflösung in x - und y -Richtung (s. Abbildung 7.7, Seite 110) verschlechtert sich mit abnehmendem Impuls des Teilchens kontinuierlich. Die inneren Driftkammern erreichen dabei in x -Richtung für Impulse über $400 \text{ MeV}/c$ eine Auflösung von besser als $100 \mu\text{m}$. Unterhalb von $300 \text{ MeV}/c$ ist dann eine starke Verschlechterung der Auflösung festzustellen. Für die äußeren Driftkammern ist die

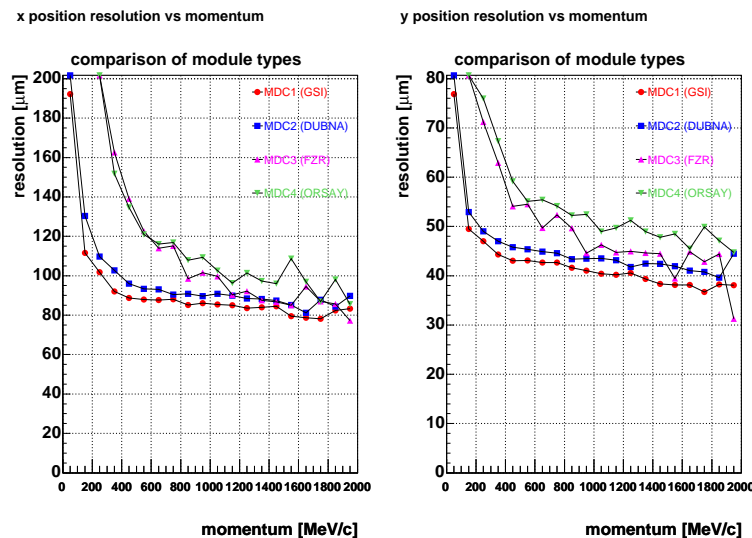


Abbildung 7.7: Ortsauflösung der kombinierten Spuranpassung in Abhängigkeit des Impulses in einer $C + C$ Reaktion bei 2 AGeV (Simulation).

Auflösung in x -Richtung für Impulse über $550 \text{ MeV}/c$ besser als $120 \mu\text{m}$ und verschlechtert sich für kleinere Impulse stark, so dass die Auflösung bei $400 \text{ MeV}/c \sim 160 \mu\text{m}$ beträgt. Die Ortsauflösung der inneren Driftkammern in y -Richtung liegt für Impulse über $200 \text{ MeV}/c$ unterhalb von $50 \mu\text{m}$ und verschlechtert sich dann schnell auf $\sim 70 - 80 \mu\text{m}$ bei $100 \text{ MeV}/c$. Die äußeren Driftkammern erreichen für Impulse von mehr als $500 \text{ MeV}/c$ eine Auflösung von besser als $56 \mu\text{m}$. Für niedrigere Impulse verschlechtert sich die Auflösung stark. Bei einem Impuls von $300 \text{ MeV}/c$ liegt die Auflösung bei $\sim 70 \mu\text{m}$ und bei einem Impuls von $200 \text{ MeV}/c$ oberhalb von $80 \mu\text{m}$.

Die Krümmung der Teilchentrajektorie durch das magnetische Feld führt nicht nur zu einer Verschlechterung der Orts- und Winkelauflösung für Teilchen mit einem kleinem Impuls und damit mit einer stärkeren Krümmung der Spur. Die Spuranpassung kann in der Minimierung immer schlechter eine

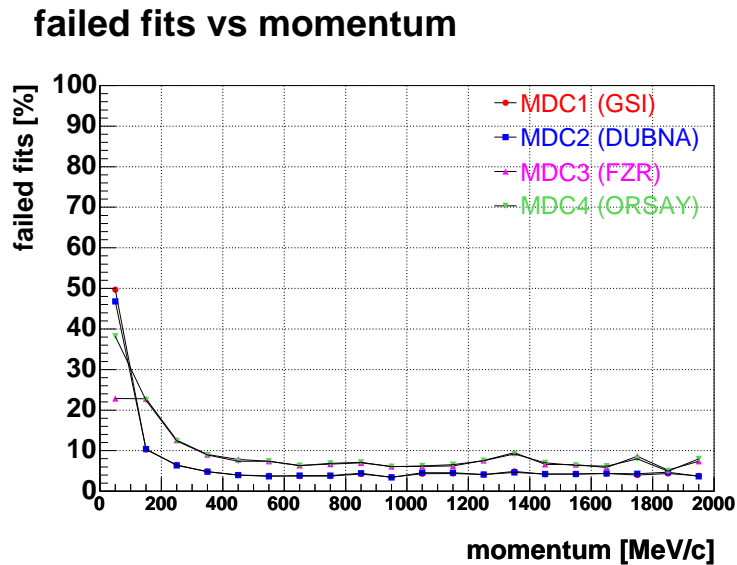


Abbildung 7.8: Anteil der fehlgeschlagenen Spuranpassungen in Abhängigkeit des Impulses (Simulation).

Spur rekonstruieren, die eine gute Beschreibung der echten Teilchenspur ist. Driftzeiten, die aufgrund der Krümmung der Teilchenspur stark von der im Spurmodell berechneten Driftzeit abweichen, werden durch die Gewichtungsfaktoren (*Tukey weights*) (s. Abschnitt B.3.2) weniger stark in der Spurrekonstruktion in Betracht gezogen, als solche mit einer geringen Abweichung. Werden die Abweichungen zu groß, werden die gemessenen Driftzeiten von der Spurrekonstruktion ausgeschlossen. Dies kann soweit gehen, dass von der ursprünglichen Anzahl der zu einem *Draht Cluster* beitragenden Driftzellen so viele verworfen werden, dass die verbleibende Anzahl nicht mehr ausreicht, um eine Spuranpassung durchzuführen. Ein weiteres Szenario ist, dass die Minimierung der Spuranpassung das Hauptminimum nicht finden konnte oder das χ^2 des Minimums einen zu großen Wert annimmt und von der Spuranpassung verworfen wird. In den beschriebenen Fällen wird der *Cluster* nicht angepasst und die Orts- und Winkelinformation werden der Kandidatensuche entnommen (s. Abschnitt B.3.1). Die Richtung der Teilchenspur wird dabei unter der Annahme der Emission des Teilchens vom Target berechnet und ergibt damit für alle Teilchen, die nicht unmittelbar aus dem Target kommen, einen falschen Wert. Solche nicht angepassten *Draht Cluster* werden in der Analyse gewöhnlich verworfen, da der rekonstruierte Impuls einer solchen Teilchenspur nur zufällig eine gute Näherung des echten Impulses des Teilchens ist.

Damit ist klar, dass ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Anzahl der fehlgeschlagenen Spuranpassungen und der Effizienz der Spurrekonstruktion besteht. In Abbildung 7.8 (s. Seite 111) ist der prozentuale Anteil der fehlgeschlagenen Spuranpassungen in Abhängigkeit des Impulses des Teilchens zu sehen.

Für die inneren Driftkammern liegt der Anteil der fehlgeschlagenen Spuranpassungen für Impulse oberhalb von $350 \text{ MeV}/c$ unterhalb von 5 % und steigt bei $150 \text{ MeV}/c$ auf über 10 % und bei $100 \text{ MeV}/c$ werden 30 % erreicht. Für die äußeren Driftkammern liegt der Anteil der fehlgeschlagenen Spuranpassungen für Impulse oberhalb von $400 \text{ MeV}/c$ unterhalb von 8 % und steigt bei $200 \text{ MeV}/c$ auf über 18 % und bei $100 \text{ MeV}/c$ werden 30 % der Spuranpassungen fehl.

Die hier ermittelten Werte beziehen sich auf alle Spuren, die in den Driftkammern registriert werden, es findet keine Beschränkung auf Teilchenspuren statt, die aus dem Target emittiert werden. Für die späte-

re Analyse spielen jedoch nur solche Spuren eine Rolle, die im Target oder in der unmittelbaren Nähe des Targets entstehen. Bei den anderen Spuren handelt es sich weitestgehend um sekundäre Spuren, die durch z. B. durch Konversion entstehen. Diese Spuren bestehen zu einem großen Anteil aus Elektronen und Positronen mit kleinen Impulsen. Die tatsächliche Effizienz der Spuranpassung für Teilchenspuren, die aus dem Target emittiert werden, liegt also in Wirklichkeit höher, die hier genannten Werte stellen eine untere Grenze dar.

Der Anteil der fehlgeschlagenen Spuranpassungen in den äußeren Driftkammern liegt aus dem oben genannten Grund höher als der Anteil in den inneren Driftkammern, denn für die inneren Driftkammern ist die Selektivität für Spuren, die aus dem Target kommen, höher als in den äußeren Driftkammern.

Kapitel 8

Analyse der experimentellen Daten

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, ob das in der Simulation mit GARFIELD und GEANT entwickelte Modell der Driftkammern des HADES-Experimentes die Eigenschaften der Driftkammern, die aus den experimentellen Daten gewonnen werden können, gut wiedergibt. Es können dabei die Eigenschaften der Orts-Zeit-Korrelation der Driftzelle, also die Driftzeitspektren, die Zeitauflösung der Driftzeitmessung und die Eigenschaften der zur einer Teilchentrajektorie zugeordneten *Draht Cluster* untersucht werden.

8.1 Driftzeitspektren

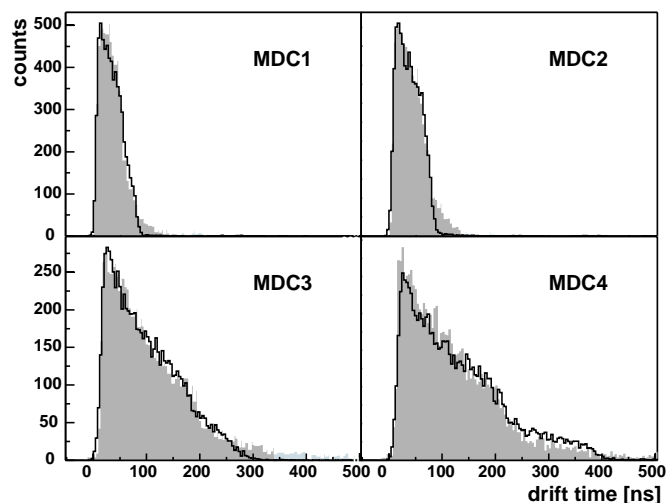


Abbildung 8.1: Vergleich der Driftzeitspektren zwischen Simulation (schwarze Linie) und experimentelle Daten (schattierte Fläche) [col02] [Mar02].

Die Driftzeitspektren für die einzelnen Driftkammertypen können für die Experimentellen Daten der Experimentierzeit im November 2001 und die Simulation von $C + C$ Kollisionen bei $2 AGeV$ verglichen werden (s. Abbildung 8.1, Seite 113). Die Formen der Verteilungen der Driftzeiten für Simulation und experimentelle Daten befinden sich in sehr guter Übereinstimmung. Die Anstiegsflanke der Verteilung ist dabei durch die Driftzeitauflösung in der Nähe des Auslesedrahtes gegeben. Der scharfe Abfall der Verteilung kann dabei gleichgesetzt werden mit dem Bereich in dem die Orts-Zeit-Korrelation gut definiert ist. Die Ausläufer nach dem scharfen Abfall zu langen Driftzeiten ist durch den Bereich des inhomogenen elektrischen Feldes im Randbereich der Driftzelle gegeben, die sehr niedriger Driftgeschwindigkeiten der Elektronen und damit sehr lange Driftzeiten zur Folge haben. Besonders in den äußeren Driftkammern mit ihrem asymmetrischen Driftzellen ist der Bereich der langen Driftzeiten sensitiv auf die korrekte Abbildung der Orts-Zeit-Korrelation für die jeweiligen Einfallswinkel der Trajektorien und

die Berücksichtigung der Effizienz der Driftzelle. Bei einer Effizienz von 100 % würde sich im Driftzeitspektrum für lange Driftzeiten eine zweite Struktur ergeben. Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass die Driftzeitspektren der Simulation eine gute Beschreibung der experimentellen Daten liefert. In den folgenden Abschnitten sollen die einzelnen Aspekte der Wiedergabe der Eigenschaften der Driftzellen differenziert untersucht werden.

8.2 Eigenschaften der *Draht Cluster*

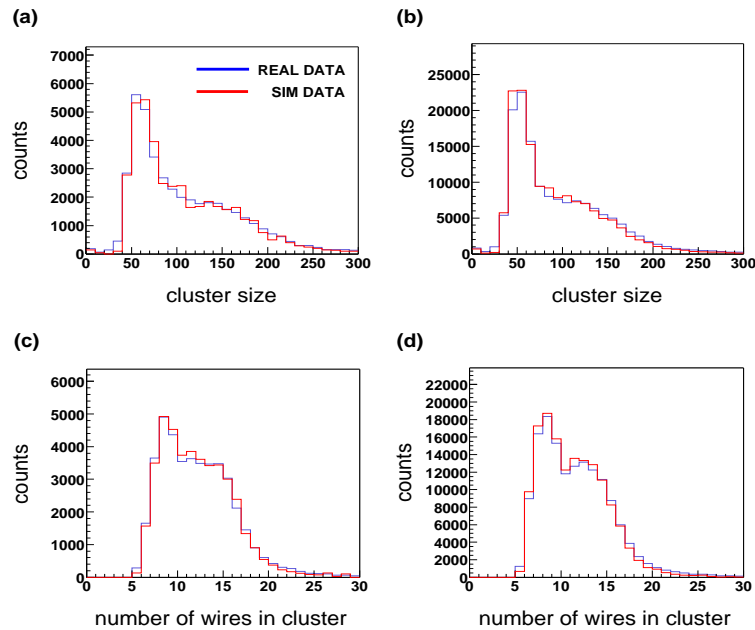


Abbildung 8.2: Vergleich der Anzahl der Drähte im *Cluster* und der Größe des *Clusters* für simulierte und experimentelle Daten für MDCII und polarem Winkel $\Theta = 10 - 20^\circ$ (a)(c) und $20 - 30^\circ$ (b)(d) [Bie04].

Die Eigenschaften eines *Draht Clusters* werden über die Anzahl der zu einem *Cluster* beitragenden Driftzellen und durch die Größe der Projektion des Clusters in der Projektionsebene der Kandidatensuche bestimmt (s. Abschnitt B.3.1). Diese Eigenschaften werden zur Diskriminierung von nahen Spuren, die die Kandidatensuche nicht mehr als zwei getrennte Spuren auflösen kann, verwendet. Insbesondere ist diese Methode zur Unterdrückung von e^+e^- -Paaren mit kleinem Öffnungswinkel zwischen den Spuren aus Konversionsprozessen von Nutzen, die zur Erhöhung des leptonen Untergrundes in der Analyse führen (*close pair rejection*) [Bie04].

Die Eigenschaften der *Cluster* sind dabei neben den rein geometrischen Effekten wie den Einfallswinkeln in die Driftkammer (Θ, Φ im Koordinatensystem der Driftkammer) und den Parametern der Kandidatensuche (*level of cluster finding*) von der Effizienz der Driftzellen abhängig. Die Effizienz der Driftzelle selbst ist von der Primärisionisation der Teilchenspur abhängig und daher proportional zum Energieverlust des Teilchens.

In Abbildung 8.2 (s. Seite 114) ist ein Vergleich der Anzahl der Drähte im *Cluster* und der Größe des *Clusters* für simulierte und experimentelle Daten für MDCII und polarem Winkel $\Theta = 10 - 20^\circ$ und $20 - 30^\circ$ für die in der Analyse selektierten Elektronen und Positronen dargestellt. Die Eigenschaften

der *Cluster* werden von der Simulation für diesen Winkelbereich sehr gut reproduziert. Die Anzahl der Drähte im *Cluster* und die Größe des *Clusters* zeigen für e^+/e^- -Spuren in simulierten und experimentellen Daten eine maximale Abweichung von 15% [Bie04]. In den simulierten Daten weisen die *Cluster* im Mittel eine höhere Anzahl von Drähten auf.

Die Anpassung der Effizienz in der Simulation wurde aus einem Vergleich von Simulation mit experimentellen Daten ermittelt. Dabei wurde als signifikante Größe die Anzahl der Driftzellen in einem Ereignis, deren benachbarte Driftzellen in der Drahtebene ebenfalls ein Signal aufwiesen, verwendet. Diese Größe ist direkt mit der Effizienz der Driftzelle korreliert. Je höher die Effizienz der Driftzelle ist, desto mehr Driftzellen mit einer benachbarten signalgebenden Driftzelle treten auf. In den experimentellen Daten kann das Auftreten von Rauschen den Wert erhöhen. Der Abgleich der Parameter erfolgte mit allen gefeuerten Driftzellen, es wurde keine Auswahl nach Teilchentrajektorien verschiedener Teilchenspezies oder Impulse vorgenommen. Die Anpassung wird daher durch Teilchen, die nicht minimal ionisierend sind, dominiert. Die Effizienz der Driftzellen wurde in der Simulation für alle Teilchenspezies und Teilchenimpulse als konstant angenommen. Eine Abhängigkeit vom Energieverlust des Teilchens

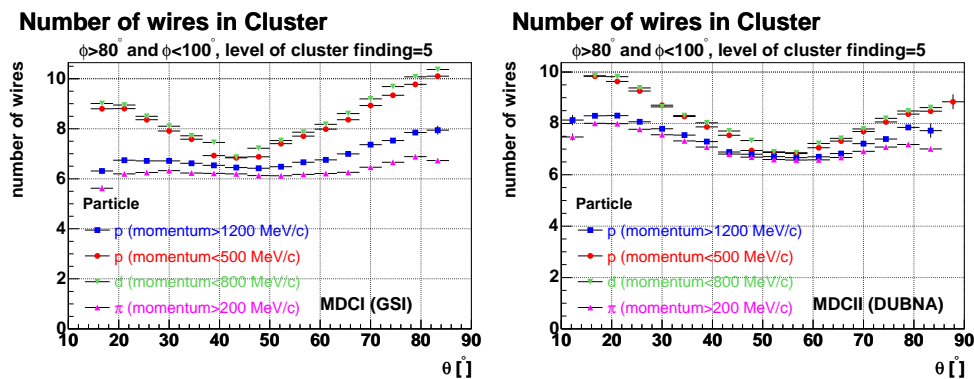


Abbildung 8.3: Vergleich der Anzahl der Drähte im *Draht Cluster* für (a) MDCI (b) MDCII für Teilchen mit verschieden starker Primärionisation in Abhängigkeit des Polarwinkels Θ (Daten vom November 2001). Der Azimutwinkel beträgt $\Phi = 80 - 100^\circ$.

wurde nicht implementiert. Die Anzahl der Drähte im *Cluster* in der Simulation entspricht dadurch der Anzahl der Drähte im *Cluster* stärker ionisierenden Teilchen (hauptsächlich Protonen).

In Abbildung 8.3 (s. Seite 115) ist die Anzahl der Drähte im Cluster in Abhängigkeit des Polarwinkels für MDCI und MDCII dargestellt. Zum Vergleich wurden hier unterschiedlich stark ionisierende Teilchen aus den experimentellen Daten selektiert. Die durch stark ionisierenden Teilchen (Protonen ($p < 500 \text{ MeV}/c$) und Deuteronen) verursachten *Cluster* besitzen im Mittel eine größere Anzahl von Drähten als die *Cluster* schwach ionisierender Teilchen (Protonen ($p > 1200 \text{ MeV}/c$) und Pionen ($p > 200 \text{ MeV}/c$, $p < 1000 \text{ MeV}/c$)). Unter senkrechtem Einfallswinkel der Spuren in die Driftkammern (*physical center*) sind die Unterschiede zwischen schwach und stark ionisierenden Teilchen kaum ausgeprägt (6 – 7 Drähte pro *Cluster*). Zu großen und kleinen Polarwinkeln hin nimmt der Unterschied zwischen stark und schwach ionisierenden Teilchen zu. Ein *Cluster* besitzt im Mittel unter stark geneigtem Einfallswinkel etwa 7 (Pionen) bzw. 10,5 (Deuteronen) Drähte pro *Cluster* (MDCI) und für MDCII

8 (Pionen) und 10 (Deuteronen).

Die Berücksichtigung der Abhängigkeit der Effizienz der Driftzellen von der Primärionisation des Teilchens in der Simulation ist in Vorbereitung und wird die Übereinstimmung zwischen Simulation und experimentellen Daten weiter verbessern. In Abschnitt 8.5 werden die Nachweiseffizienz der Drahtebenen und der Driftzellen der HADES-Driftkammern ausführlich besprochen.

8.3 Energieverlust

Korreliert man den Energieverlust einer Teilchenspur in den Driftkammern mit dem Impuls der Teilchenspur, erhält man die Möglichkeit, die Teilchen zu identifizieren (PID). Die Identifizierung der Teilchen durch ihren Energieverlust im Material des Detektors ist eine Standardmethode in der Teilchenphysik. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, dass in den HADES-Driftkammern aus der Breite des am Auslesedraht influenzierten Signals eine dem Energieverlust eines Teilchens korrelierte Größe bestimmt werden kann, die sich zur Identifikation von Teilchen eignet.

Für die Bestimmung des Energieverlustes in den Driftkammern des HADES-Experimentes ergeben sich aufgrund der Konzeption der Driftkammern drei wesentliche Aussagen:

- Die Driftkammern wurden unter dem Gesichtspunkt der Verwendung von möglichst wenig Material (*low mass concept*) konzipiert, um den Anteil der Vielfachstreuung an der Impulsauflösung und den Untergrund aus sekundären Reaktionen im Material des Detektors zu minimieren. Die Energieverlustauflösung für dünne Detektoren ist aufgrund der großen Fluktuationen im Energieverlust schlecht und kann nur durch die mehrfache Messung in möglichst vielen Schichten verbessert werden. In den HADES-Driftkammern tragen für die gemeinsame Nutzung zweier Driftkammern zur Bestimmung des Energieverlustes höchstens 12 Drahtebenen zu Messung bei. Diese Zahl ist im Vergleich zu anderen Detektoren, deren Verwendung die Bestimmung des Energieverlustes eines Teilchens vorsieht, klein.
- In den HADES-Driftkammern findet keine Messung der Pulshöhe oder der integrierten Ladung des am Auslesedraht influenzierten Signals statt. Damit ist kein direkter Zugang zum Energieverlust eines Teilchens in der Driftzelle möglich. In der Ausleseelektronik der Driftkammern werden jedoch die Driftzeit (*time1*) und die Breite (*time2 - time1*) des durch eine Teilchenspur am Auslesedraht influenzierten Signals gemessen. Der Energieverlust eines Teilchens in der Driftzelle muss aus der Breite des Signals rekonstruiert werden. Ähnliche Verfahren sind an Prototypen anderer Gasetektoren (*Straw tube*) getestet worden [Ake01].
- Die Breite des am Auslesedraht influenzierten Signals variiert in der Driftzelle für ein gegebenes Teilchen in Abhängigkeit des Abstandes der Trajektorie vom Auslesedraht, dem Einfallswinkel der Spur in die Driftzelle und vom Typ der jeweiligen Driftkammern (s. Abschnitt 4.8.3). Zur Erzielung einer guten Auflösung im Energieverlust müssen diese Effekte korrigiert werden.

Die Auflösung im Energieverlust kann für Gasetektoren durch eine empirische Formel approximiert werden [Wal79]:

$$\sigma = 0,41 \cdot n^{-0,43} \cdot (x \cdot P)^{-0,32} \quad (8.1)$$

n - Anzahl der Messungen

x - Dicke der Schicht [cm]

P - Gasdruck [bar]

Anzahl der Schichten n	MDCI-II [%]	MDCIII-IV [%]
12	17,6	13,6
40	10,5	8,1
50	9,5	7,4

Tabelle 8.1: Erwartete Energieverlustauflösung der inneren und äußeren Segmente für die HADES-Driftkammern (12 Schichten). Für die Schichtdicke wurde $0,5\text{ cm}$ (MDCI-II) und $1,1\text{ cm}$ (MDCIII-IV) eingesetzt. Die erwarteten Auflösungen für die fiktive Anzahl von 40 und 50 Schichten sind angegeben, um sie mit anderen Experimenten vergleichen zu können.

Die Formel wurde aus dem experimentell bestimmten Energieverlust verschiedener Detektoren abgeleitet. Die Auflösung des Energieverlustes der einzelnen Detektoren wurde dabei durch optimierende Methoden, wie z.B. die unterdrückte Mittelwert-Methode (*truncated mean*), verbessert.

Tabelle 8.2 (s. Seite 118) zeigt einen Vergleich der experimentell bestimmten Auflösung des Energieverlustes einiger Experimente und der nach Formel 8.1 erwarteten Auflösung. Die erwartete Auflösung des Energieverlustes stimmt innerhalb von $2 - 26\%$ mit der experimentell bestimmten Auflösung überein. Für Gasdetektoren mit einem hohen Anteil an Löschgas (*i-Butan, Ethan, Methan*) sind die Abweichungen etwas größer. Kohlenwasserstoffe besitzen eine kleinere mittlere Ionisationsenergie pro Molekül und erhöhen somit die Primärionisation gegenüber reinen Edelgasen. Die Auflösung ist in diesem Fall etwas besser als erwartet.

Für n dicke Detektoren würde der Energieverlust einer Gaußverteilung folgen und die Auflösung würde mit \sqrt{n} skalieren. Für dünne Gasdetektoren unterliegt der Energieverlust jedoch starken Fluktuationen und folgt einer Landau-Verteilung, wodurch sich der Unterschied zwischen dem Mittelwert und dem wahrscheinlichsten Wert (MPV) ergibt.

Die Auflösung des Energieverlustes ist bei einer konstanten Gesamtdicke des Detektors für mehrere dünne Schichten besser als für weniger dicke Schichten. Die Voraussetzung für diese Schlussfolgerung ist allerdings, dass in jeder Schicht genügend Primärionisation stattfindet. Die kritische Schichtdicke beträgt typischerweise einige Millimeter.

Ein höherer Gasdruck verbessert die Auflösung des Energieverlustes. Da die Energie, bei der der Energieverlust saturiert, mit der Gasdichte ρ gemäß $1/\sqrt{\rho}$ skaliert und damit auch mit $1/\sqrt{P}$, wird der Energieverlust für höhere Gasdrücke bei niedrigeren Energien saturieren. Die einzelnen Teilchenspezies verlieren dann früher ihre Unterscheidbarkeit.

Für die HADES-Driftkammern ergibt sich für die gemeinsame Bestimmung des Energieverlustes aus den 12 Drahtebenen der beiden inneren Kammern mit einer Schichtdicke von jeweils $\sim 5\text{ mm}$ eine erwartete Auflösung im Energieverlust von

$$\sigma_{dE/dx} = 0,41 \cdot 12^{-0,43} \cdot (0,5 \cdot 1)^{-0,32} = 17,6\% . \quad (8.2)$$

Aufgrund der verwendeten *He/i-Butan*-Zählgasmischung mit hohem Löschgasanteil kann mit einem etwas besseren Ergebnis gerechnet werden (Für die Belle-Driftkammer wird der berechnete Wert um 26% unterschritten). In Tabelle 8.1 (s. Seite 117) sind die erwarteten Auflösungen im Energieverlust für die inneren und äußeren Segmente der Spurrekonstruktion zusammengefasst. Hier finden sich auch die erwarteten Auflösungen für eine fiktive Anzahl von 40 und 50 Schichten in den Segmenten, um die Auflösungen mit anderen Experimenten (Belle, BABAR) vergleichen zu können.

Detektor	Typ	Gas	n	x [cm]	Druck [bar]	σ_{calc} [%]	σ_{exp} [%]
Belle [Aba02]	Drift	He/C ₂ H ₆ (50/50)	52	1,5	1	6,6	5,2 (π , 3,5 GeV/c)
BABAR [Aub02]	Drift	He/C ₄ H ₁₀ (80/20)	40	1,4	1	7,5	7,2
CLEOII	Drift	Ar/C ₂ H ₆ (50/50)	51	1,4	1	6,4	5,7 (μ)
Aleph	TPC	Ar/CH ₄ (90/10)	344	0,36	1	4,6	4,5 (e)
PEP	TPC	Ar/CH ₄ (80/20)	180	0,5	8,5	2,8	2,5
OPAL	Jet	Ar/CH ₄ /iC ₄ H ₁₀ (88.2/9.8/2)	159	0,5	4	3,0	3,1 (μ)
MKII/SLC	Drift	Ar/CO ₂ /CH ₄ (89/10/1)	72	0,833	1	6,9	7,0 (e)

Tabelle 8.2: Auflösung des Energieverlustes für verschiedene Experimente. Die letzte Spalte enthält die experimentellen Werte und die Teilchenspezies, für die Auflösung bestimmt wurde. n gibt die Anzahl der Schichten und x die Dicke der Schichten an.

8.3.1 Abhängigkeit der Signalbreite vom Abstand vom Signaldraht und dem Einfallswinkel der Teilchenspur in die Driftzelle

In den HADES-Driftkammern wird anstelle der integrierten Ladung oder Pulshöhe des am Auslesedraht influenzierten Signals die Driftzeiten ($time1$) der Elektronen relative zu einem *Common-Stop*-Trigger und die zeitliche Breite des Signals ($time2 - time1$) gemessen. Das Signal durchläuft dabei in der Ausleseelektronik den ASD8 (s. Abschnitt B.2.1), der das Signal verstärkt, formt und diskriminiert, und einen TDC (s. Abschnitt B.2.2), der aus den logischen Signalen die Driftzeiten und die Signalbreite bestimmt. Im ASD8 werden diese logischen Signale beim Über- und Unterschreiten (*leading and trailing edge*) einer eingestellten Schwelle generiert. Wird die Schwelle verändert, ändert sich die gemessene Signalbreite für eine Teilchenspezies mit einem gegebenen Impuls und einer geometrischen Position in der Driftzelle. Weiterhin unterdrückt der ASD8 die langen Ausläufer des Signals durch driftende Ionen (*tail cancelation*). Die Formung des Signals im ASD8 wird in der Simulation nicht vollständig abgebildet, wodurch die Signalbreiten in der Simulation deutlich von den Signalbreiten der gemessenen Signale abweichen (s. Abschnitt 5.1.4). Im TDC können außerdem Signale mit kleinen Signalbreiten ($< 23 ns$) unterdrückt (*spike rejection*) werden, da der Anteil des Rauschens in Signalen mit geringer Breite dominiert. Für die Bestimmung des Energieverlustes der inneren Driftkammern hat dies Konsequenzen für gering ionisierende Teilchen unter stark geneigten Einfallswinkel, da die Signalbreiten solcher Spuren ebenfalls klein sind.

Die im Folgenden besprochenen Daten wurden im November 2001 für $C + C$ Kollisionen bei 2 AGeV aufgezeichnet. Die Identifizierung der Teilchenspezies (π^+ , π^- , p und d) erfolgte über die Korrelation zwischen der Geschwindigkeit β und dem Impuls des Teilchens [Zum05] [Kug04]. Pionen wurden dabei nur bis zu einem Impuls von 1000 MeV/c in den Untersuchungen berücksichtigt. Der Impuls der Teilchen wurde mithilfe der *Kickplane*-Methode [SG03] (s. Abschnitt B.4.1) bestimmt. Die geometrischen Informationen der Teilchenspur, wie der Abstand der Spur vom Auslesedraht und der Einfallswinkel der

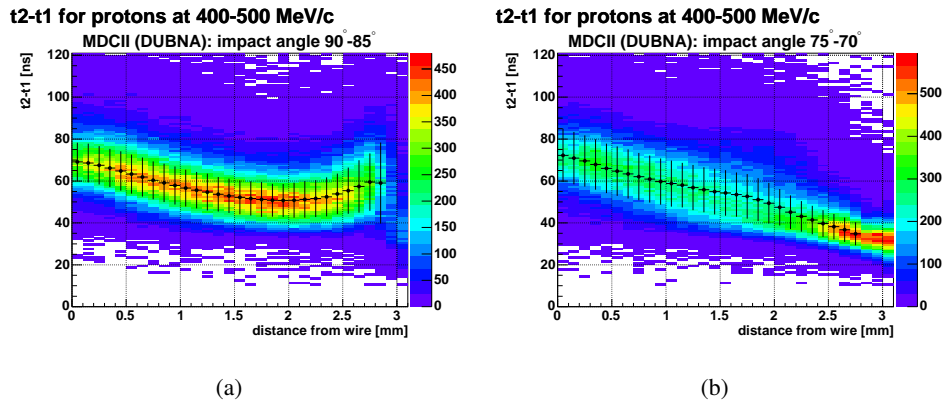


Abbildung 8.4: Signalbreite für Protonen mit $400 - 500 \text{ MeV}/c$ Impuls und unterschiedlichem Einfallswinkel ((a) $90^\circ - 85^\circ$, (b) $75^\circ - 70^\circ$) am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCII (Daten vom November 2001). Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der Anpassung

Trajektorie in die Driftzelle, wurde durch die simultane Spuranpassung zweier Driftkammern (*combined fit*) in der Spurrekonstruktion gewonnen.

