

Technische Universität München
Fakultät für Physik



Abschlussarbeit im Bachelorstudiengang Physik

Entwicklung einer Testkammer für das UV-Kalibrationssystem einer GEM-TPC

Development of a UV Calibration System for a GEM-TPC

Tobias Karl

31. Juli 2012

Erstgutachter (Themensteller): Prof. L. Fabbietti
Zweitgutachter: Prof. F. Pfeiffer

Betreuer: Dr. M. Ball
J.C. Berger-Chen

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Prinzip einer Zeitprojektionskammer	3
2.1	Funktionsweise einer TPC	3
2.2	Arbeitsweise der GEMs	4
2.3	Limitierungen einer GEM-TPC	6
2.4	Kalibrationssysteme einer TPC	6
3	Experimenteller Aufbau	9
3.1	Gasdetektor	9
3.2	Optischer Aufbau	11
3.3	Bau einer Widerstandskette	15
4	Ergebnisse und Diskussion	17
4.1	Messung der Driftgeschwindigkeit	17
4.2	Messung der Verstärkung	19
4.3	Messung der Photoelektronen	20
4.4	Energieauflösung	21
4.5	Aufladungseffekte	23
4.6	Kalibration von Druck und Temperatur	27
4.7	CsI-Kathode	30
5	Zusammenfassung	33
6	Ausblick	35
A	Anhang	37
	Literaturverzeichnis	41

Kapitel 1

Einleitung

Gasdetektoren sind in der Physik nach wie vor unentbehrliche Werkzeuge zur Spurrekonstruktion und Teilchenidentifikation. Sie finden vor allem in der Teilchenphysik weit verbreitete Anwendungsgebiete. In Zeitprojektionskammern können Teilchen Spuren mit hoher Genauigkeit gemessen werden, da sie eine sehr robuste dreidimensionale Spurrekonstruktion erlauben. Aufgrund der vielen Spurpunkte ist zudem eine zuverlässige Mustererkennung möglich, mit der man nahe beieinanderliegende Spuren, Knicke und sekundäre Zerfälle präzise nachweisen kann. Um diese Genauigkeiten zu gewährleisten ist eine Kalibration dieser Detektoren notwendig. Zum einen muss man eine genaue Bestimmung des elektrischen Feldes erstellen können, da Feldverzerrungen aufgrund von Ecken und Raumladungsdefekten (zum Beispiel von rückdriftenden Ionen) im Detektor entstehen können. Des Weiteren kann sich die Driftgeschwindigkeit aufgrund von Temperatur und Druckschwankungen, sowie aufgrund von Fluktuationen der Zusammensetzung des Gasgemisches, ändern. In dieser Arbeit wird eine Kalibrationsmethode mit LEDs vorgestellt und untersucht.

Kapitel 2

Prinzip einer Zeitprojektionskammer

2.1 Funktionsweise einer TPC

Zeitprojektionskammern dienen dazu, Teilchenspuren zu rekonstruieren. Eine Darstellung dazu ist in Abbildung 2.1 zu erkennen. Die Zeitprojektionskammer (Time Projection Chamber, TPC) besteht im wesentlichen aus einem gasdichten und mit Gas (z. B. Argon/CO₂) gefüllten Zylindervolumen. Dieses Gehäuse bestimmt zudem auch die Form des Feldkäfigs, welches ein homogenes elektrisches Feld zwischen Kathode und Anode bewerkstelligt. Durch den inneren Zylinder des Zylindervolumens wird ein Teilchenstrahl geschickt. Dieser trifft auf ein Target und es entstehen Streuprodukte. Die Streuprodukte bewegen sich dann durch das Gasvolumen der TPC und ionisieren dabei entlang ihrer Flugbahn die Gasatome. Dadurch entstehen freie Elektronen und Ionen. An der Kathode liegt negative Spannung an, sodass sich positive Ionen dorthin bewegen. Die Elektronen bewegen sich zu einer segmentierten

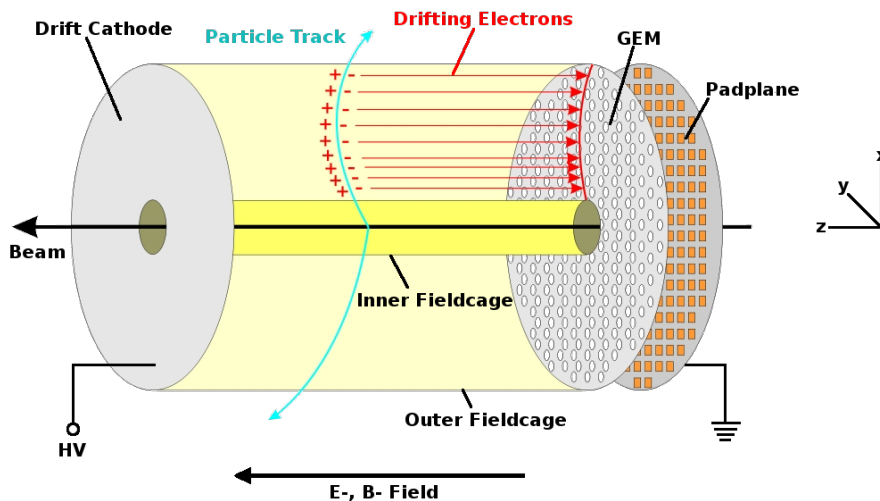


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer GEM-TPC.

Anode, wo diese Signale erzeugen, welche ausgelesen werden können. Da durch die primäre Ionisation nicht genügend Elektronen erzeugt werden, müssen die primären Ladungen noch mit einer Verstärkungsstruktur vervielfacht werden (hier GEMs, siehe Kapitel 2.2). Da man die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im verwendeten Gas mit hoher Präzision kennt, kann man über Messungen der Zeit, die dritte Komponente der Teilchenspur bestimmen. Durch die Segmentierung der Anode in Streifen oder Pads kann man die zweidimensionale Projektion der Teilchenspur direkt aus der dort stattfindenden Ladungspositionierung rekonstruieren. Außerdem wird parallel zur Driftrichtung ein Magnetfeld angelegt, welches transversale Diffusionen der Elektronen unterdrückt und die Bestimmung des Impulses von geladenen Teilchen ermöglicht. Zusammen mit der Kenntnis des Energieverlustes der Teilchen in der Kammer können diese somit identifiziert werden.

