
Gasverstärkungseigenschaften von GEM-Folien

(Gas Amplification Properties of GEM Foils)

Diplomarbeit

von
JEANNINE BECK

vorgelegt an der
Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg
Naturwissenschaftliche Fakultät II – Chemie und Physik
Institut für Physik

angefertigt am
Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY)
in der Gruppe
FLC – Forschung mit Lepton Collidern

30. Oktober 2008

Diese Diplomarbeit wurde von mir selbstständig mit Hilfe der angegebenen Quellen verfasst. Mit einer Veröffentlichung meiner Diplomarbeit bin ich einverstanden.

Jeannine Beck, 30. Oktober 2008

Gutachter: Prof. Dr. Rolf-Dieter Heuer
Zweitgutachter: Prof. Dr. Reinhard Krause-Rehberg

Kurzfassung

Im Rahmen des Detektorkonzeptes *International Linear Detector* für das künftige Beschleunigerprojekt *International Linear Collider*, an dem Elektronen und Positronen bei Schwerpunktsenergien von 500 GeV zur Kollision gebracht werden, soll eine Zeit-Projektions-Kammer als zentrale Spurkammer eingesetzt werden. Mit der Verwendung einer derartigen Kammer als Spurdetektor ist eine dreidimensionale Rekonstruktion der Spurpunkte möglich. Durchfliegt ein Teilchen das Gasvolumen innerhalb der Kammer, ionisiert es einzelne Gasatome und die entstandenen Elektronen bewegen sich nach der Verstärkung in der GEM-Anordnung (engl. *Gas Electron Multiplier*) zur Anode, so dass eine zweidimensionale Projektion der Teilchenspur möglich ist. Die dritte Dimension wird aus der Driftzeit der Elektronen errechnet. Die Vorteile dieses Auslesesystems bestehen darin, dass eine bessere Ortsauflösung als mit einer Vieldraht-Proportional-Kammer erreicht wird und die rückdriftenden Ionen stark unterdrückt werden können.

Ziel dieser Arbeit sind Untersuchungen für ein GEM-Modul, das in einem großen TPC-Prototypen genutzt werden soll. Hinsichtlich verschiedener Anforderung gilt es unterschiedliche GEMs zu vergleichen, um eine optimale Auswahl treffen zu können.

In einem am DESY vorhandenen kleinen Prototypen wurden Messungen zur Erfassung von GEM-beschreibenden Parametern durchgeführt. Die Inbetriebnahme der Test-TPC war Bestandteil dieser Arbeit. Es wurden Spuren durch eine radioaktive Quelle erzeugt, mit deren Hilfe die Gasverstärkung bestimmt wurde. Mit dem Messaufbau wurden verschiedenartige Gasverstärkerfolien hinsichtlich ihrer Verstärkungseigenschaften und ihres Energieauflösungsvermögens verglichen und systematisch studiert.

Es wurden fünf unterschiedliche GEM-Ausführungen in der Test-TPC untersucht. Diese Folien unterscheiden sich in ihren geometrischen Klassifizierungsparametern, dem Herstellungsprozess oder den Materialien. Die am CERN produzierten GEMs verfügen im Vergleich mit GEMs der japanischen Firma SciEnergy und einer GEM der US-amerikanischen Firma Tech-Etch über die besten Verstärkungs- und Auflösungseigenschaften.

Des Weiteren wurden ein neues GEM-Rahmungsverfahren entwickelt und ein Laser-Messaufbau zur Vermessung von GEM-Oberflächenprofilen entworfen und erprobt. Die Ebenheit gerahmter GEM-Folien wurde bestimmt, wobei sich Höhendifferenzen bis zu 1 mm ergaben.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.2	International Linear Collider	4
2	Grundlagen	9
2.1	Zeit-Projektions-Kammer	9
2.2	Wechselwirkung von Teilchen mit Materie	10
2.3	Verhalten von Ladungsträgern in Gasen	14
2.4	Signale der Eisen-55-Quelle	18
3	Gasverstärkungssysteme	21
3.1	Alternative Auslesesysteme	21
3.2	Aufbau und Funktionsweise von GEMs	22
3.3	Eigenschaften der GEMs	24
3.4	GEM-Typen	27
3.5	Verstärkung durch GEMs	30
3.6	Vorzüge einer GEM-TPC	33
3.7	Medizinische Anwendung von GEMs	34
4	GEM-Profilmessung	37
4.1	Rahmung	37
4.2	Messaufbau	38
4.3	Vermessung	39
4.4	Ergebnisse	40
5	Messaufbau	43
5.1	Test-TPC	44
5.2	Spannungsversorgung	48
5.3	Gasversorgung	49
5.4	Quelle	51
5.5	Elektronik	51
5.6	Datennahme und Analyse	53

6 Untersuchungen zu GEM-Verstärkungseigenschaften	55
6.1 Kalibrierung des Vorverstärkers	55
6.2 Kalibrierung der Test-TPC	59
6.3 GEM-Verstärkungsmessungen	61
6.4 Energieauflösung	81
7 Zusammenfassung	85
Abbildungsverzeichnis	91
Tabellenverzeichnis	93
Literaturverzeichnis	95

Kapitel 1

Einführung

Die Aufgabe der Elementarteilchenphysik ist die Beschreibung der grundlegenden Bausteine der Materie und der zwischen ihnen herrschenden Wechselwirkungen. Die theoretischen Überlegungen und experimentellen Beobachtungen dazu werden im Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefasst. Zur weiteren Erforschung der Physik elementarer Teilchen ist ein neuer Linearbeschleuniger, der *International Linear Collider*, geplant. Als zentrale Spurkammer soll eine Zeit-Projektions-Kammer verwendet werden. Um die Signale in der Spurkammer zu verstärken, könnten GEMs (engl. *Gas Electron Multiplier*) eingesetzt werden. In dieser Arbeit wurden verschiedenartige GEMs hinsichtlich ihrer Verstärkungs- und Auflösungsseigenschaften untersucht. Zunächst sollen in diesem Kapitel die Grundlagen der Teilchenphysik erläutert und der geplante Linearbeschleuniger vorgestellt werden.

1.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Seit jeher sucht der Mensch nach Erklärungen für die Entstehung des Universums und danach, was die Welt im Innersten zusammenhält. Dabei ergibt sich die Frage nach der Struktur der Materie und den zwischen unterschiedlichen Materieformen wirkenden Kräften. Die Vergangenheit hat gezeigt, dass bereits in der griechischen Philosophie Spekulationen über die Zerlegbarkeit von Teilchen und kleinste, unteilbare Teilchen – damals die Atome – geäußert wurden. Nach dem heutigen Stand des Wissens werden die fundamentalen Teilchen der Materie und ihre Wechselwirkungen im Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefasst. Diese Eichtheorie, welche die Quantenfeldtheorie der elektroschwachen und starken Wechselwirkung zusammenfasst und mit der Quantenmechanik und der speziellen Relativitätstheorie vereinbar ist, wurde von 1970 bis 1973 entwickelt. Das Standardmodell kennt zwölf Fermionen, davon sechs Leptonen und sechs Quarks, sowie deren Antiteilchen. Eine Zusammenfassung der fundamentalen Fermionen ist im linken Teil der Abbildung 1.1 dargestellt. Der rechte Teil zeigt die Austauschteilchen, mit deren Hilfe sich drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen beschreiben lassen: die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung sowie die starke Wechselwirkung.

Die elektromagnetische Kraft beruht auf dem Austausch von Photonen, die zwischen elektrisch geladenen Teilchen vermitteln. Die schwache Wechselwirkung beschreibt den Austausch von W- und Z-Bosonen und erklärt u.a. den radioaktiven Zerfall sowie die Kernfusion in der Sonne. Die starke Kraft, die durch die Gluonen vermittelt wird, ist z.B. für den Zusammenhalt der Protonen verantwortlich. Bei der quantentheoretischen Beschreibung der vierten bekannten Wechselwirkung, der Gravitation, gibt es mathematische Schwierigkeiten, so dass diese nicht im Standardmodell enthalten ist. Da die Gravitation bei den heute durchgeführten Experimenten um viele Größenordnungen schwächer ist als die anderen Wechselwirkungen, ist ihre Auswirkung auf die Elementarteilchen vernachlässigbar.

Fermionen				Bosonen				
Quarks		Leptonen		g	W [±]	Z		
Q	-1/3	+2/3	-1	0	0	0	±1	0
	d	u	e	ν _e				
	s	c	μ	ν _μ				
	b	t	τ	ν _τ				
	\bar{b}	\bar{t}	$\bar{\nu}$	$\bar{\nu}$				
	\bar{s}	\bar{c}	$\bar{\nu}$	$\bar{\nu}$				
	\bar{d}	\bar{u}	\bar{e}	$\bar{\nu}_e$				
Q	+1/3	-2/3	+1	0	0	0	∓1	0
Antiquarks		Antileptonen		g	W [±]	Z		
				"Antibosonen"				

Abbildung 1.1: Standardmodell der Teilchenphysik [Sch05].

Das Standardmodell der Teilchenphysik lässt jedoch einige Fragen offen:

- Kann die Gravitation in das Standardmodell integriert werden? Lassen sich alle vier Wechselwirkungen zu einer fundamentalen Wechselwirkung vereinigen?
- Das Standardmodell beinhaltet mindestens 19 freie Parameter: drei Bosonmassen, drei Leptonmassen, sechs Quarkmassen, drei Kopplungskonstanten sowie vier Parameter der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix, welche die Mischungswahrscheinlichkeiten zwischen den drei Quarkfamilien beschreibt.
- Aus der Zerfallsbreite des Z⁰-Teilchens konnte die Zahl der Neutrinoarten auf drei festgelegt werden, so dass die Leptonen in drei Familien angeordnet sind. Analog

dazu können die sechs Quarks in drei Familien eingeteilt werden. Die Frage, warum es genau drei Familien gibt, bleibt noch zu beantworten.

- Ein weiteres Problem im Standardmodell sind die Massen der Teilchen. Warum ist das Photon masselos, während W- und Z-Bosonen mit $80 \text{ GeV}/c^2$ und $91 \text{ GeV}/c^2$ sehr schwer sind? Die Massen dieser beiden Austauschbosonen erklären die kurze Reichweite der Wechselwirkung und die lange Lebensdauer schwach zerfallender Teilchen. Eine Erklärungsvariante ist der 1964 von Peter Higgs postulierte Higgs-Mechanismus. In einer Erweiterung des Standardmodells um ein skalares Hintergrundfeld erhalten Teilchen ihre Masse durch die Wechselwirkung mit diesem Higgs-Feld. Das Higgs-Feld soll durch ein neues Teilchen, das Higgs-Boson, repräsentiert werden, dessen Entdeckung jedoch noch aussteht.

Um Antworten auf diese Fragen zu finden, wurden vielversprechende Theorien für die Erweiterung des Standardmodells entwickelt. Das Modell der Supersymmetrie ordnet beispielsweise jedem Fermion ein Boson als supersymmetrischen Partner zu und umgekehrt.

Auf der experimentellen Seite werden neue Beschleuniger entwickelt und gebaut, um die beschriebenen Fragen zu beantworten. Es werden immer höhere Energien benötigt, um neue Teilchen zu erzeugen und immer kleinere Strukturen auflösen zu können. In entsprechenden Experimenten werden Teilchen auf hohe Energien beschleunigt und zur Kollision gebracht, um aus den Beobachtungen der auftretenden Zerfallsprodukte Rückschlüsse auf die entstandenen Teilchen und die zugrunde liegenden Wechselwirkungen zu ziehen.

Am Europäischen Kernforschungszentrum *CERN* bei Genf wurde in diesem Jahr ein 27 km langer Ringbeschleuniger, der *Large Hadron Collider* (LHC), in Betrieb genommen. Der LHC wurde in einem bereits vorhandenen Tunnel der Kernforschungsanlage installiert. Der Tunnel beherbergte von 1989 bis 2000 den *Large Electron-Positron Collider* (LEP), in dem Elektronen und Positronen bei Schwerpunktsenergien von bis zu 209 GeV zur Kollision gebracht wurden. Im LHC sollen jeweils zwei Teilchenpakete aus Protonen bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV zur Kollision gebracht werden. Hadronen haben eine größere Masse als Elektronen, so dass sie weniger Energie durch Synchrotronstrahlung verlieren und eine weitaus größere Schwerpunktsenergie erreichen können. Die Verwendung von Protonenkollisionen stellt für die Teilchendetektoren *ATLAS*, *CMS*, *ALICE* und *LHCb* eine Herausforderung dar, da die aufzuzeichnenden Wechselwirkungen aufgrund der inneren Struktur der Protonen sehr komplex sind. Es wird erwartet, dass das Higgs-Teilchen nachgewiesen werden kann, denn die genannte Energie deckt alle bisher vorausgesagten Energiebereiche für die Masse des Higgs-Bosons ab. Ferner wird angestrebt, Hinweise auf Erweiterungen zum Standardmodell, wie etwa supersymmetrische Teilchen, zu finden. Parallel dazu laufen Entwicklungsarbeiten für einen komplementären zukünftigen Linearbeschleuniger, auf den im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird.

1.2 International Linear Collider

Der *International Linear Collider* (ILC) ist ein geplanter Elektron-Positron-Linearbeschleuniger. Er hat gegenüber dem LHC den Vorteil, dass er über einen klar definierten Ausgangszustand verfügt. Elektronen und Positronen haben keine Unterstruktur, so dass alle Prozesse bekannte Energien und Quantenzahlen besitzen, wodurch viel präzisere Messungen möglich sind. Die unterschiedlichen Ausrichtungen von ILC und LHC führen dazu, dass sich die beiden Projekte gegenseitig ergänzen werden. Wenn am LHC ein Higgs-Teilchen entdeckt wird, bietet der ILC die Möglichkeit, dieses genauer zu untersuchen. Die meisten Teilchenbeschleuniger waren bisher Ringbeschleuniger mit dem großen Vorteil, dass die Teilchen die vorhandenen Beschleunigungselemente mehrfach durchlaufen können und sich an verschiedenen Stellen zur Kollision bringen lassen. Um die Teilchenstrahlen auf ihrer kreisförmigen Bahn zu halten, müssen sie ständig mit Hilfe von starken Magnetfeldern abgelenkt werden. Dies ist bei jedem Umlauf mit einem Energieverlust

$$\Delta E \propto \left(\frac{E}{m}\right)^4 \frac{1}{R} \quad (1.1)$$

durch Aussendung von Synchrotronstrahlung verbunden. Aus diesem Grund ist die Schwerpunktsenergie von Ringbeschleunigern von dem Beschleunigungsvermögen pro Umlauf und dem Radius R begrenzt. Eine Möglichkeit, höhere Schwerpunktsenergien zu erreichen, besteht in der Verwendung schwerer Teilchen, wie Protonen, da der Energieverlust ΔE durch Synchrotronstrahlung umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Masse ist.

Der Vorteil eines Linearbeschleunigers besteht darin, dass es keine Verluste durch Synchrotronstrahlung gibt. In einem Linearbeschleuniger müssen die Teilchen allerdings bereits bei einem einzigen Durchlauf der Beschleunigungsstrecke auf die volle Energie beschleunigt werden, während sie in einem Ring viele Male pro Sekunde die Beschleunigungsstrukturen passieren.

Für den 31 km langen ILC ist eine Schwerpunktsenergie von 500 GeV geplant, die in einer zweiten Ausbauphase durch die Erweiterung des Beschleunigers auf 1 TeV erhöht werden kann [ILC08]. In der ersten Phase soll die Schwerpunktsenergie zwischen 200 GeV und 500 GeV kontinuierlich durchstimmbar sein, um die Schwellenenergien für die Produktion neuer Teilchen mit hoher Genauigkeit bestimmen zu können.

Die angestrebte Luminosität bei 500 GeV beträgt $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Die Struktur des Strahls wird durch eine Folge von Paketgruppen (engl. *trains*) mit einer Wiederholrate von 5 Hz bestimmt. Jeder Train hat eine Länge von einer Millisekunde und besteht aus 2625 Teilchenpaketen (engl. *bunches*). Jeder Bunch enthält bis zu $2 \cdot 10^{10}$ Elektronen oder Positronen, die paketweise zur Kollision gebracht werden.

Im Jahr 2007 wurde der geplante Aufbau und die Funktionsweise des ILC im Reference Design Report veröffentlicht [RDR07]. Abbildung 1.2 zeigt den schematischen Aufbau des Beschleunigers.

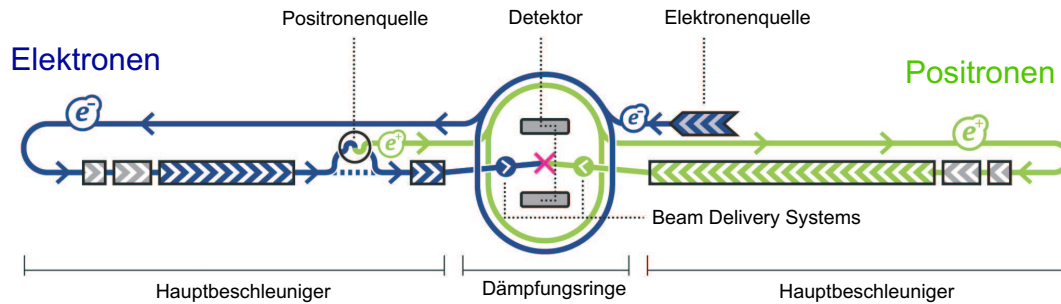


Abbildung 1.2: Der geplante Linearbeschleuniger ILC [PPN08].

Beschleunigertechnologie

Das am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY entwickelte TESLA-Design (*Tera Electronvolt Superconducting Linear Accelerator*), das auf einer supraleitenden Hochfrequenz-Technologie basiert, ermöglicht die Planung eines Linearbeschleunigers wie dem ILC. Die Grundelemente sind neunzellige Hohlraumresonatoren aus Niob, die etwa 1 m lang sind. Diese auch Kavitäten genannten Resonatoren werden bei einer Temperatur von 2 K betrieben und mit elektromagnetischen Wellen der Frequenz 1,3 GHz angeregt.

Im Rahmen der TESLA-Entwicklungsarbeiten von 1992 bis 2001 konnte der Gradient der Beschleunigermodule von anfänglich 5 MV/m auf 25 MV/m gesteigert werden. Einzelne Kavitäten erreichen einen Gradienten von 32 MV/m, so dass der für die ILC-Resonatoren geplante Gradient von 31,5 MV/m erreicht werden kann. Je nach Bauart werden acht oder neun dieser Resonatoren in einem Kryomodul zusammengefasst. Ein Modul ist 11,37 m lang und enthält neben den Niob-Hohlraumresonatoren einen Quadrupolmagneten sowie einen Kryostaten zur Kühlung.

Die TESLA-Technologie stellt am DESY bereits die Basis für zwei Projekte dar:

- Seit 2005 werden Experimente mit kurzwelliger ultravioletter Strahlung am *Freie-Elektronen-Laser Hamburg* (FLASH) durchgeführt. Diese Anlage erzeugt Strahlung der Wellenlänge 13 nm nach dem SASE-Prinzip (*Self Amplified Spontaneous Emission*) und wird bis 2009 der weltweit einzige Freie-Elektronen-Laser dieser Art sein und somit wichtige Erkenntnisse für künftige Projekte liefern.
- Ab 2013 wird die mit 3,4 km längste Lichtquelle Europas, der *Europäische Röntgenlaser* (XFEL), eine extrem hohe Brillianz nach dem SASE-Prinzip erzeugen. Die Wellenlänge soll zwischen 0,085 nm und 0,6 nm einstellbar sein.

Beschleunigungssystem

Die Elektronen des ILC werden nach ihrer Produktion in der Elektronenquelle auf 5 GeV beschleunigt und in die Dämpfungsringe transportiert. Die beiden Dämpfungsringe für Elektronen und Positronen sind jeweils 6,7 km lang und dienen der Emittanzreduktion, wobei die Emittanz das Phasenraumvolumen bezeichnet, das der Teilchenstrahl ausfüllt.

Im *Ring to Main Linac* wird der Strahl zum Hauptbeschleuniger transportiert, die Paketlänge um den Faktor 30–45 komprimiert und die Teilchen von 5 GeV auf 13 GeV–50 GeV beschleunigt. Die zwei sich anschließenden Hauptbeschleuniger sind jeweils 11 km lang und beschleunigen die Strahlen auf maximal 250 GeV.

Hat der Elektronenstrahl eine Energie von 150 GeV erreicht, wird der Beschleuniger für 1,2 km unterbrochen, da an dieser Stelle die Positronenquelle platziert ist. Die Elektronen passieren einen 150 m langen Undulator, in dem Photonen mit Energien bis zu 10 MeV erzeugt werden. Diese Photonen werden in einem dünnen Target in Elektronen-Positronen-Paare konvertiert. Die so erzeugten Positronen werden in den Dämpfungsring eingespeist und anschließend im Hauptbeschleuniger auf die volle Strahlenergie beschleunigt.

Die Beschleunigertunnel folgen der Erdkrümmung, um den Heliumtransport zu erleichtern, und sind im Winkel von 14 mrad zueinander angelegt, was dem Kreuzungswinkel am Wechselwirkungspunkt entspricht. An die Hauptbeschleuniger schließt sich das 4,5 km lange *Beam Delivery System* an, welches die Teilchenstrahlen zum Wechselwirkungspunkt und von dort durch das Extraktionsrohr zu den *Beam Dumps* leitet. Am Anfang des *Beam Delivery Systems* steht ein Kollimator, der dahinter liegende Bauteile vor Teilchen schützt, die im Hauptbeschleuniger eine zu große Abweichung von der Sollbahn erfahren haben. Daran schließt sich ein Magnetsystem zur Strahlkorrektur an. Mit einer Strahldiagnose vor dem Wechselwirkungspunkt werden Parameter wie Strahlenergie, Emittanz und Polarisation erfasst. Zur Vermeidung von Detektorschäden durch fehlgeleitete Strahlen, die eine maximale Leistung von 10 MW besitzen können, ist ein Notextraktionsrohr mit *Beam Dump* geplant. Für die Abschirmung von Myonen, die bei elektromagnetischen Schauern in den Kollimatoren entstehen können, ist ein 5 m langes magnetisches Eisenjoch im Tunnel vorgesehen. Die Fokussierung zum Erreichen der geplanten Luminosität wird mit supraleitenden Quadrupolmagneten realisiert, wobei die letzten Magneten in den Detektor integriert sein werden.

Detektor

Der Detektor ist ein aus mehreren Schichten aufgebauter 4π -Vielzweck-Detektor. Mit größer werdendem Abstand vom Strahlrohr nehmen die Anforderungen an Strahlhärte und Auflösung ab. Der Vertexdetektor und der Spurdetektor um das Strahlrohr herum dienen der Teilchenspurrekonstruktion und Impulsbestimmung. Daran schließen sich das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter an, in denen die von Elektronen und Photonen

bzw. Hadronen deponierte Energie gemessen wird. Durch Segmentierung dieser Kalorimeter lassen sich Richtungsinformationen ableiten. Die genannten Module werden von einem großem supraleitenden Magneten umschlossen, dessen Rückflussjoch als Myonensystem instrumentiert ist.

Ursprünglich waren zwei Detektorhallen mit voneinander unabhängigen Experimenten vorgesehen, so dass es zwei sich gegenseitig kontrollierende Experimente geben kann. Zur Kostenreduktion wurde das sogenannte Push-Pull-Konzept erarbeitet. Dieses sieht vor, dass zwei Detektoren in einer Halle untergebracht und abwechselnd in den Strahl geschoben werden.

Ein Ziel des Detektordesigns ist die Unterscheidung von geladenen und ungeladenen Anteilen in Teilchen-Jets. Mit dem Konzept des *Particle Flow* können in den Spurdetektoren identifizierte Spuren in das Kalorimeter hinein verfolgt werden. Dies erfordert Zellen von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Größe im elektromagnetischen Kalorimeter und nur geringfügig größere im hadronischen Kalorimeter. Ebenso werden hohe Anforderungen an den Vertexdetektor und den zentralen Spurdetektor gestellt, da sich überlagernde Jets getrennt werden müssen.

Bisher gab es vier unterschiedliche Detektorkonzepte: Das *Large Detector Concept* (LDC), den *Global Large Detector* (GLD), das *Silicon Detector Concept* (SiD) und den *Fourth Concept Detector* (4^{th}). Jedes Konzept enthält einen inneren Vertexdetektor, zur Spurdetektion entweder eine Zeit-Projektions-Kammer oder einen Siliziumdetektor, ein Jets rekonstruierendes Kalorimeter sowie ein Myonensystem. Die Konzepte LDC und GLD sollen aufgrund großer Ähnlichkeiten zum *International Linear Detector Concept* (ILD) zusammengefasst werden. Dieses basiert auf einer großen Zeit-Projektions-Kammer, die gemeinsam mit einem Pixeldetektor und darum angeordneten Siliziumdetektoren das Spurdetektorsystem bildet. Um die Ereignisrekonstruktion mittels *Particle Flow* durchzuführen, sind hochauflösende Kalorimeter innerhalb eines 4-Tesla-Solenoidmagneten geplant. Der Detektor ist nahezu komplett von einem Myonensystem umgeben, welches gleichzeitig als Abschirmung und magnetisches Rückflussjoch dient.

Das geplante Detektorsystem ILD ist im Wesentlichen durch die hohen Anforderungen an die Impuls- und Energieauflösung motiviert. Die vorgesehenen Messungen am ILC stellen hohe Ansprüche, wie exzellente Impulsauflösung, gute Spurseparation, zuverlässige Identifikation von Teilchen und all dies bei einer möglichst geringen Materialdichte. Eine Zeit-Projektions-Kammer, die umfassend im Kapitel 2.1 beschrieben wird, ist optimal geeignet, um diese Anforderungen zu erfüllen. Das *Large Detector Concept* ist in Abbildung 1.3 dargestellt. Die geplante Zeit-Projektions-Kammer des LDC als zentraler Spurdetektor enthält $1,2 \cdot 10^6$ Kanäle. Sie ermöglicht die Messung von bis zu 200 Punkten pro Spur eines geladenen Teilchens und eine Punktauflösung kleiner $100 \mu\text{m}$ in der $r-\phi$ -Ebene. Die geplante Impulsauflösung $\Delta(1/p)$ beträgt $5 \cdot 10^{-5} (\text{GeV}/c)^{-1}$ und die angestrebte dE/dx -Auflösung 5%. Diese Anforderungen an die Impulsmessung für die Zeit-Projektions-Kammer des ILC sind 10-mal höher als die an die Zeit-Projektions-Kammern bei LEP.

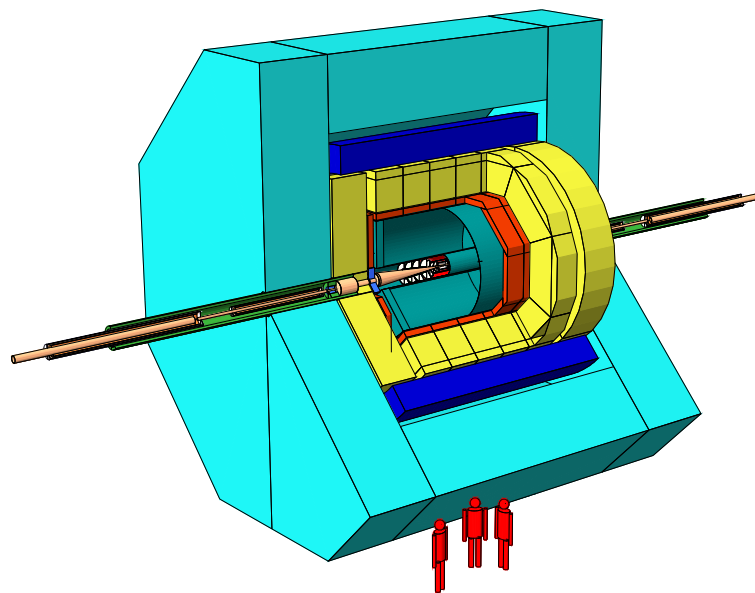


Abbildung 1.3:

Ansicht des LDC-Detektors: Von innen nach außen aufgebaut, besteht der Detektor aus dem Vertexdetektor (gelb), dem Spurkammersystem (grün), dem elektromagnetischen (rot) und hadronischen Kalorimeter (gelb), dem Magneten (blau) sowie dem Joch mit Myonensystem (türkis) [RDR07].

Kapitel 2

Grundlagen

Elementarteilchen lassen sich nicht direkt beobachten, sondern sind nur durch ihre Wechselwirkungen mit Materie nachweisbar. Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen dieser Wechselwirkungen sowie wichtige Gaseigenschaften erläutert, die zur Funktionsweise eines Spurdetektors beitragen. Zu Beginn werden die Zeit-Projektions-Kammer und die darin stattfindenden Prozesse beschrieben.

2.1 Zeit-Projektions-Kammer

Eine Zeit-Projektions-Kammer (engl. *Time Projection Chamber*, TPC) ist eine zylindrische, gasgefüllte Kammer, für die ein großes Driftvolumen und ein homogenes elektrisches Feld zwischen den begrenzenden Endplatten charakteristisch ist. Der schematische Aufbau einer Zeit-Projektions-Kammer ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

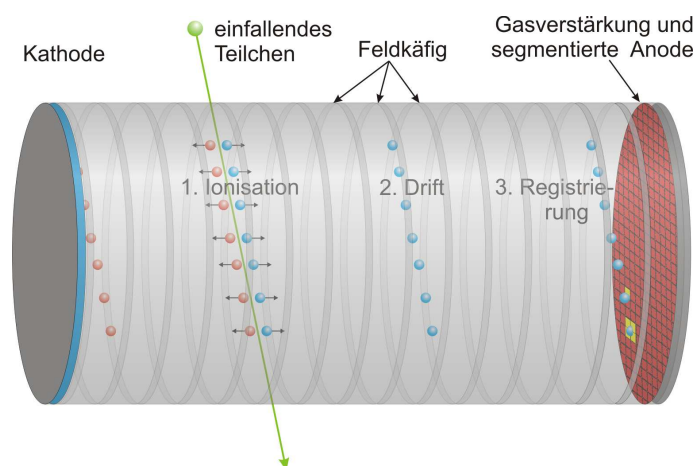


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau einer TPC [Sch05].

Die Zeit-Projektions-Kammer wurde in den 70er-Jahren u.a. von D. Fancher und D. R. Nygren entwickelt und bereits in mehreren Hochenergieexperimenten als Spurdetektor eingesetzt [F⁺79]. Beispielsweise nutzten und nutzen die LEP-Experimente *ALEPH* und *DELPHI*, das RHIC-Experiment *STAR* sowie das LHC-Experiment *ALICE* eine TPC als Spurdetektor.

Durchquert ein geladenes Teilchen das Gasvolumen innerhalb der TPC ionisiert es entlang seiner Flugbahn einzelne Gasatome. Das elektrische Feld, welches zwischen Anode und Kathode erzeugt wird und durch einen Feldkäfig homogenisiert werden kann, verhindert die Rekombination der Ladungsträger durch Trennung der positiv und negativ geladenen Teilchen. Die entstandenen primären Ladungsträger driften, bedingt durch das angelegte elektrische Feld, zu den Elektroden. Während die Ionen zur Kathode driften und dort neutralisiert werden, driften die Elektronen in die entgegengesetzte Richtung zur Anode, wo sie verstärkt und detektiert werden. Auf diese Weise kann die zweidimensionale Projektion der Teilchenspur auf die Querschnittsfläche der Kammer rekonstruiert werden. Die dritte Raumdimension wird aus der Driftzeit der Elektronen berechnet. Im homogenen elektrischen Feld kann die Driftgeschwindigkeit der Elektronen als konstant angenommen werden, so dass sich die *z*-Koordinate aus der Differenz des Durchgangszeitpunktes des zu detektierenden Teilchens und der Ankunftszeit des Signals auf der Anode ergibt. Der Durchgangszeitpunkt kann präzise bestimmt werden, da in Beschleunigerexperimenten die Position und der Zeitpunkt der Strahlkollision bekannt sind. Zur Spurerzeugung während der Inbetriebnahme und Kalibrierung einer TPC oder in Prototypen können kosmische Myonen, radioaktive Quellen oder Laser eingesetzt werden. Für kosmische Myonen wird ein externer Trigger installiert, um den Zeitpunkt des Teilchendurchgangs zu bestimmen. Dabei wird im Allgemeinen die Koinzidenz zweier ober- und unterhalb der Kammer angebrachter Szintillationszähler genutzt. Bei Lasermessungen wird ein Signal des gepulsten Lasers als Trigger verwendet, während Messungen von radioaktiven Quellen selbsttriggernd ablaufen.

Ein parallel zur Strahlachse angelegtes Magnetfeld ermöglicht den Transversalimpuls aus dem Krümmungsradius der Teilchenspur zu bestimmen. Im Magnetfeld wirkt die Lorentzkraft senkrecht zu den Feldlinien und zu der Bewegungsrichtung der Ladung, so dass die geladenen Teilchen abgelenkt werden. Da das Magnetfeld parallel zur Elektronendriftichtung liegt, verringert es die transversale Diffusion und verbessert so zusätzlich die Ortsauflösung.

2.2 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

Beim Durchgang von geladenen oder ungeladenen Teilchen durch ein Gasvolumen treten Wechselwirkungen zwischen den Teilchen und dem umgebenden Gas auf. Die gleichzeitige Messung des Impulses und des Ladungsvorzeichens im Spurdetektor, sowie die Messung des spezifischen Energieverlustes in der TPC und im Kalorimeter, ermöglichen es, die Masse eines Teilchens zu bestimmen und es damit eindeutig zu identifizieren.

Wechselwirkung geladener Teilchen

Geladene Teilchen, wie Elektronen oder Protonen, wechselwirken elektromagnetisch mit der umgebenden Materie durch Anregung und Ionisation. Sie geben ihre Energie in einzelnen Prozessen entlang ihres Weges ab, so dass die Spur mit Hilfe einer Zeit-Projektions-Kammer rekonstruiert werden kann. Durchfliegt ein Teilchen ein Gasvolumen, kann es bei Stößen mit den Hüllenelektronen der Gasatome so viel Energie abgeben, dass ein Elektron aus dem Atomverband herausgelöst wird. Das entstandene freie Elektron kann weitere Atome ionisieren, so dass eine Spur ionisierter und angeregter Gasatome entsteht.

Ebenso können die geladenen Teilchen ihre Energie durch Erzeugung von Bremsstrahlung im Coulombfeld der Kerne verlieren. Dieser Prozess ist in einer Spurkammer unerwünscht, stellt jedoch zusammen mit der Paarbildung den Hauptprozess in einem elektromagnetischen Kalorimeter dar.