In der Simulation der Driftzellen wurde gezeigt, dass sich die Breite des Signals für ein Teilchen mit gegebenen Impuls in Abhängigkeit vom Abstand vom Auslesedraht und vom Einfallswinkel der Trajektorie (s. Abschnitt 4.8.3) ändert. In Abbildung 8.4 (s. Seite 119) ist die Signalbreite in Abhängigkeit des Abstandes vom Auslesedraht für Protonen mit $400 - 500 \text{ MeV}/c$ Impuls für zwei verschiedene Einfallswinkel ((a) $90^\circ - 85^\circ$, (b) $75^\circ - 70^\circ$) am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCII dargestellt. Den Daten wurden die Mittelwerte einer Anpassung einer Gaußfunktion an die Projektionen von $100 \mu\text{m}$ Schritten im Abstand vom Auslesedraht auf $t_2 - t_1$ überlagert. Die Fehlerbalken der Mittelwerte entsprechen der Standardabweichung aus der Anpassung. Im äußeren Bereich der Driftzelle (Abstand vom Auslesedraht $> 2 \text{ mm}$) unterscheiden sich beide Verteilung deutlich. Die Trajektorien, die unter senkrechtem Winkel in die Driftzelle einfallen, besitzen für alle Abstände vom Auslesedraht die gleiche Weglänge in der Driftzelle. Die Verteilung besitzt eine ausgeprägte "Wannenform" und verläuft damit nicht auf einem konstanten Wert für Teilchen mit demselben Impuls. Die Form lässt sich durch die Ankunftszeitverteilung der Elektronen am Auslesedraht erklären (s. Abschnitt 4.8.3). Die Messgröße $t_2 - t_1$ ändert sich also in Abhängigkeit des Abstandes vom Auslesedraht, obwohl die durch die Teilchenspur in der Driftzelle deponierte Ladung konstant ist. Für Teilchenspuren mit einem Einfallswinkel von $75^\circ - 70^\circ$ sinkt die Signalbreite im äußeren Bereich der Driftzelle im Vergleich zum senkrechten Einfallswinkel deutlich ab. In Abbildung 8.5 (s. Seite 120) sind die Mittelwerte der Signalbreite und die Streuung der Signalbreite in Abhängigkeit des Abstandes vom Auslesedraht für die beiden Einfallswinkel ($90^\circ - 85^\circ$ und $75^\circ - 70^\circ$) zu sehen. Der Mittelwert und die Streuung der Signalbreite sinken im äußeren Bereich der Driftzelle für die Spuren mit geneigtem Einfallswinkel, wenn die Spur innerhalb der Drahtebene nur teilweise in der Driftzelle liegt. Für Teilchenspuren mit senkrechtem Einfallswinkel dagegen steigen der Mittelwert und die Streuung der Signalbreite am Rand der Driftzelle aufgrund der breiten Ankunftszeitverteilung der driftenden Elektronen an.

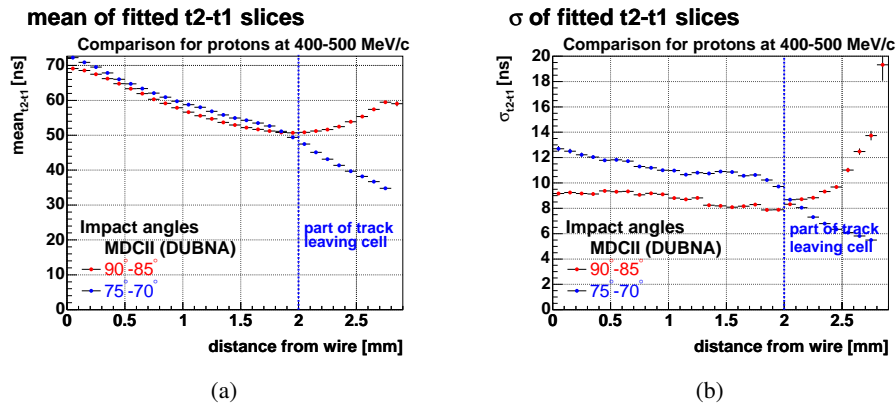


Abbildung 8.5: (a) Mittlere Signalbreite und (b) Streuung der Signalbreite für Protonen mit $400 - 500 \text{ MeV}/c$ Impuls und unterschiedlichem Einfallswinkel ($90^\circ - 85^\circ$ und $75^\circ - 70^\circ$) am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCII (Daten vom November 2001). Für die Spuren mit geneigtem Einfallswinkel ist die geometrische Grenze eingezeichnet (blaue Linie), ab der ein Teil der Spur außerhalb der Driftzelle liegt.

8.3.2 Streuung der Signalbreite

In diesem Abschnitt soll die Streuung der Signalbreite näher untersucht werden. In Abbildung 8.6 (s. Seite 120) ist die Verteilung der Signalbreiten für einen senkrechten Einfall der Teilchenspur in die Driftzelle für unterschiedliche Abstände vom Auslesedraht ((a), Protonen mit $400 - 500 \text{ MeV}/c$) und

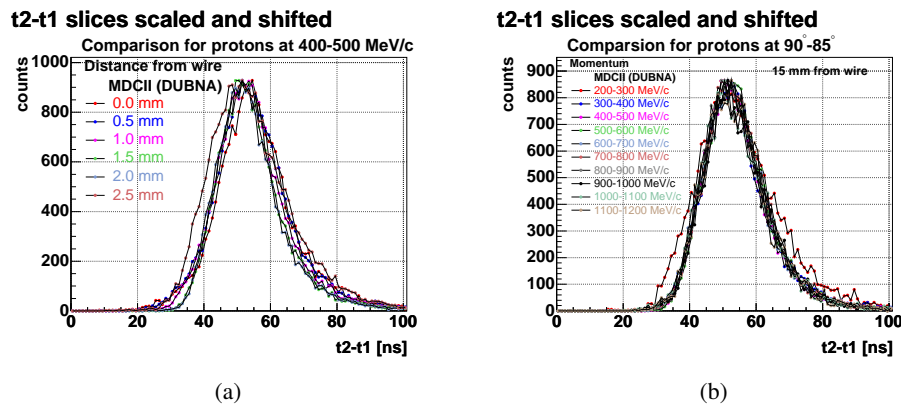


Abbildung 8.6: Verteilung der Signalbreiten für (a) unterschiedliche Abstände vom Signaldraht (b) unterschiedliche Impulse für Protonen mit einem Einfallswinkel $90^\circ - 85^\circ$ am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCII. Die einzelnen Verteilungen wurden zum Vergleich auf die gleiche Höhe normiert und zum gleichen Mittelwert verschoben (Daten vom November 2001).

für Protonen mit unterschiedlichem Impuls ((b), Abstand vom Draht 15 mm) am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCII zu sehen. Die einzelnen Verteilungen wurden auf die gleiche Höhe normiert und zum gleichen Mittelwert verschoben, um sie besser vergleichen zu können. Die Verteilungen weisen eine sehr ähnliche Form auf, die nicht exakt einer Gaußverteilung folgt. Es findet sich eine leichte Asymmetrie zu großen Signalbreiten, die durch Fluktuationen im Energieverlust gegeben ist.

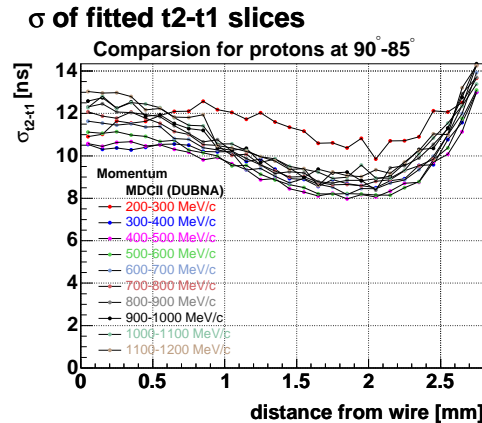


Abbildung 8.7: Streuung der Signalbreite für Protonen mit unterschiedlichem Impuls und einem Einfallswinkel von $90^\circ - 85^\circ$ am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCII (Daten vom November 2001).

Betrachtet man die Streuung der Signalbreite in Abhängigkeit vom Abstand vom Auslesedraht für Protonen mit unterschiedlichem Impuls ($200 - 1200 \text{ MeV}/c$) am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCII (s. Abbildung 8.7, Seite 121), so kann festgestellt werden, dass die Streuung der Signalbreite nahe dem Auslesedraht am stärksten mit dem Energieverlust der Teilchen variiert ($\sim 2, 5 \text{ ns}$). Die Streuung der Signalbreite erreicht ein Minimum im mittleren Bereich der Driftzelle und steigt zum Rand der Driftzelle wieder leicht an. Für Protonen mit einem Impuls von $200 - 1200 \text{ MeV}/c$ schwankt die Streuung der Signalbreite im mittleren Bereich der Driftzelle nur um etwa $1, 5 \text{ ns}$. Im Allgemeinen ist die Streuung der Signalbreite für Spuren mit geneigtem Einfallswinkel größer als für solche mit senkrechtem Einfallswinkel. Die Streuung der Signalbreite wird damit durch die Statistik der Primärionisation, die Topologie der Teilchenspur, die Homogenität des elektrischen Feldes in der Driftzelle, die Höhe der Schwelle des ASD8 und die Gasverstärkung der Driftzelle beeinflusst.

8.3.3 Normierung der Signalbreite

Zur Nutzung der Signalbreite der Driftsignale zur Bestimmung des Energieverlustes in der Driftzelle muss die Abhängigkeit der Signalbreite vom Abstand des Auslesedrahtes und des Einfallswinkels einer Teilchenspur in die Driftzelle (s. Abschnitt 8.3.1) korrigiert werden. Diese Abhängigkeit wird durch die Wegstrecke einer Teilchenspur (*path length*) in der Driftzelle und die Ankunftszeitverteilung der driftenden Elektronen am Auslesedraht (*arrival time distribution*) verursacht. Die Spurlänge in der Zelle ist rein geometrisch bedingt, und die Ankunftszeitverteilung ist abhängig vom elektrischen Feld in der Driftzelle und den Eigenschaften des Driftgases (s. Abschnitt 4.8.3).

Untersuchungen haben gezeigt, dass eine Normierung der Signalbreite auf die Länge der Teilchenspur in der Driftzelle alleine die Abhängigkeit vom Einfallswinkel der Teilchenspur in die Driftzelle nicht beseitigt. In der aktuell verwendeten Methode zur Normierung der Signalbreite wurde deshalb auf die Normierung auf die effektive Spurlänge verzichtet. Als Methode wird hier eine Normierung verwendet, die durch die Addition von Konstanten, die vom Abstand vom Auslesedraht *mindist* und Einfallswinkel α in die Driftzelle abhängen, die Mittelwerte der gemessenen Signalbreiten für ein Teilchen mit gegebenen Impuls auf einen von *mindist* und α unabhängigen konstanten Wert heben. Als Referenzwerte wurden die Werte nahe am Auslesedraht verwendet. Neben der Abhängigkeit von der Ankunftszeit-

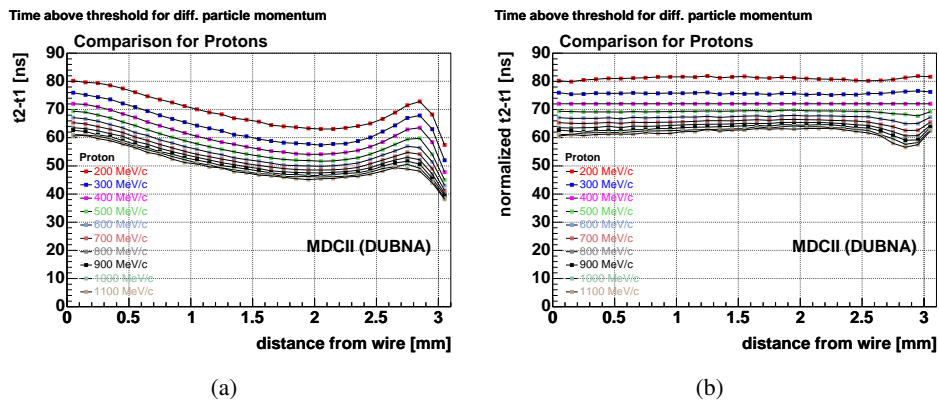


Abbildung 8.8: (a) Signalbreite und (b) normierte Signalbreite für Protonen mit unterschiedlichem Impuls in Abhängigkeit des Abstandes vom Signaldraht für einen Einfallswinkel von $90^\circ - 85^\circ$ am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCII (Daten vom November 2001).

verteilung der Elektronen werden hier auch Effekte der Anhaftung von Elektronen, wie zum Beispiel durch eine Kontamination des Zählgases mit Sauerstoff, kompensiert. Auf die Verwendung von multiplikativen Faktoren wurde verzichtet, da diese auch die Streuung der Signalbreite proportional zu den

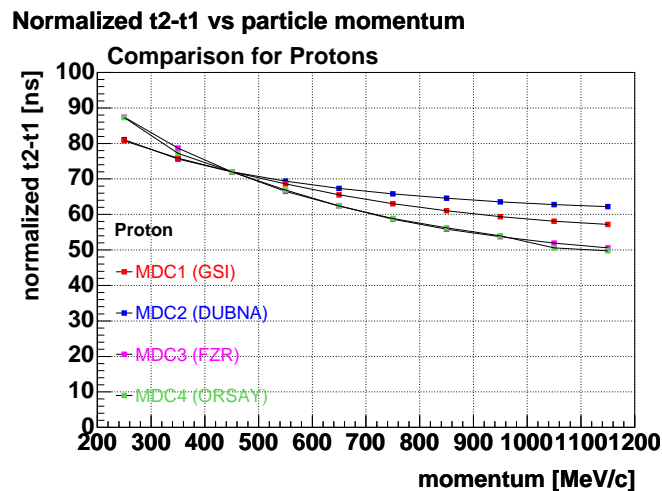


Abbildung 8.9: Normierte Signalbreite für Protonen mit unterschiedlichem Impuls (Daten vom November 2001). Die Normierung der verschiedenen Kammertypen untereinander wurde für Protonen mit einem Impuls von $400 - 500 \text{ MeV}/c$ durchgeführt.

Mittelwerten skalieren würden. Die Streuung der Signalbreite skaliert jedoch nicht wie der Mittelwert der Signalbreite mit dem Impuls des Teilchens (s. Abschnitt 8.3.2).

Sollen die beiden zu einem Segment beitragenden Driftkammern gemeinsam zur Bestimmung des Energieverlustes genutzt werden, dann müssen die Signalbreiten der beiden beitragenden Driftkammern auf einen gemeinsamen Wert für ein Teilchen mit einem gegebenen Energieverlust normiert werden, da nur so in der Mittelwertbildung über alle zu einem Segment beitragenden Driftzellen konsistente Resultate erzielt werden. Die Unterschiede in den Signalbreiten der einzelnen Driftkammertypen ergeben sich zum einen aus der unterschiedlichen Größe der Driftzellen und zum anderen aus der unterschiedlich

starken Gasverstärkung der Kammern.

Für die Normierung der Signalbreite TaT (*time above threshold*) einer Driftzelle ergibt sich somit der folgende Zusammenhang:

$$TaT_{cell}^{norm} = (t2 - t1) + C_{cell}(\alpha, mindist) + C(mdc) \quad (8.3)$$

Dabei sind $C(\alpha, mindist)$ die vom Abstand zum Auslesedraht $mindist$ und dem Einfallswinkel der Spur in die Driftzelle α abhängigen Konstanten zur Normierung der individuellen Driftzellen. Die vom Kammertyp abhängige Konstante $C(mdc)$ normiert die verschiedenen Driftkammern untereinander.

Die normierte Signalbreite eines Driftkammersegmentes aus zwei oder einer Driftkammer ergibt sich dann durch die Mittelwertbildung über alle zum Segment beitragenden Driftzellen:

$$TaT_{seg}^{norm} = \frac{\sum TaT_{cell}^{norm}}{n_{cell}} \quad (8.4)$$

Zur Verbesserung der Auflösung der normierten Signalbreite wird hier die unterdrückte Mittelwertbildung (*truncated mean*) verwendet. Es können Driftzellen, deren normierte Signalbreiten außerhalb eines vorgegeben Fensters um den Mittelwert aller Driftzellen des Segmentes liegen, verworfen werden.

In Abbildung 8.8 (s. Seite 122) ist die Signalbreite $(t2 - t1)$ in Abhängigkeit des Abstandes vom Auslesedraht für einen senkrechten Einfall der Teilchenspuren in eine Driftzelle vom Typ MDCII für Protonen mit Impulsen zwischen $200 \text{ MeV}/c$ und $1100 \text{ MeV}/c$ vor und nach der Normierung zu sehen. Die Nor-

Normalized t2-t1 vs. momentum

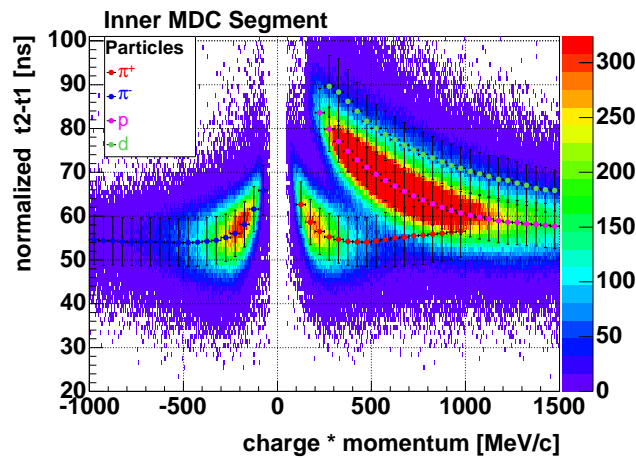


Abbildung 8.10: Normierte Signalbreiten versus Impuls für verschiedene Teilchenspezies für die inneren MDC Segmente. Überlagert sind die Mittelwerte einer Anpassung mit einer Gaußfunktion. Die vertikalen Balken entsprechen der Standardabweichung der Anpassung (Daten vom November 2001).

mierung führt für einen gegebenen Impuls zu einer nahezu konstanten Signalbreite über die gesamte Driftzelle. Abweichungen sind am Rand der Driftzelle in der Nähe des Potentialdrahtes zu sehen. Im Allgemeinen verschlechtert sich die Normierung für große Eintrittswinkel in die Driftzelle und für Teilchen mit niedriger Primäronisation. Für große Einfallswinkel ist außerdem eine Verschlechterung der Normierung mit zunehmendem Abstand vom Auslesedraht zu beobachten. Die Verschlechterung für große Eintrittswinkel wird durch die sich ändernde Spurlänge in der Zelle verursacht. Die Signalbreite für Spuren, die nur teilweise in der Driftzelle liegen, ändert sich stark. Für gering ionisierende Teilchen nähern sich zum einen die Signalbreiten in den inneren Driftkammern (speziell MDCI) unter großem

Einfallswinkel den Werten, die durch die *Spike rejection* des TDCs ($< 23 \text{ ns}$) unterdrückt werden und zum anderen sinkt die in der Driftzelle deponierte Ladung für gering ionisierende Teilchen mit stark geneigtem Einfallswinkel und großen Abständen vom Auslesedraht unter die Menge, die benötigt wird um die Schwelle des ASD8 zu überschreiten. Die Verteilungen werden damit zu kleinen Werten hin abgeschnitten und die Bestimmung der Mittelwerte weist große systematische Fehler auf. Vergleicht man die Normierung der Signalbreite der Driftzellen der verschiedenen Kammertypen (s. Abbildung 8.9, Seite 122) für Protonen in Abhängigkeit des Impuls der Protonen, so ist festzustellen, dass die Mittelwerte der Signalbreiten der inneren Driftkammern weniger stark mit dem Impuls variieren, als für die äußeren Driftkammern. Die Driftkammern vom Typ MDCIII und MDCIV weisen nach der Normierung eine sehr gute Übereinstimmung auf, in der Normierung der inneren Driftkammern treten für Impulse der Protonen über $500 \text{ MeV}/c$ zunehmende Abweichungen auf (etwa 8 % bei $1200 \text{ MeV}/c$).

8.3.4 Auflösung der Energieverlustmessung

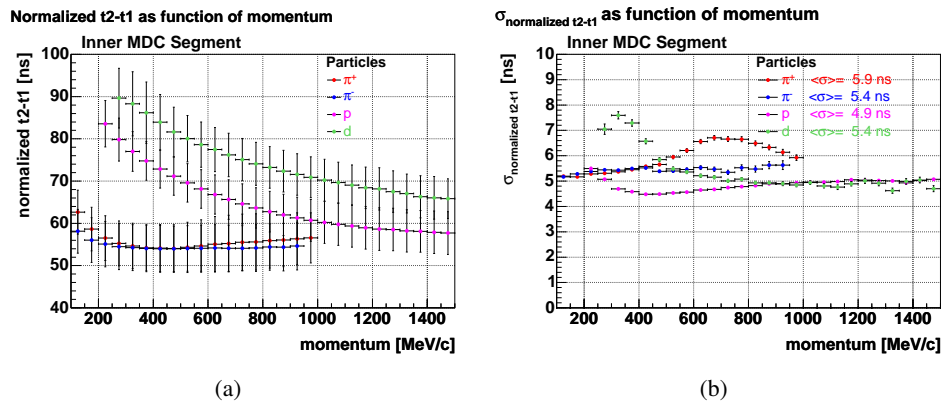


Abbildung 8.11: (a) Mittlere Signalbreite und (b) Streuung der Signalbreite für verschiedene Teilchenspezies in Abhängigkeit des Impulses für die inneren MDC Segmenten. Die vertikalen Balken in (a) entsprechen der Standardabweichung der Anpassung (Daten vom November 2001).

In Abbildung 8.10 ist die normierte Signalbreite des inneren Segmentes in Abhängigkeit des Impulses des Teilchens dargestellt (Daten November 2001). Zusehen sind die separierten Verteilungen der Pionen und der Protonen. Die Deuteronen sind in der Verteilung nicht zuerkennen, da sie am Rand der Verteilung der Protonen liegen und vom Signal der Protonen überdeckt werden. Die Verteilungen der einzelnen Teilchenspezies (π^+ , π^- , p und d) wurden in Intervallen von $50 \text{ MeV}/c$ im Impuls auf $time_2 - time_1$ projiziert und mit einer Gaußfunktion angepasst. Der Mittelwert der Gaußverteilung und die Streuung der normierten Signalbreite um den Mittelwert wurden aus der Anpassung bestimmt. Die so gewonnene Abhängigkeit der normierten Signalbreite vom Impuls der Teilchen weist für π^+ und π^- eine gute Übereinstimmung auf (s. Abbildung 8.11, Seite 124). Die Mittlere Streuung der normierten Signalbreite beträgt $5,9 \text{ ns}$ (π^+), $5,4 \text{ ns}$ (π^-), $4,9 \text{ ns}$ (p) und $5,4 \text{ ns}$ (d). Die Streuung der normierten Signalbreite ist für π^+ mit einem Impuls von mehr als $500 \text{ MeV}/c$ deutlich höher als für π^- . Dies deutet darauf hin, dass die als π^+ identifizierten Teilchen eine Kontamination durch Protonen aufweisen. Für Deuteronen unterhalb von $500 \text{ MeV}/c$ ist ein starkes Ansteigen der Streuung von etwa $5,5 \text{ ns}$ auf $7,6 \text{ ns}$ zu beobachten. Für die mittlere relative Auflösung der normierten Signalbreite (s. Abbildung 8.12, Seite 125) ergeben sich $10,6 \%$ (π^+), $9,8 \%$ (π^-), $7,6 \%$ (p) und $7,2 \%$ (d). Die Ergebnisse sind in Tabelle 8.3 (s. Seite 125) zusammengefasst.

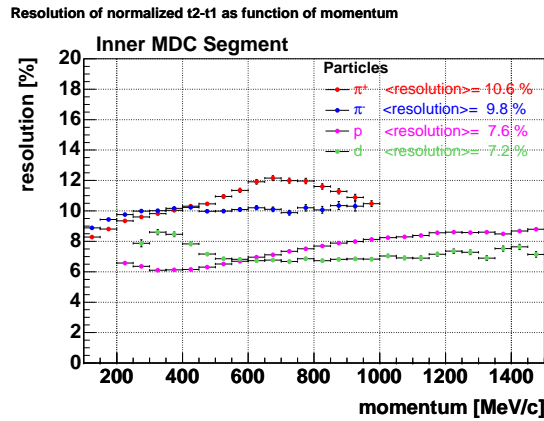


Abbildung 8.12: Auflösung der normierten Signalbreite für verschiedene Teilchenspezies in Abhängigkeit des Impulses für die inneren MDC Segmenten (Daten vom November 2001).

	$\langle \sigma_{t2-t1} \rangle [ns]$	$\langle \sigma_{t2-t1} \rangle [\%]$
π^+	5,9	10,6
π^-	5,4	9,8
p	4,9	7,6
d	5,4	7,2

Tabelle 8.3: Auflösung der normierten Signalbreite für verschiedene Teilchenspezies.

Die Auflösung der normierten Signalbreite für minimal ionisierende Teilchen beträgt etwa 10 % und ist damit besser als die erwartete Auflösung des Energieverlustes von 17,6 % (s. Tabelle 8.1, Seite 117). Die Korrelation zwischen der normierten Signalbreite und dem Energieverlust des Teilchens wird im in Abschnitt 8.3.5 besprochen.

8.3.5 Korrelation der Signalbreite mit dem Energieverlust

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie die Signalbreite des von einem energetischen geladenen Teilchens am Auslesedraht influenzierten Signals mit dem Energieverlust des Teilchens korreliert ist. Die von einem energetischen geladenen Teilchen in der Driftzelle deponierte Ladung ist im idealen Fall linear mit der Pulshöhe des Signals nach der Verstärkung und Signalformung korreliert. Die Breite des Signals an einer gegebenen Schwelle des Diskriminators ändert sich jedoch nicht linear mit der Pulshöhe des Signals. In Abbildung 8.13 (s. Seite 126) ist dies schematisch anhand eines Signals (frei gewählte Form) mit unterschiedlicher Pulshöhe und einer festen gegebenen Schwelle am Diskriminator gezeigt. Für die Signalbreite an der Schwelle ergibt sich in Abhängigkeit der Pulshöhe des Signals eine Sättigungskurve. Für wachsende Pulshöhen wächst die Signalbreite immer weniger an. Die Form der Sättigungskurve ist dabei hauptsächlich von den signalformenden Eigenschaften der Ausleseelektronik gegeben [Rat04]. Die Form des Signals kann sich dabei stark ändern, wenn die Ausleseelektronik bei hohen Signalen saturiert. Die Charakteristik der Sättigungskurve ändert sich in diesem Fall.

Durch die Anpassung einer Funktion der Form $C_1 \cdot \sqrt{\log dE/dx} + C_2$ an die normierte Signalbreite in Abhängigkeit des Impulses (s. Abbildung 8.14, Seite 126) wurde die Abhängigkeit der Signalbreite vom Energieverlust des Teilchens experimentell bestimmt. dE/dx ist der nach Bethe-Bloch berechnete Energieverlust (s. Abbildung 8.15 (a), Seite 127), C_1 und C_2 die Anpassungsparameter. Die Verteilun-

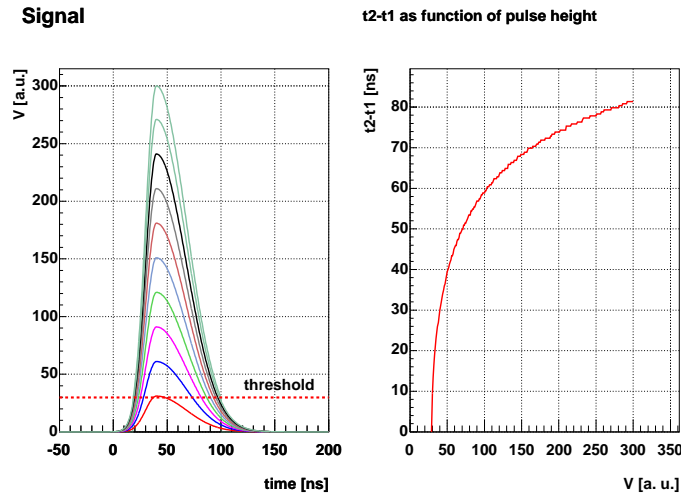


Abbildung 8.13: Signale mit unterschiedlicher Pulshöhe und einer gegebenen Schwelle des Diskriminators (links). Abhängigkeit der Signalbreite an der Schwelle von der Pulshöhe des Signals (rechts). Die Form der Signale ist hier frei gewählt.

gen für π^+ , π^- und Protonen wurden separat frei angepasst. In Abbildung 8.15 (b) (s. Seite 127) ist die aus der Anpassung bestimmte Abhängigkeit der Signalbreite des inneren Driftkammersegmentes vom Energieverlust des Teilchens dargestellt. Die aus den Anpassungen der verschiedenen Teilchenspezies gewonnen Korrelationen stimmen gut überein. Für hohe Energieverluste ist das erwartete Sättigungsverhalten der Signalbreite zu beobachten.

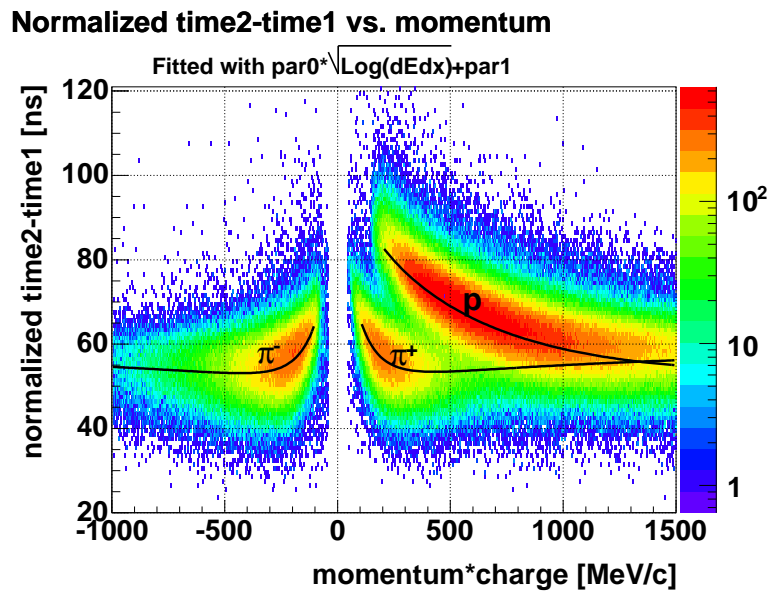


Abbildung 8.14: Normierte Signalbreite in Abhängigkeit des Impulses (Daten vom November 2001).

