Auflösungsstudien an einer Zeit-Projektions-Kammer (TPC) mit GEM Gasverstärkungssystem

Resolution Studies of a Time Projektion Chamber
using a GEM Gas Amplification System

Diplomarbeit
am
Lehrstuhl für Experimentelle Physik V
der Universität Dortmund

angefertigt
am
DESY
Deutschen Elektronen Sychrotron
in der Gruppe
FLC - Forschung mit Lepton Collidern

vorgelegt von
Matthias Enno Janssen

September 2004

Beim Studium unsichtbarer Schriften handelt es sich um eine neue Disziplin, die nach der Entdeckung der bidirektionalen Struktur des Bücherraumes entstand. Die entsprechende Mathematik ist sehr kompliziert, doch läuft sie auf Folgendes hinaus: Alle existierenden Bücher beeinflussen sich gegenseitig. Das erscheint offensichtlich: Bücher in der Gegenwart inspirieren Bücher in der Zukunft und zitieren Bücher, die in der Vergangenheit geschrieben wurden. Nun, die Allgemeine Theorie – es gibt auch eine Spezielle Theorie, aber niemand schert sich darum, weil sie ganz offensichtlich völliger Blödsinn ist – des B-Raums postuliert, dass *noch nicht geschriebene* Bücher aus bereits verfassten deduziert werden können.

Terry Pratchett [1]

Zusammenfassung

Es herrscht internationale Einigkeit darüber, dass das nächste große Projekt in der Hochenergiephysik ein e^+e^--Linearbeschleuniger mit einer Schwerpunktsenergie bis zu etwa einem TeV sein soll. Zur Beantwortung der physikalischen Fragestellungen wird mindestens ein Experiment betrieben werden. Hierfür ist eine präzise Vermessung der geladenen Teilchenspuren wichtig. Dies kann z. B. von einer Zeit-Projektions-Kammer (TPC) geleistet werden, die ein auf Mikrostruktur-Gasdetektoren basierendes Auslesesystem verwendet.

Bei dem Prototyp einer TPC, der in dieser Arbeit vorgestellten wird, kommen Gas-Elektronen-Multiplier (GEM) als Verstärkungssystem zum Einsatz. Mit diesem Prototypen wurden Messungen mit kosmischer Myonen in hohen Magnetfeldern durchgeführt. Zur Rekonstruktion der Teilchenspuren wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Computerprogramm entwickelt. Aus den rekonstruktuieren Spuren wurde die Einzelpunktauflösung für verschiedene Stärken des magnetisches Feldes ermittelt. Es werden die Ergebnisse für verschiedene Driftlängen (bis 680 mm) vorgestellt.

Abstract

The international community agrees, that the next major project in the High Energy Physics should be a e^+e^- Linear Collider with a center of mass energy up to about one TeV. At least one experiment will answer the physical quations. A excellent knowledge of the track of the charged particle is important. This can be provided by a Time Projection Chamber as central tracking detector. For the readout of this TPC Micro Pattern Gasdetectors are investigated.

The prototype of a TPC which is introduced in this diploma thesis is instrumented with a amplification system based on Gas Electron Multiplier (GEM). With this prototype measurement in high magnetic fields are made using cosmic myons. In the line of this thesis a computer program has been developed to reconstruct the track of the particle. The spacial point resolution for different magnetic fields is calculate from the reconstructed tracks. Results for different drift length (to 680 mm) are presented.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**
- 1.1 Das Standardmodell und 'Neue Physik' . . . 1
- 1.2 Ein zukünftiger Linearbeschleuniger . . . 2
- 1.3 Zielstellung der Arbeit . . . 6

2 Grundlagen **7**
- 2.1 Wechselwirkung der Teilchen mit Materie . . . 7
  - 2.1.1 Bethe-Bloch-Formel . . . 7
  - 2.1.2 Erzeugung von primären Ladungsträgern in Gasen . . . 8
- 2.2 Verhalten von Ladungsträgern in Gasen . . . 10
  - 2.2.1 Langevin-Gleichung . . . 10
  - 2.2.2 Diffusion . . . 12
  - 2.2.3 Gasverstärkung . . . 15
- 2.3 Funktionsweise einer Zeit-Projektions-Kammer . . . 16
  - 2.3.1 Aufbau . . . 16
  - 2.3.2 Auslesesysteme . . . 18
  - 2.3.3 Das Gasgemisch . . . 24
  - 2.3.4 Die Auflösung bestimmende Effekte . . . 25

3 Versuchsaufbau **27**
- 3.1 Der Prototyp: MediTPC . . . 27
  - 3.1.1 Feldkäfig . . . 28
  - 3.1.2 Gasverstärkungs- und Auslesesystem . . . 30
- 3.2 Ausleseelektronik . . . 33
- 3.3 Der Magnetteststand . . . 33
- 3.4 Kosmische Myonen . . . 35
  - 3.4.1 Entstehung . . . 35
  - 3.4.2 Verteilung . . . 35
- 3.5 Triggersystem . . . 36
  - 3.5.1 Szintillatoren . . . 36
  - 3.5.2 Photomultiplier . . . 37
  - 3.5.3 Rauschunterdrückung durch Diskriminatoren und Koinzidenz . . . 37
  - 3.5.4 Zeitauflösung . . . 38
- 3.6 Versuchsdurchführung . . . 38
  - 3.6.1 Modifikationen des GEM-Verstärkungssystems . . . 40
- 3.7 Simulation einer TPC mit GEM-Auslese . . . 44

4 MultiFit: Rekonstruktions- und Analyseprogramm **45**
4.1 ClusterFinder: Punktrekonstruktion 46
4.1.1 CenterOfGravity-Methode 47
4.1.2 HitMerge-Methode 49
4.2 TrackFinder: Spurrekonstruktion 52
4.3 TrackFitter: Berechnung der Spurparameter 54
4.4 Analyseskripte 55
4.5 Weitere Funktionen des Programms 56

5 Analyse der Daten **57**
5.1 Driftgeschwindigkeit 58
5.1.1 Untersuchung der systematischen Einflüsse 61
5.2 Verhalten der am Rand liegenden Pads 68
5.3 Auflösungsvermögen 71
5.3.1 Methoden zur Bestimmung der Einzelpunktauflösung 71
5.3.2 Bestimmung der Einzelpunktauflösung aus den Messdaten 77

6 Zusammenfassung und Ausblick **85**

Literaturverzeichnis **87**

Abbildungsverzeichnis **91**

Tabellenverzeichnis **93**

Anhang **94**

A MultiFit: Konfigurations- und Steuerungsdatei **95**
A.1 Beschreibung der Steuerbefehle und -variablen 95
A.2 Beispiel einer Konfigurationsdatei 99

B Bestimmung des minimalen Radius einer Teilchenspur **103**

Danksagung **105**

Kapitel 1

Einleitung

Die Hochenergiephysik stellt sich, wie die Menschheit seit jeher, die Frage nach dem Ursprung und der Entwicklung des Universums. In der Vergangenheit wurden erfolgreiche Theorien entwickelt und diese experimentell u. a. an Teilchenbeschleunigern untermauert. Diese Arbeit ist einer der vielen kleinen Bausteine aus denen das Gebäude des Wissens gebaut wird.

Im Folgenden wird kurz auf das Standardmodell der Elementarteilchenphysik sowie weiterführende Theorien skizziert. Anschließend wird das Projekt eines zukünftigen Linearbeschleunigers vorgestellt und in diesem Rahmen das Ziel dieser Diplomarbeit dargelegt. Die physikalischen Grundlagen werden im zweiten Kapitel erläutert. Im Kapitel 3 wird der Aufbau des Testexperimentes skizziert. Das vierte Kapitel beschäftigt sich mit MultiFit, einem Spurrekonstruktions- und Analyseprogramm, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen werden in Kapitel 5 präsentiert und erläutert und anschließend im sechsten Kapitel zusammengefasst. Es schließt sich ein Ausblick an.

1.1 Das Standardmodell und 'Neue Physik'

In den letzten 40 Jahren wurde zur Beschreibung der elementaren Bausteine der Materie und der Wechselwirkungen zwischen ihnen das Standardmodell (SM) entwickelt [2].

Nach dem Standardmodell besteht die Materie aus 24 Bausteinen, 6 Quarks und 6 Leptonen sowie ihren Antiteilchen. Tabelle 1.1 zeigt die Teilchen sowie ihre Ladung und Massen. Bei der Konstruktion des Standardmodells wurde die Masselosigkeit der Neutrinos angenommen, dies ist aber nicht zwingend notwendig. Aktuellen experimentellen Resultaten [3] zufolge ist die Masse der Neutrinos von 0 verschieden, daher werden die zur Zeit gültigen experimentellen Grenzen angegeben.

Die vier Wechselwirkungen werden durch Austauschteilchen repräsentiert, die in Tabelle 1.2 zusammengefasst sind. Nach den Eichtheorie, die dem Standardmodell zugrunde liegen [6], sind die Austauschteilchen ebenfalls masselos. Dies trifft aber für die Teilchen der schwachen Kraft, den $W^{\pm}$ und dem Z^0, nicht zu. Diese drei Teilchen erhalten ihre Masse nach dem von Peter Higgs sowie F. Englert und R. Brout vorgeschlagenen Mechanismus durch ein Hintergrundfeld [7]. Das Feldquant dieses Feldes, i. a. als Higgs-Feld bezeichnet, ist das Higgs-Teilchen, das aber noch nicht direkt nachgewiesen wurde. Ebenso erhalten die anderen massebehafteten Teilchen – Quarks und Leptonen – über die Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld ihre Masse.

Tabelle 1.1: Standardmodell der Elementarteilchenphysik: Die drei Generationen von Leptonen und Quarks. Die Zahlen in den Klammern geben die Massen der Teilchen an [2, 4, 5].

	1. Generation	2. Generation	3. Generation	Ladung
Quarks	**u**p (5-15 MeV)	**c**harm (1,1-1,4 GeV)	**t**op (178,0 GeV)	$+\frac{2}{3}$
	down (3-9 MeV)	**s**trange (60-170 MeV)	**b**ottom (4,1-4,4 GeV)	$-\frac{1}{3}$
Leptonen	Elektron (e) (511 keV)	Myon (μ) (106 MeV)	Tau (τ) (1,78 GeV)	1
	e-Neutrino ν_e (<3 eV)	μ-Neutrino ν_μ (<0,19 MeV)	τ-Neutrino ν_τ (<18,2 MeV)	0

Tabelle 1.2: Standardmodell der Elementarteilchenphysik: Die vier fundamentalen Kräfte und ihre Austauschteilchen [2, 4].

Kraft	Austauschteilchen	Reichweite (m)	Masse (GeV)
stark	Gluon (g)	10^{-15}	0
elektromagnetisch	Photon (γ)	∞	0
schwache	$Z^0/W^\pm$	10^{-18}	91,17 / 80,22
Gravitation	Graviton	∞	0

Auch mit diesem Mechanismus bietet das Standardmodell kein vollständiges Bild der Vorgänge im Universum. Zum Beispiel wird nach einer vereinigenden Theorie, der GUT (Grand Unified Theory), gesucht, die die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung mit der der starken zusammenführt. Auch sind Fragen, die durch die Kosmologie aufgeworfen wurden, wie die des Ursprungs dunkler Materie, nicht beantwortet. Es sind weitere Erweiterungen des Standardmodell vorgeschlagen, z. B. die Supersymmetrie (SUSY), nach der jedes Teilchen und Antiteilchen des Standardmodells einen weiteren supersymmetrischen Partner erhält. Obwohl das Standardmodell viele experimentelle Daten gut beschreibt, benötigen einige Befunde und theoretische Modelle 'Neue Physik'. In allen Fällen stehen die experimentellen Bestätigungen oder der Ausschluss noch aus.

Die Aufgabe von Teilchenbeschleunigern und ihrer Experimente ist die Untersuchung dieser offenen Fragen des Standardmodells. Zur Beantwortung der Fragen tragen auch eine Vielzahl anderer Experimente bei, wie z. B. die Untersuchung von kosmischer Strahlung.

1.2 Ein zukünftiger Linearbeschleuniger

Die bisherigen Experimente waren bzw. sind zum überwiegenden Teil an Ringbeschleunigern sowie Speicherringen, in denen Teilchenpakete in mehreren Umläufen beschleunigt werden und dann ebenfalls mehrfach zur Kollision gebracht werden. Bei Maschinen, die Elektronen (e^-) oder Positronen (e^+) beschleunigen, ergibt sich das Problem, höhere Energien zu erreichen.

Jedes Teilchen strahlt während eines Umlaufs Energie in Form von Synchrotronstrahlung ab. Für den Energieverlust pro Umlauf gilt:

$$\Delta E \sim \left(\frac{E}{m}\right)^4 \cdot \frac{1}{R}\,. \tag{1.1}$$

Das Beschleunigungsvermögen pro Umlauf und der Radius R begrenzen also die maximale Schwerpunktsenergie[1] bei Ringbeschleunigern. Der größte e^+e^--Beschleuniger LEP, der von 1989 bis 2000 an CERN in Genf (Schweiz/Frankreich) lief, erreichte eine maximale Schwerpunktsenergie von 209 GeV. HERA, ein Elektron-Proton-Collider, der seit 1991 am DESY in Hamburg (Deutschland) betrieben wird, erreicht eine Schwerpunktsenergie von 318 GeV wobei die Elektronen auf eine Energie von 27,5 GeV beschleunigt werden.

Eine Möglichkeit, zu höheren Schwerpunktsenergien zu gelangen, besteht in der Verwendung schwererer Teilchen, da der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung mit der Masse ($\sim m^{-4}$) abnimmt. Diese Variante wurde am Tevatron einer Proton-Antiproton-Maschine ($p\overline{p}$) am FermiLab in Chicago (USA) realisiert. Der Large-Hadron-Collider (LHC) wird u. a. die Möglichkeit bieten, Protonen mit Protonen zur Kollision zu bringen. Er wird z. Z. am CERN gebaut. Protonen sind allerdings keine elementaren Teilchen sondern aus Quarks aufgebaut, daher ist der Anfangszustand sowie die dem physikalischen interessanten Prozess zugrunde liegende Schwerpunktsenergie unbekannt. Auch müssen diese physikalisch interessanten Ereignisse aus einem hohen Untergrund extrahiert werden. Mit Hilfe von schwereren elementaren Teilchen können in zukünftigen Projekten, z. B. dem Myon-Collider [8], ebenfalls höhere Schwerpunktsenergien erreicht werden. Der Anfangszustand ist präzise bekannt, doch ergeben sich auch hier Nachteile: Unter anderem haben Myonen eine endliche Lebensdauer und dadurch ist der Betrieb eines solchen Beschleunigers mit einer erhöhten Radioaktivität verbunden.

Eine weitere Option, Verluste durch Synchrotronstrahlung zu vermeiden, ist, von ringförmigen Beschleunigern zu Linearbeschleunigern überzugehen. Ein e^+e^--Linearbeschleuniger bietet im Vergleich mit den zuvor erläuterten Maschinen folgende Vorteile:

- kaum Verluste durch Synchrotronstrahlung
- Kollision von elementaren stabilen Teilchen
- genaue Kenntnis über die Schwerpunktsenergie

Wie bei ringförmigen Beschleunigern besteht bei einem Linearbeschleuniger die

- Möglichkeit der Polarisation der Teilchen im Anfangszustand.

Bisher ist wie bereits genannt das Higgs-Teilchen noch nicht experimentell nachgewiesen worden. Mit indirekten Methoden kann im Rahmen des Standardmodells eine obere Grenze für die Masse des Higgs-Boson von 260 GeV (95 % Vertrauensintervall) bestimmt werden [9]. Der direkte Nachweis wird, die Existenz des Higgs vorausgesetzt, mit hoher Wahrscheinlichkeit bei Experimenten an den hadronischen Maschinen Tevatron oder LHC geführt werden. Auch werden diese Experimente die Hinweise für erweiterte Modelle, deren Existenz vorausgesetzt, also für 'Neue Physik' liefern. Ein Linearbeschleuniger bietet dagegen durch die o. g. Vorteile die Möglichkeit einer präzisen Vermessung sowohl des Higgs-Bosons als auch anderer entdeckter Teilchen, z. B. SUSY-Teilchen.

[1] Energie, die bei der Kollision zur Erzeugung neuer Teilchen zur Verfügung steht

Es gibt verschiedene Konzepte für einen zukünftigen Linearbeschleuniger: TESLA (TeV Energy Superconducting Linear Accelerator) ist der innerhalb einer internationalen Kollaboration vornehmlich am DESY entwickelte auf supraleitender Technologie basierende Beschleuniger. Die zwei auf normal leitender Technologie basierende Vorschläge sind der NLC (Next Linear Collider) vom SLAC (USA) und der GLC (Global Linear Collider), der am KEK (Japan) und anderen Instituten entwickelt wurde.

Die zuvor geforderte hohe Genauigkeit der Messungen, bedeuten hohe Anforderungen an die Präzision des Beschleunigers und des Detektors. Im Folgenden wird nur auf das TESLA-Projekt eingegangen [10]. Den Aufbau des 33 km Beschleunigers zeigt Abbildung 1.1.

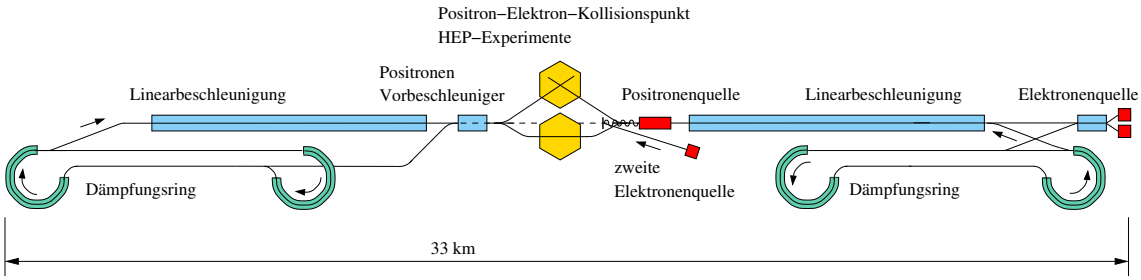

Abbildung 1.1: Modell des TESLA Beschleunigers (modifiziert aus [10]: ohne X-FEL, übersetzt)

In Linearbeschleunigern durchlaufen die Teilchen an den Enden startend nur einmal die halbe Strecke, bevor sie in der Mitte zur Kollision gebracht werden. In Ringbeschleunigern hingegen können sie bei jedem Umlauf erneut beschleunigt werden, daher werden für die gleiche Schwerpunktsenergie weniger Beschleunigungseinheiten, die Kavitäten, benötigt als bei der linearen Maschine. Diese besteht zum größten Teil aus Kavitäten, daher hängt die erreichbare Energie eng mit ihrer Länge zusammen.

Für TESLA ist eine Schwerpunktsenergie von 500 GeV geplant, die in einer zweiten Ausbaustufe durch verbesserte Kavitäten auf 800 GeV erhöht werden soll. Sollte sich während der Planungen herausstellen, dass für die zu untersuchende Physik höhere Energien wünschenswert wären, besteht die Möglichkeit, den Beschleuniger länger zu bauen.

Für Präzisionsmessungen wird eine hohe Luminosität L, ein Maß für die Ereignisrate, benötigt [11]:

$$L = \frac{n_b N f_{\text{rep}}}{\sigma_x \sigma_y} H_D \,, \tag{1.2}$$

n_b	:	Teilchenpakte pro Zug
N	:	Anzahl der Teilchen pro Paket
f_{rep}	:	Wiederholungsfrequenz
σ_x, σ_y	:	transversale Breite der gaußförmigen Teilchenpakte
H_D	:	Strahl-Strahl-Interaktions-Faktor

Daher werden in TESLA 2820 Teilchenpakete (*bunch*) in weniger als einer Millisekunde zur Kollision gebracht. Des Weiteren ist transversale Querschnittsfläche der Teilchenpakete sehr klein. Vor der Kollision werden die Teilchenpakete nochmals durch das Feld des entgegenkommenden Teilchenpaketes komprimiert, wenn dies entgegengesetzt geladen ist. Dies wird als Strahl-Strahl-Interaktion bezeichnet. Die Pakete bilden einen Zug (*train*) und haben innerhalb dieses Zuges einen Abstand von 337 ns in der ersten Ausbaustufe und 180 ns in der

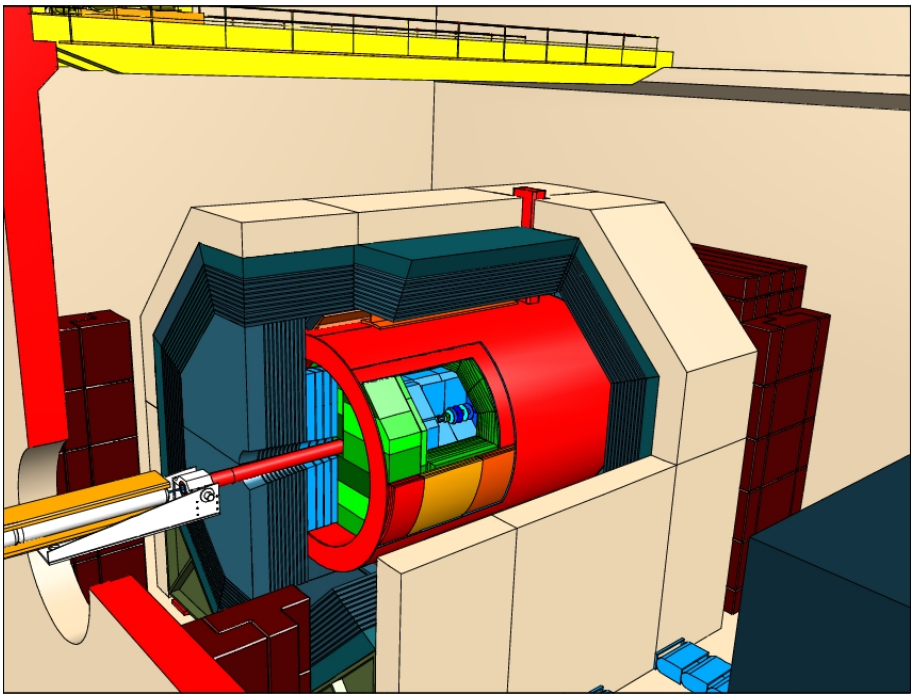

Abbildung 1.2: Modell des TESLA-Detektors [10]

zweiten. Nach einem Zug müssen die Beschleunigungseinheiten neu geladen werden. Auch muss ein neuer Zug vorbereitet werden. Die transversale Ausdehnung der Teilchenpakete wird verkleinert. Dies geschieht durch die Abgabe von Synchrotronstrahlung in den Dämpfungsringen. Dieser Vorgang wird als Kühlung der Teilchen bezeichnet. Limitiert durch diese Vorgänge durchlaufen pro Sekunde fünf Züge den Beschleuniger.

Innerhalb eines Zuges erwartet man ungefähr bis zu 70 Ereignisse, überwiegend verursacht durch Bhabha-Streuung. Bedingt durch diese Zeitstruktur ist das Auslesen des gesamten Detektors nach jedem einzelnen Ereignis nicht möglich. Die Detektoren werden daher kontinuierlich über die Zeit eines Zuges ausgelesen. Die Daten werden in einer Pipeline zwischengespeichert, zwischen zwei Zügen verarbeitet und dauerhaft nach der Selektion physikalisch interessanter Ereignisse gesichert.

Diese kontinuierliche Auslese, auch als No-Trigger-Prinzip bezeichnet, stellt neue Anforderungen an den Detektor, der in Abbildung 1.2 dargestellt ist. Er muss zudem einen großen Raumwinkel abdecken, eine sehr gute räumliche Auflösung bieten und die Energie sehr präzise messen können. Dies geben die physikalischen Fragestellungen vor. Der vorgeschlagene Detektor benutzt zur Aufzeichnung der Spur eines geladenen Teilchens eine Kombination aus einem Vertexdetektor, einen Siliziumspurdetektor und einer Zeit-Projektions-Kammer (TPC: *Time Projection Chamber*). Die Flugbahn geladener Teilchen kann, wenn ein Magnetfeld B (T) parallel zur Richtung der einfallenden Teilchen wirkt, durch eine Helix beschrieben werden.. Aus dem Krümmungsradius $\rho\,(\mathrm{m})$ kann der Transversalimpuls $p_T\,(\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}})$ – senkrecht zur Einfallsrichtung – bestimmt werden:

$$p_T = 0{,}3 \cdot B \cdot \rho\,. \tag{1.3}$$

Der Higgsstrahlungsprozess $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH$ mit anschließendem leptonischen Zerfall $Z \rightarrow e^+e^,\mu^+\mu^-$, der in Abbildung 1.3 veranschaulicht ist, ermöglicht eine modellunabhänge

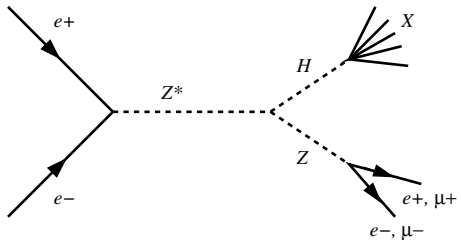

Abbildung 1.3: Higgsstrahlung mit anschließendem leptonischen Zerfall des Z-Bosons

Analyse der Eigenschaften des Higgs-Bosons. Damit die erreichbare Präzision der Analyse durch die natürliche Breite des Z-Bosons von $\Gamma_Z = 2,49\,\mathrm{GeV}$ begrenzt ist, bedarf es einer Impulsauflösung von $\frac{\sigma_{p_T}}{p_T^2}$ =0,7·10^{-4} $(\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}})^{-1}$ [12]. Um dieses Ziel in Kombination mit den anderen Komponenten des Spursystems zu erreichen, muss die zentrale Spurkammer eine Impulsauflösung von 1,5·10^{-4} $(\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}})^{-1}$ gewährleisten.

Die Impulsauflösung ist eng mit der erreichbaren Ortsauflösung $\sigma_{r\phi}$ verknüpft. Sind N Messpunkte homogen über eine Teilchenspur der Länge L verteilt gilt [13]:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T^2} = \frac{\sigma r\phi}{0.3L^2B}\sqrt{\frac{720}{N+4}} \cdot \left(\frac{\mathrm{T\,m}}{\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}}}\right) , \tag{1.4}$$

wobei mit B wie zuvor die Stärke des Magnetfeldes bezeichnet ist. Für die im TESLA-TDR vorgeschlagene TPC ergibt sich bei einem Magnetfeld von $B = 4\,\mathrm{T}$, einer Spurlänge von $L = 1{,}38\,\mathrm{m}$ und 150 Messpunkten, dass eine durchschnittlich Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi} = 150\,\mu\mathrm{m}$ ausreicht, um das o. g. Ziel zu erreichen. Bei der Berechnung wurden systematische Effekt wie Vielfachstreuung nicht berücksichtigt. Bei der Berechnung des Impules des Teilchens geht zusätzlich die Winkelauflösung mit ein.

1.3 Zielstellung der Arbeit

Das herkömmliche Ausleseprinzip einer Zeit-Projektions-Kammer, das auf Vieldraht-ProportionalKammern basiert [14], ist nicht ohne weiteres bei TESLA anwendbar (siehe Abschnitt 2.3.2). Bei konventionellen Auslesesystemen limitieren z. B. der Abstand der Drähte, die ausgezeichnete Richtung sowie die Form der Felder innerhalb des Verstärkungssystem die erreichbare Auflösung. Eine mögliche Alternative sind GEMs (Gas-Elektronen-Multiplier) [15], die u. a. eine zweidimensionale symmetrische fein segmentierte Struktur bieten. Auch ermöglichen sie eine intrinsische Unterdrückung des Ionenrückflusses, die auf Grund des No-Trigger-Prinzips wünschenswert ist. GEMs und ihre Vorteile sind in Abschnitt 2.3.2 bzw. 2.3.2 näher erläutert.

Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung der Einzelpunktauflösung einer Zeit-Projektions-Kammer mit GEM-Auslese. Hierzu wurde ein Prototyp für Forschungs- und Entwicklungsstudien verwendet und Messungen in hohen Magnetfeldern (bis 4 T) durchgeführt. Diese Messungen wurden mit kosmischen Myonen am DESY-Magnetteststand durchgeführt. Zur Spurrekonstruktion und Analyse wurde das Programm MultiFit entwickelt.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Wechselwirkung der Teilchen mit Materie

Der Nachweis von Teilchen und Photonen geschieht durch die Wechselwirkung dieser mit Materie. Neutrale Teilchen werden nicht direkt detektiert, sondern über geladene Teilchen, die entstehen, wenn die neutralen mit diesen wechselwirken. Wegen des geringen Wirkungsquerschnittes der Neutrinos, werden diese im Allgemeinen über das Fehlen von Impuls und Energie nachgewiesen. Photonen wechselwirken mit dem Detektor über elektromagnische Prozesse.

Betrachtet man die geladenen Teilchen, so müssen leichte ($m = m_e$) und schwere Teilchen ($m > m_e$) unterschieden werden. Die Interaktion schwerer Teilchen, die mit Energieverlust und Richtungsänderung einhergeht, wird im Wesentlichen durch zwei Prozesse bestimmt.

- inelastische Streuung an den Hüllenelektronen
- elastische Streuung an den Kernen

Auf Grund der großen Kernmasse wird durch den zweiten Prozess nur wenig Energie übertragen. Der erste trägt den größeren Anteil zum Energieverlust pro Wegstrecke $\frac{dE}{dx}$ des Teilchens bei. Bei beiden Prozessen gibt das Teilchen nur einen kleineren Teil seiner Energie ab, die in Anregungs- und Ionisationsenergie umgewandelt wird. Durch die hohe Zahl von Kollisionen in Materie deponiert das Teilchen aber dennoch einen nennenswerten Energiebetrag, sogar in relativ dünnen Schichten oder Gasen.

2.1.1 Bethe-Bloch-Formel

Die mittlere von einem schweren geladenen Teilchen deponierte Energie lässt sich mit der Bethe-Bloch-Formel beschreiben [16]. Bei ihrer Herleitung wird angenommen, dass das Teilchen durch sein elektrisches Feld an den Elektronen des Atoms angreift und so Energie und Impuls auf dieses überträgt. Des Weiteren ändert das Teilchen hierbei seine Flugbahn nicht, da es viel schwerer ist als das Elektron, mit dem es wechselwirkt.

Die Materie wird allerdings durch das von relativistischen Teilchen ($\gamma \gg 1$) erzeugte elektrische Feld polarisiert, was wiederum dieses Feld abschwächt. Der Energieübertrag wird somit kleiner, man spricht hier von der Fermi-Dichtekorrektur.

Bei kleinen Teilchenenergien können nur die äußeren Schalen angeregt werden, dies wird durch die Schalenkorrektur berücksichtigt.

Es ergibt sich somit die korrigierte Bethe-Bloch-Formel:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^2 N_A}{\epsilon_0} z^2 \frac{Z}{A} \beta^{-2} \left[\ln\left(\frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] . \tag{2.1}$$

e : Elementarladung
$e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$
z : Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung
Z, A : Kernladungs- und Massenzahl des Absorbers
m_e : Elektronmasse
ϵ_0 : Dielektrizitätskonstante
N_A : Avogadro-Zahl
c : Lichtgeschwindigkeit
I : Ionisationskonstante
β : Geschwindigleit des einfallenden Teilchens $\beta = \frac{v}{c} = \frac{p}{mc}$
γ : relativistische Korrektur $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$
δ : Parameter für die Dichtekorrektur
C : Parameter für die Schalenkorrektur

Betrachtet man den Verlauf, der sich aus Gleichung (2.1) ergibt, erkennt man, dass dieser für kleine Energien mit β^{-2} abfällt und bei $\beta\gamma \approx 4$ ein Minimum hat. Relativistische Teilchen, die dieser Bedingung genügen, heißen daher *minimal ionisierende Teilchen* (MIP). Im weiteren Verlauf erkennt man einen logarithmischen Anstieg.

Betrachtet man allerdings Teilchen mit $m = m_e$, also Elektronen und Positronen, so muss man berücksichtigen, dass diese bei einem Stoß ihre gesamte Energie übertragen können; bei Elektronen muss auch noch das Pauli-Prinzip berücksichtigt werden. Die Bethe-Bloch-Formel muss dahingehend korrigiert werden, eine ausführliche Behandlung findet man in [16].

Zusätzlich geben beide Teilchenarten einen großen Teil ihrer Energie durch Bremsstrahlung, also Photonen, ab. Dieser Beitrag ist für hohe Energien dominant.

Für jede Teilchensorte ergibt sich, wegen $\beta = \frac{p}{mc}$, eine spezifische Kurve (vgl. Abbildung 2.1). Die gleichzeitige Messung des Impulses p und des Energieverlustes pro Wegstrecke $\frac{dE}{dx}$ ermöglicht prinzipiell die Identifizierung des Teilchens. Es werden nur die Energieverluste durch Ionisation des Mediums vom Detektor registriert.

2.1.2 Erzeugung von primären Ladungsträgern in Gasen

Die Bethe-Bloch-Formel (Gleichung (2.1)) beschreibt den mittleren Energieverlust des Teilchens. In dünnen Schichten oder Gasen, die auf Grund ihrer geringen Dichte als solche betrachtet werden können, treten starke Schwankungen auf, welche näherungsweise einer Landauverteilung

$$L(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta E - \mu}{\xi} + e^{-\frac{\Delta E + \mu}{\xi}} \right) \right] \tag{2.2}$$

ΔE : Energieverlust eines Teilchens
μ : mittlerer Energieverlust
ξ : Materialkonstante

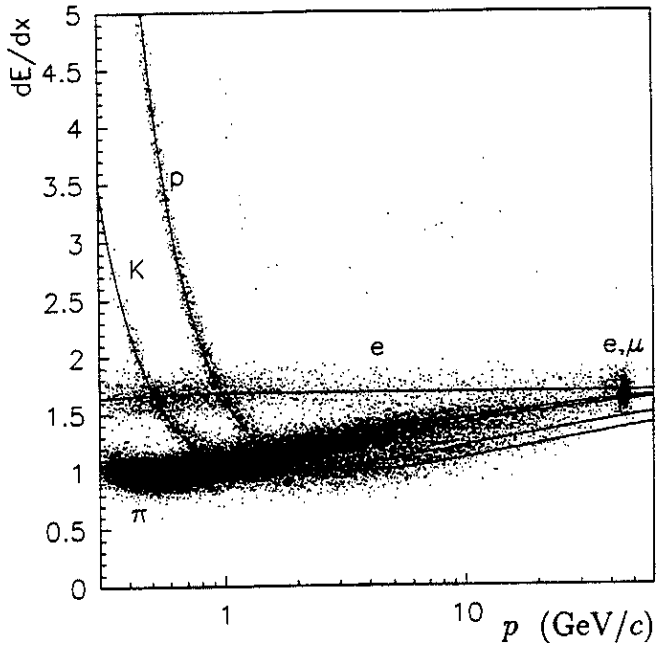

Abbildung 2.1: Teilchenidentifizierung anhand der Messung von $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Ionisation}}$ [17]

folgen. Werden durch Schnitte ca. 90 % der Verteilung um den mittleren Energieverlust berücksichtigt, geht diese für eine hohe Anzahl von erzeugten Ladungsträgern in eine Gaußverteilung über.

Um die Anzahl der durch das Teilchen mittels Ionisation im Gas erzeugten Elektron-Ionen-Paare zu bestimmen, müssen nicht nur die primär erzeugten Ladungsträger n_p berücksichtigt werden. Einige durch Ionisation entstandene Elektronen können, begünstigt durch den Ausläufer der Landau-Verteilung, so hohe Energien haben, dass diese selber weitere Gasmoleküle ionisieren. Diese hochenergetischen Elektronen werden δ-Elektronen genannt. Des Weiteren geht ein Teil des Energieverlustes des einfallenden Teilchens in Anregungsenergie über und trägt somit nicht zur Erzeugung von Ladungsträger-Paaren bei. Mit W_i wird die Energie bezeichnet, die durchschnittlich zur Erzeugung eines Ionenpaares benötigt wird. Die Anzahl der im Detektor erzeugten Ladungsträger einer Polarität ergibt sich somit zu

$$n_T = \frac{dE}{dx} \cdot W_i^{-1} \,. \tag{2.3}$$

Einige Werte für verschiedene Gase sind in Tabelle 2.1 angegeben. Die Anzahl der so erzeugten Ladungsträger ist nicht poissonverteilt. Da die Energieerhaltung eine zusätzliche Bedingung liefert, gilt für die Standardabweichung

$$\sigma_{n_T} = \sqrt{n_T \cdot F} \,, \tag{2.4}$$

wobei F der nach seinem Entdecker benannte Fano-Faktor ist. Tabelle 2.2 enthält einige Werte für verschiedene Gase.

Tabelle 2.1: Durch MIPs erzeugte Ladungsträger in verschiedenen Gasen [18]

Gas	Z	A	ρ ($\frac{g}{cm^3}$)	E_i (eV)	W_i (eV)	$\frac{dE}{dx}$ ($\frac{keV}{cm}$)	n_p (cm^{-1})	n_T (cm^{-1})
He	2	4	$1{,}66{\cdot}10^{-4}$	24,6	41	0,32	5,9	7,8
Ar	18	39,9	$1{,}66{\cdot}10^{-3}$	15,8	26	2,44	29,4	94
CH_4	10	16	$6{,}70{\cdot}10^{-4}$	13,1	28	1,48	16	53
C_4H_{10}	34	58	$2{,}42{\cdot}10^{-3}$	10,8	23	4,50	46	195
$C0_2$	22	44	$1{,}86{\cdot}10^{-3}$	13,7	33	3,01	34	91

Tabelle 2.2: Fano-Faktor F für verschiedene Gase [16]

Gas	Fano-Faktor F
Argon	0,2
Xenon	0,15
Krypton	0,23

2.2 Verhalten von Ladungsträgern in Gasen

2.2.1 Langevin-Gleichung

Die Driftgeschwindigkeit $\vec{v}$ eines Elektrons mit der Ladung e und der Masse m in einem Gas innerhalb eines elektrischen Feldes $\vec{E}$ und eines magnetischen Feldes $\vec{B}$ kann mit der Langevin-Gleichung beschrieben werden [19]:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e\left(\vec{v}\times\vec{B}\right) + \vec{Q}(t)\,. \tag{2.5}$$

Die stochastischen Stöße mit den Gasatomen werden hier durch einen zeitabhängigen Rauschterm $\vec{Q}(t)$ berücksichtigt.

Diese Gleichung hat eine stationäre Lösung $\vec{v}_D = \langle\vec{v}\rangle$=const. Um diese zu erhalten, wird über einen Zeitraum $t \gg \tau$ gemittelt, wobei τ die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen ist. Das Rauschen $Q(t)$ wird durch einen Reibungsterm angenähert:

$$0 = \langle m\frac{d\vec{v}}{dt}\rangle = e\vec{E} + e\left(\vec{v}_D\times\vec{B}\right) - \frac{m}{\tau}\vec{v}_D\,.$$

Führt man die Mobilität μ des Elektrons mit $\vec{v}_D = \mu\vec{E}$, $\mu = \frac{e}{m}\tau$ und die Zyklotronfrequenz $\vec{\omega} = \frac{e}{m}\vec{B}$ ein, ergibt sich

$$\vec{v}_D = \mu\vec{E} + \tau\vec{v}_D\times\vec{\omega}\,.$$

Nach $\vec{v}_D$ umgeformt ergibt sich die wichtige Gleichung

$$\vec{v}_D = \frac{\mu E}{1+\omega^2\tau^2}\cdot\left[\hat{E} + \omega\tau\hat{E}\times\hat{B} + \omega^2\tau^2\left(\hat{E}\cdot\hat{B}\right)\hat{B}\right] \tag{2.6}$$

($\hat{E}$ und $\hat{B}$ sind Einheitsvektoren in die Richtung von $\vec{E}$ und $\vec{B}$).

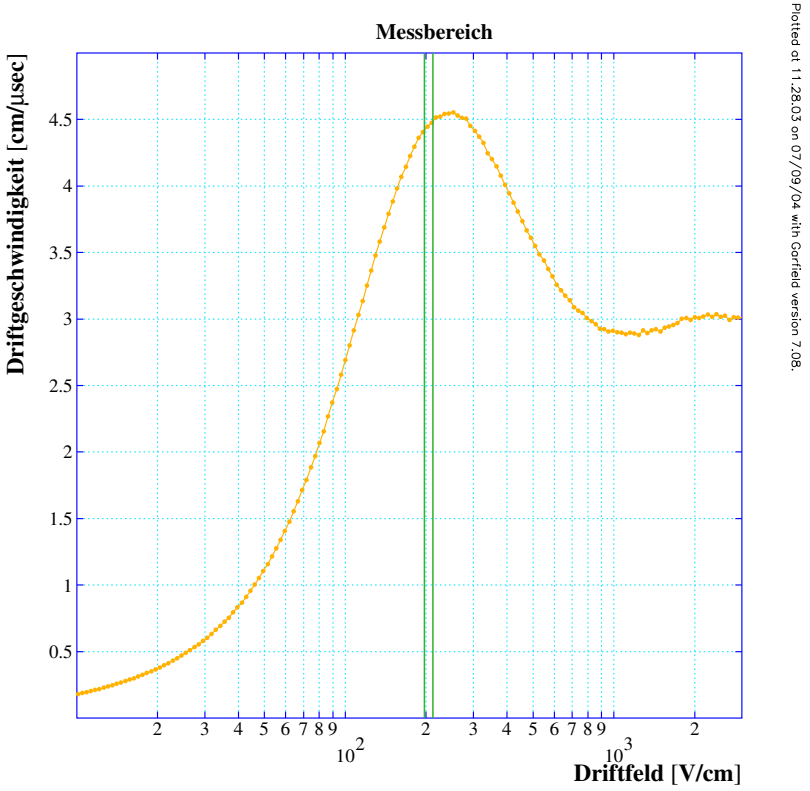

Abbildung 2.2: Driftgeschwindigkeit v_D für das Gasgemisch Ar-CH_4-CO_2 im Verhältnis 93-5-2 [20]: Für die Berechnung wurde die Parallelität von magnetischem und elektrischem Feld angenommen ($\vec{E}||\vec{B}$). Der in diesem Experiment verwendete Messbereich um $E = 200\,\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$ ist durch die vertikalen Linien markiert.

Diese Gleichung gilt nicht nur für Elektronen, sondern jedes geladene Teilchen also auch Ionen, wobei für diese, da ihre Masse viel größer als die der Elektronen ist, die Faktoren $\omega\tau$ und μ viel kleiner sind ($\sim m^{-1}$). Im direkten Vergleich bedeutet das, dass Ionen, bedingt durch ihre geringere Mobilität μ, ca. 1000 mal langsamer als Elektronen driften. Der Parameter $\omega\tau$ wird durch das verwendete Messgas und die Stärke des Magnetfeld bestimmt. Bei einer geeigneten Wahl des Parameters für Elektronen und den daraus resultierenden Werten für die positiven Ionen (Gasmoleküle)

$$10 < (\omega\tau)_{\text{Elektronen}} < 100 \quad \Rightarrow \quad 10^{-2} < (\omega\tau)_{\text{Molekülionen}} < 10^{-1}$$

ist für positive Ionen der erste Term $\sim \hat{E}$ und für Elektronen der letzte $\sim \hat{B}$ dominant. Das heißt, dass Elektronen eher den Magnetfeldlinien folgen und positive Ionen eher dem elektrischen Feld. Das in diesem Experiment verwendete Gasgemisch Ar-CH_4-CO_2 im Verhältnis 93-5-2 erfüllt bei einem Magnetfeld von 1 bis 5 T diese Bedingung. Der Term $\sim \hat{E} \times \hat{B}$ ist für TPCs innerhalb des Gasverstärkungssystems von Bedeutung, da hier das elektrische und magnetische Feld nicht mehr parallel sind (siehe Abschnitt 2.3).