Die Teilchenspur ist umso deutlicher zu erkennen, je mehr Energie das Teilchen pro Wegstrecke abgibt. Ein Maß für den mittleren Energieverlust dE pro Wegstrecke dx geladener Teilchen liefert die Bethe-Bloch-Formel [PDG06]:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.1)$$

Es gilt $K/A = 4\pi N_A r^2 mc^2 / A = 0,307 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$ für $A = 1 \text{ g mol}^{-1}$. Hierbei sind z , $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1 + \beta^2}$ die Ladungszahl, die relativistische Geschwindigkeit und der relativistische Faktor des einfallenden Teilchens. Z , A und I sind die Kernladungszahl, die Nukleonenzahl und die Ionisierungskonstante des verwendeten Absorbermaterials. T_{\max} bezeichnet die maximale kinetische Energie, die durch eine Wechselwirkung auf ein freies Elektron übertragen werden kann. N_A ist die Avogadro-Konstante, $\delta(\beta\gamma)$ die Dichtekorrektur, r der Elektronenradius und $m = 511 \text{ keV}/c^2$ die Ruhemasse des Elektrons. Gleichung (2.1) ist unabhängig von der Masse des Teilchens.

Durch $\beta = p/(mc)$ ergeben sich für die verschiedenen Teilchenarten spezifische Kurven, die in Abbildung 2.2 dargestellt sind. Die gleichzeitige Messung des Impulses und des Energieverlustes dE/dx ermöglicht die Teilchenidentifikation. Der sich aus der Bethe-Bloch-Formel ergebende Kurvenverlauf fällt bei kleinen Energien mit β^{-2} ab, besitzt ein Minimum bei $\beta\gamma \approx 4$, gefolgt von einem logarithmischen Anstieg.

Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt nur den mittleren Energieverlust des Teilchens pro Absorberdicke, jedoch nicht dessen Verteilungsfunktion. Beim Durchgang der geladenen Teilchen durch dünne Absorber oder Gase treten starke Schwankungen auf, da das Teilchen viel Energie auf einmal verlieren kann. Diese Schwankungen werden mit einer Landauverteilungsfunktion beschrieben.

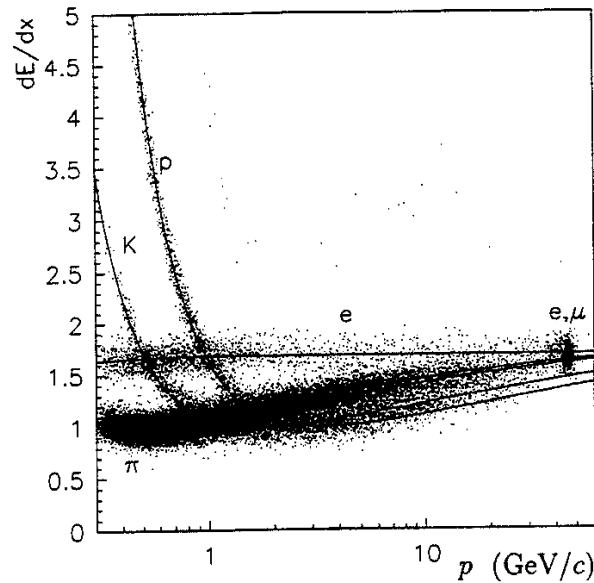


Abbildung 2.2:

Teilchenidentifikation mittels einer gleichzeitigen Messung des Impulses p und des Energieverlustes dE/dx [B⁺95].

Um die Anzahl der erzeugten Elektronen-Ionen-Paare bestimmen zu können, muss zwischen Primär- und Sekundärelektronen unterschieden werden. Die durch Ionisation entstandenen Elektronen können so viel Energie besitzen, dass sie durch Stöße weitere Gasmoleküle ionisieren und somit Sekundärelektronen erzeugen. Die Gesamtzahl der erzeugten freien Elektronen ist $N_{\text{tot}} = \Delta E/W$, wobei ΔE der Energieverlust des Teilchens im Absorber und W die benötigte Energie zur Erzeugung eines Elektronen-Ionen-Paares ist.

Wechselwirkung ungeladener Teilchen

Neutrale Teilchen, wie Photonen, hinterlassen keine ionisierte Teilchenspur und sind deshalb für eine Spurkammer unsichtbar. Daher müssen ungeladene Teilchen ihre Energie zunächst auf geladene Teilchen übertragen, die ihrerseits Spuren im Detektorgas erzeugen. Bei Photonen geschieht dies über elektromagnetische Wechselwirkungen, wobei der Photoeffekt, der Compton-Effekt und die Paarbildung auftreten können.

Die Wahrscheinlichkeiten für die drei genannten Wechselwirkungen werden durch den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt σ beschrieben. In Abbildung 2.3 sind die für bestimmte Kernladungszahlen Z des Absorbermaterials und Photonenenergien E_γ dominierenden Wechselwirkungen dargestellt. Für hohe Kernladungszahlen überwiegt bei niedrigen Energien der Photoeffekt, bei hohen Photonenenergien die Paarbildung. Bei Photonenenergien

zwischen 1 MeV bis 5 MeV dominiert kernladungszahlunabhängig die Compton-Wechselwirkung [Kri02].

Die Intensität I eines Photonenstrahls der Anfangsintensität I_0 wird durch das Absorbermaterial reduziert:

$$I = I_0 e^{-\sigma n x} \quad (2.2)$$

Dabei ist n die Dichte der Moleküle pro durchquerter Strecke x im Material.

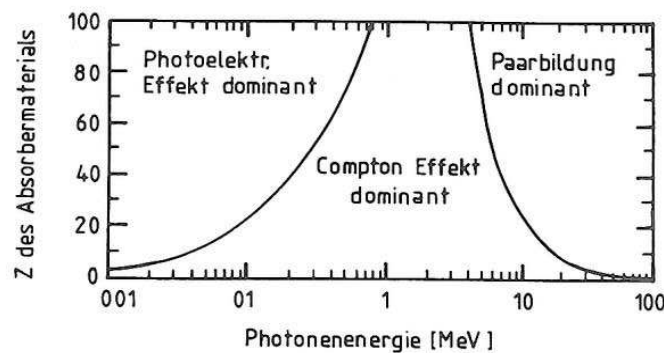


Abbildung 2.3:

Darstellung der Photonen-Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der Kernladungszahl des Absorbers und der Photonenenergie. Die geschwungenen Linien kennzeichnen die Bereiche der Kernladungszahl und Energie, in denen Photo- und Compton-Effekt bzw. Compton-Effekt und Paarbildung gleich wahrscheinlich sind [Gru93].

- **Photoeffekt:** Treten Photonen mit Energien bis etwa 100 keV in Wechselwirkung mit dem Absorbermaterial, überwiegt der Photoeffekt. Hierbei wird das Photon absorbiert und gibt seine gesamte Energie an ein Elektron ab. Dieses Elektron kann aus dem Molekülverband austreten, wenn die Photonenenergie größer ist als die Bindungsenergie des Elektrons. Die kinetische Energie dieses Elektrons ist die Energie des einfallenden Photons vermindert um die Bindungsenergie.
- **Compton-Effekt:** Bei Energien zwischen 100 keV und 10 MeV, in dem Bereich, in welchem die Bindungsenergie des Elektrons klein gegenüber der Photonenenergie ist, dominiert der Compton-Effekt. Hier wird das Photon elastisch an einem Elektron gestreut und überträgt diesem einen Teil seiner Energie und seines Impulses.
- **Paarbildung:** Bei Energien über 1,02 MeV tritt der Paarbildungsprozess auf, bei dem das Photon im Coulombfeld des Kernes in ein Elektron-Positron-Paar übergeht.

Für die Laborexperimente im Rahmen dieser Arbeit spielt nur der Photoeffekt eine Rolle, da die Messungen in einem Argongasgemisch (Kernladungszahl des Argons $Z = 18$) stattfinden und die verwendete Eisenquelle 5,9-keV-Photonen emittiert.

2.3 Verhalten von Ladungsträgern in Gasen

Die Bewegung freier Ladungsträger ist durch Diffusion und Drift infolge des externen elektrischen Feldes gekennzeichnet. Die beiden Prozesse werden im Folgenden ausführlich beschrieben. Des Weiteren werden die Gasverstärkung sowie die Defokussierung erklärt.

Drift

Die Driftgeschwindigkeit v_D 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 [LW92]:

$$m \frac{d\vec{v}_D}{dt} = e\vec{E} + e \left[\vec{v}_D \times \vec{B} \right] + \vec{Q}(t) \quad (2.3)$$

Der zeitabhängige Rauschterm $\vec{Q}(t)$ berücksichtigt die stochastischen Stöße der Elektronen mit den Gasatomen [ZJ89].

Durch das elektrische Feld wirkt auf die Ladungsträger eine Kraft, die sie fortwährend beschleunigt. Durch Stöße mit neutralen Gasatomen werden die Ladungsträger jedoch immer wieder abgebremst, so dass ihre Driftgeschwindigkeit schnell ein Maximum annimmt. Diese maximale Geschwindigkeit ist dann nahezu konstant und unterscheidet sich nur infolge unterschiedlicher Massen für Elektronen und Ionen. Die Ionengeschwindigkeit ist geringer als die der Elektronen, da die Ionen eine größere Masse haben, wodurch sie weniger stark beschleunigt werden. Ferner verfügen die Ionen über eine größere räumliche Ausdehnung, wodurch die Stoßwahrscheinlichkeit erhöht wird. Die Driftgeschwindigkeit v_D der Ladungsträger im elektrischen Feld E ergibt sich aus einer stationären Lösung der Langevin-Gleichung (2.3):

$$v_D = \mu E \frac{p}{p_0} \quad (2.4)$$

Hierbei sind μ die Beweglichkeit, p der Druck im Gas und $p_0 = 1013,25$ mbar der Normaldruck. Für eine Ionenart ist die Beweglichkeit der Ladungsträger konstant. Sie ist nur davon abhängig, welche Ionen sich in dem Gasgemisch befinden. Da die de-Broglie-Wellenlänge

der im Detektorgas erzeugten Elektronen in der gleichen Größenordnung wie die Elektronenschalen der Gasatome liegt, treten quantenmechanische Effekte wie der Ramsauer-Effekt auf. Dieser Effekt beschreibt die Abnahme des Wirkungsquerschnitts bei Elektronenenergien entsprechend der Wellenlänge, die mit den Gasmolekülabmessungen übereinstimmt [Ram21]. Es treten Resonanzerscheinungen auf. Aufgrund solcher Effekte ist die Beweglichkeit für Elektronen von der Gasmischung sowie vom reduzierten elektrischen Feld E/p abhängig und muss in Experimenten oder Simulationen bestimmt werden.

Diffusion

Ohne anliegendes elektrisches Feld befinden sich die freien Elektronen im thermischen Gleichgewicht mit dem Gas und die Energie folgt der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Daraus ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit von

$$v = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (2.5)$$

In der obigen Gleichung sind k_B die Boltzmann-Konstante, T die Gastemperatur und m die Masse des Elektrons [Leo94].

Die mittlere Zeit zwischen den Stößen der Elektronen mit den Gasatomen beträgt τ . Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron in der Zeit t keinen Stoß erfährt, ist durch

$$\frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.6)$$

gegeben. Dieses Elektron kann nach seiner Entstehung durch Ionisation bis zum ersten Stoß die mittlere freie Weglänge λ zurücklegen. Daraus ergibt sich eine Ladungswolke mit der Ausdehnung δ_0 in einer Richtung, wobei für das Elektron die mittlere Geschwindigkeit $v = \lambda/\tau$ angenommen wird und somit die Geschwindigkeitsverteilung vernachlässigt werden kann:

$$\delta_0^2 = \frac{1}{3} \int_0^\infty \frac{dt}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot \left(\lambda \frac{t}{\tau} \right)^2 = \frac{2}{3} \lambda^2 \quad (2.7)$$

Nach mehreren Stößen in der Zeit $t \gg \tau$ ist die Breite $\sigma_0^2(t)$ der Ladungswolke auf

$$\sigma_0^2(t) = \frac{2}{3} \lambda^2 \frac{t}{\tau} \quad (2.8)$$

angewachsen.

Der Diffusionskoeffizient D als ein Maß für die Beweglichkeit der Teilchen ist gegeben durch:

$$D = \frac{\sigma^2(t)}{2t} \quad (2.9)$$

Im feldfreien Fall folgt:

$$D_0 = \frac{\sigma_0^2(t)}{2t} = \frac{1}{3} \frac{\lambda^2}{\tau} = \frac{1}{3} v \lambda \quad (2.10)$$

Bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes überlagern sich die thermischen und die durch das elektrische Feld verursachten Bewegungen. In Argon dominiert die durch das elektrische Feld hervorgerufene Bewegung schon bei kleinen Feldstärken. Bei der Diffusion wird zwischen longitudinaler Diffusion in Richtung der übergeordneten Bewegung im elektrischen Feld und transversaler Diffusion senkrecht dazu unterschieden. Diese natürliche Verbreiterung der Ladungswolke durch Diffusion ist nachteilig für die Ortsauflösung im Detektor. Zur Minimierung dieses Effektes werden Gase mit kleinen Diffusionskoeffizienten eingesetzt. Weiterhin kann der transversalen Diffusion durch das Anlegen eines magnetischen Feldes parallel zur Driftbewegung entgegengewirkt werden.

Gasverstärkung

Die beim Teilchendurchgang erzeugten Elektronen können ohne Verstärkung kaum nachgewiesen werden. In Gasdetektoren kann eine interne Signalverstärkung erreicht werden, da stark beschleunigte Elektronen fähig sind, ihrerseits Gasatome zu ionisieren und Sekundärelektronen zu erzeugen. Dieser Prozess setzt sich fort, so dass nicht nur die Primärelektronen, sondern auch die erzeugten Sekundärelektronen das Gas ionisieren können, solange die Elektronenenergie oberhalb der Ionisationsschwelle des Gases liegt. Diese Gasverstärkung wird durch den Gasverstärkungsfaktor charakterisiert. Der erste Townsend-Koeffizient α bezeichnet die Anzahl der Elektronen-Ionen-Paare, die pro Längeneinheit durch ein Elektron erzeugt werden. Dieser Koeffizient hängt sowohl vom Gasgemisch als auch von der elektrischen Feldstärke ab. Für die Anzahl $N(x)$ der Elektronen am Ort x ergibt sich bei konstantem α :

$$\frac{dN(x)}{dx} = \alpha N(x) \quad (2.11)$$

$$N(x) = N(x_0) e^{\alpha x} \quad (2.12)$$

$N(x_0)$ ist die primäre Anzahl der Elektronen.

Im allgemeinen hängt α von der elektrischen Feldstärke ab, so dass sich die Verstärkung (engl. *gain*) G über eine Wegstrecke \overline{AB} durch das Lösen der obigen Differentialgleichung errechnet [Kle92]:

$$G = \frac{N(x)}{N(x_0)} = e^{\left(\int_A^B \alpha(x) dx\right)} \quad (2.13)$$

Da die auf der Anode detektierten Elektronen proportional zur Anzahl der Primärelektronen sein sollen, ist innerhalb einer Zeit-Projektions-Kammer nur der Proportionalbereich aus

Abbildung 2.4 von Interesse. In diesem Bereich werden Verstärkungsfaktoren von 10^4 bis 10^5 erreicht. Wird das elektrische Feld weiter erhöht, wird der Proportionalbereich verlassen, so dass bei den folgenden Ionisationsprozessen auch Elektronen aus tieferen Schalen der Gasatome ausgelöst werden. Die dabei entstehenden Ionen geben ihre Energie durch Fluoreszenz und innere Konversion ab. Die Fluoreszenzphotonen können weitere Gasatome ionisieren, so dass die Anzahl freier Ladungsträger überproportional ansteigt. Im Proportionalbereich werden diese vereinzelt auftretenden Prozesse durch Zugabe von Löschgasen zum Zählgas unterbunden.

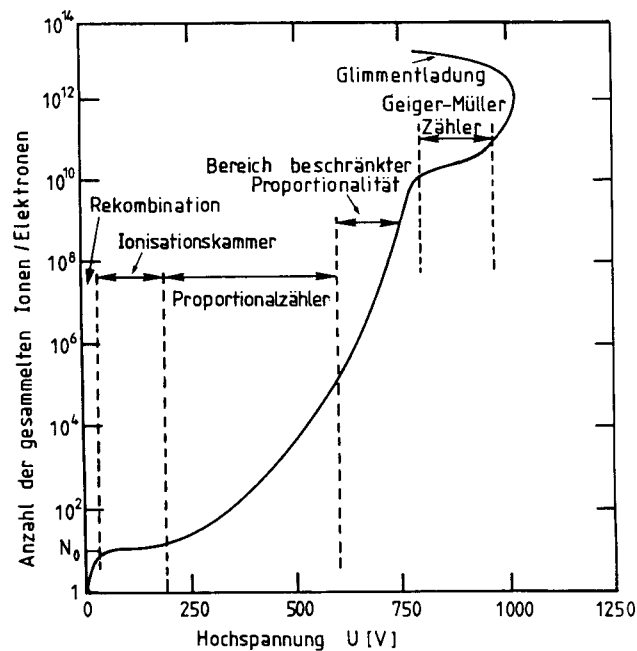


Abbildung 2.4:

Verlauf des Gasverstärkungsfaktors als Funktion der angelegten Spannung [Pri58].

Defokussierung

Analog zur Diffusion der Ladungswolke im Gasvolumen findet eine Verbreiterung der Ladungswolke zwischen zwei GEM-Folien (engl. *Gas Electron Multiplier*) sowie zwischen der untersten GEM und der Auslesestruktur statt. Die GEMs werden im Kapitel 3 ausführlich behandelt. Gewöhnlich ist das elektrische Feld zwischen den GEMs viel größer als das elektrische Feld im übrigen Gasvolumen. Daher unterscheiden sich die Diffusionskoeffizienten innerhalb des Driftvolumens und innerhalb des Verstärkungssystems. Da alle Elektronen die gleiche Distanz durch die Verstärkungselemente zurücklegen, kann die Verbreiterung der Ladungswolke durch diese Strukturen durch einen festen Wert beschrieben werden, der

als Defokussierungskonstante σ_0 bezeichnet wird. Für die Breite der an der Auslesestruktur ankommenden Ladungswolke folgt:

$$\sigma_{\text{Ladung}}(z) = \sqrt{D_T^2 \cdot z + \sigma_0^2} \quad (2.14)$$

D_T bezeichnet die transversale Diffusionskonstante. Im Vergleich zur Diffusion innerhalb des Gasvolumens hat die Defokussierung einen kleineren Einfluss auf die Auflösung der Spur.

2.4 Signale der Eisen-55-Quelle

Für Testmessungen und die Kalibrierung von Detektoren werden Isotope mit bekannten Kernzerfällen und charakteristischen Spektren verwendet. Aufgrund der leichten Zugänglichkeit und der hohen Rate an Photonen wurde in dieser Arbeit stets eine Eisen-55-Quelle genutzt. Die entstehenden Photonen geben ihre gesamte Energie an einem quasi punktförmigen Ort ab.

Durch den in Abbildung 2.5 beschriebenen Elektroneneinfang aus der K-Schale geht das instabile Eisen-55-Isotop in angeregtes Mangan-55 über:



Infolge des fehlenden Elektrons in der K-Schale ist das Mangan angeregt. Dieses fehlende Elektron wird aus höheren Schalen, wie der L- oder M-Schale besetzt, wobei folgende Übergänge auftreten [RPP00]:

$$\begin{aligned} K_{\alpha 1} : E_K - E_{\text{LIII}} &= 5,90 \text{ keV} \\ K_{\alpha 2} : E_K - E_{\text{LII}} &= 5,89 \text{ keV} \\ K_{\beta 1} : E_K - E_{\text{MIII}} &= 6,49 \text{ keV} \end{aligned}$$

Dabei treten hauptsächlich Photonen mit einer Energie von 5,9 keV auf, die durch den Photoeffekt Elektronen aus der Atomhülle der Gasmoleküle auslösen.

Um diese Photonen im Gasdetektor nachweisen zu können, ist die Kenntnis der im Argon ablaufenden Prozesse und der dazugehörigen Energien W erforderlich [Bar72]. Es gibt drei Prozesskombinationen, wobei die Summe der Energien jeweils durch die 5,9-keV-Photonen charakterisiert ist. Die einzelnen Prozesse sowie die Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens sind im Folgenden zusammengefasst [Kra79]:

1. Photoeffekt der K-Schalen-Elektronen : $W_{\text{kin}} = 2,7 \text{ keV}$
 Auger-Effekt : $W_{\text{kin}} = 3,2 \text{ keV}$
 Wahrscheinlichkeit : 70 %

Die Eisen-55-Photonen können als neutrale Teilchen nicht unmittelbar eine ionisierende Strahlung hinterlassen. Sie schlagen aber durch den Photoeffekt ein Hüllenelektron aus einem Atom des Kammergases heraus. In dem als Kammergas verwendeten Argon haben die Elektronen der K-Schale eine Bindungsenergie von $E_B = 3,2 \text{ keV}$ und erhalten durch den Photoeffekt eine kinetische Energie von $2,7 \text{ keV}$, die sie durch Ionisation im Gas abgeben [XDB08]. Die verbleibende Lücke in der Elektronenhülle des Argons kann durch den Auger-Effekt geschlossen werden. Ein Elektron aus einer höher liegenden Schale nimmt den Platz in der K-Schale ein und die freiwerdende Energie wird als kinetische Energie auf ein anderes Elektron der Hülle übertragen. Diese sogenannten Auger-Elektronen verlassen das Atom und ionisieren ebenfalls das Kammergas. Aufgrund der geringen Bindungsenergie der Elektronen in den äußeren Schalen des Argonatoms kann fast die gesamte Energie des Eisen-55-Photons zur Bildung freier Ladungsträger aufgewendet werden. In Argon wird eine mittlere Energie von $W = 26 \text{ eV}$ zur Erzeugung eines Elektronen-Ionen-Paares benötigt [BR93], so dass durch ein $5,9\text{-keV}$ -Photon 227 Primärelektronen erzeugt werden können.

2. Photoeffekt der K-Schalen-Elektronen : $W_{\text{kin}} = 2,7 \text{ keV}$
 K-L-Fluoreszenz : $W_{\gamma} = 2,9 \text{ keV}$
 Auger-Effekt : $W_{\text{kin}} = 0,3 \text{ keV}$
 Wahrscheinlichkeit : 10 %

Die verbleibende Lücke in der Argonelektronenhülle kann statt durch den Auger-Effekt auch durch Fluoreszenz geschlossen werden. Die Energie, die beim Übergang eines äußeren Hüllenelektrons auf die K-Schale frei wird, kann in Form von Fluoreszenzphotonen abgegeben werden. Die Photonen der K-L-Fluoreszenz sind hochenergetisch und haben daher eine große Absorptionslänge. Durch diese große Reichweite im Argon gelingt es den Photonen mit hoher Wahrscheinlichkeit den Detektor ohne weitere Wechselwirkungen zu verlassen, so dass die K-L-Fluoreszenzphotonen nicht nachgewiesen werden können. Die durch den Photoeffekt entstandenen Elektronen sowie die Auger-Elektronen ionisieren das Gas. In diesem Fall werden nur 3 keV der ursprünglichen Energie in 115 primäre Ladungsträger umgewandelt.

3. Photoeffekt der L-Schalen-Elektronen : $W_{\text{kin}} = 5,6 \text{ keV}$
 Auger-Effekt : $W_{\text{kin}} = 0,3 \text{ keV}$
 Wahrscheinlichkeit : 20 %

Die Elektronen der L-Schale haben im Vergleich zu den Elektronen in der K-Schale eine geringere Bindungsenergie. Sie beträgt nur $E_B = 0,3 \text{ keV}$, so dass die durch den Photoeffekt freiwerdenden Elektronen eine kinetische Energie von $5,6 \text{ keV}$ besitzen [Meh68]. Durch den Auger-Effekt kann wiederum die verbleibende Lücke in der

Elektronenhülle des Argons geschlossen werden. Aus einem 5,9-keV-Photon werden 227 Primärelektronen erzeugt.

Aus den genannten Gründen ergeben sich zwei Signale in einem Eisen-55-Spektrum: Zu 90 % wird die volle Energie von 5,9 keV nachgewiesen, was dem sogenannten Photopeak im Spektrum entspricht, und zu 10 % wird eine Energie von 3 keV detektiert, welche den sogenannten Escapepeak darstellt. Durch ein 5,9-keV-Photon werden 227 Primärelektronen erzeugt, während nur 115 Primärelektronen durch die um das K-L-Fluoreszenzphoton verminderte Energie erzeugt werden. Abbildung 2.6 zeigt ein Oszilloskop-Bild zweier Ereignisse einer Eisen-55-Quelle, die zufällig direkt nacheinander stattfanden. Zu sehen sind der größere Photopeak mit der vollen Energie und der kleinere Escapepeak mit der um ein Escapephoton verminderten Energie.

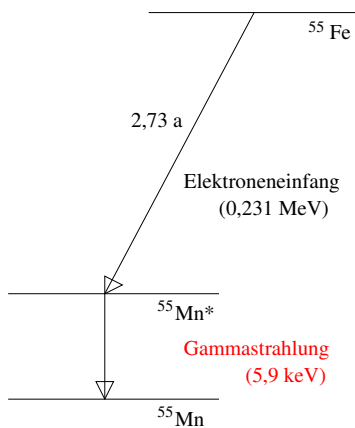


Abbildung 2.5:
Schematische Darstellung
des Elektroneneinfangs.

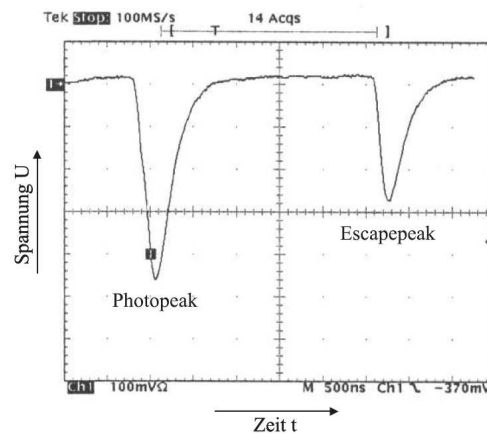


Abbildung 2.6:
Oszilloskop-Bild zweier Ereignisse
einer Eisen-55-Quelle [Led06].

Kapitel 3

Gasverstärkungssysteme

Das Gasverstärkungssystem *Gas Electron Multiplier* (GEM) findet seit seiner Einführung durch Fabio Sauli im November 1996 sowohl in der Hochenergiephysik als auch in der Medizin Anwendung [Sau97]. Ursprünglich waren GEMs als Vorverstärkungselemente gedacht und sollten in einem Gasdetektor driftende Elektronen verstärken, um Vieldraht-Proportional-Kammern in weniger kritischen Konfigurationen betreiben zu können und dennoch hohe Verstärkungen zu erreichen. Die Verstärkungsfaktoren der GEMs wurden größer, so dass mehrere hintereinander gesetzte GEM-Folien als einziges Verstärkungselement ausreichten. In diesem Kapitel werden der Aufbau und die Funktionsweise von GEMs vorgestellt. Zu Beginn werden zwei alternative Auslesesysteme erläutert, die nicht auf GEMs basieren. Anschließend werden die verschiedenen GEM-Eigenschaften erklärt und die zu untersuchenden GEMs vorgestellt. Am Ende werden die Vorzüge einer GEM-TPC sowie die medizinischen Anwendungen der GEMs diskutiert.

3.1 Alternative Auslesesysteme

Um auf der Anode ein messbares Signal der driftenden Elektronen zu erhalten, ist eine Verstärkung des Ionisationssignals notwendig. Der Gasverstärkungsprozess wurde bereits im Kapitel 2.3 erklärt. In einer TPC gibt es verschiedene Möglichkeiten zur Erzeugung der für die Verstärkung notwendigen hohen Feldstärken. Im Folgenden wird die Verstärkung mit Hilfe einer Vieldraht-Proportional-Kammer und MICROMEGAS umrissen, anschließend wird ausführlich auf GEMs eingegangen. All diese Detektoren werden unter *Micropattern Gaseous Detectors* zusammengefasst [FP04].

Eine Vieldraht-Proportional-Kammer (engl. *Multi Wire Proportional Chamber*) besteht aus mehreren Ebenen von Drähten, welche der Verstärkung dienen [Cha95]. Die Anordnung dieser Drahtebenen ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Null-Ebene schirmt die Driftregion von der Verstärkungsregion ab, so dass ein höheres Feld innerhalb der Verstärkungsregion möglich ist, ohne eine Störung des homogenen Driftfeldes hervorzurufen. Die Elektronen driften zu den dünnen Auslesedrähten und werden aufgrund der hohen Feldstärke in der Nähe der Drähte verstärkt, so dass in den Drähten ein Signal erzeugt wird. Zwischen den

Auslesedrähten befinden sich Felddrähte, an welchen negativere Potentiale anliegen. Die Elektronen erfahren dadurch eine Ablenkung in Richtung der Auslesedrähte und driften auf diese zu. Die Felddrähte sind dicker als die Auslesedrähte, um eine elektrostatische Stabilität zu erreichen. Da die eindimensionale Information aus den Auslesedrähten zur Spurbestimmung nicht ausreicht, ist die Fläche der vom Driftfeld abgewandten Seite der Drähte segmentiert, wodurch eine zweidimensionale Rekonstruktion möglich ist. Es wird das induzierte Signal gemessen, welches von der Ladungswolke um die Auslesedrähte erzeugt wird.

Die bei der Verstärkung entstehenden Ionen gelangen ins Driftvolumen zurück, so dass es zu einer Störung der Homogenität des Driftfeldes kommt. Aus diesem Grund liegt eine Gate-Ebene innerhalb des Driftvolumens. Durch eine zeitlich wechselnde Spannung verhindert die Gate-Ebene, dass die Ionen den Auslesebereich verlassen. Bei offenem Gate liegen alle Drähte der Gate-Ebene auf dem Potential, das dem Driftfeld entspricht. Das Gate wird für alle Elektronen und Ionen durchlässig. Bei geschlossenem Gate wird das Potential jedes zweiten Drahtes gegenüber der offenen Stellung angehoben bzw. abgesenkt. In dieser Einstellung laufen die Feldlinien von einem Draht der Gate-Ebene zu einem benachbarten, so dass sowohl Elektronen als auch Ionen dadurch abgesaugt werden. Das Gate wird durch einen Trigger geöffnet und schließt sich nach der Zeitspanne, die die Elektronen zum Durchqueren der Kammer benötigen. Die langsameren Ionen werden durch das undurchlässige Gate davon abgehalten, in das Driftvolumen zu gelangen. Dieser Vorgang wird als aktives Gating bezeichnet.

MICROME GAS (engl. *Micro Mesh Gas Amplification System*) bestehen aus einem Mikronetz von Maschen, das durch Distanzstücke im Abstand von $100\ \mu\text{m}$ zu den Auslesesegmenten der Anode angeordnet ist [G⁺96]. In Abbildung 3.2 ist dieser Aufbau gezeigt. Die Potentialdifferenz wird zwischen dem Mikronetz und der Anode angelegt, so dass die Gasverstärkung in dem Zwischenraum stattfindet. Die Verstärkung beträgt etwa 10^4 , wobei das elektrische Feld weitgehend homogen bleibt.

In den beschriebenen Anwendungen trifft die Elektronenwolke auf die Auslesedrähte bzw. die Pads der Anode, wo sie jeweils einen elektrischen Impuls erzeugt. Die weitere Verarbeitung der Signale entspricht der in einem GEM-Messaufbau, worauf im Kapitel 5.5 eingegangen wird.

3.2 Aufbau und Funktionsweise von GEMs

Im Folgenden wird der prinzipielle Aufbau einer GEM am Beispiel einer Standard-CERN-GEM erklärt. Diese bestehen aus einer $50\ \mu\text{m}$ dicken Polyimidfolie, die beidseitig mit $5\ \mu\text{m}$ Kupfer beschichtet ist und ein Raster feiner Löcher enthält. Die durch das Lochmuster gekennzeichnete sensitive Fläche beträgt $10 \times 10\ \text{cm}^2$.

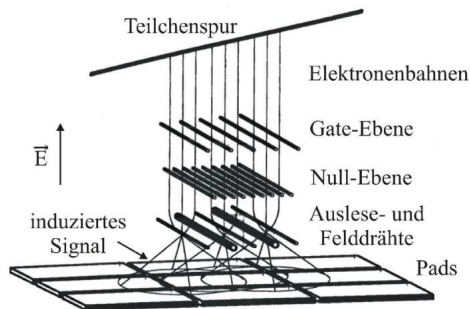


Abbildung 3.1:
Aufbau einer Vieldraht-
Proportional-Kammer [Led06].

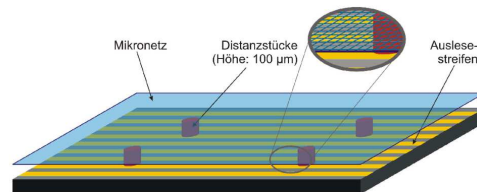


Abbildung 3.2:
Schematischer Aufbau von
MICROMEGAS [Sch05].

Die Polyimidfolie ist durch eine hohe Hitzebeständigkeit, eine geringe Ausgasung und hohe Strahlungsbeständigkeit gekennzeichnet, so dass sie problemlos in eine TPC eingebracht werden kann.

Wird eine Spannung zwischen der oberen und der unteren Kupferschicht angelegt, entstehen in den GEM-Löchern starke elektrische Felder. Die herandriften Elektronen werden von den Feldlinien fast vollständig in die GEM-Löcher geleitet. In dem darin herrschenden elektrischen Feld erfahren sie die im Kapitel 2.3 erläuterte Gasverstärkung.

GEMs werden nach der Anordnung, der Art, dem Abstand und dem Durchmesser ihrer Löcher klassifiziert. Hierbei wird zwischen quadratischer oder hexagonaler Lochanordnung, doppelt konischer oder zylindrischer Lochform, dem Abstand der Lochmittelpunkte (engl. *pitch*) p , den Durchmessern D der Löcher in der Kupferschicht und den Durchmessern d der Löcher in der Polyimidfolie unterschieden. Die Standard-CERN-GEM verfügt, wie in der elektronenmikroskopischen Aufnahme in Abbildung 3.3 zu erkennen ist, über eine hexagonale Lochanordnung sowie doppelt konisch geformte Löcher. Ihre Klassifizierungsparameter betragen $p = 140 \mu\text{m}$, $D = 70 \mu\text{m}$ und $d = 50 \mu\text{m}$.

Bei der Herstellung von GEMs aus Kupfer-Polyimid-Komponenten werden meist lithographisch erzeugte Maskenstrukturen auf die darunter liegenden Materialschichten nasschemisch übertragen. Fabio Sauli und die Gas Detector Development Group entwickelten am CERN ein Nassätzverfahren für hexagonale Muster [GDD08]. Die Kupferfläche wird mit einer photoempfindlichen Schicht versehen und durch eine Maske hindurch belichtet. Im anschließenden Ätzprozess wird an den belichteten Stellen das Kupfer entfernt. Diese Kupferöffnungen dienen in weiteren Schritten, in denen die Folienkanäle geätzt werden, als Maske. Das nasschemische Ätzen ist richtungsabhängig, so dass die vorgegebene Maske abhängig von der zu ätzenden Schichtdicke unterätzt wird. Im Zwei-Masken-Prozess wird von beiden Seiten geätzt. Der innere Durchmesser des Polyimids bleibt kleiner als der Durchmesser des Kupferloches, so dass das Loch eine doppelt konische Form annimmt.