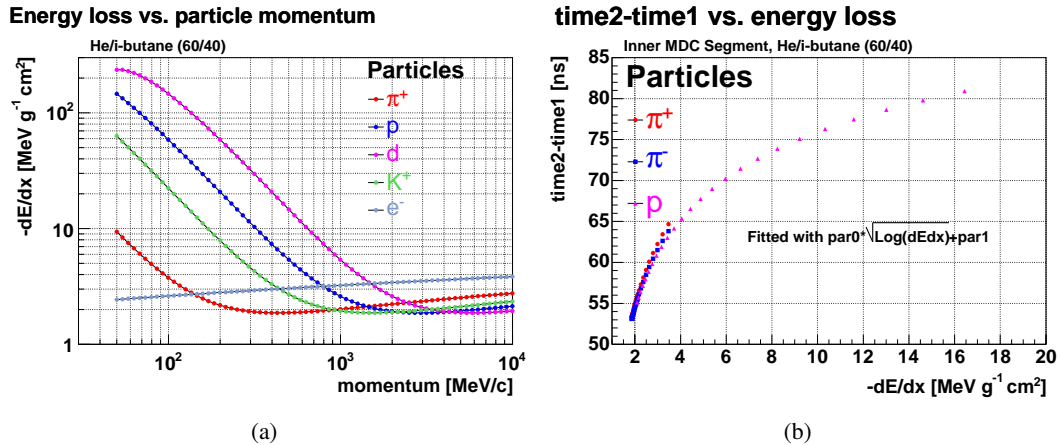


Abbildung 8.15: (a) Berechneter Energieverlust für verschiedene Teilchenspezies in Abhängigkeit des Impulses für eine *He/i-Butan*-Gas Mischung (60/40). (b) Korrelation des Energieverlusts eines Teilchens mit der Signalbreite für die inneren Segmente der Driftkammern.

8.4 Auflösung der Spuranpassung

In diesem Abschnitt soll die Auflösung der Spuranpassung anhand von experimentellen Daten diskutiert werden. Die Auflösung der Spuranpassung wird hier durch die Zeitresiduen, also die Differenz zwischen der gemessenen Driftzeit und der anhand des Driftzellen- und Spurmodells berechneten Driftzeit, bestimmt. Die Zeitresiduen werden direkt der Spuranpassung entnommen (s. Abschnitt B.3.2). Die Zeitresiduen enthalten neben der eigentlichen Zeitauflösung der Driftzelle, die durch die Ankunftszeitverteilung der driftenden Elektronen bestimmt wird, einen Teil der Fehler aus der Kalibration der Driftzeiten, der Positionierung der Driftkammern im Raum (*alignment*), der Zeitauflösung der Ausleseelektronik und dem methodischen Fehler der Spuranpassung. Mit der mittleren Driftgeschwindigkeit in der Driftzelle lässt sich die aus den Zeitresiduen bestimmte Zeitauflösung näherungsweise in eine Ortsauflösung umrechnen. Wie in der Simulation gezeigt wurde (s. Abschnitt 7.2.1), liegt die Zeitauflösung der Spurrekonstruktion nahe an der Zeitauflösung der Driftzelle. Durch die Umrechnung mit der mittleren Driftgeschwindigkeit erhält man demnach die Ortsauflösung der Driftzelle. Die tatsächliche Ortsauflösung der Spurrekonstruktion ist jedoch besser als die Ortsauflösung einer Driftzelle. Mit den Werten der Ortsauflösung der Spurrekonstruktion in x - und y -Richtung aus der Simulation (s. Tabelle 7.1, Seite 106) lässt sich die Ortsauflösung in den experimentellen Daten anhand des Verhältnisses der Standardabweichung der Zeitresiduen $\sigma_{exp}/\sigma_{sim}$ abschätzen. Diese Abschätzung entspricht somit der Ortsauflösung der Driftkammer. In den folgenden Abschnitten werden die Ortsauflösung der Driftzelle und der Driftkammer nebeneinander diskutiert.

Die Diskussion erfolgt anhand der Daten der Experimentierzeit im November 2001. Zur Untersuchung der Auflösung der Spuranpassung wurde die kombinierte Spuranpassung zweier Driftkammern gewählt. Es wurden nur Spuren betrachtet, die angepasst werden konnten ($\chi^2 > 0$). Auf eine Untersuchung der äußeren Driftkammern wurde hier verzichtet, da die Position und Ausrichtung der äußeren Driftkammern im Raum für die untersuchten experimentellen Daten nicht gut genug bestimmt waren.

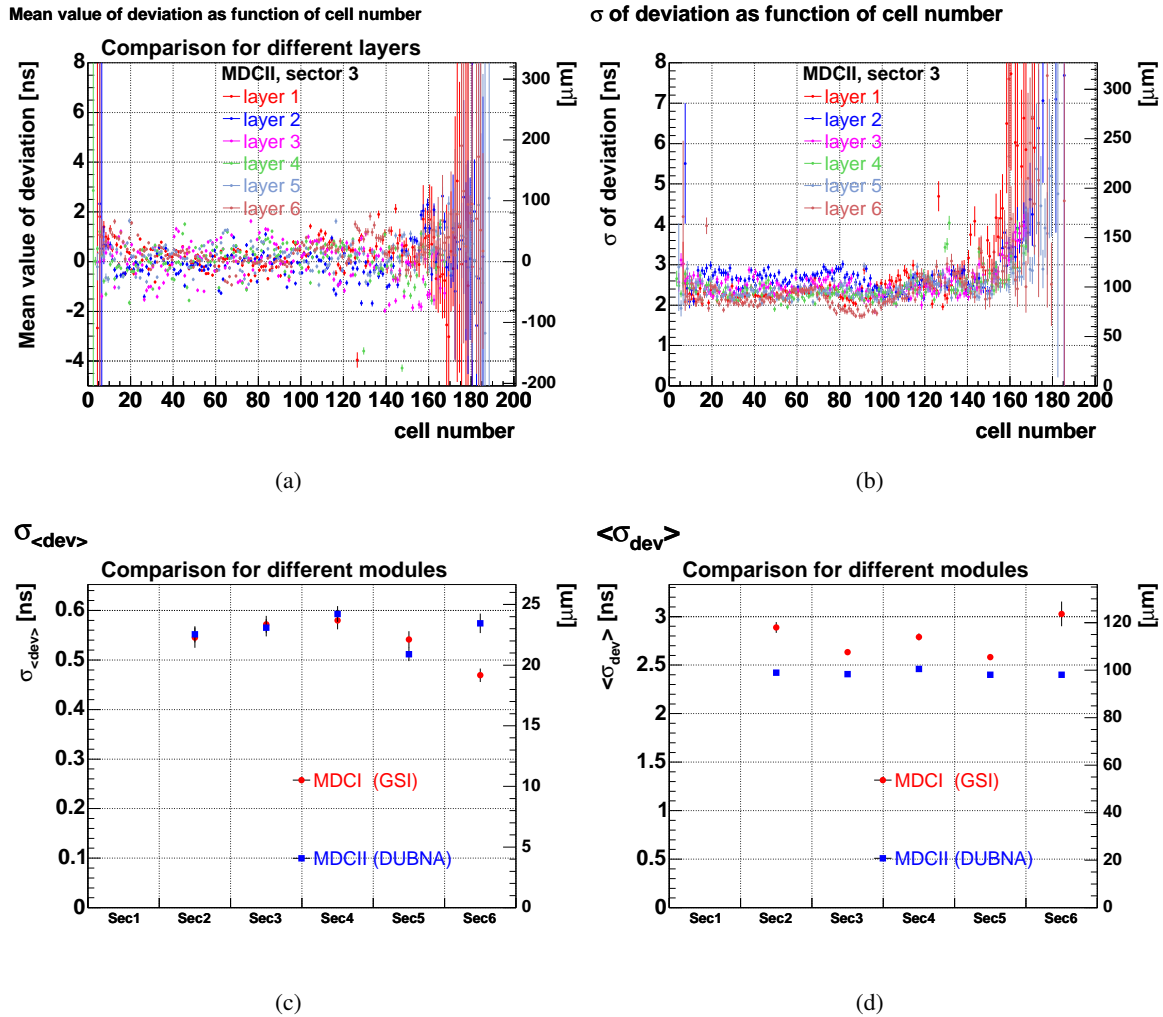


Abbildung 8.16: (a) Mittelwert und (b) Standardabweichung der Zeitresiduen in Abhängigkeit der Drahtnummer für eine Kammer vom Typ MDCII. (c) Streuung der Mittelwerte und (d) mittlere Standardabweichung der Zeitresiduen für die inneren Driftkammern (Daten vom November 2001).

8.4.1 Qualität der Kalibration

Die Güte der Spuranpassung hängt wesentlich von der Bestimmung der Position der Driftkammern im Raum (*alignment*) und dem Fehler der Kalibration der Driftzeiten (s. Abschnitt 6) ab. Die Qualität der Kalibration der Driftzeiten kann dadurch überprüft werden, dass man die Mittelwerte und die Standardabweichung der Zeitresiduen in Abhängigkeit der Drahtnummer in der Drahtebene betrachtet (s. Abbildung 8.16 (a) und (b), Seite 128). Die Mittelwerte und die Standardabweichung der Zeitresiduen wurden durch die Anpassung mit einer Gaußfunktion bestimmt. Die Streuung der Mittelwerte der Zeitresiduen beträgt etwa $0,5 - 0,6 ns$. In der Simulation wird im idealen Fall (keine Kalibrationsfehler) eine Streuung von $0,16 - 0,17 ns$ erreicht. Bei einer Simulation der Fehler der Kalibrationskonstanten (s. Abschnitt 7.2.1) mit einem Fehler, der einer Gaußverteilung mit einer Standardabweichung von $\sigma_{off} = 2 ns$ folgt, erhält man für die Streuung der Mittelwerte schon $1,1 - 1,2 ns$ ($2 - 2,3 ns$ für $\sigma_{off} = 4 ns$). Die simulierten Fehler der Kalibrationskonstanten sind also größer als die wahren Fehler.

Der tatsächliche Fehler der Kalibrationskonstanten kann somit zu etwa $1 - 2 ns$ abgeschätzt werden. Die durch die Zeitresiduen ermittelte Abweichung liegt in der Größenordnung der Genauigkeit der Positionierung der Drähte von etwa $20 \mu m$. Die mittlere Streuung der Mittelwerte und die mittlere Standardabweichung der Zeitresiduen ist in Abbildung 8.16 (c) und (d) (s. Seite 128) für die inneren Driftkammern dargestellt. Die mittlere Standardabweichung beträgt für die Driftkammern vom Typ MDCI etwa $2, 6 - 3 ns$ und für MDCII etwa $2, 4 - 2, 5 ns$. Dies entspricht einer Ortsauflösung der Driftzelle von etwa $100 - 120 \mu m$ (MDCI) und $100 \mu m$ (MDCII) (umgerechnet über die mittlere Driftgeschwindigkeit). In der Simulation (keine Kalibrationsfehler) erhält man $1, 6 - 1, 7 ns$ für die mittlere Standardabweichung. Die Erreichte Auflösung ist in allen Sektoren etwa gleich, wobei die die Streuung der Werte für MDCI größer ist als für MDCII. Die Ortsauflösung der Driftkammer lässt sich anhand des Verhältnisses der Standardabweichung der Zeitresiduen $\sigma_{exp}/\sigma_{sim}$ aus der Simulation abschätzen. Man erhält für MDCI $\sigma_x \sim 137 - 158 \mu m$ und $\sigma_y \sim 73 - 84 \mu m$. Für MDCII ergibt sich entsprechend $\sigma_x \sim 137 \mu m$ und $\sigma_y \sim 65 \mu m$. Zur Bestimmung der Zeitresiduen wurden alle nachgewiesenen Teilchenspuren herangezogen. Die abgeschätzte Ortsauflösungen beziehen sich demnach auf stark ionisieren Teilchen, da Protonen das Teilchenspektrum dominieren. In Abschnitt 8.4.3 wird die Ortsauflösung in Abhängigkeit der Teilchenspezies und des Impulses diskutiert.

8.4.2 Zeitauflösung in Abhängigkeit vom Abstand vom Signaldraht

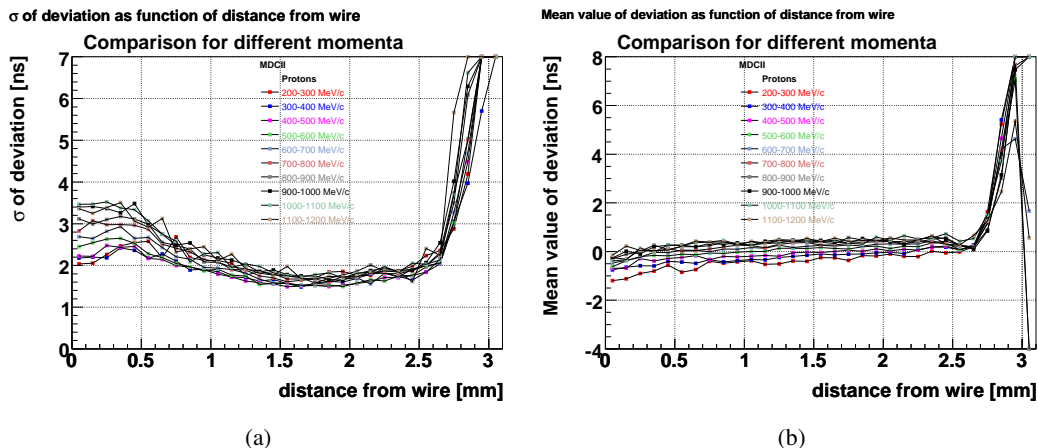


Abbildung 8.17: (a) Standardabweichung und (b) Mittelwert der Zeitresiduen in Abhängigkeit des Abstandes vom Signaldraht für Protonen mit unterschiedlichem Impuls und senkrechtem Einfallswinkel in die Driftzelle für MDCII (Daten vom November 2001).

Die Zeitauflösung einer Driftzelle ändert sich mit dem Abstand vom Signaldraht und mit dem Energieverlust des Teilchens. In Abbildung 8.17 (s. Seite 129) ist die Standardabweichung und der Mittelwert der Zeitresiduen in Abhängigkeit vom Abstand vom Signaldraht für Protonen mit unterschiedlichem Impuls ($200 - 1200 MeV/c$) am Beispiel einer Driftkammer vom Typ MDCII dargestellt. Die Standardabweichung hat ein Minimum im mittleren Bereich der Driftzelle und steigt zum Signaldraht und zum Rand der Driftzelle an. Die Streuung zeigt in der Nähe des Signaldrahtes die größte Abhängigkeit vom Energieverlust des Teilchens. Hier verschlechtert sich die Auflösung von Protonen mit einem Impuls von $1200 MeV/c$ gegenüber Protonen mit einem Impuls von $200 MeV/c$ um etwa 75%. Die Werte stehen in guter Übereinstimmung mit der aus der Simulation der Driftzelle erwarteten Zeitauflösung

(s. Abschnitt 4.8.4). Die Zeitauflösung im mittleren Bereich der Driftzelle liegt jedoch höher als erwartet bei etwa $1,7 \text{ ns}$ (Simulation etwa $1,2 \text{ ns}$). Der Mittelwert der Zeitresiduen weist ebenfalls eine Abhängigkeit vom Energieverlust des Teilchens auf. Für stark ionisierende Teilchen ist ein Absinken des Mittelwertes der Zeitresiduen zu beobachten, wobei sich der Effekt in der Nähe des Signaldrahtes verstärkt. Das Absinken des Mittelwertes wird durch die starke Primärionisation verursacht, wodurch das Signal die Schwelle des ASD8 schneller überschreitet, als für schwach ionisierende Teilchen. Der Effekt ist in der Nähe des Signaldrahtes am stärksten, da hier die Anstiegszeit des Signals am stärksten von der Stärke der Primärionisation abhängt. In der Simulation wurde die zu erwartende maximale Verschiebung im mittleren Bereich der Driftzelle zu etwa 1 ns bestimmt (s. Abschnitt 4.8.4). Dies steht in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

8.4.3 Ortsauflösung der Driftzelle in Abhängigkeit der Teilchenspezies und des Impulses

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie sich die Zeitauflösung der Driftzellen in Abhängigkeit des Impulses für verschiedene Teilchenspezies ändern. Aus den experimentellen Daten vom November 2001 wurden Teilchenspuren von Pionen, Elektronen, Protonen und Deuteronen selektiert.

In Abbildung 8.18 (s. Seite 131) ist die Standardabweichung der Zeitresiduen für die verschiedenen Teilchenspezies in Abhängigkeit des Impulses für die Driftzellen der inneren Driftkammern dargestellt. Deutlich ist für Protonen und Deuteronen die Abhängigkeit der Zeitauflösung vom Energieverlust des Teilchens zu beobachten. Für stark ionisierende Teilchen beträgt die beste Auflösung $2,8 \text{ ns}$ (MDCI) und $2,1 \text{ ns}$ (MDCII). Für schwach ionisierende Teilchen (Pionen, Elektronen) ist die Auflösung unabhängig vom Impuls und beträgt etwa $3,7 \text{ ns}$ (MDCI) und $3,2 \text{ ns}$ (MDCII). Im mittleren Bereich der Driftzelle (s. Abbildung A.12 (s. Seite 151) ergibt sich eine deutlich bessere Auflösung. Hier wird für schwach ionisierende Teilchen eine Auflösung von etwa $3,3 \text{ ns}$ (MDCI) und $2,5 \text{ ns}$ (MDCII) erreicht. Für stark ionisierende Teilchen liegt die Auflösung etwa bei $2,3 \text{ ns}$ (MDCI) und $1,7 \text{ ns}$ (MDCII). Für Teilchenspuren, die die Driftzelle in der Nähe des Signaldrahtes (Abstand kleiner 1 mm) durchqueren ist die Auflösung deutlich verringert (s. Abbildung A.13 (s. Seite 151). Die Abhängigkeit der Auflösung vom Energieverlust des Teilchens ist hier so stark ausgeprägt, dass selbst Elektronen eine bessere Auflösung erzielen als Pionen. Für stark ionisierende Teilchen erhält man eine Auflösung von etwa $2,9 \text{ ns}$ (MDCI) und $2,2 \text{ ns}$ (MDCII). Pionen erzielen mit $4,5 \text{ ns}$ (MDCI) und $4,4 \text{ ns}$ (MDCII) die schlechteste Auflösung.

Die Zeitauflösung der Driftzelle kann mit der mittleren Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle (MDCI: $41,6 \mu\text{m/ns}$, MDCII: $40,1 \mu\text{m/ns}$) und der mittleren Driftgeschwindigkeit in der Nähe des Signaldrahtes (MDCI: $48,3 \mu\text{m/ns}$, MDCII: $47,9 \mu\text{m/ns}$) in eine Ortsauflösung umgerechnet werden. Die Driftgeschwindigkeiten wurden aus der Simulation entnommen. Man erhält für MDCI für stark ionisierende Teilchen $[116 \mu\text{m}, 96 \mu\text{m}, 140 \mu\text{m}]$ (gesamte Driftzelle, mittlerer Bereich der Driftzelle und in der Nähe des Signaldrahtes) und für MDCII analog $[84 \mu\text{m}, 68 \mu\text{m}, 105 \mu\text{m}]$. Für schwach ionisierende Teilchen verschlechtert sich die Auflösung für MDCI entsprechend auf $[154 \mu\text{m}, 137 \mu\text{m}, 217 \mu\text{m}]$. MDCII erzielt für schwach ionisierende Teilchen eine etwas bessere Auflösung von $[128 \mu\text{m}, 100 \mu\text{m}, 211 \mu\text{m}]$. Die Ergebnisse sind ausführlich in Tabelle 8.4 (s. Seite 131) zusammengefasst.

Wie in Abschnitt 8.4.1 erklärt wurde, kann die Ortsauflösung der Driftkammer in x - und y -Richtung mithilfe der Simulation abgeschätzt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8.5 (s. Seite 132) für schwach und stark ionisierende Teilchen aufgeführt. Die Auflösung verschlechtert sich für schwach ionisierende Teilchen gegenüber stark ionisierenden Teilchen um etwa $30 - 50 \%$. Für die Driftzellen der Driftkammern vom Typ MDCI wird im Allgemeinen eine schlechtere Auflösung erzielt als für die Driftzellen

der Driftkammern vom Typ MDCII. Diese Beobachtung ist konsistent mit der verringerten Effizienz der

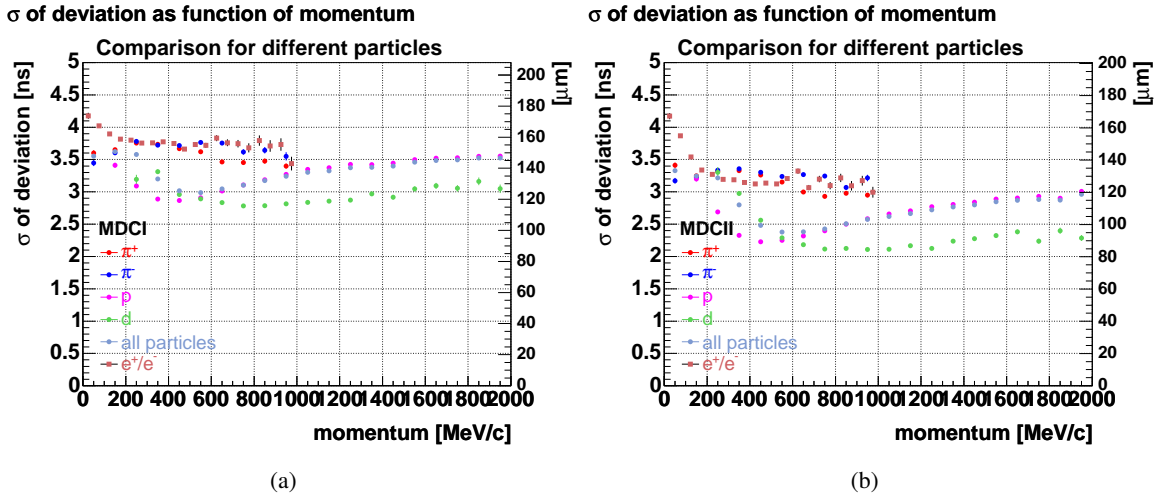


Abbildung 8.18: Standardabweichung der Zeitresiduen der inneren Driftkammern in Abhängigkeit des Impulses für verschiedene Teilchenspezies (Daten vom November 2001).

	PID	$\sigma_{full} [ns \mu m]$		$\sigma_{mid} [ns \mu m]$		$\sigma_{wire} [ns \mu m]$	
		min	max	min	max	min	max
MDCI	e^\pm	3,7 154	3,7 154	3,3 137	3,3 137	4,3 208	4,3 208
	π^\pm	3,7 154	3,7 154	3,3 137	3,3 137	4,5 217	4,5 217
	p	2,8 116	3,5 145	2,4 100	3,2 133	3,0 145	4,3 208
		500 MeV/c	1800 MeV/c	500 MeV/c	1800 MeV/c	400 MeV/c	1800 MeV/c
	d	2,8 116	3,1 129	2,3 96	2,6 108	2,9 140	3,4 164
		700 MeV/c	1600 MeV/c	700 MeV/c	1600 MeV/c	700 MeV/c	1600 MeV/c
	all	3,0 125	3,5 146	2,5 104	3,1 129	3,3 159	4,3 208
		500 MeV/c	1800 MeV/c	500 MeV/c	1800 MeV/c	500 MeV/c	1800 MeV/c
MDCII	e^\pm	3,2 128	3,2 128	2,5 100	2,5 100	3,8 182	3,8 182
	π^\pm	3,2 128	3,2 128	2,5 100	2,5 100	4,4 211	4,4 211
	p	2,2 88	3,0 120	1,8 72	2,3 92	2,7 129	3,9 187
		500 MeV/c	1800 MeV/c	500 MeV/c	1800 MeV/c	400 MeV/c	1800 MeV/c
	d	2,1 84	2,6 104	1,7 68	1,8 72	2,2 105	2,8 134
		700 MeV/c	1600 MeV/c	700 MeV/c	1600 MeV/c	700 MeV/c	1600 MeV/c
	all	2,4 96	2,9 116	1,9 76	2,3 92	2,7 129	3,9 187
		500 MeV/c	1800 MeV/c	500 MeV/c	1800 MeV/c	500 MeV/c	1800 MeV/c

Tabelle 8.4: Zeit- und Ortsauflösung der Driftzelle für verschiedene Teilchen (Daten vom November 2001). Die Standardabweichung der Zeitresiduen für die gesamte Driftzelle (σ_{full}), in der Mitte der Driftzelle (σ_{mid}) und mit einem Abstand von weniger als 1 mm zum Signaldraht (σ_{wire}) wurde mit den mittleren Driftgeschwindigkeiten in eine Ortsauflösung umgerechnet. Die mittlere Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle (MDCI: 41,6 $\mu m/ns$, MDCII: 40,1 $\mu m/ns$) und in der Nähe des Signaldrahtes (MDCI: 48,3 $\mu m/ns$, MDCII: 47,9 $\mu m/ns$) wurde aus der Simulation entnommen.

Driftzelle (s. Abschnitt 8.5) und auf die geringere Gasverstärkung der Driftzelle zurückzuführen. Eine Erhöhung der angelegten Hochspannung von $-1750V$ auf $-1800V$ sollte eine der Driftkammer MDCII vergleichbare Auflösung erbringen. Ob bei dieser Hochspannung ein stabiler Betrieb der Driftkammer möglich ist, muss überprüft werden. Eine Verringerung der Schwelle am ASD8 könnte die Auflösung ebenfalls verbessern, jedoch muss hier das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis genau abgewogen werden. Die Driftkammern erreichen auch für schwach ionisierende Teilchen die geforderte Ortsauflösung von $100\ \mu m$ in Richtung der Ablenkung des magnetischen Feldes (hauptsächlich y -Richtung).

	min. ionizing		max. ionizing	
	σ_x [μm]	σ_y [μm]	σ_x [μm]	σ_y [μm]
MDCI	195	104	148	79
MDCII	181	87	119	57

Tabelle 8.5: Ortsauflösung in x - und y -Richtung für die inneren Driftkammern. Die Auflösung wurde anhand der Standardabweichung der Zeitresiduen $\sigma_{exp}/\sigma_{sim}$ aus der in der Simulation bestimmten Ortsauflösung (s. Tabelle 7.1, Seite 106) abgeschätzt.

8.4.4 Güte der Spuranpassung

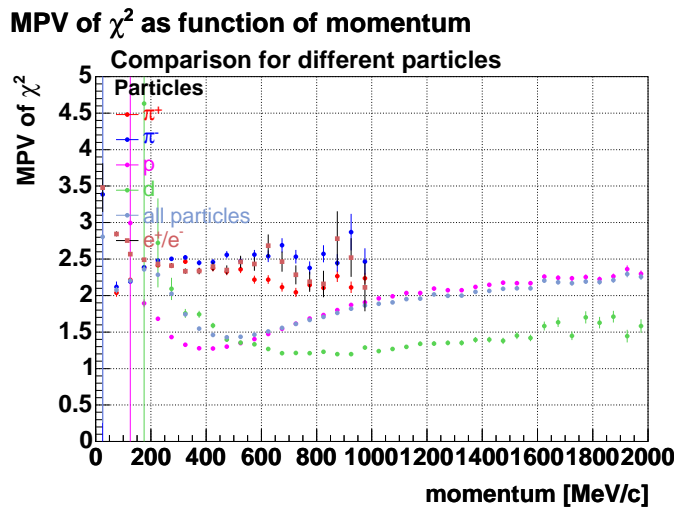


Abbildung 8.19: MPV (*most probable value*) des reduzierten χ^2 des inneren Driftkammersegmentes in Abhängigkeit des Impulses für verschiedene Teilchenspezies (Daten vom November 2001).

Im Abschnitt 8.4.3 wurde die Orts- und Zeitauflösung der Driftzellen in Abhängigkeit des Impulses für verschiedene Teilchenspezies diskutiert. Im Folgenden Abschnitt soll abgeschätzt werden, welche Ortsauflösung sich für ein Segment der inneren Driftkammern für die verschiedenen Teilchenspezies in Abhängigkeit des Impulses ergibt. Das reduzierte χ^2 (normiert auf die Anzahl der Freiheitsgrade) der Spuranpassung gibt eine Information über die Güte der Anpassung. Es werden die Beiträge der einzelnen Driftzellen zum Segment mit dem Fehler der einzelnen Messungen gewichtet. Gibt das verwendete Spur- und Driftzellenmodell der Spuranpassung die experimentellen Messungen gut wieder, sollte das χ^2 in der Simulation und in den experimentellen Daten vergleichbare Werte annehmen. In Abbildung 8.19 (s. Seite 132) ist der MPV (*most probable value*) des reduzierten χ^2 in Abhängigkeit

des Impulses für Elektronen/Positronen, π^+ , π^- , Protonen und Deuteronen dargestellt. Im χ^2 der Spuranpassung kann analog zur Standardabweichung der Zeitresiduen der Driftzellen eine Abhängigkeit der Güte der Spuranpassung vom Impuls des Teilchens beobachtet werden. Der MPV des χ^2 liegt zwischen etwa 1, 2 (stark ionisierende Teilchen) und 2, 5 (schwach ionisierende Teilchen). In der Simulation (ohne Fehler in der Kalibration) liegt der MPV des χ^2 über den gesamten Impulsbereich etwa bei 0, 68. Für Impulse kleiner $600 \text{ MeV}/c$ ist ein leichter Anstieg des χ^2 zu beobachten. Für Protonen und Pionen erhält man jeweils 0, 92 bzw. 0.75 bei einem Impuls von $200 \text{ MeV}/c$. Der MPV des reduzierten χ^2

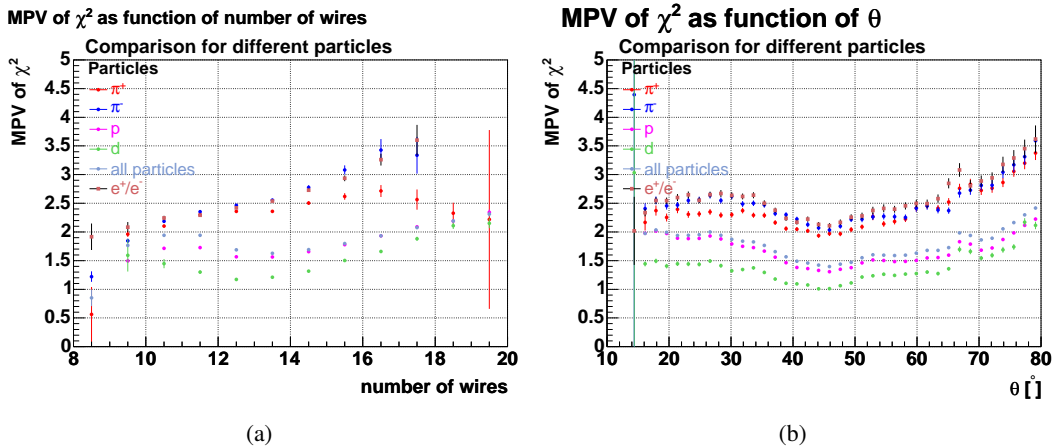


Abbildung 8.20: MPV (*most probable value*) des reduzierten χ^2 des inneren Driftkammersegmentes in Abhängigkeit der Anzahl der Drähte im Segment und des Polarwinkels (Daten vom November 2001).

steigt in Abhängigkeit der Anzahl der zu einem Segment beitragenden Driftzellen (s. Abbildung 8.20 (a), Seite 133) bis auf das 1, 6 – 1, 8-fache gegenüber dem minimalen Wert. In der Simulation tritt diese Abhängigkeit schwächer auf (maximal etwa 20% Verschlechterung). Die Anzahl der Drähte im Segment ist stark korreliert mit dem Polarwinkel der Teilchenspur, so kann im χ^2 ebenfalls eine Abhängigkeit vom Polarwinkel beobachtet werden (s. Abbildung 8.20 (b), Seite 133). Das χ^2 weist ein Minimum für Polarwinkel zwischen 40° und 50° auf. Dieser Winkelbereich entspricht Teilchenspuren, die nahezu senkrecht in die Driftkammern einfallen. Zu kleinen und großen Polarwinkeln hin steigt das χ^2 stark an (80 – 120 % Verschlechterung gegenüber dem Minimalwert). In der Simulation tritt die Abhängigkeit vom Polarwinkel der Teilchenspur schwächer auf (maximal etwa 20% Verschlechterung gegenüber dem Minimalwert).