Abbildung 2.2 zeigt die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom elektrischen Feld E für das Gasgemisch Ar-CH_4-CO_2 im Verhältnis 93-5-2 (siehe Abschnitt 2.3.3). Die Abbildung wurde von Thorsten Lux [20] erstellt und ist Ergebnis einer Simulation mit dem Programm

Garfield [21]. Bei der Berechnung der dargestellten Werte wurde die Parallelität des elektrischen und magnetischen Feldes angenommen: Aus Gleichung (2.6) ergibt sich

$$\begin{aligned}\vec{v}_D(\hat{E}||\hat{B}) &= \frac{\mu E}{1+\omega^2\tau^2}\cdot\left[\hat{E}+\omega\tau\underbrace{\hat{E}\times\hat{B}}_{=0}+\omega^2\tau^2\underbrace{\left(\hat{E}\cdot\hat{B}\right)\hat{B}}_{=1}\right]\\ &= \frac{\mu E}{1+\omega^2\tau^2}\cdot\left[\hat{E}\left(1+\omega^2\tau^2\right)\right]\\ &= \mu\vec{E}=\vec{v}_D(\vec{B}=0)\end{aligned}$$

Dieser Fall ist also gleichbedeutend mit der Situation ohne magnetisches Feld B. Die Abbildung zeigt deutlich, dass die Driftgeschwindigkeit v_D stark mit dem elektrischen Feld variiert, da sich bedingt durch den Ramsauer-Effekt der Wirkungsquerschnitt der Stöße der Elektronen mit den Gasmolekülen und somit die Stoßzeit τ ändert. Der Ramsauer-Effekt bezeichnet den Sachverhalt, dass der Wirkungsquerschnitt zunimmt, wenn die Elektronen eine Energie haben, die einer Wellenlänge entspricht, die mit dem Gasmolekülabmessungen übereinstimmen, und es somit zu einer Resonanzerscheinung kommt.

2.2.2 Diffusion

Die gefundene Lösung der Langevin-Gleichung (2.6) gilt nur für den Schwerpunkt der Ladungsverteilung im Gas. Im Folgenden wird die Breite der Verteilung bedingt durch Diffusion näher betrachtet:

Diffusion ohne Felder

Ohne das Vorhandensein von Feldern befinden sich die betrachteten Elektronen im thermischen Gleichgewicht mit dem Gas. Die Energie ist durch die Maxwell-Boltzmann-Verteilung gegeben, woraus sich folgende mittlere Geschwindigkeit v ergibt:

$$v=\sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}\,. \tag{2.7}$$

k : Boltzmann-Konstante
T : Temperatur (des Gases)
m : Masse des Elektrons (Ions)

Die mittlere Zeit zwischen den Stößen der Elektronen mit den Gasatomen beträgt τ, daher ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron in der Zeit t keinen Stoß vollführt, gegeben durch $\frac{1}{\tau}\exp(-\frac{t}{\tau})$. In der Zeit vom Entstehen durch Ionisation bis zum ersten Stoß ist dieses Elektron um den Anteil $\frac{t}{\tau}$ der freien Weglänge λ geflogen. Es ergibt sich daher eine Ladungswolke mit der Ausdehnung

$$\delta_0^2=\frac{1}{3}\int_0^\infty\frac{dt}{\tau}\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\cdot\left(\lambda\frac{t}{\tau}\right)^2=\frac{2}{3}\lambda^2 \tag{2.8}$$

in einer Richtung, wobei hier für das Elektron die mittlere Geschwindigkeit von $v=\frac{\lambda}{\tau}$ angenommen und somit die Geschwindigkeitsverteilung vernachlässigt wurde. So lange τ nicht eine komplizierte Funktion der Geschwindigkeit ist, wird das Ergebnis durch diese Vereinfachung nicht verändert. Für die weiteren Stöße gilt die selbe Überlegung.

Nach einer Zeit $t \gg \tau$, was gleichbedeutend ist mit vielen Stößen, ist die Breite der Ladungswolke auf

$$\sigma_0^2(t) = \frac{2}{3}\lambda^2 \frac{t}{\tau} \tag{2.9}$$

angewachsen. Man definiert zur Vermeidung der Zeitabhängigkeit, den Diffusionskoeffizienten

$$D = \frac{\sigma^2(t)}{2t}\,, \tag{2.10}$$

welcher sich im feldfreien Fall zu

$$D_0 = \frac{\sigma_0^2(t)}{2t} = \frac{1}{3}\frac{\lambda^2}{\tau} = \frac{1}{3}v\lambda \tag{2.11}$$

ergibt. Häufig wird auch eine alternative Definition dieses Koeffizienten angegeben:

$$D_z = \sqrt{\frac{2D_0}{v_D}}\,, \tag{2.12}$$

wobei mit v_D die Driftgeschwindigkeit bezeichnet ist.

Diffusion im elektrischen Feld

Im Fall der Anwesenheit eines elektrischen Feldes überlagern sich die thermische Bewegung und die durch das Feld verursachte Bewegung. In so genannten 'kalten' Gasen, z. B. CO_2, ist die thermische Bewegung bis hin zu hohen Feldern dominant. Das heißt, dass die Diffusion vom Feld und somit auch von der betrachteten Richtung unabhängig ist.

In anderen Gasen, z. B. Argon, welches in TPCs typischerweise zum Einsatz kommt, dominiert die durch das elektrische Feld hervorgerufene Bewegung schon bei kleinen Feldstärken.

Abbildung 2.3 zeigt die Variation der mit Gleichung (2.12) definierten Diffusion mit dem E-Feld. Sie wurde wie Abbildung 2.2 von Thorsten Lux [20] erstellt und ist Ergebnis einer Simulation mit dem Programm Garfield [21]. Erkennbar ist das unterschiedliche Verhalten der Diffusion in longitudinaler ($D_L z$) und transversaler Richtung ($D_T z$) zum elektrischen Feld. Diese Richtungsabhängigkeit beruht auf unterschiedlichen Energie- bzw. Geschwindigkeitsverteilungen senkrecht und parallel zum Feld [22].

Variation der Diffusionskoeffizienten mit dem elektrischen Feld kann wie bei der Driftgeschwindigkeit durch den Ramsauer-Effekt erklärt werden. Dieser beschreibt die Änderung des Wirkungsquerschnittes der Stöße der Elektronen mit den Gasmolekülen mit der Elektronenenergie (siehe Abschnitt 2.2.1).

Diffusion im magnetischen Feld

Der Einfluss des magnetischen Feldes bewirkt eine Änderung der Flugbahn der Elektronen in der Ebene senkrecht zum Feld. Das heißt, dass sich die longitudinale Diffusion D_L nicht ändert:

$$D_L(B) = D_L(0) = D(0) = D_0 \tag{2.13}$$

Mit einer vereinfachten Theorie, die die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen vernachlässigt, lässt sich der transversale Diffusionskoeffizient $D_T(B)$ wie folgt bestimmen:

In der Transversalen beschreibt die Bahn eines Elektrons einen Kreisbogen mit dem Radius $\rho = \frac{v_T}{\omega}$, wobei v_T der Betrag der Geschwindigkeit in transversaler Projektion und ω die

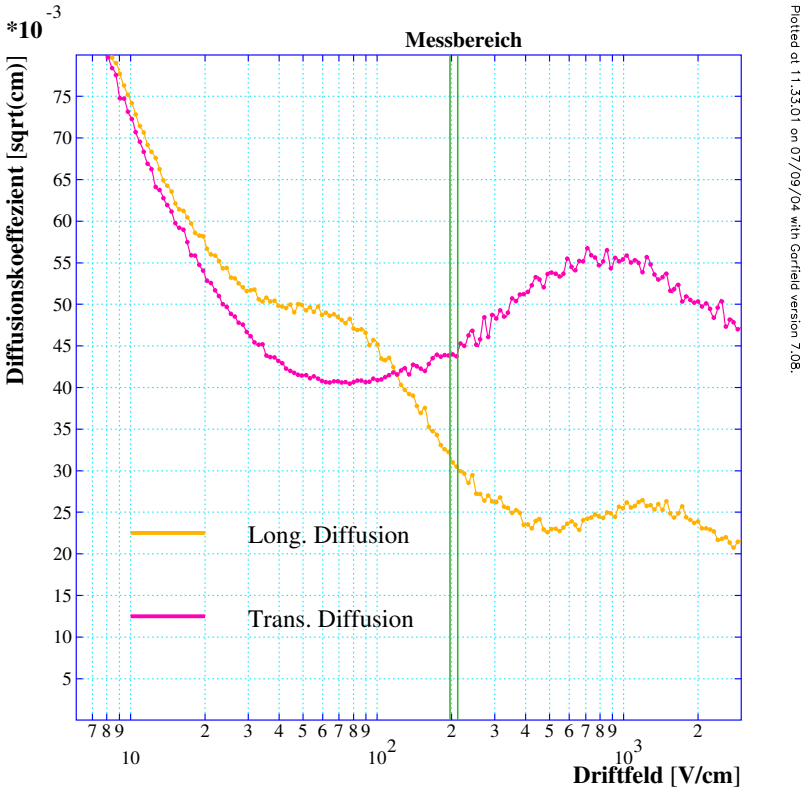

Abbildung 2.3: Diffusionskoeffizienten (nach Gleichung (2.12)) für das Gasgemisch Ar-CH_4-CO_2 im Verhältnis 93-5-2 [20]: Dargestellt ist der Koeffizient für longitudinale ($D_L z$) und transversale Diffusion ($D_T z$) zum elektrischen Feld $\vec{E}$ für $B = 0\,\mathrm{T}$. Der in diesem Experiment verwendete Messbereich um $E = 200\,\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$ ist durch die vertikalen Linien markiert.

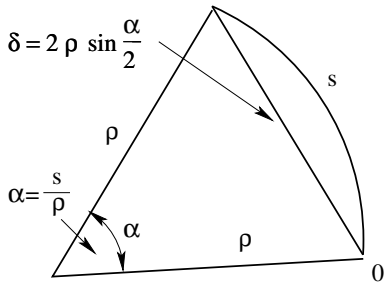

Abbildung 2.4: Relation Kreisbogen-Sekante: Entfernung eines Elektrons vom Ursprung (0), nachdem es einen Kreisbogen der Länge s zurückgelegt hat

o. g. Zyklotronfrequenz ist. Nachdem das Elektron die Strecke $s = v_T \cdot t$ entlang des Kreisbogens zurückgelegt hat, ist es $2\rho|\sin\frac{s}{2\rho}|$ vom Ausgangspunkt entfernt (siehe Abbildung 2.4). Für die Breite der Ladungswolke ergibt somit analog zu Gleichung (2.8)

$$\delta^2(B) = \frac{1}{2}\int_0^\infty \frac{dt}{\tau}\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\cdot\left[2\rho\sin\frac{tv_T}{2\rho}\right]^2 = \frac{1}{2}\frac{\tau^2 v_T^2}{1+\omega^2\tau^2} \tag{2.14}$$

und nach vielen Stößen ($t \gg \tau$)

$$\sigma^2(B,t) = \frac{t}{2}\frac{\tau v_T^2}{1+\omega^2\tau^2} = t\frac{D_0}{1+\omega^2\tau^2} \qquad \Leftrightarrow \qquad D_T(B) = \frac{D_0}{1+\omega^2\tau^2} \tag{2.15}$$

Die transversale Diffusion wird also durch das magnetische Feld um den Faktor $\frac{1}{1+\omega^2\tau^2}$ reduziert. Das ermöglicht bei einer TPC, die Auflösung in der $r\phi$ Ebene durch ein starkes Magnetfeld in axialer Richtung zu verbessern (siehe Abschnitt 2.3.4).

2.2.3 Gasverstärkung

Im Fall sehr hoher elektrischer Felder von einigen $10\,\frac{\mathrm{kV}}{\mathrm{cm}}$ werden die Elektronen zwischen den Stößen mit den Gasmolekülen so stark beschleunigt, dass die Elektronenenergie über der Ionisationsschwelle des Gases liegt, und so die Elektronen die Gasmoleküle erneut ionisieren können. Innerhalb des Bereiches hoher Feldstärke setzt sich dieser Prozess fort, also nicht nur die Primärelektronen, sondern auch die in diesem Bereich erzeugten Sekundärelektronen ionisieren das Gas. Nach einer Entfernung x sind dann

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x} \tag{2.16}$$

N_0 : Anzahl der Primären Elektronen
α : Townsendkoeffizent$(= \frac{1}{\lambda})$
λ : freie Weglänge

Elektronen vorhanden. Diese Gesetzmäßigkeit ist allerdings nur eine grobe Vereinfachung, da der Townsendkoeffizient α sowohl vom Gasgemisch als auch von der elektrischen Feldstärke abhängt.

Man kann mehrere Feldstärkenbereiche unterscheiden, die in Abbildung 2.5 dargestellt sind:

Rekombination: In diesem Bereich werden die Elektron-Ion-Paare nicht getrennt, da die Spannung hierzu nicht ausreicht.

Ionisationskammer: Die Ionen und Elektronen werden getrennt, die Spannung ist allerdings für eine weitere Gasverstärkung zu gering.

Proportionalzähler: In diesem Bereich ist die Anzahl der gemessenen Elektronen proportional zur Anzahl der Primärelektronen.
Es schließt sich ein Bereich an, in dem diese Proportionalität nur eingeschränkt gültig ist.

Geiger-Müller-Zählrohr: Es werden hochenergetische Photonen erzeugt, die unbeeinflusst durch die Richtung des elektrischen Feldes im gesamten Gas weitere Ionisationen bewirken.

Glimmentladung: Innerhalb des gesamten Volumens kommt es zu Dauerentladungen.

Um den o. g. Effekt, der Ionisation des Gases durch Photonen zu minimieren, der besonders bei Edelgasen, z. B. Argon auftritt, werden so genannte Löschgase (z. B. CO_2, CH_4) beigemischt. Diese haben einen hohen Photonenabsorbtionsquerschnitt und verhindern somit das Ausbreiten der Entladung auf das gesamte Gasvolumen und das Entstehen einer Dauerentladung, indem die absorbierte Energie über Rotations- und Schwingungsfreiheitsgrade abgegeben wird.

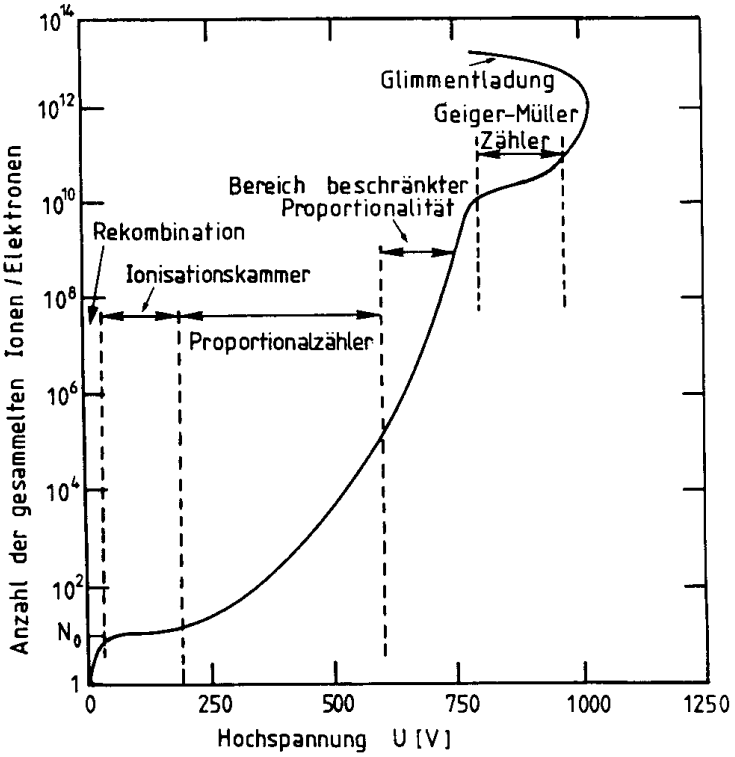

Abbildung 2.5: Verlauf des Gasverstärkungsfaktor in Abhängigkeit des angelegten elektrischen Feldes.

2.3 Funktionsweise einer Zeit-Projektions-Kammer

Bei der Zeit-Projektions-Kammer handelt es sich um eine meist zylindrische Driftkammer. Driftkammern wurden Ende der 60er Jahre des 20. Jahrhunderts von Charpak [14] eingeführt und von Heintze und Walenta weiterentwickelt [23] und ermöglichen das Vermessen von Teilchenspuren und das gleichzeitige Bestimmen des Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$ (vgl. Abschnitt 2.1). Eine Zeit-Projektions-Kammer wurde erstmals 1976 von D. R. Nygren vorgestellt [24].

2.3.1 Aufbau

Bei Detektoren der Hochenergiephysik, die nahezu den gesamten Raumwinkel abdecken – man spricht von 4π-Detektoren – ist die TPC meistens ein Zylinder parallel zur Strahlachse. Zwischen einer zentralen Kathode, die in Strahlrichtung gesehen auf der Höhe des Kollisionspunktes liegt, und den Anoden auf den Endkappen wird ein elektrisches Feld E erzeugt. Ein Feldkäfig sorgt für eine hohe Homogenität dieses Feldes. Innerhalb des Detektors befindet sich nur ein Gasgemisch, der gesamte Detektor ist somit sensitiv. Die Wahrscheinlichkeit für Vielfachstreuung ist durch die geringe Materialdichte reduziert. Abbildung 2.6 zeigt den typischen Aufbau einer TPC.

Durchfliegt ein Teilchen das Gasvolumen, so ionisiert es einzelne Gasatome. Bedingt durch das homogene elektrische Feld driften die entstandenen Elektronen zu den Anoden, die Ionen zur Kathode. Auf den Anoden erhält man somit eine zweidimensionale Projektion der Teilchenspur in der $r\phi$ Ebene, die Ionen bleiben ungenutzt. Die dritte Raumdimension kann aus der Driftzeit der Elektronen bestimmt werden. Auf Grund der Homogenität des Feldes

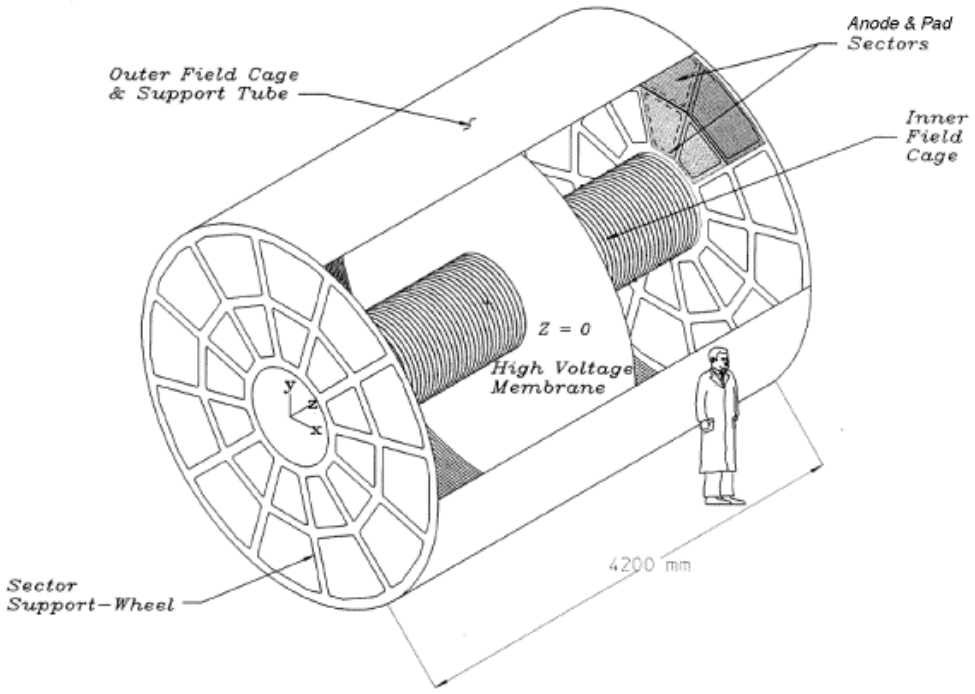

Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der STAR-TPC [25]

ist die Driftgeschwindigkeit v_D im gesamten Volumen konstant (siehe Abschnitt 2.2). Die z-Koordinate ergibt sich zu

$$z = v_D(t_1 - t_0)\,, \tag{2.17}$$

wobei t_1 den Zeitpunkt des Signals an der Anode beschreibt und t_0 den des Teilchendurchgangs. In vielen Experimenten der Hochenergiephysik ist die Position der Teilchenpakete sehr genau bekannt. Der Zeitpunkt t_0 der Teilchenkollision kann so präzise bestimmt werden. Das Messprinzip wird in Abbildung 2.7 veranschaulicht. Da das zu detektierende Teilchen nur ~ 100 Elektronen pro cm erzeugt, wird das Signal verstärkt, bevor es elektronisch ausgelesen wird. Dies wird durch ein auf Gasverstärkung im Proportionalbereich basierendem System zwischen Driftvolumen und Ausleseefläche realisiert.

Wie bereits erwähnt, wirkt ein Magnetfeld B parallel zur Strahlachse und somit zum elektrischen Feld. Mit Hilfe des Magnetfeldes kann nicht nur der Transversalimpuls p_T aus dem Krümmungsradius ρ bestimmt werden; es vermindert auch, wie in Abschnitt 2.2.2 erläutert, die transversale Diffusion und verbessert somit die Ortsauflösung.

Die Verwendung einer TPC als Spurdetektor bietet mehrere Vorteile: Bedingt durch Einfachheit des Detektors und die damit verbundene geringe Dichte wird wenig Energie deponiert. Dadurch ist nachfolgend eine hochauflösende Messung der Energie des Teilchens (Kalorimetrie) möglich. Die Parallelität vom elektrischen und magnetischen Feld bedeutet, dass innerhalb des Driftvolumens keine $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekte bei der Rekonstruktion des Ereignisses berücksichtigt werden müssen. Ein weiterer wesentlicher Vorteil ist die direkte Rekonstruktion dreidimensionaler Spurpunkte. Es treten somit keine Doppeldeutigkeiten wie z. B. in Stereodrahtkammern auf. Einige Hochenergieexperimente mit TPCs als Spurkammer sind in Tabelle 2.3 aufgeführt.

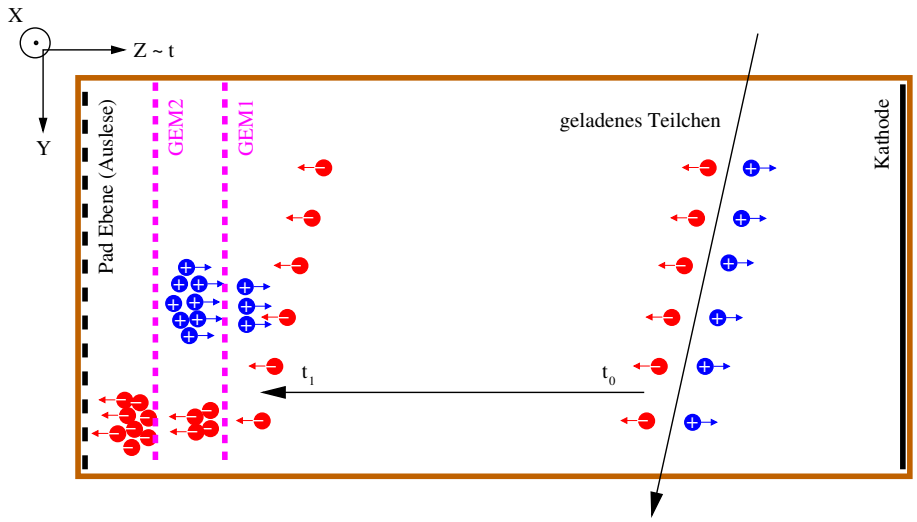

Abbildung 2.7: Messprinzip einer TPC: Die z-Koordinate wird aus der Zeitdifferenz zwischen Teilchendurchgang (t_0) und Signal an der Anode t_1 und der Driftgeschwindigkeit v_D zu $z = v_D(t_1 - t_0)$ bestimmt.

Anforderungen an die TPC des TESLA-Detektors

Wie bereits erwähnt stellen die physikalischen Fragestellungen hohe Anforderungen an den TESLA-Detektor. Für die TPC bedeutet dies unter anderem, dass eine Impulsauflösung von $1{,}5{\cdot}10^{-4}\,(\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}})^{-1}$ und eine $\frac{dE}{dx}$-Auflösung von mindestens 5 % erreicht werden muss. Die Abmessung der TPC sind durch geometrische Einschränkungen (Fokussierungsmagneten, Abschirmung des strahlgenerierten Untergrundes und Kalorimeter) festgelegt. Sie sind in Tabelle 2.4 zusammengefasst. Die TPC ist durch die zentrale Kathode in zwei separate Driftregionen getrennt und wird in einem Abstand von 250 cm vom Kollisionspunkt an beiden Seiten ausgelesen. Bei einer Instrumentierung mit rechteckigen Pads mit einer Fläche von 6 mm×2 mm, ergeben sich 600 000 Auslesekanäle pro Seite.

Die Leistungsfähigkeit dieser TPC ist mit Hilfe einer Simulation untersucht worden. Diese Simulation benutzte das Programm BRAHMS [30]. Wichtige Größen sind hier die Ortsauflösung in der $r\phi$-Ebene von 70 μm bei einer Driftlänge von 10 cm bis zu 190 μm bei 200 cm Driftlänge. Die korrespondierende Auflösung in z-Richtung beträgt zwischen 0,6 mm und 1 mm. Alle wichtigen Ergebnisse der Simulation sind in Tabelle 2.5 zusammengefasst.

2.3.2 Auslesesysteme

Wie bereits erwähnt, muss das Auslesesystem, das die driftenden Elektronen an den Endkappen (Anoden) registriert, ein diese Elektronen zunächst verstärken. Die im Folgenden vorgestellten Systeme nutzen durch hohe, lokale elektrische Felder die Gasverstärkung im Proportionalbereich des Kammergases (siehe Abschnitt 2.2.3).

Die TPCs, die in bisherigen Hochenergieexperimenten zum Einsatz kamen, hatten ein auf Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC: Multi Wire Proportional Chamber) [14] basierendes Auslesesystem.

In den vergangenen Jahren wurden neue Gasverstärkungssysteme entwickelt, die auf Mikrostruktur-Gasdetektoren basieren. Hier seien Gas-Elektronen-Multiplier (GEM) [15] und

Tabelle 2.3: Aufstellung einiger TPCs in Hochenergiedetektoren [26, 27, 28, 29, 25, 10]

Experiment	Länge (m)	Auslese	Anzahl der Ausleseflächen pro Anode	Gas	Magnetfeld (T)
ALEPH [26]	2×2	Drähte	41 004	91 % Ar 9 % CH_4	1,5
Delphi [27]	$2 \times 1{,}3$	Drähte	20 160	80 % Ar 20 % CO_2	1,2
CERES [28]	2	Drähte	15360	80 % Ne 20 % CO_2	?
STAR [29, 25]	2×2	Drähte	42 000	90 % Ar 10 % CH_4	0,5
TESLA (geplant) [10]	$2 \times 2{,}5$	GEMs Micromegas Drähte	600 000	93 % Ar 5 % CH_4 2 % CO_2	4,0

Tabelle 2.4: einige Konstruktionsparameter der TESLA-TPC [10]

Radien der Struktur	innen: 320 mm, außen 1700 mm
Länge über alles	2×2730 mm
Radien des sensitiven Volumens	innen: 362 mm, außen 1618 mm
Länge des sensitiven Volumens	2×2500 mm
Gewicht	≈ 4 T
Gasvolumen	38 m^3
Strahlungslänge	$\approx 0{,}03\, X_0$ bis zum äußeren Feldkäfig

Tabelle 2.5: Zusammenstellung der charakteristischen Daten der TESLA-TPC [10]

	Driftlänge	
	10 cm	200 cm
$r\phi$-Auflösung	70 μm	190 μm
z-Auflösung	0,6 mm	1 mm
Doppelspurauflösung in $r\phi$	$\leq$2,3 mm	
Doppelspurauflösung in z	$\leq$10 mm	
$\frac{dE}{dx}$-Auflösung	4,3 % für 200 Padreihen	
π—K Trennung	$> 2\,\sigma$ zwischen 2 und 20 GeV	
Impulsauflösung ($\lvert\cos\theta\rvert < 0.75$)	$1{,}4{\cdot}10^{-4}\,(\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}})^{-1}$	
Impulsauflösung ($\lvert\cos\theta\rvert \approx 0.90$)	$3{,}2{\cdot}10^{-4}\,(\frac{\mathrm{GeV}}{\mathrm{c}})^{-1}$	

Micromegas [31] genannt. Im Folgenden wird nur auf GEMs näher eingegangen. Die Messprinzipien von MWPC und GEMs sind in Abbildung 2.8 veranschaulicht und werden nun näher erläutert.

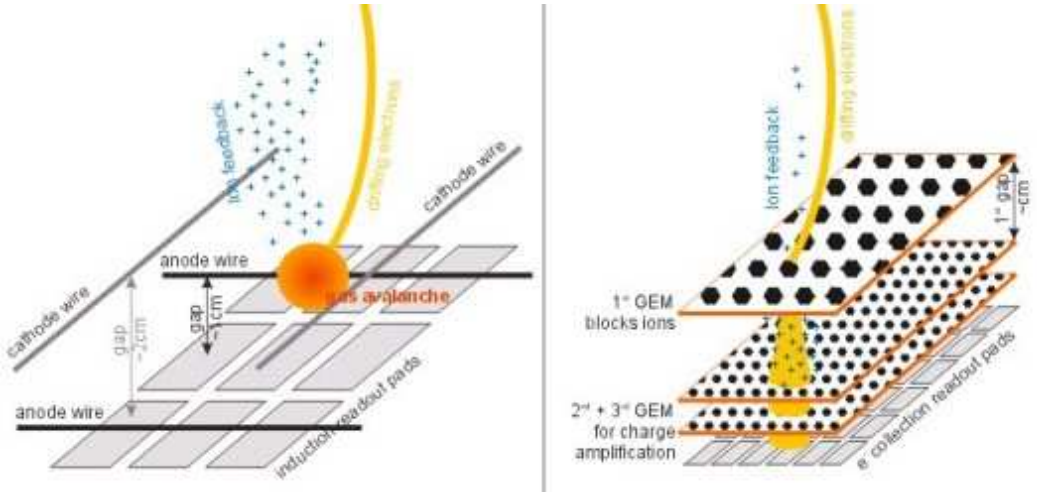

Abbildung 2.8: Vergleich des Auslese- und Verstärkungsprinzips von Vieldraht-Proportional-Kammern (MWPC) und Gas-Elektronen-Multipliern (GEM) [32]: Rechts ist eine 3-GEM-Struktur zu sehen, bei der die erste GEM zur Unterdrückung der Ionen genutzt wird, die folgenden dienen zur Verstärkung. Das linke Bild zeigt eine MWPC. Zu sehen sind zum einen die Auslesedrähte (anode wire) und die Drähte der Abschirmebene (cathode wire). Das Gate ist nicht dargestellt.

MWPC: Vieldraht-Proportionalkammern

Die auf Vieldraht-Proportionalkammern basierende Auslese besteht aus drei Drahtebenen, der eigentlichen Ausleseebene, einer Abschirmebene, die die Driftregion abschließt und einer Gate-Ebene (siehe Abbildung 2.9).

Die Abschirmebene trennt die Driftregion von der Verstärkungsregion und ermöglicht so, ein höheres Feld innerhalb der Verstärkungsregion ohne die Homogenität des Driftfeldes zu stören. Das Potenzial ihrer Drähte entspricht dem des Driftfeldes an dieser Stelle.

Die Elektronen aus dem Driftbereich folgen den Feldlinien bis zu den Anoden- oder Auslesedrähten und werden dort verstärkt, da das Feld nahe am Draht sehr hoch ist. So wird ein Signal im Draht erzeugt. Zwischen diesen Auslesedrähten liegen die Proportional- oder Felddrähte. Sie liegen auf einen negativeren Potenzial als die Auslesedrähte und verhindern so Bereiche mit geringen Feldstärken. Um Gasverstärkung im Bereich der Felddrähte zu verhindern, sind diese dicker. Die Information aus den Drähten würde zur Spurbestimmung allerdings nicht ausreichen, daher ist die Fläche auf der vom Driftfeld abgewandten Seite der Drähte segmentiert. Hier wird das Influenzsignal gemessen, das von der Ladungswolke um den Anodendraht erzeugt wird.

Bei der Verstärkung der primären Elektronen entstehen viele Ionen, die den Feldlinien folgen und so in das Driftvolumen gelangen. Dort könnten sie die Homogenität des Driftfeldes stören. Dies verhindert die Gatingebene, die innerhalb des Driftvolumens liegt. Ist das Gate geschlossen, liegen die einzelnen Drähte alternierend auf einem Potenzial, das sich vom Driftfeld um ± 50 bis $\pm 100\,\mathrm{V}$ unterscheidet. Die Feldlinien enden auf den Drähten und die

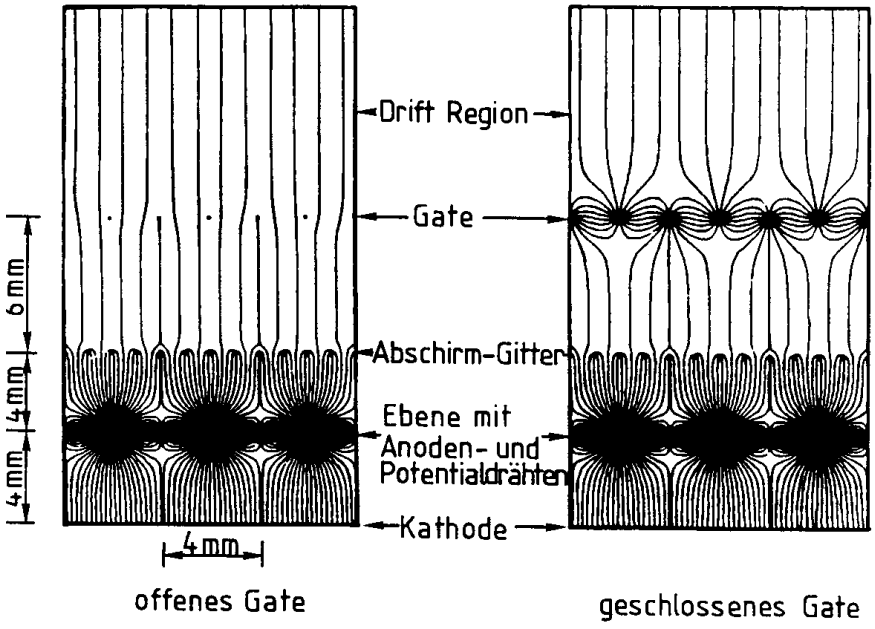

Abbildung 2.9: MWPC mit Gate als Auslesesystem einer TPC [26]

zurückdriftenden Ionen werden somit abgesaugt. Allerdings verhindert ein geschlossenes Gate auch, dass die Elektronen aus den Driftvolumen zur Auslese gelangen. Das Gate wird geöffnet, indem alle Drähte wie bei der Abschirmebene auf ein Potenzial gelegt werden, das dem Driftfeld an dieser Stelle entspricht. Die Feldkonfiguration der beiden Gateschaltungen sind in Abbildung 2.9 dargestellt.

Das Gate ist normalerweise geschlossen. Zum Schalten und Öffnen des Gates wird also ein externer Trigger benötigt, der bestimmt, ob ein Ereignis ausgelesen wird oder nicht. Die Auslesezeit einer TPC ist mit einigen Duzend μs viel größer als der Abstand der Teilchenpakete bei TESLA von 337 ns. Das Öffnen und Schließen des Gates für jedes einzelne Ereignisse ist daher nicht möglich. Ein Gaten wäre nur für jeden Zug von Teilchen denkbar, allerdings müsste dazu, da ein Zug ca. 1 ms lang ist, und die Ionen in dieser Zeit 1 bis 2 cm driften, die Gateebene einen größeren Abstand zur Abschirmebene als in bisherigen Experimenten haben. Dies verhindert aber nicht, dass sich während eines Zuges von Teilchen beginnend mit der ersten ausgelesenen Spur vor der Abschirmebene eine Ionenwolke bildet. Die so entstehenden Feldverzerrungen beeinflussen alle weiteren Spuren, da die Elektronen auf ihrem Weg zur Auslese diese Region durchqueren müssen.

GEM: Gas-Elektronen-Multipler

Gas-Elektronen-Multiplier finden seit ihrer Einführung von F. Sauli im Jahr 1997 in der Medizin und Hochenergiephysik Anwendung [33].

Eine typische GEM besteht aus einer 50 μm dicken Kaptonfolie, die beidseitig mit 5 μm Kupfer beschichtet ist [34]. In diese Folie sind mikroskopische Löcher geätzt, die bedingt durch das Herstellungsverfahren eine doppelkonische Struktur haben. Der Außendurchmesser beträgt 70 μm, an der engsten Stelle sind die Löcher noch 55 μm breit. Die Löcher sind hexagonal angeordnet mit einem Abstand der Mittelpunkte von 140 μm. Abbildung 2.10 zeigt eine Elektronenmikroskopaufnahme einer GEM.

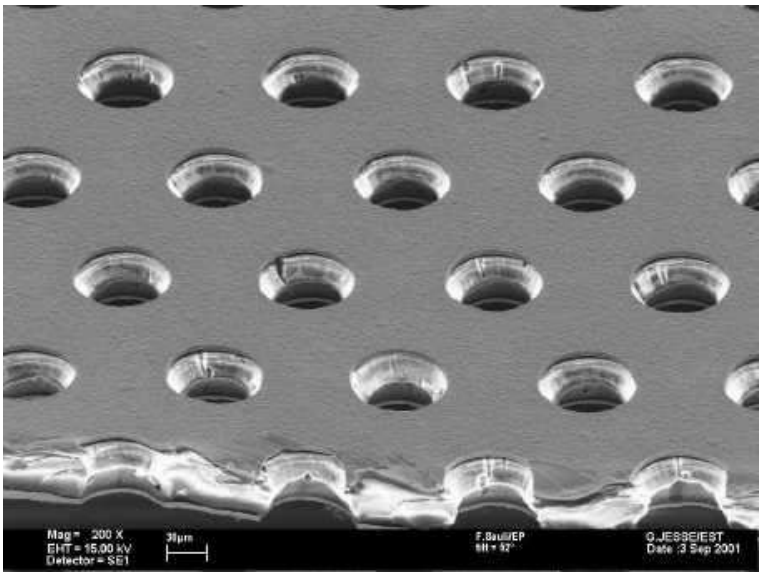

Abbildung 2.10: Elektronenmikroskopische Aufnahme einer GEM [35]

Wird zwischen den Kupferschichten eine Spannung von einigen hundert Volt angelegt, so ist das elektrische Feld innerhalb der Löcher so groß, dass Elektronen gasverstärkt werden. Um diese so erzeugten Elektronen zu extrahieren, wird eine asymmetrische Feldkonfiguration benötigt, wie sie Abbildung 2.11 zeigt. Bei einem spiegelsymmetrisches E-Feld auf beiden Seiten der GEM würden viele Feldlinien auf der GEM enden und somit die Ladungsträger, die den Feldlinien folgen, von der GEM abgesaugt werden. Im Fall der Ionen, die sich Richtung Driftfeld bewegen, ist dies erwünscht, da diese – wie bereits erwähnt – das Driftfeld stören würden. Aber auf der dem Driftfeld abgewandten Seite wird ein stärkeres Feld benötigt, um möglichst viele der im Loch erzeugten Elektronen zu extrahieren. Die Elektronenextraktion steigt mit dem elektrischen Feld an bis eine Sättigung eintritt. Ebenso kann sie durch ein Magnetfeld senkrecht zur GEM und einer geeigneten Wahl des Messgases vergrößert werden, da wie in Abschnitt 2.2.1 gezeigt, Elektronen somit eher den magnetischen Feldlinien folgen. Das Magnetfeld hat unter diesem Bedingungen auf die positiven Ionen, da für diese das elektrische Feld dominiert, einen vernachlässigbaren Einfluss. Bei Einstellungen mit einer hohen Elektronenextraktion werden Verstärkungen im Bereich von 10^3 erreicht.

Bei der Verwendung von Mehrfach-GEM-Strukturen wird pro GEM ein Verstärkungsfaktor um 100 realisiert. Der Kaskadeneffekt sorgt dann für eine hohe Gesamtverstärkung. Diese wird nicht nur von den Spannungen bestimmt , die zwischen den GEM-Seiten angelegt ist, sondern auch von den Feldern zwischen dem GEMs (Transferfeld) und dem Feld zwischen GEM-Struktur und Auslesefläche (Induktionsfeld). Jede GEM wird weniger beansprucht und somit ein stabilerer Betrieb ermöglicht. Auch der Rückfluss der bei der Verstärkung entstandenen Ionen in das Driftvolumen kann mit diesem Aufbau besser unterdrückt. Die meisten Elektronen und damit auch die meisten Ionen werden in der letzten GEM erzeugt. Nur ein kleiner Anteil dieser Ionen passiert aber die anderen GEMs und gelangt ins Driftvolumen [37, 38].

Das so erzeugte Elektronensignal kann direkt mit einer segmentierten Auslesefläche vermessen werden.

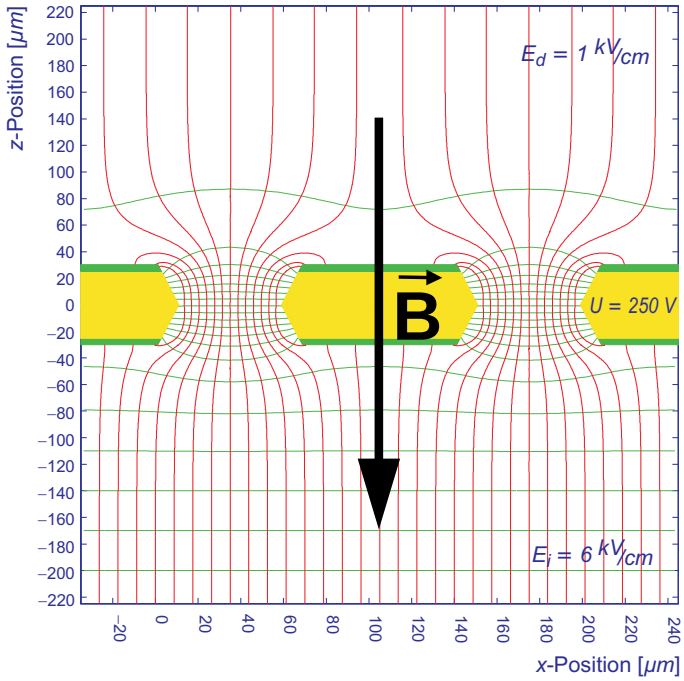

Abbildung 2.11: Elektrisches Feld einer GEM [36]: Innerhalb des GEM-Loches verlaufen viele Feldlinien, was einem hohen E-Feld dort entspricht. Das Driftfeld $|\vec{E}_d|$ ist kleiner als das Induktionsfeld $|\vec{E}_i|$, das die innerhalb der GEM erzeugten Elektronen extrahiert. Beide sind außerhalb eines Bereiches von 100 μm um die GEM homogen.

Vergleich von MWPC und GEM als Auslesesystem

Dieses Elektronensignal der GEMs ist aber sehr viel schmaler als das Influenzsignal bei den MWPC, insbesondere da das Magnetfeld die transversale Diffusion unterdrückt. Damit das Signal von mehreren Auslese-Segmenten (Pads) registriert wird, ist eine feinere Segmentierung notwendig. Das bedeutet wiederum eine größere Anzahl von Auslesekanälen. Das Elektronensignal ist aber auch kürzer als das Influenzsignal und erlaubt somit eine bessere intrinsische Doppelspurauflösung in Driftrichtung. Auch limitieren bei einer MWPC die Drahtabstände von ca. 2 mm die erreichbare Auflösung, da eine feinere Segmentierung der Ausleseefläche als die durch den o. g. Abstand vorgegebene Größenordnung nicht sinnvoll ist. Die GEMs sind mit Lochabständen von 140 μm wesentlich feiner strukturiert. Hier ist die Segmentierung durch die maximale Anzahl der Auslesekanäle festgelegt. Diese Grenzen sind durch externe Parameter – z. B. Kosten – bestimmt, daher müssen auch andere Padgeometrien und Anordnungen erwogen werden (siehe Abschnitt 2.3.4).

Vieldraht-Proportionalkammern sind in vielen Experimenten erprobt. Die Drähte müssen allerdings stark gespannt werden, damit sie ihre Position halten, wenn elektromagnetische Kräfte während des Anlegens und Abschaltens der Hochspannung auf sie wirken. Daher werden massive Haltestrukturen benötigt, was die Menge an passiven Material im Detektor vergrößert. Die die Präzision der nachfolgenden Energiemessung in den entsprechenden Bereichen des Detektors wird somit verschlechtert. GEMs benötigen viel weniger Material zur Halterung, da auf sie geringere Kräfte wirken.