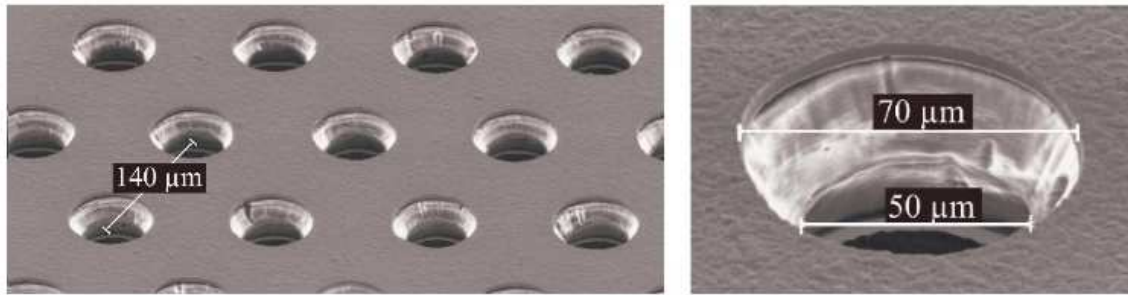


Abbildung 3.3:

Elektronenmikroskopische Aufnahme einer GEM mit Dimensionierung des Lochabstandes und der Lochdurchmesser [GDD08].

Des Weiteren werden Plasmaätzverfahren und lasergestützte Techniken, die ohne lithographische Masken arbeiten, zur GEM-Herstellung genutzt.

3.3 Eigenschaften der GEMs

3.3.1 Optische Transparenz

Die optische Transparenz bezeichnet die Öffnung der GEM-Oberfläche durch die Löcher. Da die hexagonale Anordnung der Löcher gegenüber der quadratischen Lochanordnung eine größere Lochdichte aufweist, folgt eine größere optische Transparenz T_{opt} [B⁺99a]:

$$T_{\text{opt}} = \frac{\pi d^2}{2\sqrt{3}p^2} \quad (3.1)$$

3.3.2 Elektrische Transparenz

Analog zur optischen Transparenz der GEMs gibt es eine elektrische Transparenz, die zur Beschreibung elektrostatischer Feldverhältnisse in GEM-Folien dient. Sie ist von den geometrischen Größen, den elektrischen Feldern oberhalb und unterhalb der GEM in der TPC sowie den Feldern in den Löchern abhängig. Die elektrische Transparenz ist der Anteil des elektrischen Flusses, der aus einem Volumen in die GEM-Löcher eintritt und sie auf der anderen Seite wieder verlässt.

3.3.3 Elektrischer Widerstand

Der ideale Widerstand einer GEM ist unendlich groß, da keine leitende Verbindung zwischen den Kupferschichten auf der Ober- und Unterseite der GEM existiert. Die verwendeten CERN-GEMs besitzen einen Widerstand zwischen 2–10 G Ω [Gau08]. Aus dem Datenblatt der verwendeten GEM der Firma Tech-Etch ist zu entnehmen, dass sie einen Widerstand von 50 G Ω besitzt [Tec08]. Nach Herstellerangaben verfügt die dünne GEM der japanischen Firma SciEnergy über einen Widerstand von 1 G Ω bei 200 V. Durch Spannungsüberschläge (engl. *trips*) verursachte Kohlenstoffablagerungen können leitende Verbindungen innerhalb eines GEM-Loches entstehen lassen. Dieser Vorgang reduziert den Widerstand der GEM und kann sie beim wiederholten Auftreten von Trips unbrauchbar machen. Die Erfahrung zeigt, dass GEMs bei geeigneter Wahl der Betriebsparameter viele Spannungsüberschläge ohne Beschädigung überstehen.

Alle GEMs werden vor dem Einbau in die TPC getestet. Bei diesen Testmessungen wird in Luft eine Hochspannung zwischen der Ober- und Unterseite der GEMs angelegt. Diese Spannung wird schrittweise erhöht, bis es zu einem Spannungsüberschlag kommt. Im Anschluss wird überprüft, ob die GEMs eine Spannung von wenigen Volt unterhalb dieser Tripschwelle mehrere Minuten halten können [Jan04]. Die verwendeten japanischen GEMs, die Tech-Etch-GEM und die CERN-GEMs hielten Spannungen von 570 V in Luft. Die in Luft gehaltene Spannung multipliziert mit dem Sicherheitsfaktor 0,8 ergibt die Spannung, die in Argon von einer GEM ausgehalten werden kann.

3.3.4 Feldeigenschaften der GEM-Löcher

Das elektrische Feld innerhalb der GEM-Löcher beim Anlegen einer elektrischen Spannung wird durch folgende elektrostatische Überlegung veranschaulicht. Das Polyimid wirkt als Isolator zwischen den Kupferflächen. Wird zwischen ihnen eine elektrische Spannung angelegt, entsteht im Isolator ein hohes und nahezu homogenes Dipolfeld, dessen Stärke E durch die an der GEM-Folie angelegte Spannung U und die Dicke d_{iso} des Polyimids gegeben ist: $E = U/d_{\text{iso}}$. Wie in Abbildung 3.4 dargestellt, werden die Feldlinien in der Trägerschicht zu den Löchern hin leicht nach außen gebogen, ähnlich wie bei den Randeffekten eines Plattenkondensators.

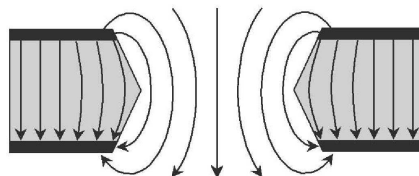


Abbildung 3.4: Illustration des Feldlinienverlaufes innerhalb des Polyimids [Sob02].

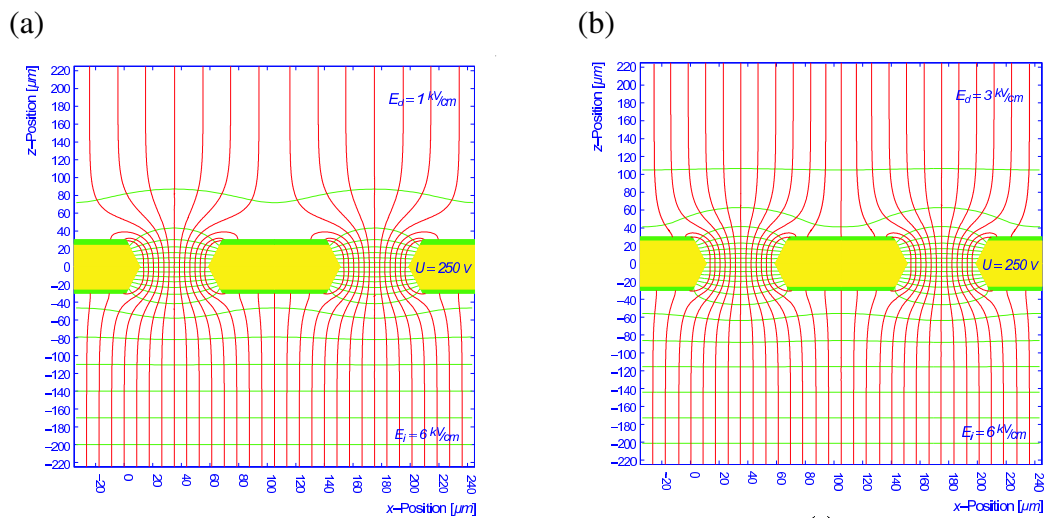


Abbildung 3.5:

Verlauf der elektrischen Feldlinien in einer GEM-Folie bei einer anliegenden Spannung von 250 V und einem äußeren unteren Feld von 6 kV/cm. Während in (a) bei einem oberen Feld von 1 kV/cm alle Feldlinien in die GEM-Löcher hineinlaufen, enden in (b) bei einem oberen Feld von 3 kV/cm einige Feldlinien auf der oberen Kupferfläche [Sob02].

Die elektrische Feldstärke im Loch ist vergleichbar mit der Feldstärke im Isolatormaterial. In der Mitte des Loches nimmt die Feldstärke etwas ab, bleibt jedoch oberhalb der kritischen Feldstärke, die zur Gasverstärkung notwendig ist. An den Kupferrändern der GEM-Löcher treten hohe Feldstärken auf. Abbildung 3.5 verdeutlicht, dass die Feldlinien, die am Rand der oberen Kupferschicht beginnen, auf der unteren Kupferschicht enden, so dass die Feldstärkeerhöhung am Rand der Metallisierung keinen Einfluss auf die Verstärkung hat. Die Gasverstärkung findet hauptsächlich in der Mitte (zentrale Achse) des GEM-Loches statt.

Abbildung 3.5 zeigt die Feldlinien einer typischen Feldkonfiguration bei einer GEM-Spannung von 250 V und einem äußeren Feld von 6 kV/cm unterhalb der GEM. Bei einer äußeren Feldstärke von 1 kV/cm oberhalb der GEM laufen alle Feldlinien in die GEM-Löcher. Im Gegensatz dazu zeigt die Konfiguration mit einem äußeren oberen Feld von 3 kV/cm, dass nicht mehr alle Feldlinien in den GEM-Löchern gesammelt werden, sondern einige auf der oberen Kupferfläche enden [Sob02].

Die Transparenz für rückdriftende Ionen ist verringert, da ein großer Teil der während der Gasverstärkung entstandenen Ionen an den GEM-Unterseiten neutralisiert wird. Diese intrinsische Unterdrückung der Ionenrückdrift ist ein großer Vorteil der GEM-Verstärkung.

Die elektrische Transparenz für Elektronen steigt, wenn das Feld oberhalb der GEM kleiner ist als das Feld unterhalb der GEM. Dies ist in Abbildung 3.5 daran zu erkennen, dass nur wenige aus den oberen Feldern kommende Feldlinien auf den GEM-Oberflächen enden. Es folgt, dass symmetrische Feldstärken ober- und unterhalb der GEM ungünstig sind.

Die Dichteveriation der erzeugten Ladungen wird, wie in Abbildung 3.5 erkennbar ist, durch die Diffusion einige hundert Mikrometer hinter der GEM vollständig ausgeglichen.

3.4 GEM-Typen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden fünf verschiedene GEM-Typen untersucht, welche in diesem Abschnitt verglichen werden. In Abbildung 3.6 sind die geometrischen GEM-Parameter und die Lochformen schematisch dargestellt. In Tabelle 3.1 sind die Parameter der vermessenen GEMs zusammengefasst.

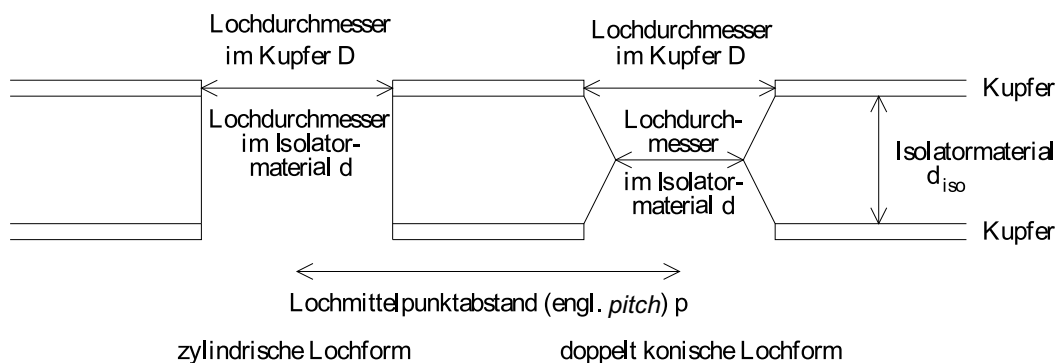


Abbildung 3.6: Geometrische Parameter der GEMs (nicht maßstabsgerecht).

GEM-Bezeichnung	Standard-CERN-GEM	CERN-GEM mit großem Lochabstand	Tech-Etch-GEM	dicke jap. GEM	dünne jap. GEM
Hersteller	CERN Schweiz/ Frk.	CERN Schweiz/ Frk.	Tech-Etch USA	SciEnergy Japan	SciEnergy Japan
Lochform	doppelt konisch	doppelt konisch	doppelt konisch	zylindrisch	zylindrisch
Isolatormaterial	Polyimid	Polyimid	Kapton [®]	LCP	LCP
D (μm)	70	70	87	70	70
d (μm)	50	50	52	70	70
p (μm)	140	225	140	140	140
d_{iso} (μm)	50	50	50	100	50

Tabelle 3.1:

Parameter der vermessenen GEMs. In Abbildung 3.6 sind die dazugehörigen geometrischen Parameter sowie die unterschiedlichen Lochformen skizziert.

3.4.1 CERN-GEMs

Abbildung 3.7 zeigt eine Lichtmikroskopaufnahme einer Standard-CERN-GEM, deren Aufbau bereits zu Beginn dieses Kapitels erläutert wurde. Die Fotografien am Mikroskop wurden mit einer 5-Megapixel-Kamera der Firma Nikon (DS-5M) aufgenommen. In den Lichtmikroskopaufnahmen sind jeweils die Ausdehnungen der GEM-Löcher sowie die senkrechten und horizontalen Abstände der Löcher eingetragen. Auf die Messungen mit Standard-CERN-GEMs wird in den Kapiteln 4.4 und 6.3.1 eingegangen.

In Abbildung 3.8 ist eine CERN-GEM gezeigt, welche vom Physikalischen Institut der Universität Heidelberg zur Verfügung gestellt wurde. Diese GEM enthält ebenfalls Polyimid als Isolatormaterial, verfügt jedoch mit einem Lochabstand von $p = 225 \mu\text{m}$ über einen größeren Lochabstand als eine Standard-CERN-GEM mit $p = 140 \mu\text{m}$.

Aus diesem Grund beträgt die optische Transparenz nach Gleichung (3.1) $T_{\text{opt}} = 0,045$, während sich die optische Transparenz der Standard-CERN-GEM mit ihrer höheren Lochdichte zu $T_{\text{opt}} = 0,116$ berechnet. Der Einfluss der optischen Transparenz wird im Kapitel 6.3.6 am Beispiel einer Messreihe erklärt. Die beiden beschriebenen GEMs besitzen doppelt konische Löcher in hexagonaler Anordnung.

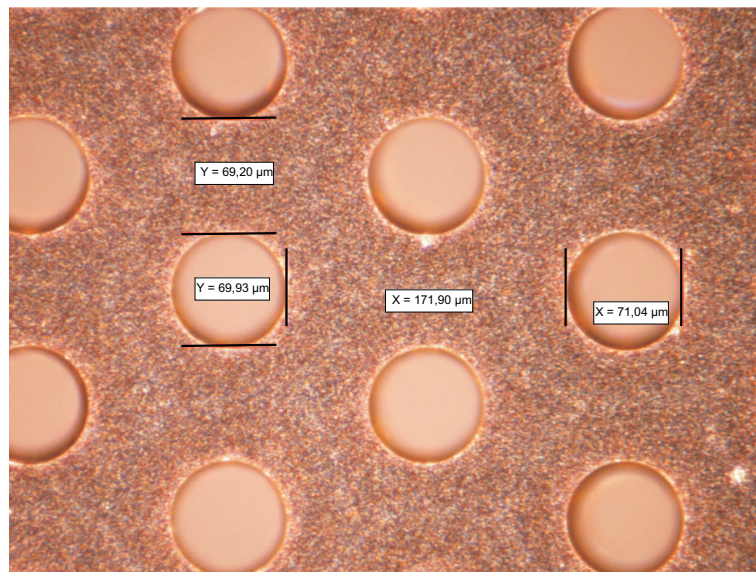


Abbildung 3.7: Lichtmikroskopische Aufnahme einer Standard-CERN-GEM.

3.4.2 Japanische GEMs

In den Abbildungen 3.9 und 3.10 sind zwei japanische GEMs der Firma SciEnergy dargestellt, welche sich durch ihre zylindrischen Löcher von den anderen GEMs unterscheiden

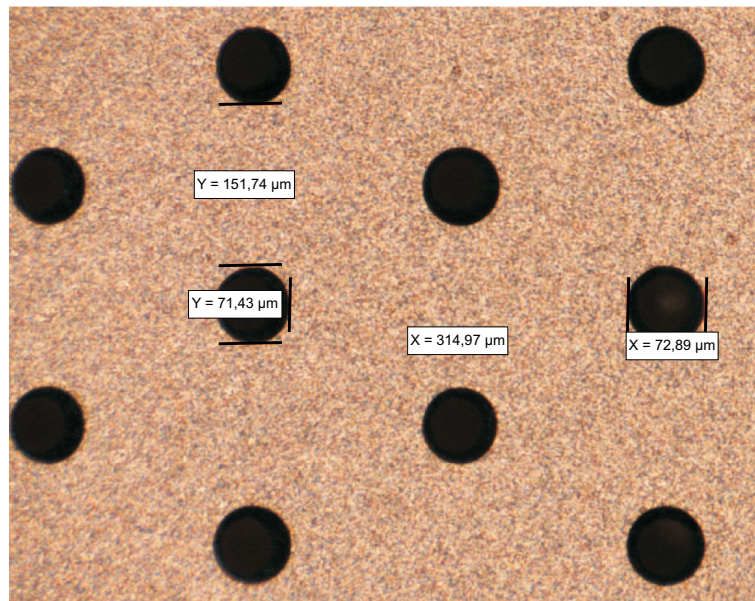


Abbildung 3.8:

Lichtmikroskopische Aufnahme einer CERN-GEM mit einem Lochabstand von 225 μm .

[Sci08]. Mit Hilfe eines Laserverfahrens wurden die hexagonalen Lochmuster der zylindrischen Löcher erzeugt. Die GEM in Abbildung 3.9 verfügt über eine 100 μm dicke Isolatorschicht aus Flüssigkristallpolymer (engl. *Liquid Crystal Polymer*, LCP) und wird daher in den Messungen im Kapitel 6.3.2 als dicke japanische GEM bezeichnet. Die GEM in Abbildung 3.10 hat nur eine 50 μm dicke Isolatorschicht aus LCP und wird als dünne japanische GEM bezeichnet. Nach Angaben des Herstellers besitzt die dünne GEM einen Widerstand von 1 $\text{G}\Omega$ bei 200 V.

3.4.3 Tech-Etch-GEM

In Abbildung 3.11 ist eine GEM der US-amerikanischen Firma Tech-Etch dargestellt. Sie enthält ein hexagonales Lochmuster doppelt konisch geformter Löcher und besitzt eine 50 μm dicke Schicht aus Kapton[®] als Isolatormaterial [Tec08]. Kapton[®] ist ein Polyimid der Firma DuPont [DuP08]. Die Tech-Etch-GEMs werden nach dem gleichen Herstellungsprinzip wie die CERN-GEMs gefertigt. Ihre geometrischen Parameter werden in einer Messung mit Hilfe eines optischen Verfahrens erfasst [S⁺07]. Aus dem mitgelieferten Datenblatt ist bekannt, dass sowohl die Löcher in der oberen als auch in der unteren Kupferschicht im Mittel einen Durchmesser von 87 μm aufweisen. Der mittlere Durchmesser der Löcher im Kapton[®] beträgt 52 μm , und die GEM besitzt einen Widerstand von 50 $\text{G}\Omega$. Die Verstärkungseigenschaften dieser GEM werden im Kapitel 6.3.4 untersucht.

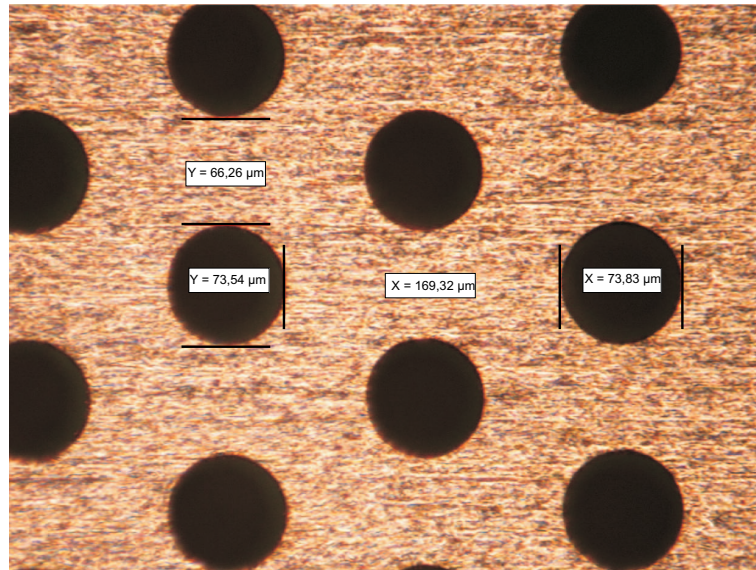


Abbildung 3.9: Lichtmikroskopische Aufnahme einer japanischen GEM der Dicke 100 μm .

3.5 Verstärkung durch GEMs

In diesem Abschnitt werden verschiedene Transferkoeffizienten vorgestellt, welche die Verstärkungseigenschaften der GEMs bestimmen. Aus einer Parametrisierung dieser Koeffizienten kann die Verstärkung einer GEM-Struktur simuliert werden.

3.5.1 Transferkoeffizienten

Der Transfer der Ladungswolke durch eine GEM kann durch verschiedene Koeffizienten charakterisiert werden:

- Die Sammeleffizienz (engl. *collection efficiency*) C gibt an, welcher Anteil der Ladungsträger, die auf die GEM zudriften, in die GEM-Löcher eintreten kann. Die Driftlinien der übrigen Ladungsträger enden auf der oberen Kupferschicht der GEM.
- Die Verstärkung (engl. *gain*) G ist der Faktor, um den die, in die Löcher transferierten, Elektronen im Mittel vervielfacht werden.
- Die Extraktionseffizienz X (engl. *extraction efficiency*) gibt an, welcher Anteil der Ladungsträger, die in der GEM gesammelt oder erzeugt werden, die GEM-Löcher verlassen kann. Die Driftlinien der übrigen Ladungsträger enden auf der unteren Kupferschicht der GEM.

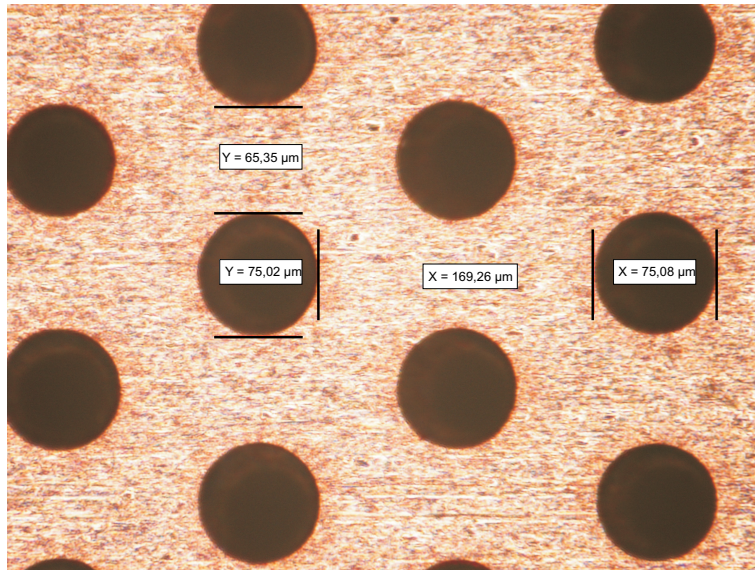


Abbildung 3.10: Lichtmikroskopische Aufnahme einer japanischen GEM der Dicke 50 μm .

- Die effektive Gasverstärkung gibt an, um welchen Faktor eine auf die GEM zudriftende Ladungswolke verstärkt wird, wenn sie die GEM passiert:

$$G_{\text{eff}} = C \cdot G \cdot X$$

Mit einer Struktur von mehreren, hintereinander eingebauten GEMs kann die Gasverstärkung in mehreren Stufen durchgeführt werden. Daher können geringere Spannungen an die einzelnen GEMs angelegt werden, wodurch die gesamte Struktur weniger anfällig für Spannungsüberschläge ist. Außerdem kann mit dieser Vorgehensweise eine gute Unterdrückung der Ionenrückdrift erreicht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit einer Doppel-GEM-Anordnung, wie sie in Abbildung 5.4 auf Seite 45 zu sehen ist, gearbeitet.

- Oberhalb der ersten GEM befindet sich das Driftfeld E_D , das den Driftraum bis zur Kathode ausfüllt. Es beeinflusst die Sammlung der Elektronen in den Löchern und die Extraktion der Ionen aus den Löchern der ersten GEM.
- Zwischen der ersten und der zweiten GEM wird das Transferfeld E_T angelegt. Dieses beeinflusst sowohl die Extraktion und die Sammlung der Elektronen auf deren Weg in Richtung Anode als auch die Ionen, die sich in die entgegengesetzte Richtung bewegen.
- Zwischen der zweiten GEM und der Anode ist das Induktionsfeld E_I lokalisiert, das die verstärkte Elektronenwolke aus der unteren GEM extrahiert und auf die Anode leitet.

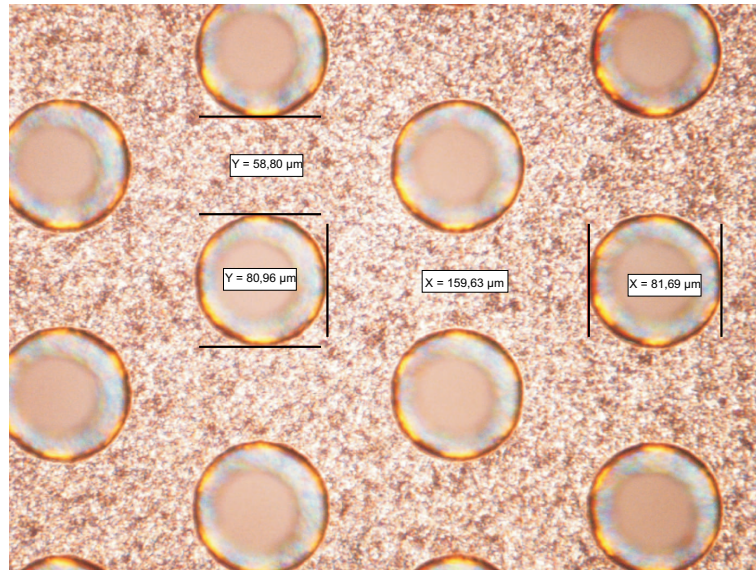


Abbildung 3.11: Lichtmikroskopische Aufnahme einer Tech-Etch-GEM.

- Weitere Parameter, von denen die Gasverstärkung in den GEM-Löchern abhängt, sind die zwischen Ober- und Unterseite der GEMs anliegenden Spannungen $U_{\text{GEM I}}$ und $U_{\text{GEM II}}$.

Die Gesamtverstärkung des GEM-Systems, welche im Kapitel 6.3 untersucht wird, setzt sich aus den $3n$ Transferkoeffizienten zusammen und wird als multiplikativ angenommen, wobei n die Anzahl der GEMs ist.

$$G = \prod_i^n C_i \cdot G_i \cdot X_i \quad (3.2)$$

3.5.2 Gain-Simulation

Um den Ladungstransfer durch Mehrfach-GEM-Strukturen zu simulieren, wurde von Sven Lotze eine Software entwickelt [Lot06]. Diese basiert auf der Parametrisierung von Transferkoeffizienten, die mit einer TPC in Aachen gemessen wurden. Sie erlaubt eine Optimierung der elektrostatischen Parameter einer GEM-Auslese, um eine minimale Ionenrückdrift in das Driftvolumen der TPC zu erreichen. Das Programm wurde für einen Doppel-GEM-Aufbau modifiziert. Die Parametrisierung ist für verschiedene Gase und Magnetfeldstärken nutzbar, so dass TDR-Gas und 0 T gewählt werden konnten. In der Simulation wurden die angelegten elektrischen Felder sowie die Spannungen an den GEMs berücksichtigt. Über Gleichung (3.2) wird die Verstärkung errechnet, wobei C_1 und C_2 die Sammelkoeffizienten, G_1 und G_2 die Verstärkungsfaktoren sowie X_1 und X_2 die Extraktionskoeffizienten der beiden GEMs sind.

$$G = C_1 \cdot G_1 \cdot X_1 \cdot C_2 \cdot G_2 \cdot X_2 \quad (3.3)$$

Im Kapitel 6.3.1 werden die simulierten Verstärkungsfaktoren mit den Messwerten verglichen.

3.6 Vorzüge einer GEM-TPC

Im Vergleich zu den im Kapitel 3.1 vorgestellten Auslesesystemen bietet eine GEM-TPC folgende Vorteile:

- Der geringe Abstand der GEM-Löcher ermöglicht eine hohe Granularität in der Projektion auf die Auslesestruktur. Ferner sind aufgrund dieses feinen Lochrasters die elektrischen Feldlinien bis etwa $100 \mu\text{m}$ oberhalb und unterhalb der GEM parallel. Dies begünstigt die Ortsauflösung.
- Die Ionenrückdrift, die sich bei hohen Kollisionsraten nicht mehr durch ein aktives Gating unterbinden lässt, kann durch eine Mehrfach-GEM-Struktur unterdrückt werden. Die meisten Ionen werden bei der Verstärkung in der untersten GEM vor der Anode erzeugt und bewegen sich von dort entgegengesetzt zur Elektronenbewegung in Richtung Driftvolumen. Sowohl bei der Extraktion der Ionen aus den Löchern als auch bei der Sammlung in den Löchern der nächsten GEM wird nur ein Teil der Ionen durchgelassen. Die übrigen Ionen werden auf die Kupferflächen der Folien gelenkt, so dass nur ein Bruchteil der Ionen in das Driftvolumen gelangt. Dies ist von Vorteil, da zu viele Ionen im Driftvolumen das anliegende Feld verzerren und damit die Ortsauflösung verschlechtern würden.
- Die GEM-Anordnung zeigt keine Vorzugsrichtung, wie es bei gespannten Drähten der Fall ist. In auf Drähten basierenden Auslesestrukturen ist die Ortsauflösung senkrecht zu den Drähten durch deren Abstand voneinander beschränkt. Ferner sind die Abweichungen, die durch eine in der Nähe der Auslesestruktur nicht mehr gegebene Parallelität von elektrischem und magnetischem Feld entstehen, in einer GEM-Auslese kleiner als bei Drähten.
- Da eine TPC zum größten Teil aus Gas besteht, verfügt sie über eine geringe Materialdichte, was die Vielfachstreuung und die Energieverluste der durchfliegenden Teilchen reduziert. Mit GEMs anstelle von gespannten Drähten können weitere Trägerstrukturen eingespart und somit das Material im Detektor reduziert werden.
- Die GEM-Anordnung und Auslesestruktur sind nicht direkt miteinander korreliert, so dass im Vergleich zu MICROME GAS eine unabhängige Optimierung dieser Bauteile möglich ist.

Es gibt allerdings auch einen Punkt, der den GEM-Einsatz problematisch machen kann:

- GEMs sind unempfindlich gegenüber ionisierender Strahlung, jedoch wird zur Zeit noch untersucht, welchen Einfluss das Kammergas auf die Alterung der GEMs hat. Es können sich Ablagerung von isolierendem Material, wozu das Löschgas, Gasverunreinigungen und ausgasendes Detektormaterial zählen, auf den GEMs ablagern. Bei geeigneter Wahl der Gaszusammensetzung und einer hohen Reinheit des Gases sollten bei GEM-Detektoren aber keine derartigen Probleme zu erwarten sein.

3.7 Medizinische Anwendung von GEMs

Auf GEM-Folien basierende Detektoren können als zweidimensionale Auslesesysteme verwendet und aufgrund des guten Zeit- und Ortsauflösungsvermögens für die medizinische Bildgebung eingesetzt werden.

Abbildung 3.12 zeigt das Röntgenbild einer Fledermaus, welches als ladungssensitives Bild mit einer Doppel-GEM-Anordnung aufgenommen wurde. Das intrinsische Auflösungsvermögen ist besser als $100\ \mu\text{m}$ und stellt damit eine vielversprechende Möglichkeit für medizinische Anwendungen dar.

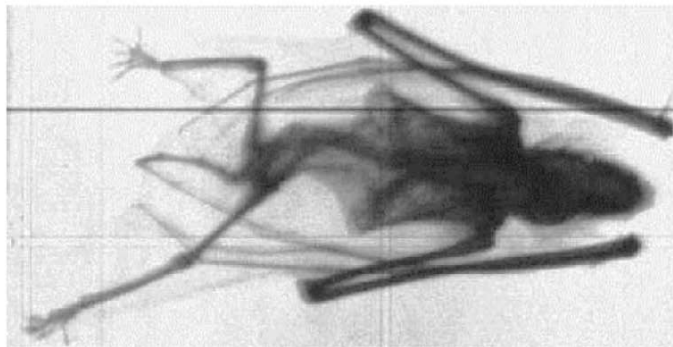


Abbildung 3.12:

Mit einer Doppel-GEM-Anordnung aufgenommenes 8keV Röntgenbild einer Fledermaus. Die Originalgröße beträgt $6 \times 3\text{ cm}^2$ [B⁺00].

Mit einer Röntgenquelle kann eine Fledermaus durchleuchtet werden. Die Röntgenphotonen werden jedoch nicht auf einer Fotoplatte oder einem Film sichtbar gemacht, sondern werden in einen GEM-Detektor geleitet. Innerhalb dieses Detektors, der in Abbildung 3.13 dargestellt ist, ionisieren die Röntgenphotonen das Gas. Die im Ionisationsprozess entstehenden Elektronen werden in der GEM-Anordnung verstärkt. Ferner dienen die GEMs als

Triggerung für die zweidimensionale Streifenauslese, indem die Elektronikmodule das induzierte Signal der vor der Auslese sitzenden GEM nutzen. Exemplarisch ist eine derartige Struktur mit einer Streifenbreite von $90\ \mu\text{m}$ und $140\ \mu\text{m}$ in Abbildung 3.14 dargestellt.

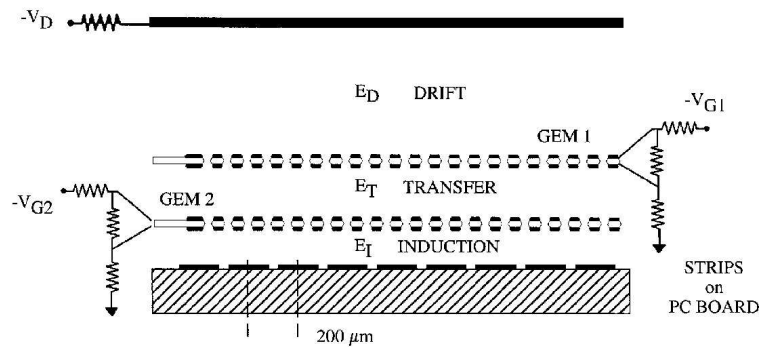


Abbildung 3.13:

Schematische Darstellung des verwendeten Doppel-GEM-Detektors [B⁺00].

Die Vorteile der Röntgenaufnahme mit einem GEM-Detektor bestehen in der schnellen Auslese, da keine Entwicklung notwendig ist. Durch die fortlaufende Digitalisierung der Aufnahmen können im Gegensatz zu konventionellen Abbildungsverfahren Bewegungen aufgezeichnet und reproduziert werden.