Die Ergebnisse aus der Simulation zeigen, dass in der Spuranpassung selbst unter “idealen” Bedingungen schlechtere Auflösungen für Teilchenspuren erzielt werden, die unter einem stark geneigtem Einfallswinkel durch die Driftkammern fliegen, als für solche, die nahezu senkrecht auf die Driftkammer treffen. Unter stark geneigten Einfallswinkeln nimmt gegenüber dem senkrechten Einfallswinkel der Anteil der Driftzellen im Segment zu, die im äußeren Bereich getroffen werden. Die Driftzeitmessungen solcher Driftzellen weisen im Mittel einen größeren Fehler auf als solche von Driftzellen, die im zentralen Bereich getroffen werden. In den experimentellen Daten kann beobachtet werden, dass sich das χ^2 für stark ionisierende Teilchen stärker verschlechtert als für schwach ionisierende Teilchen. Dieser Effekt lässt sich durch die gegenüber stark ionisierenden Teilchen geringere Nachweiseffizienz der Driftzelle für schwach ionisierende Teilchen erklären (s. Abschnitt 8.5). Durch die geringe Nachweiseffizienz der Driftzelle für periphere Treffer schwach ionisierender Teilchen werden die Driftzeitmessungen mit großem Fehler systematisch unterdrückt.

8.5 Effizienz der Driftkammern

Die Effizienz der Drahtebenen der HADES-Driftkammern wurde mit verschiedenen Methoden experimentell bestimmt. Es wurde eine Effizienz der Drahtebenen für minimal ionisierende kosmische Myonen von 95 % (MDCII, -1850 V , $0 \times 8A$), 94,2 % (MDCIII, -2100 V , 0×78) und 93,7 % (MDCIV, -2400 V , 0×78) [Pac03] ermittelt. In den Klammern sind die angelegten Hochspannungen und die verwendeten ASD8-Schwellen aufgeführt. In einem Experiment mit $C + C$ Schwerionenreaktion bei 2 AGeV betrug die Effizienz der Drahtebenen 98 % (MDCII, -1800 V , $0 \times 8A$) [Mün04], wobei hier keine Selektion von minimal ionisierenden Teilchen vorgenommen wurde. Die in der Simulation gefundenen Werte für die Effizienz der Drahtebenen von 97 % – 98 % (MDCI-III) und 95 % (MDCIV)

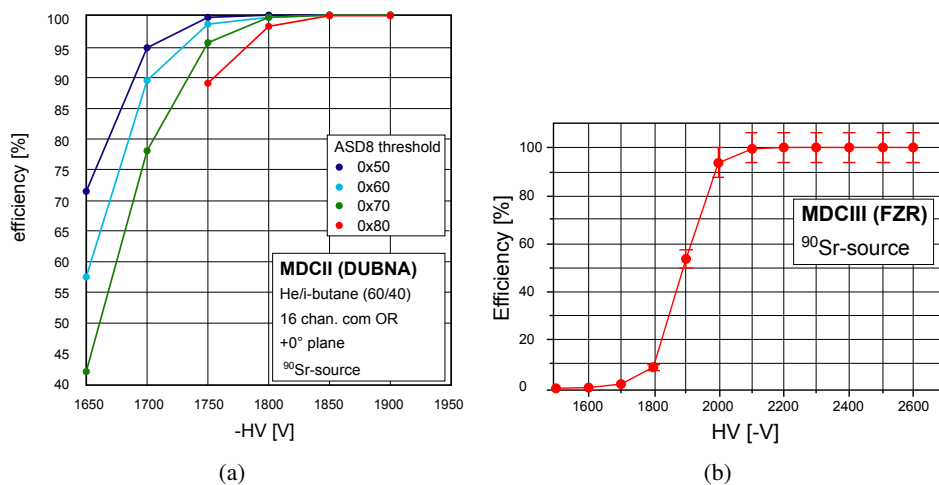


Abbildung 8.21: (a) Die Effizienz der Drahtebene in Abhängigkeit der Hochspannung für verschiedene ASD8-Schwellen für eine Driftkammer vom Typ MDCII [Smy00] und (b) Effizienz der Drahtebene in Abhängigkeit der Hochspannung für eine Driftkammer vom Typ MDCIII [Nau]($He/i - Butan$ -Gasmischung (60/40)).

(s. Abschnitt 5.1.3) stehen somit in guter Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten. Generell ist festzuhalten, dass die Effizienz einer Driftzelle und damit letztendlich auch die Effizienz der Drahtebenen der Driftkammern, empfindlich von der Gasverstärkung der Driftzellen und der Höhe der am ASD8 eingestellten Schwelle abhängen. In Abbildung 8.21 (s. Seite 134 ff.) ist die experimentell bestimmte Effizienz einer Drahtebene in Abhängigkeit der an die Kathoden- und Potentialdrähte angelegte Hochspannung für verschiedene Schwellenwerte des ASD8 für eine Driftkammer von Typ MDCII [Smy00] dargestellt. Die Messung wurde mit 16 Signaldrähten (*Common OR*), einem Szintillator-Pad als Referenzdetektor und einer ⁹⁰Sr-Quelle durchgeführt. Für hohe ASD8-Schwellen (0×80) sinkt die Effizienz der Drahtebene für minimal ionisierende Teilchen bei einer Hochspannung von -1750 V unter 90 %. Für die Driftkammern vom Typ MDCIII wurde die Effizienz der Drahtebene in Abhängigkeit der Hochspannung ebenfalls mit einem Szintillator-Pad als Referenzdetektor einer ⁹⁰Sr-Quelle bestimmt [Nau]. Für eine Hochspannung von -2000 V beträgt die Effizienz $\sim 94\%$ und fällt mit sinkender Hochspannung rasch auf $\sim 55\%$ bei einer Hochspannung von -1900 V ab.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Nachweiseffizienz der Drahtebenen (*layer efficiency*) und der Driftzellen (*cell efficiency*) für die Strahlzeit im November 2001 experimentell bestimmt. Zur Bestimmung der Effizienz wurden hier rekonstruierte und identifizierte Teilchenspuren verwendet. Dadurch

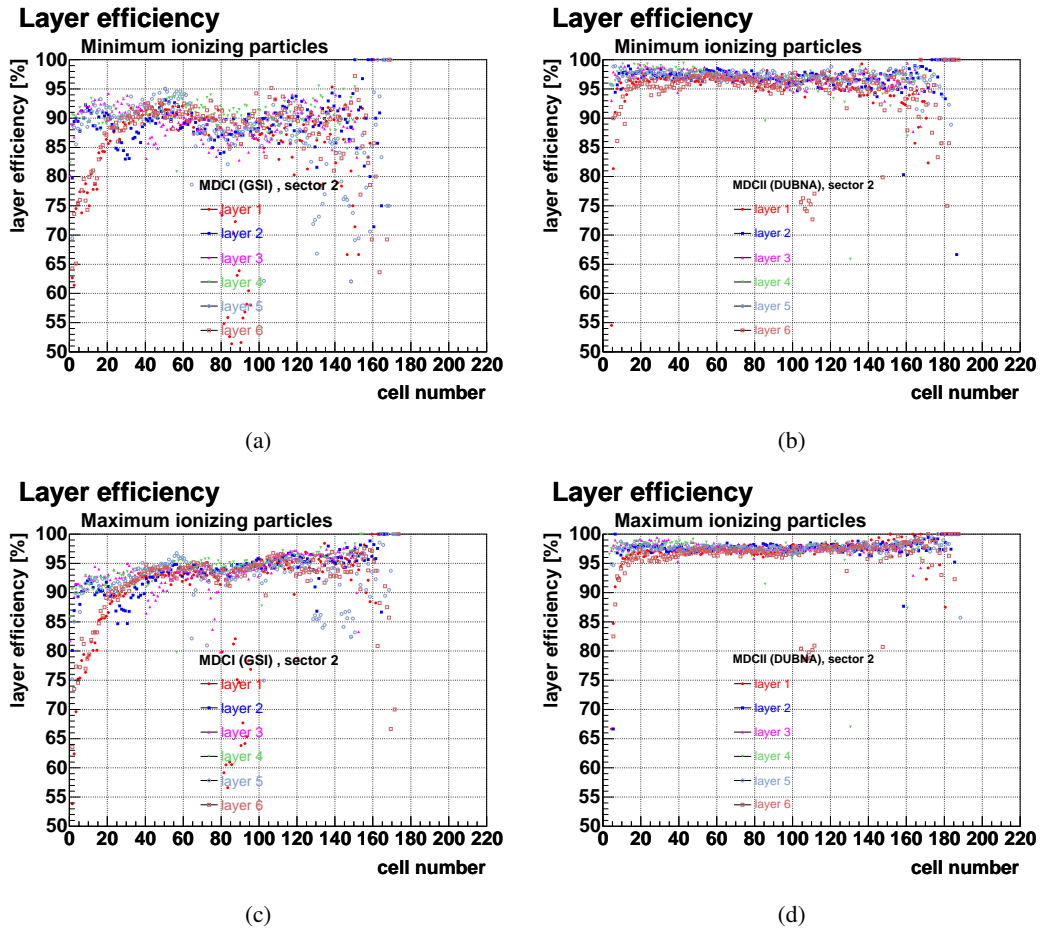


Abbildung 8.22: Nachweiseffizienz der Drahtebene für MDCI (linke Seite) und MDCII (rechte Seite) in Abhängigkeit der Drahtnummer der Drahtebene für schwach ionisierende Teilchen (oben) und stark ionisierende Teilchen (unten) (Daten vom November 2001).

sind die Teilchenspezies, der Impuls des Teilchens und die Position der Teilchenspur im Detektor bekannt. Für die Untersuchungen wurde die kombinierte Spuranpassung zweier Driftkammern in einem Segment verwendet (s. Abschnitt 7). Zur Rekonstruktion einer Teilchenspur werden dadurch jeweils feuernden Driftzellen in 4 von 6 Drahtebenen jeder Driftkammer benötigt. Für jede rekonstruierte Teilchenspur lässt sich berechnen, welche Driftzellen einer Driftkammer theoretisch ein Signal hätten geben müssen. Die Effizienz ε berechnet dann aus dem Verhältnis der signalgebenden Driftzellen (nach Abzug der durch Rauschen verursachten Messungen n_{noise}) $n_{detected} - n_{noise}$ und den theoretisch erwarteten Driftzellen $n_{expected}$:

$$\varepsilon = \frac{n_{detected} - n_{noise}}{n_{expected}} \tag{8.5}$$

n_{noise} sind die dabei die signalgebenden Driftzellen, die nicht mit den erwartete Driftzellen übereinstimmen. Die Nachweiseffizienz der Drahtebene und der Driftzelle sind dabei folgendermaßen definiert:

Nachweiseffizienz der Drahtebene: Die Nachweiseffizienz einer Drahtebene einer Driftkammer ist dann 100 %, wenn eine Teilchenspur in einer Driftzelle der Drahtebene nachgewiesen wird, unabhängig davon, ob mehr als eine signalgebende Driftzelle erwartet wird.

Nachweiseffizienz der Driftzelle: Die Nachweiseffizienz einer Driftzelle einer Driftkammer ist dann 100 %, wenn jede theoretisch erwartete Driftzelle auch tatsächlich ein Signal gibt.

Die Nachweiseffizienzen der Drahtebene und der Driftzelle wurden für schwach ionisierende, stark ionisierende Teilchenspuren und für alle Teilchenspuren ohne Selektion bestimmt. Als schwach ionisierende Teilchen wurden hier Pionen mit einem Impuls zwischen $200 \text{ MeV}/c$ und $1000 \text{ MeV}/c$ ausgewählt. Teilchenspuren von Deuteronen und Protonen (Impuls kleiner $500 \text{ MeV}/c$) wurden als stark ionisierende Teilchen selektiert. Die Driftkammern wurden mit -1750 V (MDCI), -1800 V (MDCII), -2000 V (MDCIII) und -2300 V (MDCIV) Hochspannung betrieben. Die Nachweiseffizienzen der äußeren Driftkammern werden hier nicht diskutiert, da die vorgestellte Methode voraussetzt, dass die räumliche Ausrichtung (*alignment*) der Driftkammern mit guter Genauigkeit bekannt ist. Für die äußeren Driftkammern trifft diese Voraussetzung für die Experimentierzeit im November 2001 nicht zu. In Abbildung 8.22 (s. Seite 135) ist die Nachweiseffizienz der Drahtebenen der inneren Driftkammern (MDCI und MDCII, Sektor 2) in Abhängigkeit der Drahtnummer in der Drahtebene für schwach und stark ionisierende Teilchen dargestellt. Allgemein gilt:

- Die Nachweiseffizienz der Drahtebene ist für schwach ionisierende Teilchen geringer als für stark ionisierende Teilchen. Der Unterschied ist für MDCI stärker ausgeprägt als für MDCII.
- Die Nachweiseffizienzen der Drahtebenen einer Kammer sind in etwa gleich. Für niedrige und hohe Drahtnummern in der Drahtebene ergibt sich eine abfallende Nachweiseffizienz (für die $+40^\circ$ - und -40° -Drahtebenen besonders stark). Der Effekt ist für MDCI stärker ausgeprägt als für MDCII und tritt für schwach und stark ionisierende Teilchen gleichermaßen auf.
- Für stark ionisierende Teilchen ist die Nachweiseffizienz für hohe Drahtnummern größer als für kleine Drahtnummern. Der Effekt ist für MDCI stärker ausgeprägt als für MDCII. Diese Asymmetrie ist auf die Impulsverteilung der Teilchen zurückzuführen, da unter hohen Drahtnummern (hohe Polarwinkel) mehr Teilchen mit niedrigem Impuls nachgewiesen werden als unter niedrigen Drahtnummern. Der Energieverlust der selektierten Protonen und Deuteronen ändert sich in dem ausgewählten Impulsbereich noch stark, wodurch sich für Teilchen mit niedrigem Impuls eine höhere Nachweiseffizienz ergibt. Für schwach ionisierende Teilchen ist diese Asymmetrie in der Nachweiseffizienz nicht ausgeprägt.

Für die Drahtebene der Driftkammern vom Typ MDCI ergibt sich eine mittlere Nachweiseffizienz von etwa [89,5 %, 93,8 %, 92,7 %] (schwach ionisierende Teilchen, stark ionisierende Teilchen, alle Teilchen). Für die Driftkammern vom Typ MDCII erhält man analog für die mittlere Nachweiseffizienz der Drahtebene [96,8 %, 97,5 %, 97,3 %]. Die Nachweiseffizienzen der Drahtebenen der einzelnen Driftkammern sind in Abbildung 8.25 (s. Seite 139) und Tabelle 8.6 (s. Seite 138) im Vergleich für schwach ionisierende, stark ionisierende Teilchen und alle Teilchen im Überblick zu sehen.

Für die Nachweiseffizienz der Driftzelle der inneren Driftkammern in Abhängigkeit der Drahtnummer in der Drahtebene (s. Abbildung 8.23, Seite 137) kann beobachtet werden:

- Die Nachweiseffizienz der Driftzelle ist für schwach ionisierende Teilchen geringer als für stark ionisierende Teilchen. Der Unterschied ist für MDCI stärker ausgeprägt als für MDCII.
- Die Nachweiseffizienz der Driftzelle ist unter senkrechtem Einfall der Teilchenspur (physikalisches Zentrum) am größten und nimmt zu kleinen und großen Drahtnummern stark ab. Dieser

Effekt ist dadurch begründet, dass unter geneigtem Einfallswinkel der Teilchenspur in die Drahtebene die Wahrscheinlichkeit für periphere Treffer in der Driftzelle ansteigt. Die Nachweiseffizienz für solche Spuren mit geringer Spurlänge in der Driftzelle ist jedoch gering. Das Verhältnis der theoretisch erwarteten Driftzellen innerhalb eines Segmentes zu den tatsächlich signalgebenden Driftzellen verschlechtert sich damit stark zu großen und kleinen Polarwinkeln.

- Die für die Nachweiseffizienz der Drahtebene diskutierte Asymmetrie für große und kleine Polarwinkel ist hier ebenfalls zu beobachten.

Wird die Nachweiseffizienz im Koordinatensystem der Driftzelle dargestellt (s. Abbildung 8.24, Sei-

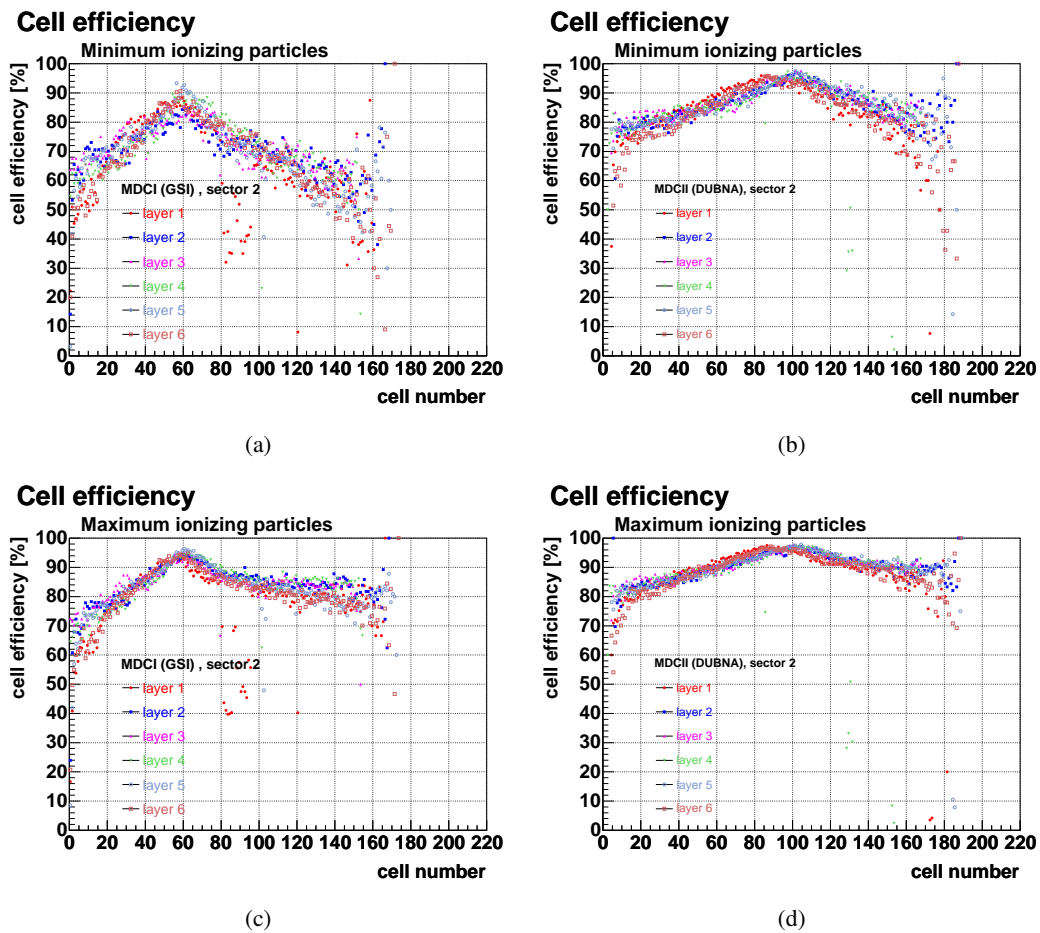


Abbildung 8.23: Nachweiseffizienz der Driftzelle für MDCI (linke Seite) und MDCII (rechte Seite) in Abhängigkeit der Drahtnummer der Drahtebene für schwach ionisierende Teilchen (oben) und stark ionisierende Teilchen (unten) (Daten vom November 2001).

te 138) ist zu beobachten, dass die Nachweiseffizienz für schwach ionisierende Teilchen im zentralen Bereich der Driftzelle praktisch 100 % (MDCI 90 %) beträgt. Die nicht nachgewiesenen Teilchen sind hauptsächlich Teilchenspuren in den Randbereichen der Driftzelle zuzuordnen. Die Nachweiseffizienz nimmt in den äußeren Bereich der Driftzelle sehr stark ab. Dies entspricht dem Konzept des in der Simulation verwendeten Schnittes in der Ladungsmenge zur Implementierung der Effizienz der Driftzelle (s. Abschnitt 5.1.3).

		ε_{cell}	ε_{layer}
MDCI	min. ionizing	72.0	89.5
	max. ionizing	82.8	93.8
	all particles	79.4	92.7
MDCII	min. ionizing	84.6	96.8
	max. ionizing	89.2	97.5
	all particles	87.8	97.3

Tabelle 8.6: Mittlere Nachweiseffizienz der Drahtebenen und Driftzellen für die inneren Driftkammern für unterschiedlich stark ionisierende Teilchen.

Für die Driftzelle der Driftkammern vom Typ MDCI ergibt sich eine Nachweiseffizienz von etwa

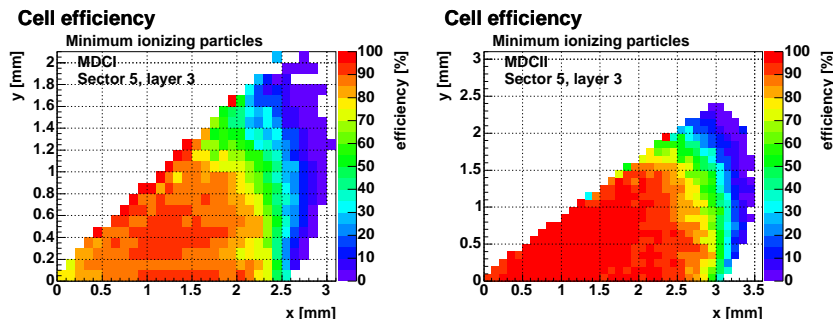


Abbildung 8.24: Nachweiseffizienz der Driftzelle für die verschiedenen Driftkammertypen für schwach ionisierende Teilchen (Daten vom November 2001).

[72 %, 82,8 %, 79,4 %] (schwach ionisierende Teilchen, stark ionisierende Teilchen, alle Teilchen). Für die Driftkammern vom Typ MDCII erhält man analog [84,6 %, 89,2 %, 87,8 %]. Die Nachweiseffizienzen der Driftzellen der einzelnen Driftkammern sind in Abbildung 8.25 (s. Seite 139) und Tabelle 8.6 (s. Seite 138) im Vergleich für schwach ionisierende, stark ionisierende Teilchen und alle Teilchen zusammengefasst. Für die Driftkammern vom Typ MDCII stehen die experimentell bestimmten Nachweiseffizienzen gut mit den in der Simulation gefundenen Werte überein (s. Abschnitt 5.1.3). Die Driftkammern vom Typ MDCI erreichen deutlich geringere Nachweiseffizienzen. Für die am ASD8 eingestellten hohen Schwellen ($0 \times 8A$) und die angelegte Hochspannung von $-1750 V$ befindet sich die Driftkammer nicht mehr im Plateau der hohen Nachweiseffizienz. Die Beobachtung ist konsistent mit den Messungen, die an den Driftkammern vom Typ MDCII durchgeführt wurden (s. Abbildung 8.21 (a), Seite 134). Wird die Hochspannung von $-1800 V$ auf $-1750 V$ reduziert, verringert sich die Nachweiseffizienz der Drahtebenen für schwach ionisierende Teilchen von etwa 97 – 98 % auf etwa 89 %. Bei einer Hochspannung von $-1800 V$ sollte theoretisch die Nachweiseffizienz der Kammern vom Typ MDCI ähnlich hohe Werte wie für MDCII erreichen. Im experimentellen Betrieb der Driftkammern verringert sich die Stabilität des Betriebs beim Erhöhen der Hochspannung jedoch signifikant, so dass eine höhere Hochspannung ausgeschlossen ist. Alternativ können die Schwellen des ASD8 optimiert und niedriger eingestellt werden. Dies ist für die zukünftigen Experimentierzeiten geplant. Aus den Messungen an den Kammern vom Typ MDCII lässt sich ableiten, dass bei $-1750 V$ Hochspannung und niedrigeren Schwellen ($\leq 0 \times 70$) eine Effizienz der Drahtebene für schwach ionisierende Teilchen von über 95 % erwartet werden kann.

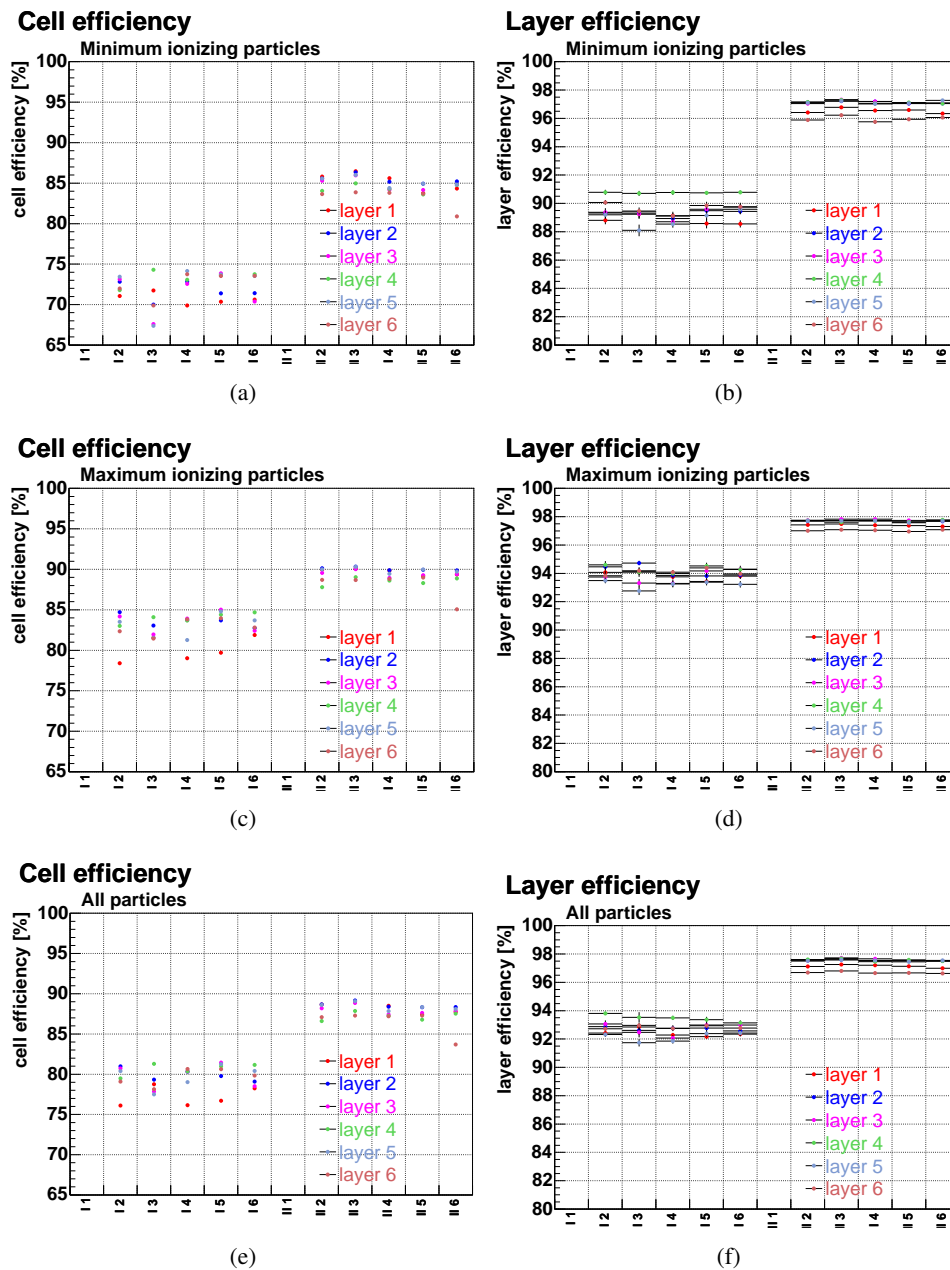


Abbildung 8.25: Nachweiseffizienz der Driftzelle (linke Seite) und der Drahtebene (rechte Seite) für schwach ionisierende Teilchen (oben), stark ionisierende Teilchen (Mitte) und alle Teilchen (unten) (Daten vom November 2001). Auf der x -Achse sind verschiedenen Driftkammern aufgetragen (z.B. MDCI, Sektor 2 = I2).

Kapitel 9

Ausblick

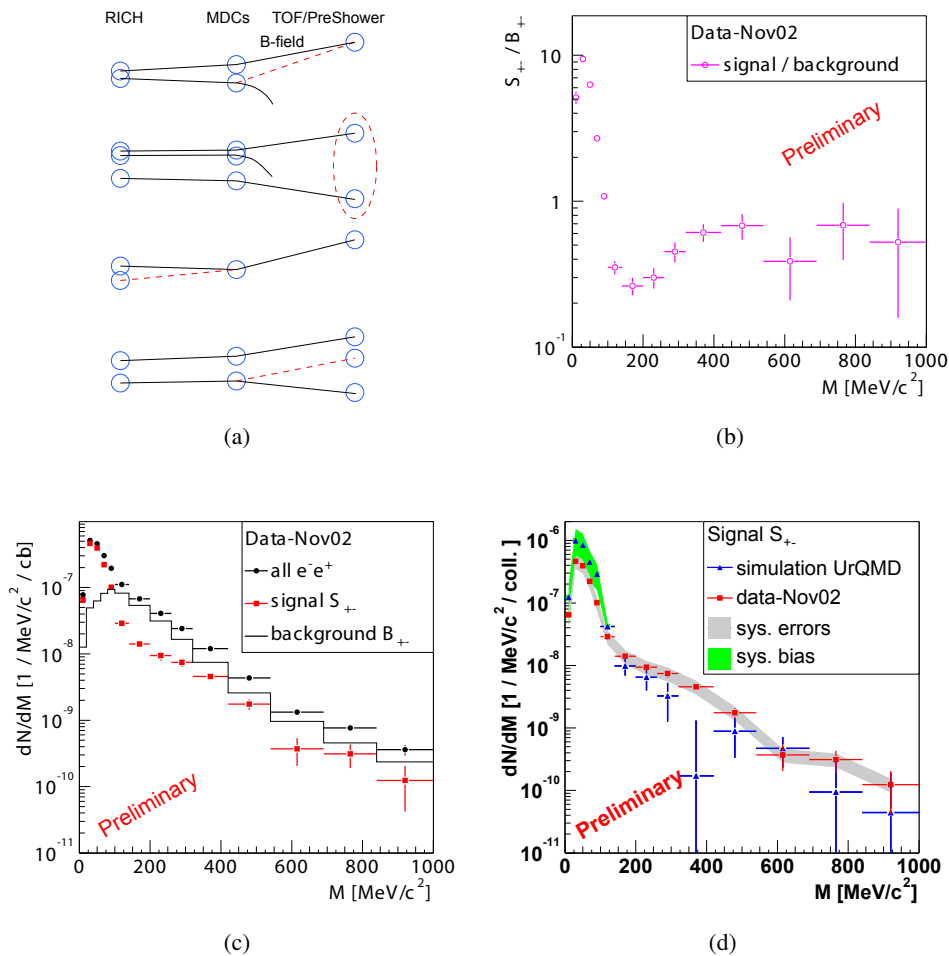


Abbildung 9.1: (a) Mögliche Quellen des korrelierten und unkorrelierten Untergrundes in den e^+e^- -Paarkombinationen. (b) Verhältnis von rekonstruierten Dileptonenpaaren zum kombinatorischen Untergrund. (c) Rekonstruierte Dileptonenpaare (rot) nach Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes von allen Paarkombinationen. (d) Vergleich der rekonstruierten Dileptonenpaare in experimentellen (rot) und simulierten (blau) Daten nach Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes.