Auch sind sie von Driftfeld aus gesehen homogener als die Drähte, da die Lochabmessungen

wesendlich kleiner als die erwarteten Signalbreiten sind. Auch wiesen GEMs von der Auslesefläche aus betrachtet keine ausgezeichnete Richtung auf, wie dies bei Drähte der Fall ist. Der $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekt muss bei MWPCs berücksichtigt werden, da im Bereich des Drahtes elektrisches und magnetisches Feld nicht mehr parallel sind. Die GEM-Abmessungen sind viel kleiner, daher sind nur in unmittelbarer Nähe der GEM die Felder nicht mehr parallel, der o. g. Effekt ist daher geringer. Ausgezeichnete Richtung und $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekt haben einen negativen Einfluss auf die Ortsauflösung der Vieldraht-Proportionalkammern.

Das Problem des Ionenrückflusses wurde bereits genannt. GEM-Verstärkungssysteme produzieren auf Grund ihrer intrinsische Ionenunterdrückung einen geringeren Ionenrückfluss. Es bildet sich innerhalb des Driftfeldes nur eine sehr geringe Ionenkonzentration vor der vom Driftfeld gesehenen ersten GEM. Das Ziel in einem Experiment ist, dass die Anzahl der pro Spur erzeugten Ionen in der gleichen Größenordnung wie die der primär erzeugten liegt. Der Einfluss auf nachfolgende Spuren ist dann vernachlässigbar. Dieses Ziel wurde in speziellen Testaufbauten erreicht [37, 38].

2.3.3 Das Gasgemisch

Die Wahl des Gasgemisches hat direkten Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Detektors. Hierbei spielen neben der bereits erwähnten Diffusion und Driftgeschwindigkeit (vgl. Abschnitt 2.2) , die einen direkten Einfluss auf die Ortsauflösung haben, auch die Strahlungslänge X_0 und die Anzahl n_T der pro cm erzeugten Elektronen eine wichtige Rolle. Ein niedriger totale Wirkungsquerschnitt für Neutronenstreuung σ_n verhindert, dass Neutronen die im Detektor durch verschiedene Prozesse erzeugt werden, unerwünschte Signale generieren. Im Folgenden sind einige der Anforderungen aufgeführt, die an die Gasgemischung für die TESLA-TPC gestellt werden:

- Um eine gute $\frac{dE}{dx}$-Auflösung zu erreichen, sollte die Anzahl der primär erzeugten Elektronen n_T möglichst groß sein. Andererseits werden auch n_T Primärionen erzeugt, die die Homogenität des Driftfeldes stören.
- Die Driftgeschwindigkeit v_D sollte groß sein, damit die entstehenden Ladungsträger in kurzer Zeit zu den Enden des Detektors driften und somit eine Anreicherung von Ladung im Driftvolumen vermieden wird. Der Einfluss der Driftgeschwindigkeit auf die Diffusion und die Zeitauflösung ist hierbei aber zu beachten.
- Der Funktion $v_D(E)$ sollte bei einem kleinen elektrischen Feld E ein flaches Maximum haben. Dies bedeutet zum einen eine niedrige Kathodenspannung und zum anderen eine hohe Stabilität gegenüber Variationen der Spannung.
- Eine geringe Elektonennegativität des verwendeten Gases vermeidet die Anlagerung von Elektronen und die damit verbundene Abschwächung des Signals.
- Die Anzahl der Wasserstoffatome sollte auf Grund des großen Neutronenwirkungsquerschnitts klein sein.
- Alterungseffekte müssen bei aggressiven Gasen, wie Fluor, und Kohlenwasserstoffen berücksichtigt werden.

Tabelle 2.3 enthält auch eine Übersicht der bei verschiedene Detektoren verwendeten Gase. Das für den TESLA-Detektor wurde das Gasgemisch Ar-CH_4-CO_2 im Verhältnis 93-5-2 vorgeschlagen [39]. Neben dem Zählgas Argon finden die Löschgase Methan und Kohlenstoffdioxyd

Verwendung. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchführten Studien wird diese Mischung verwendet.

2.3.4 Die Auflösung bestimmende Effekte

Das Auflösungsvermögen σ einer Zeit-Projektions-Kammer wird von mehreren Faktoren bestimmt. Neben Diffusion und primärer Ionisation haben auch Ausleseelektronik und Padgeometrie einen wesentlichen Einfluss.

Aus Gleichung (2.10) ergibt sich die Breite der Ladungswolke in tansversaler (σ_T) bzw. longitudinaler Richtung (σ_L) nach der Driftlänge $z = v_D \cdot t$ zu

$$\sigma_{T,L} = \sqrt{2D_{T,L}t} = \sqrt{2D_{T,L}\frac{z}{v_D}}\,. \tag{2.18}$$

In die daraus resultierende theoretisch bestmögliche Auflösung

$$\sigma_{D_T,D_L} = \frac{\sigma_{T,L}}{\sqrt{n_T}} = \sqrt{\frac{2D_{T,L}}{n_T}\frac{z}{v_D}} = \frac{D_{Tz,Lz}}{\sqrt{n_T}}\sqrt{z} \tag{2.19}$$

geht auch die Anzahl n_T der erzeugten primären Elektronen ein [18].

Das Auflösungsvermögen in z-Richtung ist neben der longitudinalen Diffusion auch durch die Zeitauflösung der Ausleseelektronik bestimmt. Hierbei spielen sowohl Taktrate also auch die Zeitkonstanten der verwendeten Komponenten (z. B. RC-Glieder) eine wichtige Rolle. Dieser Anteil ist konstant, da er für alle Driftlängen gleich ist. Werden bei der Aufzeichnung der Daten Schwellenwerte zur Datenreduktion verwendet, kann hierdurch das Auflösungsvermögen verschlechtert werden.

In der transversalen Richtung ($r\phi$) gibt es neben dem Diffusionsanteil des Auflösungsvermögen auch einen konstanten Term, der im Wesentlichen durch die Auslesegeometrie bestimmt wird. Hierbei spielt die Pad-Response-Funktion (PRF) eine wichtige Rolle. Darunter versteht man die auf einem Pad für ein bestimmtes Signal gemessene Ladung

$$Q_{\mathrm{Pad}}(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\left(\Theta\left(\psi - \frac{\Delta}{2}\right)\cdot\Theta\left(-\psi + \frac{\Delta}{2}\right)\right)}_{\text{Pad}} \cdot \underbrace{\left(\frac{Q_{\max}}{\sqrt{2\pi}\sigma_S}\exp\left[-\frac{(y-\psi)^2}{2\sigma_S^2}\right]\right)}_{\text{Signal}} d\psi\,. \tag{2.20}$$

Δ : Breite der rechteckigen Pads
ψ : Integrationsvariable in y Richtung
$Q_{\max}$: Größe des Signals
σ_S : Breite des Signals

Die PRF ergibt sich aus der Faltung der Pad-Funktion, bei einem rechteckigen Pad zwei Θ-Funktionen, mit der Signal-Funktion. Für letztere wurde eine Gaußfunktion angenommen, was für die meisten TPCs eine gute Näherung darstellt [19]. Der Sachverhalt ist hier auf eine Dimension vereinfacht. Dies entspricht dem Fall, dass die Teilchenspur parallel zu einer Symmetrieachse des Pads verläuft. Des Weiteren wird angenommen, dass die Pads in die Integrationsrichtung y schmaler sind als senkrecht zu dieser. Abbildung 2.12 stellt die PRF eines Influenzsignals für verschiedene Pad-Breiten Δ bei gleicher Signalbreite dar, die durch

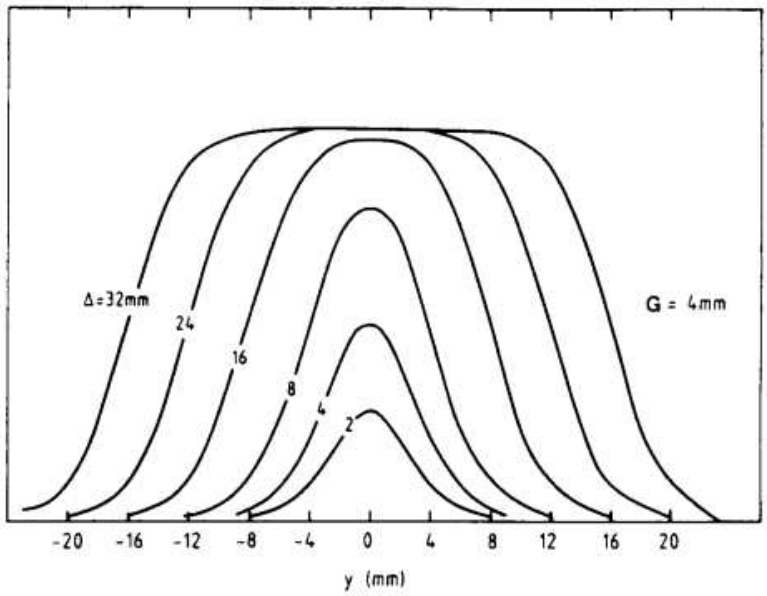

Abbildung 2.12: Darstellung der Pad-Response-Funktion für verschiedene Pad-Breiten Δ für eine MWPC mit einem Abstand $G = 4\,\text{mm}$ der Anodendrähte von der Ausleseebene [19].

den Abstand G von Anodendrähte und Ausleseebene bestimmt ist. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei großen Padabmessungen das Signal nur von einem Pad detektiert wird, es ist keine genaue Orts Bestimmung möglich. Kleine Pads liefern ein sehr kleines Signal, das somit sehr rauschanfällig ist. Ein Verhältnis von Signal- zur Padbreite von $\frac{\Delta}{G} = 2$ erscheint optimal.

Eine detailliertere Behandlung der PRF sowie weitere die Auflösung limitierende Effekte findet man in [19].

Kapitel 3

Versuchsaufbau

Zunächst werden die in diesem Experiment verwendeten Komponenten vorgestellt. Es folgt die Beschreibung des Versuchsaufbaus und der -durchführung. Abschließend wird ein verwendetes TPC-Simulationsprogramm vorgestellt.

3.1 Der Prototyp: MediTPC

Der für dieses Experiment benutzte Prototyp, im Folgenden mit MediTPC bezeichnet, wurde von der FLC-TPC-Gruppe für Forschungs- und Entwicklungsstudien entwickelt. Die Konstruktion der MediTPC und der Bau des Feldkäfig und der Endwände waren nicht Teil dieser Arbeit. Die äußeren Abmessungen der MediTPC sind durch den Einsatz im DESY-Testmagneten vorgegeben (siehe Abschnitt 3.3). Der Feldkäfig ist ein Zylinder von 800 mm Länge und weist einen Außendurchmesser von 270 mm auf. Der Innendurchmesser beträgt 250 mm. Die Abbil-

Abbildung 3.1: Fotografie der MediTPC

dungen 3.1 und 3.2 zeigen die MediTPC anhand einer Fotografie und einer CAD-Zeichnung. Das sensitive Volumens ist 680 mm lang. Es wird durch den Abstand zwischen dem Schild, das den Feldkäfig abschließt und mit der GEM auf gleicher Höhe die Anode bildet, und der Kathode am Ende des Feldkäfigs festgelegt. Die Wahl der Länge des sensitiven Volumen ist

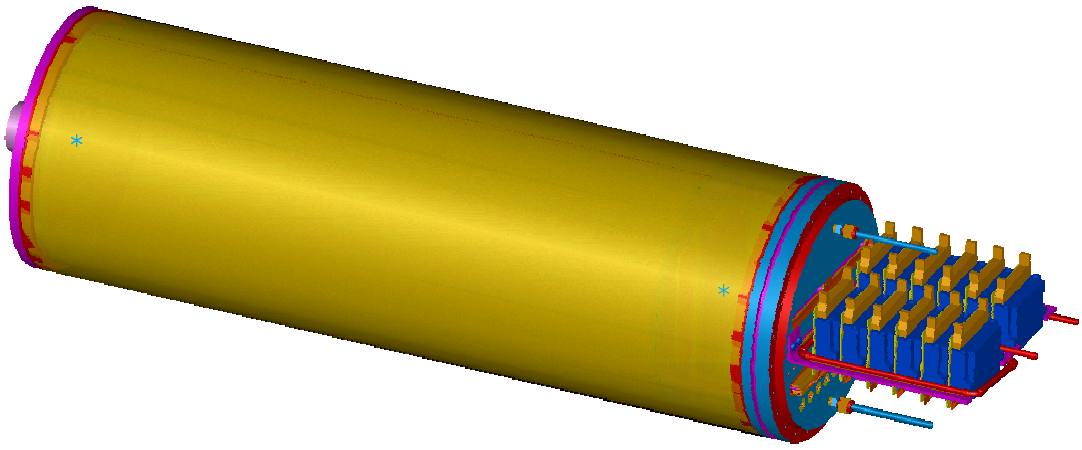

Abbildung 3.2: CAD-Zeichnung MediTPC [40]

durch die Untersuchung möglichst langer Driftstrecken motiviert unter Berücksichtigung der Homogenität des Magnetfeldes (vgl. Abschnitt 3.6).

Als Messgas wird das Gemisch Ar-CH_4-CO_2 im Verhältnis 93-5-2 verwendet (siehe Abschnitt 2.3.3).

3.1.1 Feldkäfig

Der Feldkäfig sorgt für die Homogenität des Driftfeldes während des Betriebs. Hierzu sind 245 Kupferstreifen mit einer Breite von 1,6 mm äquidistant mit einem Abstand von 1,2 mm angebracht. Vier parallele Widerstandsketten, bestehend aus 810 kΩ Widerständen (R_{Streifen}), sind mit den Kupferstreifen verbunden. Sie bilden einen Spannungsteiler, der das Potenzial der einzelnen Streifen gleichmäßig vom Kathodenpotenzial auf das Potenzial des den Feldkäfig anschließenden Schildes herunterteilt. Die Verwendung mehrerer paralleler Widerstände verhindert, dass Beschädigungen eines der Widerstände zu großen Beeinträchtigungen des Driftfeldes führen. Der Aufbau des Spannungsversorgungssystems der MediTPC ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

Der Gesamtwiderstand der Widerstandsketten ergibt sich zu:

$$R_{\text{Feldkäfig}} = \frac{R_{\text{Streifen}}}{4} \cdot 245 \approx 50\,\text{M}\Omega\,. \tag{3.1}$$

Abbildung 3.4 zeigt eine Innenansicht der MediTPC, in der die Kupferstreifen und die vier Widerstandsketten zu sehen sind.

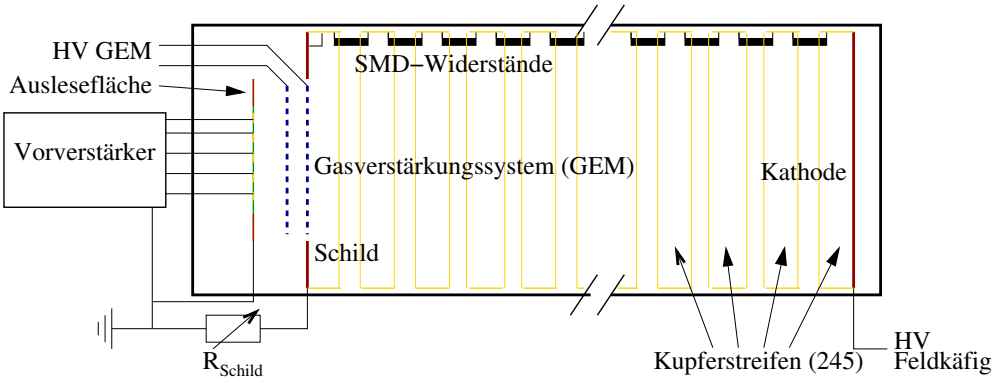

Abbildung 3.3: Aufbau der Spannungsversorgung der MediTPC

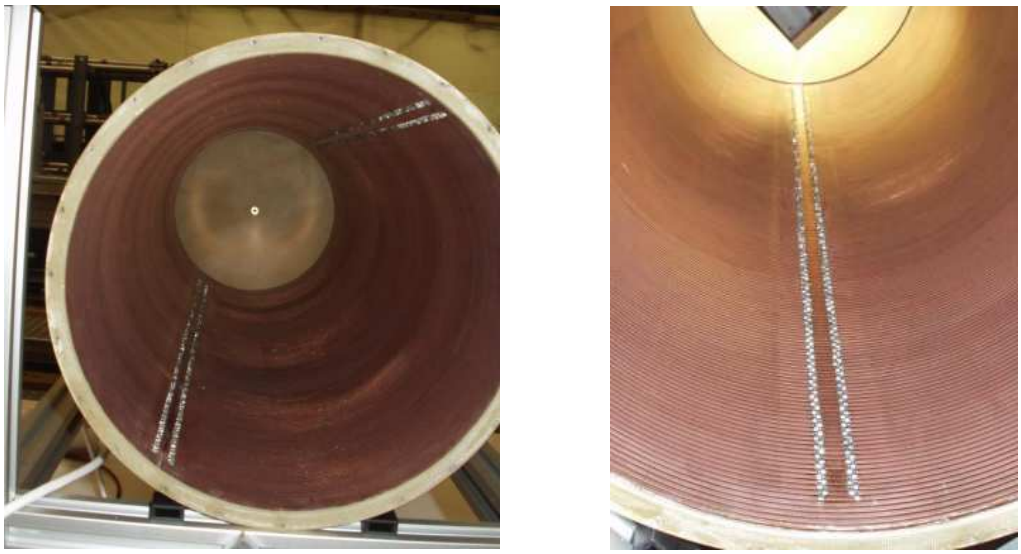

Abbildung 3.4: Innenansicht der MediTPC

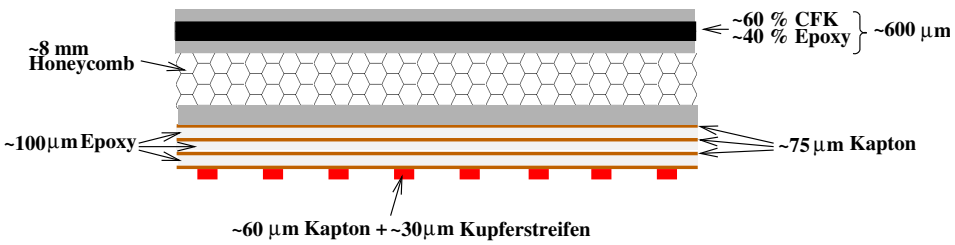

Abbildung 3.5: Aufbau der Feldkäfigstruktur

Die verwendete Feldkäfigstruktur dient als erster Test für die Konstruktion zukünftiger Detektoren. Um eine Präzise Energiemessung nach der Spuraufzeichnung zu ermöglichen, sollte das verwendete Material nur wenige Prozent der Strahlungslänge ausmachen. Die verwendete Leichtbauweise erfüllt diese Anforderungen mit $0.008\,X_0$. Die Sandwich-Struktur des Feldkäfigs ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

Flache Proben dieser Struktur von ca. $100\,\text{mm} \times 100\,\text{mm}$ sind auf Hochspannungsfestigkeit getestet worden. Es zeigte sich, dass diese Proben innerhalb des Labors in Luft mit 29 kV belastet werden konnten, ohne das Durchschläge auftreten. Durch Schwierigkeiten beim Kleben des runden Feldkäfigs der MediTPC sind Luftblasen zwischen den einzelnen Schichten eingeschlossen. Die Hochspannungsfestigkeit ist dadurch herabgesetzt. Die Struktur wurde im Betrieb nur mit maximal 16 kV belastet.

3.1.2 Gasverstärkungs- und Auslesesystem

Wie bereits erwähnt, wird als Verstärkungssystem eine Multi-GEM-Struktur verwendet. Abbildung 3.6 zeigt die 2- bzw. 3-GEM-Strukturen, die zum Einsatz kamen.

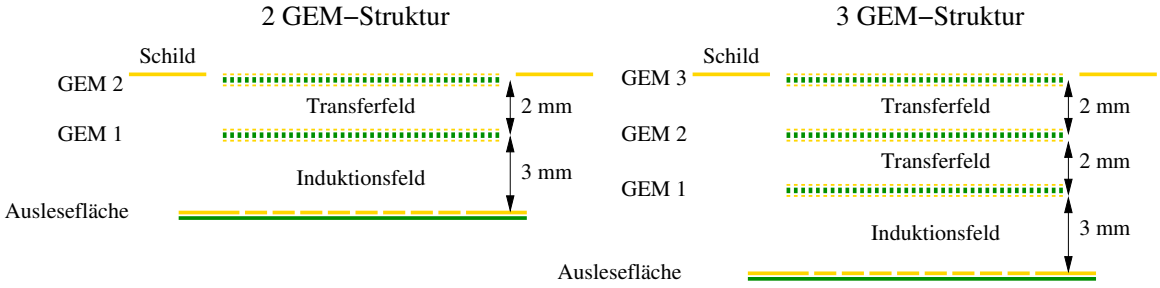

Abbildung 3.6: Aufbau des GEM-Turms: Die rechte Abbildung zeigt den Aufbau mit 2 GEMs. Links ist die 3-GEM-Struktur dargestellt.

Die Auslesefläche ist über die Verbindung zu den Vorverstärkern geerdet. Das Potenzial der darüber liegenden GEMs ist zunehmend negativ. Die einzelnen Werte sind durch die Spannungen über die GEMs und die dazwischenliegenden Felder festgelegt. Das Feld zwischen zwei GEMs wird Transferfeld genannt, das zwischen GEM und Auslese Induktionsfeld. Die dem Driftfeld zugewandte Oberfläche der zweiten bzw. dritten GEM hat somit das höchste negative Potenzial und liegt auf gleicher Höhe mit dem Schild. Dieses ist mit dem nächstliegenden Kupferstreifen des Feldkäfig verbunden und schließt diesen somit ab (siehe Abbildung 3.3). Um ein homogenes Feld zu gewährleisten, muss dieses Schild auf dem gleichen Potenzial liegen wie die zuvor genannte GEM-Oberfläche. Es ist daher über einen variablen Widerstand R_{Schild} mit 0 V verbunden. Dieser Widerstand ist durch die Verbindung zum Feldkäfig der letzte der Widerstandskette des Feldkäfigs. Sein Wert berechnet sich wie folgt:

$$R_{\text{Schild}} = \frac{U_{\text{Schild}}}{U_{\text{Kathode}} - U_{\text{Schild}}} \cdot R_{\text{Feldkäfig}}\,, \tag{3.2}$$

wobei $R_{\text{Feldkäfig}}$ der in Gleichung (3.1) berechnete Widerstand ist. Das Schildpotenzial ist mit U_{Schild}, das der Kathode mit U_{Kathode} bezeichnet.

Die Spannungsversorgung der 2-GEM-Struktur wurde zu Beginn des Experimentes mit dem in Abbildung 3.7 dargestellten Spannungsteiler gewährleistet. Die Spannungen über

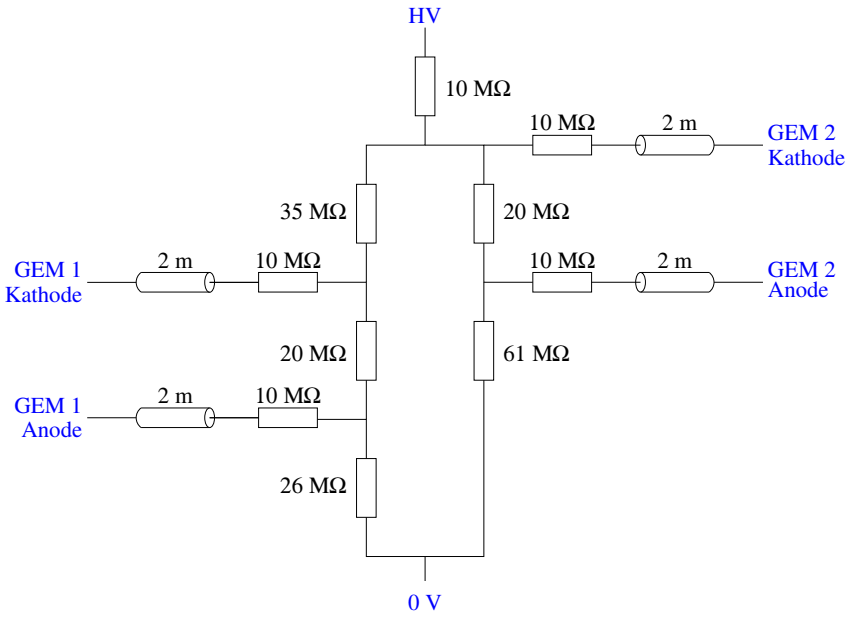

Abbildung 3.7: Aufbau des Spannungsteilers, der zur Hochspannungsversorgung der 2-GEM-Struktur benutzt wurde.

die einzelnen GEMs und das Transfer- und Induktionsfeld sind durch Verhältnisse der Widerstände zueinander und das am HV-Eingang angelegte Potenzial bestimmt. Das Verhältnis der Widerstände wurde so gewählt, dass die Einstellungen mit denen eines anderen Prototyps mit GEM-Auslese übereinstimmten, der von der FLC-Gruppe bereits erfolgreich betrieben wurde. Die Spannung über den beiden GEMs gleich sind gleich groß. Beträg diese Spannung 400 V, ergibt sich ein Transferfeld von 1500 $\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$ und ein Induktionsfeld von 1666 $\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$. Mit diesen Einstellungen wurde ein anderer Prototyp mit GEM-Auslese von der FLC-Gruppe bereits erfolgreich betrieben. Die Unterteilung in zwei Stränge entkoppelt die Versorgung der beiden GEMs und verhindert, dass Variationen bei einer der GEMs, z. B. ein Spannungsüberschlag (*Tripp*), die Versorgung der anderen direkt negativ beeinflusst. Die Verwendung hochohmiger Widerstände vermindert den Stromfluss durch den Spannungsteiler. Die 10 MΩ-Widerstände zwischen dem Spannungsteiler und die GEMs begrenzen den Strom, der im Falle eines Spannungsüberschlages über die GEM fließt. Ein Strom von mehreren 10 μA könnte die GEM irreparabel schädigen. Ein solcher Tripp bedeutet einen kurzzeitigen Kurzschluss zwischen den GEM-Oberflächen, dadurch erhöht sich der Stromfluss durch den Spannungsteiler um ca. 14 %. Diese Erhöhung wird zur Detektierung eines Tripps genutzt, die eine Abschaltung der Spannungsversorgung zur Folge hat. Nach dieser Abschaltung wird, wenn eine zuvor eingestellte Anzahl von Tripps noch nicht erreicht ist, die Spannung langsam wieder auf den gewünschten Wert hochgefahren. Die GEMs stellen Kapazitäten dar, die zunächst aufgeladen werden müssen. Das langsame Erhöhen der Spannung verhindert, dass während dieses Prozesses ein hoher Strom fließt, der erneut die Tripp-Schwelle überschreitet, ohne dass es zu einen Tripp gekommen ist.

Die Änderung der Felder oder der einzelnen GEM-Spannungen ist nur über eine aufwändige Modifikation des Spannungsteilers möglich. Daher wird im weiteren Verlauf des Experimentes die Spannungsversorgung auf ein Vielkanalspannungsgerät umgestellt (siehe Abschnitt 3.6.1). Durch die Versorgung jeder GEM-Oberfläche durch einen Kanal ist ein sehr flexibler Betrieb

möglich.

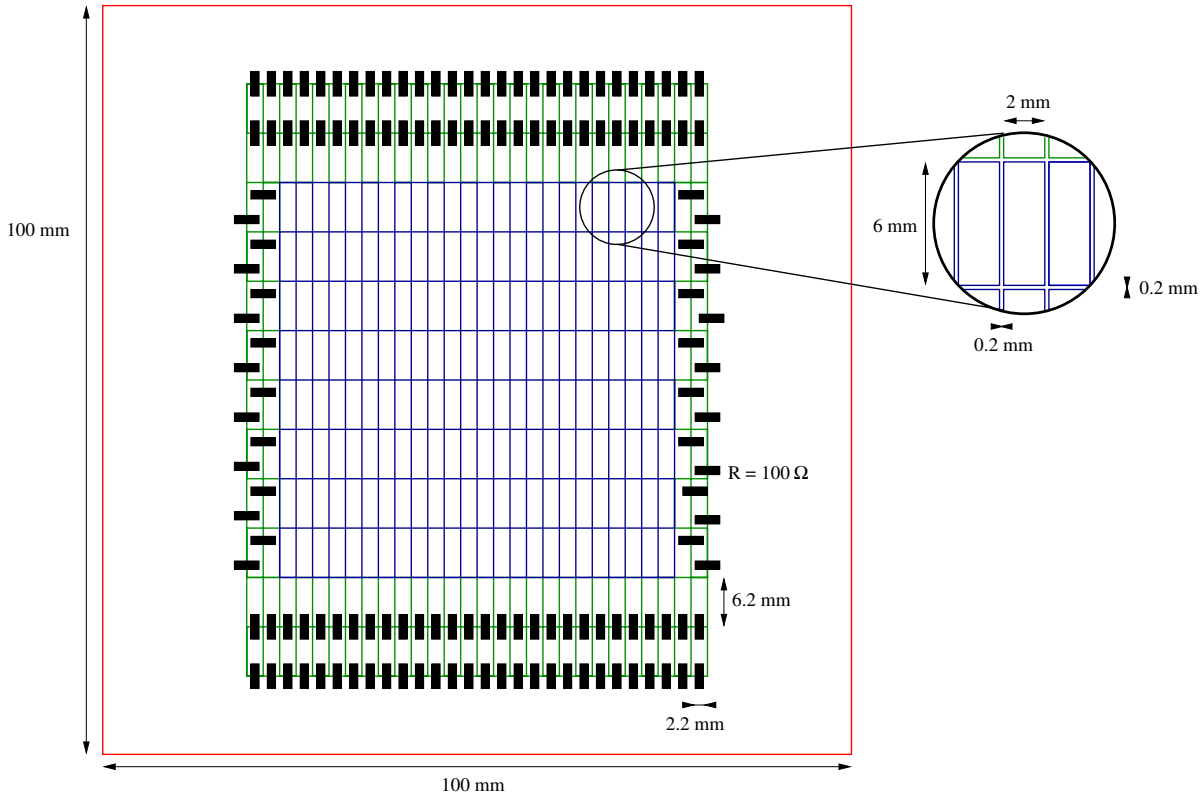

Abbildung 3.8: Aufbau und Struktur der Ausleseebene: Nur die zentralen Pads werden ausgelesen (blau). Diesen zentralen Bereich umgeben zwei weitere Reihen Pads (grün), die in der hier dargestellten Weise durch Widerstände (100 kΩ) mit der umgebenen Erdungsfläche (rot) verbunden sind.

Die verwendete Auslesegeometrie (Abbildung 3.8) orientiert sich an der im TDR vorgeschlagenen Segmentierung. Die rechteckigen Kupferflächen sind 6 cm hoch und 2 cm breit. Sie sind mit einem Abstand von 0,2 mm angeordnet. Da in den Zwischenräumen keine Feldlinien enden, beträgt somit die effektive Gesamtfläche pro Pad 6,2 mm × 2,2 mm. Es sind 8 Zeilen mit jeweils 24 Pads instrumentiert. Insgesamt werden 192 Pads, die eine Fläche von 8·6,2 mm × 24·2,2 mm = 49,6 mm × 52,8 mm abdecken, ausgelesen. Die Anzahl der Auslesekanäle ist durch den Versuchsaufbau begrenzt. Daher kann nicht die gesamte von den GEMs überspannte Fläche (100 mm × 100 mm) ausgelesen werden. Um die Homogenität des Induktionsfeldes sicherzustellen, ist die Auslesefläche von einem Schild umgeben, das ebenfalls auf 0 V liegt. Um das Übersprechen von Signalen des Schildes auf die Auslesefläche zu verhindern sind zwei weitere Zeilen bzw. Spalten Pads zwischen Auslesefläche und Schild angeordnet. Diese sind über 100 kΩ Widerstände mit dem Schild verbunden. Diese Maßnahme zeigte leider nicht im erwarteten Maße Erfolg (siehe Abschnitt 5.2). Das Auslese-Schild ist über einen 5 kΩ Widerstand mit der Erdleitung verbunden, um die Wirkung des Schildes als Antenne zu unterbinden.

3.2 Ausleseelektronik

Bei der Auslese und Digitalisierung der Daten wird Elektronik eingesetzt, die für das ALEPH-Experiment entwickelt und dort eingesetzt wurde [26]. Diese Elektronik wurde für eine Vieldraht-Proportionalkammer-Auslesesystem, also positive Influenz- und negative Drahtsignale, konzipiert. Sie wurde an die Erfordernisse eines TPC-Teststandes angepasst. Die Anpassungen wie auch die verwendeten Programme sind in [41] im Detail beschrieben. Der Ausbau wird daher im Folgenden nur kurz skizziert:

Bei den Vorverstärkern, die an der Endwand der MediTPC auf der Ausleseseite montiert sind (siehe Abbildung 3.2), handelt es sich um ladungsintegrierende Einheiten mit einer Zeitkonstante von $2\,\mu$s. Die Form des Vorverstärkersignals wird durch einen schnellen Anstieg von einigen ns und einem darauf folgenden exponentiellen Abfall beschrieben. Dieses Signal wird von einem Pulsformer (*Shaper*) in ein gaußförmiges Signal umgewandelt, wodurch der lange Ausläufer des Vorverstärkersignals gekürzt wird. Das Shapersignals hat eine Breite von ca. 400 ns. Es wird als Differenzsignal ausgegeben, d. h. das Signal wird nicht durch die Höhe eines Spannungssignals sondern die Differenz zwischen zwei Spannungssignalen übermittelt. Vorverstärker und Pulsformer sind sowohl für positive als auch negative Signale ausgelegt. Mit der Wahl der Belegung des weiterführenden Kabels wird das Vorzeichen des Signals festgelegt. Es wird so gewählt, dass die weitere Elektronik ein positives Signal sieht, da nur dieses verarbeitet werden kann. Bei den Elektronensignalen ist zu beachten, dass diese mit einigen ns wesentlich kürzer sind, als das von Pulsformer ausgegebene.

Die Digitalisierung erfolgt mit TPDs (Time Projection Digitizer), einem auf FASTBUS-Technologie basierenden und kontrollierten Modul. Mit einem TPD können 64-Kanäle gleichzeitig aufgezeichnet werden. Die TPDs enthalten neben einem Analog-Digital-Wandler (FADC[1]) mehrere Speicherbänke und Möglichkeiten der Datenverarbeitung, wie z. B. Rauschunterdrückung. Auch wird die Spannungsversorgung der Vorverstärker über die TPDs sichergestellt. Die Taktrate des FADCs wird durch einen externen Zeitgeber festgelegt. Hier wird ein 12,5 MHz-Zeitgeber verwendet, welcher von einem SMTPD (*Service Module TPD*) geliefert wurde. Dieses Modul wurde für den Test der ALEPH-Elektronik entwickelt. Es ergibt sich somit eine Länge des ADC-Taktes von 80 ns.

Die TPDs werden von einem Fast Intelligent Controller (FIC 8234) über ein VSB-FASTBUS-Interface FVSBI 9210 gesteuert und ausgelesen. Auf dem FIC läuft ein C-Programm, das diese Aufgabe realisiert. Es schickt die ausgelesen Daten an einen Linux-PC weiter, der als Server fungiert.

An diesen Server können mehrere Clients, wiederum Linux-PCs, andocken und die Daten mitlesen. Einer dieser Clients ist der LCIO Data Writing Client [42], der die Daten auf der lokalen Festplatte in einem speziellen TPC-Format persistent macht (siehe Abschnitt 4.1).

3.3 Der Magnetteststand

Für die Studien wird der DESY-Magnetteststand (Abbildung 3.9) genutzt. Die supraleitende Spule mit 5083 Windungen in 18 Lagen erzeugt bei einem maximalen Strom von 1000 A ein Magnetfeld von 5,3 T [43]. Die Länge der Spule beträgt 1200 mm, der Innen- und Außendurchmesser 370 mm bzw. 470 mm. Der Kryostat, der die Spule umgibt, hat einen Innendurchmesser

[1] *Flash Analog to Digital Converter*

Abbildung 3.9: Fotografie der DESY-Magnetteststandes: Das linke Bild zeigt den Magnetteststand in der Frontansicht. Des Weiteren ist die MediTPC innerhalb des Magneten und die Verkabelung zu erkennen. Das rechte Bild zeigt den Magnetteststand ohne einen weiteren Versuchsaufbau in der Seitenansicht hinter einem Sicherheitsgitter.

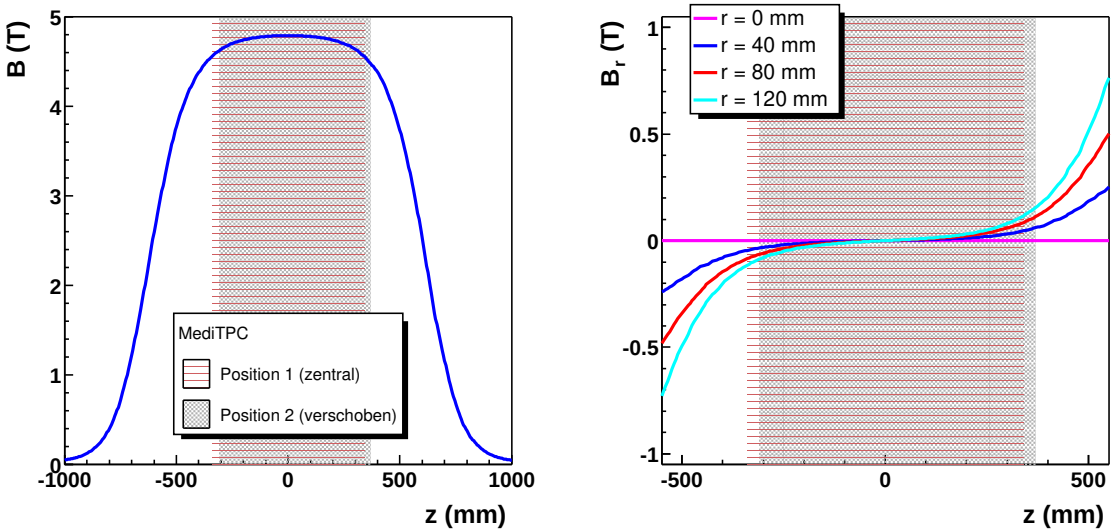

Abbildung 3.10: Feldverlauf des Magnetfeldes in longitudinaler (B) und radialer (B_r) Richtung für einen Spulenstrom von 900 A [44]. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt in der Mitte des Magneten. Zusätzlich ist die Lage des sensitiven Volumens der MediTPC für zwei Positionen dargestellt. Zu Beginn des Experimentes war das sensitive Volumen zentral positioniert. Später wurde die Portion um 30 mm verändert (siehe Text).

von 280 mm. Sein Außendurchmesser beträgt 1040 mm, die Länge ca. 1870 mm.

Den Feldverlauf des Magnetfeldes zeigt Abbildung 3.10. Dargestellt sind zum einen die Variation des Feldes entlang der Spulenachse und zum andern die Stärke der radialen Komponente für verschiedene Abstände von dieser Achse.

3.4 Kosmische Myonen

3.4.1 Entstehung

Kosmische Strahlung besteht aus zwei Komponenten: Hochenergetische primäre Strahlung entsteht in Sternen und sekundäre durch Wechselwirkung der primären mit Materie. Der größte Anteil der auf der Erde registrierten kosmischen Strahlung entsteht in den oberen Schichten der Atmosphäre. Myonen sind die geladenen Teilchen, die am häufigsten auf der Erdoberfläche zu beobachten sind.

3.4.2 Verteilung

Die mittlere Energie der Myonen beträgt 4 GeV, wobei das Spektrum durch mehrere Faktoren bestimmt wird. Neben dem Energiespektrum bei der Produktion gehen hier die Zerfallsrate und der Energieverlust durch Ionisation ein. Dieser Energieverlust beträgt ca. 2 GeV für einen 15 km langen Weg durch die Atmosphäre, den die Myonen von ihrem Entstehungsort bis zur Erdoberfläche zurücklegen.

Das Spektrum ist abhängig vom Winkel θ, dem Einfallswinkel zur Senkrechten auf die Erdoberfläche. Für größere Winkel, was einen längeren Weg bis zur Oberfläche bedeutet, zerfallen mehr niederenergetische Myonen. Das Spektrum wird daher zu höheren Energien verschoben, wie in Abbildung 3.11 zu sehen ist.

Die Winkelverteilung für Myonen mit 3GeV ist $\sim \cos^2\theta$. Die Verteilung der höherenergetischen Myonen ist flacher, die der mit kleineren Energien steiler [4].

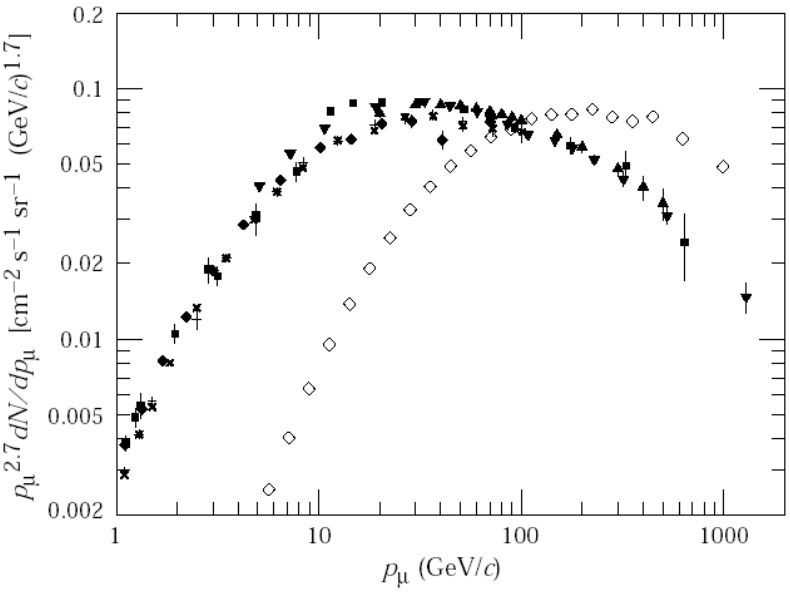

Abbildung 3.11: Spektrum kosmischer Myonen für $\theta = 0\,^\circ$ (ausgefüllt) und $\theta = 75\,^\circ$ (leer) [4]

3.5 Triggersystem

Um die Messung zu starten, wird ein Auslöser (engl. *Trigger*) benötigt, der zum Zeitpunkt eines Teilchendurchgangs auslöst. (siehe Abschnitt 2.3) Hierzu werden Szintillationszähler verwendet, die von einem durchgehenden Teilchen zum Leuchten (Szintillation) angeregt werden. Das so erzeugte Licht wird mittels Totalreflexion an ein Ende geleitet und von dort durch einen Lichtleiter in einen Photomultiplier (siehe Abbildung 3.12). Die so erzeugten Signale können dann von einer Elektronik weiter verarbeitet werden.

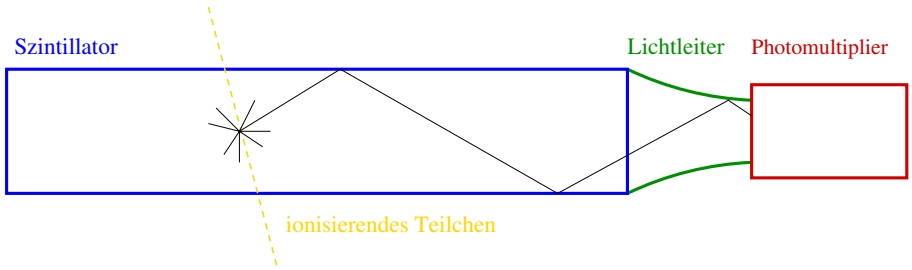

Abbildung 3.12: Aufbau eines Szintillationstriggers: Der Weg des durch ein einfallendes Teilchen erzeugte Lichtsignal ist angedeutet.

3.5.1 Szintillatoren

Szintillierende Stoffe werden beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens, z. B. eines Myons, angeregt und geben die deponierte Energie im Form von Licht ab. Das Signal ist allerdings sehr niedrig, so dass es zum einen verstärkt und zum anderen für die weitere Verarbeitung in ein elektronisches Signal umgewandelt werden muss, z. B. durch Photomultiplier. Szintillatoren bestehen entweder aus anorganischen Kristallen oder organischen Stoffen.

In anorganischen Kristallen werden bei der Anregung durch das Teilchen Elektronen in das Leitungsband gehoben. Beim Übergang zurück in das Valenzband wird ein Photon emittiert. Der Kristall ist allerdings undurchsichtig für diese Photonen, da sie die Energie besitzen, um wieder ein Elektron in das Leitungsband zu heben. Dieser Effekt wird durch das Dotieren mit Fremdatomen unterdrückt, deren Energieniveaus zwischen den Bändern des Kristalls liegen. Photonen, die durch den Übergang von diesem Energieniveau in das Valenzband erzeugt wurden, werden vom Kristall nicht absorbiert. Für sie ist der Kristall nahezu durchsichtig, da es nur wenige Aktivatorstellen (Fremdatome) gibt.