2.2 Arbeitsweise der GEMs

Da die primär erzeugten Elektronen ein zu schwaches Signal erzeugen, werden diese mithilfe von GEMs (gas electron multiplier) [1] [2] vervielfacht. In dieser Arbeit wurden die CERN Standard GEMs verwendet. Diese bestehen aus einer $50\ \mu\text{m}$ dicken Kaptonfolie bei denen auf beiden Seiten eine leitende Schicht von ca. $5\ \mu\text{m}$ Kupfer aufgetragen ist. In den GEM Folien [3] befinden sich hexagonal angeordnet Löcher

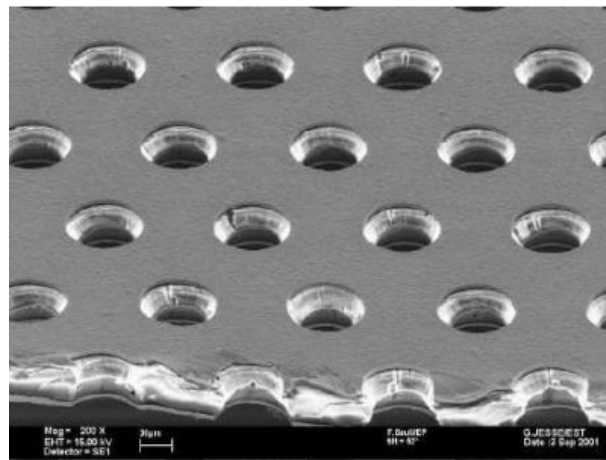


Abbildung 2.2: Elektronenmikroskopaufnahme einer GEM.

mit einem Durchmesser von $70\ \mu\text{m}$ und einem Lochabstand von $140\ \mu\text{m}$ (Abbildung 2.2). Die Löcher werden zur Mitte der Folie kleiner und besitzen an der engsten Stelle einen Durchmesser von $50\ \mu\text{m}$. Die GEMs werden am Ende des Driftfeldes kurz vor der Anode angebracht, um dort die ankommenden Elektronen zu verstärken. Für die

Verstärkung werden die beiden Kupferschichten auf Spannung gelegt. Hierbei besteht eine Differenz der Spannungen von 300 bis 400 V. Dadurch erreicht man elektrische Felder in den GEM Löchern von bis zu 50 kV/cm.[4] In Abbildung 2.3 ist die Funk-

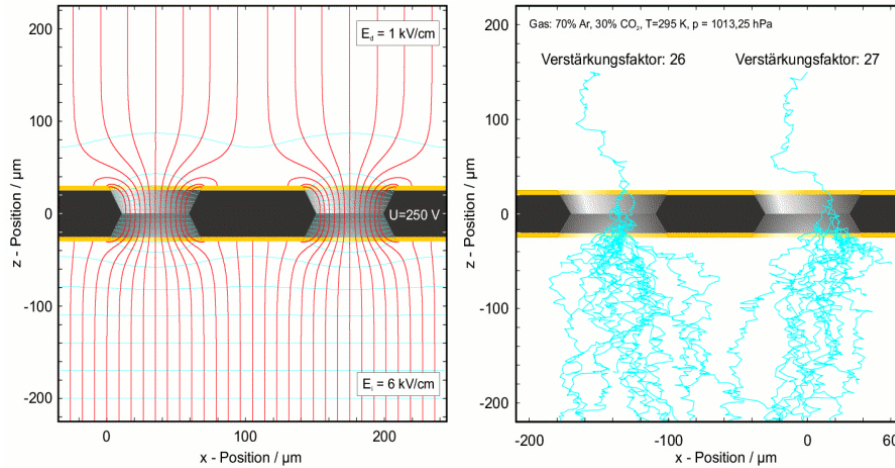


Abbildung 2.3: Skizzierte Funktionsweise von GEMs.

tionsweise skizziert. Wegen der doppelkonischen Löcher werden die Feldlinien dort weiter fokussiert und es entsteht ein hohes elektrisches Feld. Aufgrund dieses Feldes werden die Elektronen innerhalb der Löcher stark beschleunigt und ionisieren damit weitere Gasatome. Hierbei entstehen wieder Elektron-Ion-Paare. Die dabei entstehenden Elektronen bewegen sich als verstärktes Elektronenbündel zur Anode, an der diese das Signal erzeugen. Der Großteil der in den Löchern erzeugten Ionen wird über die asymmetrische Feldkonfiguration auf die Oberseite der GEMs abgesogen. Durch diese intrinsische Ionen-Rückflussunterdrückung kann eine GEM-TPC kontinuierlich ausgelesen werden. Des Weiteren ist es auch möglich mehrere GEMs hintereinander zu schalten. Dadurch kann man Verstärkungen von bis zu $2 \cdot 10^4$ erreichen. Ein weiterer Vorteil ist, dass man hohe Verstärkungen mit niedrigeren Spannungen erreicht, wodurch eine Kurzschlussreaktion an den GEMs unwahrscheinlicher wird und diese somit stabiler betrieben werden können. Im Folgenden sind die Vorteile von GEMs aufgelistet [4]:

- Unterdrückung von rückdriftenden Ionen durch asymmetrische Feldkonfigurationen
- hohe Detailgenauigkeit
- hohe Ratenauflösung
- keine Vorzugsrichtung \rightarrow isotrope $E \times B$ Effekte

2.3 Limitierungen einer GEM-TPC

Wie bereits erwähnt wird der Großteil der über die Verstärkung entstehenden Ionen auf die Oberseite der GEMs abgesogen. Ein Teil der erzeugten Ionen gelangt jedoch zurück in das Driftvolumen der TPC und bewegt sich mit einer Geschwindigkeit, die um einen Faktor 1000 kleiner ist, als die der Elektronen, zur Kathode. Diese rückdriftenden Ionen stellen eine zeitliche inhomogene Raumladung dar, welche die nächsten einlaufenden Elektronenspuren verzerren kann. Herkömmliche TPCs haben die Möglichkeit eines Taktgitters (gating grid), welches die Ionen sammelt, jedoch die Ausleserate begrenzt ($\sim 1\text{kHz}$), weil das Taktgitter in dieser Zeit auch für Elektronen unpassierbar wird. GEMs bieten die Möglichkeit den Ionenrückfluss intrinsisch zu unterdrücken. Die verbleibenden Raumladungen müssen dann mit Hilfe eines Kalibrationssystems korrigiert werden. Des Weiteren benötigt man ein Kalibrationssystem um Veränderungen der Driftgeschwindigkeit aufgrund von Temperatur und Druckschwankungen wahrnehmen zu können. Eine genaue Kenntnis der Driftgeschwindigkeit ist wesentlich zur Auflösung der Teilchenspurkomponenten parallel zur Driftrichtung. Ebenfalls kann sich die Driftgeschwindigkeit durch Schwankungen der Gaszusammensetzung ändern. Der Feldkäfig in der TPC hält das Driftfeld homogen. An den Ecken und Rändern des Feldkäfigs kann es jedoch zu Feldverzerrungen kommen, welche ebenfalls über ein Kalibrationssystem berücksichtigt werden müssen.