Im November 2002 wurden $6 \cdot 10^7$ $C + C$ Schwerionenreaktionen bei einer Energie von $2 AGeV$ aufgezeichnet. Die Impulsbestimmung der Teilchen erfolgte mit den inneren Driftkammern und dem TOF- und PreSHOWER-Detektoren (*low resolution Kickplane*-Methode (s. Abschnitt B.4.1)). Zum Vergleich mit den Daten wurden 10^7 $C + C$ -Reaktionen (UrQMD 1.3 [Bas98] [Ble99] [UrQ04]) mit GEANT [Gea04] simuliert. Die Identifikation der Leptonen erfolgte durch eine räumliche Korrelati-

on der inneren Driftkammersegmente und der erkannten Ringe im RICH sowie anhand der Korrelation der Teilchengeschwindigkeit mit dem Impuls des Teilchens und dem Nachweis von Schauerpartikeln im PreSHOWER-Detektor. Nach der Identifikation der einzelnen Elektronen und Positronen wurden alle (e^+e^-) -Paarkombinationen (*unlike sign pairs*) und (e^-e^-) - und (e^+e^+) - Kombinationen (*like sign pairs*) eines Ereignisses gebildet und die invarianten Massenspektren aller selektierten Ereignisse akkumuliert. Das invariante Massenspektrum der Dileptonenpaare $S_{+-} = N_{+-} - B_{+-}$ erhält man durch die Subtraktion des Spektrums des kombinatorischen Untergrundes (B_{+-}) vom Spektrum aller Paarkombinationen (N_{+-}). Das invariante Massenspektrum des kombinatorischen Untergrundes $B_{+-} = N_{++} - B_{--}$ ergibt sich aus der Summe der invarianten Massenspektren der (e^-e^-) - und (e^+e^+) - Kombinationen. Eine Darstellung der Analyse ist in [Otw04] [Ebe04] [Str04] zu finden.

Falsch rekonstruierte Dileptonenpaare (*fake pairs*) (s. Abbildung 9.1 (a), Seite 140) müssen vor der Berechnung des Signals der Dileptonenpaare aus den Daten entfernt werden. Zur Unterdrückung des leptonischen Untergrundes durch Paarbildung wurden alle Paarkombinationen mit einem Öffnungswinkel von weniger als 9° verworfen.

Das invariante Massenspektrum der rekonstruierten Dileptonen nach Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes (s. Abbildung 9.1 (c), Seite 140) enthält etwa 16000 (e^+e^-) -Paare. Die meisten der Paare stammen aus π^0 -*Darlit*-Zerfällen ($M < 140 \text{ MeV}/c^2$). Das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis (s. Abbildung 9.1 (b), Seite 140) beträgt für kleine Massen etwa 10 : 1 ($M < 100 \text{ MeV}/c^2$) und etwa 1 : 3 für größere invariante Massen. Der Vergleich der invarianten Massenspektren aus Simulation und den experimentellen Daten (s. Abbildung 9.1 (d), Seite 140) zeigt für kleine invariante Massen ($M < 100 \text{ MeV}/c^2$) eine Überhöhung der Simulation (grüner Bereich) gegenüber den experimentellen Daten. Diese Überhöhung kann dadurch erklärt werden, dass die in der Analyse verwendeten Schnitte für simulierte und experimentelle Daten verschieden wirken. Für größere invariante Massen stimmen die Spektren innerhalb der Fehler überein. Aus der Simulation erhält man die Reinheit (*Purity*) des rekonstruierten Signals. Für kleine invariante Massen ($M < 140 \text{ MeV}/c^2$) beträgt die Reinheit 75 % und 50 % für größere invariante Massen. Der Rest des rekonstruierten Signals stammt aus falsch rekonstruierten Paaren, die durch die Selektionskriterien in der Analyse nicht verworfen wurden.

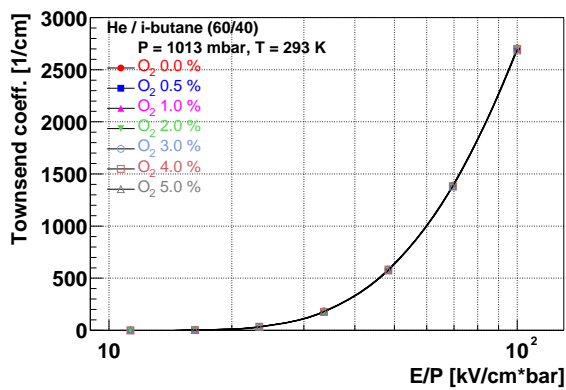
Die Ergebnisse der besprochenen Analyse machen deutlich, dass für die zukünftige Analyse der invarianten Massenspektren der Dileptonen die Verbesserung der Reinheit des Signals im Vordergrund steht. Neben der Verbesserung der Impulsauflösung kann durch die Nutzung der äußeren Driftkammern eine Verbesserung der Reinheit des Signals erreicht werden, da viele der in der gegenwärtigen Analyse falsch rekonstruierten Paare keine räumliche Korrelation mit den Driftkammersegmenten der äußeren Driftkammern aufweisen. Durch die Nutzung der normierten Signalbreite der Driftkammersegmente (s. Abschnitt 8.3) lässt sich möglicherweise die Kontamination der Leptonenspektren mit Hadronen verringern. Des Weiteren muss die Effizienz der Spurrekonstruktion für Teilchen mit niedrigen Impulsen ($p < 200 \text{ MeV}/c$) verbessert werden, da hier ein Großteil der Spuren aus π^0 -*Darlit*-Zerfällen verworfen wird. Wird nur eines der beiden Zerfallsteilchen rekonstruiert, nimmt der kombinatorische Untergrund gegenüber dem Signal zu. Die Erkennung von nicht aufgelösten Doppelspuren (*close pairs*) in den inneren Driftkammern muss ebenfalls verbessert werden, um den kombinatorischen Untergrund zu reduzieren. Die Diskrepanz zwischen Simulation und experimentellen Daten für kleine invariante Massen muss eingehend studiert werden. Ziel ist es dabei die Simulation zu verbessern, so dass alle Schnitte in der Analyse und der simulierten und der experimentellen Daten dieselbe Wirkung zeigen. Für die Simulation der Driftkammern bedeutet dies, dass die Abhängigkeit der Effizienz und der Zeitauflösung der Driftkammern vom Energieverlust des Teilchens implementiert und an die experimentellen Daten angepasst werden muss. Die Nutzung der normierten Signalbreite der Driftkammern zur Identifizierung von Teilchen kann ebenfalls zur Verbesserung der Reinheit der e^+e^- -Spektren beitragen.

Anhang A

Anhang A

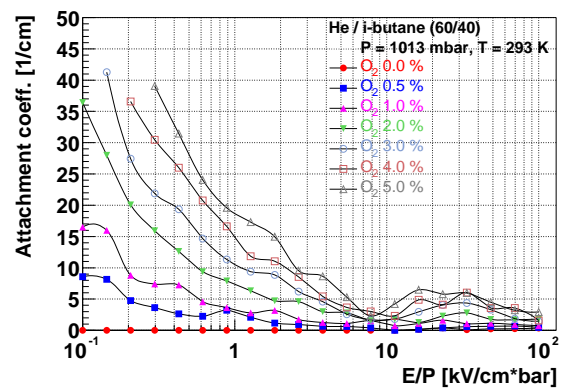
A.1 Simulation der Driftzelle

Townsend coeff. as function of E/P



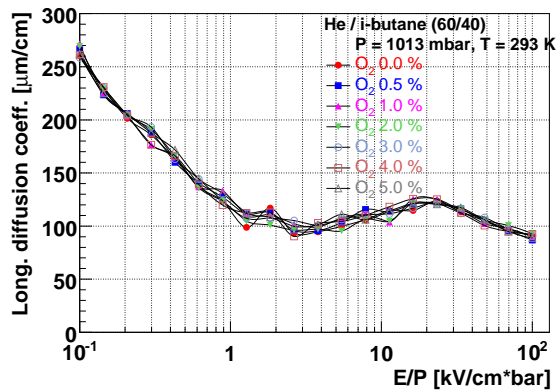
(a)

Attachment coeff. as function of E/P



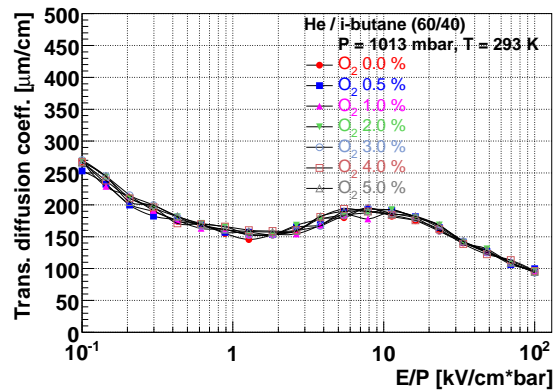
(b)

Long. diffusion coeff. as function of E/P



(c)

Trans. diffusion coeff. as function of E/P



(d)

Abbildung A.1: (a) *Townsend*-, (b) *Attachment*-, (c) longitudinaler und (d) transversaler Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit der O_2 -Konzentration in einer *He/i-Butan*-Gasmischung (60/40).

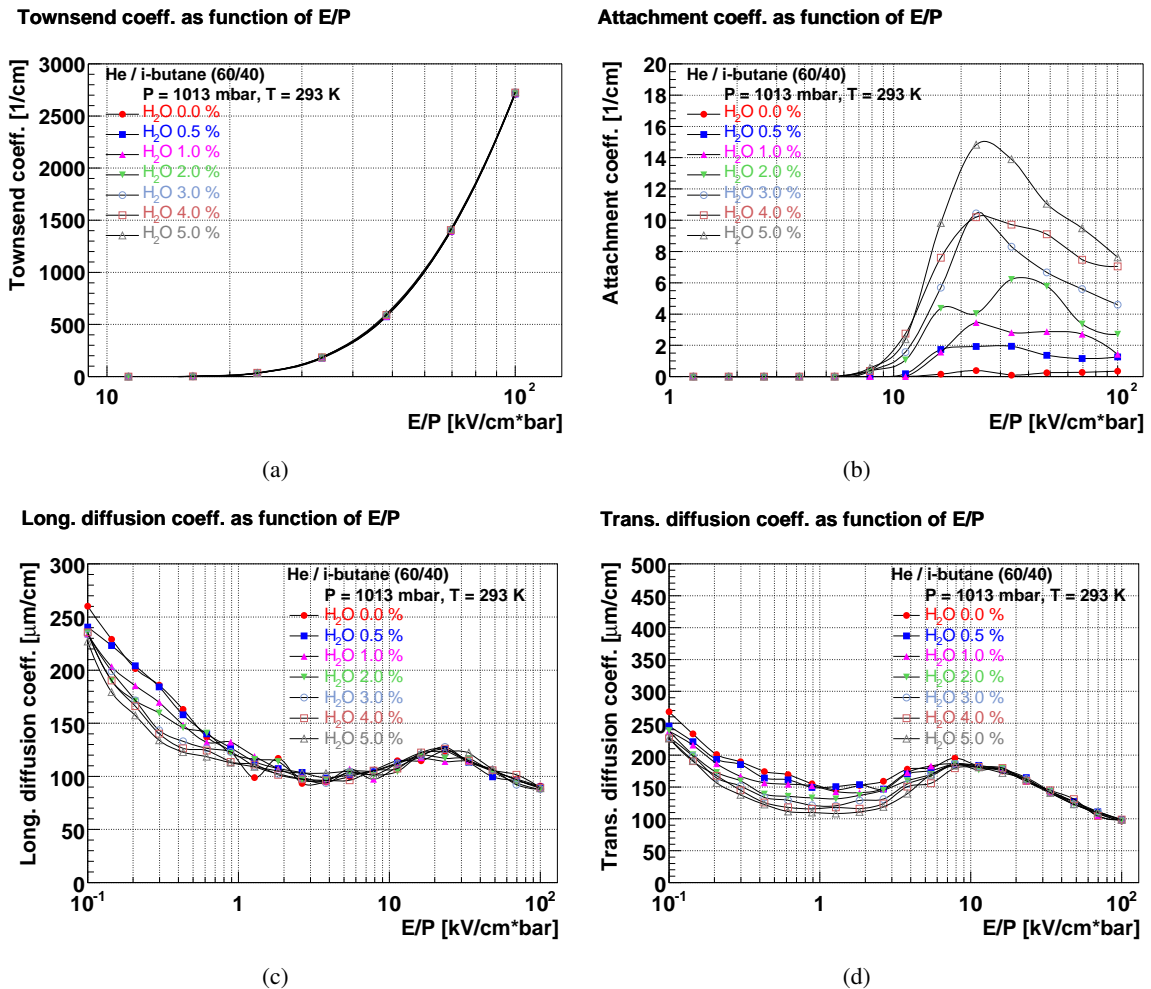


Abbildung A.2: (a) *Townsend*-, (b) *Attachment*-, (c) longitudinaler und (d) transversaler Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit der H_2O -Konzentration für eine He/i – *Butan*-Gasmischung (60/40).

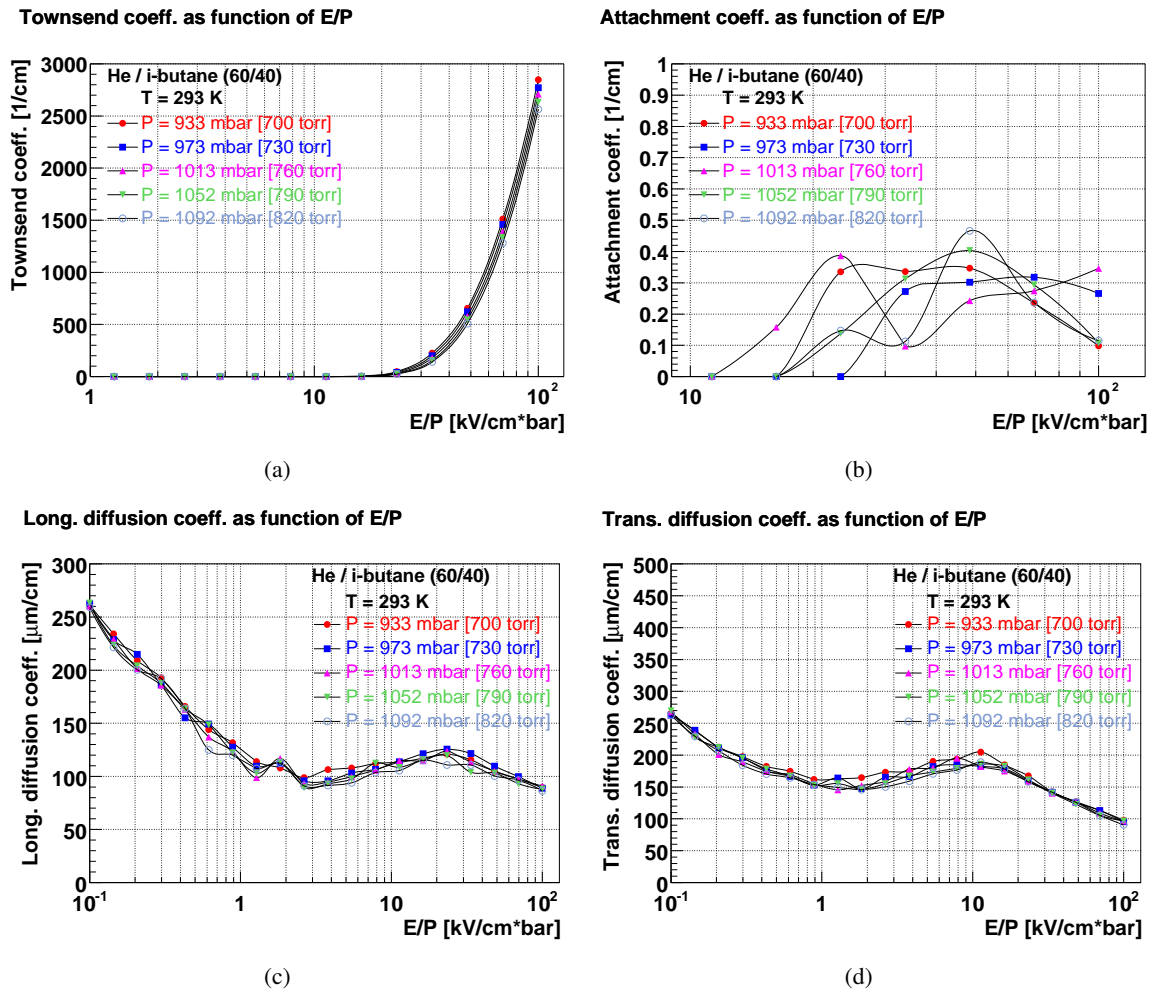


Abbildung A.3: (a) *Townsend*-, (b) *Attachment*-, (c) longitudinaler und (d) transversaler Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit des Gasdruckes für eine *He/i-Butan*-Gasmischung (60/40).

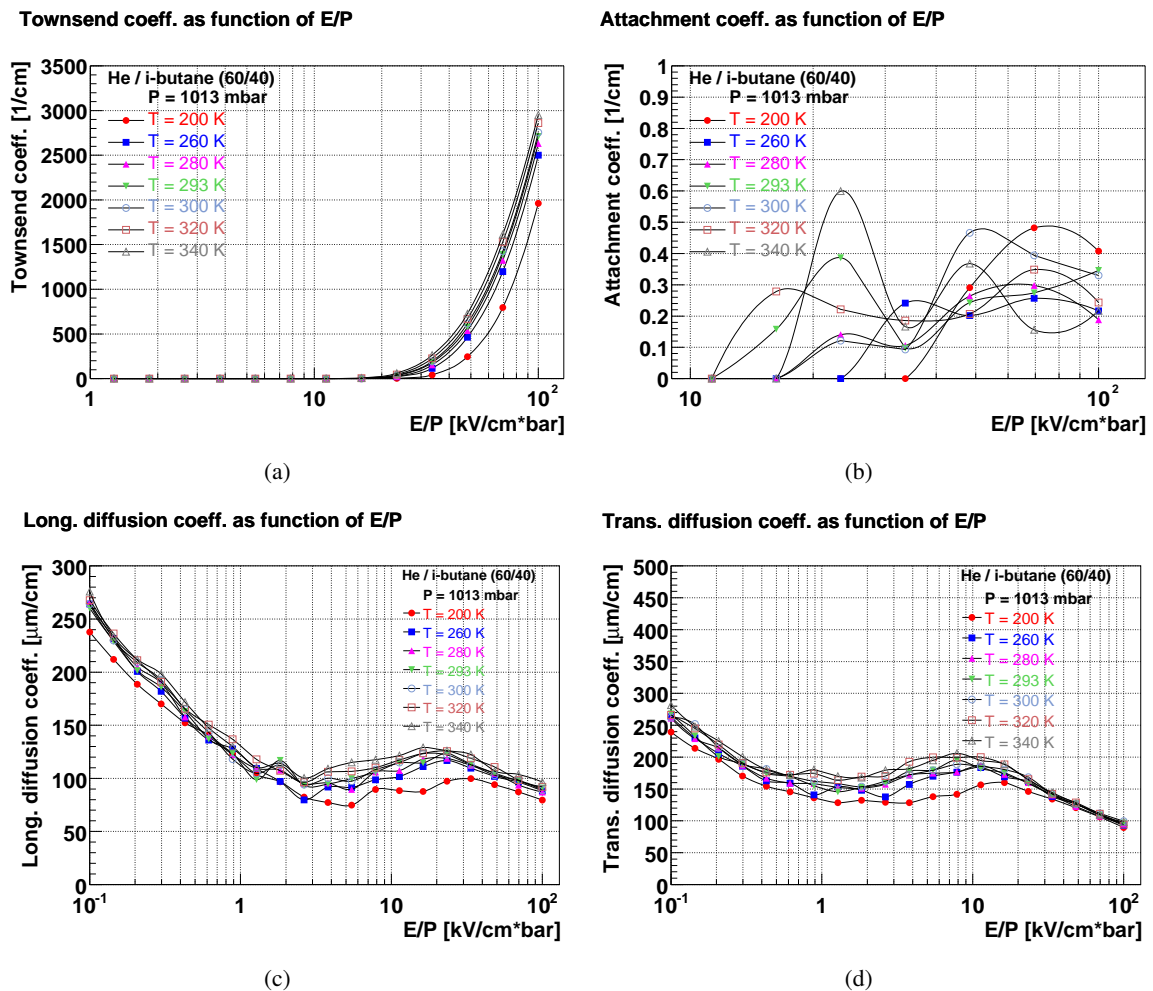


Abbildung A.4: (a) *Townsend*-, (b) *Attachment*-, (c) longitudinaler und (d) transversaler Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit der Gastemperatur für eine *He/i-Butan* Gasmischung (60/40).

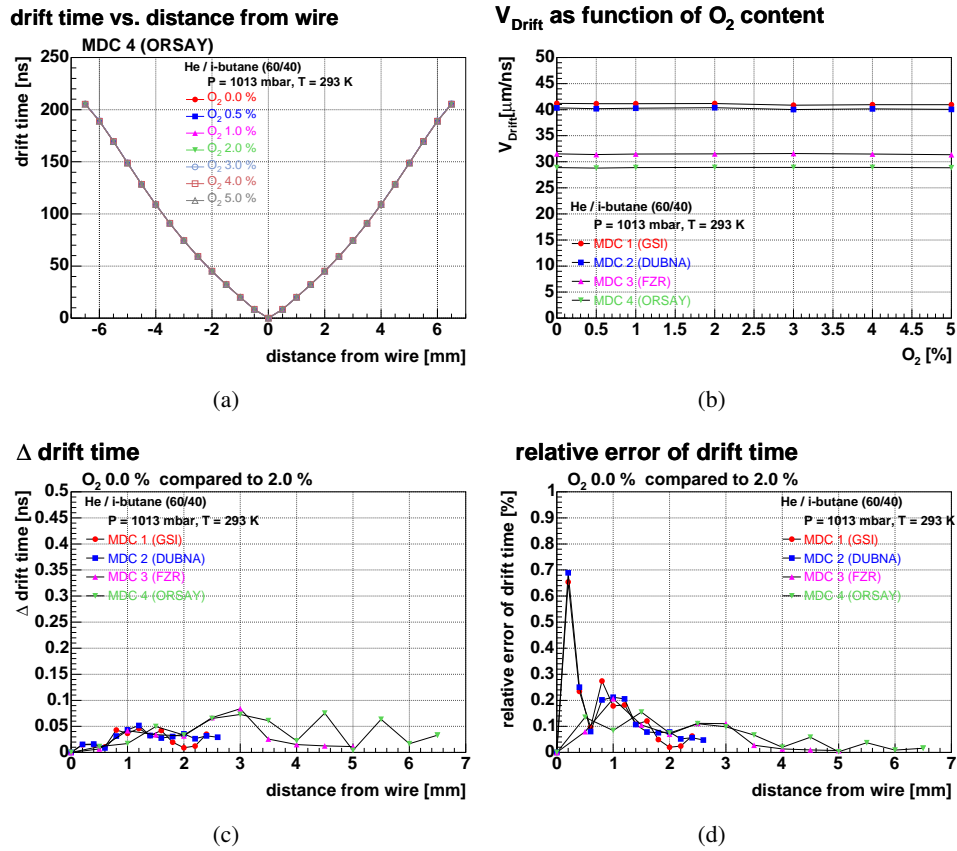


Abbildung A.5: Abhängigkeit (a) der Ort-Zeit-Korrelation und (b) der Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle von der O_2 -Konzentration für eine He/i – *Butan*-Gasmischung (60/40). (c) Differenz der Driftzeiten und (d) relative Differenz der Driftzeiten für die Gasmischungen mit einer O_2 -Konzentration von 0 % und 2 %.

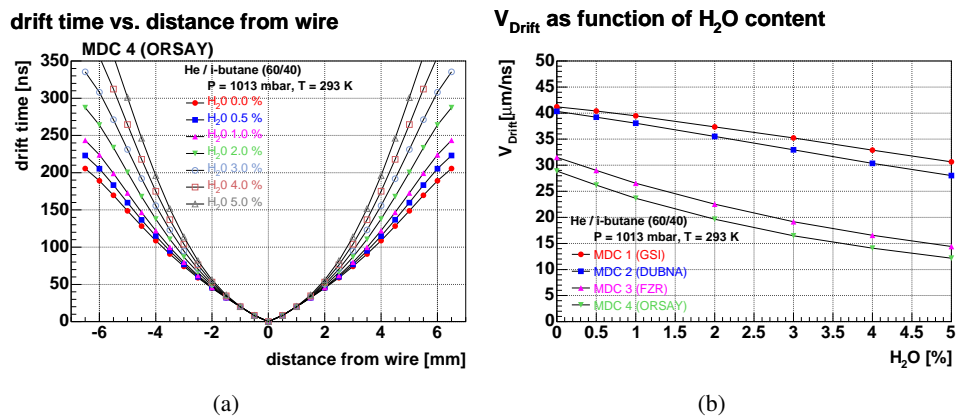
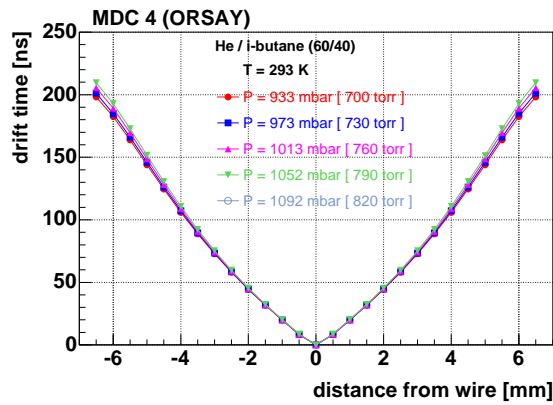


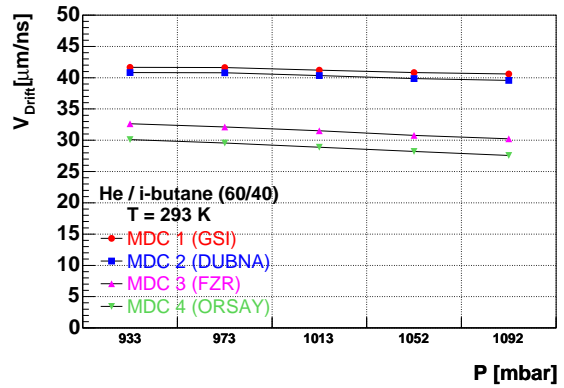
Abbildung A.6: Abhängigkeit (a) der Ort-Zeit-Korrelation und (b) der Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle von der H_2O -Konzentration für eine He/i – *Butan*-Gasmischung (60/40).

drift time vs. distance from wire



(a)

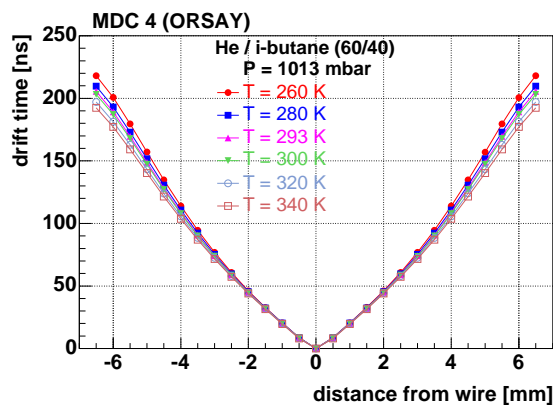
V_{Drift} as function of pressure



(b)

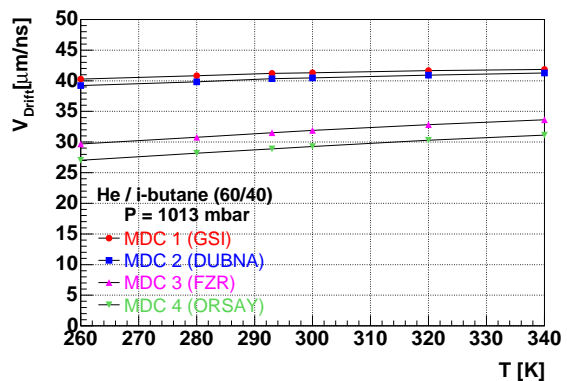
Abbildung A.7: Abhängigkeit (a) der Ort-Zeit-Korrelation und (b) der Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle vom Gasdruck für eine $He/i - Butan$ Gasmischung (60/40).

drift time vs. distance from wire



(a)

V_{Drift} as function T



(b)

Abbildung A.8: Abhängigkeit (a) der Ort-Zeit-Korrelation und (b) der Driftgeschwindigkeit im mittleren Bereich der Driftzelle von der Gastemperatur für eine $He/i - Butan$ -Gasmischung (60/40).

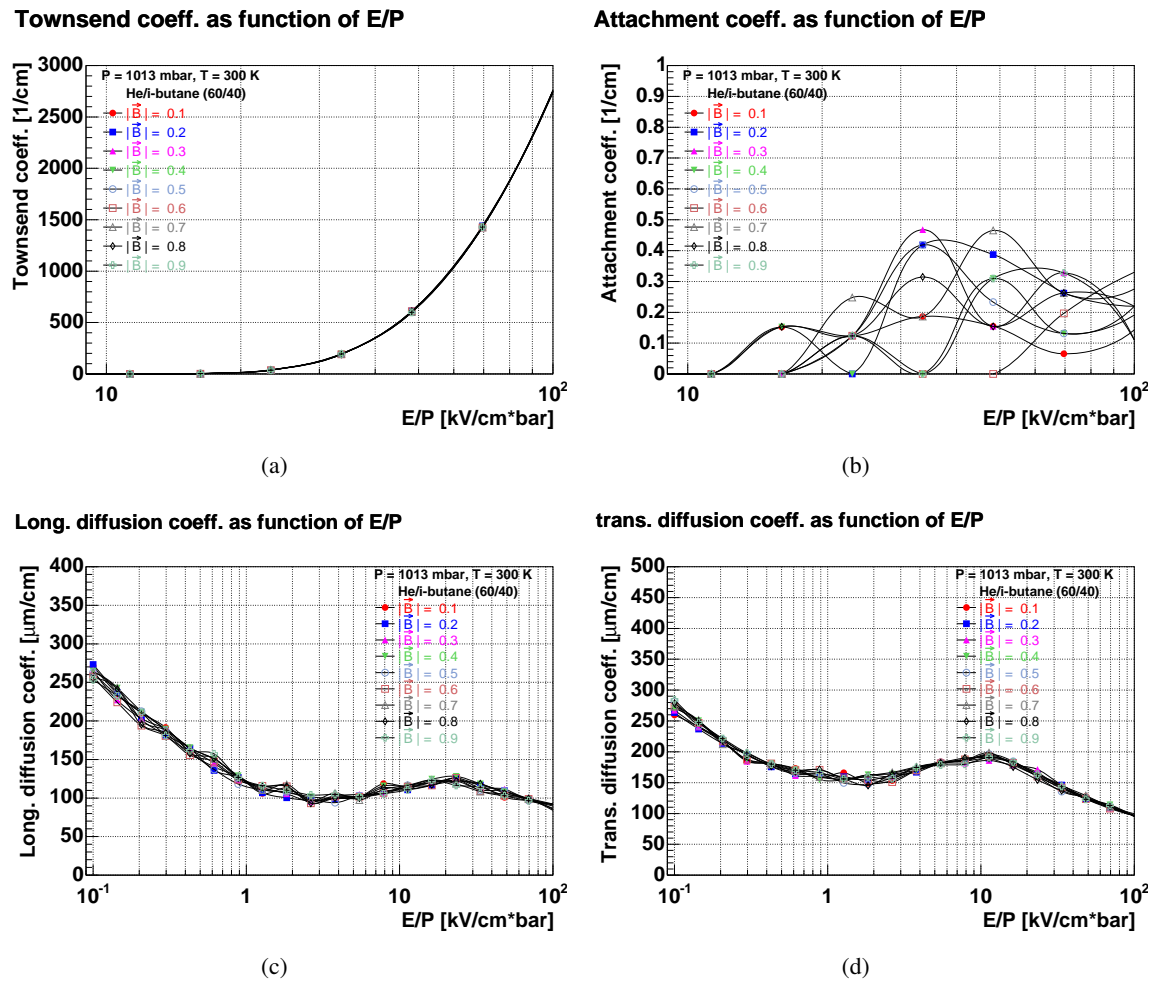
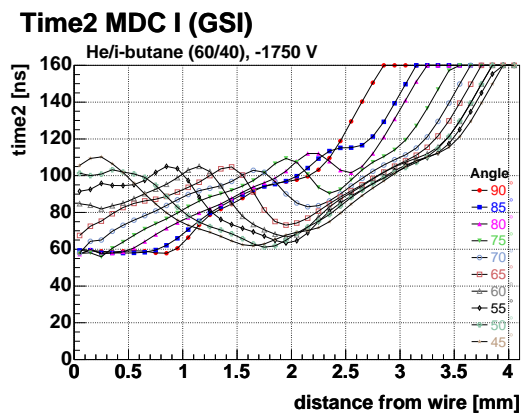
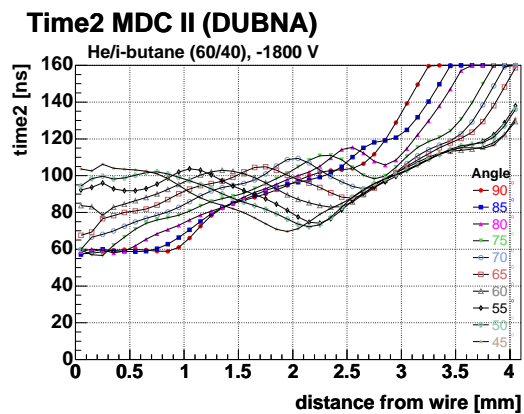


Abbildung A.9: (a) *Townsend*-, (b) *Attachment*-, (c) longitudinaler und (d) transversaler Diffusionskoeffizient in Abhängigkeit des elektrischen Feldes für verschiedene magnetische Feldstärken.