Organische Szintillatoren bestehen in der Regel aus drei Komponenten: einem Fluoreszenzstoff, einem Wellenlängenschieber und einem ‘Lösungsmittel’ für die beiden Erstgenannten. Die Energie des detektierten Teilchens wird vom primären Fluoreszenzstoff aufgenommen und als ultraviolettes Licht wieder abgegeben. Da dieser Stoff, wie beim Kristall, für dieses Licht undurchsichtig ist, wird die zweite aktive Substanz benötigt. Diese absorbiert das ultraviolette Licht und emittiert die aufgenommene Energie wieder mit einer geringeren Frequenz. Die dritte Komponente kann entweder ein Festkörper (Polymer) oder eine Flüssigkeit sein.

3.5.2 Photomultiplier

Photomultiplier bestehen aus zwei Komponenten, einem Photon-Elektron-Konverter und einem Elektronenverstärker. Das zu detektierende Photon schlägt aus einer Photokathode ein Elektron heraus. Die Kathode besteht in der Regel aus einer dünnen Halbleiter-Schicht, die eine gute Quantenausbeute im betrachteten Wellenlängenbereich liefert. Diese Elektronen werden, da die Kathode auf einer negativen Hochspannung liegt, beschleunigt und durch weitere Elemente fokussiert. Sie treffen dann auf eine Dynode und lösen hier mehrere sekundäre Elektronen heraus.

Der verstärkende Teil des Photomultiplier besteht aus mehreren Dynoden, zwischen denen die gleiche Potenzialdifferenz anliegt. Die unterschiedlichen anliegenden Hochspannungen werden durch einen Spannungsteiler zwischen Photokathode und Anode gewährleistet. Jedes zuvor erzeugte Elektron schlägt auf jeder Dynode mehrere Elektronen heraus und wird somit verstärkt. An der Anode ist daher ein gut messbares Signal zu beobachten.

3.5.3 Rauschunterdrückung durch Diskriminatoren und Koinzidenz

An der Photokathode des Photomultiplier werden auch thermisch Elektronen erzeugt, die dann ebenfalls ein Signal erzeugen. Dieses Rauschsignal ist aber zumeist kleiner als das durch ein Lichtsignal erzeugte Signal, da das Lichtsignal aus mehreren einfallenden Photonen besteht und somit mehrere Elektronen aus der Photokathode verrausschlägt. Einen großen Teil des Rauchens kann man daher mit einem Diskriminator unterdrücken. Dieser gibt nur dann ein logisches Signal aus, wenn das Eingangssignal eine einstellbare Schwelle überschreitet.

Die Rauschsignale von verschiedenen Photomultipliern sind nicht korreliert. Dies bietet eine weitere Möglichkeit das Rauschen zu unterdrücken. Sind z. B. an beiden Enden eines Szintillators Photomultiplier angebracht, oder durchdringt das zu detektierende Teilchen mehrere Szintillatorzähler, so kommen die durch das Teilchen erzeugten Signale fast gleichzeitig und können in Koinzidenz geschaltet werden. Die Koinzidenzstufe gibt, wie in Abbildung 3.13 dargestellt, nur dann ein Signal aus, wenn an allen Eingängen ein Signal anliegt. Bei der Verwendung mehrerer Szintillatorzähler kann ein Volumen definiert werden, das die zu detektierenden Teilchen durchqueren müssen, um ein Signal zu erzeugen. Durch diese Einschränkung des betrachteten Bereiches kann die Effizienz des Experimentes erhöht werden, da weniger Teilchen, die das sensitive Volumen nicht durchqueren, das Auslesen des Detektor aktivieren.

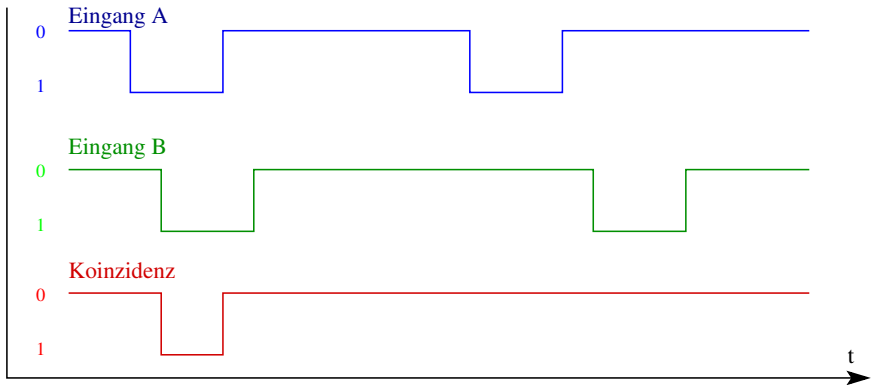

Abbildung 3.13: Funktionsweise einer Koinzidenzstufe

3.5.4 Zeitauflösung

Das zeitliche Verhalten eines Triggersystems wird durch seine einzelnen Komponenten bestimmt.

Organische Szintillatoren haben eine Abklingzeit von einigen bis hundert ns und sind damit schneller als die anorganischen, deren Abklingzeit im Bereich von einigen hundert ns bis hin zu μs liegt.

Im Photomultiplier wird das Signal weiter verzögert, da die Elektronen ca. 40 ns von Kathode bis Anode brauchen. Laufzeitunterschiede der Elektronen, bedingt durch verschiedene kinetische Energien und Auslöseorte auf der Photokathode, verursachen Schwankungen dieser Verzögerungszeit. Diese liegen in der Größenordnung von einigen 100 ps.

Die Laufzeit in Kabeln beträgt $2\,\frac{\mathrm{ns}}{\mathrm{m}}$. Sie ist allerdings konstant und hat somit keinen Einfluss auf die Zeitauflösung. Auch die elektronischen Komponenten (Diskriminatoren, Koinzidenzen, etc.) verursachen weitere Verzögerungen des Signals. Die feste Auslöseschwelle des Diskriminators bedingt bei variierenden Signalhöhen verschiedene Verzögerungen, und verschlechtert somit die Zeitauflösung. Der Einfluss der Elektronik auf die Auflösung kann mit einigen ns abgeschätzt werden.

Die gesamte zeitliche Verzögerung des Triggersystems kann durch geeignete Messungen z. B. mit einem Laserkalibrationssystem bestimmt werden. Werden mehrere Signale gleichzeitig erzeugt, deren Abstand zur Auslesefläche bekannt ist, so kann die Driftgeschwindigkeit sehr genau bestimmt werden. Bei der Berechnung zeigen sich die o. g. Verzögerungen der Driftzeit durch einen konstanten Anteil.

3.6 Versuchsdurchführung

Der Aufbau des Experimentes ist in Abbildung 3.14 skizziert. Zu Beginn wurde die MediTPC so positioniert, dass das sensitive Volumen im Zentrum des Magnetfeldes, also zu gleichen Teilen links und rechts der Mitte, lag. Für diese Studien werden Spuren kosmischer Myonen aufgezeichnet. Ein Teilchendurchgang wird mit Hilfe von zwei schnellen Kunststoff-Szintillationszählern ober- und unterhalb des die Spule umgebenen Kryostaten registriert. Diese liefern, in Koinzidenz geschaltet, das Startsignal zum Auslesen der MediTPC. Untersuchungen der ersten Messreihen zeigten, dass weniger Ereignisse mit kurzen Driftdistanzen aufgezeichnet wurden. Dies ist durch die Position der beiden parallelen Szintillationszähler in Kombination mit der Winkelverteilung der kosmischen Myonen zu erklären. Die Enden der sensitiven Bereiche der Szintillatoren und der MediTPC liegen bei diesen Messreihen auf der Ausleseseite (Vorverstärker) übereinander. Die Veränderung der Position der Szintillationszähler ist bedingt durch die Heliumleitungen nicht möglich, daher ist die MediTPC bei den folgenden Messreihen um ca. 30 mm weiter in den Bereich der Szintillatoren verschoben. Die Ausrichtung der Kammer ist somit nicht mehr symmetrisch bezüglich der Variation des magnetischen Feldes. Die Inhomogenität innerhalb des verwendeten Bereiches (370 mm von der Mitte des Magneten) beträgt 7 %.

Da die Schicht aus Kohlefaser (CFK) innerhalb der Feldkäfigstruktur als Abschirmung gegen Rauschsignale nicht ausreicht, wird für die Messungen eine zusätzliche Abschirmung mit Aluminiumfolie von außen am Feldkäfig angebracht. Zur Reduzierung des Rauschens sind weitere Abschirmungen im Bereich der Vorverstärker notwendig. Bei einer Kathodenspannung bis 16 kV ergeben sich Driftfelder, die einen akzeptablen Messbereich gewährleisten. Höhere

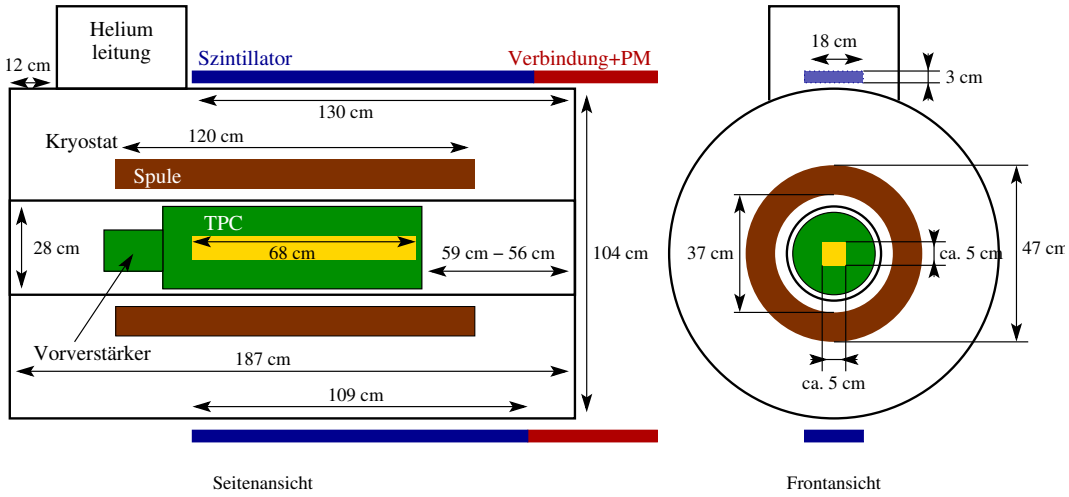

Abbildung 3.14: Versuchsaufbau am Magnetteststand: Der sensitive Bereich der Szintillationszähler ist in blau dargestellt. Der rote Bereich markiert den Photomultiplier und die Verbindung zum Szintillator. Die beiden Zähler liegen parallel übereinander. Die MediTPC ist grün skizziert, der sensitive Bereich gelb. Ihre Position variierte, der Abstand zwischen Kathodenendwand und Ende des Kryostaten betrug 56 bis 59 cm. Die Kammer wird auf der Seite der Vorverstärker ausgelesen.

Kathodenspannungen wurden nicht getestet, da Durchschläge zu einer dauerhaften Beschädigung des Feldkäfig führen könnten, dessen Hochspannungsfestigkeit, wie oben erwähnt, durch Luftblasen in der Struktur im Vergleich zu den getesteten Proben herabgesetzt ist.

Die Szintillationszähler registrieren ohne Magnetfeld ca. 60 Teilchendurchgänge pro Minute. Eine Ladungswolke, die durch ein Teilchen erzeugt wird, das die Kammer in unmittelbarer Nähe der Kathode passiert, benötigt bei einer Driftgeschwindigkeit von $4,2\,\frac{\mathrm{cm}}{\mu\mathrm{s}}$ (vgl. Abschnitt 5.1) nicht mehr als $16{,}2\,\mu$s um die Auslese zu erreichen. Die maximale Aufzeichnungsdauer der TPDs beträgt $512 \cdot 80\,\mathrm{ns} \approx 40\,\mu$s, in der keine weiteren Startsignale akzeptiert werden. Die Datennahme benötigt für das Auslesen der drei verwendeten TPDs, die für die Auslese der 192 Kanäle genutzt werden, ca. 4 s. Die maximale Rate von ca. 15 aufgezeichneten Ereignissen pro Minute ist somit durch die Datennahme limitiert.

Im Folgenden wird eine untere Schwelle für die Energie der beobachteten Myonen abgeschätzt. Die Teilchen durchqueren oberhalb und unterhalb des zentralen Messplatzes den Kryostaten mit der Spule (NiTi/Cu) dem Rückflussjoch aus Eisen. Für diese Abschätzung wurde vereinfacht angenommen, dass die Spule ebenfalls aus Eisen besteht. Die Teilchen durchqueren also jeweils ca. $l = 20\,\mathrm{cm}$ Eisen. Bei einem minimalen Energieverlust pro Wegstrecke $\frac{dE}{dx}_{\mathrm{min}} = 1{,}451\,\frac{\mathrm{MeV\ cm^2}}{\mathrm{g}}$ und einer Dichte $\rho = 7{,}87\,\frac{\mathrm{g}}{\mathrm{cm}^3}$ deponieren die Teilchen (Werte aus [4])

$$\frac{dE}{dx}_{\mathrm{min}} \cdot \rho \cdot l \approx 230\,\mathrm{MeV} \tag{3.3}$$

im Material. Teilchen, die den Messplatz also das sensitive Volumen der MediTPC durchqueren und diese Energieschwelle unterschreiten, erreichen den zweiten Szintillationszähler nicht und lösen daher nicht die Auslese der Kammer aus.

Aus der Geometrie des Versuchsaufbau kann eine untere Grenze für den Radius der Spur eines beobachteten Teilchens abgeleitet werden, da dieses sowohl ein Signal in beiden Szintillationszähler und als auch im sensitiven Volumen der MediTPC erzeugen muss, um vollständig

registriert zu werden. Die genaue Betrachtung ist im Anhang B vorgestellt. Es ergibt sich ein minimaler Radius von $r_{\min} = 900\,\mathrm{mm}$. Aus Gleichung (1.3) ergibt sich daraus für ein Magnetfeld $B = 4\,\mathrm{T}$ ein minimaler Teilchenimpuls von ca. 1 GeV.

3.6.1 Modifikationen des GEM-Verstärkungssystems

Theoretisch ist der Widerstand einer GEM unendlich, da keine leitende Verbindung zwischen den Kupferschichten auf den beiden Oberflächen existiert. Die Messung des Widerstands einer intakten GEM bestätigt dies mit $R_{\mathrm{GEM}} > 2000\,\mathrm{M\Omega}$. Durch Spannungsüberschläge (*Tripps*) verursachte Kohlenstoffablagerungen können allerdings eine leitende Verbindung innerhalb eines GEM-Loches schaffen und somit den Widerstand reduzieren und die GEM unbrauchbar machen. Auch ist beobachtet worden, dass langanhaltende oder hochstromige Tripps das Kupfer zum Schmelzen bringen und so eine leitende Verbindung der GEM-Oberflächen geschaffen wird. Ebenso entstehen auf diesem Wege häufig Spitzen, die, bedingt durch das so erzeugte hohe elektrische Feld, Ausgangspunkte für weitere Spannungsüberschläge sind. Ein reibungsloser Messbetrieb ist mit diesen Spitzen nicht möglich. Allerdings sind die Beschädigung von GEMs durch Spannungsüberschläge selten. Langjährige Erfahrungen mit GEMs zeigen, das diese, bei einer geeigneten Wahl der Betriebsparameter, sehr viele Spannungsüberschläge ohne Beschädigung überstehen. Vor dem Einbau wurden die GEMs getestet. Hierzu wurde in Labor-Luft eine Hochspannung zwischen den GEM-Oberflächen angelegt, und soweit erhöht bis es zu einem Spannungsüberschlag kommt. In allen durchgeführten Tests war die zu untersuchende GEM nach diesem Überschlag noch intakt. Anschließend wurde getestet, ob bei einer Spannung von ca. 20 V unterhalb der zuvor ermittelten Tripp-Spannung mehrere Minuten kein Spannungsüberschlag auftritt. Es wurden nur GEMs verwendet, die diesen Test mit einer Tripp-Spannung von 600 V bestanden haben.

Drei Monate nach Inbetriebnahme der MediTPC, in denen sowohl Tests als auch erste Messung im Magnetteststand durchgeführt wurden, ist eine der GEMs des Gasverstärkungssystem durch einen Bedienungsfehler irreparabel beschädigt worden. Der Widerstand zwischen den beiden Oberflächen der GEM betrug weniger als 100 MΩ. Die GEMs wurden ersetzt. Da es wieder zu einer Beschädigung einer GEM kam, wurden in der Folge mehrere Modifikationen am Versuchsaufbau durchgeführt, um einen sicheren Betrieb der Multi-GEM-Struktur zu ermöglichen. Die Modifikationen sind im Folgenden beschrieben:

Die Spannungseinstellungen wurden verändert. Hierzu wurde der Spannungsteiler dahingehend modifiziert, dass die Spannung zwischen den GEM-Oberflächen erniedrigt und das Transfer- und Induktionsfeld und damit die Elektronenextraktion erhöht wurden (vgl. Abschnitt 2.3.2). Durch diese Modifikation konnte die gleiche Gesamtverstärkung mit einer niedrigeren GEM-Spannung erreicht werden. Die GEMs werden nicht mehr so hoch belastet. Auch änderte sich das Potenzial der dem Driftfeld zugewandten GEM-Oberfläche. Das Potenzial des den Feldkäfig abschließenden Schildes wurde angepasst.

Nach einer durch einen Tripp initialisierten Abschaltung der GEM-Spannung, liegt die zuvor genannte GEM-Oberfläche auf einem 0 V Potenzial, das zuvor genannte Schild (siehe Abbildung 3.6) noch auf einem von über 2000 V. Die Spannungsversorgung des Feldkäfig ist, bedingt durch die hier benötige Spannung, nicht mit der GEM-Spannungsversorgung verbunden, so dass diese bei einem Tripp nicht abgeschaltet wird. Diese Potenzialdifferenz verursachte einen Spannungsüberschlag zwischen Schild und der 2 mm entfernten GEM-Lasche, an der die Kabel zur Hochspannungsversorgung der GEM festgelötet sind und die seitlich aus der GEM

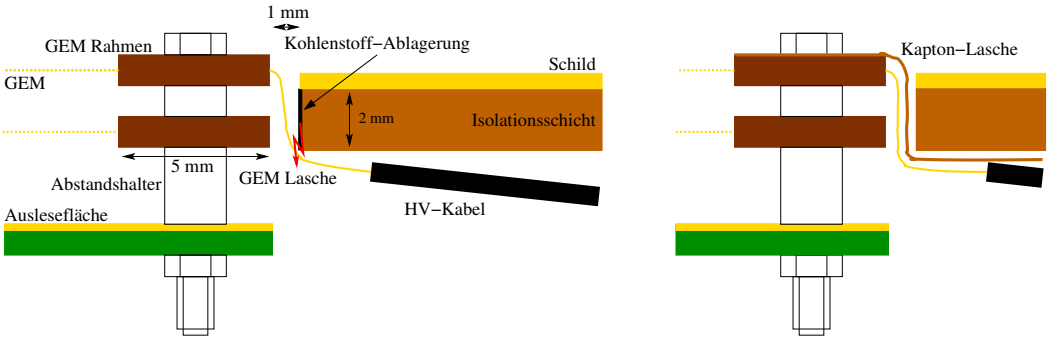

Abbildung 3.15: Detailskizze des Bereiches zwischen GEM-Turm und Schild: Die linke Darstellung zeigt die Situation ohne zusätzliche Kapton-Lache. Durch hohe Potenzialdifferenzen in diesem Bereich kommt es zu mehreren Spannungsüberschlägen und in der Folge zur Bildung einer Kohlenstoffverbindung zwischen Schild und GEM-Lasche. Die rechte Abbildung zeigt den Aufbau mit der abschirmenden Kapton-Lasche.

herausragt (siehe Abbildung 3.15). Durch mehrere dieser Überschläge bildete sich eine Kohlenstoffverbindung zwischen Schild und GEM-Lasche, so dass die den Driftfeld zugewandte GEM-Oberfläche auch bei einer Abschaltung auf Schildpotenzial lag. Bei einer Vernetzung der Spannungversorgungen, die nur über ein Computerprogramm realisiert werden kann, ist die Zeitdifferenz zwischen den Abschaltungssignalen zu groß, um einen sicheren Messbetrieb zu gewährleisten. Daher wurde diese Vernetzung nicht durchgeführt. Statt dessen wurde die Lasche durch eine Lage Kapton vom Schild getrennt. Dies ist in den Abbildungen 3.15 und 3.16 gezeigt. Ein Überschlag vom Schild auf die obere GEM-Oberfläche ist nach der Modifikation, aufgrund der Entfernung von mehr als 5 mm, nicht mehr aufgetreten.

Wie bereits erwähnt, zeigt sich bei Verwendung eines Spannungsteilers, ein Tripp nur durch die Erhöhung des Stroms, der durch den Teiler fließt. Nach der oben beschriebenen Modifikation beträgt diese Erhöhung nur noch weniger als 10 %. Die Genauigkeit und Schnelligkeit des Detektierens eines Tripps könnte bei der Versorgung mit einem Spannungsteiler nicht ausreichend sein. Daher wurde die Spannungsversorgung der GEMs im Folgenden mit einem Vielkanalspannungsgerät gewährleistet, das die TPC-Gruppe der RWTH Aachen [45] zu Verfügung stellte. Durch die separate Spannungsversorgung jeder GEM-Oberfläche ist nicht nur eine flexiblere Steuerung der Felder möglich, sondern auch das Detektieren eines Tripps einfacher. Der GEM-Betrieb zieht, von Auf- bzw. Entladeströmen beim Hoch- und Herunterfahren der Spannung abgesehen, keinen Strom aus der Spannungsversorgung. Ein Tripp ist durch einen Stromfluss gekennzeichnet, der in der Größenordnung von wenigen μA liegt. Eine vom Gerät zur Verfügung gestellte Schutzschaltung deaktiviert alle Kanäle, wenn der Stromfluss 1 μA bei einem Kanal übersteigt. Auch bei diesem Aufbau sind Schutzwiderstände zwischen Spannungsversorgung und den GEMs eingebaut. Sie sind in dem Adapter positioniert, der den Aufbau der Aachener Gruppe, bestehend aus Spannungsversorgung und 25 m Hochspannungskabeln, mit der MediTPC verbindet.

Die genaue Messung der GEM-Ströme über separate Strommonitore (CuMos) zeigte bei einer GEM-Oberfläche einen Stromfluss von ca. 100 nA. Dieser Stromfluss kann nicht durch Signale kosmischer Myonen und die dadurch in der GEM erzeugten Ladungsträger erklärt werden, da diese nur Flüsse von einigen nA verursachen. Genauere Untersuchungen zeigten, dass der Strom über ungenutzte Kupferstreifen, die mit dem Schild verbunden sind, in den

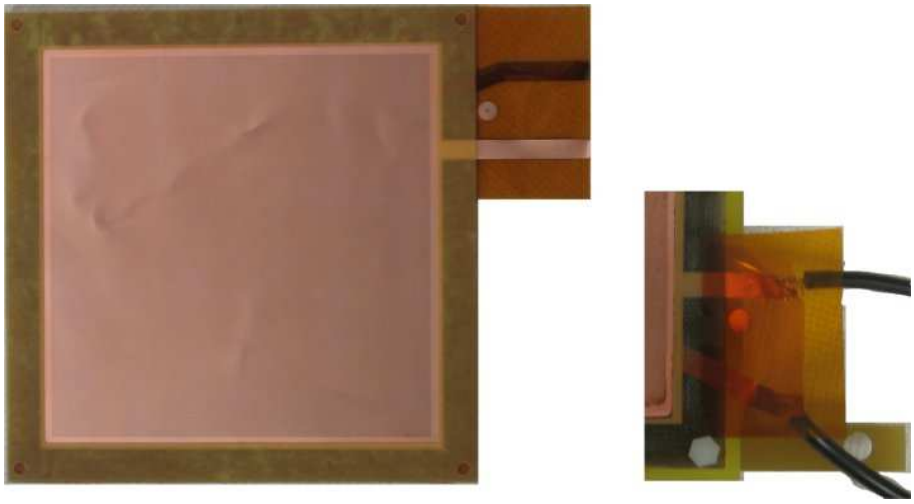

Abbildung 3.16: Modifikation der GEM-Versorgungslasche: Die linke Abbildung zeigt die gesamte GEM. Die Lasche in der rechten oberen Ecke ist noch nicht mit einer Schutzlasche verbunden. Die rechte Abbildung zeigt die Lasche mit Versorgungskabeln und Schutzlasche.

Feldkäfigstromkreis floss. Die innerhalb der Kammer verwendeten Kabel waren nicht ausreichend hochspannungsfest, es konnte daher zu Kriechströmen kommen. Die Kupferstreifen wurden mit Kaptonfolie vom Innenraum mit den Hochspannungskabeln abgeschirmt und somit der Stromfluss unterbunden.

Um die einzelnen GEMs weiter zu entlasten, d. h. die Spannung zwischen den GEM-Oberflächen zu reduzieren, wurde eine zusätzliche GEM eingebaut. Jede GEM muss somit einen kleineren Teil zur Gesamtverstärkung beitragen. Die Wahrscheinlichkeit von Spannungsüberschlägen hängt eng mit dem Verstärkungsfaktor einer GEM zusammen. Durch die Wahl verschiedener Spannungen für die einzelnen GEMs kann bei diesem Aufbau auf die unterschiedliche Spannungsstabilität der GEMs Rücksicht genommen werden.

Koaxialkabel stellen wie auch die GEMs eine Kapazität dar, in der Energie gespeichert wird. Diese Energie zusätzlich zu der in der GEM gespeicherten könnte den Spannungsüberschlag verstärken oder verlängern und somit die Wahrscheinlichkeit erhöhen, dass die GEM durch einen solchen Überschlag beschädigt wird. Erfahrungen der FLC-TPC-Gruppe mit der Kombination aus GEMs und weiteren Kapazitäten stützten diese Annahme. Die Energie, die in den Kabeln zwischen den Schutzwiderständen und der Spannungsversorgung gespeichert ist, wird zum großen Teil vom Versorgungsgerät aufgenommen. Daher ist die Position der Schutzwiderstände für ihre Funktionalität wichtig. Sie wurden in die MediTPC verlegt und in die einadrigen Hochspannungskabel eingelötet, die den GEM-Turm mit der Endwand der MediTPC an der Ausleseseite verbinden. Auch das die Auslesefläche umgebene Schild wird mit einem 200 kΩ Widerstand von der Koaxialkabelverbindung getrennt. Der vorherige und der modifizierte Aufbau ist in Abbildung 3.17 gezeigt.

Mit dem o. g. Aufbau konnten die Messungen am Magnetteststand sicher beendet werden. Auch zeigten sich bei Studien mit der MediTPC an einem Teststrahl keinerlei Probleme. Es wurde in dieser Zeit weniger als ein Tripp innerhalb von 24 h beobachtet.

Die Überlegungen, die zur Veränderung der Position der Schutzwiderstände führten, konnten im Folgenden nicht bestätigt werden. Eine GEM kann bei der Berechnung der Kapazität

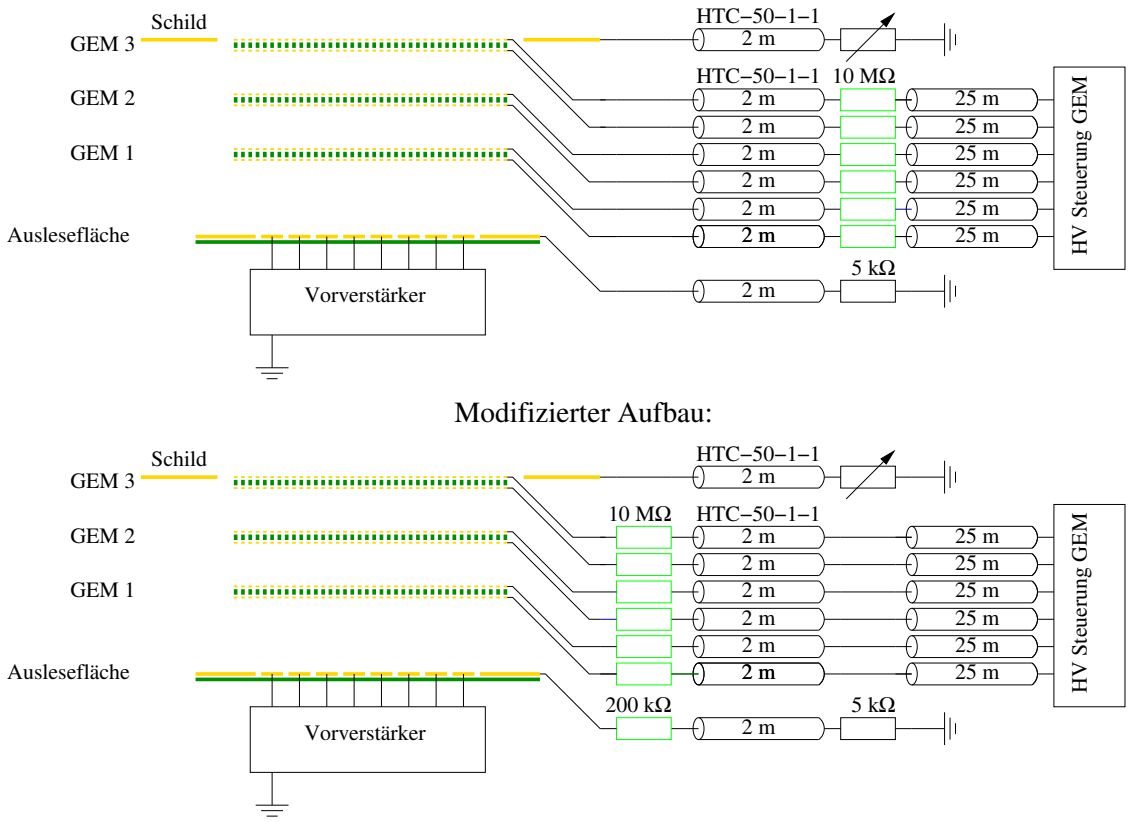

Abbildung 3.17: Veränderung der Position der GEM-Schutzwiderstände (grün): Die obere Abbildung zeigt den Aufbau vor der Modifikation, der untere den modifizierten Aufbau.

C_{GEM} als Plattenkondensator betrachtet werden. Die beiden Platten, die GEM-Oberflächen, sind im Abstand von $d = 50\,\mu\mathrm{m}$ durch Kapton als Dielektrikum ($\epsilon_r = 4$) getrennt. Die GEM-Löcher werden bei dieser Abschätzung nicht berücksichtigt. Die Kantenlänge der quadratischen Grundfläche A beträgt 100 mm. Es ergibt sich

$$C_{\mathrm{GEM}} = \epsilon_r \epsilon_0 \cdot \frac{A}{d} \approx 7\,\mathrm{nF}\,. \tag{3.4}$$

Bei den Hochspannungskabeln, die den zuvor genannten Adapter mit der MediTPC verbinden handelt es sich um Spezialanfertigungen für das DESY der Firma Draka Comteq. Die Kapazität dieser Kabel mit der Bezeichnung HTC-50-1-1 ist um 3 Größenordnungen kleiner als die herkömmlicher Hochspannungskabel (RG59) [46]. Die Werte sind Tabelle 3.1 zu entnehmen. Die in einer Kapazität C gespeicherte Energie W errechnet sind wie folgt:

$$W = Q \cdot U = C \cdot U^2\,, \tag{3.5}$$

wobei U die Spannung zwischen den die Kapazität bildenden Schichten ist. Bei einer GEM ist dies die Betriebsspannung zwischen den GEM-Oberflächen. Da der Schutzmantel der Koaxialkabel im verwendeten Aufbau mit dem Erdpotenzial verbunden ist, ist die gesuchte Spannung durch das Potenzial im Kabel gegeben. Typische Werte für die Spannung U und die daraus resultierenden Energien W sind ebenfalls in Tabelle 3.1 angegeben.

Es zeigt sich, dass die in den Kabeln zwischen Schutzwiderstand und GEM gespeicherte Energie, bei der Verwendung von Spezialkabeln keine Erklärung für die Beschädigung der

Tabelle 3.1: In den Komponenten gespeicherte Energie

	C	U	W
Standard-GEM	7 nF	325 V	739,3 μJ
Kabel (2 m, RG59)	134 pF [46]	2400 V	771,8 μJ
Kabel (2 m, HTC-50-1-1)	334 fF [46]	2400 V	1,9 μJ

GEMs durch Spannungsüberschläge ist, da diese weniger als 1 % der in der GEM gespeicherten Energie ausmacht. GEMs, Kabel und Widerstände bilden eine elektrische Schaltung. Die sich hieraus ergebenen Zeitkonstanten sind nicht einfach zu berechnen, da z. B. Laufzeiten in den Kabeln berücksichtigt werden müssen. Es ist denkbar, dass die Änderung dieser Schaltung durch den Positionswechsel der Widerstände, eine deutliche Veränderung des zeitlichen Verhaltens des Versuchsaufbaus bei einem Spannungsüberschlag herbeiführt und diesen verkürzt. Weitere Untersuchungen in diese Richtung sind in Vorbereitung.

3.7 Simulation einer TPC mit GEM-Auslese

Während der folgenden Analyse werden die gemessenen Daten mit den Ergebnissen einer Monte-Carlo-Simulation verglichen. Das genutzte Programm wurde zur Simulation einer TPC mit einem auf GEMs basierenden Auslesesystem entwickelt und für Studien der Auslesegeometrie genutzt [47]. Die hier verwendete Version beruht auf einer von Thorsten Kuhl durchgeführten Weiterentwicklung, die folgende Punkte berücksichtigt [48]:

- Bestimmung der Gasparameter mit dem Programm Magboltz [49].
- Simulation der Erzeugung primärer Elektronen mit dem Programm Heed (High Energy Electron Diffraction) [50].
- realistischere Simulation der Gasverstärkung innerhalb der GEMs.

Die Simulation beschreibt eine TPC mit einer Auslesestruktur mit zwei GEMs. Die Padform und -geometrie wurden ebenso an die Gegebenheiten bei der MediTPC angepasst, wie die Ausdehnung und Form des sensitiven Volumens der TPC und der Szintillationszähler. Deren sensitiver Bereich endet auf der Seite der Auslese auf der Höhe der Simulations-TPC. Es wird die Datennahme mit kosmischen Myonen simuliert, hierbei wird die Winkelverteilung der Myonen berücksichtigt. Das elektrische Feld wurde zu 212 $\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$ gewählt. Diese Einstellungen stimmen mit den Bedingung zu Beginn der Messung überein – vgl. Messreihe 5 in Kapitel 5.

Die Simulation enthält nur eine sehr einfache Implementation der Elektronik, wie z. B. des Pulsformers. Bei der Simulation ist die Wirkung eines Magnetfeldes nicht berücksichtigt. Das Energiespektrum der kosmischen Myonen wird nicht beachtet.

Die simulierten Daten enthalten alle ADC-Informationen ohne die Anwendung von Schnitten, daher müssen sie mit dem Schalter `Makereal=3` des Programms MultiFit (vgl. Abschnitt 4.5 und Anhang A) auf das LCIO-Datenformat angepasst werden, um einen realistischeren Vergleich mit den gemessenen Daten zu ermöglichen.

Kapitel 4

MultiFit: Rekonstruktions- und Analyseprogramm

Das Programm MultiFit wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Es rekonstruiert aus den aufgezeichneten Daten die Flugbahn der Teilchen, die die Kammer durchquert haben. Es berechnet hierbei nicht nur die Spurparameter, sondern stellt zusätzlich einige Werte (z. B. Residuen) für die weitere Analyse zur Verfügung. Der Programm-Quellcode ist über CVS abrufbar [51].

MultiFit ist in der objektorientierten Programmiersprache C++ geschrieben und nutzt das ROOT-Programmpaket [52]. Es besteht aus drei Modulen, die die Rekonstruktion und die o. g. Berechnungen schrittweise durchführen:

ClusterFinder: Punktrekonstruktion

TrackFinder: Spurrekonstruktion

TrackFitter: Berechnung der Spurparameter und Vorbereitung der weiteren Analyse

Diese Module benötigen nur die Datei des Vorgängermoduls, laufen ansonsten aber unabhängig. Die erzeugten Ausgabedateien enthalten auch die Informationen der Vorgänger. Ihre Namen enden alle mit einer gemeinsamen Bezeichnung, die einstellbar ist. Die Module und die zugehörigen Ein- und Ausgabedateien sind in Abbildung 4.1 als Ablaufdiagramm dargestellt.

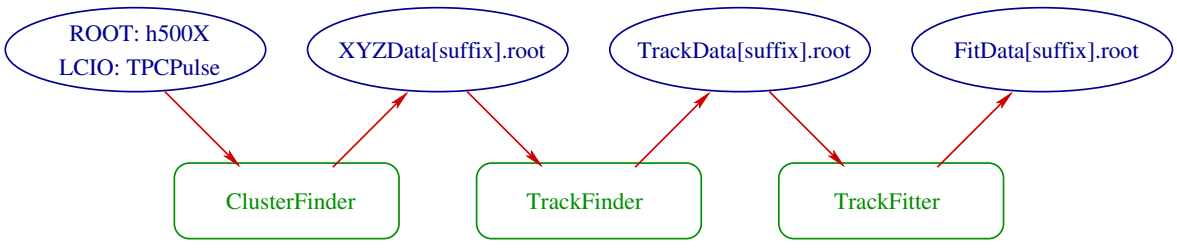

Abbildung 4.1: Ablaufdiagramm des Programms MultiFit: Es besteht aus drei Modulen (grün), die über Ein- bzw. Ausgabedateien (blau) verknüpft sind. Die vom Programm erzeugten Dateien haben eine gemeinsame Namensendung, die variabel gewählt werden kann.

Im Programm wird ein rechtshändiges Koordinatensystem verwendet, dass in Abbildung 4.2 veranschaulicht ist. Die z-Achse verläuft parallel zum Drift- und Magnetfeld des im

vorigen Kapitel beschriebenen Versuchsaufbaus. Die z-Koordinate ist somit durch die Driftstrecke der Elektronen gegeben. Die x-Achse verläuft parallel zu den Pad-Zeilen also in der Horizontalen. Die y-Achse ist somit vertikal aufgerichtet.

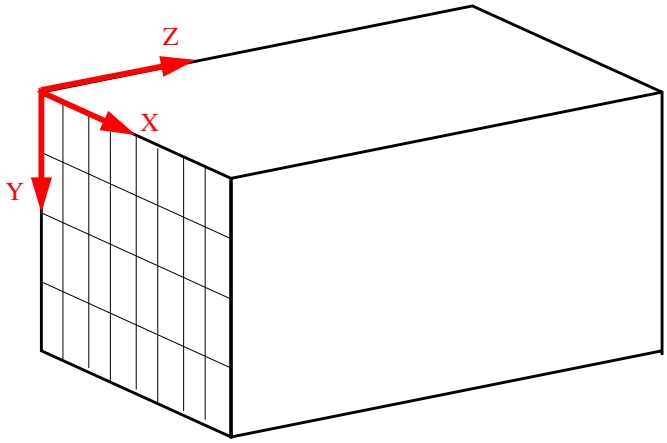

Abbildung 4.2: Koordinatensystem, das dem Programm MultiFit zugrunde liegt.

Das Programm wird über eine Konfigurationsdatei gesteuert. Die Beschreibung der Steuerbefehle und ein Beispiel einer solchen Datei findet sich im Anhang A. Mit Hilfe dieser Datei können die einzelnen Module aktiviert oder deaktiviert werden, die einzulesenden Daten werden hier angegeben, sowie viele Einstellungen die Rekonstruktion betreffend vorgenommen (z. B. Mapping: Zuordnung der Kanäle zu den Auslesepads). Auf diese Einstellungen wird später genauer eingegangen.

Im Folgenden werden die einzelnen Module und ihre Algorithmen vorgestellt.

4.1 ClusterFinder: Punktrekonstruktion

Der ClusterFinder liest die aufgezeichneten Daten ein, die aus den ADC-Informationen Ladung und Zeit sowie der Kanalnummer bestehen, und rekonstruiert aus diesen dreidimensionale Punkte. Als Einleseformat wird zum einen LCIO unterstützt, das in dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment genutzt wurde. Bei LCIO handelt es ich um ein für den zukünftigen Linear Collider entwickeltes Datenformat [42]. Für die Aufzeichnung wurde die Klasse `TPCPulse` verwendet, die auf der Klasse `TPCHitImpl` basiert. Des Weiteren werden die 'alten' Formate unterstützt, die für die Aufzeichnung der Messdaten vorangegangener Testexperimente entwickelt wurden. Hier sind die Daten in verschiedenen Datenfeldern gespeichert, die in einem ROOT-Tree abgelegt sind.

Vor der Rekonstruktion werden über die Konfigurationsdatei die ADC-Kanalnummern den Pads zugeordnet, d. h. einer Position im Raum. Einzelne Pads können als 'nicht funktionstüchtig' deklariert werden. Auch kann ein Kalibrationsfaktor für die einzelnen Pads angegeben werden. Die Anordnung, die Größe und der Abstand der Pads werden ebenso in der Konfigurationsdatei angegeben, wie die Länge des ADC-Zeitintervalls und die Driftgeschwindigkeit. Diese Größen werden für die Umrechnung der ADC-Zeitintervalle in Ortsinformationen benötigt.

Bei der Berechnung der Ungewissheit der Ladungsinformation wird eine Poissonverteilung

der primären Elektronen angenommen. Die Ungewissheit ergibt sich also zu:

$$\sigma_{C_{\mathrm{Bin}}} = \sqrt{\frac{C}{\mathrm{EpA}}} \cdot \mathrm{EpA} = \sqrt{C \cdot \mathrm{EpA}}\,, \tag{4.1}$$

wobei EpA für Elektronen pro ADC-Ladungseinheit steht. Dieser Faktor kann wie folgt bestimmt werden: Betrachtet man für viele Einzelspurereignisse bekannter senkrecht einfallender Teilchen die pro Zeile deponierte Ladung C_{Zeile} in ADC-Einheiten, so folgt diese einer Landauverteilung (siehe Gleichung (2.2)). Der wahrscheinlichste Wert $\mu_{C_{\mathrm{Zeile}}}$ dieser Verteilung entspricht dem Wert an erwarteten Elektronen n_{Zeile} pro Zeile:

$$n_{\mathrm{Zeile}} = \frac{n_T}{h_{\mathrm{Zeile}}}\,, \tag{4.2}$$

Die Höhe der Pads ist mit h_{Zeile} bezeichnet und die Anzahl der im Mittel pro Wegstrecke erzeugten Elektronen mit n_T (siehe Abschnitt 2.1.2). Es ergibt sich somit

$$\mathrm{EpA} = \frac{n_{\mathrm{Zeile}}}{\mu_{C_{\mathrm{Zeile}}}}\,. \tag{4.3}$$

Bei der Rekonstruktion der Punkte wird, wie im weiteren Verlauf des Programms auch, angenommen, dass die Spuren die Ober- und Unterseite des sensitiven Volumens durchqueren. Dies ist durch den zuvor beschriebenen Aufbau gegeben. In der xy-Ebene verlaufen die Spuren daher nahezu vertikal. Die Informationen jeder Padzeile werden daher einzeln betrachtet; und die y-Koordinate des rekonstruierten Punktes wird durch die Position der Zeilenmitte bestimmt. Die Zeilen werden mit aufsteigenden y abgearbeitet. Die Algorithmen sind so ausgelegt, dass sie mehrere Punkte in jeder Zeile finden können. Im Folgenden werden zwei der implementierten Methoden vorgestellt.

Die CenterOfGravity-Methode (COG) beruht auf der Berechnung des Ladungsschwerpunktes in der xz-Ebene. Liefert der Pulsformer ein symmetrisches Signal, dessen Länge vergleichbar ist mit der des Signals auf der Auslesefläche, so beschreibt der o. g. Schwerpunkt gut die Position des Schnittpunktes der Teilchenspur mit der xz-Ebene, die durch die betrachtete Padzeile und der Zeitachse aufgespannt wird. Lange Ausläufer verschieben den Ladungsschwerpunkt.

Für lange Signalverläufe, wie sie bei der verwendeten ALEPH-Elektronik vorliegen, ist die HitMerge-Methode besser geeignet. Ist das Signal auf der Auslesefläche wesentlich kürzer als das des Pulsformers, so repräsentiert die ansteigende Flanke des Plusformersignals die Zeitinformation des Ausgangssignals. Wird nur die ansteigende Flanke des Signals betrachtet, so geht die Höhe und Länge des Signals nicht in die Rekonstruktion mit ein. Systematische Verschiebungen zwischen der wirklichen und rekonstruierten Ankunftszeit können bei beiden Methoden auftreten.