2.4 Kalibrationssysteme einer TPC

Bisher werden Zeitprojektionskammern mittels Laser kalibriert. Das ALICE Projekt verwendet ein 3D Laser Kalibrationssystem [5]. Hierbei wurde ein UV-Laserstrahl diagonal durch das Detektorvolumen geleitet und an den Rändern mittels Spiegeln weiter durch den Detektor reflektiert. Hierbei ionisierten die UV Photonen die Gasatome. Somit kann eine simulierte Teilchenspur erzeugt werden, von der alle drei Richtungskomponenten bekannt sind. Durch die Kenntnis dieser Komponenten kann man zu jeder Zeit eine aktuelle Kalibration durchführen. Der Nachteil besteht darin, dass ein solches 3D Kalibrationssystem teuer und kompliziert zu realisieren ist.

T2K verwendet ein 2D Kalibrationssystem [6]. Hierbei wird ein spezielles Muster auf der Kathode angebracht, welches mit dem Laserlicht beleuchtet wird. Dabei entstehen durch den photoelektrischen Effekt Elektronen von dem Muster. Von diesen Elektronen sind zwei Richtungskomponenten über den Ort des Musters an der Kathode bekannt und die dritte Komponente über die Länge des Driftvolumens. Dadurch ergibt sich der Nachteil, dass die Kalibration der Driftgeschwindigkeit nur integriert über die komplette Driftlänge möglich ist. Jedoch ist ein solches Kalibrationssystem einfacher zu entwickeln und umzusetzen.

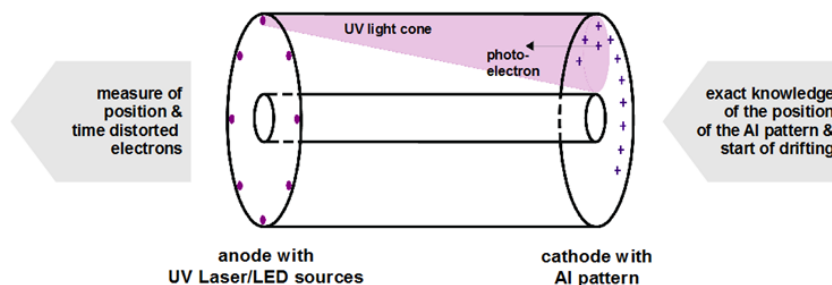


Abbildung 2.4: Funktionsweise der Kalibration.

Laserkalibrationssysteme haben den Vorteil, dass man viel Energie in kurze Pulse unterbringen kann. Da aber derartige Laser teuer sind, wird in dieser Arbeit versucht ein 2D Kalibrationssystem mit UV-LEDs zu entwickeln. Ein weiterer Vorteil der LEDs ist, dass man die Lichtpulse mit höheren Raten als bei den Lasern erzeugen kann. Wie bereits erwähnt wird hierzu mit UV Photonen die Kathode beleuchtet, um mithilfe des photoelektrischen Effekts Elektronen aus dem Kathodenmaterial auszulösen (Abbildung 2.4). Die Kathode besteht hierzu üblicherweise aus zwei verschiedenen Materialien mit unterschiedlicher Quanteneffizienz (QE) und Austrittsarbeit. Die QE gibt das Verhältnis der eingestrahlichten Photonen zu den ausgelösten Elektronen an:

$$QE = \frac{N_{\text{Elektronen}}}{N_{\text{Photonen}}} \quad (2.1)$$

Des Weiteren muss auch die Energie der Photonen größer sein als die Austrittsarbeit. Hier kann man zum Beispiel Kupfer und Aluminium verwenden. Die Werte dieser Materialien sind in Tabelle 2.1 dargestellt [7] [8]. Ein weiteres interessantes Material ist Caesiumiodid (Kapitel 4.7). Dieses besitzt eine sehr gute Quanteneffizienz im Bereich der vakuumultravioletten Strahlung. Eine andere Option sind zum Beispiel Materialien mit hoher QE im sichtbaren Bereich. Problem dieser Materialien ist jedoch, dass sie nicht so einfach zu handhaben sind und bei Reaktionen mit der Luft und der enthaltenen Luftfeuchtigkeit ihre gute QE verlieren. Die Verbindung zwischen Wellenlänge und Energie stellt folgende Formel her:

$$E_{\gamma} = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (2.2)$$

Wie hierbei zu erkennen ist, reicht die Energie der Photonen ($\lambda = 265 \text{ nm}$; $E_{\gamma} = 4.68 \text{ eV}$) aus, um aus den beiden Materialien, Aluminium und Kupfer, Elektronen auszulösen, wobei die QE von Aluminium um eine Größenordnung besser als die von Kupfer ist. Hierbei wird meist das Material mit der besseren QE auf das

	Austrittsarbeit [eV]	QE
Cu	4,65	$\sim 10^{-9}$
Al	4,28	$\sim 10^{-8}$

Tabelle 2.1: Austrittsarbeit und QE für Al und Cu.