Eine gute Positionsgenauigkeit, Robustheit und hohe Strahlungsbeständigkeit kennzeichnen die GEMs als Kandidaten für die medizinische Diagnostik und Bildgebung. Eine Herausforderung stellt die Implementierung einer geeigneten Ausleseelektronik dar. Existierende hochauflösende Systeme können hohe Eingangsfrequenzen verarbeiten, besitzen jedoch eine limitierende Transferrate der aufgenommenen Ereignisse. Mit einer intrinsischen Zeitauflösung von $100\ \text{ns}$ pro Ereignis würden die gängigen zweidimensionalen Projektionsauslesesysteme zu viele Mehrdeutigkeiten generieren.

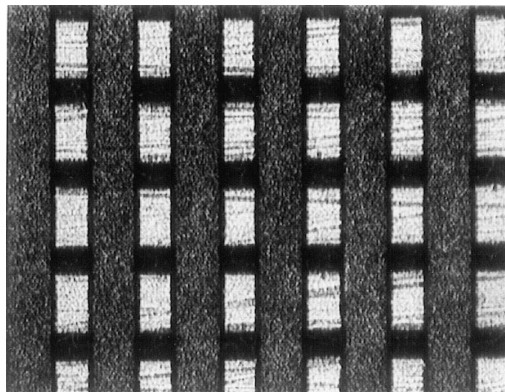


Abbildung 3.14: *Muster einer zweidimensionalen Streifenauslesestruktur [B⁺99b].*

In [C⁺07] wird vorgestellt, wie GEMs in einem Positronen-Emissions-Tomographen eingesetzt werden könnten. Es wird beschrieben, dass eine GEM-Anordnung bei geeigneten Feldern eine ausreichend große Verstärkung erzeugt, so dass ein Gammastrahl durch Ionisationsprozesse detektiert werden kann. Mit dem in Abbildung 3.15 dargestellten Aufbau, in dem GEMs und Auslesestrukturen schichtweise angeordnet sind, kann orts aufgelöst gemessen werden, wie weit Photonen in den Detektor eindringen. Durch den Nachweis dieser Pulse in einer Schicht kann auf die Tiefe der Wechselwirkung zurückgeschlossen werden. Die Positionsinformation wird mit einer Standardauslese erfasst. In Messungen mit Standard-GEMs könnte in Abhängigkeit von der Gasmischung eine Zeitauflösung von 10 ns erreicht werden. Mehrfachkonversionen in derselben Detektoreinheit, die bei verschiedenen Tiefen auftreten, könnten mit Hilfe der Zeitinformation unterschieden werden. Je tiefer das Photon in eine Einheit, die aus einer GEM und einer Auslesestruktur zusammengesetzt ist, eindringt, umso geringer ist die Distanz und damit die Driftzeit der im Ionisationsprozess entstehenden Elektronen bis zur Auslesestruktur. Entsprechend einer Simulation sollte für 511-keV-Gammastrahlen eine Detektionseffizienz von 5 % erreicht werden. Verschiedene unabhängige Schichten könnten zusammengefasst werden, um eine zufriedenstellende Effizienz zu erzielen. Dies würde den Einsatz eines solchen GEM-basierten Detektors in der medizinischen Diagnostik ermöglichen.

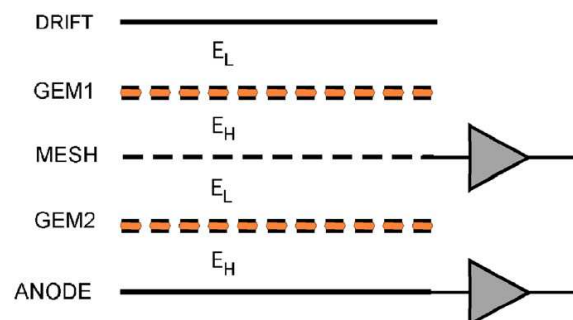


Abbildung 3.15:

Schematische Darstellung eines Test-Detektors mit zwei identischen Einheiten, die jeweils aus einer GEM und einer Auslesestruktur (MESH bzw. Anode) bestehen [C⁺07].

Kapitel 4

GEM-Profilmessung

Vor dem Einbau in eine Test-TPC werden die zu untersuchenden GEMs gerahmt. Dieser Rahmen ermöglicht einerseits die Montage und Fixierung der GEM innerhalb der Test-Kammer. Andererseits spannt er die GEM, so dass die Folie möglichst eben ohne Wölbungen und Durchhang eingebaut werden kann. In diesem Kapitel wird ein neues Verfahren der GEM-Rahmung sowie die Vermessung des GEM-Profiles erläutert. Das Profil einer solchen Folie kann Einfluss auf ihre Verstärkungseigenschaften haben. Die Höhenunterschiede des GEM-Profiles beeinflussen Drift-, Transfer- und Induktionsdistanz und verändern somit die anliegenden Felder. Diese Effekte können zu einer lokalen Verstärkungserhöhung oder -reduktion führen. In Simulationen werden die GEMs als glatte Folien angenommen, da bisher keine Messungen zur Bestimmung der GEM-Flachheit durchgeführt wurden. Mit den im Folgenden beschriebenen Profilmessungen sollen die Ebenheiten verschiedener GEMs bestimmt und verglichen werden.

4.1 Rahmung

Um die GEMs während der Rahmung möglichst flach auf einer Unterlage zu befestigen und den Rahmen auf die geglättete GEM aufbringen zu können, wurde eine Vakuumplatte gebaut. Diese Vakuumplatte besteht aus zwei Metallplatten, wobei die obere Platte kleine, durchgehende Löcher und eine Linienstruktur auf der Unterseite enthält. Diese Strukturen ermöglichen es, mittels einer Vakuumpumpe den Raum zwischen den beiden Metallplatten zu evakuieren. Durch die Löcher in der oberen Platte kann eine darauf liegende GEM angesaugt werden. Dieses Ansaugen ermöglicht eine flache Auflage der GEM. Auf die geglättete GEM wird mit Hilfe eines Kleberoboters, der in Abbildung 4.1 zu sehen ist, eine Spur Zweikomponentenklebstoff aufgetragen. Auf diese Spur wird dann ein Rahmen aufgelegt und mit einer Plexiglasplatte während des Aushärtens beschwert. Wahlweise können zwei 0,5 mm dicke glasfaserverstärkte Kunststoffrahmen (GFK-Rahmen) auf die Ober- und Unterseite der GEM geklebt werden, oder es wird ein Keramikrahmen der Dicke 0,5 mm auf der GEM befestigt. Der Keramikrahmen ist stabiler, so dass die GEM in diesem Fall nicht zwischen

zwei Rahmen eingespannt werden muss. Allerdings können Risse in diesen Keramikrahmen entstehen, wenn die GEM in der Test-Kammer eingeschraubt wird.

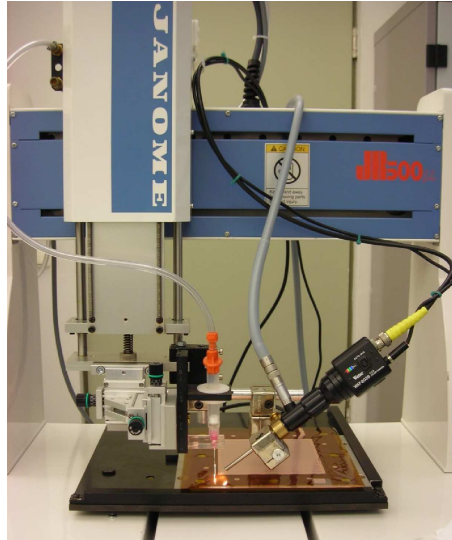


Abbildung 4.1:

Aufbau zur Rahmung einer GEM. Die GEM wird von der Vakuumplatte angesaugt und dadurch geglättet. Der Roboter trägt eine Klebstoffspur auf, wobei der Klebstoff aus der eingebauten Spritze herausgedrückt wird. Der Vorgang kann mit Hilfe einer Kamera am Computerbildschirm überwacht werden.

4.2 Messaufbau

Um Daten zu sammeln und die verschiedenen gerahmten GEMs hinsichtlich ihrer Ebenheit vergleichen zu können, wurde ein CCD-Laser-Wegmessgerät der Firma KEYENCE ausgeliehen. Das Gerät LK-G10 wurde aufgrund seines kleinen Lichtpunktdurchmessers von $20\ \mu\text{m}$ und wegen seiner hohen Wiederholgenauigkeit von $0,01\ \mu\text{m}$ ausgewählt [Key08]. Die optische Wegemessung erfolgt über ein Objektiv, welches das von der GEM reflektierte Licht auf ein Li-CCD-Element (Linearisiertes Charge Coupled Device-Element) konzentriert. Das optische System setzt sich aus vier Linsen zusammen, die alle über eine sehr geringe Aberration verfügen. Das Licht, das aus verschiedenen Winkeln eintritt, lässt sich daher auf einen Punkt konzentrieren. Das Messverfahren arbeitet nach dem Triangulationsprinzip, welches in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt ist. Die Position des reflektierten Lichtes verändert sich, wenn sich die Position des Messobjektes ändert. Die Größe der Messobjekt-Wegverschiebung wird dadurch erfasst.

Die Oberfläche des Messobjektes wird von dem Laser in einer Vorabmessung erfasst, so dass die Intensität des Laserlichtes eingestellt werden kann. Mit dieser Funktion ist die Messung diffuser, transparenter und glänzender Objekte wie GEMs möglich. Der Messkopf

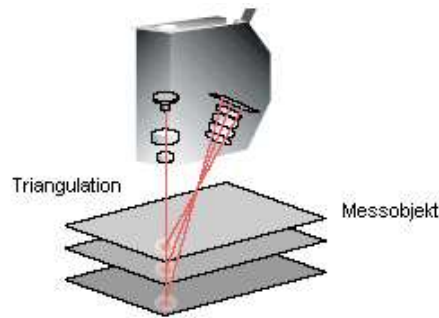


Abbildung 4.2:

Die Distanzmessung basiert auf dem Triangulationsprinzip. Der Lichtstrahl trifft als kleiner Punkt auf das Objekt und das Li-CCD-Element detektiert die Position dieses Punktes. Über die Winkelbeziehung wird die Distanz berechnet [Key08].

und das Objektiv sind in einem Druckgussgehäuse untergebracht, wodurch eine Steifigkeit der gesamten Einheit und eine hohe Messstabilität erlangt wird. Das dazugehörige Multifunktionssteuerungselement ermöglicht die Steuerung des Lasers.

4.3 Vermessung

Für die Vermessung der GEMs wurde der Lasersensor an einem fahrbaren, computerge- steuerten x-y-Tisch fixiert. Die Fahrbewegung dieses Tisches wurde mit der dazugehörigen Software auf einen Mäander eingestellt, wie er in Abbildung 4.3 gezeigt ist. Ein x-Schritt des Mäanders war 108 mm lang, gefolgt von einem y-Schritt der Länge 1 mm. Darauf folgte wiederum ein x-Schritt von 108 mm Länge in die entgegengesetzte Richtung und ein y-Schritt von 1 mm. Auf diese Weise konnte die GEM kontinuierlich abtastet werden, so dass sich eine Fläche von $108 \times 104 \text{ mm}^2$ ergab.

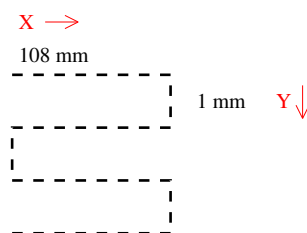


Abbildung 4.3: Skizze der Fahrbewegung des x-y-Tisches (nicht maßstabsgerecht).

Die Fläche wurde so ausgewählt, dass der 0,5 mm dicke Rahmen der GEM im Messprofil lag und eine Orientierung bei der Auswertung der Daten gab. Ferner sollte die Richtungsänderung sowie die Beschleunigungsbewegung des Tisches auf dem Gebiet des Rahmens stattfinden, damit die sensitive GEM-Fläche mit einer konstanten Geschwindigkeit von 1 mm/s

vermessen werden konnte. Die GEMs wurden auf einer Metallplatte unterhalb des Lasersensors mit Metallstiften fixiert, um die GEM-Halterung in der Kammer nachzubilden. Der Laser wurde auf eine Abtastfrequenz von 1 Hz eingestellt. Die so mit dem Laser aufgenommenen Daten beschreiben das Höhenprofil der GEM. In Abbildung 4.4 ist der fahrbare x-y-Tisch, an dem der Lasersensor fixiert wurde, dargestellt. Im unteren Bereich ist die auf einer Metallkonstruktion ruhende GEM zu erkennen.

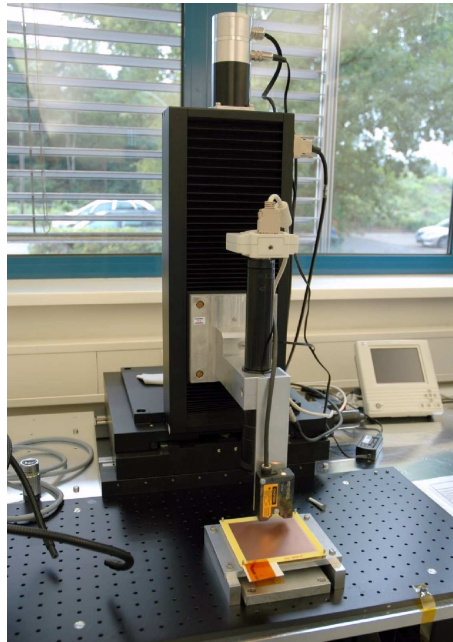


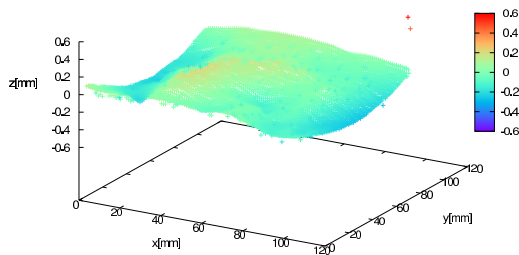
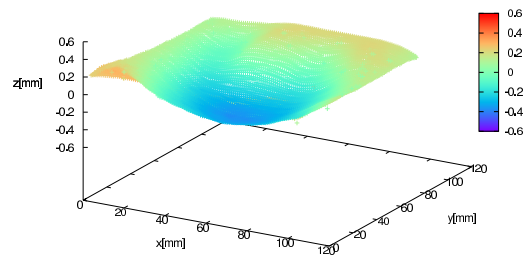
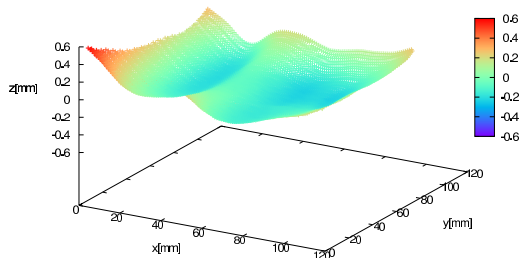
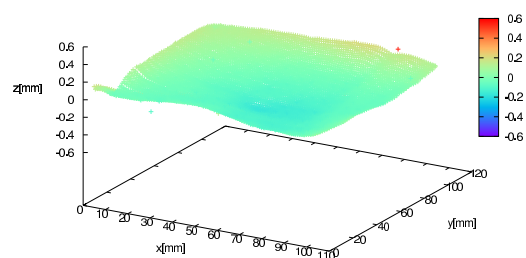
Abbildung 4.4:

Aufbau zur Vermessung der GEM-Ebenheit. Der Lasersensor wurde an einem fahrbaren Tisch befestigt, so dass die darunter liegende GEM schrittweise vermessen werden konnte.

4.4 Ergebnisse

In den GEM-Höhenprofilen in Abbildung 4.5 sind die Messergebnisse der verschiedenen GEM-Typen dargestellt. Über ein Mustererkennungsprogramm, das am DESY entwickelt wurde, konnten aus den Lasermessdaten und den x- und y-Koordinaten der Tischbewegung diese Profile errechnet werden [Hal].

In allen GEM-Flächen sind Wölbungen und Unebenheiten zu erkennen. In Abbildung 4.5 (c) ist das Profil einer dicken japanischen GEM dargestellt. Mit $100\ \mu\text{m}$ LCP besitzt diese GEM eine doppelt so dicke Isolatorschicht wie die anderen GEMs. Jedoch scheint diese dickere Schicht die GEM nicht zu stabilisieren, da im Höhenprofil deutliche Wellen zu erkennen sind. Die drei CERN-GEMs, welche eine $50\ \mu\text{m}$ dicke Polyimidschicht enthalten, haben ebenere Profile.

(a) Standard-CERN-GEM
GFK-Rahmen(b) Standard-CERN-GEM
Keramik-Rahmen(c) japanische GEM ($d_{\text{iso}} = 100 \mu\text{m}$)
GFK-Rahmen(d) CERN-GEM ($p = 225 \mu\text{m}$)
Keramik-Rahmen**Abbildung 4.5:**

Ergebnisse der GEM-Profilmessungen. Die dreidimensionalen Profile können mit der aufgetragenen Farbskala ausgewertet werden, wobei Erhebungen in rot und Senkungen in blau dargestellt werden. Die GEM-Löcher wurden in dem Mustererkennungsprogramm herausgerechnet.

In Profil (a) ist zu erkennen, dass die GEM am Rand, wo der GFK-Rahmen sitzt, leicht gewölbt ist. Die Profile (b) und (d) zeigen vergleichend dazu GEMs in Keramik-Rahmen, wodurch die Ränder ebener erscheinen.

Die GEMs weisen Höhendifferenzen bis zu 1 mm auf. Da die Transfer- und Induktionsdistanz nur je 2 mm beträgt, ändern diese Höhendifferenzen die in der Test-TPC anliegenden Felder erheblich. Eine derartige Änderung beeinflusst die Verstärkung des gesamten Messsystems, da lokale Verstärkungserhöhungen von bis zu 10 % entstehen können [Hal]. Für eine künftige Messreihe wäre es interessant, die Korrelation zwischen den GEM-Profilen und den Verstärkungseigenschaften mit einer orts aufgelösten Auslese zu untersuchen. Dazu sollten die GEMs einer solchen Messreihe identische Parameter besitzen, um die Einflüsse der geometrischen Abmessungen, der Materialien und des Herstellungsprozesses minimieren zu können.

Des Weiteren kann mit derartigen Profilmessungen die Güte neuer Rahmen und Montageverfahren quantifiziert werden. Am DESY wird zur Zeit getestet, eine Gitterstruktur zwischen die GEMs zu kleben und damit den Rahmen zu ersetzen. In Abbildung 4.6 ist ein 2 mm dickes Keramikgitter gezeigt, das zwischen zwei GEMs geklebt wurde. Diese Struktur gibt die Distanz zwischen den GEMs vor, so dass sich die Folien nicht beliebig wölben können.

Ferner kann mit diesen Gittern die sensitive Fläche einer GEM-Struktur erhöht werden, ohne dass zusätzliche Rahmen, also totes Material, verwendet werden müssen. Dazu werden die GEMs mit Gittern verklebt und nebeneinander gesetzt.

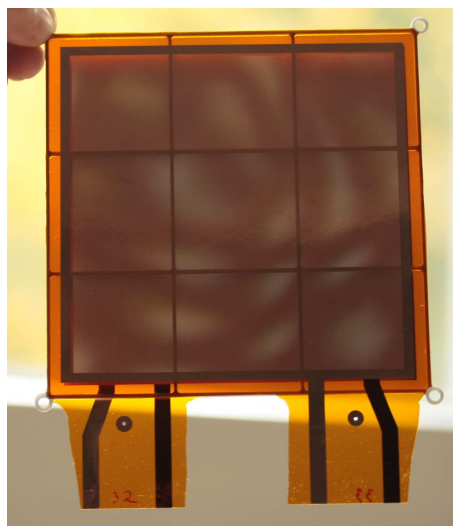


Abbildung 4.6:

Ein Keramikgitter wurde zwischen zwei GEMs geklebt, deren Kontakte im unteren Bildbereich zu erkennen sind. Mit Gitterstrukturen ergeben sich neue Montageverfahren und Möglichkeiten die sensitive GEM-Fläche zu vergrößern.

Kapitel 5

Messaufbau

Für alle Verstärkungsmessungen im Rahmen dieser Arbeit wurde ein kleiner Prototyp verwendet, der im Folgenden mit Test-TPC bezeichnet wird. Diese Driftkammer wurde von Bernhard Voigt als GEM-basierter Detektor entworfen, um Studien zum Ladungstransfer durchzuführen [Voi04]. Zur Zeit wird die Test-TPC mit einer Doppel-GEM-Struktur betrieben. Links in der Abbildung 5.1 sind die Spannungsversorgung der Test-TPC und mehrere Elektronikmodule zu sehen, die im Verlauf dieses Kapitels erklärt werden. Rechts befindet sich die verwendete Test-TPC sowie die Gasversorgung. In diesem Kapitel werden zunächst die einzelnen Elemente dieses Versuchsaufbaus beschrieben und im Anschluss die Datennahme und Verarbeitung erläutert.



Abbildung 5.1: Messaufbau im Labor.

5.1 Test-TPC

Die Test-TPC ist eine zylindrische Driftkammer, die einen Durchmesser von 21 cm und eine Länge von 19,5 cm aufweist. Die Kammer besteht aus einem Hohlkörper aus Aluminium, der mit zwei Endplatten verschraubt wird.



Abbildung 5.2:
Betriebsbereite Kammer.



Abbildung 5.3: *Geöffnete Kammer.*

Abbildung 5.2 zeigt die betriebsbereite Kammer. Im Hintergrund sind die Hochspannungskabel und der Spannungsteiler zu erkennen. Abbildung 5.3 zeigt ein Foto der geöffneten Kammer, wobei links der Hohlkörper aus Aluminium und rechts die Kathode mit der Quellenhalterung (schwarz) zu sehen sind. Die Kathode, die Anode, die Feldringe sowie die GEM-Anordnung werden auf vier Gewindestangen befestigt, die auf einer der Endplatten montiert sind.

Abbildung 5.4 zeigt den schematischen Aufbau der Test-TPC. Die Kathode besteht aus einer $14 \times 14 \text{ cm}^2$ großen, beidseitig mit Kupfer bedampften Leiterplatte. Sie besitzt in der Mitte ein Loch mit einem Durchmesser von 1,2 cm, worauf eine radioaktive Quelle platziert wird. Die Kathode enthält auf der Oberseite einen äußeren Ring, der als Kathodenring bezeichnet wird. Dieser Kathodenring liegt auf dem gleichen Potential wie die Kathode und dient als Schutzelektrode, so dass die Feldlinien am Rand der eigentlichen Kathode parallel bleiben. Der Raum zwischen der Kathode und der ersten GEM wird als Driftfeld bezeichnet. Aufgrund seiner Abmessungen ergibt sich für die Teilchen eine Driftdistanz von 20 mm. Um eine Homogenität in diesem Feld zu erreichen, wurden im Abstand von 4 mm und 12 mm zur Kathode Feldringe eingebaut, an die jeweils eine Spannung angelegt wird. Ausgehend von einer negativen Kathodenspannung nehmen diese Spannungen in Richtung Anode schrittweise zu, so dass ein Driftfeld von 250 V/cm erreicht wird. Die Feldringe sind aus $14 \times 14 \text{ cm}^2$ großen Kupferplatten gefertigt, welche mittig einen Ausschnitt von $10,5 \times 10,5 \text{ cm}^2$ haben und eine Dicke von 1 mm besitzen. Die Abstände der Komponenten lassen sich durch Papierfaser-Unterlegescheiben von einem halben oder einem Millimeter

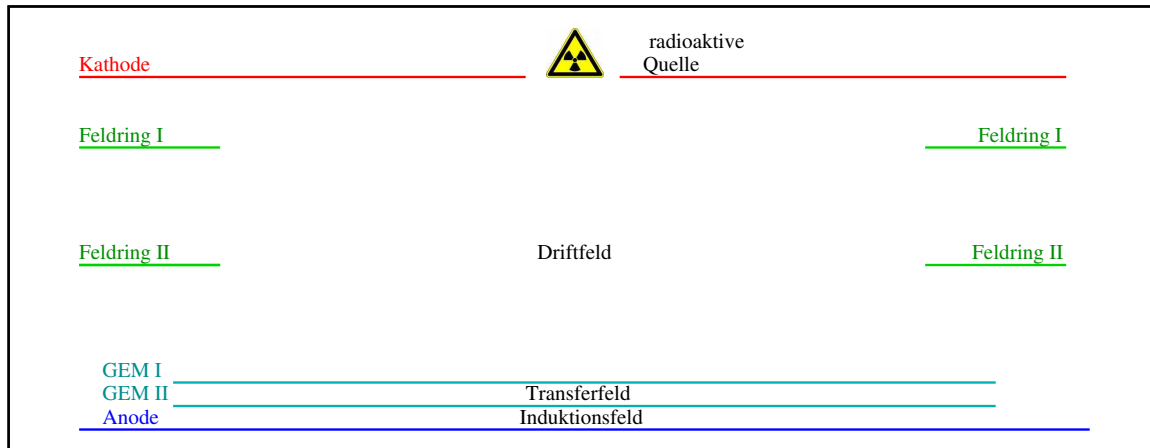


Abbildung 5.4: Schematischer Aufbau der Test-TPC (nicht maßstabsgerecht).

Dicke variabel einstellen. Die Anode und die beiden GEMs sind jeweils 2 mm voneinander entfernt. Die GEM-Folien und die Feldringe sind von der Kathode zur Anode hin durchnummeriert. Die GEM-Seiten werden dadurch unterschieden, dass sie der Anode oder Kathode zugewandt sind. In einer der Endplatten sind Hochspannungsstecker eingelassen und gasdicht verklebt. Über diese Stecker werden im Messbetrieb die Spannungen angelegt. Im Inneren der Kammer sind alle genannten Teile mit Kabeln verbunden, welche zu den Hochspannungssteckern in der Endplatte führen. Die Kabel enthalten zwischen jedem Spannungsanschluss und dem dazugehörigen Bauteil je einen $10\text{-M}\Omega$ -Schutzwiderstand, um die GEMs bei einer Entladung nicht zu gefährden. Um die Kammer gasdicht zu verschließen, ist auf beiden Seiten des Hohlkörpers je ein Dichtungsring aus Gummi in eine Nut eingelassen. Durch Verschraubung des Aluminiumhohlkörpers mit den beiden Endplatten entsteht ein gasdichter Abschluss.

Anode

Während der Inbetriebnahme der Test-TPC wurde eine beidseitig verkupferte Leiterplatte als Anode verwendet. Durch Ätzen wurden aus diesen Kupferschichten eine innere Fläche und Rahmen herausgearbeitet. Die Oberseite der Anode, welche den GEMs zugewandt war, ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Ihr Rahmen lag auf Nullpotential und diente als Schutzelektrode. Die Unterseite hat zwei Rahmen, wobei diese beiden Rahmen, die innere Fläche der Unterseite und der Rahmen der Oberseite über Lötstellen verbunden waren. Die Unterseite dieser Anode ist in Abbildung 5.6 gezeigt, wobei eine Ein-Euro-Münze als Größenvergleich dient.

Abbildung 5.7 zeigt zwei Spektren, die mit den gleichen GEMs bei der gleichen Spannung, jeweils 380 V pro GEM, aufgenommen wurden. Es ist zu erkennen, dass das linke Spektrum bei weniger ADC-Einträgen liegt und die Peaks schlecht voneinander separiert sind.

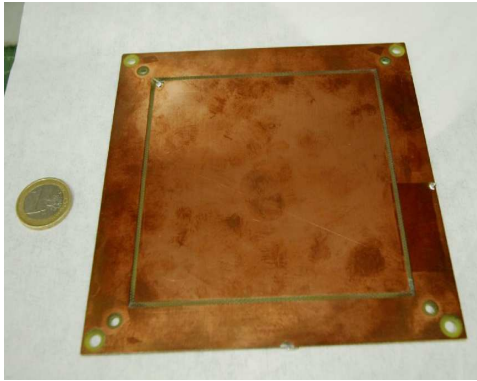


Abbildung 5.5:
Oberseite der alten Anode.

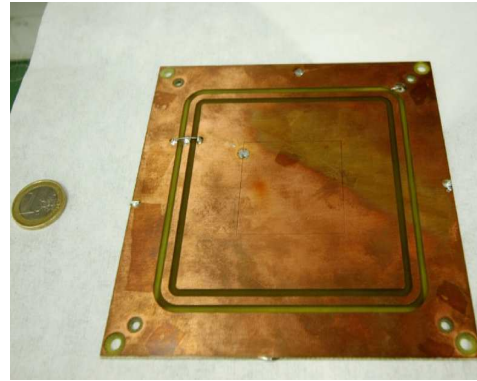


Abbildung 5.6:
Unterseite der alten Anode.

Vergleichend dazu liegen die Peaks im rechten Spektrum bei mehr ADC-Einträgen und sind deutlich voneinander getrennt.

Das in Abbildung 5.7 (a) gezeigte Spektrum wurde mit der ursprünglichen Anode aufgezeichnet. Aus der im Kapitel 3.5.2 erklärten Verstärkungssimulation war bekannt, dass die Daten bei mehr ADC-Einträgen liegen sollten. Nach intensiver Fehlersuche, während der alle Bauteile mehrfach geprüft wurden, wurde eine andere Anode eingebaut. Diese neue Anode ist eine einseitig verkupferte Leiterplatte. Die Platte verfügt ebenfalls über einen Rahmen, der die innere $3 \times 3 \text{ cm}^2$ -Fläche von einer äußeren $10 \times 10 \text{ cm}^2$ -Fläche trennt. Die geteilte Anodenoberseite ist in Abbildung 5.8 dargestellt. In Abbildung 5.9 ist die dazugehörige Unterseite gezeigt.

Das Spektrum der Abbildung 5.7 (b) wurde mit der neuen Anode aufgenommen. Hierbei liegen die Signale bei deutlich höheren ADC-Werten und sind voneinander separiert. Im Folgenden wird die innere Fläche als Anode benutzt und nur die auf ihr detektierte Ladung ausgelesen.

Die beiden abgebildeten Spektren stützen die Vermutung, dass die alte Anode einen Plattenkondensator innerhalb der TPC darstellte, wobei die Kunststoffplatte der Anode als Dielektrikum zwischen den beiden Kupferschichten fungierte. Durch diesen unerwünschten Effekt wurde ein Großteil der Ladung innerhalb der TPC gespeichert und nicht an den Vorverstärker weitergeleitet. Dieser Effekt kann künftig mit der einseitig verkupferten Anode vermieden werden.

In einem Programm für elektrostatische Rechnungen, das die Finite-Elemente-Methode nutzt, wurde das Messsystem der Test-TPC simuliert. Es wurde eine Kapazitätenmatrix erzeugt, welche die Kapazitäten C zwischen der Anode und der Wandung der TPC sowie zum Anodenring enthält. Zusätzlich wurde das 39 cm lange Datenkabel vom Anodenstecker zum Vorverstärker berücksichtigt. Die Simulationsergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die Impedanz errechnet sich aus $Z = 1/(2\pi fC)$. Aus Messungen der Signalabfallszeit und -anstiegszeit ergibt sich die Frequenz zu $f = 40 \text{ MHz}$, so dass die Impedanzen der

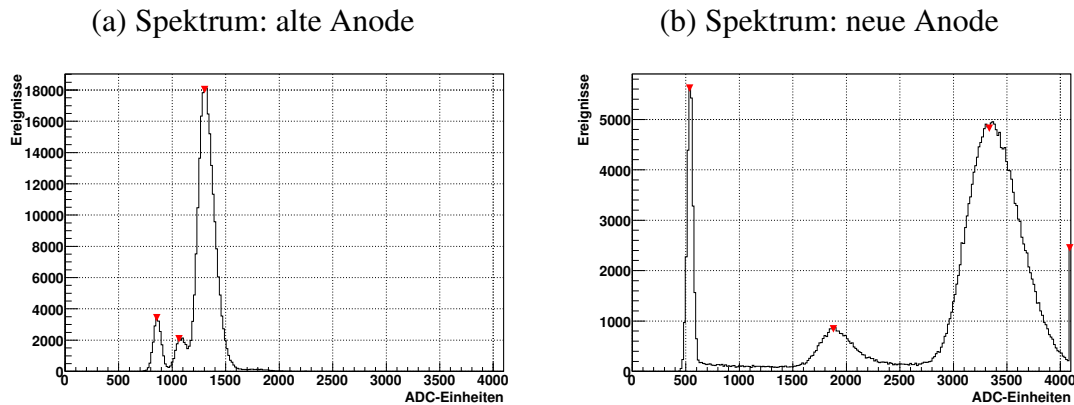


Abbildung 5.7:

Mit der Test-TPC aufgenommene Eisen-55-Spektren, während die anliegende Spannung 380 V pro GEM betrug. Zur Datenauslese wurden zwei unterschiedliche Anoden verwendet. Während in (a) die alte Anode genutzt wurde, stellt (b) eine Messreihe mit der neuen Anode dar. Auf den waagerechten Achsen sind die ADC-Einheiten aufgetragen, die vom QDC ausgegeben werden. Sie sind ein Äquivalent für die auf der Anode detektierte Ladung. Die Sensitivität des QDCs beträgt $50 \text{ fC/ADC-Eintrag}$. Der Abstand zwischen den Peaks ist ein Indikator für die erreichte Verstärkung.

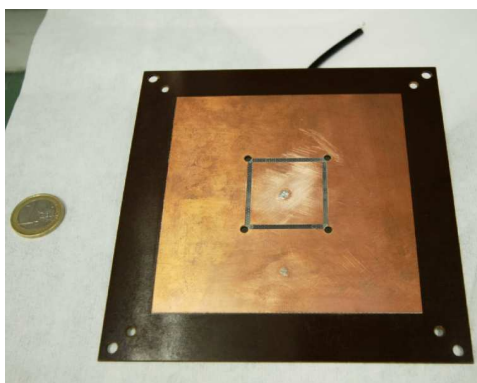


Abbildung 5.8:
Oberseite der neuen Anode.

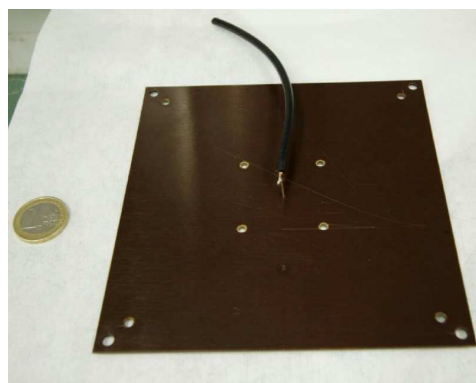


Abbildung 5.9:
Unterseite der neuen Anode.

einzelnen Bauteile bestimmt werden konnten. Die Impedanz des Vorverstärkers ist bekannt. Aus den Verhältnissen der Gesamtimpedanz zu den einzelnen Impedanzen der Bauteile errechnet sich die prozentuale Ladungsverteilung innerhalb der simulierten Test-TPC.

Bauteil	Kapazität C (pF)	Impedanz Z (Ω)	Impedanzverhältnis Z_{gesamt}/Z	Ladungsverteilung (%)
Test-TPC	0,2	19409,14	1,1	0,2
Anodenring	4,6	865,0	23,6	3,7
Kabel	80,0	49,7	410,6	64,2
Vorverstärker		100	204,2	31,9

Tabelle 5.1:

Simulation des Messsystems der Test-TPC. Es wurden die Kapazitäten zwischen der neuen Anode und den anderen Bauteilen innerhalb der Test-TPC errechnet.