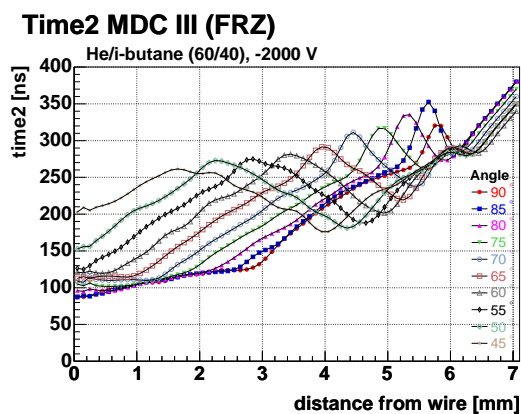
A.2 Simulation der Driftkammer



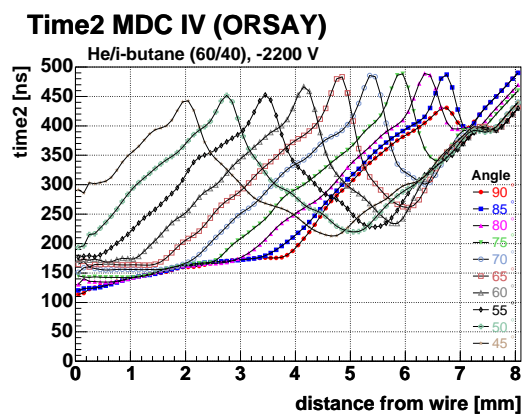
(a) MDCI



(b) MDCII



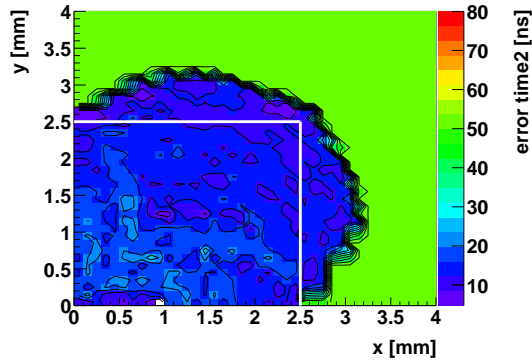
(c) MDCIII



(d) MDCIV

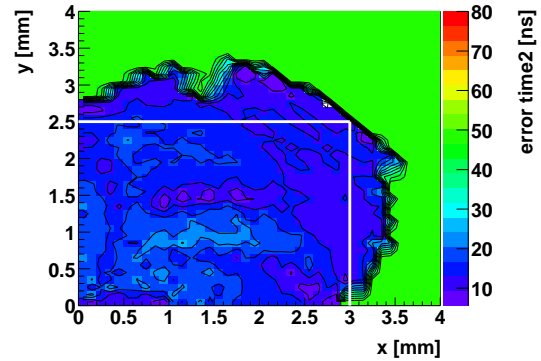
Abbildung A.10: $time_2$ für MDCI-IV für verschiedene Einfallswinkel der Teilchenspur in die Driftkammer. Die "höckerigen" Strukturen sind mit der Position der Drähte korreliert.

Error Time2 MDC 1 (GSI)



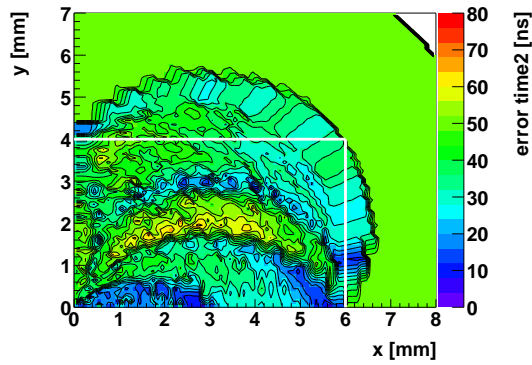
(a) MDCI

Error Time2 MDC 2 (DUBNA)



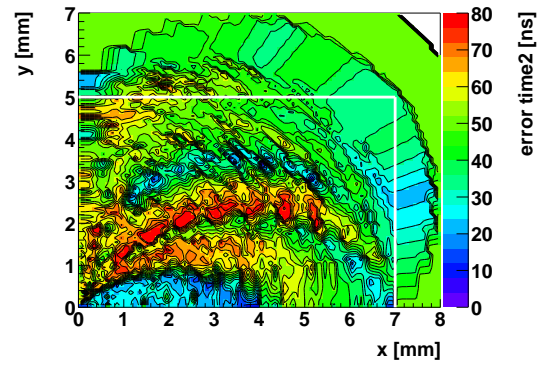
(b) MDCII

Error Time2 MDC 3 (FRZ)



(c) MDCIII

Error Time2 MDC 4 (ORSAY)



(d) MDCIV

Abbildung A.11: Fehler der *time2* im Zellkoordinatensystem für MDCI-IV. Die weißen Linien zeigen die Zellgrenzen an.

A.3 Zeitauflösung der Spurrekonstruktion (Experiment)

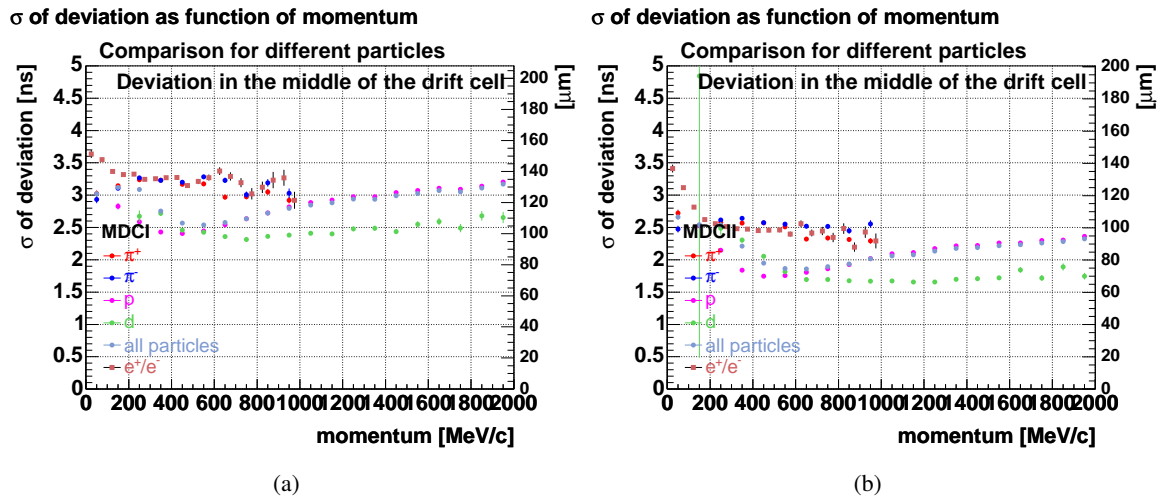


Abbildung A.12: Standardabweichung der Zeitresiduen der inneren Driftkammern im mittleren Bereich der Driftzelle in Abhängigkeit des Impulses für verschiedene Teilchenspezies (Daten vom November 2001).

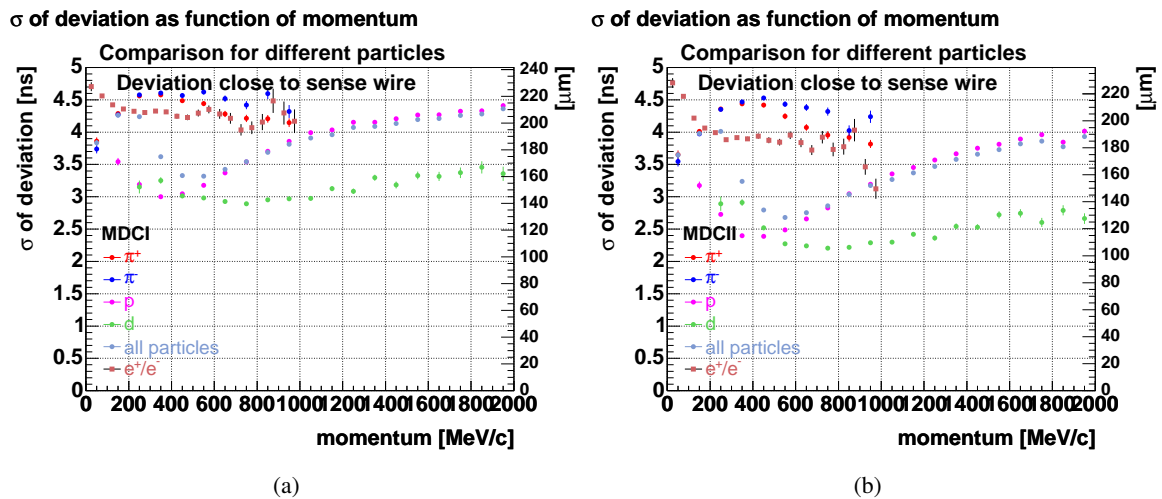


Abbildung A.13: Standardabweichung der Zeitresiduen der inneren Driftkammern nahe dem Auslese draht der Driftzelle in Abhängigkeit des Impulses für verschiedene Teilchenspezies (Daten vom November 2001).

Anhang B

Anhang B

B.1 Entwicklung und Prototypphase

Zur Untersuchung der Eigenschaften der Driftkammern wurde ein Prototyp (“Prototyp 0”) gebaut, der aus 3 Kathodendrahtebenen, die von 2 jeweils um eine halbe Driftzellenbreite versetzte Auslese/Potentialdraht-Ebenen getrennt sind. Es ergibt sich für den Prototypen eine Größe der Driftzelle von $6 \times 6 \text{ mm}^2$, die Kathoden- und Felddrähte sind aus Aluminium mit einem Durchmesser von $100 \mu\text{m}$, die Signaldrähte weisen einen Durchmesser von $25 \mu\text{m}$ auf [Zen97]. Die Kathoden- und Potentialdrähte wurden bei -2100 V betrieben. Der Prototyp ist damit einer Driftkammer vom Typ MDCII sehr ähnlich.

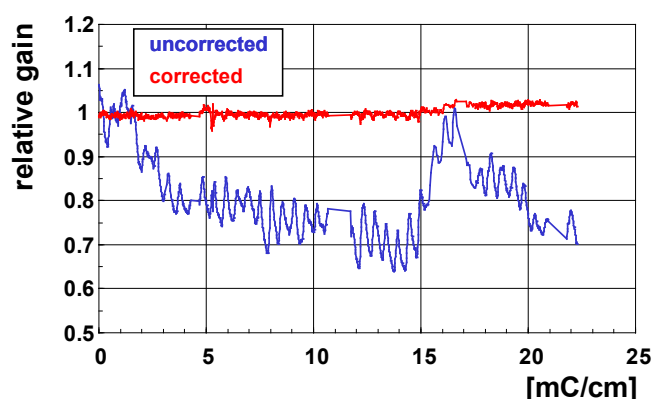


Abbildung B.1: Alterung durch Strahlungsschäden. Unkorrigierte (blau) und auf Temperatur und Luftdruckschwankung korrigierte Gasverstärkung (rot) in Abhängigkeit der Strahlungsdosis [Mün04].

B.1.1 Alterungseffekte durch Einwirkung ionisierender Strahlung

Die erwartete Strahlungsdosis der Driftkammern des HADES-Experimentes liegt bei etwa 10 mC/cm für die Auslesedrähte pro Jahr [Gar98]. Die voraussichtliche Lebensspanne des Experimentes beträgt etwa 10 Jahre. Die angegebene Strahlungsmenge macht es notwendig, die in der Konstruktion der Driftkammern verwendeten Materialien genau zu untersuchen. Verunreinigungen des Zählgases durch Ausgasungen der Materialien können die Eigenschaften der Drähte der Kammern negativ beeinflussen und damit die Auflösung und Nachweiseffizienz der Driftkammern verschlechtern, wenn die Gasverstärkung der Driftkammern durch die Ablagerungen an den Drähten verringert wird. Eine Veränderung der Oberflächen der Kathoden- und Potentialdrähte kann außerdem zu einer Zunahme von Entladungen und Aufladungseffekten führen, die den stabilen Betrieb der Driftkammern erschweren.

Die in einer Driftkammer auftretenden Alterungseffekte sind vielfältig und gegenwärtig nicht vollständig in einer Simulation beschreibbar, da verschiedene physikalische und chemische Prozesse gleichzeitig im Gas und an den Oberflächen der Kathoden und Anoden auftreten. Eine quantitative Beschreibung des Alterungsprozess in einer Simulation müsste alle Gasphasen und Reaktionen des Gases und dessen Radikale und Ionen an der Oberfläche der Elektroden umfassen. Aus experimentellen Untersuchungen ist bekannt, dass der Alterungsprozess einer Driftkammer vom gegebenen Zählgas, den Verunreinigungen des Gases mit aus den Kammermaterialien freigesetzten Bestandteilen (z.B. Lösungsmitteldämpfe), den im Zählgas beigemischten Gasen (z.B. H_2O , O_2), der Geometrie und Beschaffenheit der Oberfläche der Elektroden und des angelegten elektrischen Feldes abhängt. Eine gute Übersicht über verschiedenen Alterungsprozesse und die experimentellen Daten ist in [Hoh02] zu finden, eine Diskussion der physikalischen und chemischen Prozesse findet sich in [Va'03]. Die "klassischen" Alterungseffekte sind für Drahtkammern lange bekannt und führen zu leitenden oder nicht leitenden Ablagerungen auf den Elektroden. Durch diese Ablagerungen wird die Gasverstärkung der Kammer verringert, es treten hohe Ströme, selbsterhaltende Entladungen und Funkenentladungen an den Elektroden auf, aufgrund derer die Gasverstärkung vermindert wird.

Der normierte Verlust der Gasverstärkung wird dabei mit

$$R = -\frac{1}{G} \frac{dG}{dQ} \quad (\text{B.1})$$

G - ursprüngliche Gasverstärkung

dG - Änderung der Gasverstärkung

dQ - Ladung pro Einheitslänge des bestrahlten Drahtes

parametrisiert. Es hat sich im Betrieb von Gasdetektoren in Experimenten mit hohen Zählraten gezeigt, dass die Verlustrate der Gasverstärkung nicht alleine von der Menge der akkumulierten Ladung abhängt. Die Bildung von Oberflächenablagerungen wird dabei von den Wirkungsquerschnitten der Elektronen- und Photonenprozesse, der Energieverteilung der Elektronen und Photonen in der Gaslawine, der Dissoziationsenergie der Gasmoleküle und der Dichte von Elektronen, Ionen und freien Radikale beeinflusst. Man erwartet daher im Experiment eine Abhängigkeit der Verlustrate der Gasverstärkung von makroskopischen Größen, wie der Gasverstärkung, der Ionisationsdichte und der Strahlungsdichte [Hoh02]. Während der Gaslawine werden viele Gasmoleküle durch Stöße mit Elektronen, Abregung von angeregten Atomen und Absorption von UV-Photonen aufgebrochen. Typische Ionisierungsprozesse benötigen Elektronenenergien von mehr als 10 eV , das Aufbrechen von kovalenten Bindungen und das Bilden freier Radikale setzt jedoch schon bei Elektronenenergien von $3 - 4 \text{ eV}$ ein. In der Gaslawine nimmt daher die Konzentration von freien Radikalen zu und kann die Konzentration von Ionen übersteigen. Freie Radikale sind chemisch sehr aktiv und rekombinieren zu den ursprünglichen Gasmolekülen oder bilden durch Verkettung von freien Radikalen größere Moleküle. Erreicht ein solches Molekül eine gewisse Größe, wird es sich an den Oberflächen der Elektroden ablagern. Die Polymerisierung von freien Radikalen ist daher der dominante Prozess des Alterns von Drahtkammern.

Der Malter-Effekt [Mal36] ist einer der schwersten Alterungseffekte in Driftkammern. Der Malter-Effekt bezeichnet eine selbsterhaltende Entladung an den Kathoden, die durch eine an der Kathode gebildete "isolierende" Schicht abgelagerter Polymere hervorgerufen wird. Die Leitfähigkeit der Schicht begrenzt die maximale Ratenfestigkeit der Kammer. Die Feldemission von Elektronen von der Kathode setzt ein, wenn das Abfließen der Ladung der Ionen durch die dielektrische Schicht kleiner ist, als das Akkumulieren der Ladung.

Die Gegenwart von H_2O und O_2 im Zählgas spielt im Zusammenhang mit dem Malter-Effekt eine wichtige Rolle. Die Zugabe von H_2O zum Zählgas stabilisiert den Betrieb eines Detektors, der unter

dem Malter-Effekt leidet, die isolierende Schicht an der Kathode wird jedoch nicht beseitigt. Die Zugabe von H_2O zum Zählgas kann der Bildung des Malter-Effektes vorbeugen. Eine Beimischung von O_2 (0,02 – 0,05 %) oder CO_2 (5 %) zu einer $He/i - Butan$ -Gasmischung (80/20) einer Kammer mit Malter-Effekt konnte den Malter-Effekt beseitigen [Boy03]. Wasserdampf und Sauerstoff spielen also nicht nur bezüglich ihrer *Attachment*-Koeffizienten (s. Abschnitt 3.4 und Abschnitt 4.5), also der Anlagerung von Elektronen, eine Rolle für den Betrieb einer Driftkammer, sie können wesentlich zum Vorbeugen gegen den Malter-Effekt beitragen oder bei bereits vorhandenen Ablagerungen an den Kathoden einen stabileren Betrieb der Kammern oder das Verringern des Malter-Effektes ermöglichen. In den HADES-Driftkammern ist der Anteil von O_2 und H_2O durch die Leckraten der Driftkammern gegeben und hängt vom Gasfluss, der Zumischung von Frischgas zum Zählgas und vom Zustand des Gasreinigungssystems ab. Typischerweise werden Konzentrationen von 500 – 1000 ppm gemessen. Dominiert wird die Leckrate dabei durch die Diffusion von O_2 und H_2O durch die Mylar-Folien der Driftkammern [Gar95].

Am "Prototyp 0" wurden mit einer ^{55}Fe -Quelle so genannte "beschleunigte" Alterungstests durchgeführt. Eine Driftzelle wurde dabei kontinuierlich bestrahlt und die Pulshöhe des ausgelesenen Signals am Auslesedraht als Maßgabe für die Gasverstärkung aufgenommen. Schwankungen in Gastemperatur und Gasdruck wurden anhand einer zweiten baugleichen Driftzelle, die keiner ionisierenden Strahlung ausgesetzt war, korrigiert. In Abbildung B.1 (s. Seite 152) sind die Ergebnisse der Messung für eine $He/i - Butan$ -Zählgasmischung von (60/40) für ein Stromdichte von $6 nA/cm$ (*Strom/Drahtlänge*) korrigiert und nicht korrigiert [Mün04] dargestellt. Nach einer Äquivalentdosis von mehr als 2 Jahren Experimentbetrieb ist praktisch keine Verringerung der Gasverstärkung durch die Strahlungseinwirkung zu beobachten.

B.1.2 Driftzeitauflösung und Driftgeschwindigkeit

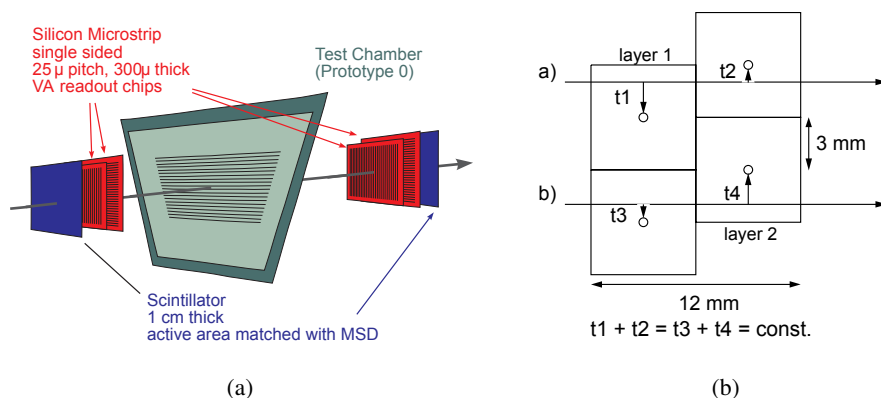


Abbildung B.2: (a) Schematische Darstellung des Experimentes mit dem Prototyp und (b) Bestimmung der Zeitauflösung der Driftzelle mit der "self tracking"-Methode [Zen97].

Am "Prototyp 0" wurden Untersuchungen zur Bestimmung der Ort-Zeit-Korrelation, der Driftgeschwindigkeit in der Driftzelle und der Zeitauflösung der Driftzelle durchgeführt. Die Untersuchungen erfolgten mit einem sekundären Protonenstrahl mit einem Impuls von $2,1 GeV$ am SIS der GSI. Der schematische Versuchsaufbau des Experimentes mit zwei externen Siliziumstreifendetektoren zur Be-

stimmung der Position der Teilchentrajektorie ist in Abbildung B.2 (a) (s. Seite 154) dargestellt. Mithilfe der “self tracking”-Methode [Zen97] [Sel02] (s. Abbildung B.2 (b), Seite 154) wurde die Zeitauflösung der Driftzelle zu $1,48 \text{ ns}$ (bei -2100 V) bestimmt. Die “self tracking”-Methode basiert auf der Grundlage, dass die Summe der Driftzeiten zweier benachbarter Driftzellen in den beiden Drahtebenen für jede Kombination der Abstände zu den Auslesedrähten eine Konstante ist (für annähernd senkrechten Einfall der Trajektorie in die Driftkammer). Die Zeitauflösung der Driftzelle erhält man durch $\sigma_{t_1+t_2}/\sqrt{2}$, wenn $\sigma_{t_1+t_2}$ die Standardabweichung der Verteilung der Summe der Driftzeiten der beiden korrelierten Driftzellen ist. Die Zeitauflösung lässt sich mit der mittleren Driftgeschwindigkeit in eine Ortsauflösung umrechnen. Man erhält für den gemessenen Wert eine Ortsauflösung von $60 \mu\text{m}$. Die Zeit- und Ortsauflösung variiert mit dem an die Driftzelle angelegten elektrischen Feld. In Tabelle B.1 (s. Seite 156) sind die entsprechenden Werte für 3 verschiedene Hochspannungen dargestellt. Die Zeitauflösung verschlechtert sich mit abnehmender Hochspannung deutlich. Für eine Absenkung der Hochspannung von

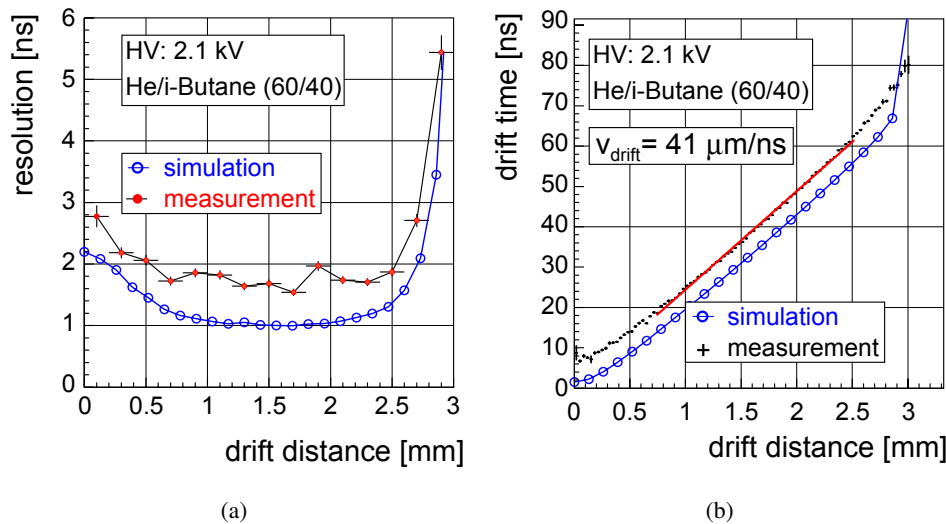


Abbildung B.3: (a) Zeitauflösung in Abhängigkeit des Abstands vom Auslesedraht und (b) Driftzeiten in Abhängigkeit des Abstands vom Auslesedraht und die aus der inversen Steigung berechnete Driftgeschwindigkeit v_{drift} im Vergleich zwischen Experiment und Simulation für den “Prototyp 0” [Zen97] [Gar98]. Die gemessenen Driftzeiten in der Ort-Zeit-Korrelation sind so verschoben worden, dass das Polynom 1. Ordnung der Anpassungsfunktion die Form $y = m \cdot x$ hat.

-2100 V auf -2000 V verschlechtert sich die Auflösung um etwa 25 % [Zen97].

Die Auflösung der Driftzelle in Abhängigkeit vom Abstand vom Auslesedraht wurde mittels der Positionsbestimmung durch die externen Detektoren ermittelt. Die so gewonnen Werte können mit den durch Simulationen mit GARFIELD gewonnen theoretischen Werten für die Auflösung der Driftzelle verglichen (s. Abbildung B.3, Seite 155) werden. Die Auflösung ist am Auslesedraht und in der Nähe des Potentialdrahtes schlechter als im mittleren Bereich der Driftzelle. Im mittleren Bereich ergibt sich für die Messung eine Auflösung von $\sim 1,7 \text{ ns}$ (-2100 V). Aus der Simulation erhält man eine Auflösung von $\sim 1 \text{ ns}$. Die Auflösung dieser Methode ist durch die Auflösung der Referenzdetektoren ($\sim 10 \mu\text{m}$) und die Vielfachstreuung der Teilchen in dem Luftvolumen zwischen Driftkammer und Referenzdetektor begrenzt. Die mittlere Driftgeschwindigkeit kann aus der inversen Steigung einer Anpassung eines Polynoms 1. Ordnung an den mittleren Bereich der Ort-Zeit-Korrelation bestimmt werden. Die mittlere Driftgeschwindigkeit beträgt $41 \mu\text{m}/\text{ns}$ (s. Abbildung B.3 (b), Seite 155) und weicht nur um 0,3 % von

Hochspannung	1,9 KV	2,0 KV	2,1 KV
Zeitauflösung	2,47 ns	1,87 ns	1,48 ns
Ortsauflösung	101,5 μm	76,7 μm	60,7 μm

Tabelle B.1: Zeit- und Ortsauflösung des Prototyp 0 mit der “self tracking”-Methode [Zen97].

dem mit GARFIELD berechneten Wert ab.

Untersuchungen an einem zweiten Prototyp “Prototyp 1”, der einer Driftkammer vom Typ MDCII entspricht, konnten in einem Experiment an der GSI mit Protonen mit 2,1 GeV bei einer Reaktionsrate von $10^6/s$ die oben gemachten Aussagen verifizieren und bestätigen, das die Driftkammern auch unter höheren Ereignisraten vergleichbare Werte liefern [Gar98] [Bok02] [Sel02].

B.1.3 Wahl des Zählgases

Die Anforderungen des HADES-Experimentes an das Spurverfolgungssystem bestimmen die Kriterien, die die Driftkammern erfüllen müssen. Neben der mechanischen Konstruktion, der Wahl der Materialien und der Granularität der Driftkammern ergeben sich auch Anforderungen an das zu wählende Driftkammerngas, da die Wahl des Zählgases und des angelegten elektrischen Feldes die Eigenschaften und die Leistungsfähigkeit der Driftkammern fundamental bestimmt.

Das Zählgas muss

- einen stabilen Betrieb der Driftkammern im Experiment gewährleisten.
- eine hohe Nachweiseffizienz der Driftkammern ermöglichen.
- eine gute Zeitauflösung der Driftkammer gewährleisten.
- große Strahlungslänge besitzen.
- den Alterungsprozess der Driftkammer minimieren.

Im Falle der HADES-Driftkammern wurde aufgrund der großen Strahlungslänge (*low mass concept*) *Helium* als Zählgas gewählt.

Die Untersuchungen zur Effizienz und Zeitauflösung der Driftkammern wurden am “Prototyp 0” (s. Abschnitt B.1) für verschiedene Löschgase, Löschgasanteile in der Zählgasmischung und angelegte elektrische Felder mit einer ^{90}Sr -Quelle durchgeführt [Gar98]. Der Schematische Versuchsaufbau des Experimentes mit zwei externen Siliziumstreifendetektoren zur Bestimmung der Position der Teilchentrajektorie ist in Abbildung B.2 (a) (s. Seite 154) dargestellt. Die Zeitauflösung der Driftkammer wurde dabei mit der “self tracking”-Methode [Zen97] [Sel02] (s. Abschnitt B.1) bestimmt. Aus den Untersuchungen der Zusammensetzung des Driftkammerngases und der Wahl des Löschgases (*i – Butan, DME, Ethan*) [Gar98] folgt:

- Gasmischungen mit *DME* liefern eine Driftzeitauflösung, die im besten Fall $\sim 50\%$ schlechter als die Zeitauflösung einer *He/i – Butan*-Gasmischung von (60/40) ist, und erreichen eine Effizienz, die maximal 95 % beträgt, und damit deutlich unterhalb der der Gasmischungen mit *He/i – Butan* liegen.

- Gasmischungen mit *Ethan* als Löschgas erreichen ähnlich gute Effizienz wie *He/i – Butan*-Gasmischungen, die Zeitauflösung für einen Anteil von *Ethan* von 40 % oder 50 % und einer Kathodenspannung von etwa 1800 V erreichen nahezu die gleichen Werte wie für *He/i – Butan*. Es ergibt sich hier jedoch kein breites Plateau, das es ermöglicht, einen stabilen Betrieb der Driftkammern zu gewährleisten, bzw. den Arbeitspunkt der Kammer zuverlässig zu bestimmen.
- *DME* und *Ethan* löschen weniger effizient als *i – Butan*, dadurch wird es schwer, die für eine gute Effizienz und Zeitauflösung notwendigen hohen elektrischen Felder anzulegen. Der Betrieb der Driftkammer wird dadurch instabiler im Vergleich mit einer Zählgasmischung mit *i – Butan*.
- Ein größerer Löschgasanteil in der Gasmischung verbessert die Zeitauflösung der Driftkammern, da das Löschgas signifikant zu einer höheren Anzahl von Elektronen aus der primären Ionisation beiträgt [Sau77] (s. Abschnitt 4.6).
- Ein größerer Löschgasanteil in der Gasmischung verbreitert das Plateau der Nachweiseffizienz und führt damit zu einem stabileren Betrieb der Driftkammern, da kleine Schwankungen in der Gasverstärkung nicht zu einem Einbruch in der Effizienz führen und der Arbeitspunkt der Kammer besser bestimmt werden kann.