Material mit der schlechteren QE in einem besonderen Muster aufgetragen (In dieser Arbeit wurde ein Kreuzmuster verwendet, siehe Abbildung 3.6.). Werden diese Muster mit homogenen UV-Licht beleuchtet, entstehen vom Aluminium höhere Elektronendichten als vom Kupfer, weshalb man die Konturen des Musters an der Anode mittels Streifenauslese oder segmentierter Anode in x und y Koordinaten auflösen kann (siehe Kapitel 2.1). Somit kann man Abweichungen in der planaren Ebene kalibrieren. Da man über die Detektorkonstruktion die z Koordinate kennt, kann man anhand des Zeitunterschieds zwischen Beleuchtungszeitpunkt und Signaleingang die Driftgeschwindigkeit kalibrieren. Deshalb könnte ein LED Kalibrationssystem eine interessante Alternative zu einem Laserbasierten Kalibrationssystem sein. Um bei der hier verwendeten Verstärkung (Kapitel 4.2) ein gut auflösbares Signal zu erhalten benötigt man mindestens 10 Elektronen, die über den Photoeffekt ausgelöst werden sollen. Bei einer QE-Effizienz von $3 \cdot 10^{-8}$ benötigt man somit nach Formel 2.1 $3,33 \cdot 10^8$ Photonen. Die Multiplikation der Photonenanzahl mit der Photonenenergie ergibt 0,250 nJ. Dies entspricht daher der minimalen Energie, um beim Aluminium über den Photoeffekt, 10 Elektronen auszulösen. Bei einem 100 ns Puls benötigt man somit eine Leistung der LED von 2,5 mW, sofern alle Photonen das Aluminium treffen.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Gasdetektor

Der Aufbau des Gasdetektors ist in Abbildung 3.1 und schematisch in Abbildung 3.2 zu sehen. Die Driftspannung liegt an der Kupferkathode an, welche eine Fläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$ besitzt. Das Loch in der Mitte der Kathode dient dazu, Kalibrationsmessungen mit einer Fe-55 Quelle zu ermöglichen. Die maximale Energie, der beim Zerfall von Fe-55 entstehenden Photonen liegt bei 6 keV [9], welche nicht durch das Material der Kathode durchdringen könnten. Der GEM-Stack für die Verstärkung des Elektronensignals befindet sich nach einer Driftlänge von 31 mm. Dieser besteht aus drei einzelnen GEMs, mit jeweils 2 mm Abstand voneinander, an denen jeweils die Verstärkungsspannung gemäß Tabelle 3.1 anliegt. Verwendet wurden hier die CERN Standard GEMs mit einer Fläche von $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Wieder 2 mm darunter befindet sich die Anode, an der das ankommende Signal ausgelesen wird. Diese hat eine Grundfläche von $8 \times 8 \text{ cm}^2$ und besteht aus einer einzigen Auslesefläche. Da die Driftlänge des Detektors gering im Vergleich mit der Grundfläche ist, liegt ein relativ homo-

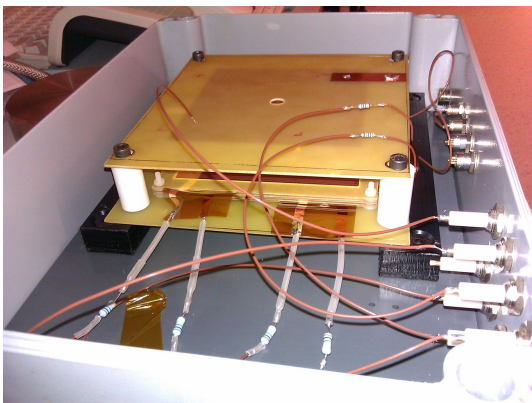


Abbildung 3.1: Aufbau der Testkammer.

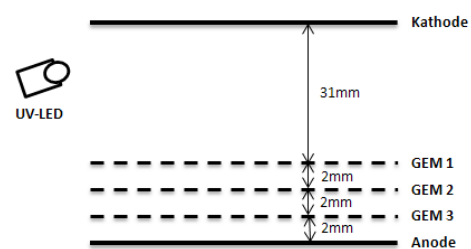


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau.

genes Driftfeld parallel zur Driftrichtung vor, weshalb kein Feldkäfig benötigt wird. Das Gehäuse besteht aus einem Aluminiumgehäuse, welches gasdicht verschlossen wird. Als Arbeitsgas wurde ein Argon-CO₂ Gemisch im Verhältnis 90:10 verwendet. Die Gasversorgung wurde durch ein offenes Gassystem realisiert, wodurch der Druck innerhalb der Box gleich dem äußeren Atmosphärendruck ist. Eine Darstellung des

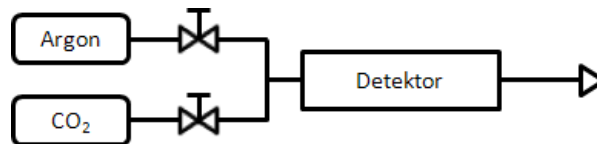


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Gassystems.



Abbildung 3.4: Verwendeter Detektor im Labor.

Gassystems ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Hierbei wird das Gas im erforderlichen Mischverhältnis in den Detektor geleitet. Um Gasmoleküle der Luft aus dem Detektor fern zu halten wird das Gas im Detektor über einen längeren Schlauch in die Atmosphäre geleitet und ständig unter Gasfluss gehalten. Des Weiteren sind in dem Gehäuse Anschlüsse für die Spannungsansteuerung und die Signalauslese gelegt. Mit Hilfe einer Bohrung im Gehäusedeckel (siehe Abbildung 3.4), welche konzentrisch zur Bohrung der Kathode liegt, war es möglich eine Fe-55 Quelle für die Kalibrierung zu verwenden. Dieses Loch wurde mit einem Stück photonendurchlässiger Kaptonfolie zugeklebt, um die Gasdichtigkeit zu gewährleisten. Zur Auslese standen drei

verschiedene Apparaturen zur Verfügung welche auch schematisch in Abbildung 3.5 zu sehen sind:

- Oszilloskop

Die einfachste und schnellste bestand darin, das Signal über einen Vorverstärker (ORTEC 142) und Verstärker (ORTEC 452, Spectroscopy Amplifier) an einem Oszilloskop (Tektronix TDS 3054C) auszulesen. Der Vorteil besteht darin, dass man das Signal gleich graphisch darstellen und validieren kann. Ein Nachteil an dieser Auslese ist, dass eine digitale Auswertung dieser Daten nicht möglich ist. Das Oszilloskop wurde verwendet um schnelle Aussagen und Abschätzungen über das Signal zu treffen. Damit war es möglich die Zeit zwischen Beleuchtungspunkt und Signaleingang zu messen und damit die Driftgeschwindigkeit zu bestimmen.

- Multichannel Analyzer (Pulshöhenspektrum)

Als zweites Ausleseinstrument stand ein Pocket-MCA (Multichannel Analyzer, MCA 8000A) zur Verfügung, mithilfe dessen Energiespektren aufgezeichnet werden können. Dieser erhielt das Signal ebenfalls über die Vorverstärker/Verstärker Geräte und speicherte die verschiedenen Spannungswerte als Funktion von Kanalnummern, die sofort am Computer dargestellt werden konnten. Zwar konnte man über diese Messung die Energieauflösung bestimmen, jedoch konnten Veränderungen über die Zeit nicht aufgenommen werden.