4.1.1 CenterOfGravity-Methode

Der Algorithmus beginnt mit einer Liste aus allen Informationen der Pads der betrachteten Zeile. Diese beinhaltet die Padposition und den zugehörigen Signalverlauf des ADCs in Form eines zweidimensionalen Histogramms. Jedes ADC-Zeitintervall bildet einen Bin. In diesem Histogramm werden nun Cluster gesucht. Mit einem Cluster sollen die von einem Teilchen deponierten Ladungen erfasst werden. Dies geschieht mit Hilfe einer Tiefensuche, einem sich selbst aufrufenden Algorithmus.

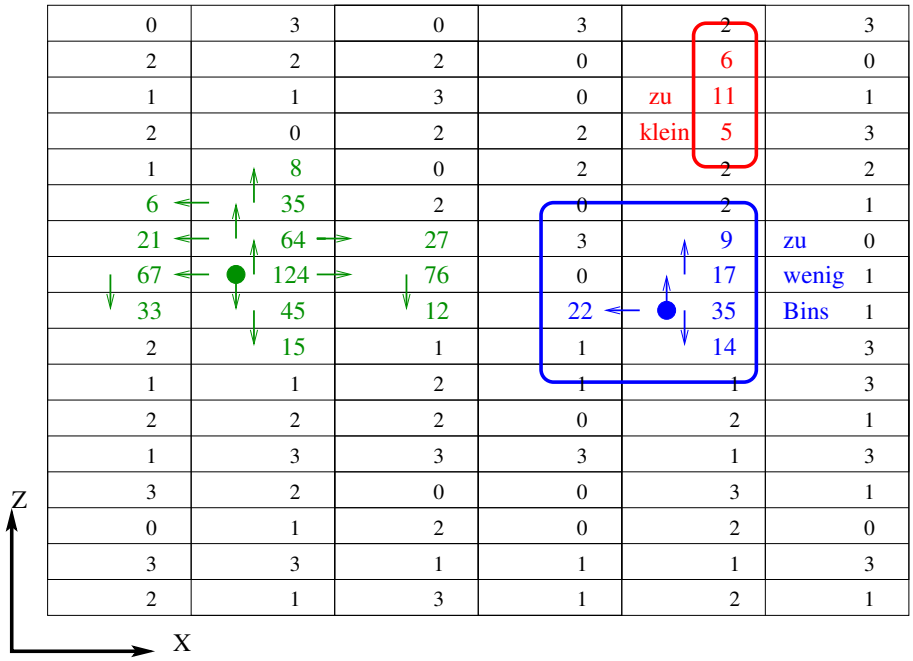

Abbildung 4.3: Tiefensuche-Algorithmus der CenterOfGravity-Methode: Die Suche wird mit dem größten Wert (•) der nicht zugeordneten Bins begonnen, wenn dieser größer ist als ein Schwellenwert (hier 12). Es werden nun Bins in Achsenrichtung hinzugefügt, deren Wert kleiner als der des Zentralbins und größer als der Rauschwert (hier 4) ist und die noch nicht zugeordnet sind. Der Algorithmus wird mit jedem hinzugefügten Bin als Zentralbin erneut gestartet. Wird kein weiteres Bin hinzugefügt endet der Algorithmus und kehrt in die nächsthöhere Algorithmusebene zurück.

Diese Methode wird mit dem Element gestartet, das den größten Wert enthält. Dieser Wert muss aber größer sein als ein vorher gewählter Mindestwert für das Ladungsmaximum eines Punktes. Von diesem Zentralbin ausgehend werden die vier in x und z-Richtung angrenzenden Bins betrachtet. Sind diese noch keinem Cluster zugeordnet, größer als der in der Konfigurationsdatei angegebene Rauschwert und kleiner als das Zentralbin, werden sie dem aktuellen Cluster hinzugefügt und der Algorithmus mit den hinzugefügten Bins als Zentralbin erneut aufgerufen. Das Vorgehen dieses Tiefensuche-Algorithmus ist in Abbildung 4.3 mit Hilfe von Pfeilen veranschaulicht.

Bei der Überprüfung, ob das betrachtete Bin kleiner ist als das Zentralbin, wird die Ungewissheit σ_C (Gleichung (4.1)) der beiden Bins berücksichtigt. Es muss für die Ladungen C_i in ADC-Einheiten gelten

$$C_{\mathrm{Bin}} - F \cdot \sigma_{C_{\mathrm{Bin}}} < C_{\mathrm{Zentral}} + F \cdot \sigma_{C_{\mathrm{Zentral}}} \,, \tag{4.4}$$

damit das Bin hinzugefügt wird. Der Wert F definiert das Signifikanzintervall. Ein kleiner Wert ermöglicht eine bessere Trennung von nahe beieinander liegenden Clustern. Ein großer Wert verhindert die Trennung eines Clusters bei großen statistischen Schwankungen, die durch geringe Primärionisation hervorgerufen werden.

Kann kein weiteres Bin oberhalb des Rauschwertes mehr hinzugefügt werden, endet der Algorithmus. Besteht der gefundene Cluster aus mehr als einer vorher festgelegten Anzahl Bins, werden nun die Mittelwerte der x- und z-Projektion der Ladungsverteilung sowie deren Fehler

berechnet. Diese sind die Koordinaten des rekonstruierten Punktes. Bei der Fehlerberechnung gehen die mit Gleichung (4.1) berechneten Ungewissheit der Ladung mit ein.

Um ein erneutes Aufspüren desselben Clusters und das Zuordnen der Elemente der Liste zu zwei Clustern zu verhindern, wird der Cluster aus dem Histogramm gelöscht, also die zugehörigen Bins auf 0 gesetzt. Dies geschieht unabhängig davon, ob der Cluster aus ausreichend vielen Bins besteht oder nicht.

Der Algorithmus wird nun mit dem höchsten Bin erneut gestartet, wenn dieses größer ist als der zuvor genannte Mindestwert. Sind alle Cluster innerhalb einer Zeile gefunden, so wird der Algorithmus mit den Informationen der nächsten Padzeile erneut durchlaufen.

4.1.2 HitMerge-Methode

Die HitMerge-Methode ermittelt die Punktkoordinaten in zwei Schritten: In einem ersten Schritt werden nur die Informationen jedes Pads einzeln betrachtet. Hier wird im ADC-Spektrum nach Signalen gesucht, die im Folgenden Hits genannt werden. Für jeden Hit wird eine Zeitinformation berechnet. In einem zweiten Schritt werden die Hits zu Punkten zusammengefasst, wobei die räumlich und zeitliche Nähe sowie die Gesamtladung als Kriterien genutzt werden.

Das Spektrum wird padweise in zeitlicher Richtung durchlaufen. Überschreitet der Wert eines Bins i einen Schwellenwert, wird ein neuer Hit gestartet. Das Bin $i-1$ wird auch zu diesem Hit hinzugezählt. Beendet wird ein Hit durch zwei Ereignisse. Entweder wird ein Schwellenwert unterschritten und der Hit endet mit diesem Bin, oder es wird die Trennungsroutine aufgerufen, die zwei zeitlich überlappende Hits trennt.

Ist ein Hit beendet wird für diesen eine Driftzeit und die Gesamtladung

$$C_{\mathrm{Hit}} = \sum_i C_i$$

berechnet, wobei C_i die in den einzelnen ADC-Bins gespeicherte Ladungsinformation bezeichnet. Es wird über den gesamten Hit summiert. Als Zeitinformation wird die Mitte der ansteigende Flanke des Hits ermittelt. Das im Folgenden beschriebene Verfahren orientiert sich an der von Michael Hauschild vorgeschlagenen Methode zu Bestimmung der Zeitinformation [53].

Die Methode ist in Abbildung 4.4 veranschaulicht. Die Flankenposition wird über die Ableitung D_i der Verteilung C_i bestimmt:

$$D_i = C_i - C_{i-1}\,. \tag{4.5}$$

In der Ableitung zeigt sich die Mitte der Flanke als Maximum. Um die diskrete Struktur der Verteilung zu berücksichtigen, wird der Mittelwert des positiven Teils der Ableitung berechnet, um die Position des Maximums zu bestimmen. Es ergibt sich somit die Zeit:

$$t = \frac{\sum\limits_{i,D_i\geq 0} D_i \cdot i}{\sum\limits_{i,D_i\geq 0} D_i}\,. \tag{4.6}$$

Die Genauigkeit dieser Zeitinformation ergibt sich aus dem Ungewissheit der Ladung C_i (Gleichung (4.1)).

Sind zwei Hits zeitlich überlagert, so wird versucht, diese zu trennen. Zur Identifikation überlagerter Hits wird ebenfalls die mit Gleichung (4.5) berechnete Ableitung benutzt. Ein

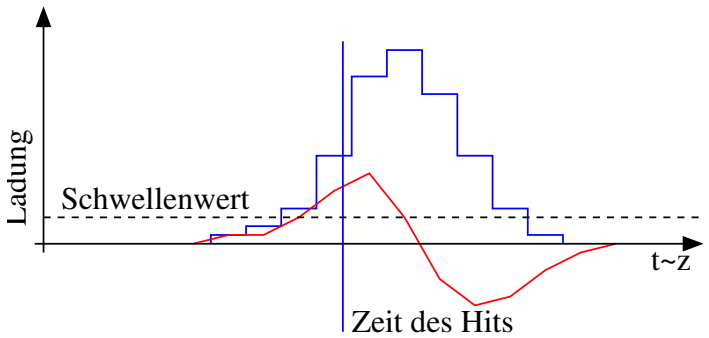

Abbildung 4.4: Rekonstruktion der Zeitinformation eines Hits: Diese wird aus der aufsteigenden Flanke des Hits berechnet. Die Flanke ist durch den positiven Teil der Ableitung D_i (rot) der Ladungsverteilung C_i (blau) gegeben. Die vertikale rote Linie gekennzeichnet die durch Mittelwertbildung bestimmte Zeit.

Vorzeichenwechsel vom Negativem ins Positive kennzeichnet den Beginn eines neuen Hits. Es sei denn dieser Wechsel kann durch Rauschen erklärt werden. Dies ist der Fall, wenn gilt:

$$D_{i-1} > -n \qquad \text{und} \qquad D_i < n\,,$$

wobei n die Höhe des Rauschens ist, die über die Konfigurationsdatei festgelegt wird.

Wenn zwei Hits beim Bin i getrennt werden, so wird der Anteil

$$C_i \cdot \frac{D_{i-1}}{D_{i-1} - D_i}$$

zum zeitlich früheren Hit gezählt. Mit dem verbleibenden Inhalt des Bins wird ein neuer Hit gestartet. Dieses Trennverfahren ist in Abbildung 4.5 graphisch dargestellt. Für die getrennten Hits wird, wie zuvor beschrieben, die Zeitinformation berechnet. Das hier beschriebene Trennverfahren kann bei starken Überlagerung der Hits zu systematischen Verschiebungen der rekonstruierten Hit-Informationen kommen. Eine Optimierung und Weiterentwicklung der Trennungsalgorithmus ist geplant.

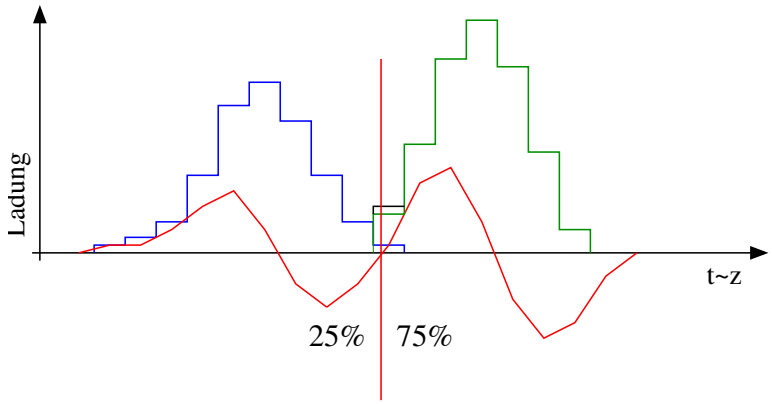

Abbildung 4.5: Trennung von zwei zeitlich aufeinander folgenden Hits: Der Vorzeichenwechsel in der Ableitung (rot) kennzeichnet die Trennungslinie. 25 % des Bininhaltes wird dem früheren Hit zugeordnet, mit den restlichen 75 % wird der neue Hits gestartet.

Nachdem alle Hits gefunden sind, werden diese zu Punkten zusammengefasst. Dabei wird sowohl die Zeitinformation als auch die Gesamtladung der Hits berücksichtigt. Ausgegangen

wird von dem ladungsreichsten Hit, um dessen Zeitinformation ein Zeitfenster gelegt wird, dessen Ausdehnung in der Konfigurationsdatei festgelegt wird. Die Größe des Zeitfensters hat Einfluss auf die Trennung nahe beieinander liegender Spuren. Im Folgenden werden nur Hits innerhalb dieses Zeitfensters betrachtet. Von diesem Hit aus wird nun in einem durch die Padbreite festgelegten Radius nach weiteren Hits gesucht. Die Abstandsbestimmung zwischen Hits erfolgt in der xy-Ebene. Sind die gefunden Hits ladungsärmer als der Hit im Zentrum des Suchkreises, und sind sie noch keinem anderen Punkt zugeordnet, werden sie der Sammlung hinzugefügt. Um die neuen Hits wird ebenfalls innerhalb eines Suchkreises nach weiteren Hits gesucht. Das Zeitfenster wird während des Zusammenstellens mehrerer Hits zu einem Punkt nicht verändert.

Bei der Entscheidung, ob ein Hit kleiner ist, also landungsärmer, als der Zentral-Hit, wird der Fehler der Ladung – wie zuvor in der CenterOfGravity-Methode – berücksichtigt. Es muss gelten

$$C_{\mathrm{Hit}} - F \cdot \sigma_{C_{\mathrm{Hit}}} < C_{\mathrm{Zentralhit}} + F \cdot \sigma_{C_{\mathrm{Zentralhit}}} \,, \tag{4.7}$$

wobei sich σ_C aus Gleichung (4.1) ergibt. Der Wert F hat hier die gleiche Funktion wie bei der zuvor behandelten Methode CenterOfGravity. Ein kleiner Wert begünstigt die Trennung von Punkten in x-Richtung. Dies ist bei der Rekonstruktion von Mehrspurereignissen mit geringem Abstand der Spuren zueinander sinnvoll. Bei der Rekonstruktion von Ereignissen, die in der Mehrzahl nur eine Spur enthalten, ist während $F \approx 2$ sinnvoll, da hier alle Hits zu einer Spur gehören und eine Trennung in mehrere Punkte nicht erwünscht ist. Somit führen durch die geringe Primärelektronenstatistik verursachten Fluktuationen nicht zu einer irrtümlichen Aufteilung von Punkten. Die Abbildung 4.6 skizziert das Ergebnis der beschriebenen Methode.

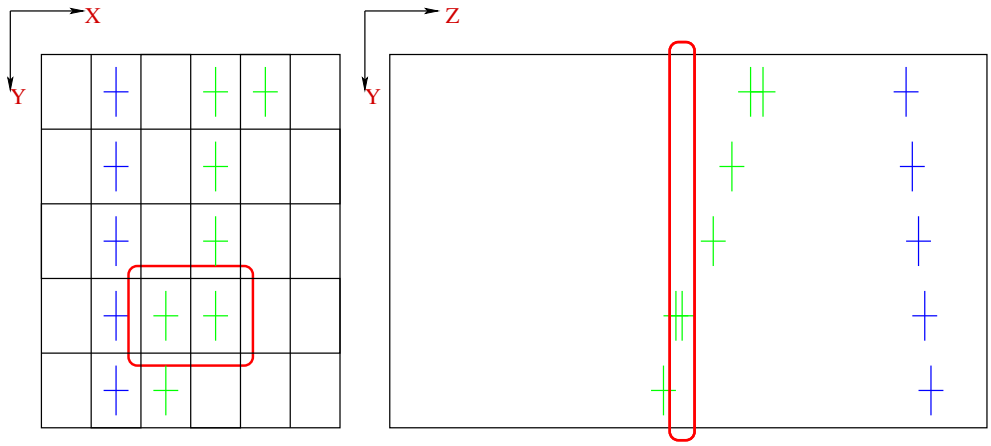

Abbildung 4.6: Zusammenfügen einzelner Hits zu einem Punkt: Das Zeitfenster ist in der yz-Projektion durch die rote Umrandung angedeutet. Es werden die zwei Hits zu einem Punkt zusammengefasst. Die beiden Hits (grün) sind in der xy-Ebene rot umrandet. Der blaue Hit auf dem danebenliegenden Pad wird bei diesem Punkt nicht berücksichtigt, da seine Zeitinformation außerhalb des Zeitfensters liegt.

Bei der Suche nach zusammengehörigen Hits werden beschädigte Pads übersprungen. Hierzu wird eine Hit-Attrappe erzeugt, die die gleiche Ladungs- und Zeitinformation zugewiesen bekommt, wie der Hit in der Mitte des aktuellen Suchkreises. Die (x, y)-Position wird durch

die Mitte des beschädigten Pads festgelegt. Dieser wird für die Dauer der aktuellen Suche der Sammlung von Hits hinzugefügt und dient auch als Ausgangshit für einen weiteren Suchkreis.

Können keine weiteren Hits mehr der Sammlung hinzugefügt werden, so werden die Koordinaten des Punktes aus den Hitinformationen berechnet. Hierbei werden die Informationen aus Hit-Attrappen nicht berücksichtigt. Die y-Koordinate ergibt sich aus der Mitte der Zeile in der gesucht wurde. Die x-Koordinate wird über den ladungsgewichteten Mittelwert berechnet. Die Zeitinformationen der einzelnen Hits werden über die Driftgeschwindigkeit v_D in eine Ortsinformationen umgerechnet. Diese Ortsinformationen werden ebenfalls ladungsgewichtet gemittelt und ergeben die z-Koordinate des Punktes. Der Fehler der Koordinaten ergibt sich aus den Fehler der Ladung (Gleichung (4.1)). Bei der Berechnung für die z-Koordinate wird zusätzlich der Fehler der Zeitinformationen der einzelnen Hits berücksichtigt. Besteht ein Punkt nur aus einem Hit, so ist die x-Koordinate mit einer Genauigkeit von $\sigma_x = \frac{\text{Padbreite}}{\sqrt{12}}$ bestimmt. Sind in der Sammlung aus N Hits A Attrappen, wird der Fehler σ_x um den Faktor $\frac{N}{N-A}$ vergrößert. Dies berücksichtigt die zusätzliche Unsicherheit durch die fehlenden Padinformationen. Bedingt durch den größeren Fehler geht dieser Punkt mit einem geringeren Gewicht in die Spurrekonstruktion ein. Eine systematische Verschiebung in der rekonstruierten Position des Punktes kann so nicht verhindert werden. Alle Attrappen werden nach der Berechnung der Punktkoordinaten gelöscht.

4.2 TrackFinder: Spurrekonstruktion

Der TrackFinder sucht die von einem Teilchendurchgang erzeugte Spur und kombiniert so die zuvor von ClusterFinder gefundenen Punkte. Der Suchalgorithmus legt bei der Suche eine gerade Spur zugrunde, die Ober und Unterseite des sensitiven Volumens durchquert. Durch ein Magnetfeld parallel zur z-Achse beschreiben die beobachteten kosmischen Myonen in der xy-Ebene einen Kreisbogen. Der minimale Radius des Kreisbogens beträgt, wie in Anhang B gezeigt ist, $R_{\text{min}} = 900\,\text{mm}$. Die Krümmung dieses Kreisbogens ist somit sehr gering. Betrachtet man eine Spur mit einer Krümmung $K = 1{,}1\,\text{m}^{-1}$ auf einer Länge von 50 mm, so beträgt die Sagitta 340 μm. Diese Abweichung muss bei dem im Folgenden beschriebenen Suchalgorithmus nicht berücksichtigt werden.

Der verwendete Algorithmus beruht auf dem 'TrackFollowing'-Verfahren, bei dem die Spurhypothese an die bereits gefundenen Punkte, zur Initialisierung werden zwei Punkte ausgewählt, angepasst wird und aus den so bestimmten Spurparametern die wahrscheinliche Position des nächsten Punktes berechnet wird. Um diese Position wird nach einem Punkt gesucht und bei Erfüllen eventueller Schnitte der Sammlung von Spurpunkten hinzugefügt. Es folgt wieder eine erneute Berechnung der Spurparameter und der wahrscheinlichen Position des nächsten Punktes.

Dieses Verfahren ermöglicht die Rekonstruktion mehrerer Spuren in einem Ereignis und die Trennung nahe beieinander liegender Spuren.

Da die aufgezeichneten Spuren, wie bereits bemerkt, in der xy-Projektion vertikal verlaufen, arbeitet die gewählte Implementation des Algorithmus zeilenweise. Der Ablauf ist in Abbildung 4.7 skizziert. Zunächst wird die Suche mit zwei noch nicht zugeordneten Punkten initialisiert. Hierzu werden Punkte aus zwei Zeilen verwendet. Ein Mindestabstand von mehreren Zeilen stellt eine möglichst gute Anfangshypothese sicher. Alle Paarungen der Punkte aus den beiden Zeilen werden als Anfangshypothese untersucht. Auch werden alle Kombina-

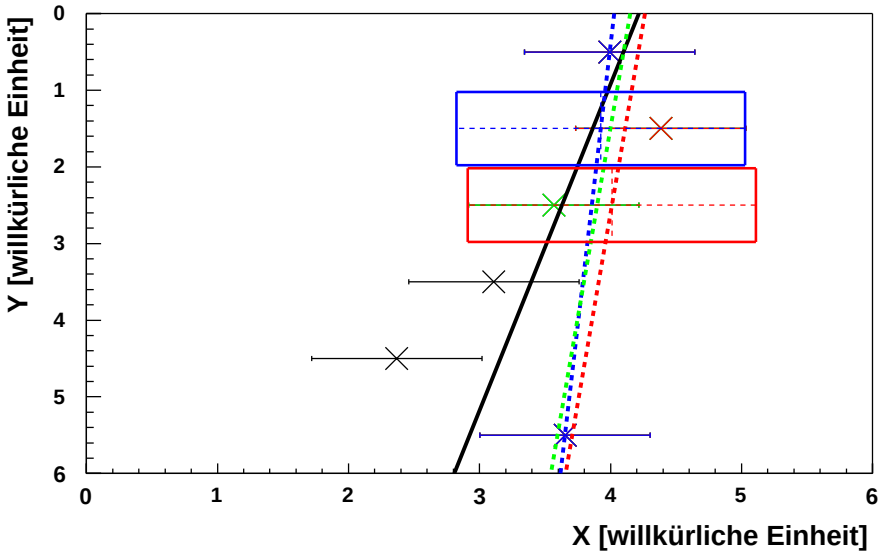

Abbildung 4.7: Der Spurfindealgorithmus TrackFollowing: Der Algorithmus wird mit den blauen Punkten initialisiert und die Lage der Spur (blaue gestrichelte Linie) berechnet. Um die berechnete Position des Punktes in der nächsten Zeile wird ein Suchfenster definiert. Der Punkt (rot) innerhalb dieses Fensters (blau) wird der Spur hinzugefügt. Die Lage der Spur wird neu berechnet, und die vermutete Punktposition für die nächste Zeile berechnet. Wieder wird der Punkt innerhalb des Fensters um diese Position (rot) der Spur hinzugefügt. Dies wiederholt sich, bis alle zur Spur gehörigen Punkte zugeordnet wurden. Es ergibt sich die durch eine schwarze Linie gekennzeichnete Spur.

tionen von Zeilen, die die o. g. Bedingung erfüllen, berücksichtigt. Punkte, die bereits einer Spur geordnet wurden, werden nicht für die Initialisierung genutzt.

An diese zwei Punkte wird in der xy- und der yz-Projektion eine Gerade angepasst. Es wird nun erst in positiver y-Richtung nach weiteren Spurpunkten gesucht. Diese Suche startet von der für die Initialisierung genutzten Zeilen mit der kleineren y-Koordinate. In dieser Zeile wird nach keinem weiteren Punkt gesucht. Für die betrachtete Zeile werden die Punktkoordinaten (x, z) aus den ermittelten Spurparametern berechnet, indem die y-Koordinate durch die Mitte der Zeile vorgegeben wird. Um den berechneten dreidimensionalen Koordinatenpunkt wird ein Suchfenster definiert, dessen Breite durch Steuerungsbefehle in der Konfigurationsdatei festgelegt ist. Ein kleines Suchfenster verbessert zum einen die Trennung von nah beeinander liegenden Spuren, birgt zum anderen aber auch die Gefahr, das Fluktuationen innerhalb einer Spur dazu führen, dass Punkte nicht als zur Spur gehörig erkannt werden, oder die Spur in zwei aufgeteilt wird. Bei der Rekonstruktion von Einzelspurereignissen, wie in dieser Arbeit, ist daher ein großes Suchfenster empfehlenswert. Alle Punkte innerhalb dieses Suchfensters, die noch keiner anderen Spur zugeordnet wurden, werden auf die Zugehörigkeit zur Spur getestet. Stehen mehrere Kandidaten zur Verfügung, wird der Punkt, bei dessen Berücksichtigung die Anpassung das kleinste

$$\chi^2 = \chi_x^2 + \chi_z^2 \tag{4.8}$$

aufweist, zur Spur hinzugefügt. χ_x^2 und χ_z^2 bezeichnen hierbei das für die xy- bzw. yz-

Projektion berechneten χ^2:

$$\chi_x^2 = \sum_i \frac{(f(y_i) - x_i)^2}{\sigma_{x_i}^2} \tag{4.9}$$

Bei der Berechnung werden die vom ClusterFinder ermittelten Fehler berücksichtigt. Es werden nur Punkte hinzugefügt, bei denen die Spurhypothese eine vorgegebene Wahrscheinlichkeit in beiden Projektionen besitzt. Dieser Schnitt auf die Wahrscheinlichkeit vermindert das Berücksichtigen von durch δ-Elektronen verursachten 'Ausreißern' oder durch Rauschen zufällig erzeugten Punkten. Der Algorithmus wird mit der folgenden Zeile fortgesetzt, wobei zur Berechnung der Suchfenstermitte alle Punkte in der o. g. Sammlung herangezogen werden.

Wird kein Punkt aus dem Suchfenster der Sammlung von Spurpunkten hinzugefügt, oder ist das Fenster leer, wird dies als fehlender Punkt gezählt. Überschreitet die Anzahl von fehlenden Punkten einen festgelegten Wert, so wird die Spur verworfen. Wird in der nächsten Zeile ein Punkt der Spur hinzugefügt, wird der Zähler der Fehlversuche wieder auf 0 gesetzt. Durch diese Vorgehensweise können falsche Anfangshypothesen schnell erkannt werden. Wird eine Spur verworfen, werden alle Punkte innerhalb der Spursammlung wieder freigegeben, können also anderen Spuren hinzugefügt werden.

Wird die zweite zur Initialisierung genutzte Zeile erreicht, wird der in dieser Zeile liegende Punkt aus der Punktsammlung gelöscht, wenn die Spur eine Mindestanzahl an Punkten enthält. Die Zugehörigkeit dieses Punktes zur Spur kann so überprüft werden und gegebenenfalls ein besser passender Punkt hinzugefügt werden.

Wird die letzte Zeile erreicht, wird nach Behandlung dieser nochmals in die andere Richtung nach Punkten gesucht. Somit können Punkte aus Zeilen oberhalb der zur Initialisierung genutzten der Spur hinzugefügt werden. Auch wird in Zeilen, in denen noch kein Punkt zur Spur gehört, erneut nach Punkten gesucht, wobei die Mitte des Suchfensters, bedingt durch die größere Anzahl von Punkten, die in die Anpassung eingehen, genauer als zuvor bestimmt ist.

Die Sammlung von Punkten, die eine Spur bilden, wird abgespeichert, wenn sie eine zuvor festgelegte Mindestanzahl an Punkten enthält. Alle Punkte dieser Sammlung können nicht zu weiteren Spuren gehören. Ist die Sammlung kleiner als die in der Konfigurationsdatei angegeben Anzahl, wird die Spur verworfen und die Punkte freigegeben.

4.3 TrackFitter: Berechnung der Spurparameter und Vorbereitungen zur weiteren Analyse

An die vom TrackFinder zusammengestellten Sammlungen von Punkten wird mit dem TrackFitter eine Spur angepasst. Hier stehen sowohl Hypothesen für gerade als auch gekrümmte Spurverläufen in Form von mehreren Methoden zur Verfügung:

ChiSquared: Es werden in der xy- und der yz-Projektion eine Gerade an die Punkte der Spur angepasst und jeweils der Achsenabschnitt ($y = 0$) und die Steigung berechnet. Dies geschieht mit Hilfe einer analytischen χ^2-Minimierung.

ChiSquaredRoot: In Unterschied zur 'ChiSquared'-Methode wird die im Programmpaket ROOT zur Verfügung stehende Anpassungsmethode verwendet. Diese beruht auf einer numerischen Minimierung des χ^2.

ChiSquaredCurved: Mit Hilfe der numerischen ROOT-Anpassungen wird in der xy-Projektion ein Kreisbogen an die Punkte angepasst. Es werden Krümmung $K = R^{-1}$ und die Koordinaten des Mittelpunktes (x, y) berechnet. Es wird viel Rechenzeit für diese Berechnung benötigt. In der yz-Projektion wird wie bei der vorherigen Methode eine Gerade angepasst.

FastCurved: Um die Bestimmung der Parameter des Kreisbogens zu verkürzen, wird ein Polynom zweiten Grades an die Punkte angepasst und aus den so bestimmten Parametern ohne weitere Anpassungen, die Krümmung und der Mittelpunkt berechnet. Die Anpassung der Geraden an die yz-Projektion ist wie zuvor durch die ROOT-Methoden realisiert.

Des Weiteren ist die Implementierung einer Methode 'AdvancedCurved' in Vorbereitung, die die Pad-Response-Funktion (vgl. Abschnitt 2.3.4) berücksichtigt, indem eine gaußförmige Ladungswolke um die Spurmitte an die Ladungsverteilung der einzelnen Zeilen angepasst wird.

Neben der Bestimmung der Spurparameter wird aus diesen die Einfallswinkel ϕ und θ der Spur berechnet. Ebenso wird der Einheitsrichtungsvektor der Spur bei Eintritt in die Kammer $(y = 0)$ bestimmt.

Für jeden Punkt, der einer Spur zugeordnet ist, wird der Abstand und das Residuum berechnet. Die Definition dieser beiden Begriffe und die damit verbundenen Unterschiede werden in Abschnitt 5.3.1 erläutert. Die Form der Spur (gerade oder gekrümmt) wird bei der Berechnung berücksichtigt. Bei der Berechnung des Residuums wird die gleiche Anpassungsmethode verwendet, mit der zuvor die Spurparameter bestimmt wurden. Hier besteht die Wahl, ob bei dieser Berechnung alle Spurparameter erneut bestimmt werden, oder nur ein Parameter variiert wird und die anderen von der zuvor erfolgten Anpassung an alle Punkte der Spur übernommen werden.

Ist mehr als eine Spur in einem Ereignis rekonstruiert worden, wird der minimale Abstand zwischen zwei Punkten berechnet, die zu unterschiedlichen Spuren gehören.

4.4 Analyseskripte

Die weitere Analyse der Daten erfolgt mit Skripten. Diese werden von ROOT verarbeitet, und nutzen den C++-Interpreter CINT der ROOT Analyseumgebung.

Es stehen Skripte für verschiedene Fragestellungen zur Verfügung:

GetDriftGeschwindigkeit.C: Berechnung der Driftgeschwindigkeit aus der Position der abfallenden Flanke der Verteilung 'Punkte pro ADC-Zeitintervall'.

PlotShift.C: Berechnung systematischer Verschiebungen in der Verteilung der Abstände bzw. Residuen.

PlotResolutionAllRow.C: Berechnung der longitudinalen und transversalen Auflösung in Abhängigkeit von der Driftlänge. Die Bestimmung geschieht über die Betrachtung der Residuen für alle Zeilen separat.

PlotResolutionShift.C: Vereinigt die Funktionalitäten der beiden vorherigen Skripte miteinander.

ChiSquareResolution.C: Bestimmung der Auflösung aus der χ^2-Verteilung der rekonstruierten Spuren.

Eine genauere Beschreibung der verwendeten Skripte ist im Kapitel 5 zu finden.

4.5 Weitere Funktionen des Programms

Die Beobachtung der Rekonstruktion über eine grafischen Ausgabe ist ebenfalls möglich. Der Ablauf wird hierdurch stark verlangsamt, allerdings nicht unterbrochen. Für die Betrachtung einzelner Ereignisse steht ein weiterer Betriebsmodus zur Verfügung. Mit der 'Enter'-Taste kann hier durch die Ereignisse 'geblättert' werden. Dieser Modus bietet auch die Möglichkeit der Ausgabe in eine Datei. Hierzu muss vor dem Drücken der 'Enter'-Taste der erste Buchstabe der Dateierweiterung gedrückt werden. Es stehen folgende Ausgabeformate zur Verfügung: pixelorientierte Graphik (gif, jpg), PostScript (ps, eps) und ROOT-Skript (C). Die Namensgebung der Datei geschieht automatisch und wird über eine Meldung bekannt gegeben.

Da einige der für die Aufzeichnung der Messdaten genutzten Programme Schnitte zur Datenreduktion einsetzen, sind Anpassungen der Daten der in Abschnitt 3.7 beschriebenen TPC-Simulation an die verschiedenen Daten-Formate notwendig. Diese Anpassunegn werden nicht innerhalb des Simulationsprogramms vorgenommen, daher werden sie von MultiFit bereitgestellt.

Kapitel 5

Analyse der Daten

Mit dem zuvor beschriebenen Versuchsaufbau wurden vom 19. Februar bis zum 18. Mai 2004 Daten genommen. Innerhalb dieses Zeitraumes wurde die Datennahme durch die Reparatur des GEM-Gasverstärkungssystems und die damit verbundenen Modifikationen an der MediTPC (vgl. Abschnitt 3.6.1) unterbrochen. Aus den 17 Messreihen wurden einige für die Analyse ausgewählt. Die Auswahlkriterien waren eine hohe Anzahl von aufgezeichneten Ereignissen und keine größeren Veränderungen, wie z. B. GEM-Verluste. Auch sollten alle Magnetfeldeinstellungen, bei denen Daten genommen wurden, berücksichtigt werden. Die ausgewählten Messreihen sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Messreihe 11a startet mit der Ereignisnummer 25000, bedingt durch die Erhöhung des Gasflusses zum Zeitpunkt des Ereignisses 22000 und einer sich anschließenden Stabilisierungsphase. Näheres ist in Abschnitt 5.1.1 erläutert.

Tabelle 5.1: Auflistung der selektierten Messreihen

Messreihe	Anzahl GEMs	Anzahl Ereignisse	Magnetfeld B(T)	Beginn (UTC)	Ende (UTC)
3	2	50159	4	20. Feb. 2004 15:28	23. Feb. 2004 8:03
5	2	34460	0	23. Feb. 2004 14:56	25. Feb. 2004 9:34
11	3	43788	2	21. Apr. 2004 9:09	23. Apr. 2004 16:30
11a	3	19065	2	22. Apr. 2004 16:23	23. Apr. 2004 16:30
12	3	49665	0	23. Apr. 2004 17:36	26. Apr. 2004 7:37
13	3	59547	1	27. Apr. 2004 9:52	30. Apr. 2004 12:16
15	3	19997	0,75	10. Mai 2004 13:23	11. Mai 2004 14:21
16	3	34612	4	12. Mai 2004 12:22	14. Mai 2004 9:12
17	3	76739	4	14. Mai 2004 9:42	18. Mai 2004 13:17

Die Einstellungen für die Messreihen sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst Die Kathodenspannung betrug für alle Messreihen $U_{\text{Kathode}} = 16\,\text{kV}$. Da sich allerdings die Spannung des Anodenschildes, welche durch die GEM-Konfiguration bestimmt ist, ändert, ist das Driftfeld, wie o. g. Tabelle zu entnehmen ist, für die verschiedenen Messreihen geringfügig unterschiedlich. Bei den Messreihen 11 bis 16 war die Spannung des Schildes, bedingt durch einen Fehler bei der Berechnung des Schildwiderstandes R_{Schild} ca. 100 V höher als die dem Driftfeld zugewandte GEM-Oberfläche. Die beiden Transferfelder bei dem 3-GEM-Strukturen waren gleich

Tabelle 5.2: Versuchseinstellungen der verschiedenen Messreihen

Messreihe	U_{GEM} (V)	E_{trans} ($\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$)	E_{ind} ($\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$)	E_{drift} ($\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$)
3	386	1450	1675	212
5	390	1465	1692	212
11 & 11a	335	1500	3000	197
12	335	1500	3000	197
13	335	1500	3000	197
15	335	1500	3000	197
16	325	1500	3000	197
17	325	1500	3000	198

gewählt.

Bei allen betrachteten Messreihen sind zwei der Pads nicht funktionstüchtig. Schaut man von außerhalb des Driftvolumens auf die Ausleseefläche, so befinden sich diese in der dritten Zeile von Oben an der fünften und dreizehnten Position von rechts. Dei der Betrachtung der mit der TPC-Simulation erzeugten Daten (vgl. Abschnitt 3.7) wurden diese Pad ebenfalls abgeschaltet.

5.1 Driftgeschwindigkeit

Für die Umrechnung der Driftzeit in eine Driftlänge ist die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit notwendig. Hierzu wurde ein sehr einfaches und damit verbunden ungenaues Verfahren benutzt. Es basiert auf der Idee, dass keine Punkte mit Zeitkoordinaten t außerhalb der TPC rekonstruiert werden. Betrachtet man also die Verteilung der rekonstruierten Zeiten aller Punkte, erkennt man eine abfallende Flanke bei t_{max}, die mit dem geometrischen Ende der Kammer übereinstimmen muss. Aus der Kenntnis der maximalen Driftstrecke z_{max}, dem Abstand Kathode Gasverstärkungssystem, kann somit die Driftgeschwindigkeit v_D bestimmt werden. Diese ergibt sich zu

$$v_D = \frac{z_{\mathrm{max}}}{t_{\mathrm{max}}}\,. \tag{5.1}$$

Die Länge eines ADC-Zeitintervalls von 80 ns ist eine natürliche Wahl für die Breite Δt der Bins für die o. g. Verteilung. Eine solche Verteilung zeigt Abbildung 5.1. Die Verteilung vor der abfallenden Flanke ist nicht flach, sondern ergibt sich aus der Kombination der Winkelverteilung der betrachteten kosmischen Myonen mit dem sensitiven Bereich der Szintillationszähler, die das Triggersignal liefern.

Um nun die Mitte der abfallenden Flanke zu bestimmen, wird die Ableitung D_i der Verteilung gebildet.

$$D_i = N_{i+1} - N_i\,, \tag{5.2}$$

wobei N_i die Anzahl der Einträge im $i$ten Bin ist. Der Fehler ergibt sich zu

$$\sigma_{D_i} = \sqrt{\sigma^2_{N_{i+1}} + \sigma^2_{N_i}} = \sqrt{N_{i+1} + N_i}\,. \tag{5.3}$$

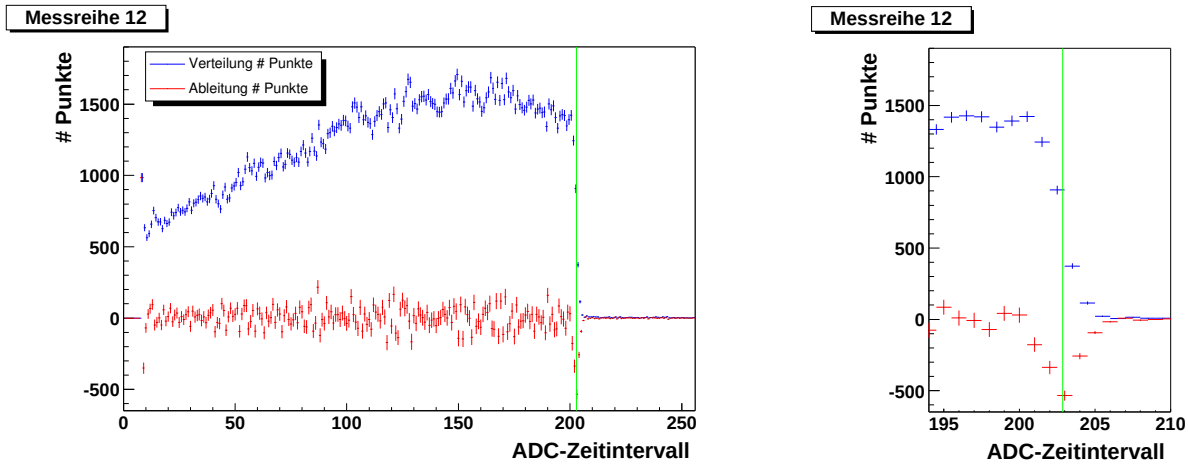

Abbildung 5.1: Verteilung 'Punkte pro ADC-Zeitintervall' für die Messreihe 12. Die Form der Verteilung ergibt sich zum einen aus der Kombination der Winkelverteilung der untersuchten kosmischen Myonen mit dem sensitiven Bereich der Szintillationszähler des Triggersystems. Die abfallende Flanke, die in der rechten Abbildung deutlicher gezeigt ist, ergibt sich aus dem Ende des sensitiven Volumens der TPC.

Es wurde angenommen, dass die Inhalte der Bins poissonverteilt sind und somit gilt:

$$\sigma_{N_i} = \sqrt{N_i}\,. \tag{5.4}$$

Die Verteilung beginnt mit dem Bin $i = 1$. Die zugehörige Zeit t_i ist der Mittelwert der Zeiten der Bins mit den Inhalten N_i und N_{i+1}, die zur Bildung der Ableitung herangezogen wurden. Dieser Mittelwert ist, da die Bins gleich groß sind, die Grenze zwischen den Bins:

$$t_i = (i+1)\cdot\Delta t = (i+1)\cdot 80\,\mathrm{ns}\,. \tag{5.5}$$

Die Flanke zeigt sich in der Ableitung durch ein Minimum. Daher wurde das deutlichste Minimum mit einer Signifikanz von mindestens $3\,\sigma$ zur 0 ermittelt. Das zugehörige Bin wird im Folgenden mit i_{min} bezeichnet. Die Position der Flanke wurde nun durch die Bildung des Mittelwerts der Ableitungsverteilung bestimmt. Hierbei wurden nur, neben dem Bin i_{min}, alle umliegenden Bins mit negativen Werten berücksichtigt. Das erste Bin dieser Verteilung ist mit i_{Start} bezeichnet, das letzte mit i_{Stop}. Die Position der Flanke ergibt sich somit zu

$$\begin{aligned} t_{\mathrm{Flanke}} &= \frac{\sum\limits_{i_{\mathrm{Start}}<j<i_{\mathrm{Stopp}}} D_j\cdot t_j}{\sum\limits_{i_{\mathrm{Start}}<j<i_{\mathrm{Stopp}}} D_j} = \frac{\sum\limits_{i_{\mathrm{Start}}<j<i_{\mathrm{Stopp}}} (N_{j+1}-N_j)\cdot t_j}{\sum\limits_{i_{\mathrm{Start}}<j<i_{\mathrm{Stopp}}} (N_{j+1}-N_j)} \\ &= \frac{N_{i_{\mathrm{Start}}}\cdot t_{i_{\mathrm{Start}}} - \sum\limits_{i_{\mathrm{Start}}+1<j<i_{\mathrm{Stopp}}} (N_j\cdot\Delta t) - N_{i_{\mathrm{Stopp}}}\cdot t_{i_{\mathrm{Stopp}}}}{N_{i_{\mathrm{Start}}} - N_{i_{\mathrm{Stopp}}}}\,. \end{aligned} \tag{5.6}$$

Der statistische Fehler ergibt sich zu

$$\begin{aligned}\sigma^2_{t_{\text{Flanke}}} &= \frac{\sum\limits_{i_{\text{Start}}+1<j<i_{\text{Stopp}}} (N_j \cdot \Delta t)}{\left(N_{i_{\text{Start}}} - N_{i_{\text{Stopp}}}\right)^2} \\ &+ \frac{\left(\left(N_{i_{\text{Start}}} - N_{i_{\text{Stopp}}}\right) \cdot t_{i_{\text{Stopp}}} - Z\right)^2 N_{i_{\text{Start}}}}{\left(N_{i_{\text{Start}}} - N_{i_{\text{Stopp}}}\right)^4} \\ &+ \frac{\left(\left(N_{i_{\text{Start}}} - N_{i_{\text{Stopp}}}\right) \cdot t_{i_{\text{Stopp}}} - Z\right)^2 N_{i_{\text{Stopp}}}}{\left(N_{i_{\text{Start}}} - N_{i_{\text{Stopp}}}\right)^4},\end{aligned} \tag{5.7}$$

wobei mit Z der Zähler der zuvor hergeleiteten Formel bezeichnet wird.