Nach den am “Prototyp 0” durchgeführten Untersuchungen ergibt sich als optimale Gasmischung für die Driftkammern des HADES-Experimentes eine *He/i – Butan*-Gasmischung von (60/40) und eine optimale Kathodenspannung von 1900 V bis 2000 V. Da die untersuchte Driftzelle einer Driftzelle der Driftkammer vom Typ MDCII sehr ähnlich ist, können diese Parameter als maßgeblich angesehen werden. Da in der Driftkammer vom Typ MDCII die Drahtdurchmesser der Auslesedrähte etwas geringer sind, ist damit zu rechnen, dass eine ähnlich gute Gasverstärkung bei einer etwas niedrigeren Kathodenspannung erreicht werden kann. Für die deutlich größeren Driftzellen der äußeren Driftkammern muss die Kathodenspannung entsprechend höher gewählt werden, damit die erzielten Feldstärken am Auslesedraht vergleichbar sind.

B.2 Kalibrierung der MDC-Daten

B.2.1 ASD8

Für die Aufarbeitung des analogen Signals einer Driftzelle in der Ausleseelektronik der HADES-Driftkammern wird ein an der Universität von Pennsylvania entwickelter ASIC ASD8 [New93] verwendet. Der ASD8 ist ein bipolarer integrierter Schaltkreis, der 8 Kanäle eines Verstärkers, Signalformers und Diskriminators auf einem Chip zur Verfügung stellt, wodurch 8 verschiedene Driftzellen unabhängig voneinander ausgelesen werden können. Der ASD8 wurde für kurze Signalanstiegszeiten (~ 5 ns), gute Auflösung von Doppelpulsen (~ 20 ns), niedrige Leistungsaufnahme (~ 15 mW/Kanal) und für eine niedrige Messschwelle (~ 1 fC) entwickelt.

B.2.2 TDC

Aufgabe des TDCs der Ausleseelektronik der HADES-Driftkammer ist es, die Zeitspanne zwischen dem aus einem Driftsignal durch den ASD8 generierten logischen Signals (s. Abschnitt B.2.1) und dem extern erzeugten *common-stop*-Signal zu messen.

Der TDC muss dabei eine Zeitauflösung garantieren, die gegenüber der Zeitauflösung einer Driftzelle klein ist, da sonst die Zeitauflösung des TDCs die Ortsauflösung der Driftkammer dominiert. Die minimale Zeitauflösung der HADES-Driftkammern beträgt dabei $1 - 3 \text{ ns}$ (s. Abschnitt 5.1.4). Die Zeitauflösung des TDCs ist durch die Breite eines TDC-Kanals (wenn das letzte Bit (LSB) vernachlässigt wird $\sim 500 \text{ ps}$) und die Schwankungsbreite der Zeitmessung gegeben.

Die Konvertierung von gemessenen TDC-Rohzeiten zu Driftzeiten verlangt die Bestimmung des Kalibrierungskoeffizienten (*slope*) des TDCs. Der Kalibrierungskoeffizient muss mit einer Genauigkeit bestimmt werden, die garantiert, dass der resultierende Fehler in der Zeitmessung über den Messbereich der Driftzeiten kleiner ist als die Zeitauflösung der Driftzelle. Die typische Driftzeiten der HADES-Driftkammern liegen im Bereich von bis zu 400 ns (MDCIII und MDCIV) (s. Abschnitt 5.1.4). Der Kalibrierungskoeffizient muss damit im schlimmsten anzunehmenden Fall mit einer Genauigkeit von

$$Fehler_{slope} < \frac{t_{res}}{t_{drift}} = \frac{1}{400} = 0,25 \% \quad (\text{B.2})$$

bestimmt werden.

Die HADES-Driftkammer-Elektronik verwendet einen eigens für HADES konzipierten TDC-ASIC. Er basiert auf dem TDC2001, der am Institut für Kernphysik der Universität Mainz entwickelt wurde [Git94] [TDC98].

Die Zeitauflösung des TDCs wurde zu $220 \pm 1 \text{ ps}$ [Wüs97] bestimmt. In [Wüs97] werden u. a. die Einflüsse, die Spannungs- und Temperaturschwankungen auf den TDC-Messkreis ausüben näher betrachtet. Darin beschriebene Abweichung lassen sich durch Vernachlässigen des letzten Bits (*least significant bit* (LSB)) in der Driftzeitinformation kompensieren. Es ergibt sich ein Zeitauflösung von $\sigma_t \sim 500 \text{ ps}$. Die Werte der Zeitauflösung des TDCs sind in Tabelle B.2 (s. Seite 158) zusammengefasst.

	$\sigma_t \text{ [ps]}$
Spezifikation (12 Bit)	190 – 510
Messung (12 Bit)	220 ± 1
Messung (11 Bit)	~ 500

Tabelle B.2: Zeitauflösung des TDC [Wüs97] [TDC98].

Der Start einer Messung erfolgt, sobald das Start-Signal, in diesem Fall dem logischen Signal des ASD8, anliegt. Mit dem Eintreten des *common-stop*-Signals ist der Messprozess abgeschlossen. Die Eigenschaften des TDC können wie folgt beschrieben werden:

- Aufgrund des Messprinzips ergibt sich beim Digitalisieren der Zeitdifferenz keine Konversionszeit.
- Der TDC lässt sich in verschiedenen Betriebsmodi betreiben. Unter anderem kann er eine Eigenkalibration (*internal calibration*, s. Abschnitt B.2.3) zur Bestimmung des Kalibrierungskoeffizienten eines TDC-Kanals auslösen.
- Durch eine externe Maske können einzelnen Kanäle ein- und ausgeschaltet werden.
- Bis zum *common-stop*-Signal können bis zu 8 Start-Signale (*Hits*) registriert werden. Für die HADES-Driftkammern wird der TDC im so genannten GSI-Modus betrieben. Um eine Reduktion des Datenvolumens zu erreichen, werden im normalen Messbetrieb maximal 2 Start-Signale (6 in der internen Kalibration) berücksichtigt.

- Der Messkreis kann die Erfassung von Signalen unterbinden, die nicht über eine minimal erforderliche Signalbreite (max. 23 ns) verfügen (*spike rejection*). Die Eigenschaft wird genutzt, um unerwünschtes Rauschen zu unterdrücken.
- Der TDC liefert nur Daten von Kanälen, die von Null verschiedene Zeitwerte enthalten (*zero suppression*). Mit diesem Verfahren erreicht man, abhängig von der Teilchenbelegung im Experiment, eine Datenreduktion um bis zu einem Faktor 10.

Der TDC kann entweder die ansteigende und abfallende Flanke eines Signal messen (*leading and trailing edge mode*) oder zwei ansteigende Flanken von zwei getrennten Signalen (*leading edge mode*). Die beiden Modi und ihre Auswirkung auf die Messung der Driftzeiten sind in Abschnitt 5.1.1 beschrieben.

B.2.3 Bestimmung der Kalibrierungskoeffizienten des TDC

Interne Kalibrierung

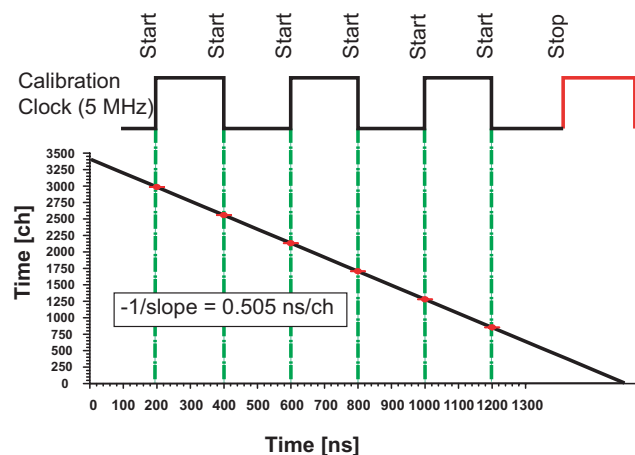


Abbildung B.4: Funktionsprinzip der internen Kalibrierung des TDC-Chips [Zum01]. Der TDC misst drei ansteigende und drei abfallende zeitlich äquidistante Flanken ($\Delta t = 200\text{ ns}$). Aus den 6 Messpunkten wird der Kalibrierungskoeffizient über eine lineare Regression bestimmt.

Die Bestimmung des Kalibrierungskoeffizienten des TDCs erfolgt unter Benutzung des Kalibrierungsmodus des TDC (*internal calibration*). Während einer internen Kalibrierung des TDC-Chips sind die Messeingänge und der *common-stop*-Eingang vom Messkreis getrennt, so dass eventuell eintreffende Signale der Driftkammer die Kalibrierung nicht stören können.

Eine TDC interne Schaltung generiert eine Kalibrierungssequenz, die auf allen aktiven Kanälen des Chips parallel abläuft. Ist ein Kanal für eine Kalibration bereit, führt er eine Zeitdifferenzmessung mit den anstehenden Kalibrierimpulsen durch, die über die von Mutterplatine bereit gestellte Uhr mit 5 MHz Frequenz (5 MHz clock) generiert werden.

Die Kalibrierungssequenz besteht aus 3 Impulsen auf dem Messeingang und einem Impuls auf dem *common-stop*-Eingang. Es wird ein *Multihit common stop* nachgebildet. Jeder Impuls auf Mess- und *common-stop*-Eingang hat die Breite einer Kalibriertaktperiode (200 ns). Die Abstände zwischen den

Pulsen betragen ebenfalls jeweils eine Kalibriertaktperiode.

Wird der TDC im *leading and trailing edge mode* betrieben, werden 6 äquidistante Messwerte in der Zeit, denen TDC-Kanäle zugeordnet werden können, gemessen. In Abbildung B.4 (s. Seite 159) ist der schematische Ablauf der *internen* Kalibration dargestellt. Der Kalibrierungskoeffizient des TDCs (*TDC slope*) und dessen Fehler werden über eine lineare Regression der Wertepaare analytisch bestimmt. Details zur *internen* Kalibration des TDC-Chips finden sich in [Zum01] [Zum05].

B.2.4 Bestimmung des Nullpunktes der Driftzeitmessung

Pulser basierte Methode

Ziel der Bestimmung der Kalibrierungskonstanten der TDC-Kanäle ist es, den Zeitpunkt zu bestimmen an dem die Driftzeitmessung in der Driftzelle beginnt. In der hier beschriebenen *Pulser-Methode* wird ein pulsartiges Signal mit kurzer Anstiegszeit aus einem externen Pulsgenerator über die Hochspannungsfiterbox auf die Potentiadrähte einer Driftkammer eingespeist. Das Signal wird dabei kapazitiv auf die Auslesedrahtebene eingekoppelt, wobei die Driftzelle wie ein Kondensator wirkt.

Die Verwendung eines Pulsers zur Bestimmung der Kalibrierungskonstanten bietet folgende Vorteile:

- Die Kalibrierung kann sehr schnell durchgeführt werden, da in kurzer Zeit (\sim Minuten) eine hinreichend große Anzahl von Ereignissen erzeugt werden kann. Der statistische Fehler ist für alle Auslesekanäle in etwa gleich groß.
- Im Gegensatz zu einem durch eine Teilchenspür generierten Signal entsteht unmittelbar ein Signal an der Ausleseelektronik. Es müssen hier keine Elektronen zum Auslesedraht driften und die Propagationszeit des Signals auf dem Draht entfällt ebenfalls. Man erhält also direkt die Kalibrierungskonstanten der Driftzeitmessung.
- Die durch den Pulser erhaltenen Spektren folgen einer Gaußverteilung und können einfach angepasst werden.

Nach der Kalibration erhält man direkt die Kalibrierungskonstanten aller Kanäle der Ausleseelektronik. Die Kalibrierungskonstanten werden dabei relativ zum verwendeten Trigger kalibriert. Dieser unterscheidet sich allerdings vom Trigger während der Aufnahme von experimentellen Daten. Zur Kalibrierung der Messdaten muss also zusätzlich noch eine globale Kalibrierungskonstante für alle Auslesekanäle bestimmt werden. Dies ist über einen einfachen Abgleich mit den experimentellen Messdaten möglich.

Die Vorteile der Methode, wie sie oben beschrieben werden, müssen allerdings in der Realität relativiert werden. Ein prinzipieller Nachteil der Methode ist, dass das eingekoppelte Signal eine größere Anstiegszeit als das Signal einer Teilchenspür besitzt. Damit ergibt sich im Zusammenwirken mit der Schwelle des ASD8 insgesamt ein anderes Zeitverhalten im Vergleich zu Driftsignalen. In den im November 2001 aufgezeichneten Daten, die mithilfe eines Pulsersignals geniert wurden, zeigen sich folgende Probleme:

- Nicht alle Driftkammern konnten mit dem Pulser kalibriert werden, es bestehen somit nur unvollständige Daten Sätze.
- Die Messdaten eines einzelnen TDC-Kanals enthalten oft nicht nur eine gaußförmigen Verteilung, sondern in manchen Fällen bis zu 6 Verteilungen mit unterschiedlicher Intensität. Die Herkunft der verschiedenen Verteilungen ist unklar, sie könnten durch Reflexionen verursacht werden.

Für die Kalibrierung der experimentellen Daten wurde aufgrund der oben angeführten Probleme auf die Nutzung der *Pulser-Methode* verzichtet. Für die zukünftige Entwicklung der Methode wird an der Optimierung der Pulser-Signale und deren Verteilung in der Ausleseelektronik gearbeitet. Nach Lösung der oben besprochenen Probleme ist zu erwarten, dass die Präzision der *Pulser-Methode* die Genauigkeit der auf Messdaten basierenden Methode, die im Folgenden Abschnitt besprochen wird, übersteigt.

B.3 Spurrekonstruktion

B.3.1 Kandidatensuche

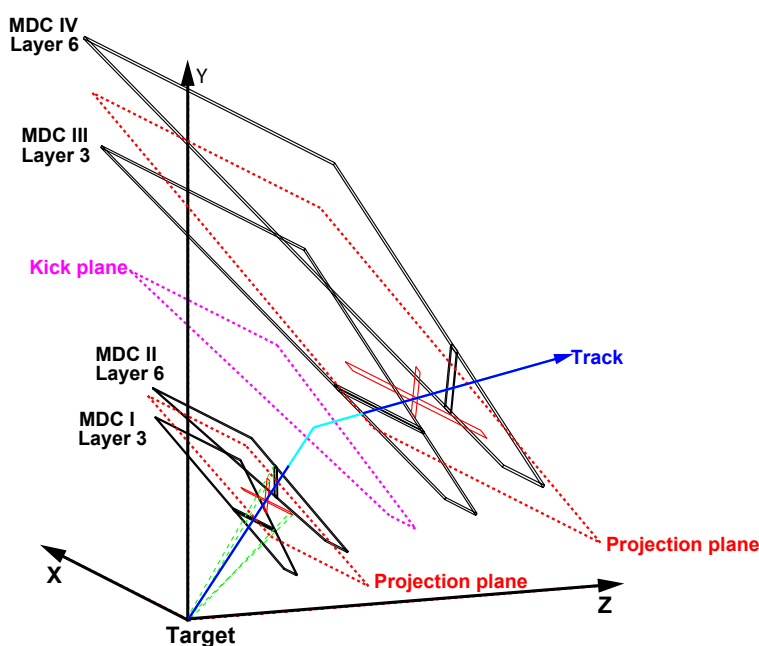


Abbildung B.5: Schematische Darstellung der Kandidatensuche der Spurrekonstruktion für die simultane Suche in zwei Driftkammern [AP01]. Die einzelnen Drahtebenen der Driftkammern werden in eine gemeinsame Ebene projiziert. Die Projektion erfolgt für die inneren Kammern bezüglich des Targets und für die äußeren Kammern bezüglich des Durchstoßungspunktes des in den inneren Kammern gefundenen Segments mit der Hyperebene im Bereich des Magneten (*kickplane*).

Der Algorithmus der Kandidatensuche [AP01] in der Spurrekonstruktion des HADES-Experimentes basiert auf der Annahme, dass die Dicke des Target klein gegenüber dem Abstand des Targets von den Driftkammern ist und dass gerade Spurstücke zwischen den inneren Driftkammern (MDC I und MDC II) und den äußeren Driftkammern (MDC III und MDC IV) eine gute Näherung für die Teilchenspuren darstellen. Dies setzt voraus, dass die Teilchenspuren durch das in den Driftkammern anliegende magnetische Restfeldes nur vernachlässigbar gekrümmt werden.

Für die Auswertung der Teilchenspuren eines Ereignisses sind nur Teilchenspuren von Bedeutung, die

innerhalb eines Sektors des Spektrometers verlaufen. Für die Rekonstruktion der Teilchenspuren müssen also nur die Driftzellen der Driftkammern eines Sektors korreliert werden.

Die grundlegende Idee der Kandidatensuche ist, dass die Volumen der einzelnen gefeuerten Driftzellen in eine gemeinsame Ebene projiziert werden und die Spurpunkte der Teilchenspuren durch die Schnittpunkte der Projektion ermittelt werden. Die höchste Selektivität für Teilchenspuren, die aus dem Target

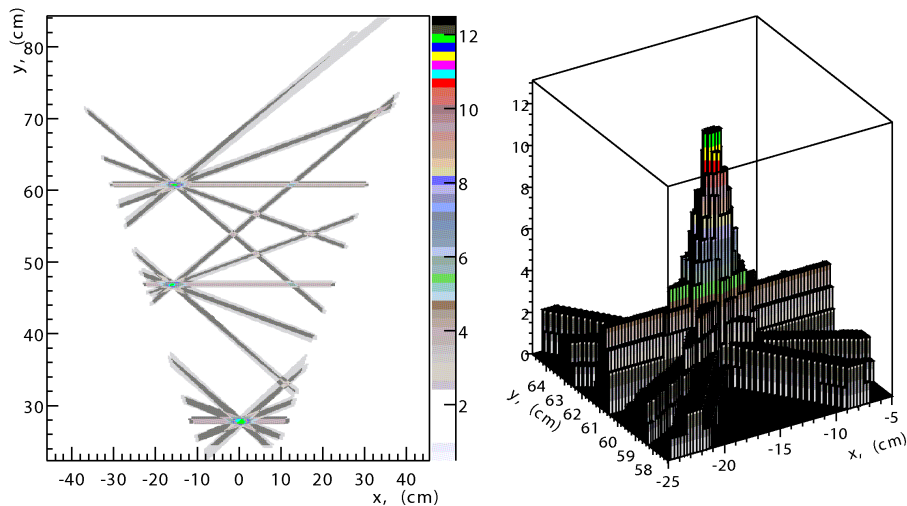


Abbildung B.6: Projektion der Driftzellen in der Kandidatensuche [AP01].

kommen, wird erreicht, wenn die Projektion der Driftzellen für die äußeren und inneren Driftkammern in einer gemeinsamen Projektionsebene erfolgt. In Abbildung B.5 (s. Seite 161) wird die Funktionsweise der Kandidatensuche verdeutlicht. Die Projektion des Volumens der Driftzellen in die Projektionsebene erfolgt dabei wie bei einer Lichtquelle, die an der Stelle des Targets sitzt und den “Schatten” der Driftzelle auf die Projektionsebene wirft. Zur Projektion wird der Anfangs und der Endpunkt des Targets verwendet. Werden mehrere Targets verwendet, wird als Länge des Targets der Beginn des ersten und das Ende des letzten Targets angenommen. Die transversale Ausdehnung des Targets wird vernachlässigt, was für Targets mit geringer Ausdehnung eine gute Näherung darstellt. Die Projektionsebene zwischen den Driftkammern wird dabei so gewählt, dass die transversale Größe der Projektion der Driftzelle für die Driftzellen der beiden Driftkammern in etwa die gleiche Größe hat. Soll die Kandidatensuche unabhängig in den einzelnen Driftkammern durchgeführt werden, liegt die Projektionsebene für jede einzelne Driftkammer in der Mittelebene der Driftkammer.

Zur Bestimmung der Spurpunkte einer Teilchenspur wird ein zweidimensionales Histogramm angelegt, das die Projektion der Driftzellen in der Projektionsebene wieder gibt. Für jede Zelle (*bin*) des Histogramms, das von der Projektion einer Driftzelle belegt wird, wird der Inhalt der Zelle um eins erhöht (Für mehrere beitragende getroffene Drähte aus einer Drahtebene jedoch insgesamt um eins). Kreuzen sich mehrere getroffene Driftzellen in einem Bereich der Projektionsebene bildet sich ein lokales Maximum. In Abbildung B.6 (s. Seite 162) ist dieses Prinzip dargestellt. Das lokale Maximum kann bei einer gemeinsamen Projektion von zwei Driftkammern in eine Projektionsebene maximal 12 (12 Drahtebenen) betragen. Die Spurpunkte der Teilchenspuren werden nun durch die Position der lokalen Maxima in der Projektionsebene und dem Targetpunkt ermittelt. Neben den Koordinaten der Spurpunkte im Raum und deren Fehler erhält man eine Liste von Driftzellen, die zu diesem *Draht Cluster* beigetragen haben.

Für die Bestimmung der lokalen Maxima gilt im Allgemeinen folgendes:

Ein lokales Maximum wird als *Draht Cluster* akzeptiert, wenn die Höhe des Maximums einen gewählten Schwellenwert übersteigt. Wird für das lokale Maximum ein hohe Schwelle verlangt, um einen *Draht Cluster* zu definieren, werden zufällige Ereignisse sehr gut unterdrückt, jedoch sinkt die Effizienz des Algorithmus *Draht Cluster* zu finden. Im Allgemeinen wird man also die Schwelle nicht sehr hoch wählen, um eine gute Effizienz zu erreichen. Mit steigenden Teilchenmultiplizität steigt aber die Wahrscheinlichkeit, dass sich mehrere Drähte zufällig kreuzen. Eine niedrige Schwelle würde somit den Anteil von falschen, also zufälliger *Draht Clustern (fakes)* stark erhöhen. Die Wahl der Parameter hängt somit von der Teilchenbelegung der Driftkammer, der Effizienz der Driftkammer und der minimal zu Spurrekonstruktion benötigten Anzahl von Driftzellen innerhalb eines *Draht Clusters* ab. Die letzte Bedingung ergibt sich aus der Spuranpassung der Teilchenspur, denn die Anzahl der Driftzellen muss größer als die Anzahl der freien Parameter im Spurmodell sein. Die Parameter zur Bestimmung des lokalen Maximums können vorgegeben werden und ein Algorithmus berechnet dynamisch für jede Driftkammer individuell die optimale Schwelle nach den Vorgaben in Abhängigkeit der Anzahl der gefeuerten Driftzellen. Die Schwellen sind dabei nicht konstant und ändern sich für jedes Ereignis in Abhängigkeit der Anzahl getroffener Driftzellen.

Die Information der so gefundenen Kandidaten stellt eine gute Näherung für Spuren dar, die aus dem Target stammen. Die Richtung der so gefundenen Teilchenspuren zeigt dem Prinzip der Methode entsprechend immer zum Target. Für die Anpassung der Spuren, wie sie in Abschnitt B.3.2 beschrieben wird, geben die *Draht Cluster* einen guten Anfangswert.

Die Kandidatensuche in den äußeren Driftkammern erfolgt nach demselben Prinzip wie für die inneren Driftkammern. Anstelle des Targets wird hier der Schnittpunkt des geraden Spurstücks des Kandidaten aus den inneren Driftkammern mit einer virtuellen Ebene innerhalb der Region des magnetischen Feldes verwendet. Die Charakteristik der Ablenkung von geladenen Teilchen im toroidalen Feld des Magneten des HADES-Experimentes kann durch eine einmalige Impulsänderung, den "*Impulskick*", in einer zweidimensionalen, nahezu flachen Hyperebene, der "*KickPlane*" [SG03], approximiert werden. Eine Beschreibung dieser Methode findet sich in Abschnitt B.4.1. Die Projektion der äußeren Driftkammern erfolgt dabei für jeden Kandidaten der inneren Driftkammern bezüglich des Durchstoßungspunkts mit dieser Hyperebene individuell.

Zum Test und auch zur Optimierung der Parameter des Algorithmus wurden Simulationen von $Au + Au$ Ereignissen bei 1 AGeV in GEANT [Gea04] durchgeführt [AP01]. Die Rekonstruktionseffizienz der Kandidatensuche wurde dabei als Funktion der Teilchenbelegung pro Sektor ermittelt. Für Teilchenbelegungen von $5 - 25 \text{ Teilchen/Sektor}$ werden zwischen 99.8% und 99.2% der Driftzellen in *Draht Clustern* gefunden. Die Anzahl der *Draht Cluster* mit mehr als einer beitragenden Teilchenspur nimmt dabei von 10% auf 28% zu. Die Anzahl der falsch rekonstruierten *Draht Cluster* steigt von 4% auf 24% und der Bruchteil der nicht rekonstruierten *Draht Cluster* nimmt von 3% auf 6% zu. Die Ergebnisse sind in Tabelle B.3 (s. Seite 164) zusammengefasst.

Die Ortsauflösung der Kandidatensuche ist besser als die Größe einer Driftzelle. Die Ortsauflösung der Kandidatensuche wurde mithilfe einer GEANT-Simulation berechnet. Es wurden die Abweichungen der Positionen der rekonstruierten Kandidaten von den wahren Spurpunkten in x und y des Koordinatensystems der jeweils gewählten Ebene ermittelt.

Im Allgemeinen ist die Ortsauflösung entlang der x -Koordinate aufgrund der Orientierung der Drahtebenen schlechter als entlang der y -Koordinate. Für die inneren Driftkammern liegt die Auflösung in x bei $1,12 - 1,5 \text{ mm}$ (RMS) und für y bei $0,8 - 1 \text{ mm}$ (RMS) für eine Teilchenbelegung von weniger als 6 Teilchen pro Sektor. Die Auflösung schwankt dabei abhängig davon, in welcher Ebene die Abweichung berechnet wird. Für eine mittlere Teilchenbelegung von 15 Teilchen pro Sektor verschlechtert sich die Auflösung gegenüber den oben genannten Werten um etwa einen Faktor zwei. Die Werte sind

Occupancy per sector	5	15	25
$\langle \frac{N_{wires}(candidate)}{N_{wires}} \rangle$	99.8 %	99.6 %	99.2 %
$\langle \frac{N_{wires}(one\ track\ in\ candidate)}{N_{wires}(candidate)} \rangle$	90 %	82 %	72 %
<i>False candidates</i>	4 %	10 %	24 %
<i>Candidates with one particle track</i>	98 %	95 %	92 %
<i>Lost particle tracks</i>	3 %	6 %	6 %

Tabelle B.3: Effizienz und Reinheit der Kandidatensuche in Abhängigkeit der Teilchenbelegung [AP01]. Die Effizienz der Kandidatensuche nimmt nur geringfügig mit steigender Teilchenbelegung ab, gleichzeitig steigt die Anzahl der falsch rekonstruierten Kandidaten und die Anzahl der nicht zu einer Teilchenspur gehörenden Driftzellen in einem Kandidaten nimmt zu. Die Werte wurden durch eine Simulation einer $Au + Au$ -Reaktion bei 1 AGeV bestimmt.

	RMS_{xg-xc} [mm]	σ_{xg-xc} [mm]	RMS_{yg-yc} [mm]	σ_{yg-yc} [mm]
MDCI, Layer 1	1, 16/2, 49	0, 91/1, 62	0, 86/1, 58	0, 55/1, 31
MDCI, Layer 6	1, 09/2, 48	0, 90/1, 61	0, 73/1, 38	0, 53/1, 12
<i>Projection plane</i>	1, 13/2, 41	1, 02/1, 58	0, 37/1, 08	0, 34/0, 72
MDCII, Layer 1	1, 34/2, 94	1, 17/1, 96	0, 81/1, 44	0, 65/1, 00
MDCII, Layer 6	1, 48/3, 05	1, 26/2, 08	1, 02/1, 62	0, 72/1, 22

Tabelle B.4: Ortsauflösung der Kandidatensuche der inneren Driftkammern in x und y für eine Teilchenbelegung von weniger als 6 (erster Wert) und im Mittel 15 (zweiter Wert) Teilchen pro Sektor [AP01]. Die Werte wurden aus den Residuen der *Geant*-Punkte (xg, yg) und den rekonstruierten Punkten (xc, yc) bestimmt.

in Tabelle B.4 (s. Seite 164) aufgelistet. Für die äußeren Driftkammern liegt die Auflösung in x bei 3,9 – 4,8 mm (RMS) und für y bei 2,9 – 3,3 mm (RMS) für eine Teilchenbelegung von weniger als 6 Teilchen pro Sektor. Die Werte sind in Tabelle B.5 (s. Seite 164) dargestellt.

	RMS_{xg-xc} [mm]	σ_{xg-xc} [mm]	RMS_{yg-yc} [mm]	σ_{yg-yc} [mm]
MDCIII, Layer 1	3, 93	2, 67	3, 26	1, 77
MDCIII, Layer 6	3, 70	2, 63	2, 95	1, 75
<i>Projection plane</i>	3, 20	3, 02	1, 01	0, 91
MDCIV, Layer 1	4, 21	3, 84	2, 39	1, 66
MDCIV, Layer 6	4, 77	4, 32	2, 92	1, 97

Tabelle B.5: Ortsauflösung der Kandidatensuche der äußeren Driftkammern in x und y für eine Teilchenbelegung von weniger als 6 Teilchen pro Sektor [AP01]. Die Werte wurden aus den Residuen der *Geant*-Punkte (xg, yg) und den rekonstruierten Punkten (xc, yc) bestimmt.

B.3.2 Spuranpassung

Die Ortsauflösung der Kandidatensuche (s. Abschnitt B.3.1) bietet nicht die für das HADES-Experimentes benötigte Präzision. Auch die Annahme der Emission der Teilchenspur aus dem Target liefert nur eine unvollständige Rekonstruktion der Richtung einer Teilchenspur und damit ihres Impulses. Als zweiter Schritt nach der Kandidatensuche wird deshalb eine Spuranpassung durchgeführt, die Gebrauch von den in den Driftzellen gemessenen Driftzeiten macht. Dabei wird sowohl die Winkelauflösung als auch die Ortsauflösung der Rekonstruktion verbessert.

Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Filterung der Spurkandidaten, um die falsch rekonstruierten Spuren zu unterdrücken und damit die Reinheit der Rekonstruktion zu verbessern. Gleichzeitig soll die Effizienz der Methode möglichst hoch sein, damit nur wenige echte Spuren in der Rekonstruktion verloren gehen. Die Rekonstruktion einer Teilchenspur im Raum erfolgt aus den Abständen der Teilchenspur von den Auslesedrähten der Driftzellen. Die Position der Auslesedrähte innerhalb einer Drahtebene kann dabei als bekannt vorausgesetzt werden, da die Herstellung der einzelnen Drahtebenen den Abstand zweier Drähte zueinander mit hoher Präzision ($\sim 20 \mu m$) garantiert. Die Position einer gesamten Drahtebene innerhalb der Kammer wird dabei ebenfalls innerhalb der vorgegebenen maximalen Abweichung garantiert oder durch Messungen korrigiert. Abweichungen einzelner Drahtebenen von ihrer Soll-Position lassen sich dabei prinzipiell aus den gemessenen experimentellen Daten korrigieren. Die Dicken der einzelnen Drahtebenen (Kathoden- und Auslesedrahtebenen) wurden ebenfalls gemessen und weichen nur geringfügig von den in den technischen Konstruktionszeichnungen vorgegebenen Dicken ab. Diese Abweichungen resultieren aus der Verklebung der einzelnen Ebenen. In erster Näherung ist damit die Geometrie einer Driftkammer gut bestimmt. Abweichungen von der für die Rekonstruktion der Spuren verwendeten Geometrie können zum Beispiel durch die Abweichung der Drähte von einer Geraden im Raum durch das Einwirken von Gravitations- und elektrostatischen Kräften (*wire sag*) verursacht werden. Solche Abweichungen und die Abweichungen individueller Drähte von ihren Soll-Positionen (*micro alignment*) werden zum jetzigen Zeitpunkt in der Spurrekonstruktion nicht berücksichtigt und stellen eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung der Spurrekonstruktion dar.