- Amperemeter (Strommessung)

Bei der dritten Möglichkeit wurde ein Strommessgerät direkt an die Anode angeschlossen. Dieses Gerät war sehr präzise und konnte Ströme bis 10^{-11} A auflösen. Der über zehn Sekunden gemittelten Stromwert wurde über Funk zu einem Rechner gesendet, welcher diesen in einer Datei abspeicherte, wodurch eine zeitliche Analyse der Daten ermöglicht wird und somit Schwankungen über die Zeit dargestellt werden konnten.

3.2 Optischer Aufbau

Für den optischen Aufbau wird eine Kupferkathode mit Aluminiumkreuzen bedampft (Abbildung 3.6). Ein Kreuz hat die Kantenlängen von je 3 mm, wodurch dieses eine Gesamtfläche von 45 mm^2 bedeckt. Für die folgenden Messungen wurde nur ein einzelnes Kreuz beleuchtet.

Als Lichtquelle wird eine sogenannte Deep-UV-LED der Firma Roithner verwendet. Die Wellenlänge dieser LED¹ beträgt im Mittel 265 nm (aufgrund eines Defekts,

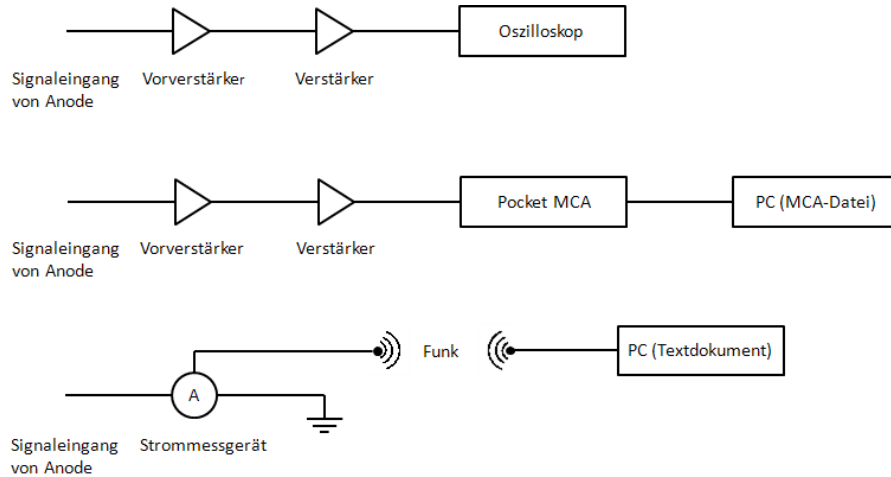


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der verwendeten Auslesegeräte.

später neue LED mit 270 nm). Das hierzugehörige Wellenlängenspektrum ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

Die LED besitzt einen Öffnungswinkel von 7 Grad Austrittsleistung und zur Ansteuerung der LED wurde ein gepulstes Signal verwendet. Dies ermöglichte zum einen eine höhere Austrittsleistung (bis zu 200 mA, 10x höher als bei durchgehender Ansteuerung) von der LED, zum anderen konnte man dadurch den genauen Beleuchtungszeitpunkt definieren. Der Pulsgenerator lieferte dafür Spannungen bis zu 5 V. Zuerst wurde versucht die LED mit einem einfachen Aufbau außerhalb des Driftfeldes zu fixieren. Dafür wurde sie auf eine Leiterplatte gelötet wie man ebenfalls in Abbildung 3.6 erkennen kann. Das Langloch in der Platine sollte eine Längenpositionierung der LED ermöglichen, wohingegen der Einstrahlwinkel durch die Halterung bereits festgelegt ist. Da aber die LED mit bis zu 200 mA gepulst werden konnte und die Leiterplatte völlig ungeschirmt war, erzeugte dies zeitlich veränderliche elektrische und magnetische Felder. Diese Felder waren stark genug, um auf der Auslesefläche einen Strom zu induzieren, der das erwartete Signal der LED um ein Vielfaches überstieg. Um dieses Problem zu lösen wurde eine neue Konstruktion erstellt.

Die neue Konstruktion², welche in Abbildung 3.8 zu sehen ist, erlaubte es diese elektrischen und magnetischen Felder abzuschirmen. Die LED wurde durch das große Durchgangsloch des rechten Bauteils gesteckt und mit einer Madenschraube befestigt. Über das Sackloch auf der Stirnseite konnte man dieses Bauteil auf dem Wellenansatz des linken Bauteils stecken. Nun konnte man den vertikalen Beleuch-

¹Datenblatt im Anhang

²Konstruktionszeichnungen im Anhang

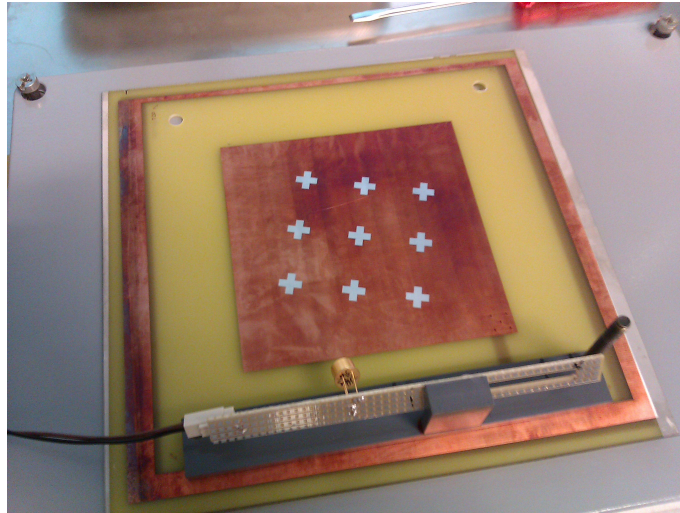


Abbildung 3.6: Kupferkathode mit Aluminiumkreuzen.