Der systematische Fehler kann durch die Breite der zuvor verwendeten Verteilung abgeschätztwerden , wie Abschnitt 5.1.1 zeigt:

$$s^2_{t_{\text{Flanke}}} = \frac{\sum\limits_{i_{\text{Start}}<j<i_{\text{Stopp}}} D_j \cdot (t_j - t_{\text{Flanke}})^2}{\sum\limits_{i_{\text{Start}}<j<i_{\text{Stopp}}} D_j}. \tag{5.8}$$

Die so bestimmten Wendepunkt der Flanke und die daraus resultierenden Driftgeschwindigkeiten sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Die Länge des Driftvolumens betrug $z_{\max}$ =680 mm. Ebenfalls ist der mit dem Simulationsprogramm Magboltz [49] berechnete theoretische Wert angegeben. Diese Werte wurden für das verwendete Gasgemisch Ar-CH_4-CO_2 im Verhältnis 93-5-2 ohne Verunreinigungen mit einer Temperatur $T = 22\,^{\circ}\text{C}$ und einem Druck $P = 1013\,\text{hPa}$ berechnet. Die Driftfelder für die verschiedenen Messreihen, die der Berechnung zugrunde liegen, sind Tabelle 5.2 zu entnehmen. Die Differenz dieser theoretischen Werte von den gemessen wird später diskutiert.

Tabelle 5.3: Driftgeschwindigkeit v_D für die verschiedenen Messreihen: Angegeben ist die mit Gleichung (5.6) ermittelte Flankenposition t_{Flanke}, gefolgt von dem statistischen Fehler $\sigma_{t_{\text{Flanke}}}$ (Gleichung (5.7)) und dem systematischen Fehler $s_{t_{\text{Flanke}}}$ (Gleichung (5.8)). Mit i_{Stopp} und i_{Start} sind die bei der Berechnung verwendeten Grenzen bezeichnet. Die Driftgeschwindigkeit v_D mit statistischem und systematischen Fehler wurde aus der Flankenposition mit Gleichung (5.1) bestimmt. Berechnungen mit dem Programm Magboltz ergeben die Werte $v_{D\text{Theorie}}$.

Messreihe	Flanke ($\Delta t = 80\,\text{ns}$)	$v_D(\frac{\text{cm}}{\mu\text{s}})$	i_{Start}	i_{Stopp}	$v_{D\text{Theorie}}(\frac{\text{cm}}{\mu\text{s}})$
3	201,34±0,11±1,63	4,222±0,002±0,034	199	206	4,700
5	198,55±0,08±1,35	4,281±0,002±0,029	196	203	4,700
11a	206,47±0,26±2,00	4,117±0,005±0,040	204	210	4,600
12	202,86±0,06±1,13	4,190±0,001±0,023	201	206	4,600
13	200,81±0,11±1,10	4,233±0,002±0,023	198	203	4,600
15	200,62±0,12±1,09	4,237±0,003±0,023	198	203	4,600
16	196,42±0,08±0,72	4,328±0,002±0,016	195	198	4,600
17	196,67±0,05±0,92	4,322±0,001±0,020	195	200	4,608

5.1.1 Untersuchung der systematischen Einflüsse

Die o. g. Breite dient, wie gesagt, nur als Abschätzung für den systematischen Fehler. In diesem Abschnitt werden einzelne systematische Einflüsse näher untersucht. Die folgenden Größen bewirken sowohl eine generelle Abweichung und, da sie nicht konstant über die Messzeit sind, als auch eine Schwankung der Driftgeschwindigkeit:

- Gaseigenschaften
  - Temperatur
  - Druck
  - Zusammensetzung und Reinheit (z. B. Wassergehalt)
- Die Veränderung der gemessenen Ankunftszeit T_0 der Elektronen durch
  - die Driftzeit der Elektronen durch das GEM-Verstärkungssystem
  - die Reaktionszeit der Szintillationszähler und Photomultiplier
  - die Kabellänge
  - die Signallaufzeiten innerhalb der Elektronik
- das Driftfeld E_{drift}

Der Einfluss einiger dieser Größen auf die Schwankung der Driftgeschwindigkeit ist allerdings sehr klein:

- Driftfeld E_{drift}, da die Kathodenspannung nur um ca. $\pm 2\,\text{V}$ schwankte
- Kabellänge $= 25\,\text{m}$
- Reaktionszeit der Szintillationszähler und Photomultiplier

Bedingt durch die gewählte Methode gehen die Größen

- Länge der Driftstrecke
- longitudinale Auflösungsvermögen der TPC bei maximaler Driftlänge

in die Berechnung ein. Die Ungewissheit bei der Bestimmung der Driftlänge führt zu einer konstanten systematischen Verschiebung der bestimmten Geschwindigkeiten. Das Auflösungsvermögen trägt nur zur Schwankungsbreite der gemessenen Driftgeschwindigkeit bei. Des Weiteren können Effekte durch die

- zur Rekonstruktion der Punkte benutzte Methode HitMerge (Abbildung 4.6)

wie zum Beispiel ein konstanter Offset zwischen wirklicher Ankunftszeit der Elektronen und rekonstruierter Zeit in diesem Experiment das Ergebnis ebenfalls verfälschen. Diese Effekte können nicht von den durch die Elektronik hervorgerufenen Abweichungen getrennt werden. Die ersten sechs ADC-Zeitintervalle sind stark verrauscht und können deswegen nicht bei Rekonstruktion genutzt werden. Daher ist es nicht möglich die ansteigende Flanke der untersuchten Verteilung der rekonstruierten Punkte, die den Beginn der Kammer (Anode) kennzeichnet, auszumachen und diesen T_0-Effekt zu bestimmen. Die Abhängigkeiten der Driftgeschwindigkeit von der Temperatur, dem Druck und dem Wassergehalt des Messgases sowie vom Driftfeld sind in Abbildung 5.2 veranschaulicht. Diese Abbildungen beruhen auf Daten, die mit dem Simulationsprogramm Magboltz erstellt wurden [49]. Als Verunreinigung des Gases wurde nur Wasser untersucht, da dessen Einfluss auf die Driftgeschwindigkeit sehr groß ist und die Anwesenheit einer signifikanten Menge an Wasser im Gas, wie später erläutert wird, sehr wahrscheinlich ist.

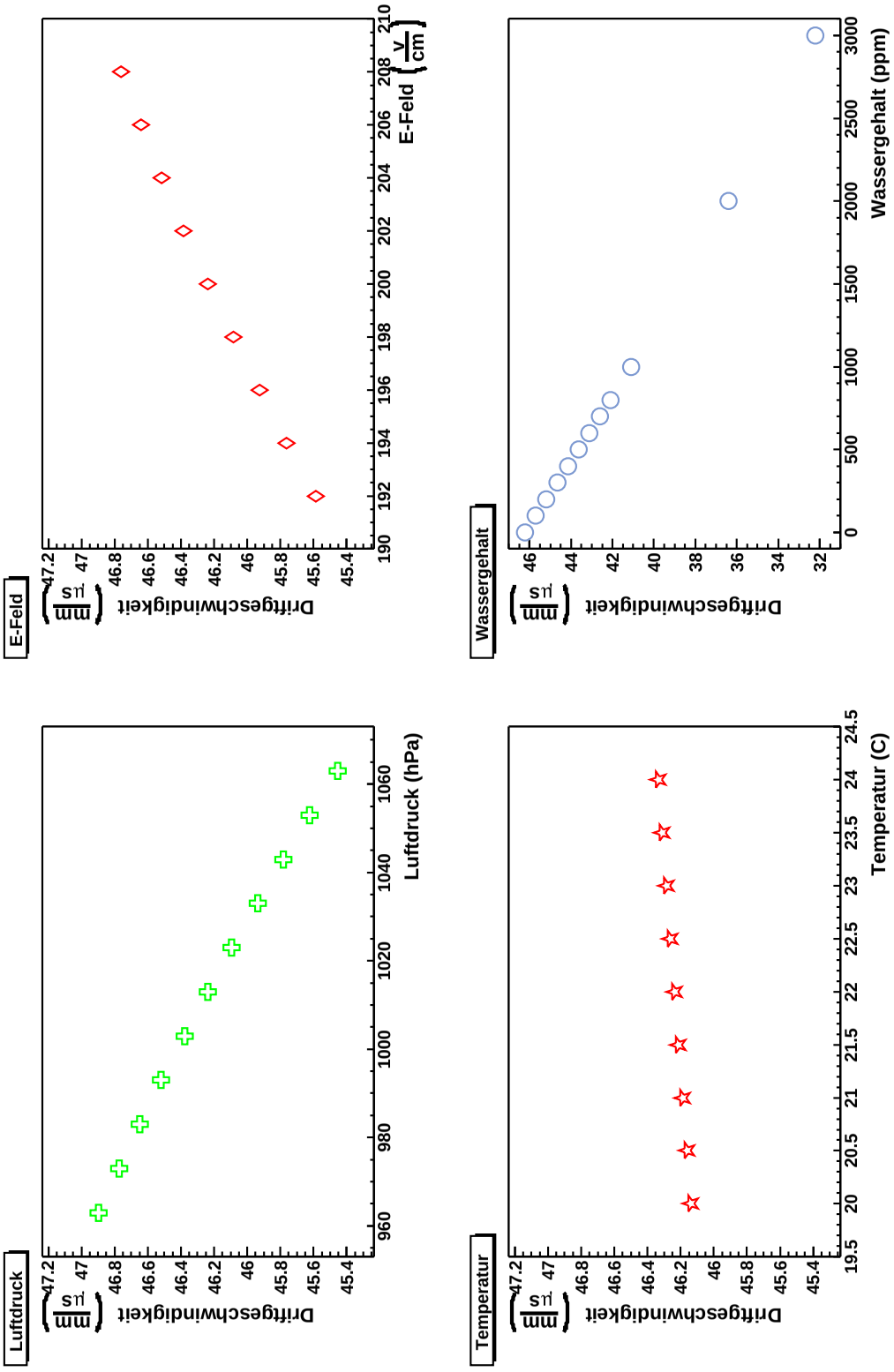

Abbildung 5.2: Einfluss verschiedener Faktoren auf die Driftgeschwindigkeit: Die Graphen sind Ergebnisse einer Simulation mit dem Programm Magboltz, bei der die betreffende Größe variiert wurde, die verbleibenden Größen wurden auf den Standardwerten festgehalten (1013 hPa, 200 $\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$, 22 °C, 0 ppm Wasser)

Einflüsse, die zur Schwankung der Driftgeschwindigkeit führen

Im Folgenden werden Einflüsse untersucht, die zu einer systematischen Schwankung der Driftgeschwindigkeit führen. Hierzu zählen neben dem Auflösungsvermögen und der durch die Elektronik verursachten Schwankung der Signalaufzeit die Gaseigenschaften wie Temperatur, Druck und Reinheit:

Auflösungsvermögen und Elektronik Die Einzelpunktauflösung in Driftrichtung am Ende der Kammer beträgt 750 μm (siehe Abschnitt 5.3). Die Genauigkeit der Bestimmung der abfallende Flanke ist somit begrenzt. Dies führt zu einer systematischen Unsicherheit bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit von

$$\frac{s_{v_D}}{v_D} = \frac{s_{z_{\max}}}{z_{\max}} \approx \frac{750\,\mu\text{m}}{680\,\text{mm}} = 0{,}11\,\%$$

Ebenso kann die Schwankung der Laufzeit innerhalb der Elektronik mit < 5 ns abgeschätzt werden. Dies entspricht einem viertel ADC-Zeitintervall. Dies geht in die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit wie folgt ein.

$$\frac{s_{v_D}}{v_D} = \frac{s_{t_{\max}}}{t_{\max}} \approx \frac{20\,\text{ns}}{200 \cdot 80\,\text{ns}} = 0{,}03\,\%$$

Temperatur Die Gastemperatur wurde während des Experimentes nicht aufgezeichnet. Aus Aufzeichnungen der TPC-Gruppe der RWTH Aachen wird daher die Schwankung der Temperatur abgeschätzt. Die Aachener Arbeitsgruppe benutzte bei ihrer Messung der Gasverstärkung von GEM-Auslesesystemen in Magnetfeldern [54] ebenfalls den Magnetteststand und das dort vorhandene Gassystem. Die Versuchsaufbauten sind also in Bezug auf die Gastemperatur vergleichbar.

Die Aufzeichnung beginnend am 05. Februar 2004 ist in Abbildung 5.3 graphisch dargestellt. Aufgezeichnet wurden die Gastemperatur vor und innerhalb der Kammer und die Temperatur der Halle. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Gastemperaturen der Hallentemperatur folgen. Die Temperatur am Ende des Gassystems liegt ca. 1 °C über der gemessenen Hallentemperatur, was dadurch zu erklären ist, dass der Offset der verwendeten Temperatursensoren nicht kalibriert wurde. Diese Kalibration wurde nicht durchgeführt, da nur Temperaturschwankungen aufgezeichnet werden sollten. Die Einbrüche zu Beginn und am Ende der Messung sind auf das Öffnen des Hallentores zurückzuführen. Die Temperatur des Gaslagers außerhalb der Halle hat folglich keinen Einfluss auf die Gastemperatur. Diese ist während einer Messreihe bis auf 2 °C konstant. Die Schwankung führt zu einer Änderung der Driftgeschwindigkeit von ca. 0,01 $\frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$.

Druck Der Druck des Gases innerhalb der Kammer wurde durch einen Druckregler am Gasausgang bestimmt. Um den Fluss durch die Kammer konstant zu halten, regelte dieser den Gasdruck auf 15 mbar über dem Luftdruck. Es wurden zwei Messreihen zur genaueren Betrachtung ausgewählt und zwar:

- Messreihe 3: mit der größten Schwankung des Luftdrucks und
- Messreihe 17: mit der geringsten Schwankung des Luftdrucks

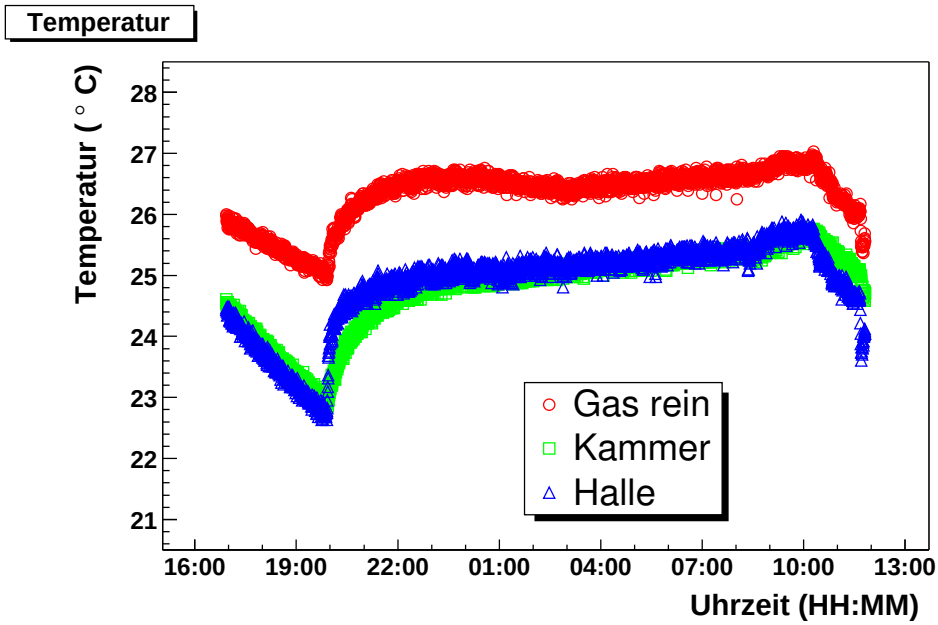

Abbildung 5.3: Schwankung der Temperaturen des Versuchsaufbaus: Beginn der Messung am 05. Februar 2004. Die Gastemperatur vor und in der TPC folgen der Temperatur der Halle, in der der Versuchsaufbau steht. Quelle der Daten: TPC-Gruppe RWTH Aachen [54]

Der Verlauf des Luftdrucks für beide Messreihen ist Abbildung 5.4 zu entnehmen. Die Daten wurden von der Wetterstation am Flughafen Hamburg-Fuhlsbüttel aufgezeichnet und von Wetterspiegel.de veröffentlicht [55]. Abbildung 5.5 zeigt für beide Messreihen die abfallenden Flanken und die bestimmte Driftgeschwindigkeit. Es ist zu erkennen, dass Messreihe 3 eine breitere Flanke als Messreihe 17 aufweist, was auch durch Werte für den systematischen Fehler in Tabelle 5.3 wiedergegeben ist. Die Beobachtung legt nahe, dass größere Druckschwankungen zu stärkeren Variationen der Driftgeschwindigkeit führen. Eine Schwankung des Drucks um 25 hPa wie sie in Messreine 3 auftritt, kann, wie Abbildung 5.2 zu entnehmen ist, eine Veränderung der Driftgeschwindigkeit von 0,04 $\frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$ bewirken. Dies entspricht ca. 1 %.

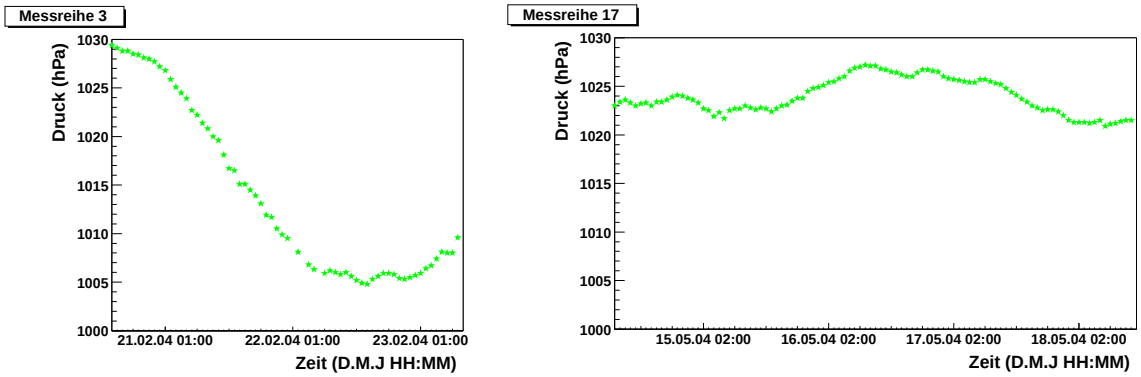

Abbildung 5.4: Schwankung des Luftdrucks für die Messreihen 3 und 17. Quelle der Daten: Wetterspiegel.de [55]

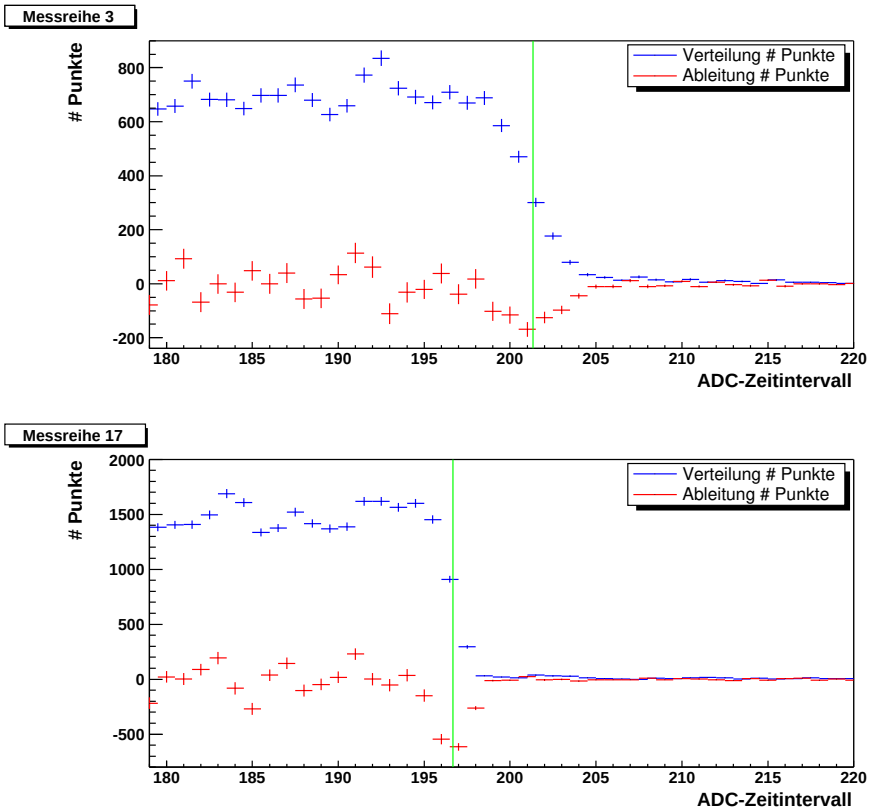

Abbildung 5.5: Flanke der Verteilung 'Punkte pro ADC-Zeitintervall' für die Messreihen 3 und 17

Gaszusammensetzung und -reinheit Die Genauigkeit der Zusammensetzung des verwendeten Gasgemisches (Ar-CH_4-CO_2 : 93-5-2) beträgt, nach Herstellerangaben, maximal 0,5%-Punkte. Diese Abweichungen vom geforderten Verhältnis können zu Veränderung der erwarteten Driftgeschwindigkeit führen. Allerdings kann keine Veränderung während einer Messreihe durch diese Abweichungen erklärt werden, da sie über die Messreihe konstant sind. Die Gasflaschen, die das Gasgemisch enthalten, wurden nicht innerhalb einer Messreihe gewechselt.

Die Gasverunreinigungen, wie z. B. Wasser oder Sauerstoff, können zum einen bereits im Messgas enthalten sein, oder zum anderen durch die Kammeroberfläche insbesondere an Schwachstellen wie Dichtungsringen und Gaszuleitungen aus Kunststoff diffundieren. Insbesondere Kunststoffschläuche sind häufig durchlässig für Wasser. Das Gassystem am Magnetteststand besteht aus Kupferleitungen, allerdings wurde die Verbindung vom vorhandenen Gassystem mit der MediTPC durch ca. 2 m lange Kunststoffschläuche realisiert. Aber nicht nur über die Wandungen des Gassystems können Verunreinigungen in das Kammervolumen gelangen, auch durch die Abgasleitung ist dies möglich. Je länger die Abgasleitung ist, desto kleiner ist der Anteil dieser Verunreinigungen. Eine höherere Differenz zwischen Kammer- und Außendruck vermindert diesem Anteil ebenso. Gleichfalls zu beachten sind die Verunreinigungen, die nach Wartungsarbeiten, bei denen die Kammer geöffnet wurde, im Kammervolumen sind. Ihr Anteil kann durch lange Spülzeiten verringert werden. In diesem Experiment wurde die Kammer vor Beginn der Datennahme über mehr als 24 h gespült. In dieser Zeit flossen somit ca. 240 ℓ Messgas durch die MediTPC, diese Menge entspricht 6 Kammervolumen.

Die Gaszusammensetzung wurde nicht gemessen, daher müssen indirekte Methoden zur

Abschätzung der Gasreinheit genutzt werden. Die Menge an Verunreinigungen, die pro Zeit in die Kammer gelangte, ist nahezu konstant, wie den o. g. Wegen zu entnehmen ist, auf denen diese in die Kammer gelangen. Ein höherer Gasfluss ist folglich mit einer größeren Reinheit des Gases verbunden, da Verunreinigungen schneller wieder herausgespült werden.

Zur Untersuchung des Einflusses von Gasverunreinigungen wurde Messreihe 11 herangezogen. Bei dieser Messreihe wurde um den Zeitpunkt des 22000. Ereignisses der Gasfluss von $6\,\frac{\ell}{\mathrm{h}}$ auf $9\,\frac{\ell}{\mathrm{h}}$ erhöht. Das entspricht dem Gasfluss, bei dem auch die anderen hier betrachteten Messungen durchgeführt wurden. Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung 'Punkte pro ADC-Zeitintervall' für die gesamte Messreihe sowie vor und nach der Gasflusserhöhung. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich die Position der Flanke bei einem höheren Gasfluss um ungefähr 15 ADC-Zeitintervalle zu kleineren Zeiten verschiebt. Auch ist zu sehen, dass die Flanken sehr 'ausgewaschen' sind. Das ist wie folgt zu erklären: Die Gasreinheit wird durch den höheren Gasfluss kontinuierlich verbessert, bis die Gasqualität mit der der anderen Messreihen vergleichbar ist. Eine höhere Reinheit bedeutet einen geringeren Wasseranteil. Abbildung 5.2 auf Seite 62 ist zu entnehmen, dass dies mit einer größeren Driftgeschwindigkeit verbunden ist, also einer Flankenposition bei kleineren Zeiten. Da sich die Flankenposition kontinuierlich mit der Gasreinheit verändert, ist die Flanke relativ flach. Die beobachtete Differenz der Flankenpositionen vor und nach Erhöhung des Gasflusses von 7 % kann durch eine Variation der Driftgeschwindigkeit in gleicher Höhe, also $0{,}3\,\frac{\mathrm{cm}}{\mu\mathrm{s}}$, erklärt werden. Ist diese Variation allein auf eine Änderung des Wassergehalts zurückzuführen, so müsste dieser, wie Abbildung 5.2 zu entnehmen ist, um 580 ppm variieren.

Für die weiteren Untersuchungen wird die Messreihe 11a herangezogen, die mit dem Ereignis 25000 startet. Die Reinheit des Gases ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht ganz vergleichbar mit der der anderen Messreihen. Abbildung 5.6 zeigt einen erkennbaren Ausläufer der Flanke, der allerdings schon wesentlich kürzer ist als mit dem Schnitt beim Ereignis 22000. Der Schnitt beim Ereignis 25000 ist ein Kompromiss aus konstanter und mit den anderen Messreihen vergleichbarer Gasreinheit und für die weiteren Untersuchungen benötigter Statistik.

Die Betrachtung der Messreihe 11 zeigt, dass die Reinheit des Gases bei weitem den größten Einfluss auf die Driftgeschwindigkeit hat. Auch zeigt sich, dass ein konstanter hoher Gasfluss einem konstanten Druck vorzuziehen ist, solange die Verunreinigungen des Messgases durch den experimentellen Ausbau nicht zufriedenstellend reduziert werden kann.

Zusammenfassung Größere Druckänderungen führen, wie gezeigt wurde, zu einer breiteren Flanke, also einer größeren systematischen Unbestimmtheit der Driftgeschwindigkeit.

Die Temperaturdaten stehen für die einzelnen Messreihen leider nicht zur Verfügung, allerdings konnten Temperaturschwankungen mit 2 °C abgeschätzt werden. Schwankungen in dieser Größe tragen ebenfalls zu systematischen Veränderung der Driftgeschwindigkeit bei.

Gasverunreinigungen führen zu großen Veränderungen in der Driftgeschwindigkeit. Schon kleine Veränderungen in den Anteilen an Verunreinigungen, z. B. einige 10 ppm Wasser, können zu einer starken Veränderungen der Driftgeschwindigkeit führen, die sich in der Verbreiterungen der beobachteten Flanke zeigen.

Betrachtet man alle hier diskutierten Effekte, so erscheint sie Abschätzung des systematischen Fehlers der Driftgeschwindigkeit mit Gleichung (5.8) vernünftig. Es kann abschließend nicht festgestellt werden, in welchen Anteilen die hier untersuchten Effekte zur Breite der Flanke jeder einzelnen Messreihe beitragen. Es ist daher für zukünftige Messungen unbedingt

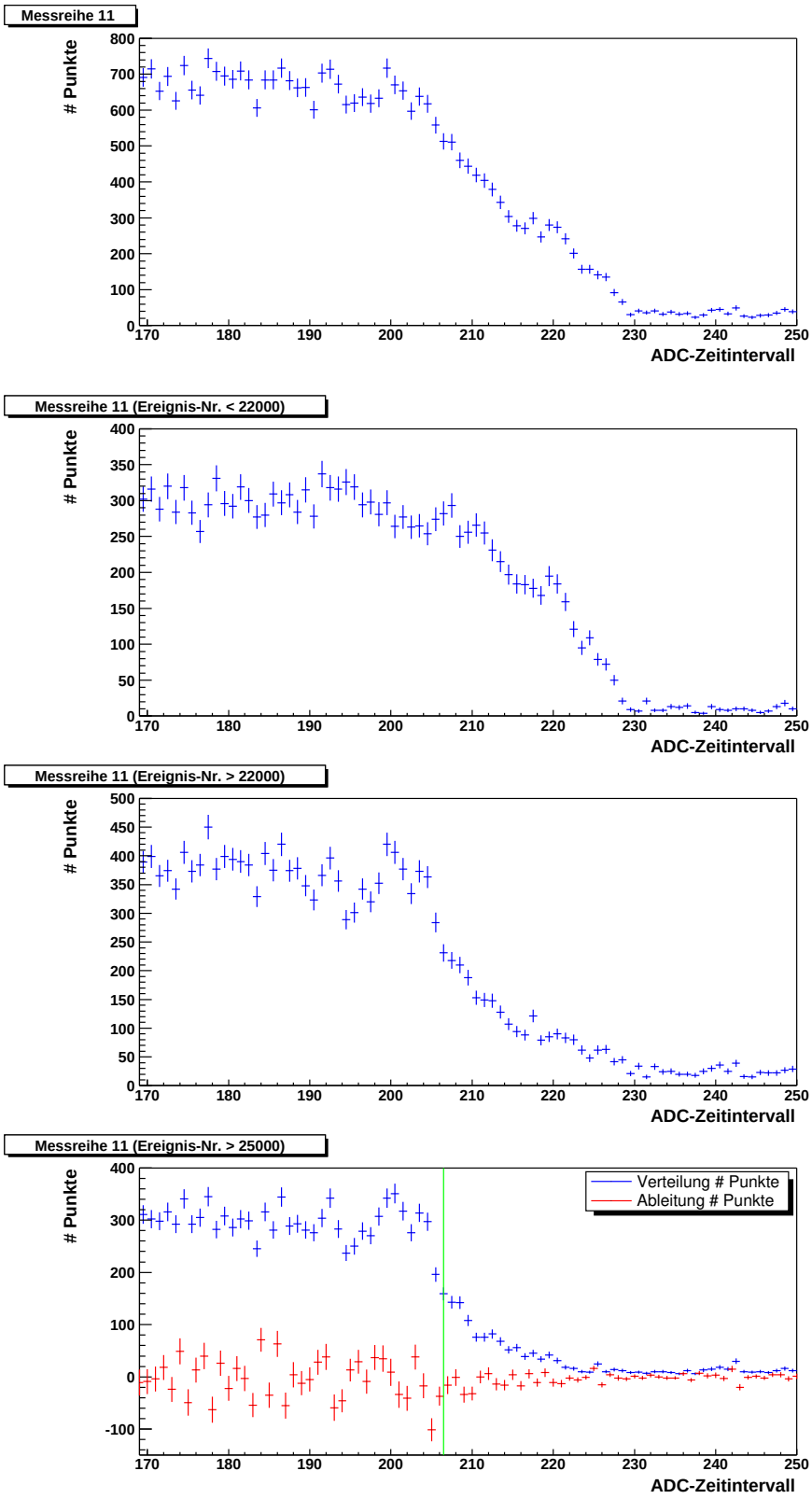

Abbildung 5.6: Verteilung 'Punkte pro ADC-Zeitintervall' für Messreihe 11: Ohne Schnitte und mit dem Schnitt auf die Ereignisnummer $<$ und $>$ 22000. Zu diesem Zeitpunkt wurde der Gasfluss durch die Kammer erhöht, die Gasreinheit wurde dadurch verbessert.

erforderlich, Gastemperatur und Druck aufzuzeichnen und die Gasreinheit zu messen.

Einflüsse, die zur generellen Veränderung der Driftgeschwindigkeit führen

Die in Tabelle 5.3 (Seite 60) angegeben Werte für die gemessene und die erwartete Driftgeschwindigkeit zeigen eine Abweichung von ca. 10 %. Daher werden im Folgenden Einflüsse aufgeführt, die diese Diskrepanz erklären können.

Die Driftlänge wurde bei geöffneter Kammer durch Vermessen der einzelnen Komponenten bestimmt. Beim Zusammenbau der Kammer könnte es zu kleinen Positionsveränderungen gekommen sein. Die Genauigkeit der Driftlängebestimmung liegt somit in der Größenordnung von 1 mm und bieten daher keine Erklärung für die Abweichung vom theoretischen Wert.

Die Abweichungen von Temperatur und Druck von den bei der Berechnung des theoretischen Wertes angenommenen 22 °C und 1013 hPa können, wie zuvor gezeigt wurde, Änderungen von ca. 1 % erklären und sind in diesem Zusammenhang vernachlässigbar klein.

Die Untersuchung von Messreihe 11 hat gezeigt, dass Gasverunreinigungen vorhanden sind. Ein Wasseranteil von 700 bis 1000 ppm könnte die Abweichung vom theoretischen Wert erklären. Dieser Wert erscheint zwar etwas groß, könnte aber durch die Verwendung von Kunststoffschläuchen durchaus realisiert sein. Für zukünftige Untersuchungen ist es daher notwendig, wie bereits erwähnt, die Anteile der wichtigsten Gasverunreinigungen aufzuzeichnen und zusätzlich die Verwendung von Kunststoffschläuchen zu vermeiden.

Auch können Abweichungen von der geforderten Zusammensetzung des Gases zu einer systematischen Veränderung der Driftgeschwindigkeit führen.

Konstante Verschiebungen der Driftzeit, so genannte T_0-Effekte, durch die Elektronik oder durch die zur Rekonstruktion genutzten Methoden können bei diesem Verfahren zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit auch zur einer generellen Veränderung führen. Eine Untersuchung dieser T_0-Verschiebung ist nur bei anderen Methoden der Driftgeschwindigkeitsmessung z. B. mit einem Teststrahl oder einem Laser möglich. Hierbei wird die Driftgeschwindigkeit durch die Zeitdifferenz zwischen zwei Spuren, deren Position genau bekannt ist, gemessen.

5.2 Verhalten der am Rand liegenden Pads

Bei der Betrachtung einiger der rekonstruierten Ereignisse fallen solche auf, bei denen nahezu alle am Rand liegenden Pads aktiv sind. Das heißt, das aufgezeichnete Signal überschreitet einen Schwellenwert von 9 ADC-Einheiten. Ein solches Ereignis zeigt Abbildung 5.7.

Die Auslesefläche ist von zwei weiteren Padzeilen und einer Schildfläche umgeben, wobei die Pads mit dem Schild über ohmsche Widerstände verbunden sind. Der genaue Aufbau ist in Abschnitt 3.1.2 beschrieben. Er soll ein Übersprechen von Ladung, die auf dem Schild um die Auslesefläche deponiert wird, auf die Auslesefläche vermindern. Diese Ereignisse zeigen, dass dies nicht in gewünschtem Maße geschieht.

Abbildung 5.8 zeigt den mittleren Abstand in z-Richtung der rekonstruierten Punkte von der angepassten Spur. Deutlich zu erkennen ist, dass in den Daten die Punkte in der ersten und achten Zeile vor der rekonstruierten Spur liegen. In der Simulation ist dieser Effekt nicht zu sehen. Das bedeutet, dass das Signal im Mittel früher registriert wird und zwar 500 μm $\hat{=}$ 12,5 ns. Das Signal ist in den beiden zuvor genannten Zeilen breiter als das der anderen. Dies zeigt Abbildung 5.9. Die hier dargestellte Anzahl von Hits pro Punkt ist gleichbedeutend mit der Anzahl der durch eine Spur angesprochenen Pads in dieser Zeile. Bei den Messreihen 3 und

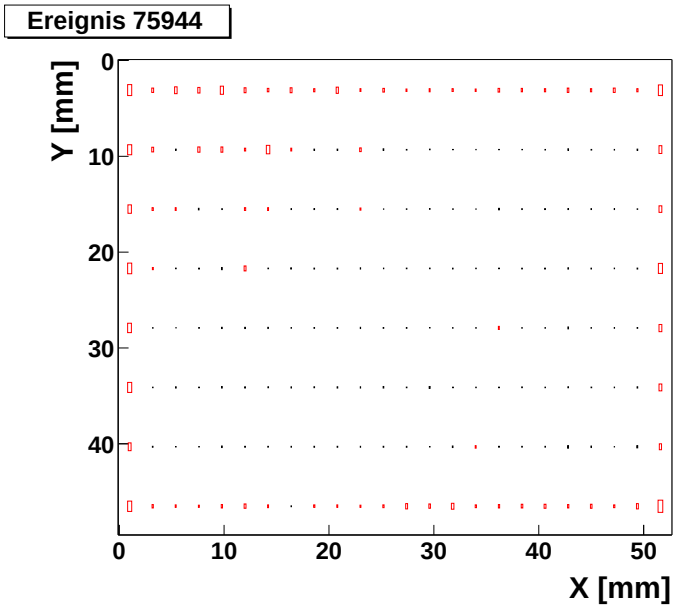

Abbildung 5.7: Ereignis 75944 der Messreihe 17: Alle Pads, deren Signal einen Schwellenwert von 9 ADC-Einheiten überschreitet, sind rot markiert. Es ist zu erkennen, dass hier fast alle am Rand gelegenen Pads angesprochen haben.

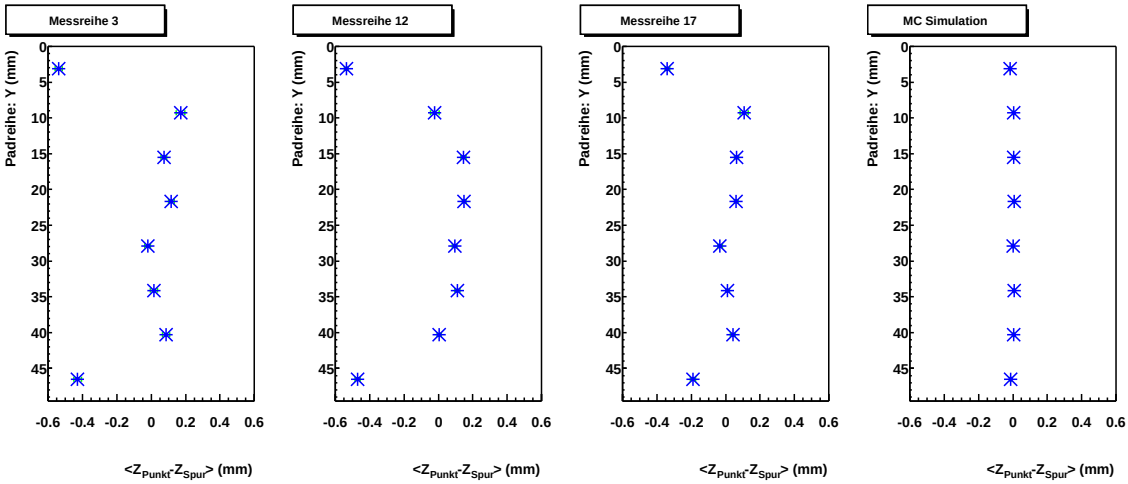

Abbildung 5.8: Mittlerer Abstand in z der Punkte von der rekonstruierten Spur: Es wurde alle rekonstruierten Ereignisse einer Messreihe betrachtet und der Mittelwert von $z_{\text{Punkt}} - z_{\text{Spur}}$ für jede Zeile bestimmt.

17 ist die Breite des Signals kleiner, bedingt durch das hohe Magnetfeld, das die transversale Diffusion vermindert. Daher ist hier der o. g. Effekt deutlicher zu erkennen.

Die Beobachtungen können zum Teil durch Influenzsignale erklärt werden. Wenn die Elektronenwolke die der Ausleseфläche am nächsten liegende GEM verlässt, erzeugt sie ein Influenzsignal auf dieser Fläche. Die Elektronen treffen ca. 100 ns später auf die Ausleseфläche. Das Influenzsignal ist, wie theoretische Überlegungen ergeben, wesentlich breiter als das durch die Elektronen erzeugte, allerdings sind beide Signale integriert über die gesamte Fläche gleich groß. Das bedeutet, dass das Influenzsignal pro Pad zu klein ist, um registriert zu werden. Das

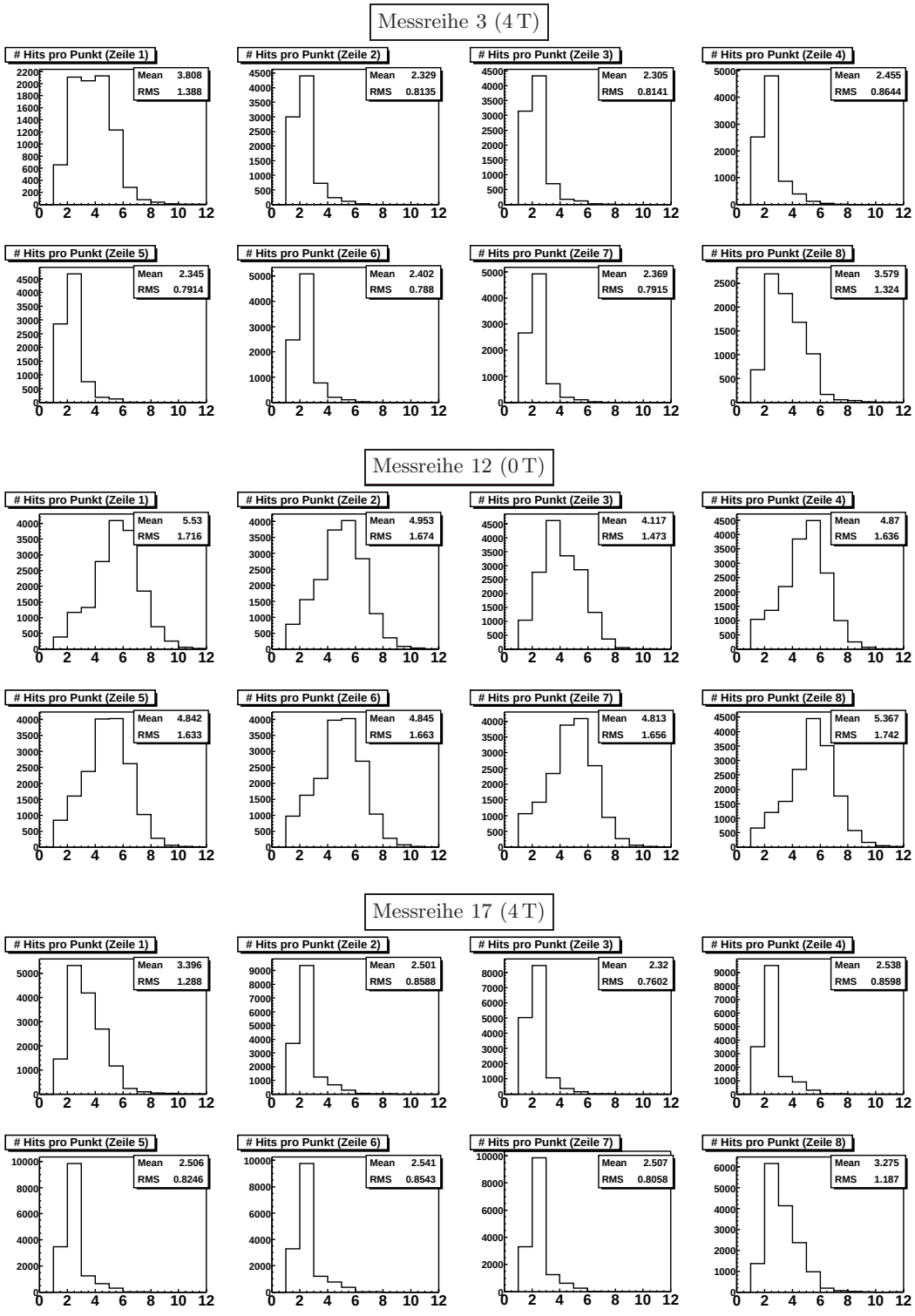

Abbildung 5.9: Hits pro Punkt für jede Zeile: Diese Größe ist ein Maß für die Breite des Signals in x. In den gemessenen Daten ist das Signal in der ersten und letzten Zeile breiter als das der mittleren. Die ist besonders deutlich bei den Messreihen 3 und 17 zu erkennen, bei der das 4 T Magnetfeld die transversale Diffusion reduziert.