Diese Simulation ergab, dass im ersten Versuchsaufbau mit der alten Anode nur 8 % der Ladung aus der Test-TPC auf den Vorverstärker weitergeleitet wurden. Dies bestätigt die Vermutung, dass die alte Anode als Plattenkondensator wirkte, und erklärt die geringe Anzahl der ADC-Einträge in den gemessenen Spekten. Die Simulation der neuen Anode ergab, dass in diesem Versuchsaufbau 32 % der Ladung aus der Test-TPC auf den Vorverstärker geleitet werden. Daraus folgt, dass die im Kapitel 3.5.2 simulierten Verstärkungswerte in Messungen nicht erreicht werden können, da 68 % der Ladung aus der Test-TPC nicht auf den Vorverstärker geleitet werden. Diese Kenntnis fließt durch einen Korrekturfaktor F_C , der den Unterschied zwischen simulierten und experimentell erreichbaren Verstärkungswerten beschreibt, in die Datenauswertung ein.

5.2 Spannungsversorgung

Die Spannungsversorgung der sich innerhalb der TPC befindenden Bauteile wurde mit dem in Abbildung 5.10 dargestellten Spannungsteiler gewährleistet. Die Spannungen über den beiden GEMs, den Feldringen und der Kathode sind durch die Verhältnisse der Widerstände zueinander und das am Hochspannungseingang angelegte Potential bestimmt. Sind die Abstände der Bauteile bekannt, lassen sich die gewünschten Feldstärken in Spannungen umrechnen, die an die einzelnen Bauteile angelegt werden müssen. Der Spannungsteiler wird von einem Spannungsversorgungsgerät NHQ der Firma iseg versorgt. Die angelegten Spannungen wurden je nach gewünschter GEM-Spannung zwischen -1580 V und -1720 V variiert, während der Strom konstant $20 \mu\text{A}$ betrug. Die Spannungsquelle kann wahlweise manuell oder über einen Computer eingestellt und gesteuert werden.

Die Widerstandsketten zwischen den beiden GEMs sind von $17 \text{ M}\Omega$ bis $21,5 \text{ M}\Omega$ variierbar, so dass Spannungen von 340 V bis 430 V über jede GEM angelegt werden können. Zwi-

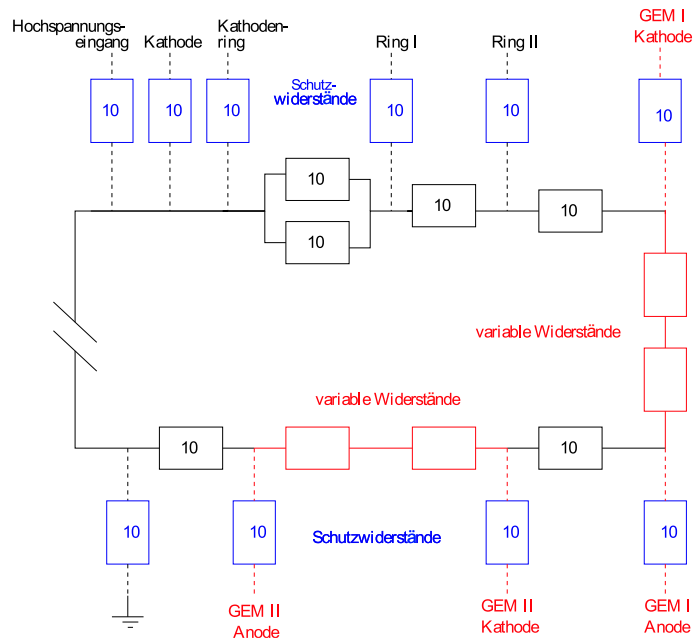


Abbildung 5.10: Schematischer Aufbau des Spannungsteilers (Angaben in $M\Omega$).

schen allen anderen Bauteilen innerhalb der TPC befinden sich $10\text{-}M\Omega$ -Widerstände, um die benötigten Potentiale zu realisieren. Die Verwendung dieser hochohmigen Widerstände verhindert einen zu großen Stromfluss über den Spannungsteiler. Zwischen dem Spannungsteiler und allen Bauteilen befindet sich je ein $10\text{-}M\Omega$ -Schutzwiderstand zur Begrenzung des Stroms, der im Falle eines Spannungsüberschlags über die GEMs fließt. Die Driftfeldstärke beträgt im verwendeten Messaufbau 250 V/cm , während Transfer- und Induktionsfeld je eine Stärke von 1000 V/cm aufweisen.

Abgesehen von Auf- und Entladeströmen beim Hoch- und Herunterfahren der Spannung zieht der GEM-Aufbau nur einen Strom von $20\text{ }\mu\text{A}$ aus der Spannungsversorgung. Da ein Trip durch einen größeren Stromfluss gekennzeichnet ist, dient ein Trip gleichzeitig als Schutzmechanismus. Überschreitet der Stromfluss eine einstellbare Schwelle am Hochspannungsgerät, die auf $30\text{ }\mu\text{A}$ festgelegt wurde, wird die Spannung sofort abgeschaltet, so dass es zu keiner Beschädigung der GEMs kommt. Das langsame Erhöhen der Spannung beim Anlegen verhindert, dass währenddessen ein hoher Strom fließt und die Tripschwelle überschritten wird, ohne dass ein Trip auftritt.

5.3 Gasversorgung

Als Kammergas wurde bei allen Messungen das ursprünglich für den TESLA-Detektor vorgeschlagene TDR-Gasgemisch verwendet [TDR01]. Die Mischung beinhaltet 93% Argon sowie 5% Methan und 2% Kohlenstoffdioxid.

Im vorangegangenen Kapitel wurde bereits die Bedeutung des Gases für verschiedene Prozesse erklärt. Die Wahl des Gasgemisches hat Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Detektors. Hierbei spielen die Diffusion und die Drift, die einen direkten Einfluss auf die Ortsauflösung haben, wie auch die Strahlungslänge verwendeter Materialien und die Anzahl der pro Längeneinheit erzeugten Elektronen eine wichtige Rolle. Um eine gute dE/dx -Auflösung zu erreichen, sollte die Anzahl der primären Elektronen n möglichst groß sein. Jedoch werden dadurch ebenso viele Primärionen erzeugt, die die Homogenität des Driftfeldes stören. Eine hohe Driftgeschwindigkeit begünstigt, dass die entstandenen Ladungsträger in kurzer Zeit zu den Detektorenden driften und somit eine Ladungsanreicherung im Driftvolumen vermieden wird. Eine geringe Elektronegativität des verwendeten Gasgemisches vermindert die Elektronenanlagerung und die dadurch hervorgerufene Signalabschwächung.

An dieser Stelle soll die Zusammensetzung des Gases erläutert werden. Den größten Anteil im Gasgemisch nimmt das Zählgas Argon ein. Als Zählgase werden Gase bezeichnet, die den Umwandlungsprozess der einfallenden Strahlung in Elektronen-Ionen-Paare begünstigen. Sie sollen die übertragene Energie in Form von Ionisation abgeben und eine geringe Elektronenaffinität besitzen, um möglichst wenige der erzeugten Elektronen wieder einzufangen. Da Edelgase eine abgeschlossene äußere Schale sowie die zuvor geforderten Eigenschaften besitzen, sind sie bevorzugte Zählgase. Argon ist als Bestandteil der Luft das kostengünstigste Edelgas. Das erste Anregungsniveau von Argon liegt bei 11,6 eV, wodurch die Abregungsphotonen ausreichend Energie besitzen, um Elektronen aus den Elektroden herauszulösen und Photoelektronen im ganzen Gasvolumen zu erzeugen. Dadurch würde es einerseits zu Lawinenbildungen an Orten kommen, die nicht von dem einfallenden Teilchen durchquert wurden, andererseits könnten Dauerentladungen in der Kammer hervorgerufen werden. Die räumliche Lokalisierung der Elektronenlawine und die Proportionalität zwischen der ursprünglichen Ladung und dem Signal sind nicht mehr gegeben, wenn die entstandenen UV-Photonen weitere Elektronen auslösen. Um diesem Problem vorzubeugen, werden dem Zählgas Löschgase zugesetzt. Diese Zusätze absorbieren Photonen im Ultravioletten ($\lambda \approx 100 - 200 \text{ nm}$) und reduzieren deren Reichweite auf etwa $100 \mu\text{m}$. Die Photonen können dann keine Elektronen aus der Kathode herausschlagen oder im gesamten Volumen Gasmoleküle ionisieren, da sie zuvor absorbiert werden. Als Löschgase eignen sich mehratomige Gase, die aufgrund einer großen Anzahl von Rotations- und Schwingungszuständen fähig sind, niederenergetische Photonen aufzunehmen. Methan ist ein oft verwendetes Löschgas, da der Absorptionsbereich von Methan die Energie der vom Argon abgestrahlten Photonen abdeckt. Die angeregten Moleküle geben ihre Energie strahlungslos durch elastische Stöße ab oder dissoziieren. Die durch Dissoziationsprodukte hervorgerufenen Ablagerungen machen es erforderlich, die Kammer im Gasdurchfluss zu betreiben. Kohlenstoffdioxid kann ebenfalls als Löschgas eingesetzt werden und erzeugt im Gegensatz zu Methan keine sich ablagernden Dissoziationsprodukte. Eine Mischung aus Argon und Kohlenstoffdioxid allein ist hochspannungstechnisch allerdings sehr empfindlich, da es häufig zu Durchbrüchen kommt und somit ein stabiler Betrieb schwierig ist. Aus diesem Grund wurde eine dreikomponentige Gasmischung verwendet (93 % Argon, 5 % Methan und 2 % Kohlenstoffdioxid).

Die Gasversorgung des Systems erfolgt aus Gasflaschen, in welchen die benötigten Gas-mischungen vom zentralen DESY-Gaselager bereitgestellt werden. Das Flaschenvolumen umfasst 40 ℓ und der Fülldruck ist auf circa 130 bar festgelegt, um eine Komponentenent-mischung durch Verflüssigung im verwendeten Gas zu verhindern. Das Gas gelangt über ein Rohrsystem in einen Druckminderer, der die Reduktion des Drucks auf etwa 1–2 bar bewirkt. Von diesem Druckminderer führt ein weiteres Rohrsystem in das Labor zur Kam-mer. Für die Einstellung des Gasflusses steht ein mechanisches Rotameter zur Verfügung. Dieses zeigt die Durchflussrate über einen Schwebekörper in einem konischen Glasrohr an. Die Durchflussrate ist auf 4 ℓ Luft pro Stunde bei 20 °C eingestellt, dies entspricht 5,9 ℓ TDR-Gas pro Stunde.

Gasverunreinigungen durch Wasser und Sauerstoff führen zu einem Verlust der primären Ladungsträger, so dass die Kammer nach dem Öffnen mehrere Stunden gespült werden muss. Die Test-TPC fasst ein Gasvolumen von 6,8 ℓ, so dass eine Spüldauer von mindestens 70 Minuten nach dem Öffnen der Kammer notwendig ist, bevor sie erneut betriebsbereit ist. Um Temperatureinflüsse auszugleichen, wurde die Kammer stets mehrere Stunden nach dem Wiederverschließen gespült.

5.4 Quelle

Zur Signalerzeugung wurde eine Eisenquelle verwendet, die mit einer Halterung auf der Ka-thode fixiert wurde. Die verwendete Quelle ist ein Eisen-55-Präparat der Firma Amersham. Sie wurde im Jahre 1982 mit einer Aktivität von 370 MBq erworben und ist bis Juli 2008 auf 445 kBq abgeklungen. Der Durchmesser der Quelle beträgt 15 mm, wobei die Strahlung nur durch ein 10 mm großes aktives Fenster austreten kann.

Im verwendeten Argon beträgt die mittlere freie Weglänge der K-L-Fluoreszenzphotonen mit einer Energie von 2,9 keV 3,17 cm und ist somit größer als das Driftfeld der verwendeten Messkammer. Daher können diese Photonen nicht detektiert werden, und es kommt zu dem im Kapitel 2.4 beschriebenen Spektrum mit Photo- und Escapepeak.

Die Messungen mit einer Eisenquelle laufen selbsttriggernd ab, indem das Signal eine ein-stellbare Schwelle überschreitet. Die Bauteile der Auslese-Elektronik dienen zur Frequenz-reduktion, so dass die Messdaten fortlaufend ausgelesen und digitalisiert aufgezeichnet wer-den können.

5.5 Elektronik

Um die Elektronen, die durch das Gasvolumen gedriftet sind und in den GEMs verstärkt wurden, nachweisen zu können, wird eine Auslese-Elektronik benötigt. Die aus der TPC kommenden Signale werden auf einen Vorverstärker geleitet und passieren verschiedene

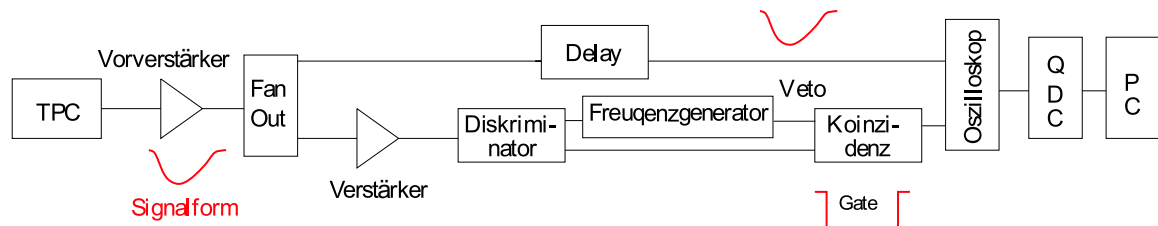


Abbildung 5.11: Schematischer Aufbau der Auslese-Elektronik.

Elektronikmodule. Im Anschluss daran werden sie digitalisiert, um aus ihnen ein Spektrum zu erzeugen. Die Gesamtheit der Bestandteile ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Die Geräte und Verarbeitungsschritte sind im folgenden Text beschrieben.

Das auf der Anode detektierte Signal wird an den Vorverstärker weitergeleitet. Der benutzte Vorverstärker ist ein Fujitsu MB43468 Vierkanal-Vorverstärker, wobei vier dieser Art auf einer Leiterplatte angeordnet sind. Er verfügt über eine spannungsabhängige Verstärkung im Bereich von 2 bis 6 mV/fC. Der Vorverstärker ist ladungsempfindlich, so dass die Fläche unter dem Puls, d.h. das Zeitintegral der Spannung, proportional zu der ursprünglichen Ladung ist. Über ein Netzteil wird die benötigte Versorgungsspannung von 4,3 V zur Verfügung gestellt. Die Vorverstärkerspannung wurde im Bereich von 4,2 V bis 5,0 V untersucht, wobei die Flächeninhalte der Signale als Auswahlkriterien dienten. Aus Kapitel 2.4 ist bekannt, dass die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von Photo- und Escapepeak im Verhältnis 90:10 stehen. Bei einer Versorgungsspannung von 4,3 V korrelierten die Flächenmaßzahlen der Signale am besten mit den Wahrscheinlichkeiten der beiden Ereignisse. Der Verstärker wie auch das benutzte Netzteil sind über ein Massekabel mit dem gesamten Aufbau verbunden, so dass die Erdung gewährleistet ist. Die Kalibrierung des Vorverstärkers sowie die Verstärkungswerte sind im Kapitel 6.1 aufgeführt.

Die TPC-Signale werden im Anschluss an eine Reihe von NIM-Modulen weitergeleitet. Das NIM-System (*Nuclear Instrument Module*) ist ein standardisiertes System für Elektronikkomponenten in der Kern- und Teilchenphysik [Leo94]. Die Basis ist ein 19"-Einschubgehäuse, welches zwölf NIM-Module über Rückwandsteckverbinder mit Spannung versorgt. Die Spannungsversorgung des Spannungsteilers ist ebenfalls in diesem Gehäuse eingebaut. In einem analogen Vervielfacher (engl. *Fan Out*) wird das TPC-Signal verdoppelt und auf zwei identische Ausgangskanäle geleitet. Eines dieser Signale wird in einem Verstärker verzehnfacht und auf einen Diskriminator geleitet. Überschreitet das Eingangssignal eine einstellbare Schwelle, die sogenannte Diskriminatorschwelle, wird eine logische Eins (-800 ± 100) mV ausgegeben, ansonsten eine logische Null (0 ± 200) mV. Damit können Signalimpulse von Untergrundimpulsen mit niedriger Spannungsspitze unterscheiden und das Rauschen unterdrückt werden. Die Diskriminatorschwelle wurde im Bereich von 20 mV bis 50 mV variiert. Als Kriterium für die Wahl dieser Schwelle gilt die Auflösung der drei unterschiedlichen Signale und das Vorhandensein des Escapepeaks in den Spektren, denn der Escapepeak kann durch eine zu hohe Schwelle abgeschnitten werden.

Ein Frequenzgenerator erzeugt zusätzlich zu dem TPC-Signal ein Signal mit einer Frequenz von 20 kHz. Diese Frequenz ist am Modul einstellbar und wurde so gewählt, dass die Ausgangssignalfrequenz an die Anforderung des Analog-Digital-Wandlers (QDC) angepasst werden kann. Das künstlich generierte Signal und das im Diskriminator gefilterte Signal werden auf eine Koinzidenzeinheit geleitet. Das künstliche Signal fungiert als Veto in dieser Einheit. Sie gibt nur ein Signal aus, wenn ein TPC-Signal und kein Veto anliegt. Auf diese Weise wird die Frequenz des ursprünglichen Signals reduziert, so dass das digitale Ausgangssignal im weiteren Versuchsaufbau als Gate (engl. für *Zeitfenster*) genutzt werden kann. Die Reduktion ist notwendig, da der QDC nur Frequenzen bis 800 Hz verarbeiten kann. Das zweite im analogen Vervielfacher erzeugte Signal durchläuft ein Verzögerungsmodul (engl. *delay*). Diese Verzögerung ist dadurch bestimmt, dass das Gate schon 20 ms vor dem Signal an dem QDC anliegen muss. Das verzögerte Signal, das die ursprüngliche Signalform besitzt, und das rechteckige Gate können zusammen auf einem Oszilloskop betrachtet werden. Die Breite dieses Gates kann an der Koinzidenzeinheit reguliert werden, so dass das TPC-Signal innerhalb des Gates liegt und kein Teil des Signals abgeschnitten wird.

Das TPC-Signal und das Gate werden auf einen ladungssensitiven Analog-Digital-Wandler (QDC) geleitet. Ein QDC integriert den in den Eingang fließenden Strom auf und gibt ein Signal, das der Ladung entspricht, aus. Die Ausgabe der Werte erfolgt auf einer Skala von 0 bis 4095 ADC-Einheiten. Das verwendete QDC-Modul weist eine Sensitivität von 50 fC/ADC-Einheit auf. Aufgrund der technischen Realisierung der Digitalisierung stimmt der Nullpunkt des analogen Signals in der Regel nicht mit dem Nullpunkt der digitalen Skala überein. Bei QDCs ist diese Nullpunktverschiebung (engl. *pedestal*) proportional zur Länge des Messintervalls, da auch ohne Eingangssignal ein kleiner Strom in die Digitalisierungseinheit fließt. In allen Messungen im Kapitel 6.3 erfolgt eine Korrektur der Messdaten um diesen Pedestalpeak. Das QDC-Modul ist in einem VMEbus-System (*VERSA Module Eurocard Bus*) untergebracht. Bei einem VMEbus handelt es sich um ein Datenbussystem, das als Rückwandbus ohne eigene elektronische Bauteile ausgelegt ist. Alle Operationen werden durch Zugriffe auf die Speicheradressen der verwendeten Geräte durchgeführt. Zur Auslesteuerung und Datenverarbeitung wurde ein PC mit Linux-Betriebssystem benutzt.

5.6 Datennahme und Analyse

Die Datennahme mit der Test-TPC beginnt mit dem Testen und Einbauen der zu untersuchenden GEMs. Die Versorgungsspannung des Spannungsteilers und des Vorverstärkers sowie die Diskriminatorschwelle werden vor der Datennahme eingestellt und erfasst. Diese Betriebsparameter können mit Hilfe der Elektronikmodule während der Messung kontrolliert werden. Ein Programm zur Datennahme zeichnet in 16 Durchläufen jeweils 250.000 Ereignisse unter gleichen Messbedingungen innerhalb von zwei Stunden auf. Unter Messbedingungen werden die Temperatur und der Luftdruck verstanden.

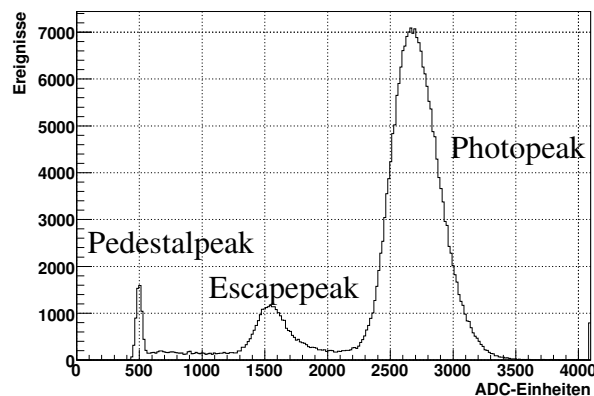


Abbildung 5.12:

Mit der Test-TPC aufgenommenes Eisenspektrum, wobei die beiden eingebauten CERN-GEMs je mit einer Spannung von 370 V versorgt wurden. Die Differenz zwischen Pedestal- und Photopeak ist proportional zur erreichten Verstärkung.

Zur Analyse der Daten wurde ein Programm entwickelt, das mit Hilfe eines Peakfinders und der Anpassung von Gaußkurven die Peakpositionen der drei zu untersuchenden Peaks im Spektrum ermittelt, sowie deren Breiten und die dazugehörigen Fehler bestimmt. Während der Inbetriebnahme des Messaufbaus wurden mehrere Spektren ohne radioaktive Quelle in der Kammer aufgenommen, um die Zuordnung des Pedestalpeaks zu überprüfen. Er liegt für alle Messreihen näherungsweise an der gleichen Stelle im Spektrum. Die Ladungsverteilungen der einzelnen Ereignisse in Abbildung 5.12 sind durch die im Kapitel 2.4 beschriebenen Photo- und Escapepeaks zu erklären. Als Rauschen wird die Gaußsche Breite σ eines Peaks bezeichnet, die die Schwankung der ADC-Werte um den Peak beschreibt.

In den Spektren sind auf der waagerechten Achse die ADC-Einheiten aufgetragen, die aus dem QDC ausgegeben werden. Sie sind ein Äquivalent für die auf der Anode detektierte Ladung. Der verwendete QDC verfügt über eine Sensitivität von 50 fC/ADC-Eintrag, so dass die Abszisse auf eine Ladung umskaliert werden könnte. Die senkrechte Achse gibt die Anzahl der jeweiligen Ereignisse wieder. Je größer der Abstand des Pedestals vom Photopeak ist, umso höher ist die erreichte Verstärkung. Ferner ist in Abbildung 5.12 zu erkennen, dass der Photopeak um ein Vielfaches größer ist als der Escapepeak. Die Wahrscheinlichkeiten aus Kapitel 2.4 für das Auftreten der verschiedenen Ereignisse korrelieren mit den Flächeninhalten von Escape- und Photopeak. An die Peaks in Abbildung 5.12 wurden Gaußkurven angepasst, so dass die Flächeninhalte aus den Parametern der Anpassungen berechnet werden konnten. Die Flächeninhalte von Photo- und Escapepeak stehen im Verhältnis von 91:10, was mit den Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der zwei Peaks übereinstimmt.

Kapitel 6

Untersuchungen zu GEM-Verstärkungseigenschaften

Die mit dem zuvor beschriebenen Versuchsaufbau aufgenommenen Daten werden in diesem Kapitel analysiert. Zu Beginn wird die Kalibrierung des Vorverstärkers und die Verstärkungsmessung mit der Test-TPC erläutert. Im Anschluss werden die Verstärkungseigenschaften sowie das Energieauflösungsvermögen der im Kapitel 3.4 vorgestellten GEMs untersucht.

6.1 Kalibrierung des Vorverstärkers

Um die Verstärkung des Vorverstärkers und der GEM-Strukturen in der TPC zu ermitteln, wurde ein Ladungsinjektor gebaut. In Abbildung 6.1 ist der schematische Aufbau dieses Gerätes dargestellt, welches anstelle der TPC als Signalquelle in die Messkette eingebaut werden kann.

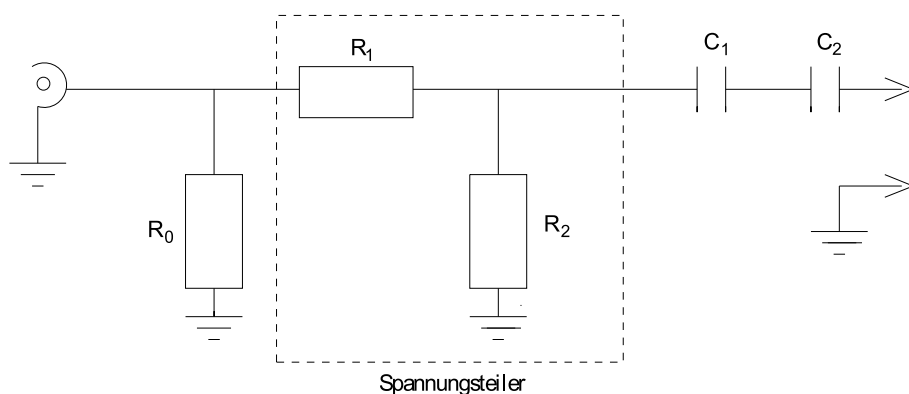


Abbildung 6.1:

Ladungsinjektor: $R_0 = 66 \Omega$, $R_1 = 180 \Omega$, $R_2 = 26 \Omega$ und $C_1 = C_2 = 1 \text{ pF}$.

Der passende Abschlusswiderstand wird durch den Widerstand R_0 erreicht.

Mit einem Pulsgenerator wird eine Spannung an den Ladungsinjektor angelegt. Dieser besteht aus einem Spannungsteiler und einem Kondensator, auf dem die Ladung gespeichert und im weiteren Messaufbau an den Vorverstärker abgegeben wird.

Mit Hilfe des Ladungsinjektors kann im Gegensatz zum Messaufbau mit der TPC ein Signal mit bekannter Ladung auf den Vorverstärker geleitet und daraus der Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers ermittelt werden. Die Anordnung der verwendeten Geräte ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

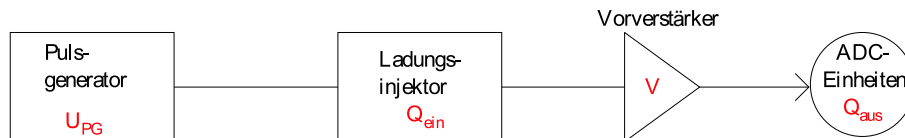


Abbildung 6.2:

Messaufbau zur Bestimmung des Verstärkungsfaktors V . Mit dem Pulsgenerator wird eine Spannung an den Ladungsinjektor angelegt. Auf dem Kondensator innerhalb des Ladungsinjektors wird Ladung gespeichert, die im weiteren Messaufbau an den Vorverstärker abgegeben wird.

Das Signal, das auf den Vorverstärker geleitet wird, ergibt sich aus dem Pulsgenerator- und Ladungsinjektoraufbau zu:

$$Q_{\text{ein}} = U_{\text{PG}} \cdot C \cdot f_{\text{R}} \quad (6.1)$$

Hierbei sind U_{PG} die am Pulsgenerator angelegte Spannung, f_{R} der sich aus dem Spannungsteiler ergebende Faktor und $C = (0,5 \pm 0,09)$ pF die Kapazität der Kondensatorreihenschaltung im Ladungsinjektor. Der Faktor f_{R} errechnet sich durch die verwendeten Widerstände zu:

$$f_{\text{R}} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} = 0,126 \pm 0,002 \quad (6.2)$$

Zur Bestimmung des Verstärkungsfaktors wurden drei Messreihen an verschiedenen Tagen aufgezeichnet, um Temperaturschwankungen auszugleichen. Ferner konnte somit die Reproduzierbarkeit der Daten geprüft werden. Die Pulsgeneratorspannung wurde jeweils beginnend bei 50 mV schrittweise bis auf 850 mV erhöht. Dabei wurde der Vorverstärker mit einer Versorgungsspannung von 4,3 V betrieben. Die so generierte Ladung Q_{ein} passiert nach dem Vorverstärker den gesamten Messaufbau und wird mit dem QDC ausgelesen. Bei jeder Messung ergeben sich im Spektrum ein Pedestal- sowie ein Signalpeak, an die Gaußkurven angepasst werden. Die Differenz aus den Mittelwerten dieser beiden Peaks wird im Folgenden pedestalkorrigierter Signalpeak genannt und in ADC-Einheiten angegeben. Abbildung 6.3 zeigt die drei verschiedenen Messreihen und die dazugehörigen linearen Anpassungen.

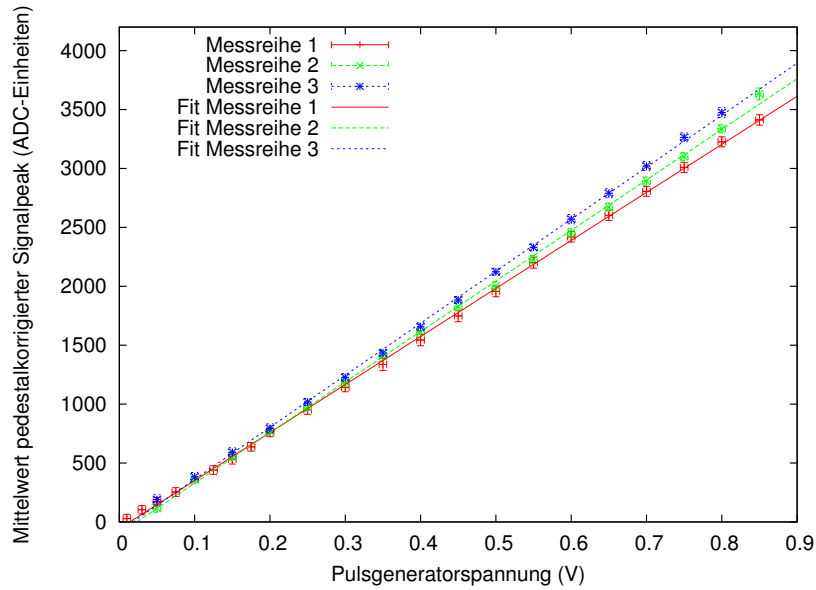


Abbildung 6.3:

Pulsgeneratormessdaten. Drei verschiedene Messreihen, die innerhalb von zwei Wochen aufgezeichnet wurden.

Um eine Funktion für die Anzahl der ADC-Einträge A in Abhängigkeit von der Pulsgeneratorspannung zu ermitteln, wird für jeden Messpunkt der Mittelwert aus den drei Einzelmessungen gebildet. Aufgrund gleicher Statistik ähneln sich die Standardabweichungen der drei Messreihen. Als statistische Messunsicherheit wurde deshalb der Mittelwert der Standardabweichung aus den Gaußanpassungen angenommen. Für jede angelegte Pulsgeneratorspannung wurde die Streuung innerhalb der drei Messreihen als systematische Messunsicherheit erfasst. Die errechneten ADC-Mittelwerte des pedestalkorrigierten Signals in Abhängigkeit von der Pulsgeneratorspannung sowie die Messunsicherheiten sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Die grau eingezeichneten Fehlerbalken beschreiben den statistischen Fehler. Die rot eingetragenen Fehlerbalken ergeben sich aus einer quadratischen Addition des statistischen und systematischen Fehlers und stellen die gesamte Messunsicherheit dar, wobei der systematische Fehler überwiegt.

Aus der Anpassung einer Geraden an die Messdaten in Abbildung 6.4 folgt die Gleichung für die Umrechnung der Pulsgeneratorspannung U_{PG} in die Anzahl der ADC-Einträge A :

$$A = a \cdot U_{PG} + A_0 \quad (6.3)$$

Die Parameter ergeben sich zu $a = (4248 \pm 18)$ ADC-Einträge/V und $A_0 = (-79 \pm 9)$ ADC-Einträge. Die ADC-Einträge A des pedestalkorrigierten Signalpeaks multipliziert mit dem QDC-Sensitivitätsfaktor $50 \text{ fC/ADC-Eintrag}$ entsprechen der Ladung Q_{aus} . Nach Abbildung

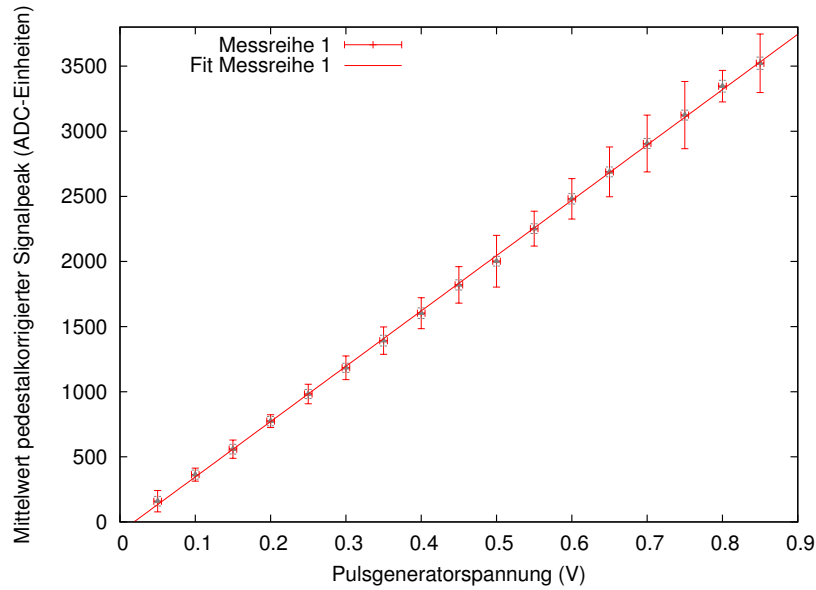


Abbildung 6.4:

Pulsengeneratormessdaten. Für jeden Spannungswert wurde der Mittelwert des pedestalkorrigierten Signals aus den drei Einzelmessungen gebildet. Diese Mittelwerte sind in Abhängigkeit von der Pulsengeneratorspannung dargestellt. Die grauen Fehlerbalken beziehen sich auf den statistischen Fehler, während die roten Fehlerbalken die gesamte Messunsicherheit kennzeichnen.