Normalized output power vs. Wavelength:

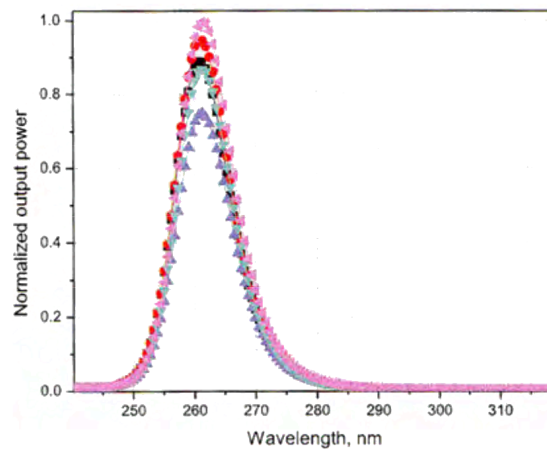


Abbildung 3.7: Wellenlängenspektren der LED bei unterschiedlichen Stromstärken.

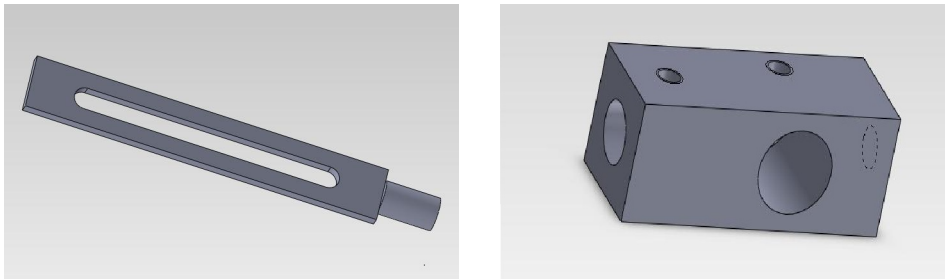


Abbildung 3.8: LED Halterung.

tungspunkt durch Drehen einstellen und ebenfalls wieder mit einer Madenschraube befestigen. Den horizontalen Beleuchtungspunkt konnte man über eine Verschiebung einstellen, wozu das Langloch diente. Dies wurde mit zwei Schrauben auf einem Halterungsbügel montiert. Diese Konstruktion ermöglichte es nun, die Stromzuleitung direkt zur LED zu führen. Diese Zuleitung wurde mit Aluminiumfolie umwickelt, und geerdet. In Bild 3.9 ist die Stromzuführung zur LED zu erkennen. Hierbei wurde das Aluminium nochmals mit Kaptonklebeband ummantelt um die Wahrscheinlichkeit von Spannungsüberschlägen zu minimieren. Dies ermöglichte eine Abschirmung die

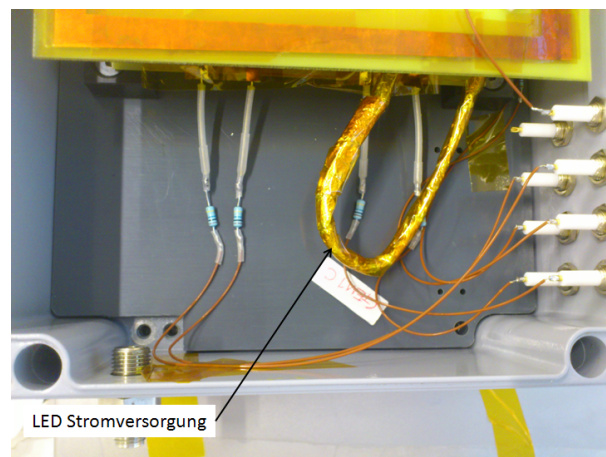


Abbildung 3.9: Abschirmung der LED Stromversorgung.

gut genug war, um die Induktionswirkung fast vollständig zu unterdrücken, sodass dieses Signal mehrere Größenordnungen unter dem der erwarteten Elektronen, die über den Photoeffekt ausgelöst wurden, lag.

Wie in Kapitel 2.4 berechnet, benötigt man für zehn ausgelöste Elektronen eine Energie von 0,250 nJ an den Aluminiumkreuzen. In Abbildung 3.10 ist der Lichtkegel und der Zusammenbau der Halterung mit Kathode dargestellt. Dabei ergibt sich eine

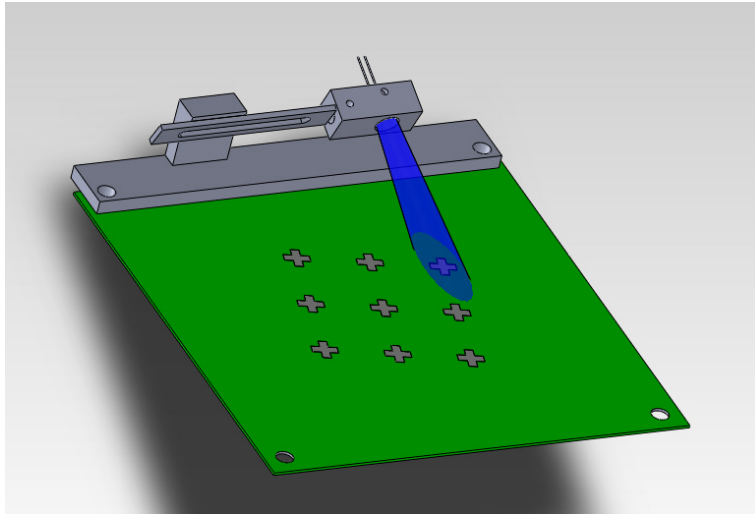


Abbildung 3.10: Lichtkegel auf Kupferkathode.

Schnittfläche der Kathode mit dem Lichtkegel von $407,54 \text{ mm}^2$. Bei einer Kreuzfläche von 45 mm^2 treffen somit 11 % der Photonen auf das Aluminium auf. Hierbei wurde angenommen, dass sich die Photonen homogen mit dem Lichtkegel ausbreiten. Eine Vermessung der LED ergab bei 5 V einen Strom von 14 mA. Somit erhält man bei einer Pulsdauer von 100 ns eine Energie von 6,95 nJ. Von dieser Energie erreicht 11 % ein Aluminiumkreuz und erhält dort somit 0,765 nJ. Rein Rechnerisch ergibt sich somit eine Energie, die 3x höher ist als mindestens benötigt wird. Jedoch ist die Quanteneffizienz auch von systematischen Effekten, wie zum Beispiel der Wellenlänge und der Oberflächengüte, abhängig. Erwähnt sei hier noch, dass mit der Leistung gerechnet wurde, die in die LED eingeht und der Wirkungsgrad hier vernachlässigt wurde.