Zur Bestimmung der Abstände der Teilchenspur von den Auslesedrähten der Driftzellen müssen die gemessenen Driftzeiten in Abstände konvertiert werden. Das in Abschnitt 4.8 und 5.1.4 entwickelte, auf GARFIELD-Simulationen beruhende, zweidimensionale Modell der Driftzellen der Driftkammern des HADES-Experimentes bildet die Grundlage zur Berechnung der Abstände durch Ausnutzung der bekannten Ort-Zeit-Korrelation der Driftzellen. Die Ort-Zeit-Korrelation ist dabei abhängig von dem Einfallswinkel der Trajektorie in die Driftzelle und dem Abstand der Trajektorie vom Auslesedraht. Das Modell liefert dabei für jedes Parameterpaar (Winkel, Abstand) die zu erwartende Driftzeit.

Die vom TDC der Driftkammerelektronik gemessene Driftzeit beinhaltet aber nach der Kalibration, wie in Abschnitt 6 besprochen, nicht die reine Driftzeit der Elektronen von ihrem Entstehungsort entlang der Teilchenspur in der Driftzelle, sondern enthält ebenfalls die Propagationszeit des Signals auf dem Draht zur Ausleseelektronik und einen Anteil der Flugzeit des Teilchens vom Target zur Driftkammer. Die Propagationszeit des Signals auf dem Draht kann nach der Kandidatensuche subtrahiert werden, da nun die Position auf dem Draht, an der das Signal entsteht, bekannt ist:

$$t_{TDC} = t_{measured} - t_{wire} \quad (\text{B.3})$$

Dabei ist $t_{measured}$ die gemessene Driftzeit nach der Kalibration und t_{wire} die Propagationszeit des Signals auf dem Auslesedraht zur Elektronik. Da die verbleibende Driftzeit t_{TDC} noch einen Anteil der Flugzeit enthält, bietet es sich an, die Anpassung des Spurmodells nicht im Ortsraum sondern im Zeitraum durchzuführen, da auf diese Weise gleichzeitig der Anteil der Flugzeit in der Driftzeit bestimmt

werden kann. Das für die Spuranpassung verwendete Spurmodell ist eine Gerade im Raum innerhalb einer Driftkammer, wenn die Teilchenspur in jeder Driftkammer individuell angepasst wird (*single chamber fit*) oder eine Gerade im Raum zwischen den beiden inneren oder äußeren Driftkammern (*combined chamber fit*).

Die kombinierte Anpassung der Spur bietet dabei bessere Orts- und Winkelauflösung und diskriminiert falsch rekonstruierte *Draht Cluster* besser gegenüber der individuellen Anpassung der Teilchenspur und ist deshalb die Standardmethode zur Auswertung der Daten des Experimentes. Voraussetzung hierfür ist jedoch, dass die geometrische Anordnung der gemeinsam angepassten Driftkammern relativ zueinander hinreichend gut bekannt ist. Für die Ermittlung der Position der einzelnen Driftkammern im Raum (*alignment*) wird deshalb die individuelle Anpassung der Teilchenspuren in den einzelnen Driftkammern gewählt.

Die Annahme eines geraden Spurstückes als gute Approximation einer Teilchenspur kann damit begründet werden, dass die Krümmung einer Teilchenspur im Bereich der Driftkammern gering ist, da die Geometrie des magnetischen Feldes so konzipiert wurde, dass das magnetische Feld im Bereich der Driftkammern klein ist. Für Teilchen mit einem Impuls von weniger als $200 \text{ MeV}/c$ verliert diese Annahme aber immer mehr an Gültigkeit, da die Krümmung der Teilchenspuren mit sinkendem Impuls immer weniger vernachlässigbar ist. Sollen solche Spuren ebenfalls mit hoher Präzision rekonstruiert werden, muss ein Spurmodell entwickelt werden, das der Krümmung der Teilchenspur Rechnung trägt. Für die Anpassung der Teilchenspuren in den Driftkammern wird nun ein Funktional F für die i Driftzellen eines Segmentes im Zeitraum definiert, das minimiert werden soll [Ier02]:

$$F = \sum_i \frac{(t_{drift}^i + t_{off} - t_{TDC}^i)^2}{(\Delta_{TDC}^i)^2} \cdot w_i \quad (\text{B.4})$$

t_{drift}	Driftzeit aus dem Garfield-Modell
t_{off}	TOF des Teilchens zur Driftkammer
t_{TDC}	Vom TDC gemessene Driftzeit
w_i	Wichtungskonstante (Tukey weight)
Δ_{TDC}	Fehler der Driftzeitmessung

Im ersten Schritt wird dabei die Konstante t_{off} als gemeinsame mittlere Abweichung aller zur Teilchenspur beitragenden Driftzeiten vom Soll-Wert des Modells bestimmt. t_{off} wird für die weitere Minimierung nicht mehr verändert. Diese Konstante enthält somit die in t_{TDC} verbliebenen Flugzeit des Teilchens vom Target bis zur Driftkammer, sowie alle Abweichungen, die für alle Driftzellen gleichermaßen zutreffen. Solche Abweichungen können zum Beispiel durch falsch bestimmte Kalibrierungskonstanten (s. Abschnitt 6.3), Fehler in der Bestimmung der Kalibrierungskoeffizienten des TDCs (s. Abschnitt 6.2), Unterschiede im Zeitverhalten der Driftzelle durch die variierende Primärionisation der Teilchen (*walk effect*) (s. Abschnitt 4.8.4) und sich ändernder Gastemperatur, Gasdruck oder Gaszusammensetzung (s. Abschnitt 4.7) ergeben. Die Konstante hilft also, die Methode der Spuranpassung zu stabilisieren, da sie Mängel in der Kalibration zumindest teilweise kompensiert. Allerdings ist der quantitative Anteil der Komponenten an den Konstanten schwer zu bestimmen.

Die Fehler der Driftzeitmessung Δ_{TDC} , die im Funktional verwendet werden, entsprechen den Fehlern, die aus den GARFIELD-Simulationen (s. Abschnitt 4.8.2 und 5.1.4) extrahiert wurden. Diese Fehler beziehen sich auf die Driftzeiten von Trajektorien von Elektronen mit 700 MeV Energie und einer festgelegten Schwelle des ASD8 von 10 % der integrierten Ladungsmenge der Trajektorie in der Driftzelle. Die Fehler der Driftzeitmessungen sind dabei aber von der Schwelle des ASD8 und dem Energieverlust

des Teilchens in der Driftzelle abhängig (s. Abschnitt 4.8.4). Ferner enthalten die Fehler keinen Beitrag, der vom Fehler der Kalibrationsmethode der Driftzeiten herrührt. Dieser Beitrag ist nicht vernachlässigbar klein (s. Abschnitt 6.3.1), daher werden die wahren Fehler der Driftzeitmessung hier unterschätzt. Während der Minimierung werden t_{drift} und Δ_{TDC} entsprechend dem zweidimensionalen Driftzellenmodell in jedem Schritt für den aktuellen Einfallswinkel in die Driftzelle und den Abstand vom Auslesedraht neu berechnet.

Die Wichtungsfaktoren w_i (*Tukey weights*) der einzelnen Driftzeitmessung werden für jede dritte Iteration des Funktionals neu berechnet. Driftzeitmessungen mit einer hohen Abweichung vom theoretischen Wert nach dem Driftzellenmodell werden mit einer niedrigen Gewichtung in die Minimierung einbezogen. Diese Methode unterdrückt schlechte Driftzeitmessung, die durch Rauschen entstehen, oder Driftzeiten von Driftzellen, die nicht zur Teilchenspur gehören und das Ergebnis der Minimierung verfälschen würden. Zum Schluss der Minimierung werden die Wichtungsfaktoren auf 0 oder 1 gesetzt, entsprechend dem Kriterium [Ier02]

$$w_i = \begin{cases} 1, & \text{wenn } |dev_i| < 6 \text{ und } w_i \geq 0,5 \\ 0, & \text{im anderen Fall} \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

$$dev_i = \frac{(t_{drift} + t_{off} - t_{TDC})}{\Delta_{TDC}}$$

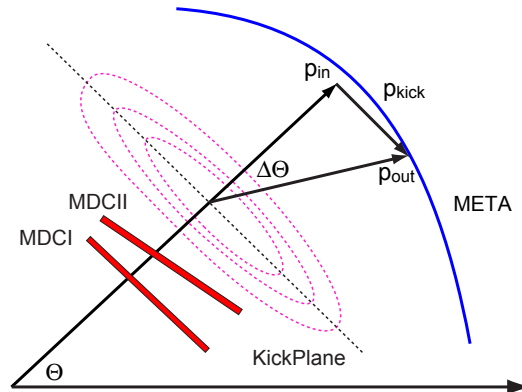
Driftzellen mit $w_i = 0$ werden aus der Liste der zur Teilchenspur beitragenden Driftzellen entfernt (*HMdcSeg-Level*). Die Informationen über die Resultate der Anpassung stehen jedoch in den internen Datenstrukturen der Spurrekonstruktion zur Verfügung, wie es in Abbildung 7.1 (s. Seite 101) dargestellt ist.

Verbleiben nach dem Filtern eines *Draht Clusters* über die Wichtungsfaktoren weniger Driftzellen (≤ 4) im *Draht Cluster*, als für die Minimierung benötigt werden, wird die Minimierung abgebrochen und der *Draht Cluster* gekennzeichnet und mit der Position und Richtung, die durch die Kandidatensuche rekonstruiert wurden, gespeichert. Gleiches gilt für *Draht Cluster*, deren χ^2 aus der Anpassung große Werte annimmt ($\chi^2 > 300$, χ^2 nicht normiert auf die Anzahl der Freiheitsgrade).

Untersuchungen in einer GEANT-Simulation für $C + C$ bei 2 AGeV haben gezeigt, dass die Filterung 1,3 – 3,2 % der echten *Draht Cluster* verwirft und gleichzeitig etwa 0,4 – 0,6 % der falschen *Draht Cluster* akzeptiert [Ier03]. Die Werte variieren für die verschiedenen Driftkammertypen und sind in Tabelle B.6 (s. Seite 167) dargestellt. Die Orts- und Winkelaufösung der Spuranpassung wird im Abschnitt 7.2 besprochen.

	verlorene echte Cluster	akzeptierte falsche Cluster
MDCI	1,3 %	0,5 %
MDCII	1,4 %	0,6 %
MDCIII	2,9 %	0,4 %
MDCIV	3,2 %	0,6 %

Tabelle B.6: Effizienz und Reinheit der Spuranpassung [Ier03].

Abbildung B.7: Schematische Darstellung der *Kickplane*-Methode.

B.4 Impulsbestimmung

B.4.1 Kick Ebene

Der Impuls eines geladenen Teilchens p kann aus der Ablenkung des Teilchens im Magnetfeld bestimmt werden, wenn das Magnetfeld bekannt ist. Die Charakteristik der Ablenkung von geladenen Teilchen im toroidalen Feld des Magneten des HADES-Experimentes kann durch eine einmalige Impulsänderung (*Impulskick*) in einer zweidimensionalen, nahezu flachen Hyperebene (*KickPlane*) [SG03], approximiert werden. Eine schematische Darstellung der Methode ist in Abbildung B.7 (s. Seite 168) zu sehen. Für den *Impulskick* gilt:

$$|\vec{p}_{in} - \vec{p}_{out}| = |p_{kick}| = 2 \cdot p \cdot \sin(\Delta\Theta/2) \quad (\text{B.6})$$

$\Delta\Theta$ ist der Ablenkungswinkel im Magnetfeld und \vec{p}_{in} und \vec{p}_{out} die ein- und auslaufenden Impulse durch die sich der *Impulskick* ergibt. Der Ablenkungswinkel im Magnetfeld ergibt sich durch die Einwirkung des magnetischen Feldes auf das geladene Teilchen auf seinem Weg durch das magnetische Feld

$$\Delta\Theta = \frac{q}{p} \int_{x_1}^{x_2} B(x) \cdot \sin(\alpha) dx, \quad (\text{B.7})$$

wobei α der Winkel zwischen Teilchenbahn und der Richtung des Magnetfeldes ist. Im Falle des toroidalen Magnetfeldes im Magneten des HADES-Experimentes kann in guter Näherung $\sin(\alpha) = 1$ angenommen werden. Für große Impulse wird $\sin(\Delta\Theta) \simeq \Delta\Theta$ und der *Impulskick* hängt nur noch vom Ein- und Austrittspunkt der Spur in das Magnetfeld ab.

Die Hyperebene in der der einmalige *Impulskick* auf ein Teilchen mit dem Impuls p anzuwenden ist, wurde mithilfe von GEANT-Simulationen parametrisiert [SG03]. Auftretende systematische Abweichungen für Teilchen mit niedrigen Impulsen müssen durch weitere Tabellen korrigiert werden.

Die Impulsauflösung der *KickPlane*-Methode, bei der die beiden inneren Driftkammern und der META-Detektor zur Bestimmung der Teilchentrajektorie benutzt werden (*low resolution*), ist vollständig von der Ortsauflösung des META-Detektors dominiert. Die aus den Simulationen ermittelte Impulsauflösung liegt bei etwa 2 % bei einem Impuls von 150 MeV/c und steigt dann linear bis auf etwa 22 % bei einem Impuls von 1400 MeV/c an.

Literaturverzeichnis

- [Aba02] A. Abashian et al. The Belle detector. *Nucl. Instr. Methods*, A(479):117–232, 2002. 118
- [Aga95] Agakishiev et al. *Phys. Rev. Lett.*, 75:1272, 1995. 3
- [Aga98] Agakishiev et al. *Phys. Lett.*, B422:405, 1998. 3
- [Ake01] T. Akesson et al. Particle identification using the time-over-threshold method in the ATLAS Transition Radiation Tracker. *Nuclear Instruments and Methods*, A(474):172–187, 2001. 116
- [AP01] G. Agakishiev and W. Pechenov. The dubna track reconstruction manual. interner HADES report, Dezember 2001. 161, 162, 163, 164
- [Aub02] B. Aubert et al. The BABAR detector. *Nucl. Instr. Methods*, A(479):1–116, 2002. 118
- [Ave97] R. Averbek et al. Production of π^0 and η mesons in carbon-induced relativistic heavy-ion collisions. *Z. Phys.*, A359:65–73, 1997. 4
- [Bal03] A. Balanda. Performance of the Pre-Shower Detector for HADES. *to be published in Nucl. Instrum. Meth.*, 2003. 14
- [Bal04] A. Balanda. The HADES Pre-Shower detector. *to be published in Nucl. Instrum. Meth.*, 2004. 14, 15
- [Bas98] S. A. Bass et al. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 41:225–370, 1998. 2, 70, 140
- [Ber01] E. Berdermann et al. The Use of CVD Diamond for Heavy-Ion Detection. *Proc. of the 7th Int. Conf. on New Diamond Science Technology (ICNDST-7), Diamond and Related Materials, Hong Kong, July 2000*, 10:1770–1777, Juli 2001. 10, 84
- [Böh99] M. Böhmer. Das Auslesesystem für den Ringabbildenden Cherenkovdetektor im HADES Spektrometer. Diplomarbeit, Physik-Department der Technischen Universität München, Institut E12, 1999. 13
- [Bia88] S. F. Biagi. Accurate solution of the Boltzmann transport equation. *Nuclear Instruments and Methods*, A 373:533–535, 1988. 35, 51
- [Bie04] J. Bielčik. *Dilepton spectroscopy with HADES*. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2004. 76, 77, 114, 115
- [Ble99] M. Bleicher et al. Relativistic hadron-hadron collisions and the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model (urqmd). *J. Phys.*, G25:1859–1896, 1999. 70, 140

- [BMRS03] Peter Braun-Munzinger, Krzysztof Redlich, and Johanna Stachel. Particle production in heavy ion collisions. 2003. 2
- [Bok02] H. Bokemeyer et al. Development of low-mass drift chambers for the HADES spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth., A* 477:397–400, 2002. 156
- [Bou94] R. Bouclier et al. *Nucl. Instrum. Meth., A* 350:464, 1994. 20
- [Bou96] R. Bouclier et al. *CERN CMS technical note 96-038*, 1996. 20
- [Boy03] A. M. Boyarski. Additives that prevent or reverse cathode aging in drift chambers with helium–isobutane gas. *Nucl. Instr. Methods, A*(515):190–195, 2003. 154
- [BR91] G. E. Brown and M. Rho. Scaling effective Lagrangians in a dense medium. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2720, 1991. 4
- [BR93] W. Blum and L. Rolandi. *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer Verlag, CERN; European Organization For Nuclear Research, Geneva, 1993. 29, 31, 33
- [Bra98] E.L. Bratkovskaya et al. Dilepton production and m_t -scaling at BEVALAC/SIS energies. *Nucl. Phys.*, A634:168–189, 1998. 4
- [Bra99] E.L. Bratkovskaya, C. M. Ko. Low-mass dileptons and dropping rho meson mass. *Phys. Lett.*, A445:265–270, 1999. 3
- [Bre99] Thomas Bretz. Magnetfeldeigenschaften des Spektrometers HADES. Diplomarbeit, Technische Universität München, 1999. 17, 63
- [Che37] P. A. Cherenkov. *Physical Review*, 52:378, 1937. 13
- [col02] The HADES collaboration. Progress Report from the Commissioning of HADES. *GSI Scientific Report 2001*, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH Darmstadt, ISSN 0174-0814, April 2002. 113
- [CR98] J. Cleymans and K. Redlich. *Phys. Rev. Lett.*, 81:5284, 1998. 2
- [Día03] D.G. Díaz. Preliminary result for an RPC prototype in HADES. Vortrag, Kollaborationstreffen XII, GSI, Darmstadt, Mai 2003. 12
- [Dre96] A. Drews et al. *Nucl. Phys.*, A610:536c, 1996. 3
- [DWD04] Deutscher Wetterdienst. Deutscher Wetterdienst; <http://www.dwd.de>, 2004. 41
- [Ebe04] T. Eberl. Di-electrons as probe for the in-medium properties of hadrons. *INPC 2004, Göteborg*, Vortrag 2004. 141
- [Ers82] G. A. Erskine. Accurate solution of the Boltzmann transport equation. *Nuclear Instruments and Methods*, 198:325–336, 1982. 52
- [FF04] Christian Fuchs and Amand Faessler. Dilepton production in elementary and in heavy ion reactions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 53:59–75, 2004. 4
- [Fon01] P. Fonte. Development of large area and of position-sensitive timing RPCs. *Nucl. Instr. Methods, A*(478):170–175, 2001. 12

- [FP97] B. Friman and H. J. Pirner. P-wave polarization of the rho meson and the dilepton spectrum in dense matter. *Nucl. Phys.*, A617:496, nucl-th/9701016 1997. 1
- [Gar95] C. Garabatos. Measurements of water and helium diffusion through thin windows. *internal MDC note*, Dezember 1995. 154
- [Gar98] C. Garabatos et al. Optimisation of low-mass drift chambers for HADES. *Nucl. Instrum. Meth.*, A 412:38–46, 1998. 20, 152, 155, 156
- [Gar00] GARFIELD 7.02. Simulation of gaseous detectors; <http://www.cern.ch/garfield>; Online User Guide, 2000. 5, 23, 35, 51
- [Gea04] GEANT. Detector Description and Simulation Tool; <http://consult.cern.ch/writeup/geant/>; Online User Guide, 2004. 35, 69, 140, 163
- [Git94] Peter Gitzel. Entwicklung und Erprobung von Software zur Auslese und Steuerung des TDC-2001 Systems. Diplomarbeit, Johannes Gutenberg Universität, Mainz, 1994. 158
- [God02] A. Godi et al. The HADES time-of-flight wall. *Nucl. Instrum. Meth.*, A494:14–25, 2002. 11, 12
- [Gol01] V. Golovatyuk et al. Influence of oxygen and moisture content on electron life time in helium–isobutane gas mixtures. *Nucl. Instr. Methods*, A(461):77–79, 2001. 45
- [Gru93] Klaus Grupen. *Teilchendetektoren*. Wissenschaftsverlag, 1993. ISBN 3-411-16571-5. 28
- [Hag02] K. Hagiwara et al. *Physical Review*, D 66, 2002. 3, 26, 27
- [Hee99] HEED. Interactions of particles with gases; <http://consult.cern.ch/writeup/heed/>; Online User Guide, 1999. 5, 35, 51
- [HGe04] HGEANT. HADES Simulation Package; <http://www-hades.gsi.de/>; 2004. 69
- [Hir00] H. Hirano et al. A high-resolution cylindrical drift chamber for the KEK B-factory. *Nucl. Instr. Methods*, A(455):294–304, 2000. 74
- [Hoh02] M. Hohl et al. Aging phenomena in gaseous detectors - perspectives from the 2001 workshop. *Nucl. Instr. Methods*, A(494):179–193, 2002. 40, 44, 153
- [Hol97] R. Holzmann et al. Contribution of π^0 and η -dalitz decays to the dilepton invariant-mass spectrum in 1 agev heavy-ion collisions. *Phys. Rev.*, C56:2920–2923, 1997. 4
- [HYD04] HYDRA. HYDRA - HADES analysis package; <http://www-hades.gsi.de/>; 2004. 69
- [Ier02] A. Ierusalimov. New version of dubna track fitter. interner HADES report, Juni 2002. 166, 167
- [Ier03] A. Ierusalimov. Status on DUBNA track fitter. interner HADES report, Mai 2003. 167
- [Jea51] J. H. Jeans. *Electricity and magnetism*. Cambridge University, 1951. 52
- [Kag03] M. A. Kagarlis. Pluto++. *GSI Report*, 2000-2003. 70
- [Kug04] A. Kugler et al. Particle identification at HADES. *Nucl. Phys.*, A(734):78–81, 2004. 118

- [Leh99] J. Lehnert et al. *Nucl. Instrum. Meth.*, A433:268–273, 1999. 15
- [Leh00] J. Lehnert. *Echtzeit-Mustererkennung zum Elektronennachweis mit einem RICH-Detektor in relativistischen Schwerionenkollisionen*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000. 15
- [Leh03] J. Lehnert et al. *Nucl. Instrum. Meth.*, A502:261–265, 2003. 16
- [Lin01] E. Lins. *Entwicklung eines Auslese- und Triggersystems zur Leptonenidentifizierung mit dem HADES-Flugzeitdetektor*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2001. 15
- [Lip00] C. Lippmann. *Aufbau und Inbetriebnahme eines Gasqualitätsmonitors für die HADES-Driftkammern*. Diplomarbeit, Physik-Fachbereich der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt a.M., 2000. 17, 30
- [Mag00] MAGBOLTZ. Transport of electrons in gas mixtures; <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>; Online User Guide, 2000. 5, 35, 51
- [Mal36] L. Malter. *Phys. Rev.*, 50:48, 1936. 153
- [Mar02] J. Markert. Modeling the HADES multiwire drift chamber performance with GARFIELD. *Proceedings of the XL international winter meeting of nuclear physics, Bormio*, 2002. 55, 56, 113
- [Mas95] M. Masera. *Nucl. Phys.*, A590:93c, 1995. 3
- [Mdc04] Official HADES MDC webpage; <http://www-hades.gsi.de/mdc/>, 2004. 21
- [Mün04] C. Müntz. The HADES Tracking System. *Nucl. Instrum. Meth.*, A535:242–246, 2004. 134, 152, 154
- [Nau] L. Naumann. Laborbericht, Forschungszentrum Rossendorf. 134
- [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. 5, 22, 53, 83, 157
- [Ope04] OPERA-3D by VECTOR FIELDS INC. Software for electromagnetic design; <http://www.vectorfields.com>, 2004. 63
- [Otw04] J. Otwinowski. Dilepton Analysis in the HADES Spectrometer for C+C at 2 AGeV Data. *Meson 2004, Vienna*, Vortrag 2004. 141
- [Pac03] Yvonne C. Pachmayer. *Eichung der HADES Driftkammern mittels Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung*. Diplomarbeit, Physik-Fachbereich der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt a.M., 2003. 134
- [Pet00] M. Petri. *Entwicklung eines kombinierten Auslese- und Echtzeit-Triggersystems zum Nachweis von Elektronen/Positronen-Signaturen in einem elektromagnetischen Schauerdetektor*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2000. 16
- [Plu04] PLUTO. Pluto++, A Monte Carlo simulation tool for hadronic physics; <http://www-hades.gsi.de/>;, 2004. 70

- [Por97] R. Porter et al. Dielectron cross section measurements in nucleus nucleus reactions at 1.0 AGeV., *Phys. Rev. Lett.*, 79:1229, 1997. 3, 4
- [psp04] PSPICE by ORCAD. Advanced simulation for analog and mixed-signal environments; <http://www.orcad.com/>, 2004. 81
- [Rat04] L. Ratti et al. Time-over-Threshold Range Compression in High Resolution Charge Measuring Systems. *WCC 2004, Vienna*, Vortrag 2004. 125
- [ROO04] ROOT. ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework; <http://root.cern.ch/>;, 2004. 69
- [Ros02] K. Rosenkranz. Konzeption und Umsetzung eines Slow-Control-Systems für die HADES-Driftkammern. Diplomarbeit, Physik-Fachbereich der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt a.M., 2002. 41
- [RW00] R. Rapp and J. Wambach. Chiral symmetry restoration and dileptons in relativistic heavy-ion collisions. *Adv. Nucl. Phys.*, 1(25), hep-ph/9909229 2000. 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. 25, 26, 28, 29, 30, 52, 157
- [Sch95] H. Schön. *HADES, Ein Dielektronenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 1995. 10, 11, 20
- [Sel02] MDC note-01-02, MDC webpage; <http://www-hades.gsi.de/docs/mdc/note-01-02-rev/note-01-02.html>, 2002. 155, 156
- [SG03] M. Sánchez-García. *Momentum reconstruction and pion production analysis in the HADES spectrometer at GSI*. Dissertation, Universidade de Santiago de Compostela, 2003. 118, 163, 168
- [Sho00] HADES Shower Homepage in Cracow. <http://zjfj-www.if.uj.edu.pl/psj/hades-doc/>, 2000. Internetangebot der HADES Kollaboration in Krakau. 14
- [Smy68] W. R. Smythe. *Static and dynamic electricity*. McGraw Hill, 1968. 52
- [Smy00] L. Smykov. Laborbericht, Joint Institute of Nuclear Research , Dubna, 2000. 134
- [Sta02] Barlow at al. Recommended Statistical Procedures for BABAR; <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Statistics/Report/report.pdf>, 2002. BABAR Analysis Document 318, Version 1. 102
- [Str98] J. Stroth. A Low-mass Tracking System for HADES. *WCC 98, Vienna*, 1998. 19, 103
- [Str04] J. Stroth. Dielectrons as probes for the in-medium structure of hadrons. *DPG 2004, Köln*, Vortrag 2004. 141
- [TDC98] ASIC Design Center Dokumentation, Funktionsbeschreibung für den HADES Drift Chamber TDC incl. Änderungen für HADES Rev. 02 (Redesign), 1998. 22, 83, 158

- [TOF00] HADES TOF Homepage in Catania. <http://pfmac.lns.infn.it/hades/index.html>, 2000. Internetangebot der HADES Kollaboration in Catania. 11
- [Toi03] A. Toia et al. *Nucl. Instrum. Meth.*, A502:270–274, 2003. 16
- [Toi04] A. Toia. *Performance of the HADES Spectrometer for Dilepton Identification in the Reaction $C + C$ at $1 - 2$ AGeV*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2004. 16
- [Tra01] M. Traxler. *Real-Time Dilepton Selection for the HADES Spectrometer*. Dissertation, Justus-Liebig-Universität Gießen, 2001. 16
- [Ull96] Th. Ullrich et al. *Nucl. Phys.*, A610:317c, 1996. 3
- [UrQ04] URQMD. The UrQMD Collaboration; <http://www.th.physik.uni-frankfurt.de/urqmd/>; 2004. 70, 140
- [Va'03] J. Va'vra. Physics and chemistry of aging – early developments. *Nucl. Instr. Methods*, A(515):1–14, 2003. 153
- [VG01] T. Sluijk V. Gromov. Electrical properties of various types of straw tubes considered for the LHCb Outer Tracker. Internal report, NIKHEF, Amsterdam, Januar 2001. 74
- [vH99] U. von Hage et al. Influence of the gas composition on the electron transport coefficients in helium-based gas mixtures. *Nucl. Instr. Methods*, A(420):429–440, 1999. 44
- [Wal79] A. H. Walenta et al. *Nucl. Instr. Methods*, 161(45), 1979. 116
- [Wüs97] Jörn Wüstenfeld. Untersuchungen zum Konzept der HADES Driftkammerauslese und Test der TDC-Prototypkarte. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, November 1997. 158
- [Wüs98] J. Wüstenfeld et al. A TDC ASIC for the HADES Drift chamber readout. *Deutsche Physikalische Gesellschaft, Frühjahrstagung*, HK 56.69, Poster, Bochum, März 1998. 85
- [Wüs05] Jörn Wüstenfeld. *Auslese und Qualitätskontrolle der HADES-Driftkammern*. Dissertation, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 2005. 21
- [Zei99] K. Zeitelhack et al. The HADES RICH detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A433:201, 1999. 13
- [Zen97] Alfred Zentek. Konzeptionelle Untersuchungen für die HADES-Driftkammern am Prototyp 0. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 1997. 34, 152, 154, 155, 156
- [Zum98] Peter W. Zumbbruch. Entwicklung und Aufbau eines Teststandes zur automatisierten Qualitätskontrolle der hades-Driftkammer-Analogausleseelektronik. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, Juli 1998. 58
- [Zum01] P. Zumbbruch et al. Calibration Strategy and Performance of the HADES Drift Chamber Tracking System. *Deutsche Physikalische Gesellschaft, Frühjahrstagung*, HK 9.2, Poster, Erlangen, März 2001. 92, 159, 160
- [Zum04] P. W. Zumbbruch. persönliche mitteilung. 2004. 89
- [Zum05] P. W. Zumbbruch. Dissertation, Fachbereich Physik, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, 2005. 86, 87, 89, 118, 160

Lebenslauf

Jochen Markert	geboren	14.09.1968, Frankfurt Höchst
1975 - 1979	Grundschule	Goldborn Schule, Wicker
1979 - 1981	Förderstufe	Graf Stauffenberg Schule, Flörsheim
1981 - 1985	Gymnasialzweig	Graf Stauffenberg Schule, Flörsheim
1985 - 1988	Gymnasium	Gustav Heinemann Schule, Rüsselsheim Abschluss Allgemeine Hochschulreife
1988 - 1990	Zivildienst	
1990 - 1998	Studium der Physik Diplomarbeit	Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt bei Prof. Dr. K. Bethge
1999 - 2004	Doktorand Doktorarbeit	Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt bei Prof. Dr. H. Ströbele

Danksagung

Für die Durchführung dieser Arbeit gilt mein besonderer Dank meinem Doktorvater Herrn Professor Dr. Herbert Stöbele und meinen langjährigen Betreuern Professor Dr. Joachim Stroth und Dr. Christian Müntz, ohne deren Unterstützung die Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Für die angenehme und inspirierende Atmosphäre danke ich meinen Arbeitskollegen Yvonne Pachmayer, Malgorzata Sudol, Dr. Peter Zumbruch, Dr. Jaroslav Bielcik, Alexander Schmah und Simon Lang.

Den vielen engagierten Mitarbeitern der HADES-Kollaboration, speziell allen Kollegen, ohne deren Hilfe die Analyse des der experimentellen Daten undenkbar gewesen wäre, sei an dieser Stelle gedankt. Im Speziellen sind hier aus meinem näheren Umfeld Dr. Romain Holzmann, Dr. Ilse König, Dr. Thomas Eberl, Dr. Laura Fabbietti, Dr. Vladimir Pechenov, Dr. Hejdar Agakichiev, Anar Rustamov, Dr. Jerzy Pietraszko, Tomasz Wojcik, Dr. Piotr Salabura, Alexandre Sadovski und Kalliopi Kanaki anzuführen.

Für die kurzweiligen Kaffeepausen gilt mein besonderer Dank den "DVEE-Terroristen" Dr. Denis Bertini und Dr. Mohammad Al-Turany, deren erheiternde Vorschläge zur Umstrukturierung der GSI sicher einige genüssliche Stunden bescherten würden.