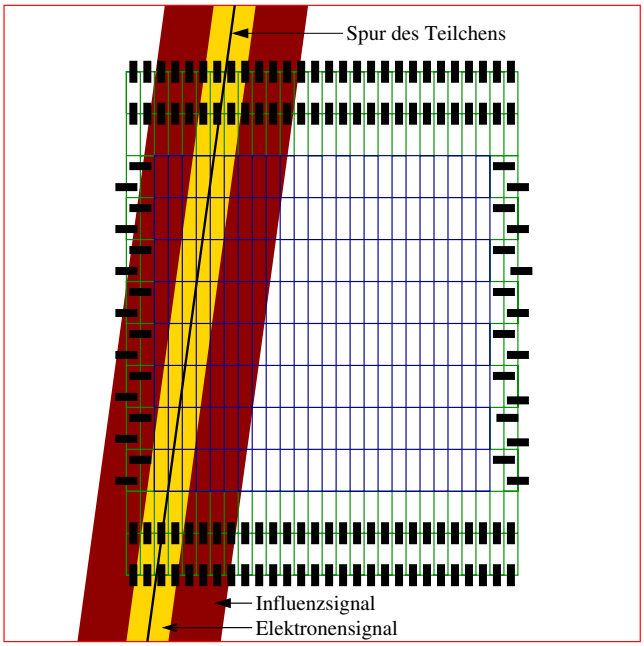

Abbildung 5.10: Elektronen und Influenzsignal auf der Auslesefläche: Das Elektronensignal (gelb) ist nach theoretischen Überlegungen deutlich schmaler als das durch Influenz erzeugte (braun). Die Signalstärke pro Pad ist daher beim Influenzsignal geringer. Auf dem die Auslesefläche umgebenen Schild (rot) sind beide Signal gleich groß.

die Auslesefläche umgebene Schild ist viel größer als ein Pad, daher ist es möglich, dass das durch Influenz erzeugte Signal so groß ist, dass es auf die am Rand liegenden Pads überspricht. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 5.10 veranschaulicht.

Dies würde die Breite des Signals in der ersten und achten Zeile erklären. Die Zeitdifferenz zwischen Induktion- und Elektronensignal von ca. 100 ns ist allerding deutlich größer als die beobachtete von 12,5 ns. Für die weiteren Untersuchungen werden die am Rand liegenden Pads nicht weiter berücksichtigt.

5.3 Auflösungsvermögen

Das Auflösungsvermögen einer TPC in der $r\phi$-Ebene ist im Wesentlichen durch die transversale Diffusion, das Verstärkungssystem und die Auslesegeometrie bestimmt. Dieses wird in diesem Experiment durch die Bestimmung der Auflösung in x-Richtung ermittelt. Die longitudinale Diffusion, die Signalform nach der Gasverstärkung und die Zeitkonstanten der Ausleseelektronik beeinflussen das zeitliche Auflösungsvermögen, das mit der Auflösung in z-Richtung äquivalent ist.

5.3.1 Methoden zur Bestimmung der Einzelpunktauflösung

Die einfallenden Teilchen beschreiben innerhalb des Magnetfeldes eine Helix. Wie in Anhang B gezeigt ist der Radius sehr viel größer als die Auslesefläche von 36,6 mm × 48,8 mm. Diese Größe ergibt sich aus den für die Analyse genutzten 6×22 Pads (vgl. Abschnitt 5.2). In der xy-Ebene beschreiben die Spuren folglich Kreisbögen. In der yz-Ebene können die Spuren gut

durch eine Gerade approximiert werden. Ohne Magnetfeld bilden die Spuren in beiden Ebenen eine Gerade.

Im Folgenden werden zwei Methoden zur Bestimmung der Einzelpunktauflösung vorgestellt:

Residuum oder Abstands-Methode Betrachtet man die Streuung der Punkte um die mit dem in Abschnitt 4.3 beschriebenen Methoden rekonstruierte Spur, so folgt diese einer Gaußverteilung. Die Breite dieser Verteilung ist ein Maß für die Einzelpunktauflösung. Es stellt sich allerdings die Frage, welchen Abstand der Punkte zur Spur man für diese Bestimmung heranzieht:

- Die Distanz eines Punktes zur Spur, die mit Hilfe dieses Punkt rekonstruiert wurde, wird im Folgenden mit 'Abstand' bezeichnet.

- Mit 'Residuum' wird die Distanz beschrieben, die ein Punkt zu der Spur hat, die ohne diesen berechnet wurde. Hierzu ist eine erneute Anpassung der Spur an die verbleibenden Punkte erforderlich. Bei dieser erneuten Anpassung können zum einen alle Parameter neu bestimmt werden oder zum anderen nur der Parameter, der die Variation in die untersuchte Richtung dominiert. Dies ist bei einer Geraden der Achsenabschnitt, bei einem Kreis die x-Koordinate des Mittelpunktes.

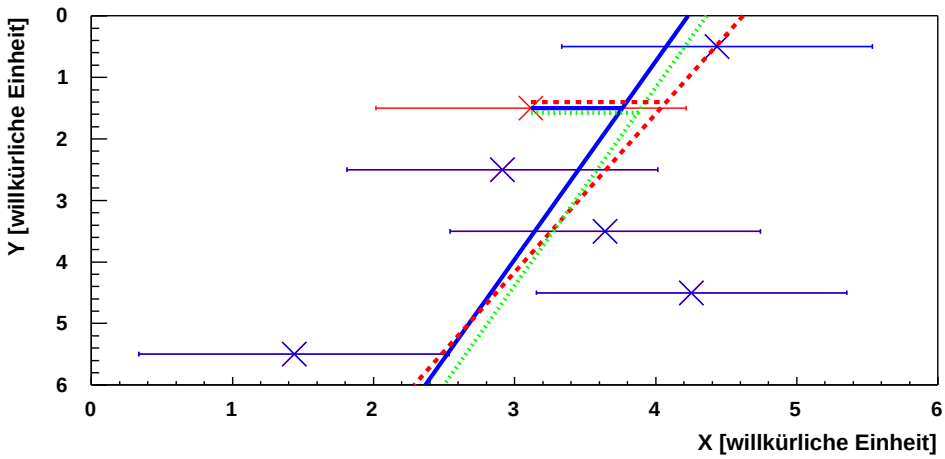

Abbildung 5.11: Berechnung des Punktabstandes bzw. der Residuen: Die durchgezogene blaue Linie, ist die an alle Punkte angepasste Spur. Die weiteren Linien sind nur an fünf Punkte angepasst. Der zweite Punkt von oben (rot) wurde nicht berücksichtigt. Die rote gestrichelte Linie stellt das Ergebnis der Anpassung aller Parameter dar. Wird die Steigung der ersten Anpassung festgehalten, erhält man die grün gepunktete Linie. Die horizontalen Linien gleicher Farbe und Form, wie die die Spur kennzeichnenden Linien, geben den bestimmten Punktabstand wieder.

Diese Definitionen sind in Abbildung 5.11 veranschaulicht. Da die Anzahl der Punkte endlich und die wahre Spur nicht bekannt ist, sind Abweichungen zu erwarten, die weiter unten untersucht und diskutiert werden.

χ^2-Methode Eine andere Methode nutzt direkt das minimierte χ^2 der rekonstruierten Spuren, für das gilt

$$\langle \chi^2 \rangle = \left\langle \sum \frac{(f(x_i) - x_i)^2}{\sigma_i^2} \right\rangle = n = r - p\,. \tag{5.9}$$

Die Anzahl der Freiheitsgrade n ist in diesem Fall durch die Anzahl der Zeilen $r = 6$ und p die Anzahl der Parameter der anzupassenden Funktion f bestimmt. Für eine Gerade gilt $p = 2$ und für einen Kreis $p = 3$.

Da die Auflösung für alle Punkte der Spur ungefähr gleich ist, kann angenommen werden, dass die Fehler dieser Punkte ebenfalls gleich sind. Das bedeutet $\sigma_i = \sigma$, und es ergibt sich:

$$\chi^2 = \sum \frac{(f(x_i) - x_i)^2}{\sigma_i^2} = \frac{1}{\sigma^2} \underbrace{\sum (f(x_i) - x_i)^2}_{\widetilde{\chi}^2}$$

$$\Leftrightarrow \quad \widetilde{\chi}^2 = \chi^2 \cdot \sigma^2\,. \tag{5.10}$$

Mit $\widetilde{\chi}^2$ wird die Größe bezeichnet, die analog zum χ^2 berechnet wird, allerdings bei der Berechnung alle Fehler σ_i zu 1 angenommen werden. Das so bestimmte $\widetilde{\chi}^2$ unterscheidet sich also um den Faktor σ^2 vom χ^2. Das gilt auch für den Mittelwert

$$n = \langle \chi^2 \rangle = \frac{\langle \widetilde{\chi}^2 \rangle}{\sigma^2} \tag{5.11}$$

$$\Leftrightarrow \quad \sigma^2 = \frac{\langle \widetilde{\chi}^2 \rangle}{n}$$

Die gesuchte Auflösung kann also bei bekannter Anzahl von Freiheitsgraden aus dem Mittelwert des $\widetilde{\chi}^2$ berechnet werden.

Andererseits gilt diese Stauchung oder Dehnung auch für die Verteilung des χ^2, die durch

$$P\left(\chi^2, n\right) = \frac{2^{-\frac{n}{2}}}{\Gamma(\frac{n}{2})} \chi^{n-2} e^{-\frac{\chi^2}{2}} \tag{5.12}$$

gegeben ist. Ersetzt man in dieser Gleichung (5.12) χ durch $\frac{\chi}{\sigma}$ und passt diese Verteilung an die $\widetilde{\chi}^2$-Verteilung mit σ als freien Parameter an, so kann die Einzelpunktauflösung σ direkt bestimmt werden. Bei der Anpassung muss der Normierungsfaktor ebenfalls als freier Parameter bestimmt werden, da die Skalierung um den Faktor σ auch diese nicht trivial verändert. Die Abbildung 5.12 zeigt diese Anpassung an einen mit der im Folgenden beschriebenen Simulation erzeugten Datensätze.

Untersuchung der Methoden mittels einer Simulation

Die hier vorgestellten Methoden werden mit einer einfachen Simulation (*Toy-Monte-Carlo*) getestet. Diese Simulation erzeugt das gleiche Ausgabeformat wie das Modul TrackFinder. Die Anpassung der Spuren werden mit dem Modul TrackFitter vorgenommen und anschließend mit ROOT-Skripten analysiert. Dieselben Skripte kommen auch bei der Analyse der Daten zum Einsatz.

Es werden zwei Datensätze von jeweils 20000 Einzelspuren mit sechs Punkten erzeugt. Die y-Koordinate der Punkte ist durch die Mitte der Padzeilen gegeben, wie dies auch bei der Rekonstruktion der Punkte aus den Messdaten der Fall ist. Der eine Satz enthält gerade

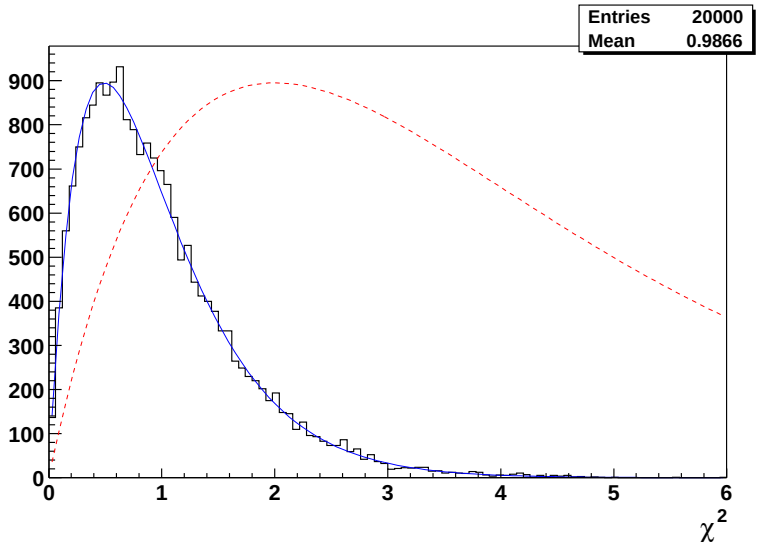

Abbildung 5.12: Berechnung der Einzelpunktauflösung aus der χ^2-Verteilung: Die Abbildung zeigt die χ^2-Verteilung von 20000 Anpassungen einer Geraden an gerade Spuren. Diese Spuren wurden mittels einer Simulation erzeugt und bestehen jeweils aus sechs Punkten mit einer Streuung der einzelnen Punkte von 0,5. Die Fehler der Punkte wurde auf 1 gesetzt. An diese Verteilung wurde die Verteilung $P(\frac{\chi}{\sigma}, n)$ mit σ als freien Parameter angepasst. Der Parameter n ist festgelegt und ergibt sich aus der Anzahl der Spurpunkte $r = 6$ und der Anzahl der freien Parameter $p = 2$ zu $n = r - p = 4$. Ebenfalls wurde der Normierungsfaktor aus der Anpassung bestimmt. Das Ergebnis ist durch die blaue Funktion wiedergegeben. Die rot gestrichelte Funktion gibt die erwartete Verteilung $P(\chi, 4)$ mit dem gleichen Normierungsfaktor wieder. Die Stauchung um den Faktor $0{,}5^2 = 0{,}25$ ist deutlich zu erkennen.

Spuren. Diese sind senkrecht ($\phi = 0\,^\circ,\ \theta = 0\,^\circ$) und verlaufen in der Mitte der Auslesefläche ($x = \frac{x_{\max}}{2}$). In der z-Ebene sind diese zwischen 0 und 680 mm gleichverteilt. Das gilt auch für den zweiten Datensatz, nur beschreiben die Spuren hier einen Kreisbogen. Um die Methoden über die erwarteteten Krümmungen der Spuren von $K = \frac{1}{R} = 900\,\mathrm{m}^{-1}$ hinaus zu testen, werden diese mit Krümmungen gleichverteilt zwischen $1/(2000\,\mathrm{mm})$ und $1/(500\,\mathrm{mm})$ simuliert. Es werden gleich viele Spuren rechts- $(-)$ und linksgekrümmt $(+)$ erzeugt. Der Mittelpunkt des Kreises ist mit $(\frac{x_{\max}}{2} \pm R|\frac{y_{\max}}{2})$ so gewählt, das die Spuren immer durch den Mittelpunkt der Auslesefläche verlaufen. Die Spuren sind somit spiegelsymmetrisch bezüglich einer Parallelen zur y-Achse durch diesem Mittelpunkt. Die Streuung der Punkte um die berechnete Spur folgt einer Gaußverteilung mit der Breite von 200 μm.

An die Punkte beider Datensätze wird eine Gerade und ein Kreis mit dem Methoden 'ChiSquared' und 'ChiSquaredCurved' des TrackFitters angepasst (siehe Abschnitt 4.3).

Residuum oder Abstands-Methode Bei der Residuum-Methode kann die Auflösung für jede Zeile einzeln bestimmt werden. Hierzu werden die Punkte über die y-Koordinaten den einzelnen Zeilen zugeordnet. An die Verteilung, die sich so für jede Zeile ergibt, wird eine Gaußfunktion angepasst. Die Ergebnisse für die vier Kombinationen aus gerader sowie kreisförmiger Spur und der Anpassung einer Gerade und eines Kreises sind in Abbildung 5.13 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass das Residuum, bei dessen Berechnung alle Spurparameter erneut bestimmt wurden, für alle Zeilen einen systematisch zu großen Wert liefert. Dies kann

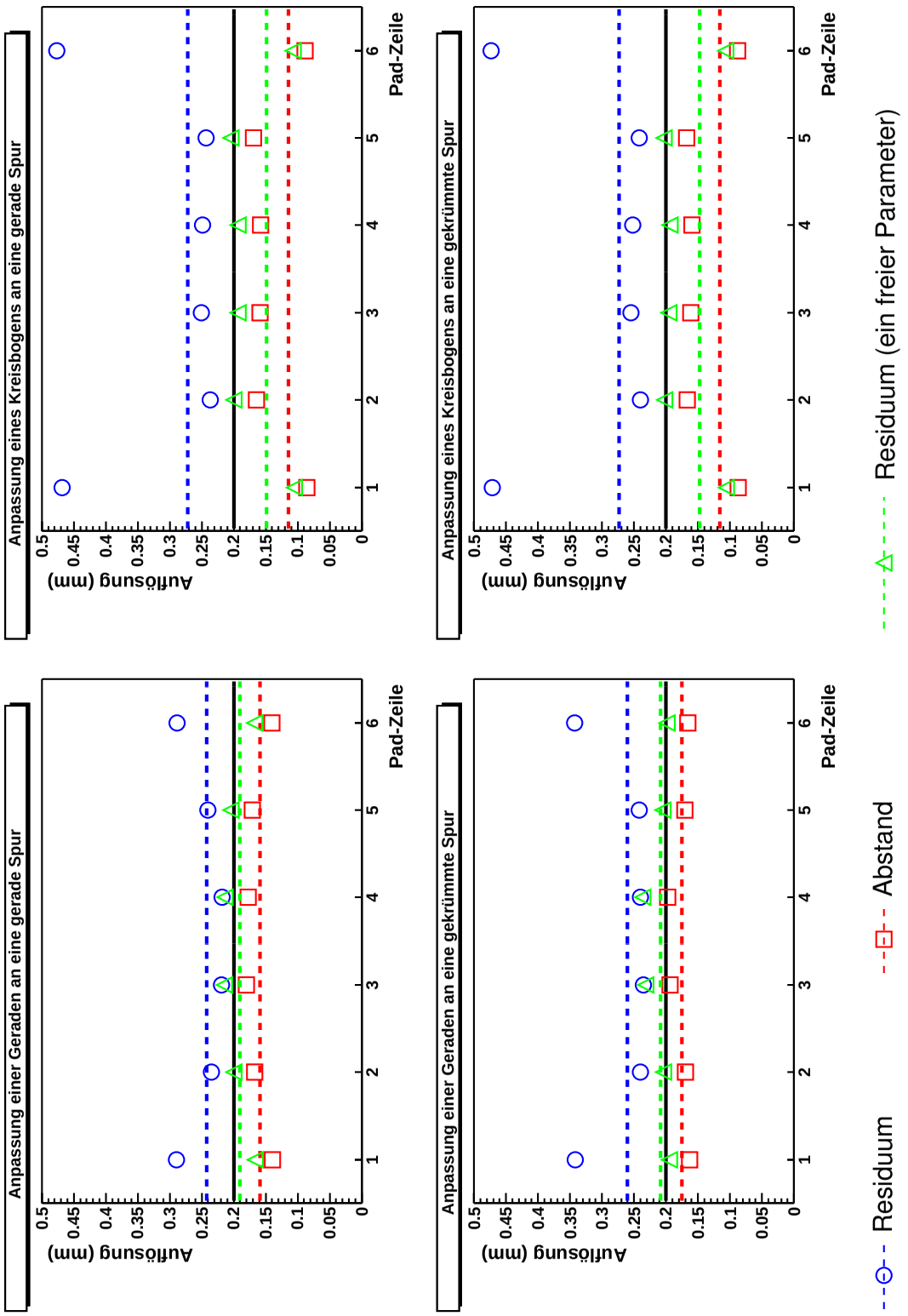

Abbildung 5.13: Ergebnisse des Toy-Monte-Carlo: Residuum-Methode
Es sind alle Paarungen von gerade bzw. gekrümmter Spur mit der Anpassung einer Geraden bzw. eines Kreises dargestellt. Die verschiedenen Graphen in jeder Teilabbildung geben die Ergebnisse verschiedener Methoden zur Residuumsbestimmung wieder (siehe Text). Die gestrichelten Linien markieren den Mittelwert der o. g. Graphen, die durchgezogene schwarze Linie den wahren Wert.

durch die Unbestimmtheit der Spur erklärt werden. Ohne die Berücksichtigung des betrachteten Punktes wird die Spur durch die verbleibenden Punkte vom Punkt weg gezogen und die betrachtete Verteilung breiter. Die umgekehrte Situation findet sich bei der Betrachtung der Abstände. Der Punkt zieht die rekonstruierte Spur näher an sich heran, als dies bei der wahren Spur der Fall wäre. Die ermittelten Werte sind daher systematisch zu klein.

Da es bei der Anpassung keinen ausgezeichneten Fixpunkt gibt, sind die Graphen spiegelsymmetrisch. Die beobachten Abweichungen sind für die oberste und unterste Zeile (hier 1 und 6) maximal, da diese Punkte den größten Hebelarm innerhalb der Spur aufweisen.

Die Auflösung, die aus dem Residuum ermittelt werden kann, bei dessen Berechnung nur ein Parameter erneut bestimmt wurde, folgt dem Verlauf der Auflösung, die aus den Abstand errechnet wurde. Die Erstgenannte ist allerdings konstant größer als die Zweite. Für die mittleren Zeilen stimmt diese Auflösung am besten mit dem wahren Wert überein.

χ^2-Methode Die χ^2-Methode nutzt die gesamte Information der Spur, daher ist eine Betrachtung einzelner Zeilen nicht möglich. Die mit dieser Methode aus den Toy-Monte-Carlo-Daten ermittelten Auflösungen sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Die Abweichung der

Tabelle 5.4: Ergebnisse des Toy-Monte-Carlo: χ^2-Methode. Der Auflösung der mittels einer Simulation erzeugten Spuren beträgt 200 μm. Es sind die mit der im Text beschriebenen χ^2-Methode ermittelten Werte angegeben.

	Anpassung Gerade	Anpassung Kreisbogen
gerade Spur	(197,6±1,5) μm	(199,5±1,9) μm
kreisförmige Spur	(213,2±1,7) μm	(197,4±1,7) μm

Kombination Anpassung einer Gerade an eine kreisförmige Spur vom eingestellten Wert 200 μm ist mit ca. 6 % sehr groß im Vergleich mit den anderen Kombinationen. Die beiden Kombinationen mit den richtigen Modell – also Gerade an Gerade und Kreis an Kreis – ergeben einen Wert, der ca. 1 % unterhalb des wahren Wertes liegt. Die letztmögliche Kombination stimmt innerhalb ihres Fehlers mit der Erwartung überein.

Zusammenfassung Es kann festgestellt werden, dass die Anpassung eines Kreises bei beiden Methoden bei einer geraden und einer kreisförmigen Spur die gleichen Ergebnisse liefert. Dies ist wie folgt zu erklären: Ein Kreisbogen kann auch eine Gerade darstellen, wenn die Krümmung $K = 0$ ist. Eine Gerade kann aber niemals einen Kreisbogen korrekt beschreiben.

Die Anpassung eines Kreises reproduziert bei beiden Methoden am besten den wahren Wert. Die χ^2-Methode zeigt eine maximale Abweichung von 1 %. Bei der Residuum-Methode werden bei der weiteren Analyse nur die Residuen der mittleren vier Zeilen, bei deren Berechnung nur ein Parameter erneut angepasst wurde, zur Bestimmung der Auflösung herangezogen. Die Mittelung der vier Werte stimmt mit $(202,3 \pm 3,1)$ μm für die gerade Spur bzw. $(201,4 \pm 2,5)$ μm für die kreisförmige Spur gut mit dem eingestellten Wert von 200 μm überein.

Mit Hilfe des Toy-Monte-Carlo können bei zukünftigen Studien auch weitere systematische Einflüsse untersucht werden: Hier seien Einfallswinkel der Spur und systematische Abweichungen, wie sie durch Feldinhomogenitäten entstehen, als Beispiele genannt.

Für eine größere Anzahl von Zeilen ($r \to \infty$) wird erwartet, dass bei der Betrachtung der Residuen in allen Zeilen der wahre Wert rekonstruiert wird. Welche Anzahl hier ausreichend ist kann ebenfalls mit Hilfe des Toy-Monte-Carlos bestimmt werden. Eine größere Anzahl von Zeilen in künftigen Testexperimenten ist wünschenswert.

5.3.2 Bestimmung der Einzelpunktauflösung aus den Messdaten

Zur Rekonstruktion und Analyse der Daten wird die MultiFit -Version vom 23.07.2004 benutzt. Das Programm und die im Folgenden aufgeführten Steuervariablen sind in Kapitel 4 und Anhang A erläutert.

Die Länge des Elektronensignals ist mit einigen ns deutlich kürzer als das von Pulsformer erzeuge Signal von 400 ns (siehe Abschnitt 3.2). Daher werden die Punkte mit der HitMerge-Methode rekonstruiert, wobei folgende Steuerungsvariablen verwendet werden:

`UseHitMerge = 1`

`UseCenterOfGravity = 0`

`MinMaximum = 12`: Nur Punkte, deren größtes Bin 12 ADC-Einheiten übersteigt, werden weiter berücksichtigt.

`HMTimeWindowWidth = 1.2`: Das Zeitfenster in dem Hits zu Punkten zusammengefasst werden, beträgt in beide Richtungen 1,2 ADC-Zeitintervalle. Es weist somit eine Breite von ca. 200 ns auf, was der mehrfachen Länge des Elektronensignals entspricht.

`HMXMergeUncertainty = 2`: Während des Zusammenfassens von Hits zu Punkten, müssen die Hits innerhalb einer $2\,\sigma$ Umgebung kleiner sein als der vorherige.

`HMThresholdStart = 9`: Ein Übergang von einem Bin kleiner als 9 ADC-Einheiten zu einem Bin größer oder gleich 9 ADC-Einheiten markiert den Beginn eines neuen Hits.

`HMThresholdStop = 6`: Ein Bin kleiner als 6 ADC-Einheiten beendet den Hit.

`HMNoiseValue = 4`: Schwankungen von 4 ADC-Einheiten werden bei den Trennungsalgorithmen ignoriert.

Diese Einstellungen sind, wie die folgenden auch, für die Rekonstruktion von Einzelspurereignissen optimiert. Das bedeutet, dass die Suchfenster der verwendeten Methoden HitMerge und TrackFollowing sehr groß gewählt sind (vgl. Abschnitt 4.1.2 und 4.2).

Um bei der Kombination der Punkte zu Spuren mit dem Modul TrackFinder das Hinzufügen von durch Rauschen erzeugter Punkte zu verhindern, werden nur Spuren mit einer Wahrscheinlichkeit (`FitProb`) von mindestens 10^{-5} berücksichtigt. Es werden Punkte innerhalb eines Suchfensters von 11 mm × 4,5 mm um die errechnete, vermutliche Position auf die Zugehörigkeit zur Spur geprüft (`FitAroundX = 2.5`, `FitAroundZ = 6`). Des Weiteren werden nur Spuren mit der maximal möglichen Anzahl an Punkten weiter berücksichtigt. Dies entspricht der Anzahl der Zeilen: `MinPoints = 6`.

An die gefundenen Spuren werden Kreisbögen angepasst. Dabei werden alle Punkte mit gleicher Gewichtung berücksichtigt, indem alle Fehler $\sigma_i = 1$ gesetzt werden. Das so ermittelte χ^2 wird für die weitere Analyse der Daten mit der zuvor beschriebenen χ^2-Methode abgespeichert. Bei der Berechnung der Residuen wird nur ein Parameter der Spur erneut bestimmt. In der xy-Ebene ist dies die x-Koordinate des Mittelpunktes, in der yz-Projektion der Achsenabschnitt der Gerade. In der Konfigurationsdatei sind folgende Einstellungen nötig:

```
UseChiSquared = 0
UseChiSquaredCurved = 1
ErrorAsWeights = 0
FitOneParameterForResidual = 1
```

Bei der Bestimmung der Einzelpunktauflösung mit den o. g. Methoden werden nur Spuren berücksichtigt, von deren 6 Punkten mindestens 3 aus mehr als einer Padinformation rekonstruiert wurden, also Ladungsteilung gegeben ist. Alle Punkte der Spur müssen im Bereich $6{,}6\,\text{mm} < x < 46{,}2\,\text{mm}$ liegen. Das entspricht dem Bereich der 18 mittleren Padspalten. Punkte, deren x-Koordinate in den äußeren zwei Padspalten rekonstruiert werden, erfüllen nicht o. g. Kriterium. Damit ist sichergestellt, dass die durch das Teilchen erzeugte Ladungswolke vollständig innerhalb des sensitiven Bereiches liegt. Die Anzahl der Spuren, die auf Grund nicht vollständig aufgezeichneter Punkte verzerrt sind, wird somit minimiert. Verzerrungen, die durch die zuvor beschriebenen nicht funktionstüchtigen Pad verursacht werden, konnten nicht vermieden werden. Das Verwerfen aller Spuren, die diese Bereiche berühren oder schneiden, würde die Anzahl der Ereignisse bei einigen Messreihen mehr als halbieren, da hier im Durchschnitt pro Spur ca. 5 Pads in jeder Zeile aktiv sind (siehe Abbildung 5.9). Wird die gesamte fünfte Zeile ignoriert, so würde sich die Anzahl der für die Analyse betrachteten Zeilen weiter reduzieren (vgl. Abschnitt 5.2). Die zuvor gezeigten systematischen Effekte bei der Residuum-Methode, die auf die geringe Anzahl von Punkt zurückzuführen sind, würden verstärkt.

Des Weiteren werden Schnitte auf den rekonstruierten Winkel angewandt, es gilt:

$$\begin{aligned} |\phi| < \quad \phi_{\max} \quad &= 10\,^\circ \\ |\theta| < \quad \theta_{\max} \quad &= 25\,^\circ \end{aligned}$$

Um das Auflösungsvermögen in Abhängigkeit von der Driftlänge z bzw. Driftzeit zu Untersuchen, ist es notwendig, die Spuren verschiedene zeitliche Bereiche einzuteilen. Die Einteilung erfolgt über die Position der Spurmitte $z(\frac{y_{\max}}{2})$. In Verbindung mit dem zuvor erwähnten Winkelschnitt in θ ergeben sich die in Abbildung 5.14 dargestellten Zeitfenster. Alle Zeitfenster sind gleich breit. Die Breite sollte möglichst klein gewählt werden, da somit nur über einen kleinen Bereich gemittelt wird und eine genauere Untersuchung der Veränderungen mit zunehmender Driftlänge möglich ist. Die Wahl der Breite ist auf der anderen Seite durch die für die Analyse benötigte Statistik von mindestens 100 Spuren pro Zeitfenster nach unten begrenzt.

Um alle Messreihen mit der gleichen Breite der Zeitfenster zu untersuchen, wird diese durch die Messreihen mit der kleinsten Anzahl rekonstruierter Ereignisse festgelegt. Eine Breite von 68 mm erfüllt die genannten Bedingungen. Es ergeben sich somit 10 Zeitfenster. Die Anzahl der für die Analyse genutzten Ereignisse ist in Abbildung 5.15 für die Messreihen 5, 11a, 12 sowie 16 und 17 dargestellt.

Die Abbildungen 5.16 und 5.17 zeigen die mit den zuvor vorgestellten Methoden ermittelte Einzelpunktauflösung. Die Ergebnisse der beiden Methoden stimmen in der erwarteten Genauigkeit überein. Im Folgenden werde die ermittelten Auflösung für die x- und z-Richtung diskutiert.

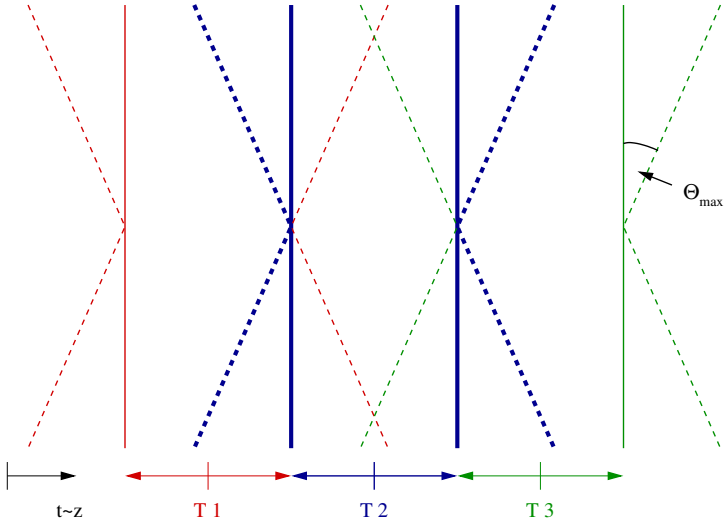

Abbildung 5.14: Definition des Zeitfensters: Eine Spur wird dem Zeitfenster zugeordnet, markiert durch die durchgezogenen Linien, in dem die Mitte der Spur $\left(x, \frac{y}{2}\right)$ liegt. In Kombination mit einem Winkelschnitt bei $\Theta_{\max}$ ergibt, dass alle Spuren, die vollständig innerhalb des durch die gestrichelten Linien markierten Bereiches liegen, zum entsprechenden Zeitfenster gerechnet werden.

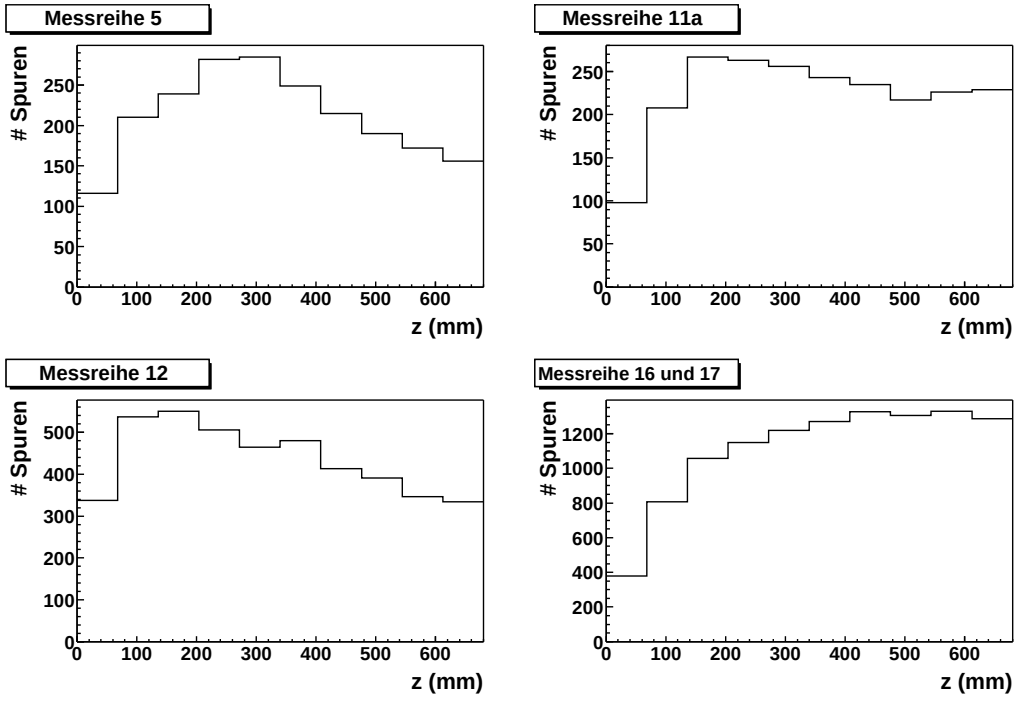

Abbildung 5.15: Ereignisse pro Zeitfenster für die Messreihen 5, 11a, 12, sowie 16 und 17. Die Unterscheide in der Form der Messreihe 5 zu den anderen kann durch die verschieden Positionen von Szintillatoren zur Kammer begründet sein. Die Unterschiede zwischen den anderen Messreihe sind weitgehend unverstanden.

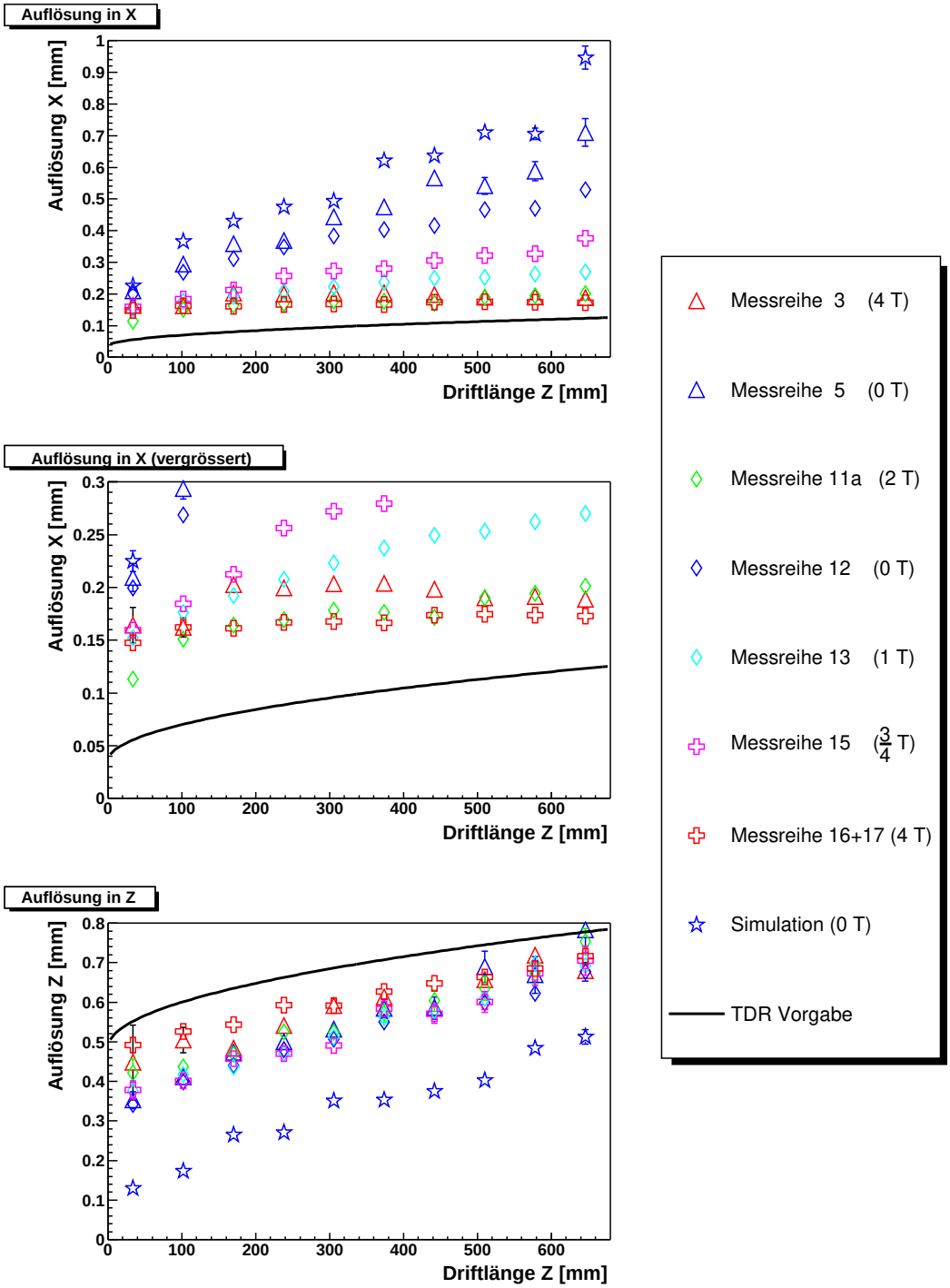

Abbildung 5.16: Einzelpunktauflösung bestimmt mit der Residuum-Methode für die verschieden Messreihen: In Klammern ist die Stärke des Magnetfeldes angegeben, bei dem die Messreihe aufgezeichnet wurde. Alle weiteren Einstellungen, die die Messreihen betreffen, sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 aufgeführt.

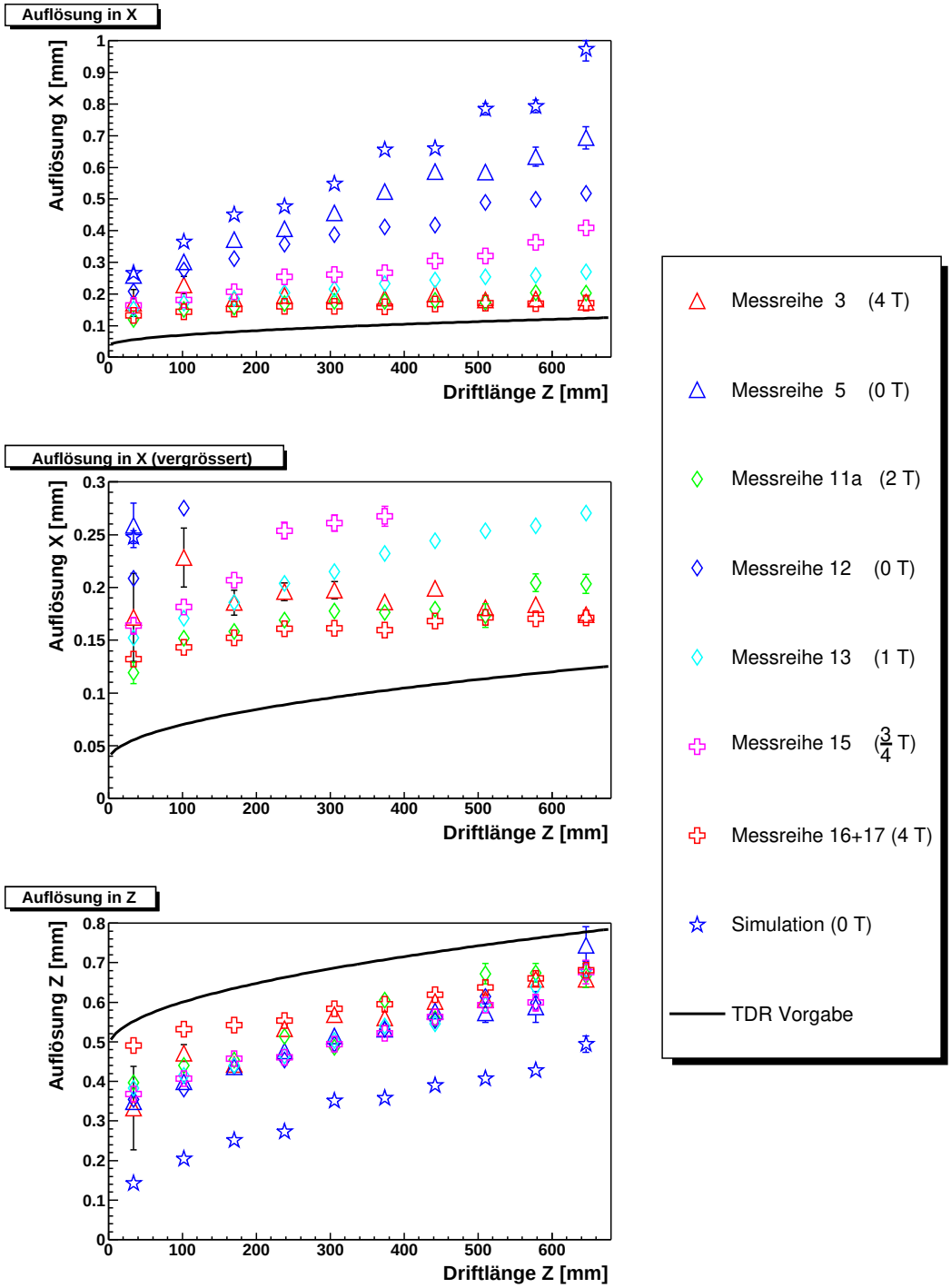

Abbildung 5.17: Einzelpunktauflösung bestimmt mit der χ^2-Methode für die verschieden Messreihen: In Klammern ist die Stärke des Magnetfeldes angegeben, bei dem die Messreihe aufgezeichnet wurde. Alle weiteren Einstellungen, die die Messreihen betreffen, sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 aufgeführt.

Einzelpunktauflösung in x-Richtung: Die ermittelte Auflösung zeigt in x-Richtung die erwartete Abhängigkeit von der Stärke des Magnetfeldes B. Die transversale Diffusion wird, wie in Abschnitt 2.2.2 erläutert, durch das magnetische Feld reduziert. Sie dominiert das Auflösungsvermögen bei 0 T, aber auch bei kleinen Magnetfeldern ($B \leq 1\,\mathrm{T}$) ist der Einfluss deutlich sichtbar. Dieser zeigt sich durch die Verschlechterung der Einzelpunktauflösung mit zunehmender Driftlänge z. Ist das Magnetfeld größer ($B \geq 2\,\mathrm{T}$) wird die Auflösung durch Auslesesystem und -geometrie bestimmt.