3.3 Bau einer Widerstandskette

Für die Hochspannungsversorgung wurde eine Widerstandskette erstellt, dessen Schaltplan in Abbildung 3.11 dargestellt ist. Dies ermöglichte uns sieben Hochspannungskanäle des Detektors mit einem Kanal des Hochspannungsmoduls (CAEN N470) anzusteuern. Über das Potentiometer konnte man verschiedene Driftfelder einstellen. Da man bei unterschiedlichen Driftfeldern immer die gleichen Spannungen an den GEMs und daher die gleiche Verstärkung beibehalten wollte, wurden zwei Ersatzwiderstände einkalkuliert. Der Erste beinhaltet das Potentiometer und regelt somit die Driftspannung an der Kathode, der Zweite die angelegten Spannungen an den GEMs, wodurch die Verstärkung eingestellt wird. Für den zweiten Ersatzwider-

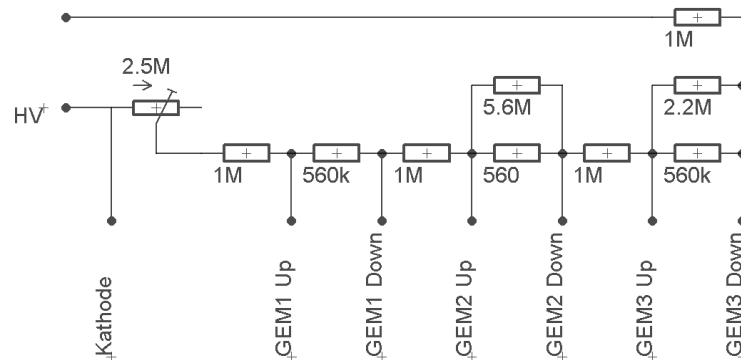


Abbildung 3.11: Schaltplan der Widerstandskette.

	Angelegte Spannung [V]
Kathode	4142
GEM 1 Up	2902
GEM 1 Down	2542
GEM 2 Up	1899
GEM 2 Down	1572
GEM 3 Up	930
GEM 3 Down	643

Tabelle 3.1: Spannungswerte für ein Driftfeld von 400 V/cm.

stand erhält man einen Wert von $4,515 M\Omega$ und somit über $I = \frac{U}{R}$ einen Strom von $643 \mu A$, wenn an der obersten GEM eine Spannung von 2902 V anliegt. Da die Ersatzwiderstände seriell geschaltet sind, muss dieser Strom durch die gesamte Widerstandskette geleitet werden. Dadurch konnte man über die Einstellung der Spannung und des Potentiometers die Stärke des Driftfeldes variieren, indem man den Widerstand zwischen $1 M\Omega$ und $3,5 M\Omega$ einstellt. Im Rahmen der folgenden Messungen wurde ein Driftfeld von 300 V/cm beziehungsweise 400 V/cm verwendet. Als Beispiel sind in Tabelle 3.1 die Werte für ein Driftfeld von 400 V/cm angegeben. Hierbei musste man das Potentiometer selbst auf 929,2 k Ω einstellen. Dabei erhielt man für die GEM1 360 V, GEM2 327 V und GEM3 287 V an Verstärkungsspannung.

Kapitel 4

Ergebnisse und Diskussion

4.1 Messung der Driftgeschwindigkeit

Die Driftgeschwindigkeit wurde bei mehreren Driftfeldern gemessen. Dazu wurde ein Oszilloskop eingesetzt. Hierfür wurde die Zeit zwischen LED Pulsbeginn und den schnellsten Elektronen verwendet, also der Punkt an dem das Signal gerade beginnt. In Abbildung 4.1 ist dies durch die Punkte 1 und 2 dargestellt. Die Strecke s ist

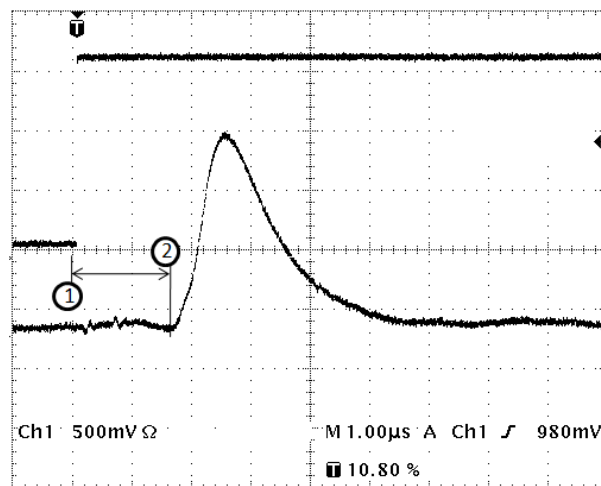


Abbildung 4.1: Darstellung des Signals am Oszilloskop(Trigger:LED-Puls).

über den Aufbau des Detektors mit 31 mm Driftlänge bekannt und als Fehler für die Zeitmessung wurden 50 ns Ableseungenauigkeit angenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Hier sei nun nochmal erwähnt, dass das verwendete Gasgemisch aus Argon und CO_2 im Verhältnis 90% Argon und 10% CO_2 verwendet wurde. Vergleicht man das Ergebnis dieser Messung mit den Werten der Simulationsrechnung, des Programms MAGBOLTZ, die von ILC-TPC [10] durchgeführt wurden (Abbildung 4.3), werden diese bestätigt, da hier in dem untersuchten Bereich eben-

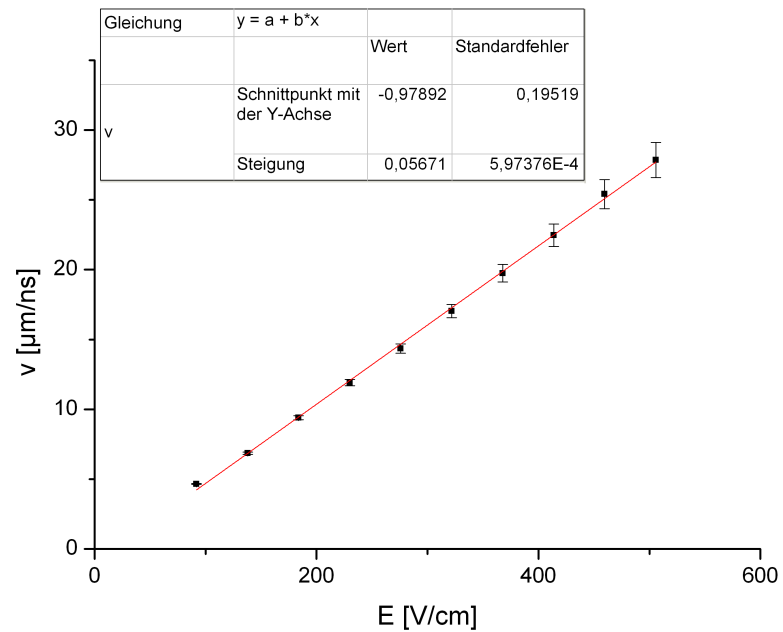


Abbildung 4.2: Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen Driftspannungen.