6.2 setzt sich die Ausgangsladung Q_{aus} aus der Eingangsladung Q_{ein} , dem Verstärkungsfaktor V sowie dem Pedestal Q_0 zusammen. Der Wert für Q_0 errechnet sich aus dem Pedestal A_0 des QDCs multipliziert mit dem Sensitivitätsfaktor 50 fC/ADC-Eintrag.

$$Q_{\text{aus}} = Q_{\text{ein}} \cdot V + Q_0 \quad (6.4)$$

Für den Verstärkungsfaktor V des Vorverstärkers folgt nach dem Ersetzen der Eingangsladung Q_{ein} nach Gleichung (6.1):

$$V = \frac{(A - A_0) \cdot 50 \text{ fC/ADC-Eintrag}}{U_{\text{PG}} \cdot C \cdot f_{\text{R}}} \quad (6.5)$$

Durch die Ersetzung der Anzahl der ADC-Einträge A mit Hilfe von Gleichung (6.3), wobei $a = (4248 \pm 18) \text{ ADC-Einträge/V}$ ist, errechnet sich der Verstärkungsfaktor V zu:

$$V = \frac{a \cdot 50 \text{ fC/ADC-Eintrag}}{C \cdot f_{\text{R}}} = 3771 \pm 864 \quad (6.6)$$

6.2 Kalibrierung der Test-TPC

Die gesamte Verstärkung des TPC-Aufbaus setzt sich wie in Abbildung 6.5 zu sehen aus dem Verstärkungsfaktor V des Vorverstärkers und dem Verstärkungsfaktor G (engl. *gain*) der zwei GEMs zusammen.

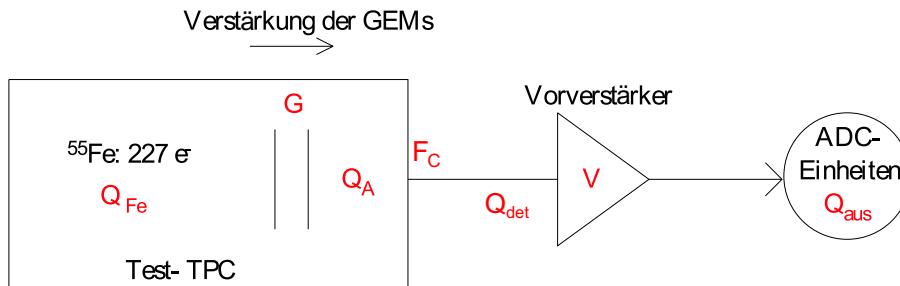


Abbildung 6.5:

Aufbau zur Vermessung eines Eisen-55-Spektrums. Der Verstärkungsfaktor V ist bekannt, so dass mit diesem Aufbau aus dem Ausgangssignal Q_{aus} der Verstärkungsfaktor G der GEMs ermittelt werden kann.

Mit der Kenntnis des Verstärkungsfaktors V kann auf die Verstärkung der GEMs zurückgeschlossen werden. Für alle folgenden Verstärkungsrechnungen wurde jeweils der Photopeak im Spektrum genutzt. Der Photopeak resultiert aus dem Auftreten eines 5,9-keV-Photons, das 227 Primärelektronen erzeugt [BR93]. Diese 227 Primärelektronen stellen die Anfangsladung in der TPC dar:

$$Q_{\text{Fe}} = 227 \cdot e = 0,036 \text{ fC} \quad (6.7)$$

Diese Ladung Q_{Fe} wird innerhalb der TPC mit Hilfe der GEMs verstärkt und liegt am Ausgang der TPC als Q_{A} vor. Für den Verstärkungsfaktor G der GEMs folgt:

$$G = \frac{Q_{\text{A}}}{Q_{\text{Fe}}} \quad (6.8)$$

Da in dem verwendeten Messaufbau mit der neuen Anode nur 32 % der Ladung aus der TPC auf den Vorverstärker geleitet werden, ist eine Korrektur der Daten notwendig. Aus der Anodensimulation im Kapitel 5.1 resultiert ein Faktor F_C , mit dem die Messdaten multipliziert werden, um die korrigierte Verstärkung zu erhalten. Diese Verstärkungen könnten mit einer *perfekten* Test-Kammer erreicht werden. Der Faktor $F_C = 100\%/32\% = 3,1$ errechnet sich aus dem Verhältnis der gesamten Ladung Q_{A} und der Ladung Q_{det} , die aus der TPC auf den Vorverstärker abgegeben wird.

$$Q_{\text{A}} = F_C \cdot Q_{\text{det}} \quad (6.9)$$

Aus der vorhergehenden Kalibrierungsmessung ist bekannt, dass die Ladung Q_{det} am Vorverstärkereingang im Vorverstärker um den Faktor V verstärkt wird und am Ende der Messkette als Q_{aus} ausgegeben wird:

$$Q_{\text{det}} = \frac{Q_{\text{aus}}}{V} \quad (6.10)$$

Nach der Berechnung dieser Ladung Q_{det} und der Kenntnis der Eingangsladung Q_{Fe} wird im Folgenden der Verstärkungsfaktor G der GEMs berechnet:

$$G = \frac{Q_{\text{aus}} \cdot F_C}{Q_{\text{Fe}} \cdot V} = \frac{A \cdot C \cdot f_R \cdot F_C}{227 \cdot e \cdot a} = \frac{1,27 \cdot A}{\text{ADC} - \text{Einheiten}} \quad (6.11)$$

In Gleichung (6.11) bezeichnet e die Elementarladung und A den pedestalkorrigierten Signalpeak in ADC-Einheiten.

Die Messunsicherheit des GEM-Verstärkungsfaktors G wurde durch eine Gaußsche Fehlerfortpflanzung berechnet und ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial A} &= \frac{C \cdot f_R \cdot F_C}{227 \cdot e \cdot a} & \frac{\partial G}{\partial C} &= \frac{A \cdot f_R \cdot F_C}{227 \cdot e \cdot a} \\ \frac{\partial G}{\partial f_R} &= \frac{A \cdot C \cdot F_C}{227 \cdot e \cdot a} & \frac{\partial G}{\partial a} &= -\frac{A \cdot C \cdot f_R \cdot F_C}{227 \cdot e \cdot a^2} \end{aligned} \quad (6.12)$$

$$(\Delta G)^2 = \left| \frac{\partial G}{\partial A} \Delta A \right|^2 + \left| \frac{\partial G}{\partial C} \Delta C \right|^2 + \left| \frac{\partial G}{\partial f_R} \Delta f_R \right|^2 + \left| \frac{\partial G}{\partial a} \Delta a \right|^2$$

Es wurde eine Kondensatorreihenschaltung im Ladungsinjektor verwendet, um den Fehler der Gesamtkapazität zu senken. Jede der Kondensatorkapazitäten $C_i = 1 \text{ pF}$ hat eine Toleranz von 25 %. Über eine Gaußsche Fehlerfortpflanzung ergibt sich für die Kondensatorreihenschaltung eine Messunsicherheit von $\Delta C = 0,09 \text{ pF}$, was einer relativen Messunsicherheit von 17,7 % entspricht. Die Messunsicherheit des Widerstandsfaktors f_R beträgt 1,6 %, die Messunsicherheit des pedestalkorrigierten Signalpeaks berechnet sich zu 1 % und die Messunsicherheit aus der Pulsgeneratoranpassung a kann mit 0,4 % angegeben werden. Die Messunsicherheit des GEM-Verstärkungsfaktors G errechnet sich insgesamt zu etwa 18 %, wobei der Fehler der Kondensatorkapazität dominiert.

Auf die Ergebnisse der Verstärkungsfaktoren G verschiedener GEM-Messreihen wird im Kapitel 6.3 eingegangen.

6.3 GEM-Verstärkungsmessungen

Das Hauptziel der GEM-Studien war es, die GEMs hinsichtlich ihrer Verstärkung systematisch zu untersuchen. Mit dem zuvor beschriebenen Messaufbau wurden im Rahmen dieser Arbeit sechs verschiedene Messreihen aufgenommen. In der ersten Messreihe wurden zwei Standard-CERN-GEMs untersucht, während in der zweiten und dritten Messreihe je eine dicke japanische sowie eine Standard-CERN-GEM verwendet wurden. Die dicke japanische GEM wurde in der zweiten Messreihe als untere und in der dritten Messreihe als obere GEM in der Test-TPC eingebaut. Im Vergleich dazu wurde in der vierten Messreihe eine dünne japanische GEM untersucht. In der fünften Messreihe wurden wiederum zwei CERN-GEMs verwendet, wobei die obere GEM mit einem Lochabstand von $225 \mu\text{m}$ einen größeren Lochabstand als die Standard-CERN-GEM aufwies. In der sechsten Messreihe wurde eine GEM der Firma Tech-Etch in die Testkammer eingebaut. Für alle Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurde TDR-Gas verwendet. Es wurde eine einheitliche Feldkonfiguration genutzt, die in Tabelle 6.1 zusammengefasst ist.

Bezeichnung	Distanz (mm)	elektrische Feldstärke (V/cm)
Driftfeld	$d_D = 20$	$E_D = 250$
Transferfeld	$d_T = 2$	$E_T = 1000$
Induktionsfeld	$d_I = 2$	$E_I = 1000$

Tabelle 6.1: Feldkonfigurationen für alle Messreihen im Rahmen dieser Arbeit.

Auf die Einzelheiten und Unterschiede in den Messreihen wird in den folgenden Abschnitten eingegangen.

6.3.1 Verstärkung der Standard-CERN-GEMs

Während der Inbetriebnahme des Messsystems wurden nur Standard-CERN-GEMs verbaut. Mit der ersten Anode wurden nur wenige ADC-Einträge sowie eine schlechte Peakseparation erlangt. Aus diesem Grund wurde versucht, die Spannung über den GEMs zu erhöhen, um die Spektren besser aufzulösen und mehr ADC-Einträge zu erreichen. Im Rahmen dieser Tests wurde festgestellt, dass die GEMs ab angelegten Spannungen von 420 V pro GEM häufiger trippen, schließlich keine Spannung mehr halten und daher nicht mehr verwendet werden können. Aufgrund dieser Erfahrung wurden in den folgenden Messungen keine Spannungen über 400 V an die Standard-CERN-GEMs angelegt. Die Daten der defekten GEMs wurden verworfen und eine neue Messreihe aufgezeichnet.

Nach dem Einbau der im Kapitel 5.1 beschriebenen neuen Anode wurde eine Messreihe mit zwei Standard-CERN-GEMs aufgezeichnet. In Abbildung 6.6 sind zwei Spektren aus dieser Messreihe dargestellt. Der linke Teil der Abbildung 6.6 zeigt ein Spektrum, welches mit

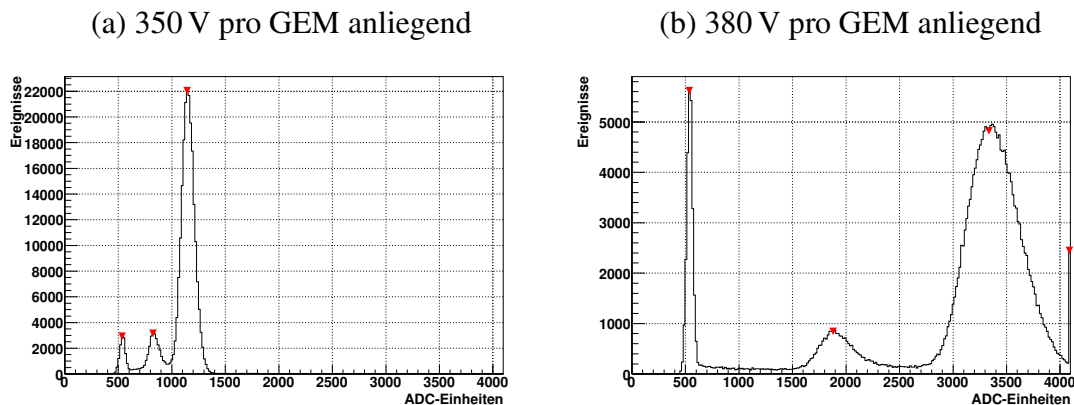


Abbildung 6.6:

Spektren, die mit zwei Standard-CERN-GEMs aufgenommen wurden. Im Spektrum (a) lagen 350 V und im Spektrum (b) 380 V pro GEM an.

einer GEM-Spannung von 350 V aufgenommen wurde. Bereits bei geringen Spannungen sind die drei erwarteten Peaks gut voneinander separiert und eine Verstärkung berechenbar. Die Energieauflösung σ_E/E des Photopeaks beträgt bei 350 V 9,7 %, während sich die Energieauflösung des Escapepeaks auf 18,6 % berechnet. Der rechte Teil zeigt das Spektrum, bei dessen Messung eine Spannung von 380 V pro GEM anlag. Die Energieauflösung des Photopeaks beträgt in diesem Fall 8,7 % und die des Escapepeaks 12,0 %. Es ist zu erkennen, dass einige Messwerte außerhalb der QDC-Skala liegen. Daraus lässt sich ableiten, dass über die neue Anode tatsächlich deutlich mehr Ladung aus der Test-TPC in den Vorverstärker gelangt, wie es die Simulation im Kapitel 5.1 voraussagte. Aus diesem Grund konnten in dieser Messreihe geringere Spannungen an die GEMs angelegt werden und dennoch eine größere Verstärkung und gute Peakseparationen erreicht werden. Wie in Abbildung 6.6 dargestellt, gelang es innerhalb dieser Messreihe den gesamten dynamischen Bereich des QDCs auszunutzen.

In Tabelle 6.2 sind Daten wie die pro GEM angelegten Spannungen, die Temperaturen, die korrigierten Messdaten sowie die simulierten Verstärkungen zusammengefasst. In dieser Tabelle sind ferner die gemessenen Daten der Verstärkung aufgeführt. Diese Daten bezeichnen die Verstärkungswerte, die mit der Test-TPC ausgelesen wurden. Der Unterschied zwischen diesen Werten und den korrigierten Messwerten besteht in dem Korrekturfaktor $F_C = 3,1$, der aus der Anodensimulation im Kapitel 5.1 resultiert. Diese Korrektur der Messdaten ist notwendig, da durch Verluste im Kabel von der Anode zum Vorverstärker nur 32 % der Ladung aus der Test-TPC auf den Vorverstärker geleitet werden.

In Abbildung 6.7 sind die Verstärkungsfaktoren, welche mit zwei Standard-CERN-GEMs aufgenommen wurden, und die analog dazu simulierten Werte dargestellt. Die Verstärkungssimulation wurde bereits im Kapitel 3 erklärt. Die Messunsicherheiten in der experimentellen Messreihe betragen etwa 18 % und resultieren aus der zuvor beschriebenen Verstärkungskalibrierung mit Hilfe des Ladungsinjektors. Für die Simulation wurde ein Fehler von 5 % aus der Abbildung 7.3 in [Lot06] abgeschätzt. In dieser Abbildung

$U_{\text{GEM I}}$ (V)	$U_{\text{GEM II}}$ (V)	Datum	Temp. (°C)	Messdaten Verstärkung	korrigierte Messwerte	simulierte Verstärkung
350	350	10.07.08	26	249	772	997
360	360	25.06.08	27	474	1468	1546
366	366	26.06.08	26	622	1929	2013
370	360	10.07.08	26	560	1736	1926
370	370	25.06.08	27	894	2770	2401
370	370	10.07.08	26	687	2130	2401
370	370	14.07.08	26	727	2254	2401
380	380	25.06.08	28	1131	3507	3730
380	380	10.07.08	26	1336	4144	3730

Tabelle 6.2: Verstärkungsmessdaten aufgenommen mit zwei Standard-CERN-GEMs.

sind die Messwerte und die daraus resultierende Parametrisierung der GEM-Verstärkung in Abhängigkeit von der GEM-Spannung gezeigt.

In [B⁺99a] ist dargestellt, dass die Verstärkung exponentiell mit der angelegten GEM-Spannung zunimmt. Dies folgt aus der Differentialgleichung $dN = N dU$, deren Lösung eine Exponentialfunktion ist. Hierbei sind N die Anzahl der Ladungsträger, dN die Änderung der Ladungsträgeranzahl und dU die Änderung der anliegenden Spannung. Zur Veranschaulichung der Daten und des Kurvenverlaufes wurden die Mess- und Simulationswerte in Abbildung 6.8 auf einer logarithmischen Skala dargestellt. Tabelle 6.3 fasst die Parameter der linearen Anpassungen $\log G = A \cdot U_{\text{GEM}} + B$ aus dieser Darstellung zusammen. Die Messwerte verfügen über einen größeren Anstieg A als die simulierten Werte. Die Ursache, weshalb die Messwerte bei geringen Spannungen kleiner sind als die Simulationsergebnisse, während sie bei höheren Spannungen größer sind als die Simulationsergebnisse, kann in den unterschiedlichen Feldverhältnissen liegen. Das Verhältnis $E_{\text{extern}}/E_{\text{Loch}}$ beschreibt die Korrelation zwischen den Feldern, die an der GEM anliegen, und dem in dem GEM-Loch herrschenden Feld. Dieses Verhältnis beträgt in den Messungen, die der Parametrisierung zugrunde liegen, 0,04 – 0,06. Die Verhältnisse in der Test-TPC sind viel geringer, für die obere GEM ergibt sich ein Verhältnis von 0,004 und für die untere GEM 0,014. Ferner wurden die Messungen für die Parametrisierung bei Spannungen von 170 V – 380 V durchgeführt, so dass die Test-TPC-Messungen an die obere Grenze der Parametrisierung gelangen. Aus der Abbildung 7.3 in [Lot06] geht hervor, dass die Messdaten und die daran angepasste Parametrisierung ab 370 V schlechter übereinstimmen als im Bereich von 200 V – 360 V.

Um die Reproduzierbarkeit der Messwerte zu überprüfen, wurden die Messreihen mit 370 V und 380 V Spannung pro GEM mehrmals aufgenommen. Die Verstärkungswerte, die sich für eine Spannung von 370 V pro GEM ergeben, streuen im Bereich von 23 %. Die Streuung der 380 V-Messreihe befindet sich im Rahmen der für den Verstärkungsfaktor ermittel-

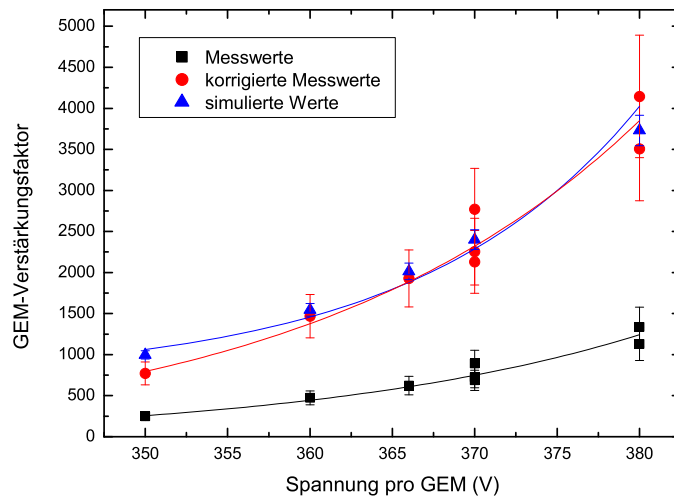


Abbildung 6.7:

Gemessene und simulierte Verstärkungswerte eines Doppel-Standard-CERN-GEM-Aufbaus in Abhängigkeit von der angelegten GEM-Spannung. An die Werte wurde je eine Exponentialfunktion angepasst.

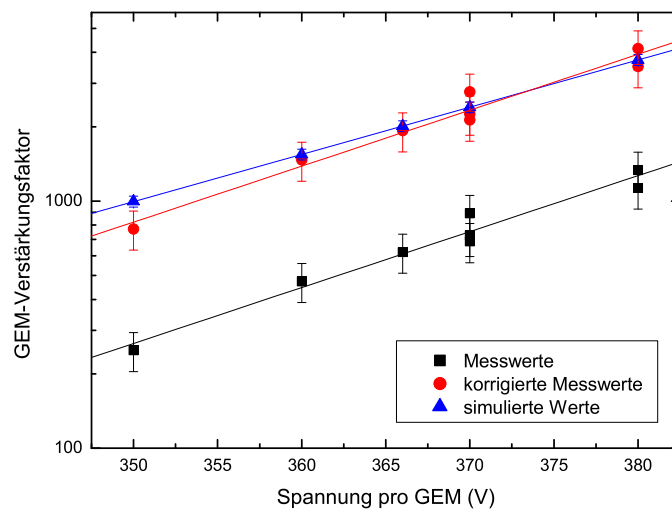


Abbildung 6.8:

Gemessene sowie simulierte Verstärkungswerte eines Doppel-Standard-CERN-GEM-Aufbaus in logarithmischer Darstellung.

Parameter	Messwerte	korrigierte Messwerte	simulierte Werte
A	$0,023 \pm 0,005$	$0,023 \pm 0,005$	$0,019 \pm 0,001$
B	$-5,501 \pm 1,753$	$-5,010 \pm 1,753$	$-3,690 \pm 0,364$

Tabelle 6.3:

Zusammenfassung der Parameter A und B aus den linearen Anpassungen in Abbildung 6.8. A beschreibt den linearen Anstieg der Funktion und B den Schnittpunkt mit der Ordinate.

ten Messunsicherheit von 18 %. Zwischen diesen Vergleichsmessungen wurde die Kammer mehrfach geöffnet und die GEMs ein- und ausgebaut. Wie in Tabelle 6.2 zu erkennen ist, wurden die Daten über Wochen verteilt aufgezeichnet, so dass Temperatur- sowie Luftdruckschwankungen einen Einfluss haben.

In [B⁺99a] wurden mit einer Doppel-CERN-GEM-Struktur und einer Spannung von 380 V pro GEM eine Verstärkung von etwa 800 erzielt. Die Messung erfolgte in einem Argon-Kohlenstoffdioxid-Gasgemisch (70 % Argon und 30 % Kohlenstoffdioxid). Die angelegten Felder betragen $E_D = 3 \text{ kV/cm}$ und $E_T = E_I = 4,4 \text{ kV/cm}$. Das Verhältnis E_D/E_T , der an der ersten GEM anliegenden Felder, ergibt sich zu 0,75. Mit einer Spannung von 380 V pro GEM wurde im Test-TPC-Aufbau eine Verstärkung von 3826 gemessen. Die Messbedingungen unterscheiden sich vor allem in den Feldkonfigurationen. Je kleiner das Verhältnis der ober- und unterhalb der GEM anliegenden Felder ist, umso günstiger ist die Konfiguration. Das Feldverhältnis E_D/E_T beträgt in der Test-TPC 0,25, was zu der größeren Verstärkung beitragen kann.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die gemessene Verstärkung in Abhängigkeit von der anliegenden GEM-Spannung wie erwartet exponentiell zunimmt. Die mit dem Faktor F_C korrigierten Messwerte stimmen mit den Werten aus der Simulation überein. Die Messwerte sind im Bereich von 23 % reproduzierbar.

6.3.2 Verstärkung einer dicken japanischen GEM

In der folgenden Messung wurde eine japanische GEM der Dicke $100 \mu\text{m}$ an die Stelle der ersten CERN-GEM in die Test-TPC eingebaut. Wie im Kapitel 3.4 aufgezeigt, unterscheiden sich die japanischen GEMs durch die zylindrische Lochform sowie das Isolatormaterial LCP von den CERN-GEMs mit einer doppelt konischen Lochform und Polyimid als Isolatorschicht. Zunächst wurde die japanische GEM an der zweiten Position platziert und anschließend an die erste Position umgesetzt. Ein Spektrum jeder Anordnung ist in Abbildung 6.9 zu sehen. Es ist erkennbar, dass mit der zweiten GEM-Anordnung mehr ADC-Einträge erreichbar sind, obgleich in beiden Messungen je 380 V an den beiden GEMs anliegen.

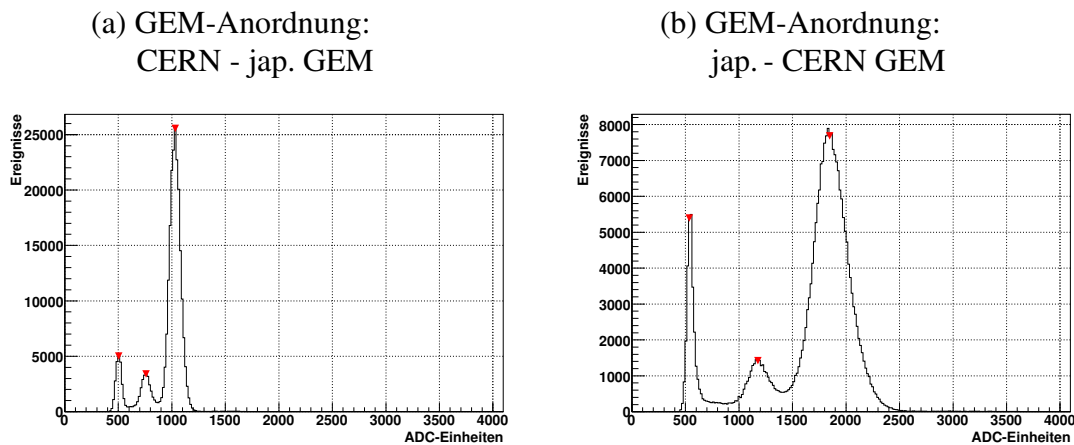


Abbildung 6.9:

Vergleichende Spektren, wobei jeweils an beide GEMs 380 V angelegt wurden. In (a) ist die Anordnung Standard-CERN-GEM gefolgt von der dicken japanische GEM dargestellt. In (b) sind die GEMs in umgekehrter Reihenfolge in die Test-Kammer eingebaut.

Abbildung 6.10 zeigt diese Messungen im Vergleich, wobei an die Kurven jeweils eine Exponentialfunktion angepasst wurde. Mit der Anordnung dicke japanische GEM gefolgt von der Standard-CERN-GEM lassen sich größere Verstärkungen realisieren. Bei 390 V pro GEM war bei dieser Messung die Skala der ADC-Einheiten fast ausgeschöpft, so dass keine höheren Spannungen an die GEMs angelegt wurden. Mit der umgekehrten Anordnung der GEMs wurden geringere Verstärkungen und schlechtere Peakseparationen erreicht, wie der linke Teil der Abbildung 6.9 belegt. Die Spannungen pro GEM wurden nur bis 400 V erhöht, um die GEMs nicht zu beschädigen, obgleich selbst bei diesen hohen Spannungen keine vergleichbar hohe Verstärkung erreicht wurde.

Zum Vergleich ist in Abbildung 6.10 die Verstärkung zweier Standard-CERN-GEMs dargestellt. Aufgrund ihrer geringeren Dicke ist mit ihnen eine höhere Verstärkung möglich. Wird die gleiche Spannung U an eine Standard-CERN-GEM der Dicke $d_{\text{iso}} = 50 \mu\text{m}$ und an eine japanische GEM der Dicke $d_{\text{iso}} = 100 \mu\text{m}$ angelegt, so ist die Feldstärke E nach $E = U/d_{\text{iso}}$ innerhalb der CERN-Folie doppelt so hoch wie in der japanischen GEM. Daher sind mit zwei Standard-CERN-GEMs bei gleicher Spannung innerhalb dieser drei Anordnungen die größten Verstärkungsfaktoren erreichbar.

Aus Kapitel 3.3.4 ist bekannt, dass die ober- und unterhalb der GEM anliegenden Feldstärken einen Einfluss auf die elektrische Transparenz für Elektronen haben. Aufgrund der Messergebnisse wird vermutet, dass es die japanische GEM stärker beeinflusst, ob sie an der ersten oder an der zweiten Stelle innerhalb der Test-TPC platziert ist. Die GEM an erster Stelle spürt ein Feldstärkeverhältnis von $1/4$, da oberhalb das Driftfeld $E_{\text{D}} = 250 \text{ V/cm}$ und unterhalb das Transferfeld $E_{\text{T}} = 1000 \text{ V/cm}$ anliegen. Nach Abbildung 3.5 ist die untere GEM-Position die ungünstigere Position, da sowohl oberhalb als auch unterhalb dieser GEM die gleiche Feldstärke $E = 1000 \text{ V/cm}$ anliegt.

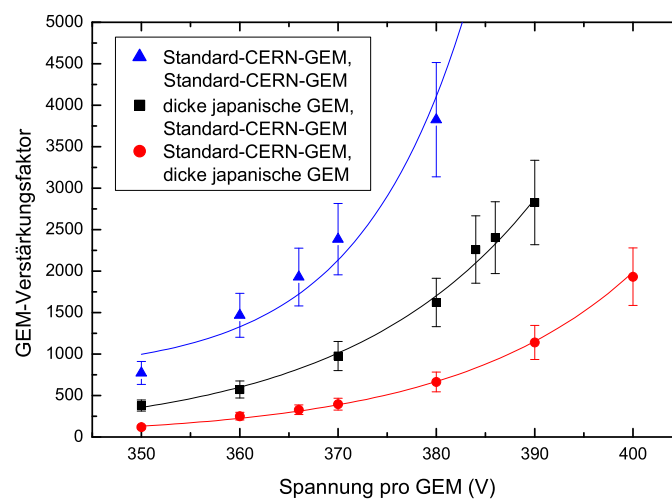


Abbildung 6.10:

Verstärkung in Abhängigkeit von der an die GEMs angelegten Spannung für zwei verschiedene GEM-Anordnungen, welche sich jeweils aus einer Standard-CERN-GEM und einer dicken japanischen GEM zusammensetzen. Zum Vergleich der Größenordnung wurde die Messreihe aus Kapitel 6.3.1, die mit zwei Standard-CERN-GEMs aufgenommen wurde, eingetragen. An die Daten wurde jeweils eine Exponentialfunktion angepasst.

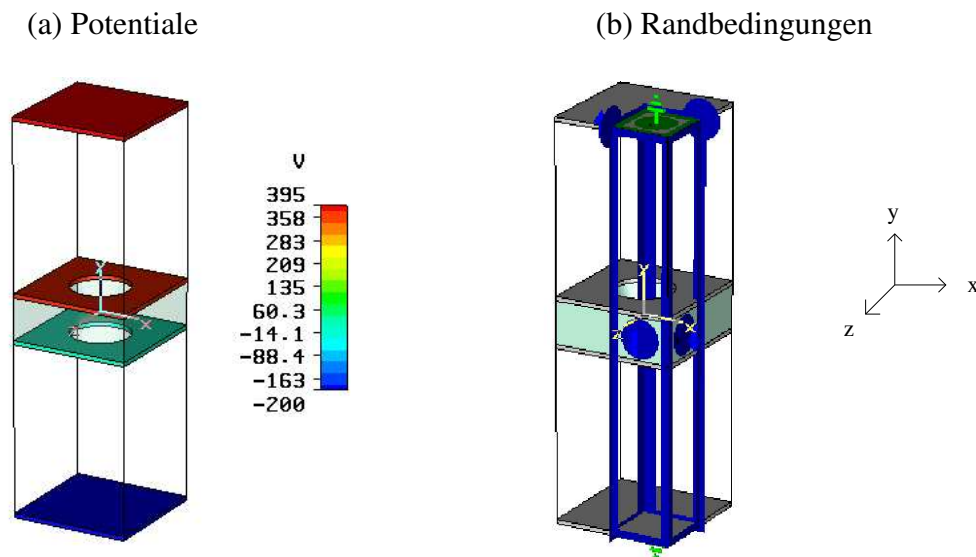


Abbildung 6.11:

Simulation eines GEM-Loches sowie der Anode und Kathode. In (a) sind die angelegten Potentiale eingezeichnet, während (b) die Randbedingungen darstellt. Die Abmessungen und Materialien entsprechen einer Standard-CERN-GEM.

Es wird angenommen, dass die japanische GEM an erster Position eingebaut aufgrund des Feldstärkeverhältnisses gut verstärkt, so dass die CERN-GEM diese Verstärkung fortsetzen kann. Mit der umgekehrten GEM-Anordnung sollte die gleiche Verstärkung erreichbar sein, da die Einzelverstärkungen nach Kapitel 3.5.1 multiplikativ sind. Jedoch kann die japanische GEM an zweiter Stelle die Verstärkung der CERN-GEM nicht im gleichen Maße fortführen, so dass mit dieser GEM-Platzierung nur eine geringere Verstärkung erreicht wird. Daraus kann gefolgert werden, dass der Einfluss der Platzierung in der Test-TPC auf die CERN-GEM geringer ist als auf die japanische GEM. Um diese Vermutung zu untersuchen wurden die japanische GEM sowie die CERN-GEM simuliert.

Simulation der Feldstärke in einem GEM-Loch

Um die verschiedenen elektrischen Feldstärken innerhalb der GEM-Löcher darzustellen, wurde jeweils eine Standard-CERN-GEM und eine dicke japanische GEM in einem Programm, das die Finite-Elemente-Methode (FEM) nutzt, simuliert. Die Isolatorschicht zwischen den Kupferschichten der japanischen GEM ist mit $100 \mu\text{m}$ doppelt so dick wie die Isolatorschicht einer Standard-CERN-GEM. Ferner unterscheiden sich die Lochformen und Isolatormaterialien der GEMs voneinander. Während die CERN-GEM doppelt konisch geformte Löcher und Polyimid enthält, verfügt die japanische GEM über zylindrische Löcher und LCP. Abbildung 6.11 zeigt die Simulation eines GEM-Loches, das einer Standard-CERN-GEM nachempfunden ist.

Innerhalb der Simulation wurden die folgenden GEM-Parameter berücksichtigt: Durchmesser D der Löcher in der Kupferschicht, Durchmesser d der Löcher in der Polyimidfolie, Dicke des Isolatormaterials d_{iso} und Form der Löcher. Die Kupferflächen werden als perfekte Leiter angenommen und für das Isolatormaterial wurde Polyimid gewählt. Zwischen den Kupferflächen wurde eine Potentialdifferenz von 370 V angelegt. Die elektrischen Felder ober- und unterhalb des GEM-Loches wurden durch eine Anode und Kathode realisiert. Die daran angelegten Potentiale wurden so gewählt, dass oberhalb des GEM-Loches die Driftfeldstärke $E_D = 250 \text{ V/cm}$ und unterhalb die Transferfeldstärke $E_T = 1000 \text{ V/cm}$ herrschen. Dies entspricht einer GEM, die an erster Stelle innerhalb der Test-TPC platziert ist. Ferner wurde eine GEM simuliert, die an der zweiten Stelle in der Kammer angeordnet ist. Oberhalb dieses GEM-Loches befindet sich das Transferfeld der Stärke $E_T = 1000 \text{ V/cm}$ und unterhalb das Induktionsfeld der Stärke $E_I = 1000 \text{ V/cm}$. Die Randbedingungen sind so gewählt, dass das simulierte Volumen in y-Richtung durch Anode und Kathode begrenzt wird. In x- und z-Richtung begrenzen die tangential an die Lochkanten angepassten Flächen das Volumen, so dass es keine Normalkomponente des Feldes zu diesen Flächen gibt.

Abbildung 6.12 zeigt die elektrischen Feldstärken im simulierten GEM-Ausschnitt. Die Skalierung ist rechts aufgetragen. Das Maximum der elektrischen Feldstärke liegt an der Kante, die die Trennung zwischen Polyimidfolie und Kuperfläche beschreibt.

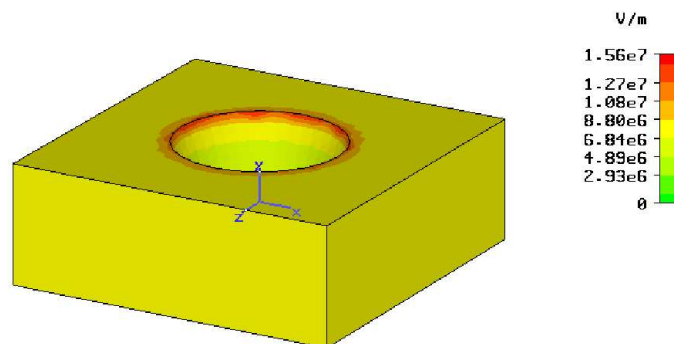


Abbildung 6.12:

Simulation eines GEM-Loches. Durch die Farbskala sind die elektrischen Feldstärken im GEM-Ausschnitt charakterisiert. Die geometrischen Parameter und ausgewählten Materialien entsprechen einer Standard-CERN-GEM.