Die Simulationsstudien ergeben wesentlich größere Werte. Diese Abweichung kann damit erklärt werden, dass Verunreinigungen z. B. durch Wasser in der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Wie Berechnungen mit dem Programm Garfield [21] zeigen, reduziert ein Wasseranteil von 700 ppm im Gas die Diffusion um ca. 10 % und somit auch die Auflösung.

Die Unterschiede zwischen den Messreihen 5 und 12 bzw. 3 und der Kombination aus 16 und 17 könnten zum einen ebenfalls durch die Reinheit des Gases oder andere Umwelteinflüsse begründet sein. Allerdings unterscheiden sich die Messreihen auch durch die verwendete Auslese. Die Messreihen 3 und 5 wurden mit einer 2-GEM-Struktur, die anderen mit einer 3-GEM-Struktur aufgezeichnet. Letztgenannte zeichnet sich durch eine größere Defokussierung aus. Das bedeutet, dass innerhalb des Gasverstärkungssystems die Diffusion größer und die von jedem primären Elektron erzeugte Ladungswolke breiter ist. Die Diffusion zwischen den GEMs verbreitert nicht die Verteilung der primären Elektronen und verschlechtert folglich nicht die Auflösung. Vielmehr werden bedingt durch die Diffusion innerhalb des Verstärkungssystem im Durchschnitt mehr Pads getroffen, dies zeigt auch der Vergleich der Messreihen 3 und 17 in Abbildung 5.9. In Messreihe 3 beträgt die durchschnittliche Anzahl von aktiven Pads pro Punkt 2,3. In Messreihe 17 sind die Signale mit 2,5 Pads ca. 400 μm breiter. Es ist somit eine genauere Bestimmung des Mittelwerts der Ladungsverteilung möglich.

Es ist festzustellen, dass die im TDR [10] geforderte Auflösung in $r\phi$ nicht erreicht wird (vgl. Tabelle 2.5). Betrachtet man die Daten, die bei einem Magnetfeld von 4 T aufgezeichnet wurden, erkennt man, dass das Auflösungsvermögen sich mit der Driftlänge kaum ändert also nicht diffusionsdominiert ist. Das lässt den Schluss zu, dass mit einer anderen Auslesegeometrie, wie z. B. kleineren Pads, eine andere Anordnung oder Form, die Auflösung verbessert werden kann. Dies ergeben Simulationsstudien [47]. Das Erreichen des durch die erforderliche Impulsauflösung von $1{,}5{\cdot}10^{-4}\,(\frac{\mathrm{GeV}}{c})^{-1}$ vorgegebenen Ziel von durchschnittlich 150 μm bei einer maximalen Driftlänge von 2 m sollte somit möglich. Eine Verkleinerung der Pads würde die Anzahl der Kanäle deutlich erhöhen. Da zusätzliche Kanäle Mehrkosten verursachen und mit mehr toten Material innerhalb des Detektors verbunden sind, werden andere Auslesegeometrien untersucht. In naher Zukunft werden experimentelle Studien mit *staggered* Pads durchgeführt. Bei dieser Geometrie sind rechteckige Pads nicht untereinander angeordnet, sondern jede zweite Zeile ist um eine halbe Padbreite verschoben. Hiermit wird die Anzahl der aktiven Pads pro Zeile erhöht, da es unwahrscheinlicher ist, dass in jeder Zeile nur ein Pad getroffen wird. Die Doppelspurauflösung wird durch diese Verschiebung nicht gravierend verschlechtert, da die Wahrscheinlichkeit, das zwei Spuren in allen Zeilen benachbarte Pads treffen nicht vergrößert wird. Auch ist geplant andere Padformen zu untersuchen, die ebenfalls die Ladungsteilung zwischen den einzelnen Pads verbessern [47].

Die Berücksichtigung der Pad-Response-Funktion, also einer zusätzlichen Information über die Verteilung der von jedem Pad registrieren Ladung, während der Rekonstruktion der Ereignisse, könnte die erzielte Auflösung weiter verbessern.

Einzelpunktauflösung in z-Richtung: Die longitudinale Diffusion wird durch das parallele Magnetfeld nicht beeinflusst. Daher ist zu erwarten, dass das Auflösungsvermögen in z-Richtung unabhängig von der Stärke des magnetischen Feldes ist. Dies ist weitestgehend der Fall. Bei den Messreihen, die bei einem Magnetfeld von 4 T aufgezeichnet wurden, ist für kurze Driftstrecken eine deutliche Abweichung zu den anderen Messreihen zu erkennen. Eine Erklärung für dieses Phänomen könnte die geringe transversale Breite des Signals sein. Daher wird im Durchschnitt nur ein Pad getroffen, und die z-Koordinate kann nicht aus mehreren Informationen durch Mittelung genau genug bestimmt werden. Weitere Studien sind hier zur Klärung erforderlich.

Die Abweichung zwischen Simulation und Daten sind sehr deutlich. Die Simulation enthält allerdings nur eine sehr einfache Implementation der Elektronik-Charakteristik, daher ist die Abweichung zu viel besseren Werten für die Auflösung verständlich.

Das im TDR geforderte Ziel für die z-Auflösung wird von allen Messreihen unterschritten. Die Auflösung in der 'Zeit'-Richtung ($t \sim z$) ist allerdings sehr von der verwendeten Elektronik anhängig. Abschließende Aussagen können erst für die im zukünftigen Experiment verwendeten getroffen werden. Für eine detaillierte Untersuchung z. B. der hier beobachteten Abweichung und der Doppelspurauflösung ist eine schnellere Elektronik als in diesem Testexperiment notwendig.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassend kann folgendes festgehalten werden. Dieses Testexperiment hat gezeigt, dass eine TPC mit einem auf Gas-Elektron-Multiplier basierenden Verstärkungssystem betrieben werden kann. Die erreichte Einzelpunktauflösung transversal zur Driftrichtung der TPC erreicht noch nicht die im TESLA-TDR geforderten Werte. Die longitudinale Auflösung erreicht das gesetzte Ziel. Allerdings ist hier eine abschließende Aussage nicht möglich, da das Design der im TESLA-Experiment verwendeten Elektronik noch nicht feststeht und diese das Auflösungsvermögen beeinflusst.

Die Studien zeigen weiter, dass bei dem verwendeten Aufbau in Magnetfeldern von mehr als 2 T die erreichte Auflösung von der Auslesegeometrie limitiert wird. Daher sind weitere Studien zur Optimierung der Segmentierung der Auslesefläche notwendig, um die geforderten Werte bei einer möglichst geringen Anzahl von Auslesekanäle zu erreichen. Hier sollten sowohl die Anordnung der Pads als auch die Form variiert werden.

Auch die Auslesefläche der MediTPC sollte verändert werden und die in diesem Experiment gemachten Beobachtungen berücksichtigen. Zum einen sollte die Zahl der Padreihen erhöht werden, um die Ergebnisse der ermittelten Auflösung auf eine solidere Grundlage zu stellen. Gleichzeitig sollte ein Schild vermieden werden, das die gesamte Auslesefläche umgibt. Mit einer Verdoppelung der Zeilen könnten beide Vorgaben realisiert werden. Die somit ausgelesene Fläche deckt mit $99.2\,\mathrm{mm} \times 52.8\,\mathrm{mm}$ den Bereich unterhalb der GEM in einer Richtung vollständig ab. Das weiterhin an den Seiten benötigte Schild sollte unterteilt und jedes Segment einzeln geerdet werden.

Weitere Untersuchungen der Analysemethoden mit Hilfe des entwickelten Toy-Monte-Carlo sollten zuvor durchgeführt werden und überprüfen, ob die Genauigkeit der Messung der Einzelpunktauflösung bei einer Verdoppelung der Spurpunkte verbessert wird. Die TPC-Simulation muss erweitert werden, um eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten zu erreichen. Auch ist die Berücksichtigung der Einflüsse des Magnetfeldes für weitere Studien wünschenswert.

Die Untersuchung der während des Experimentes aufgetretenen Ausfälle der GEMs müssen fortgesetzt werden, auch wenn ein stabiler Aufbau für die MediTPC gefunden wurde. Des Weiteren ist die permanente Messung der Gasparameter Druck und Temperatur sowie der Gaszusammensetzung bzw. -verunreinigung notwendig. Um Verunreinigungen durch Wasser zu minimieren sollten die Kunststoffschläuche innerhalb des Gassystems der MediTPC durch Kupferleitungen ersetzt werden.

Das entwickelte Rekonstruktions- und Analyseprogramm MultiFit erfüllt die Erwartun-

gen bei der Rekonstruktion der aufgezeichneten Ereignisse. Die Berücksichtigung der Pad-Response-Funktion innerhalb der Analyse könnte die erreichbare Auslösung verbessern. Die begonnen Anstrengungen in diese Richtung sollten vorgesetzt werden. Die genommenen Daten boten leider keine Möglichkeit einer Bestimmung der Doppelspurauflösung, da nur eine geringe Zahl der Messdaten mehrere Spuren enthielten und diese zumeist durch ihre Lage zueinander als getrennte Spuren zu betrachten sind. Die zur Trennung nahe beieinander liegender Spuren entwickelten Algorithmen des Programmes MultiFit konnten somit noch nicht an experimentellen Daten getestet und mit diesen optimiert werden. Studien, bei denen mit Hilfe eines Lasers Doppelspuren erzeugt werden, werden zur Zeit vorbereitet.

Literaturverzeichnis

[1] T. Pratchett, *Lords und Ladies*, Goldmann Verlag, Munich, Germany, 1995.

[2] S. Weinberg, A Modell of Leptons, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264–1266 (1967).

A. Salam, *Elementary Particle Theorie*, page 367ff, Almquist und Wiksells, Stockholm, 1968.

[3] Y. Ashie et al., Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation, (2004), hep-ex/0404034.

M. H. Ahn et al., Indications of neutrino oscillation in a 250-km long- baseline experiment, Phys. Rev. Lett. **90**, 041801 (2003).

S. N. Ahmed et al., Measurement of the total active B-8 solar neutrino flux at the Sudbury Neutrino Observatory with enhanced neutral current sensitivity, Phys. Rev. Lett. **92**, 181301 (2004).

K. Eguchi et al., First results from KamLAND: Evidence for reactor anti- neutrino disappearance, Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003).

[4] Particle Data Group, Review of Particle Physics, Physical Review D **66** (2002).

[5] A precision measurement of the mass of the top quark, Nature **429**, 638–642 (2004).

[6] G. 't Hooft, Renormalization of Massless Yang-Miles Fields, Nucl. Phys. **B33**, 173–199 (1971).

G. 't Hooft, Renomalizable Lagrangians for Massive Yang-Miles Fields, Nucl. Phys. **B35**, 167–188 (1971).

[7] P. W. Higgs, Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields, Phys. Lett. **12**, 132–133 (1964).

P. W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, Phys. Rev. Lett. **13**, 508–509 (1964).

P. W. Higgs, Spontneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons, Phys. Rev. **145**, 1156–1163 (1966).

F. Englert and R. Brout, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons, Phys. Rev. Lett **13**, 321–322 (1964).

G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, Global Conservation Laws and Massless Particles, Phys. Rev. Lett. **13**, 585–587 (1964).

[8] e. . Cline, D. B., Physics potential and development of mu+ mu- colliders. Proceedings, 4th International Conference, MUMU'97, San Francisco, USA, December 10-12, 1997, Prepared for 4th International Conference on Physics Potential and Development of mu+ mu- Colliders (MUMU 97), San Francisco, California, 10-12 Dec 1997.

[9] K. Nakamura, Experimental Summary, La Thuile, Aosta Vallay, Italy, March 21-28 2003, XXXIX the Rencontres de Moriond, To be published.

The LEP Electoweak Working Group, `http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG`.

[10] TESLA Technical Design Report, Technical Report DESY 2001 - 011, DESY, Notkestraße 85, 22607 Hamburg, Germany, March 2001.

[11] N. Walker, An Introduction to the Pysics and Technologie of e^+e^--Linear Colliders, Lecture 1: Introduction and Overview, Lecture for uspas sanata barbara, 16^{th} June 2003, `http://www.desy.de/~njwalker/uspas/coursemat/handouts/unit_1_handout.pdf`.

[12] J. Hauschild, Optimierung eines Detektors an einem 500 GeV e^+e^- Linearbeschleuniger, Diplomarbeit, II Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Juni 2000.

[13] R. L. Gluckstern, Uncertainties in track momentum and direction, due to multiple scattering and measurement errors, Nucl. Instrum. Meth. **24**, 381–389 (1963).

[14] G. Charpak, editor, *Research on particle imaging detectors*, Number 6 in Scientific series in 20th century physics, World Scientific, Singapore, 1995.

[15] F. Sauli, GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors, Nucl. Instrum. Meth. **A386**, 531–534 (1997).

[16] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear und Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin, Germany, 2^{nd} edition, 1994.

[17] D. Buskulic et al., Performance of the ALEPH detector at LEP, Nucl. Instrum. Meth. **A360**, 481–506 (1995).

[18] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN-77-09 (1977).

[19] T. Lohse and W. Witzeling, *Instrumentation in High Energy Physics*, chapter 2, World Scientific, Singapure, 1992.

[20] T. Lux, private Kommunikation.

[21] *Simulation of gaseous detectors*, `http://garfield.web.cern.ch/garfield`.

[22] J. H. J. Parker and J. J. Lowke, Theory of Electron Diffusion Parallel to Electric Fields, Phys. Rev. **181**, 290ff (1969).

[23] J. Heintze and A. Walenta, A Multiwire Driftchamber with High Space and Time Resolution, Nucl. Instrum. Meth. **111**, 461–465 (1973).

[24] D. R. Nygren, The Time Projection Chamber: A new 4 Pi Detector for Charged Particles, PEP-0144.

[25] *Star TPC Documentation Home Page*, `http://www4.rcf.bnl.gov/STAR/html/tpc_l/tpc.html`.

[26] C. K. Bowdery, editor, *ALEPH Handbook*, volume 1, CERN, 2 edition, 1995.

[27] P. A. Aarnio et al., The DELPHI detector at LEP, Nucl. Instrum. Meth. **A303**, 233–276 (1991).

The DELPHI detector at CERN's LEP collider, `http://delphiwww.cern.ch/~offline/physics/delphi-detector.html`.

[28] P. Holl et al., Technical note on the CERES/NA45 upgrade, (1996), CERN/SPSLC 96-50, SPSLC/R110.

Home Page: CERES/NA45-Upgrade, `http://koala.physi.uni-heidelberg.de/~bernd/NA45.html/`.

[29] F. Bieser et al., The Forward Time Projection Chamber for the STAR detector, MPI-PHE-98-3.

[30] T. Behnke, BRAHMS - a detector simulation program for TESLA, Prepared for 5th International Linear Collider Workshop (LCWS 2000), Fermilab, Batavia, Illinois, 24-28 Oct 2000.

T. Behnke and G. A. Blair, BRAHMS - Version 102: A Monte Carlo for a detector at a 500-GeV to 800-GeV linear collider, LC-PHSM-2001-005, `http://www-flc.desy.de/lcnotes/`.

[31] Y. Giomataris, P. Rebourgeard, J. P. Robert, and G. Charpak, MICROMEGAS: A high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, Nucl. Instrum. Meth. **A376**, 29–35 (1996).

[32] *Home Page: Uni-Karlsruhe: Institut für Experimentelle Kernpysik*, `http://skappler.home.cern.ch/skappler/tpc.htm`.

[33] S. Bachmann et al., Development and applications of the Gas Electron Multiplier, Nucl. Instrum. Meth. **A471**, 115–119 (2000).

[34] S. Bachmann et al., Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier, Nucl. Instrum. Meth. **A438**, 376–408 (1999).

[35] *GAS DETECTORS DEVELOPMENT - CERN*, `http://gdd.web.cern.ch/GDD`.

[36] S. Lotze, private Kommunikation.

[37] M. Killenberg et al., Modelling and measurement of charge transfer in multiple GEM structures, Nucl. Instrum. Meth. **A498**, 369–383 (2003).

[38] T. Lux, Bau und Test einer Mini-TPC mit GEM-Auslese zur Messung des Ionen-Rückflusses, Diplomarbeit, Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Okt. 2001, `http://www-flc.desy.de/thesis/diplom.2001.lux.ps.gz`.

[39] M. Gruwé, Das Studies for a TPC of a detector for the future linear collider TESLA, (Feb. 1999), LC-DET-1999-003-TESLA, http://www-flc.desy.de/lcnotes/, In "2nd ECFA/DESY Study 1998-2001" 28-47.

[40] K. Kröger, private Kommunikation.

[41] M. Ball, G. Nabil, M. E. Janssen, and P. Wienemann, A DAQ System for Linear Collider TPC Prototypes based on the ALEPH TPC Electronics, (2004), LC-DET-2004-013, http://www-flc.desy.de/lcnotes/.

[42] F. Gaede, T. Behnke, N. Graf, and T. Johnson, LCIO, A persistency framework for linear collider simulation studies, (2003), LC-TOOL-2003-053, http://lcio.desy.de.

[43] E. Gadwinkel, H. Herzog, H. Lierl, D. Notz, and J. Schaff, Cryogenics for a 5 Tesla Superconducting Solenoid with Large Aperture at DESY, Advances in Cryogenic Engineering **49+50** (2003).

[44] P. Wienemann, http://www.desy.de/~wiene/magnet.

[45] *TESLA TPC Group Aachen (RWTH-Aachen III Physikalisches Institut)*, http://www.physik.rwth-aachen.de/group/IIIphys/TESLA/en/index.html.

[46] *Draka Multimedia Cable*, http://www.drakamc.de/hf20e.html.

[47] M. Schumacher, Pad readout geometries for a TPC with GEM readout for the TESLA linear collider, (2001), LC-DET-2001-014, http://www-flc.desy.de/lcnotes/.

[48] T. Kuhl, TPC Simulationsprogramm, private Kommunikation.

[49] *Magboltz*, http://cyclo.mit.edu/drift/www/aboutMagboltz.html.

[50] *High Energy Electron Diffraction*, http://consult2.cern.ch/writeups/heed/.

[51] *MultiFit Source-Code-Repository*, cvs:/afs/desy.de/group/flc/tpc/repository.

[52] R. Brun and F. Rademakers, ROOT: An object oriented data analysis framework, Nucl. Instrum. Meth. **A389**, 81–86 (1997).

The ROOT System Home Page, http://root.cern.ch.

[53] M. Hauschild, *Kalibration der zentralen Jetkammer des OPAL-Detektors mit UV-Laserstrahlen: Methoden und Ergebisse am Jetkammer-Prototypen (FSP)*, Doktorarbeit, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1988, BONN-IR-88-57.

[54] M. Killenberg et al., Charge Transfer and Charge Broadening of GEM Structures in High Magnetic Fields, (2004), LC-DET-2004-003, http://www-flc.desy.de/lcnotes/.

[55] *Home Page: Wetterspiegel.de*, http://www.wetterspiegel.de.

Abbildungsverzeichnis

1.1 Modell des TESLA Beschleunigers 4
1.2 Modell des TESLA-Detektors 5
1.3 Higgsstrahlung mit anschließendem leptonischen Zerfall 6

2.1 Teilchenidentifizierung anhand von $\frac{dE}{dx}$-Messung 9
2.2 Driftgeschwindigkeit v_D für Ar-CH_4-CO_2 (93-5-3) 11
2.3 Diffusionskoeffizienten D_L und D_T für Ar-CH_4-CO_2 (93-5-3) 14
2.4 Relation Kreisbogen-Sekante 14
2.5 Verlauf des Gasverstärkungsfaktors 16
2.6 Schematische Darstellung der STAR-TPC 17
2.7 Messprinzip einer TPC 18
2.8 Vergleich MWPC und GEM 20
2.9 MWPC als Auslesesystem 21
2.10 Elektronenmikroskopische Aufnahme einer GEM 22
2.11 Elektrisches Feld einer GEM 23
2.12 Darstellung der Pad-Response-Funktion 26

3.1 Fotografie der MediTPC 27
3.2 CAD-Zeichnung MediTPC 28
3.3 Aufbau der Spannungsversorgung der MediTPC 29
3.4 Innenansicht der MediTPC 29
3.5 Aufbau der Feldkäfigstruktur 29
3.6 Aufbau des GEM-Turms 30
3.7 Aufbau des Spannungsteilers zur GEM-Versorgung 31
3.8 Struktur der Ausleseebene 32
3.9 Fotografie der DESY-Magnetteststandes 34
3.10 Homogenität des Magnetfeldes 34
3.11 Spektrum kosmischer Myonen für $\theta = 0\,^\circ$ und $75\,^\circ$ 35
3.12 Aufbau eines Szintillationstriggers 36
3.13 Funktionsweise einer Koinzidenzstufe 37
3.14 Versuchsaufbau am Magnetteststand 39
3.15 Detailskizze des Bereiches zwischen GEM-Turm und Schild 41
3.16 Modifikation der GEM-Versorgungslasche 42
3.17 Veränderung der Position der GEM-Schutzwiderstände 43

4.1 Ablaufdiagramm des Programms MultiFit 45
4.2 Koordinatensystem des Programms MultiFit 46

4.3 Tiefensuche-Algorithmus der CenterOfGravity-Methode 48
4.4 Rekonstruktion der Zeitinformation eines Hits 50
4.5 Trennung von zwei zeitlich überlagerter Hits 50
4.6 Zusammenfügen einzelner Hits zu einem Punkt 51
4.7 Der Spurfindealgorithmus TrackFollowing 53

5.1 Verteilung 'Punkte pro ADC-Zeitintervall' 59
5.2 Einfluss verschiedener Faktoren auf die Driftgeschwindigkeit 62
5.3 Schwankung der Temperaturen des Versuchsaufbaus 64
5.4 Schwankung des Luftdrucks 64
5.5 Flanke der Verteilung 'Punkte pro ADC-Zeitintervall' 65
5.6 Verteilung 'Punkte pro ADC-Zeitintervall' für Messreihe 11 67
5.7 Ereignis 75944 der Messreihe 17 69
5.8 Mittlerer Abstand in z der Punkte von der rekonstruierten Spur 69
5.9 Hits pro Punkt für jede Zeile 70
5.10 Elektronen und Influenzsignal auf der Auslesefläche 71
5.11 Berechnung des Punktabstandes bzw. der Residuen 72
5.12 Berechnung der Einzelpunktauflösung aus der χ^2-Verteilung 74
5.13 Ergebnisse des Toy-Monte-Carlo: Residuum-Methode 75
5.14 Definition des Zeitfensters 79
5.15 Ereignisse pro Zeitfenster 79
5.16 Einzelpunktauflösung bestimmt mit der Residuum-Methode 80
5.17 Einzelpunktauflösung bestimmt mit der χ^2-Methode 81

B.1 Skizze der Flugbahn eines Teilchens mit minimalen Radius 104

Tabellenverzeichnis

1.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik: Leptonen und Quarks 2
1.2 Standardmodell der Elementarteilchenphysik: Austauschteilchen 2

2.1 Durch MIPs erzeugte Ladungsträger in Gasen 10
2.2 Fano-Faktor F für verschiedene Gase 10
2.3 Aufstellung: TPCs in Hochenergiedetektoren 19
2.4 einige Konstruktionsparameter der TESLA-TPC 19
2.5 Zusammenstellung der charakteristischen Daten der TESLA-TPC 19

3.1 In den Komponenten gespeicherte Energie 44

5.1 Auflistung der selektierten Messreihen 57
5.2 Versuchseinstellungen der verschiedenen Messreihen 58
5.3 Driftgeschwindigkeit v_D für die verschiedenen Messreihen 60
5.4 Ergebnisse des Toy-Monte-Carlo: χ^2-Methode 76

Anhang A

MultiFit: Konfigurations- und Steuerungsdatei

A.1 Beschreibung der Steuerbefehle und -variablen

Im Folgenden sind alle Steuerbefehle des Programms MultiFit aufgeführt. Diese werden so weit benötigt in einer Konfigurationsdatei zusammengestellt, deren Name beim Start dem Programm übergeben wird. Die Auswirkungen auf die Algorithmen sind in den entsprechenden Abschnitten in Kapitel 4 erläutert.

`VerboseLevel` bestimmt die Quantität der Ausgabe auf der Textkonsole:

- 0 Minimale Ausgabe: Alle 250 Ereignisse wird die Position des Ereignisses in der Datei ausgegeben. Bei Verwendung des LCIO basierenden Einleseformates wird zusätzlich beim Öffnen einer neuen Datei eine Meldung ausgegeben.
- 1 Standardausgabe: Für jedes Ereignis wird die Position in der Datei und die Ereignisnummer ausgegeben. Es erfolgt eine Meldung über die benutzte Methode und den Erfolg, also die Anzahl rekonstruierter Punkte oder Spuren.
- 2 erweiterte Ausgabe: Den Ausgaben bei 1 werden die abgespeicherten Informationen über die Hits, die Punkte und gegebenenfalls die Spuren hinzugefügt.
- 4 Ausgabe für Experten: Zusätzlich werden während des Programmablaufes berechnete Werte ausgegeben.
- 9 'DeBug'-Modus: Der gesamte Programmablauf wird dokumentiert.

`ProgramDisplay` Dieser Schalter aktiviert die grafische Ausgabe.

`ScreenShotMode` ermöglicht das Betrachten einzelner Ereignisse und die Ausgabe der graphischen Oberfläche in eine Datei.

`InputFormat` legt das Einleseformat fest. Mögliche Optionen sind 'LCIO' und 'ROOT'. Für das ROOT-Format ist mit der Einstellung `CFTreeName` der Tree-Typ zu wählen: 'h5000' enthält das DAQ20 Datenformat, 'h5001' das des Programms DAQ21.

`InputDirectory` legt das Verzeichnis für alle Einlesedateien fest. Die Angabe muss mit einem '/' enden. Ist kein Verzeichnis angegeben oder befinden sich die Dateien in verschiedenen Verzeichnissen, so muss dass Verzeichnis im Namen der einzelnen Dateien angegeben werden.

`InputDataFiles` teil dem Programm die Einlesedateien in Form einer Liste mit. Diese Liste kann auch vom Programm automatisch erzeugt werden. Diese automatische Erzeugung wird mit `InputDataFiles = automatic` aktiviert.

- `InputAutomaticBody` legt den den Teil des Namens fest, den alle Dateien der automatisch generierten Liste gemeinsam haben. An diesen werden nun durchlaufende Nummern sowie die für das gewählte Einleseformat typische Dateiendung angehängt.
- `InputAutomaticStartStop` steuert den Beginn und das Ende der o. g. Nummernfolge. Die erste angegebene Zahl ist die erste der Folge die zweite die letzte. Folgen weitere Zahlen werden diese wiederum als Anfang und Ende interpretiert. Für 'LCIO'-Dateien werden dreistellige Nummern erzeugt, für 'ROOT'-Dateien zweistellige.

`WorkingDirectory` legt das Ausgabeverzeichnis des Programms fest, in das die von dem einzelnen Modulen erzeugten Dateien gespeichert werden. Standardmäßig wird das aktuelle Arbeitsverzeichnis genutzt.

`OutputFileSuffix` Alle Ausgabedateien enden mit dieser gemeinsamen Endung und der Dateiendung '.root'.

`BinsX` Anzahl der Padzeilen

`BinsY` Anzahl der Pads pro Zeile

`BinsZ` Anzahl der ADC-Zeitintervalle

`PadWidth` Breite der Pads (ohne Rand) in mm

`PadHeight` Höhe der Pads (ohne Rand) in mm

`PadDistanceX` Abstand der Pads in x in mm

`PadDistanceY` Abstand der Padzeilen in mm

`RowShift` Versatz der Padzeilen untereinander in mm: Ist der Wert nicht gesetzt, wird kein Versatz angenommen.

`MaxChannel` Die größte vorkommende Kanalnummer.

`PadMapping` Hier erfolgt die Zuordnung der Kanalnummern zu den Pads. Die Kanalnummern sind in der Reihenfolge der Pads angegeben. Eine -1 statt der Kanalnummer markiert dieses Pad als 'nicht funktionstüchtig'.

`Calibration` Kalibrationsfaktoren für die einzelnen Pads. Sie werden wie beim `PadMapping` in der Reihenfolge der Pads angegeben. Wird kein Wert angegeben, werden alle Faktoren auf 1 gesetzt.

`TimeSliceWidth` Länge eines ADC-Zeitintervalles in ns

`DriftVelocity` Driftgeschwindigkeit in $\frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$

`ElectronsPerADC` Anzahl der primären Elektronen pro ADC-Einheit (siehe Gleichung (4.1)).

`UseCenterOfGravity, UseHitMerge` Die entsprechende Methode wird zur Rekonstruktion der Punkte genutzt.

`CutChannels` Enthält ein Ereignis weniger als diese Anzahl aktiver Kanäle, so wird es nicht berücksichtigt. Dieser Schalter funktioniert nur beim 'ROOT'-Einleseformat.

`MinMaximum` legt das Minimum des Ladungsmaximum eines Punktes fest. Es wird in ADC-Einheiten angegeben.

`UseLnWeightInX` Die Aktivierung dieses Schalters bewirkt, dass bei der Berechnung des Ladungsschwerpunktes in x logarithmische gewichtet wird.

`COGNoiseValue` Die Größe des Rauschens in ADC-Einheiten. Dieser Wert wird von der Methode CenterOfGravity benutzt: Bins deren Inhalte diesen Wert unterschreiten werden nicht mehr zu einem Cluster hinzugefügt.

`COGSignificant` der Wert F aus Gleichung (4.4)

`COGMinBinPerCluster` Ein von der Methode CenterOfGravity gefundener Cluster muss mindesten aus der durch diese Variable festlegten Anzahl von Bins bestehen.

`HMThresholdStart` Schwellenwert, dessen Überschreiten den Beginn eines Hits bei der Methode HitMerge klassifiziert.

`HMThresholdStop` Schwellenwert, dessen Unterschreiten das Ende eines Hits bei der Methode HitMerge klassifiziert. Ist dieser Wert nicht angegeben, gilt der Startschwellenwert `HMThresholdStart`.

`HMNoiseValue` Die Größe des Rauschens in ADC-Einheiten. Dieser Wert wird von der Methode HitMerge benutzt, Variationen innerhalb dieser Größe führen nicht zur Trennung des Hits.

`HMTimeWindowWidth` legt die Grenzen des Zeitfensters fest, in dem Hits in der Methode HitMerge zusammengefasst werden. Diese Größe ist in ADC-Zeitintervallen angegeben. Das Zeitfenster erstreckt sich in positiver und negativer Richtung in der hier angegeben Länge, ist also doppelt so groß.

`HMMaxSearchRadius` definiert den Suchradius, in dem in der Methode HitMerge beim Zusammenfassen der Hits zu Punkten nach weiteren zum Punkt gehörigen Hits gesucht wird.

`HMXMergeUncertainty` legt den Wert F aus Gleichung (4.7) fest.

`MinSecondYLayer` beschreibt den minimalen Abstand zwischen zwei Zeilen, die zur Initialisieren der Spursuche genutzt werden. Der Abstand ist in Einheiten von Zeilen angegeben.

`MaxSecondYLayer` legt den maximalen Abstand der o. g. Zeile fest.

`FitAroundX` definiert die Grenzen in x des Suchfenster in dem bei der Spurrekonstruktion, nach weiteren Punkten gesucht wird. Diese Grenzen befinden sich im Abstand von `FitAroundX` Padbreiten von der errechneten Position des nächsten Punktes.

`FitAroundZ` In der z-Richtung liegen diese Grenzen in einem Abstand von `FitAroundZ` ADC-Zeitintervallen.

`FitProb` legt die minimale Wahrscheinlichkeit fest, die eine Spur haben muss.

`MaxMissedPoints` definiert die maximale Anzahl an Punkten die während der Spurensuche fehlen dürfen.

`MinPoints` Eine Spur muss, um gespeichert werden, aus der hier angegeben Anzahl von Punkten bestehen.

`UseChiSquared`, `UseChiSquaredRoot`, `UseChiSquaredCurved`, `UseFastCurved` oder `UseAdvancedCurved` Die entsprechende Methode wird zur Bestimmung der Spurparameter genutzt.

`ErrorAsWeights` Bei den Anpassungen werden die von ClusterFinder bestimmten Fehler der Punkte berücksichtigt. Anderenfalls werden sie für alle Punkte mit 1 angenommen.

`FitOneParameterForResidual` Ist dieser Schalter aktiviert wird nur einer der Spurparameter erneut bestimmt, die anderen werden von der zuvor erfolgten Anpassung an alle Punkte der Spur übernommen.

`MakeReal` steuert die Anpassung der simulierten Daten an die verschiedenen Einleseformate.

0 keine Schnitte werden angewendet.

1 Die Daten werden an das Format des Programms DAQ20 angepasst. Hierzu werden alle ADC-Bins deren Eintrag einen Schwellenwert von 12 unterschreiten auf 0 gesetzt.

2 Die Daten werden an das Format des Programms DAQ21 angepasst. Alle Pulse, deren maximaler Eintrag den Schwellenwert 12 nicht erreichen werden komplett gelöscht. Alle anderen werden unverändert genutzt.

3 Die Daten werden dem LCIO-Format angeglichen. Hierbei ist die durch die Hardware vorgegebene Grenze für ADC-Werte von 255 zu beachten. Daher werden alle Werte die größer sind auf 255 gesetzt.

A.2 Beispiel einer Konfigurationsdatei

Im Folgenden ist ein Beispiel einer Konfigurationsdatei dargestellt. Diese Datei wurde für die in Abschnitt 5.3.2 vorgestellte Analyse der Messreihe 13 verwendet:

```
# 13. Messreihe
#    GEM and Field settings: 335/1500/335/1500/335/3000
#    Cathode Power Supply: 16000
#    Gas: TDR
#    Magnetic Field: 1 T
#    Remarks:
#    Date: 26/04/-30/04/2004

# Analyse 018
#    Bestimmung der Punktaufloesung
#    Fit gekruemmt
#    Gewichte = 1
#    neue Trackfindeparameter:
#       MinPoint=6
#       groesseres Fenster in x und z
#       Prob = 0.00001


ClusterFinding =0
TrackFinding = 0
TrackFitting = 1

VerboseLevel = 0

InputFormat = LCIO
InputDirectory =\
 /flc/lc2/pool/tpc/daten/MediTPC/magnet/2004_02-05/13-Messreihe/
InputDataFiles =automatic
InputAutomaticBody= meditpc_1T_13Messreihe.20040427.
InputAutomaticStartStop = 0 59
OutputFileSuffix = _mess013_018

###Padgeometry
BinsX = 24
BinsY = 6
BinsZ = 512
PadWidth = 2
PadHeight = 6
PadDistanceX = 0.2
PadDistanceY = 0.2
MaxChannel = 2064
```

```
# PriAmp rA        rB        rC        rD        rE        rF
#                        lF        lE       lD      lC      lB      lA
# Kabel   7         8         9        10        11        12
#                         6         5        4       3       2       1
# TPD    16        16        20        20        20        20
#                        16        16        8       8       8       8
# Kanal  32        48         0        16        32        48
#                        16         0       48      32      16       0
PadMapping=\
       -1 1638 1662 1654 2014 2006 2030 2022 2046 2038 2062 2054\
                      1622 1630 1606 1614 654 662 638 646 622 630 606 -1\
       -1 1637 1661 1653 2013 2005 2029 2021 2045 2037 2061   -1\
                      1621 1629 1605 1613 653 661 637  -1 621 629 605 -1\
       -1 1636 1660 1652 2012 2004 2028 2020 2044 2036 2060 2052\
                      1620 1628 1604 1612 652 660 636 644 620 628 604 -1\
       -1 1635 1659 1651 2011 2003 2027 2019 2043 2035 2059 2051\
                      1619 1627 1603 1611 651 659 635 643 619 627 603 -1\
       -1 1634 1658 1650 2010 2002 2026 2018 2042 2034 2058 2050\
                     1618 1626 1602 1610 650 658 634 642 618 626 602 -1\
       -1 1633 1657 1649 2009 2001 2025 2017 2041 2033 2057 2049\
                     1617 1625 1601 1609 649 657 633 641 617 625 601 -1

#### DAQ
TimeSliceWidth = 80

#### Gas
DriftVelocity = 4.233
ElectronsPerADC = 0.150

#### Cluster finding
UseCenterOfGravity = 0
UseHitMerge=1
MinMaximum = 12
UseLnWeightInX = 0
HMTimeWindowWidth=1.2
HMXMergeUncertainty = 2
HMThresholdStart=9.
HMThresholdStop=6.
HMNoiseValue=4.

#### Track finding
FitAroundX = 2.5
FitAroundZ = 6.0
MaxSecondYLayer = 6
MinSecondYLayer = 3
```

```
MaxMissedPoints = 1
FitProb = 0.00001
MinPoints = 6

### Track fiting
UseChiSquared = 0
UseChiSquaredRoot = 0
UseChiSquaredCurved = 1
UseFastCurved = 0
UseAdvancedCurved = 0

ErrorAsWeights = 0
FitOneParameterForResidual = 1
```

Anhang B

Bestimmung des minimalen Radius einer Teilchenspur aus der Geometrie des Versuchsaufbaus

Aus der Geometrie des Versuchsaufbaus kann ein minimaler Radius für die aufgezeichneten Teilchenspuren abgeschätzt werden. Damit ein Teilchen registriert wird, muss es sowohl beide Szintillationszähler als auch das sensitive Volumen durchqueren. Für die folgenden Überlegung wird vereinfachend angenommen, dass das Teilchen außerhalb der Spule kein Magnetfeld spürt und sobald es den Rand der Spule passiert, die maximale Stärke des Magnetfeldes auf das Teilchen wirkt. Das bedeutet, dass die Flugbahn eines Teilchen mit dem Einfallswinkel β zwischen Szintillationszähler und Spule eine gerade Bahn und innerhalb der Spule einen Kreisbogen mit dem Radius r beschreibt. Die ist in Abbildung B.1 veranschaulicht.

Die horizontale Abmessung der Teilchenspur e kann wie folgt berechnet werden:

$$e(\beta, r) = b + c = a \cdot \tan(\beta) + r\,(1 - \cos(\beta)) \tag{B.1}$$

- a : Abstand Szintilationszähler Spule
- β : Einfallswinkel des Teilchens
- r : Radius des Kreisbogens
- b : horizontale Komponente des geraden Abschittes der Flugbahn
- c : horizontale Komponente des kreisförmigen Abschittes der Flugbahn

Die Bezeichnung der Variablen ist in Abbildung B.1 dargestellt. Des Weiteren gelten die Beziehungen

$$\sin(\beta) = \frac{d}{r} \tag{B.2}$$

$d = 235\,\mathrm{mm}$: Radius der Spule

und

$$\cos(\beta) = \sqrt{1 - \sin(\beta)} \qquad \tan(\beta) = \frac{\sin(\beta)}{\sqrt{1 - \sin(\beta)}} \tag{B.3}$$

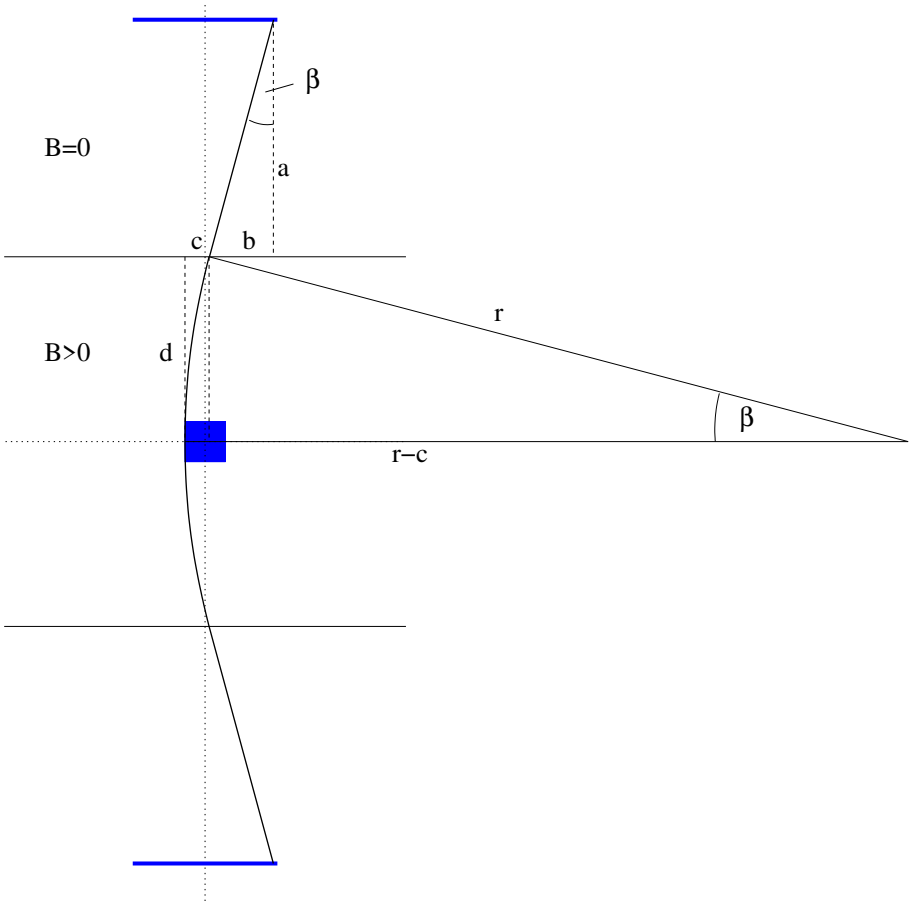

Abbildung B.1: Skizze der Flugbahn eines Teilchens mit minimalen Radius: Die Bereiche die das Teilchen passieren muss, um registriert zu werden sind blau dargestellt. Es handelt sich um die beiden Szintillationszähler oben und unten und das sensitive Volumen in der Mitte. Der Bereich des Magnetfeldes ist durch die zwei horizontalen Linien begrenzt.

Aus Gleichung (B.1) ergibt sich somit

$$\begin{aligned} e(r) &= \frac{a \cdot d}{r\sqrt{1-\left(\frac{d}{r}\right)^2}} + r\left(1-\sqrt{1-\left(\frac{d}{r}\right)^2}\right) \\ &= \frac{a \cdot d}{\sqrt{r^2-d^2}} + 1 - \sqrt{r^2-d^2} \end{aligned}$$

Die maximale horizontale Komponente ergibt sich aus der Breite der Szintillatoren von 180 mm und des sensitiven Volumens von 50 mm. Durchquert das Teilchen den Rand des Szintillationszählers und den gegenüberliegenden des sensitiven Volumens, so beträgt die maximale horizontale Komponente 115 mm. Aus dem Abstand $a = 315\,\text{mm}$ zwischen Szintillationszählern und Spule und dem Spulenradius von $d = 255\,\text{mm}$ (siehe Abschnitt 3.6) ergibt sich ein minimaler Radius von $r_{\text{min}} = 900\,\text{mm}$.

Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich mich bei denen bedanken, die mir während dieser Arbeit zur Seite gestanden haben:

- ◇ Herrn Prof. Dr. Dietrich Wegener danke ich dafür, dass er mir diese Diplomarbeit außerhalb seiner Arbeitsgruppe ermöglicht hat.
- ◇ Herrn Prof. Dr. Rolf-Dieter Heuer danke ich für freundlichen Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und das Zweitgutachten.
- ◇ Meinem Betreuer Dr. Peter Wienemann möchte ich für die vielen Tipps und Ratschläge bei der Entwicklung des Computerprogramms, der Durchführung des Experimentes und der anschließenden Analyse danken.
- ◇ Meinem Betreuer Dipl.-phys. Thorsten Lux danke ich für die Entwicklung der MediTPC, die ich für meine Messungen nutzen konnte. Auch danke ich Ihm für die Antworten auf die vielen Fragen TPCs und GEMs betreffend.
- ◇ Ich danke Roman Pöschl und meinen beiden Betreuen für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- ◇ Dr. Ties Behnke, Dipl.-phys. Markus Ball, Dr. Thorsten Kuhl, Dr. Markus Hamann, Dr. Nabil Ghodbane und meinen Betreuern möchte ich für die gute Zusammenarbeit innerhalb der TPC-Gruppe zu danken. Auch danke ich der ganzen TPC-Gruppe für die vielen gemeinsamen Stunden im Labor und für die interessanten und lehrreichen Diskussionen.
- ◇ Dipl.-Ing. Karsten Gadow und seiner Arbeitsgruppe für den Bau der MediTPC, Dipl.-phys. Jörn Schaffran für die schnelle Realisierung der Installationen am DESY-Magnetteststand und im Labor.
- ◇ Bei gesamten FLC-Arbeitsgruppe möchte ich mich für die nette Atmosphäre und die gute Zusammenarbeit bedanken.
- ◇ Meiner Familie danke ich für die moralische und finanzielle Unterstützung.