Mit der Software wurden verschiedene Schnitte entlang des Feldverlaufes durch die GEM-Löcher berechnet. Abbildung 6.13 zeigt die Schnitte entlang eines GEM-Loches, wobei die gewählten Maße einer Standard-CERN-GEM entsprechen. Der Nullpunkt wurde jeweils in den Mittelpunkt des GEM-Loches gelegt.

Die Abbildungen 6.14 und 6.15 zeigen die verschiedenen Feldstärken im Inneren eines GEM-Loches, wobei Abbildung 6.14 die GEM an erster und Abbildung 6.15 die GEM an

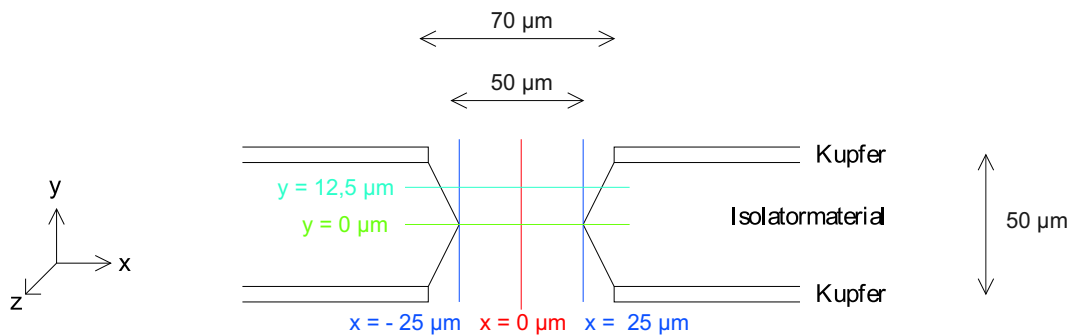


Abbildung 6.13:

Schnitte entlang eines GEM-Loches, wobei der Nullpunkt im Mittelpunkt des GEM-Loches liegt. Die Maße entsprechen den Abmessungen einer Standard-CERN-GEM, welche Polyimid als Isolator material enthält (nicht maßstabsgerecht).

zweiter Stelle in der Test-TPC darstellt. Die unterschiedlichen Feldstärken ober- und unterhalb der GEMs sind an den Ausläufern in positiver und negativer y-Richtung zu erkennen. Der Mittelpunkt des GEM-Loches befindet sich bei $y = 0 \mu\text{m}$.

In (a) sind jeweils die Ergebnisse der Simulation für eine Standard-CERN-GEM mit doppelt konisch geformten Löchern abgebildet, während in (b) die Ergebnisse einer $100 \mu\text{m}$ dicken japanischen GEM dargestellt sind. Aufgrund der zylindrischen Löcher wurden in den japanischen GEMs in x-Richtung andere Schnitte durchgeführt. Bei einer doppelt konischen Lochform beträgt der Durchmesser der Löcher in der Isolatorfolie $50 \mu\text{m}$, so dass die vom Mittelpunkt ausgehenden Schnitte maximal bei $x = \pm 25 \mu\text{m}$ liegen können. In zylindrischen Löchern verfügen die GEM-Löcher in den Kupferschichten und in der Isolatorschicht über den gleichen Durchmesser von $70 \mu\text{m}$. Daher können die Schnitte innerhalb dieser Löcher $x = \pm 35 \mu\text{m}$ betragen. In den Darstellungen ist zu erkennen, dass die elektrischen Feldstärken in den Standard-CERN-GEMs rund 40 % größer sind als in den japanischen GEMs. Dieses Ergebnis ist mit der unterschiedlichen GEM-Dicke zu begründen.

In allen vier Graphen ist zu erkennen, dass die Feldstärke im Loch zum Rand hin steigt. Da es sich in den CERN-GEMs um eine doppelt konische Lochform handelt, bilden sich in Abhängigkeit des Winkels der Oberfläche zum Feld und der an dieser Stelle herrschenden Feldstärke Oberflächenladungen aus. Daher treten in der Nähe der Kupferränder ($x = 25 \mu\text{m}$) die höchsten Feldstärken auf. Bei der zylindrischen Lochform innerhalb der japanischen GEM sitzen die Oberflächenladungen an der Kante des GEM-Loches, was an den Sprüngen der Kurven an dieser Stelle ($x = 35 \mu\text{m}$) erkennbar ist. Im Kapitel 3.3.4 wurde erklärt, dass am Rand der Kupferfläche beginnende Feldlinien häufig auf der unteren Kupferfläche enden, so dass diese Feldstärkerhöhung am Rand der Metallisierung keinen Einfluss auf die Verstärkungseigenschaften hat. Ferner bedeuten hohe Feldstärken eine erhöhte Tripgefahr, so dass sie zugunsten eines stabilen Messbetriebs vermieden werden sollen. Allerdings wurden in den Messungen mit der japanischen GEM keine Trips beobachtet.

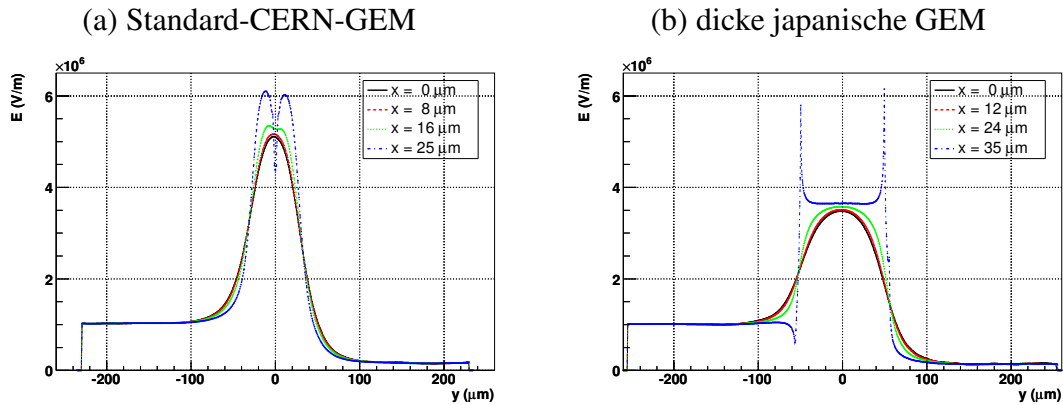


Abbildung 6.14:

Simulation eines GEM-Loches, wobei die GEM an der ersten Stelle in der Test-TPC platziert ist. Es werden die elektrischen Feldstärken innerhalb eines GEM-Loches einer Standard-CERN-GEM (a) und einer dicken japanischen GEM (b) verglichen.

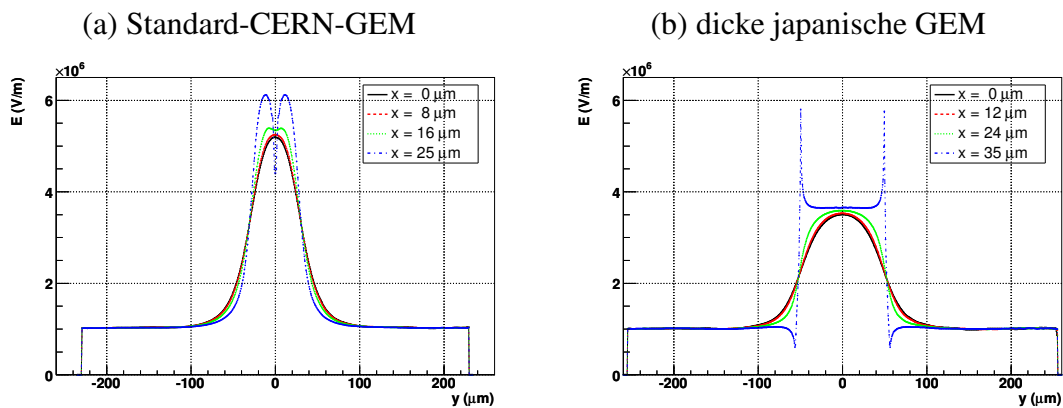


Abbildung 6.15:

Simulation eines GEM-Loches, wobei diese GEM an der zweiten Stelle in der Test-TPC sitzt. Es werden die elektrischen Feldstärken innerhalb eines GEM-Loches einer Standard-CERN-GEM (a) und einer dicken japanischen GEM (b) verglichen.

Weiterhin ist in den Darstellungen zu erkennen, dass es in der Simulation keinen Einfluss auf die elektrische Feldstärke innerhalb des GEM-Loches hat, an welcher Stelle die GEM in der Test-TPC angeordnet ist. Im Gegensatz dazu unterscheiden sich die aufgenommenen Messreihen, in denen die Reihenfolge der GEMs in der Test-TPC umgekehrt wurde, deutlich. Nach der Theorie des multiplikativen Gains und der Simulation der GEMs dürften keine Unterschiede in den Messreihen auftreten. Die Differenzen zwischen den Mess- und Simulationsergebnissen zeigen, dass die Annahmen innerhalb der Simulation nicht ausreichend sind, da unter anderem die unterschiedlichen Isolatormaterialien nicht berücksichtigt werden können.

In allen weiteren Messungen wurden die zu untersuchenden GEMs ausgehend von diesem Messergebnis stets an erster Stelle in der Test-TPC eingebaut. Auf diese Weise können die Verstärkungseigenschaften der GEMs charakterisiert werden, während ein Feldstärkeverhältnis von 250/1000 an der GEM anliegt.

Verstärkungsoptimierung

Bei den Messreihen in Abbildung 6.10 wurde gezeigt, dass mit der GEM-Anordnung Standard-CERN-GEM gefolgt von der dicken japanischen GEM nur eine maximale Verstärkung von 1940 erzielt werden kann. Um diese Verstärkung zu erreichen, müssen 400 V an jede GEM angelegt werden. Da mit anderen GEM-Anordnungen höhere Verstärkungen erreicht worden waren, wurde versucht, die Verstärkung dieser GEM-Anordnung ebenfalls zu steigern. Der in Abbildung 6.16 dargestellte Graph zeigt eine Messung, in der an der Standard-CERN-GEM an Position I konstant 370 V angelegt wurden. Diese Spannung wurde ausgewählt, da ein Aufbau bestehend aus zwei Standard-CERN-GEMs bei dieser Spannung eine gute Verstärkung sowie Peakseparation bei gleichzeitiger Schonung der GEMs lieferte. Die Spannung an der dicken japanischen GEM, die an Position II eingebaut war, wurde von 360 V schrittweise auf 430 V erhöht. Aufgrund ihrer Dicke und der daraus resultierenden geringeren Feldstärken innerhalb der GEM-Löcher hielt die dicke japanische GEM diese Spannungen problemlos. Die Verstärkung dieser Anordnung konnte ausgehend von der Messung, in der je 370 V pro GEM angelegt wurden, etwa auf das Fünffache gesteigert werden.

6.3.3 Verstärkung einer dünnen japanischen GEM

Ferner wurde eine Anordnung untersucht, in der die dünne japanische GEM oberhalb der Standard-CERN-GEM montiert war. Die dünne japanische GEM ist mit $d_{\text{iso}} = 50 \mu\text{m}$ ebenso dick wie Standard-CERN-GEM. Im Unterschied zu den CERN-GEMs enthält die japanische GEM zylindrische Löcher und LCP als Isolatormaterial.

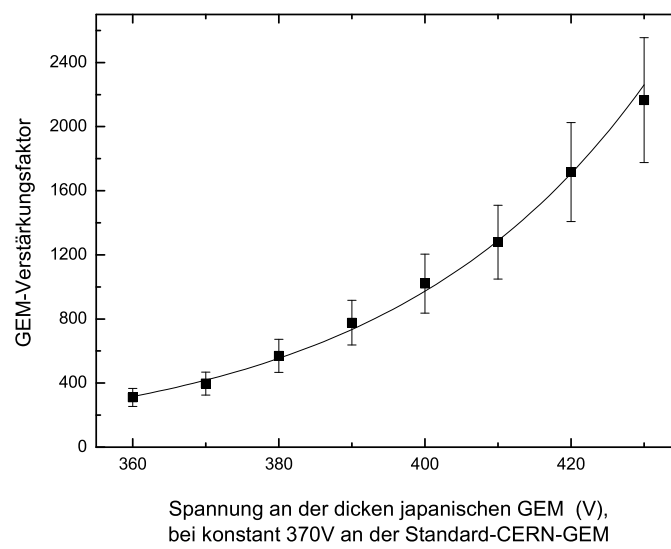


Abbildung 6.16:

Verstärkungsoptimierung mit GEM-Anordnung Standard-CERN-GEM gefolgt von der dicken japanischen GEM. An der CERN-GEM lagen konstant 370 V an, während die Spannungen an der japanischen GEM über die aufgetragenen Spannungswerte variiert wurden.

In Abbildung 6.17 sind die Verstärkung dreier Messreihen in Abhängigkeit von der pro GEM angelegten Spannung dargestellt. Bei diesen Messungen wurde jeweils eine Standard-CERN-GEM als untere GEM eingesetzt. Die Verstärkungsunterschiede resultieren daher aus den unterschiedlichen GEMs, die als obere GEM einbaut wurden. Es ist zu erkennen, dass die größten Verstärkungen mit zwei Standard-CERN-GEMs erzielt wurden. Mit der dünnen japanischen GEM konnten größere Verstärkungen erreicht werden als mit der dicken japanischen GEM.

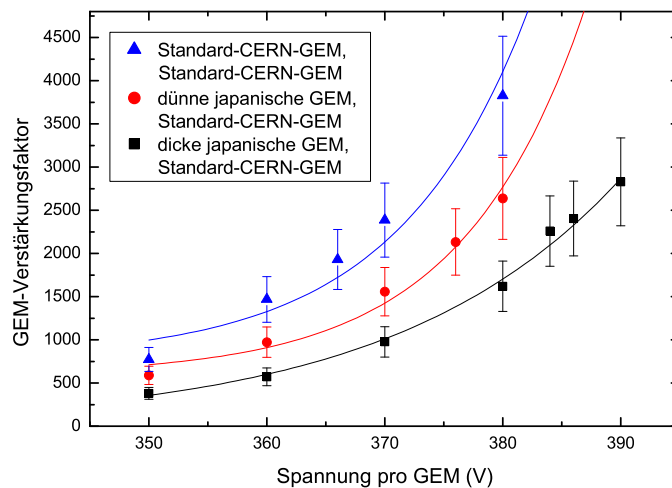


Abbildung 6.17:

Verstärkung in Abhängigkeit von der GEM-Spannung für eine GEM-Anordnung, welche sich jeweils aus einer dünnen japanischen GEM und einer Standard-CERN-GEM zusammensetzt. Zum Vergleich der Verstärkungsfaktoren sind zwei weitere Messreihen eingetragen.

Der Unterschied innerhalb der Messreihen mit den japanischen GEMs besteht nur in der Dicke der Isolatorschicht. Die dicke japanische GEM enthält mit einer $100\ \mu\text{m}$ dicken LCP-Schicht eine doppelt so dicke Isolatorschicht wie die dünne japanische GEM. Wird die gleiche Spannung U an diese GEMs angelegt, so unterscheiden sich die Feldstärken E nach $E = U/d_{\text{iso}}$ um einen Faktor zwei. Um diese Annahme zu bestätigen, wurden die japanischen GEMs simuliert. Innerhalb der Simulation wurden die in Abschnitt 6.3.2 vorgestellten Parameter und Potentiale berücksichtigt.

In der Abbildung 6.18 sind die Simulationsergebnisse der japanischen GEMs gezeigt. Die Simulation bestätigt, dass in der dünnen japanischen GEM aufgrund ihrer geringeren Dicke bei gleichen Bedingungen höhere Feldstärken innerhalb der GEM-Löcher erreichbar sind. Die Feldstärken in der dünnen GEM sind wie erwartet doppelt so groß wie in der dicken GEM, womit die höheren Verstärkungsfaktoren der dünnen japanischen GEM begründet werden können.

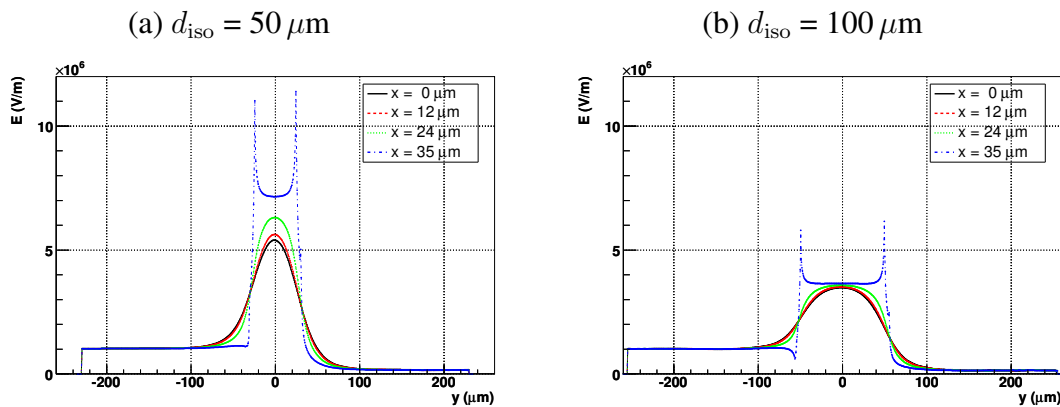


Abbildung 6.18:

Mit der Simulation wurden japanische GEMs verschiedener Dicken untersucht. Es wurden die elektrischen Feldstärken einer GEM mit einer $50 \mu\text{m}$ dicken Isolatorschicht (a) und einer $100 \mu\text{m}$ dicken Isolatorschicht (b) berechnet.

Jedoch sei erwähnt, dass sich die dicken japanischen GEMs besser verarbeiten lassen als die dünne Variante. Das $50 \mu\text{m}$ dicke LCP ist sehr labil, so dass sich die Lötstellen an den GEM-Kontakten nur schwer herstellen lassen und Vorsicht geboten ist, um das Material nicht einzureißen. Das $50 \mu\text{m}$ dicke Polyimid, welches zur Herstellung von CERN-GEMs verwendet wird, lässt sich besser bearbeiten als die $50 \mu\text{m}$ dicke LCP-Schicht.

Die dünne japanische GEM und die Standard-CERN-GEM unterscheiden sich in ihrer Lochform und in ihrem Isolatormaterial. Innerhalb der Simulation konnte nicht zwischen Polyimid und LCP als Isolatorschicht unterschieden werden. Aus diesem Grund kann mit den nachfolgenden Simulationsergebnissen nur die Auswirkung der unterschiedlichen Lochformen auf die elektrische Feldstärke innerhalb eines GEM-Loches aufgezeigt werden. In der Simulation wurden die in Abschnitt 6.3.2 vorgestellten Parameter einbezogen. Da die GEMs verschiedene Lochformen besitzen, unterscheiden sich die Lochschnitte. Für die GEM mit doppelt konischen Löchern kann $x_{\text{max}} = \pm 25 \mu\text{m}$ betragen, während $x_{\text{max}} = \pm 35 \mu\text{m}$ in der GEM mit zylindrischen Löchern gilt.

Die Simulationsergebnisse, welche die Auswirkungen der unterschiedlichen Lochformen zeigen, sind in Abbildung 6.19 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Feldstärken innerhalb der zylindrischen Löcher rund 30 % höher sind.

Nach diesen Simulationsergebnissen und den vergleichenden Messungen in Abbildung 6.17 scheint es, dass das Isolatormaterial dafür verantwortlich sein könnte, dass die Doppel-Standard-CERN-GEM-Anordnung in den Messungen höhere Verstärkungsfaktoren erzielte. Diese Vermutung muss mit weiteren Messreihen untersucht werden. Aus diesem Grund wäre die Herstellung und Untersuchung einer GEM interessant, die zylindrische Löcher im Isolatormaterial Polyimid enthält.

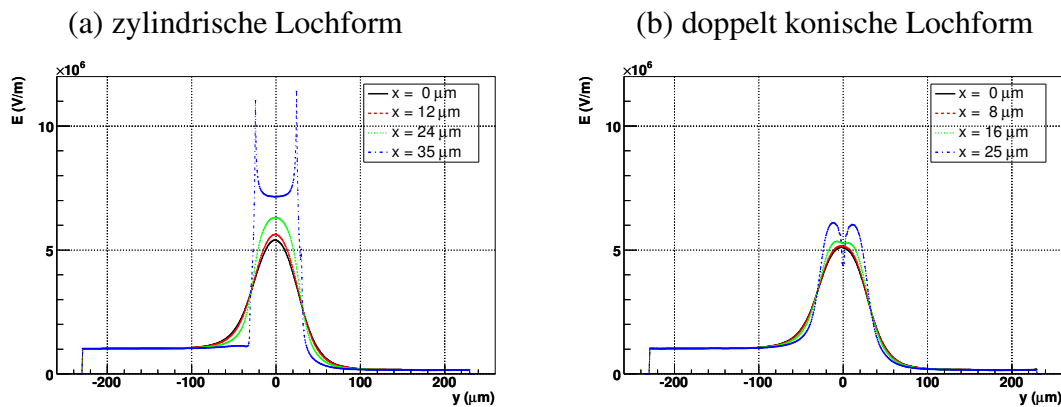


Abbildung 6.19:

Mit der Simulation wurden GEMs mit verschiedenen Lochformen untersucht. In (a) sind die elektrischen Feldstärken eines zylindrischen Loches, wie es die japanischen GEMs enthalten, dargestellt. Im Vergleich dazu sind in (b) die elektrischen Feldstärken eines doppelt konisch geformten Loches, wie bei CERN-GEMs, gezeigt.

6.3.4 Verstärkung einer Tech-Etch-GEM

Für eine weitere Messung wurden eine Tech-Etch-GEM an erster Stelle und eine Standard-CERN-GEM an zweiter Stelle in die Test-TPC eingebaut. Die Tech-Etch-GEM verfügt wie die CERN-GEMs über doppelt konisch geformte Löcher. Ferner besitzt sie das Polyimid Kapton[®] als Isolatormaterial und ihre Lochdurchmesser im Kupfer sind mit $87 \mu\text{m}$ um $17 \mu\text{m}$ größer als in einer Standard-CERN-GEM. Die Löcher im Isolatormaterial sind $52 \mu\text{m}$ groß und unterscheiden sich damit um $2 \mu\text{m}$ von den Lochdurchmessern einer Standard-CERN-GEM.

Abbildung 6.20 zeigt die Tech-Etch-Messreihe sowie eine Standard-CERN-Messreihe im Vergleich. Es ist zu erkennen, dass die Tech-Etch-GEM geringere Verstärkungsfaktoren liefert als die Vergleichsmessung. An die Tech-Etch-GEM-Anordnung müssen durchschnittlich pro GEM 10 V mehr angelegt werden, um die Verstärkungsfaktoren der Standard-CERN-GEM-Anordnung zu erreichen. Die Simulationsergebnisse in Abbildung 6.21 zeigen, dass die größeren GEM-Löcher keinen Einfluss auf die Feldstärken haben. Die unterschiedlichen Verstärkungseigenschaften können in den Herstellungsprozessen am CERN und in der Firma Tech-Etch begründet liegen. Es wäre daher interessant, GEMs identischer Parameter der zwei Hersteller vergleichend zu untersuchen.

6.3.5 Zeitabhängigkeit der Verstärkungsfaktoren

Bei einer doppelt konischen GEM-Lochform ist ein Anstieg der Verstärkung mit der Zeit beobachtbar. Diese Zunahme wird durch die Ansammlung von Ladungsträgern auf dem in das Loch hineinragenden Polyimid verursacht.

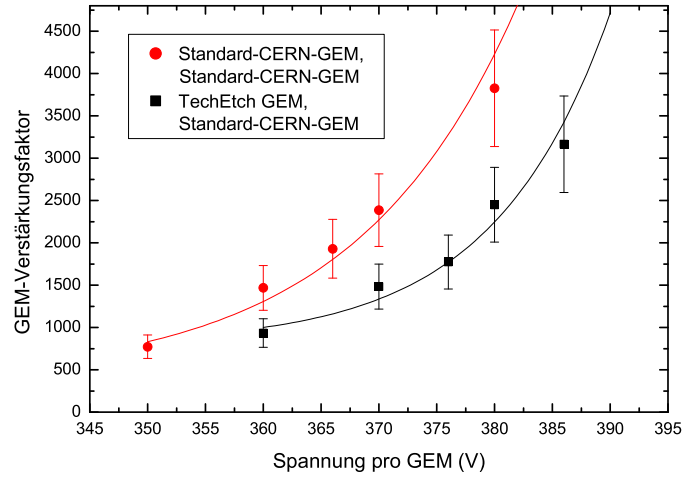


Abbildung 6.20:

Verstärkung in Abhängigkeit von der an die GEMs angelegten Spannung für eine Tech-Etch-GEM und eine Standard-CERN-GEM, wobei die untere GEM jeweils eine Standard-CERN-GEM ist.

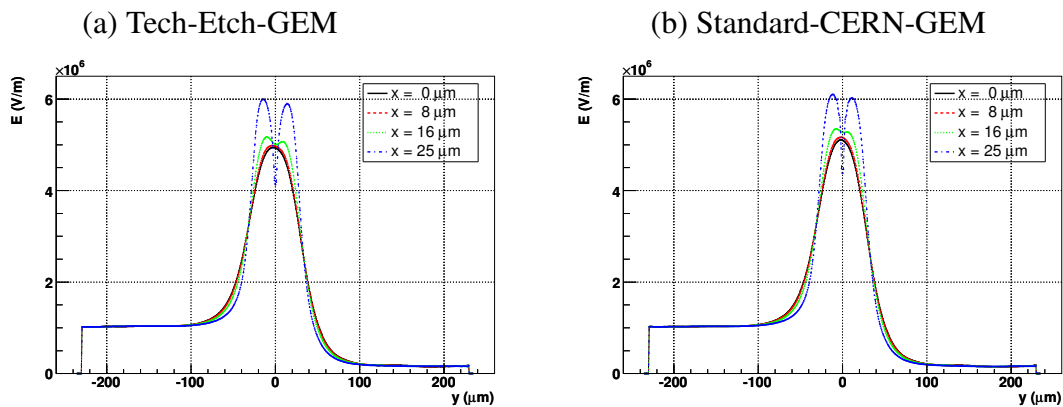


Abbildung 6.21:

Mit der Simulation wurden Tech-Etch-GEM (a), deren Löcher geringfügig größer sind als die Löcher in Standard-CERN-GEM und Standard-CERN-GEM (b) verglichen.

In Abbildung 6.22 sind relative Pulshöhen in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt, die von F. Simon gemessen wurden [S⁺07]. Es wurde jeweils eine Anordnung mit drei GEMs zur Verstärkung verwendet. Die Zunahme beträgt bei den CERN-GEMs 30 % und bei den Tech-Etch-GEMs 75 %. Es ist erkennbar, dass für beide GEM-Typen nach etwa drei Stunden ein Plateau erreicht wird.

Diese Aufladungseffekte sind mit dem im Kapitel 5 erklärten Messaufbau nicht direkt beobachtet worden. Abbildung 6.23 zeigt den Verstärkungsverlauf des Test-TPC-Aufbaus mit zwei Standard-CERN-GEMs in Abhängigkeit von der Zeit. Es wird vermutet, dass sich Effekte der Elektronik und der Verstärkungszunahme überlagern. Die Elektronik könnte für den anfänglichen Abfall verantwortlich sein, an den sich ein Anstieg ähnlich wie in Abbildung 6.22 anschließt. Um den Einfluss dieser Effekte in den aufgenommenen Messreihen zu minimieren, wurden für alle Messungen mehrere aufeinanderfolgende Durchläufe aufgenommen und daraus die Mittelwerte berechnet. GEMs mit zylindrischen Löchern sollten diese Aufladungseffekte nicht zeigen. Diese Annahme könnte in einer Messreihe überprüft werden.

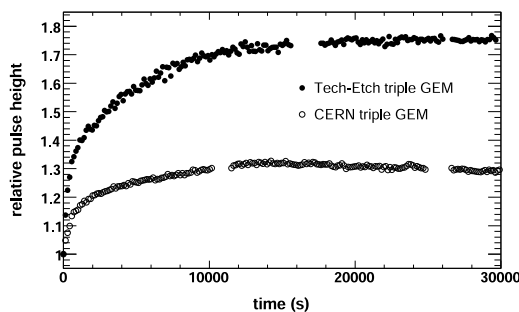


Abbildung 6.22:
Zeitlicher Verlauf der GEM-Verstärkung aus [S⁺07].

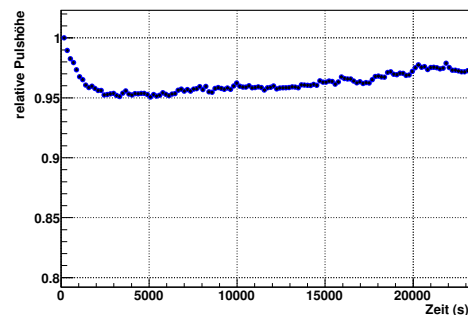


Abbildung 6.23:
Zeitlicher Verlauf der GEM-Verstärkung in der Test-TPC.

6.3.6 Verstärkung einer CERN-GEM mit größerem Lochabstand

In der folgenden Messreihe wurden wiederum zwei CERN-GEMs verwendet, wobei die an der ersten Stelle platzierte GEM einen Lochabstand von $p = 225 \mu\text{m}$ besaß, während an der zweiten Stelle eine Standard-CERN-GEM ($p = 140 \mu\text{m}$) eingesetzt wurde.

In Abbildung 6.24 ist die Verstärkung in Abhängigkeit von der pro GEM angelegten Spannung für diese Messreihe dargestellt. Vergleichend dazu ist in diesem Graphen wiederum die Verstärkung einer Messreihe, die mit zwei Standard-CERN-GEMs aufgenommen wurde, eingetragen. Es ist zu erkennen, dass mit der GEM mit $225 \mu\text{m}$ -Lochabstand eine höhere

Verstärkung erreichbar ist. Bereits bei einer angelegten Spannung von 366 V pro GEM war die Skala des QDCs ausgeschöpft, so dass keine höheren Spannungen appliziert wurden. In dieser Messreihe konnte zum ersten Mal mit einer Spannung von 340 V ein messbares Ergebnis erzielt werden. Der Vorteil dieser kleinen Spannung besteht darin, dass sie eine Schonung für die GEMs darstellen und in diesen Bereichen keine Spannungsüberschläge auftreten. Als zweite GEM war bei beiden Messungen der Abbildung 6.24 eine Standard-CERN-GEM eingebaut, so dass der Verstärkungsunterschied aus den ersten GEMs resultiert.

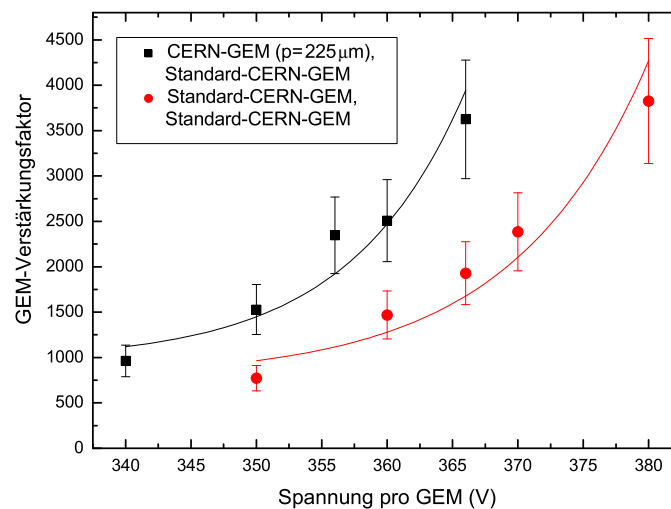


Abbildung 6.24:

Verstärkung in Abhängigkeit von der an die GEMs angelegten Spannung für zwei verschiedene GEM-Anordnungen. Die erste Anordnung bestand aus einer CERN-GEM mit einem Lochabstand von $p = 225 \mu\text{m}$ und einer Standard-CERN-GEM mit einem Lochabstand von $p = 140 \mu\text{m}$, während die zweite Anordnung zwei Standard-CERN-GEMs enthielt. An die Daten wurde jeweils eine Exponentialfunktion angepasst.

Um die elektrischen Feldstärken innerhalb der GEM-Löcher zu vergleichen, wurden eine Standard-CERN-GEM sowie eine CERN-GEM des Lochabstandes $225 \mu\text{m}$ in einem FEM-Programm simuliert. Es wurden die folgenden GEM-Parameter berücksichtigt: p , D , d , d_{iso} sowie die Lochform. Innerhalb der Simulation wurden jeweils neun benachbarte Löcher betrachtet. Die Schnitte innerhalb der GEM-Löcher wurden analog zur Abbildung 6.13 durchgeführt.

In Abbildung 6.25 ist wieder erkennbar, dass die Feldstärken in den GEM-Löchern zum Rand hin ansteigen und in der Nähe der Kupferränder ($x = 25 \mu\text{m}$) die höchsten Werte annimmt. Jedoch unterscheiden sich die elektrischen Feldstärken innerhalb der GEM-Löcher bei GEMs mit unterschiedlichem Lochabstand nicht.

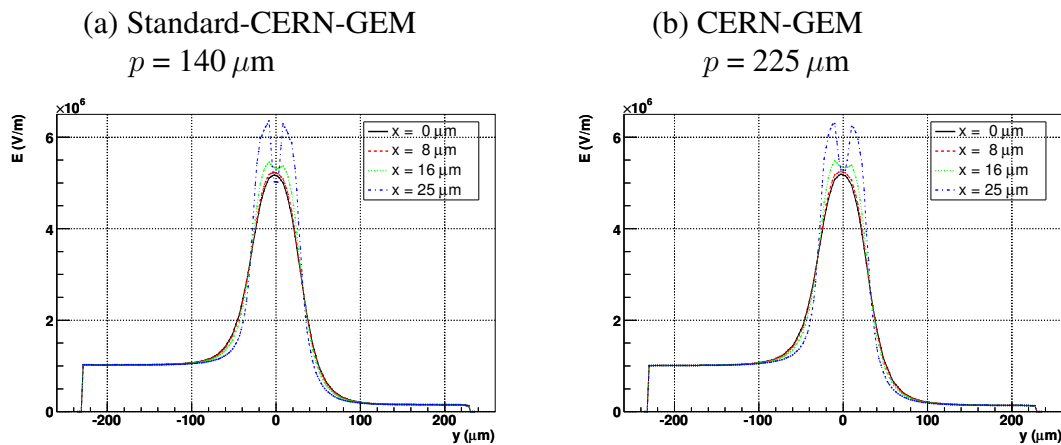


Abbildung 6.25:

Simulation der GEMs mit verschiedenen Lochabständen. In (a) sind die elektrischen Feldstärken im Loch einer Standard-CERN-GEM dargestellt, während (b) die elektrischen Feldstärken im Loch einer CERN-GEM mit einem Lochabstand von $p = 225 \mu\text{m}$ zeigt.

In der statischen Simulation werden keine Oberflächenaufladungseffekte berücksichtigt, so dass sich die Ergebnisse der GEMs mit unterschiedlichen Lochabständen gleichen. Die Verstärkungsunterschiede könnten in eben diesen Oberflächenladungseffekten begründet liegen.

In Abschnitt 6.3.5 wurde der Einfluss von Oberflächenladungseffekten auf die Verstärkung aufgezeigt. Mit dieser Kenntnis können die Messergebnisse wie folgt interpretiert werden: Aufgrund der größeren Lochabstände der untersuchten GEM sammelt sich bei dieser mehr Ladung in einem GEM-Loch als bei einer Standard-CERN-GEM. Durch die doppelt konisch geformten Löcher entstehen Oberflächenladungen infolge der Ansammlung von Elektronen und Ionen. Diese vermehrte Ladungssammlung in einer GEM mit dem Lochabstand $p = 225 \mu\text{m}$ führt zu einem Anstieg der Oberflächenladung. Aufgrund dieser Oberflächenladungszunahme werden die Ladungsträger, die sich durch das GEM-Loch bewegen, stärker von den Lochrändern abgestoßen und damit stärker komprimiert. Durch diese Ladungsverdichtung ist die Verstärkung innerhalb dieser GEM-Löcher im Vergleich zu Standard-CERN-GEMs erhöht.

Um diese Vermutung zu überprüfen, wäre es für eine künftige Messreihe interessant, die Verstärkung in Abhängigkeit des Lochabstandes zu untersuchen.

6.4 Energieauflösung

Alle Peaks im Spektrum weisen aufgrund statistischer Schwankungen eine gewisse Breite auf. Diese Signalverbreiterung gibt an, welche Energieauflösung innerhalb der Kammer erreicht werden kann. Die Energieauflösung ist eine wichtige Messgröße für die dE/dx -Messung in einem Detektor. Wie in Abbildung 2.2 dargestellt, ermöglicht eine gleichzeitige Messung des Impulses und des Energieverlustes pro Wegstrecke dE/dx die Identifizierung eines Teilchens. Die erwartete Anzahl N_{tot} der erzeugten Elektronen-Ionen-Paare beträgt für eine Eisen-55-Quelle $N_{\text{tot}} = \Delta E/W = 227$. Die tatsächliche Anzahl erzeugter Ladungsträger schwankt jedoch, da das Verhältnis der in ionisierenden und nicht-ionisierenden Prozessen verbrauchten Energie variiert. Die Streuung σ_N der erzeugten Ladungsträger wird mit Hilfe des Fano-Faktors F charakterisiert:

$$\sigma_N = \sqrt{F \cdot N} \quad (6.13)$$

Für die betrachteten Prozesse im Argon beträgt der Fano-Faktor $F = 0,2$ [Gru93]. Diese statistische Unsicherheit in der Anzahl der Elektronen-Ionen-Paare beschreibt die theoretische Grenze für das Energieauflösungsvermögen:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{theo}} = \frac{\sigma_N}{N} = \frac{\sqrt{F \cdot N}}{N} = 2,97\% \quad (6.14)$$

In den aufgenommenen Eisenspektren, die im Kapitel 5.6 erläutert wurden, sind auf der horizontalen Achse die Ladungen in ADC-Einheiten angegeben. Diese Achse läßt sich auf die Anzahl primärer Ladungsträger oder auf die in der Kammer abgegebene Energie umskalieren, da bekannt ist, dass der Photopeak bei einer Energie von 5,9 keV und der Escapepeak bei einer Energie von 3 keV liegt. Mit diesem Kenntnis kann die Energie E in Gleichung (6.14) durch den pedestalkorrigierten Mittelwert A in ADC-Einheiten ersetzt werden, so dass folgt:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{exp}} = \frac{\sigma}{A} \quad (6.15)$$

Aufgrund statistischer Schwankungen, die beim Durchgang der Ladungsträger durch die GEM-Anordnung, bei der Gasverstärkung sowie bei der Datenauslese und Auswertung auftreten, ist die erreichte Auflösung schlechter als der theoretische Grenzwert.

Aus Gleichung (6.11) ist bekannt, dass der GEM-Verstärkungsfaktor G proportional zu den ADC-Einheiten A des pedestalkorrigierten Photopeaks ist. Da die Standardabweichungen aller Messreihen in der gleichen Größenordnung lagen, werden sie in der folgenden Betrachtung als Konstante c angenommen. Mit diesen Annahmen folgt aus Gleichung (6.15), dass der GEM-Verstärkungsfaktor G umgekehrt proportional zur Energieauflösung ist.

$$\left(\frac{\sigma E}{E}\right)_{\text{exp}} \approx \frac{c}{G} \quad (6.16)$$

Für verschiedene Messreihen sind in Abbildung 6.26 die Verhältnisse σ/A aus Standardabweichungen σ der Gaußkurven und den pedestalkorrigierten Mittelwerten A in Abhängigkeit des GEM-Verstärkungsfaktors zusammengefasst. Die sechs Messreihen unterscheiden sich in der Art und Anordnung der GEMs.

Für die Messreihen, in denen eine dicke japanische GEM bzw. eine Tech-Etch-GEM oberhalb der Standard-CERN-GEM montiert war, konnten ab Verstärkungsfaktoren von 2500 keine Energieauflösungen berechnet werden, da sich eine Podeststruktur im Spektrum ausbildete. Dieses Podest trat in den zwei Messreihen bei GEM-Spannungen von 386 V – 390 V auf, so dass die Messungen in diesen Bereichen beendet wurden. Eine Erklärung könnte die kleine Anodenfläche von $3 \times 3 \text{ cm}^2$ sein. Es wird vermutet, dass nicht die gesamte Ladung auf diese Fläche trifft. Die Anteile der Ladung, die außerhalb dieser $3 \times 3 \text{ cm}^2$ -Fläche auf die Anode treffen, können nicht detektiert werden. Der auslesbare Rest verteilt sich gleichmäßig über das gesamte Spektrum, da unterschiedlich viel Ladung verloren geht. Diese Annahme wurde bisher nicht experimentell untersucht.

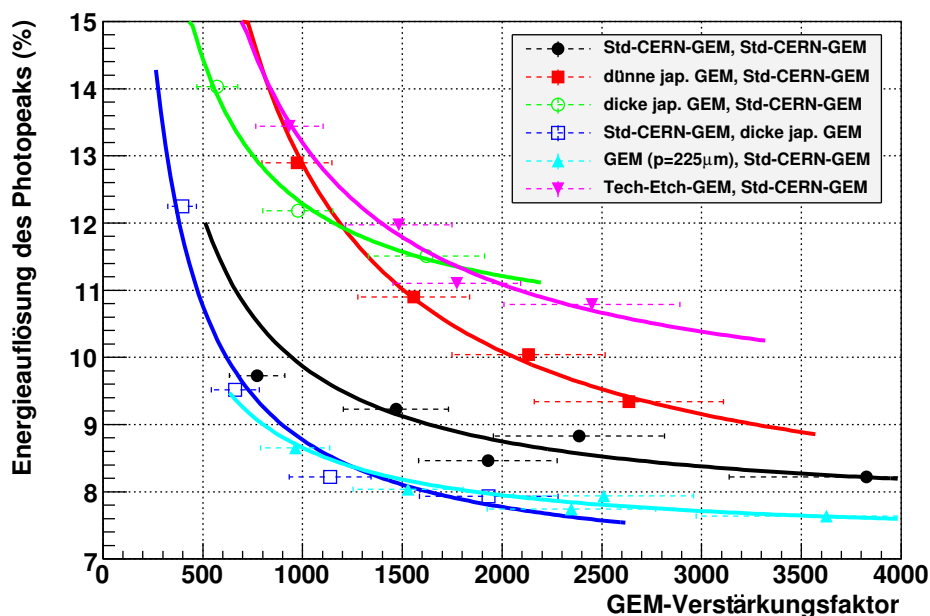


Abbildung 6.26:

Energieauflösung des Photopeaks in Abhängigkeit der GEM-Verstärkungsfaktoren für verschiedene GEM-Anordnungen. Die angepassten Funktionen bestätigen, dass sich die Energieauflösungen mit zunehmender Verstärkung verbessern.

An die Datensätze in Abbildung 6.26 wurden hyperbelartige Funktionen

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right) = \frac{c_1}{G} + c_2 \quad (6.17)$$

angepasst, wobei c_1 und c_2 die Anpassungsparameter sind. Die Anpassungen bestätigen die Annahmen der Gleichungen (6.15) und (6.16) und zeigen dass sich die Energieauflösungen mit zunehmenden GEM-Verstärkungsfaktoren verbessern.

Es ist zu erkennen, dass mit den CERN-GEMs die besten Energieauflösungen erreicht werden. Die GEM-Anordnungen, die aus je einer Standard-CERN-GEM und einer japanischen GEM bestehen, zeigen unterschiedliche Auflösungsvermögen. Die schlechteste Auflösung wurde mit der Tech-Etch-Anordnung erhalten, obgleich die Tech-Etch-GEM der Standard-CERN-GEM sehr ähnlich ist.

Die Unterschiede in den Auflösungseigenschaften könnten in den verschiedenen GEM-Lochformen begründet liegen. In den Simulationen im Kapitel 6.3 wurden die Feldstärken in unterschiedlichen GEMs berechnet. In Abbildung 6.27 sind die Feldstärken einer Standard-CERN-GEM und einer japanischen GEM gegenübergestellt. Die GEMs sind je $50 \mu\text{m}$ dick, unterscheiden sich jedoch in ihrer Lochform.

In Abbildung 6.27 (a) sind die Feldstärken innerhalb eines doppelt konisch geformten Loches gezeigt. Es ist zu erkennen, dass sich die Feldstärken in der Lochmitte ($x = 0 \mu\text{m}$) und am Lochrand ($x = 25 \mu\text{m}$) nur geringfügig unterscheiden. Im Gegensatz dazu gibt es erhebliche Feldstärkeunterschiede innerhalb des zylindrischen Loches (Abbildung 6.27 (b)). Die Ladungen, welche in den zylindrischen Löchern verstärkt werden, haben aufgrund dieser stark unterschiedlichen Feldstärken eine breitere Energieverteilung, denn ein Elektron am Rand des Loches spürt ein deutlich höheres Feld als ein Elektron in der Lochmitte. Im Vergleich dazu ist die Energieverteilung der Ladungen, die in doppelt konischen Löchern verstärkt werden, schmaler. Das heißt, dass sich Ladungen aus zylindrischen Löchern in ihren Energiebeträgen stärker voneinander unterscheiden als Ladungen aus einem doppelt konischen Loch. Die Gesamtheit der Ladungsbeträge wird auf der Anode detektiert. In den gemessenen Spektren ist die Peakbreite ein Indikator für die erreichte Energieauflösung. Die verschiedenen Lochformen und daraus resultierenden Feldstärken könnten also ein Grund für die Unterschiede im Energieauflösungsvermögen der japanischen und der CERN-GEMs sein.

Allgemein kann festgestellt werden, dass in allen Messreihen die Photopeaks besser aufgelöst wurden als die dazugehörigen Escapepeaks. Dies liegt zum Teil darin begründet, dass der Escapepeak bei niedrigen GEM-Spannungen vom Pedestal überlagert wird. Ferner liegen die Photopeaks bei deutlich höheren Energiemittelwerten, wobei die Standardabweichungen von Photo- und Escapepeak in der gleichen Größenordnung liegen. Dadurch wird eine bessere relative Auflösung des Photopeaks erzielt.

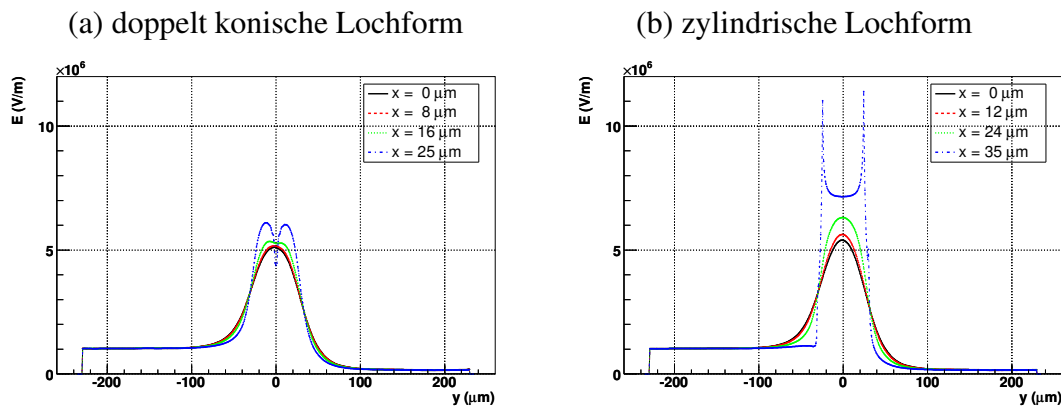


Abbildung 6.27:

Mit FEM-Rechnungen wurden GEMs mit verschiedenen Lochformen untersucht. In (a) sind die elektrischen Feldstärken in einer CERN-GEM, die doppelt konisch geformte Löcher enthält, dargestellt. Vergleichend dazu sind in (b) die elektrischen Feldstärken in einer japanischen GEM, welche zylindrische Löcher besitzt, dargestellt.

Die beste Energieauflösung des Photopeaks wurde mit 7,7 % in der Messreihe erzielt, in der die CERN-GEM mit dem 225 μm -Lochabstand und einer Standard-CERN-GEM eingebaut waren und eine GEM-Spannung von 366 V anlag. In [S⁺07] wurde mit einer GEM-Struktur, die aus drei Standard-CERN-GEMs bestand, eine Energieauflösung von 18 % für den Photopeak erreicht. In [Vog04] wurde für den Photopeak eine Energieauflösung von 9,3 % erlangt, wobei die Messungen ebenfalls mit drei Standard-CERN-GEMs aufgenommen wurden. Unter Verwendung zweier Standard-CERN-GEMs betrug im Rahmen dieser Arbeit die beste Energieauflösung des Photopeaks 8,4 %. Für den Escapepeak betrug die beste Energieauflösung 11,8 %.

Es kann davon ausgegangen werden, dass die erreichte Energieauflösung von den statistischen Schwankungen bei der Erzeugung der Ladungswolke und bei ihrer Verstärkung durch die GEMs beschränkt ist und dass Effekte des Messaufbaus und der Datenverarbeitung eine untergeordnete Rolle spielen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass sich die Energieauflösungen in den gemessenen Spektren mit zunehmenden Verstärkungsfaktoren verbessern. Die besten Energieauflösungen wurden mit CERN-GEMs erreicht. Die unterschiedlichen Auflösungsvermögen könnten in den unterschiedlichen Lochformen begründet liegen. Um diese Vermutung zu bestätigen, bedarf es weiteren Messreihen, in denen es keine Kombination von GEMs mit verschiedenen Lochformen geben sollte.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Für den zukünftigen Elektron-Positron-Linearbeschleuniger ILC ist eine TPC als zentrale Spurkammer vorgesehen. Die Signalverstärkung in dieser TPC könnte mit GEMs realisiert werden. Für die vorgesehenen Präzisionsmessungen des ILCs werden hohe Anforderungen an die Detektorkomponenten gestellt, so dass es erforderlich ist, die Eigenschaften der GEM-Folien zu charakterisieren und zu quantifizieren.

Gegenstand dieser Arbeit war es, die Eigenschaften verschiedenartiger Gasverstärkerfolien zu vergleichen und systematisch zu studieren. Für die Messungen wurde eine kleine Driftkammer verwendet, in die eine Eisen-55-Quelle eingesetzt wurde. Die entstandene Ladungswolke wurde mit Hilfe einer Doppel-GEM-Struktur verstärkt und über die Anode ausgelesen. Die analysierten Spektren zeigen die erwartete Photo- und Escapepeakstruktur. In sechs Messreihen wurden fünf verschiedene GEMs und deren Eigenschaften untersucht. Die GEMs sind durch unterschiedliche geometrische Parameter und Materialien gekennzeichnet. In Abhängigkeit von der angelegten GEM-Spannung wurden die Verstärkungseigenschaften dieser GEMs ermittelt und verglichen. Es konnte gezeigt werden, dass die Verstärkung wie erwartet exponentiell mit der angelegten GEM-Spannung zunimmt. Die experimentell bestimmten Verstärkungsfaktoren der Doppel-Standard-CERN-GEM-Anordnung stimmen mit einer Parametrisierung, die mit einer GEM-basierten TPC in Aachen erstellt wurde, überein.

Über die besten Verstärkungseigenschaften verfügen die GEM-Strukturen, die aus zwei CERN-GEMs bestehen. Mit der Tech-Etch-GEM und der dünnen japanischen GEM können ebenfalls zufriedenstellende Verstärkungen erreicht werden. Im Gegensatz dazu werden mit einer japanischen GEM der Dicke $100\ \mu\text{m}$ die schlechtesten Ergebnisse erzielt. Für eine GEM-Spannung von 360 V pro GEM sind in Tabelle 7.1 die Verstärkungsergebnisse und die Energieauflösungen des Photopeaks aller Messreihen zusammengefasst. Diese Spannung wurde ausgewählt, da mit 360 V für jede GEM-Anordnung Spektren aufgenommen wurden. Des Weiteren sind in der fünften Spalte die maximal erreichten Verstärkungen der GEM-Anordnungen notiert, um die Vergleichbarkeit zu erhöhen. In der sechsten Spalte sind die dabei anliegenden GEM-Spannungen zusammengefasst, wobei in allen Messreihen ein stabiler Betrieb ohne Trips möglich war.

GEM I	GEM II	Verstärkung bei 360 V	Energieauflösung	maximale Verstärkung	maximale Spannung
Standard-CERN	Standard-CERN	1473	9,2 %	3826	380 V
CERN ($p = 225 \mu\text{m}$)	Standard-CERN	2518	8,0 %	3640	366 V
Tech-Etch	Standard-CERN	939	13,4 %	3200	386 V
dünne jap.	Standard-CERN	975	12,9 %	2647	380 V
dicke jap.	Standard-CERN	574	14,0 %	2840	390 V
Standard-CERN	dicke jap.	253	17,0 %	1940	400 V

Tabelle 7.1:

Vergleich der Verstärkungsfaktoren und des Energieauflösungsvermögens der verschiedenen Messreihen bei einer GEM-Spannung von 360 V. Ferner sind die maximalen Verstärkungen sowie die dabei anliegenden GEM-Spannungen eingetragen.

Weiterhin wurde nachgewiesen, dass sich die Energieauflösungen der Peaks mit zunehmenden Verstärkungsfaktoren verbessern und umgekehrt proportional zu diesen Verstärkungsfaktoren sind. Das beste Energieauflösungsvermögen der untersuchten GEMs besitzen die CERN-GEMs. Sie zeichnen sich nicht nur durch ihre Messergebnisse in der Test-TPC aus, darüber hinaus lassen sich die CERN-GEMs gut verarbeiten. Die japanischen GEMs enthalten anstelle des Polyimids ein Flüssigkristallpolymer als Isolatorschicht, welches sehr empfindlich und labil bei der Rahmung und Einsetzung der GEMs schien. Vorteilhaft an den japanischen GEMs ist die zylindrische Form ihrer Löcher. Im Rahmen dieser Arbeit konnte bestätigt werden, dass mit einer zylindrischen Lochform höhere Feldstärken in den GEM-Löchern erreicht werden als mit einer doppelt konischen Lochform. Jedoch wird aufgrund der Studien vermutet, dass sich die Energieauflösung bei zylindrischen Löchern im Vergleich zu doppelt konisch geformten Löchern verschlechtert.

Für künftige Messungen mit der Test-TPC ist es erforderlich, Gastemperatur und Druck aufzuzeichnen und die Gasreinheit zu messen. Diese Parameter sollten konstant gehalten oder ihre Einflüsse auf die Verstärkungs- und Auflösungsseigenschaften der GEMs ermittelt werden. Außerdem könnten die Feldstärken und die Gaszusammensetzung geändert werden, um deren Einflüsse zu analysieren. Die Vergleichsmessungen mit den unterschiedlichen GEMs könnten in P5-Gas (95 % Argon und 5 % Methan) wiederholt werden. Für die Erweiterung der vergleichenden Messungen wurde eine GEM der polnischen Firma TECHTRA bestellt.

Ferner wurden im Rahmen dieser Arbeit GEM-Höhenprofile mit einem Lasermesssensor aufgenommen, um die Ebenheit der GEMs zu bestimmen zu können. Die Höhenprofile der GEMs weisen Differenzen von bis zu 1 mm auf, wodurch die Verstärkung lokal beeinflusst wird. Mit diesen Profilmessungen konnten die Resultate verschiedener GEM-Rahmungen verglichen werden. Die neuen Keramikrahmen sind stabiler, so dass die GEMs mit diesen Rahmen ebener sind als GEMs mit glasfaserverstärkten Kunststoffrahmen.

Alle untersuchten GEMs besitzen eine sensitive Fläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Um die GEMs in größeren Driftkammern betreiben zu können, muss die sensitive Fläche vergrößert werden. Um die GEMs über- oder nebeneinander fixieren zu können, werden zur Zeit Keramikgitter produziert und deren Einsatzmöglichkeiten erprobt. Im Moment laufen im Rahmen der LC TPC Kollaboration die Arbeiten für die Inbetriebnahme eines großen TPC-Prototyps am DESY. Mit diesem könnten die Eigenschaften sowie die Stabilität der GEMs bei einer größeren Flächenabdeckung getestet werden.

Danksagung

Mein erster Dank geht an Herrn Prof. Dr. Rolf-Dieter Heuer für die Themenstellung und die fachliche Betreuung seitens des DESYs, sowie an Herrn Prof. Dr. Reinhard Krause-Rehberg für seine Bereitschaft, als Gutachter der Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg zu fungieren.

Besonders möchte ich mich bei Herrn Dr. Ties Behnke für die Möglichkeit bedanken, in seiner Arbeitsgruppe diese Diplomarbeit anzufertigen. Nicht zuletzt durch die freundliche und engagierte Betreuung hat mir diese Arbeit viel Freude bereitet.

Für die Unterstützung während der Diplomarbeit danke ich der gesamten FLC-Gruppe, insbesondere den Kollegen der TPC-Gruppe.

Dipl.-Phys. Lea Hallermann danke ich, dass sie mir das gesamte vergangene Jahr für Rat und Tat zur Seite stand und für ihre hilfreichen Anregungen bei der Erstellung dieser Arbeit.

Meiner guten Freundin, Mitbewohnerin, Kommilitonin und Bürokollegin Diana Linzmaier danke ich für die schöne Zeit in Hamburg und die vielen lustigen Erlebnisse während der gesamten Studienzeit.

Für die freundliche Arbeitsatmosphäre im Zimmer 1d/22 und die Hilfe bei kleineren und größeren Linux- und \LaTeX -Problemen möchte ich mich bei Dr. Matthias Enno Janssen und Dipl.-Phys. Hendrik Meyer bedanken.

Dr. Alexander Kaukher danke ich für die Unterstützung während der Inbetriebnahme des Messsystems sowie Dipl.-Phys. Christian Helebrant für die Antworten zu meinen unzähligen ROOT-Fragen.

Bedanken möchte ich mich auch bei Dr. Martin Klein des Physikalischen Instituts der Universität Heidelberg für die Überlassung der CERN-GEM mit größerem Lochabstand.

Für die Übernahme technischer Arbeiten und die Bereitstellung diverser Geräte der FEC-Gruppe danke ich Alexander Titze.

Dr. Adrian Vogel und Dr. Andreas Schöps danke ich für das kritische Korrekturlesen der Arbeit und ihre konstruktiven Vorschläge.

Zuletzt, aber am meisten danke ich meinen Eltern, Gabriele und Günter Beck, sowie meiner Großmutter Christel Beck. Sie haben mich während meines Studiums in jeder Hinsicht unterstützt und mir immer einen sicheren Rückhalt gegeben, ohne den diese Arbeit und das Studium nicht möglich gewesen wären.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Standardmodell der Teilchenphysik	2
1.2	Der geplante Linearbeschleuniger ILC	5
1.3	Ansicht des LDC-Detektors	8
2.1	Schematischer Aufbau einer TPC	9
2.2	Teilchenidentifikation anhand einer dE/dx -Messung	12
2.3	Energieabhängigkeit der Photonenwechselwirkungen mit Materie	13
2.4	Verlauf des Gasverstärkungsfaktors	17
2.5	Darstellung des Elektroneneinfangs	20
2.6	Oszilloskop-Bild von Photo- und Escapepeak	20
3.1	Aufbau einer Vieldraht-Proportional-Kammer	23
3.2	Schematischer Aufbau von MICROMEGAS	23
3.3	Elektronenmikroskopische Aufnahme einer GEM	24
3.4	Illustration des Feldlinienverlaufes innerhalb des Polyimids	25
3.5	Verlauf der elektrischen Feldlinien in einer GEM	26
3.6	Geometrische Parameter der GEMs	27
3.7	Lichtmikroskopische Aufnahme: Standard-CERN-GEM	28
3.8	Lichtmikroskopische Aufnahme: CERN-GEM ($p = 225 \mu\text{m}$)	29
3.9	Lichtmikroskopische Aufnahme: japanische GEM ($d_{\text{iso}} = 100 \mu\text{m}$)	30
3.10	Lichtmikroskopische Aufnahme: japanische GEM ($d_{\text{iso}} = 50 \mu\text{m}$)	31
3.11	Lichtmikroskopische Aufnahme: Tech-Etch-GEM	32
3.12	Röntgenaufnahme einer Fledermaus	34
3.13	Schematische Darstellung GEM-Detektors	35
3.14	GEM-Detektor Streifenauslesestruktur	35
3.15	Schematische Darstellung Test-Detektor	36
4.1	Aufbau zur Rahmung einer GEM	38
4.2	Messverfahren nach dem Triangulationsprinzip	39
4.3	Fahrbewegung des x-y-Tisches	39
4.4	Aufbau zur Vermessung der GEM-Ebenheit	40
4.5	GEM-Höhenprofile	41
4.6	GEM-Gitter	42

5.1	Messaufbau im Labor	43
5.2	Betriebsbereite Kammer	44
5.3	Geöffnete Kammer	44
5.4	Schematischer Aufbau der Test-TPC	45
5.5	Oberseite der alten Anode	46
5.6	Unterseite der alten Anode	46
5.7	Spektren mit unterschiedlichen Anoden	47
5.8	Oberseite der neuen Anode	47
5.9	Unterseite der neuen Anode	47
5.10	Schematischer Aufbau des Spannungsteilers	49
5.11	Schematischer Aufbau der Auslese-Elektronik	52
5.12	Eisen-55-Spektrum	54
6.1	Ladungsinjektor	55
6.2	Messaufbau zur Bestimmung des Verstärkungsfaktors V	56
6.3	Pulsgeneratormessdaten aus drei Messungen	57
6.4	Zusammengefasste Pulsgeneratormessdaten	58
6.5	Aufbau zur Vermessung eines Eisen-55-Spektrums	59
6.6	Spektren bei verschiedenen GEM-Spannungen	62
6.7	Verstärkungsmessung: Standard-CERN-GEM	64
6.8	Verstärkungsmessung: Standard-CERN-GEM (log. Darstellung)	64
6.9	Spektren: dicke japanische GEM	66
6.10	Verstärkungsmessung: dicke japanische GEM	67
6.11	Simulation eines GEM-Loches	68
6.12	Feldstärken in einem GEM-Loches	69
6.13	Schnitte innerhalb eines GEM-Loches	70
6.14	Simulation der Feldstärken in der oberen GEM	71
6.15	Simulation der Feldstärken in der unteren GEM	71
6.16	Verstärkungsoptimierung: dicke japanische GEM	73
6.17	Verstärkungsmessung: dünne japanische GEM	74
6.18	Simulation der Feldstärken in jap. GEMs unterschiedlicher Dicke	75
6.19	Simulation der Feldstärken in GEMs unterschiedlicher Lochformen	76
6.20	Verstärkungsmessung: Tech-Etch-GEM	77
6.21	Simulation der Feldstärken in einer Tech-Etch-GEM	77
6.22	Zeitliche Verstärkungszunahme	78
6.23	Verstärkungsverlauf in der Test-TPC	78
6.24	Verstärkungsmessung: CERN-GEM ($p = 225 \mu\text{m}$)	79
6.25	Simulation der Feldstärken in einer GEM ($p = 225 \mu\text{m}$)	80
6.26	Energieauflösung des Photopeaks	82
6.27	Energieauflösung in GEMs unterschiedlicher Lochformen	84

Tabellenverzeichnis

3.1	Parameter der vermessenen GEMs	27
5.1	Simulation des Messsystems der Test-TPC	48
6.1	Verwendete Feldkonfiguration	61
6.2	Messdaten zweier Standard-CERN-GEMs	63
6.3	Parameter der Kurvenanpassung: Standard-CERN-GEM	65
7.1	Vergleich: Verstärkung und Auflösung	86

Literaturverzeichnis

- [B⁺95] D. Buskulic et al. Performance of the ALEPH detector at LEP. *Nucl. Instrum. Meth.*, A360:481–506, 1995.
- [B⁺99a] S. Bachmann et al. Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier. *Nucl. Instrum. Meth.*, A438:376–408, 1999.
- [B⁺99b] A. Bressan et al. Two-dimensional readout of GEM detectors. *Nucl. Instrum. Meth.*, A425:254–261, 1999.
- [B⁺00] S. Bachmann et al. Development and applications of the Gas Electron Multiplier. *Nucl. Instrum. Meth.*, A471:115–119, 2000.
- [Bar72] W. Barfield. Fits to new calculations of photoionization cross sections for low-Z elements. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 12:1409–1433, October 1972.
- [BR93] W. Blum and L. Rolandi. *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer, 1993.
- [C⁺07] G. Croci et al. Depth of interaction determination in GEM-based multi-layer PET detectors. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, A582:693–695, 2007.
- [Cha95] Georges Charpak. Research on particle imaging detectors. 1995. Singapore: World Scientific 650 p. (World Scientific series in 20th century physics: 6).
- [DuP08] Homepage: DuPont, 2008. <http://www2.dupont.com>.
- [F⁺79] D. Fancher et al. Performance of a time projection chamber. *Nucl. Instr. Meth.*, 161:383, 1979.
- [FP04] Tom Francke and Vladimir Peskov. Micropattern gaseous detectors. 2004. arXiv:physics/0404035.
- [G⁺96] Y. Giomataris et al. MICROMEAS: A high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nucl. Instrum. Meth.*, A376:29–35, 1996.
- [Gau08] Bakul Gaur. Private Kommunikation, Universität Siegen, 2008.

- [GDD08] Homepage: Gas detectors development group, 2008. <http://gdd.web.cern.ch/GDD>.
- [Gru93] Claus Grupen. *Teilchendetektoren*. BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim Leipzig Wien Zürich, 1993.
- [Hal] Lea Hallermann. Doktorarbeit in Vorbereitung.
- [ILC08] Homepage: International Linear Collider, 2008. <http://www.linearcollider.org>.
- [Jan04] Matthias Enno Janssen. *Auflösungsstudien an einer Zeit-Projektions-Kammer (TPC) mit GEM Gasverstärkungssystem*. Diplomarbeit, Universität Dortmund, Lehrstuhl für Experimentelle Physik V, Dezember 2004.
- [Key08] *Keyence LK-G10 Anleitung*. Keyence Deutschland GmbH, Siemensstraße 1, 63263 Neu-Isenburg, Germany, 2008. <http://www.keyence>.
- [Kle92] Konrad Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner, Stuttgart, 1992. 3., durchges. und erw. Auflage.
- [Kra79] M. O. Krause. Atomic radiative and radiationless yields for K and L shells. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 8:307–327, April 1979.
- [Kri02] Hanno Krieger. *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz*. B. G. Teubner, Stuttgart/Leipzig/Wiesbaden, 2002. 3., völlig neu bearbeitete Auflage.
- [Led06] Bernhard Ledermann. *Entwicklungsstudien für den ILC: Messungen und Simulationen für eine Zeit-Projektionskammer mit GEM-Technologie*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), Fakultät für Physik, 2006.
- [Leo94] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments - A How-to Approach*. Springer-Verlag, New York Berlin Heidelberg, 1994. 2nd Edition.
- [Lot06] Sven Lotze. *Ion Backdrift Minimisation in a GEM-Based TPC Readout*. Dissertation, Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2006.
- [LW92] T. Lohse and W. Witzeling. The Time Projection Chamber. *Instrumentation in High Energy Physics (Advanced Series on Directions in High Energy Physics - Vol. 9)*, June 1992.
- [Meh68] Mehlhorn, W. und Stalherm, D. Die Auger-Spektren der L₂- und L₃-Schale von Argon. *Zeitschrift für Physik: A Hadrons and Nuclei*, 217:294–303, 1968.
- [PDG06] Particle Data Group. *Particle Physics Booklet*. 2006.
- [PPN08] Homepage: Particle Physics News and Resources, 2008. <http://www.interactions.org>.

-
- [Pri58] W.J. Price. *Nuclear Radiation Detection*. McGraw-Hill Book Company, New York, 1958. McGraw-Hill Series in Nuclear Engineering.
- [Ram21] C. Ramsauer. Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen. *Annalen der Physik*, 4. Folge, 64, pages 513–540, 1921.
- [RDR07] International Linear Collider Reference Design Report. 1: Executive summary. 2: Physics at the ILC. 3: Accelerator. 4: Detectors. 2007. J.Brau et al, ILC-REPORT-2007-001.
- [RPP00] Review of Particle Physics. 15, 2000. The European Physical Journal C.
- [S⁺07] F. Simon et al. Development of Tracking Detectors with industrially produced GEM Foils. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 54:2646–2652, 2007.
- [Sau97] F. Sauli. GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nucl. Instrum. Meth.*, A386:531–534, 1997.
- [Sch05] Oliver Schäfer. *Ein Monitorsystem für gasbasierte Detektoren am International Linear Collider (ILC)*. Diplomarbeit, Universität Rostock, Institut für Physik, 2005.
- [Sci08] Homepage: SciEnergy, 2008. <http://www.scienergy.jp> (japanisch).
- [Sob02] Blanka Sobloher. *Simulationsstudien zu GEM-Folien für die Auslese einer TPC*. Diplomarbeit, Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, III. Physikalisches Institut B, März 2002.
- [TDR01] TESLA Technical Design Report, März 2001. Technical Report DESY 2001-011, DESY, Notkestraße 85, 22607 Hamburg, Germany.
- [Tec08] Tech-Etch Datenblatt, 2008. <http://www.tech-etch.com>.
- [Vog04] Adrian Vogel. *Untersuchungen zur Ortsauflösung einer GEM-Auslesestruktur für eine TPC*. Diplomarbeit, Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, III. Physikalisches Institut B, September 2004.
- [Voi04] Bernhard Voigt. *A Test Setup for the Investigation of Charge Transfer Processes of a GEM based TPC*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Institut für Experimentalphysik, April 2004.
- [XDB08] Homepage: X-ray data booklet, 2008. <http://xdb.lbl.gov>.
- [ZJ89] Jean Zinn-Justin. *Quantum Field Theory and Critical Phenomena*. Oxford University Press, New York Berlin, 1989. International Series of Monographs on Physics.