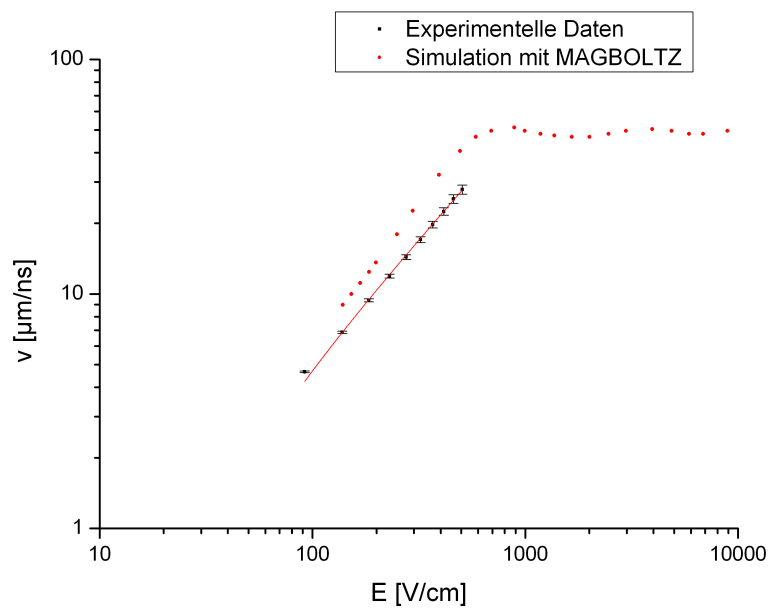


Abbildung 4.3: Driftgeschwindigkeit in Ar CO₂ 90/10 (simuliert mit MAGBOLTZ)[10] und verglichen mit experimentellen Daten.

falls der lineare Anstieg zu erkennen ist. Die Abweichungen hierbei liegen daran, dass für unterschiedlichen Druck und Temperaturen andere Steigungen zugrunde liegen.

4.2 Messung der Verstärkung

Mit Hilfe von Strommessgeräten konnte die Verstärkung der GEMs gemessen werden. Hierfür wurde eine Fe-55 Quelle verwendet. Eine Kalkulation ergibt, dass ein Photon dieser Quelle im Gasvolumen 210 Elektronen erzeugt [11]. Diese Elektronen driften nun zu den GEMs, werden dort vervielfältigt und an der Anode mit einem Strommessgerät ausgelesen. Man muss für diese Messung noch die Rate der Quelle bestimmen. Die Verstärkung ist das Verhältnis zwischen der Anzahl der Elektronen vor und nach den GEMs.

$$G = \frac{I_n}{I_v} = \frac{I_n}{n \cdot e \cdot \varphi} \quad (4.1)$$

Dabei ist I_n der gemessene Strom, n die 210 Primärelektronen des Eisenphotons, e die Elementarladung und φ die Rate der Eisenquelle. In Graph 4.4 ist die Verstärkung

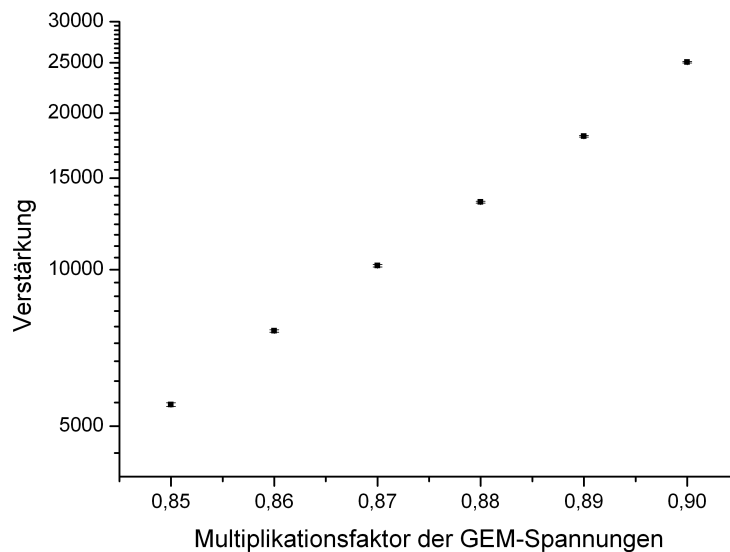


Abbildung 4.4: Verstärkung in Abhängigkeit verschiedener GEM-Spannungen.

logarithmisch gegen die Verstärkungsspannungen aufgetragen und man erkennt einen exponentiellen Anstieg der Verstärkung. Die auf der Abszisse aufgetragene Skala bezeichnet hierbei den Faktor, mit dem die Spannungen multipliziert werden müssen.

Parameter	Einstellung
ΔU_{GEM1}	400 V
Transferfeld 1	3,7 kV/cm
ΔU_{GEM2}	360 V
Transferfeld 2	3,7 kV/cm
ΔU_{GEM3}	322 V
Induktionsfeld	2,8 kV/cm

Tabelle 4.1: Detektoreinstellung bei Scale = 1.

Als Fehler wurde die statistische Abweichung mehrerer Messpunkte verwendet. Hierbei waren die Werte für GEM1 400 V, GEM2 365 V und GEM3 322 V. Diese Werte sind nochmals anschaulich in Tabelle 4.1 dargestellt. Somit erhielt man für einen Faktor von 0,9 die Einstellung, welche die meiste Zeit verwendet wurde. Diese Messung wurde bei einem Driftfeld von 300 V/cm durchgeführt.

4.3 Messung der Photoelektronen

In dieser Messung wird untersucht, wieviele Elektronen aus einem Aluminiumkreuz über den Photoelektrischen Effekt ausgelöst werden. Diese Messung wurde bei einer Rate der LED von 1 kHz und 5 V durchgeführt. Es wurde eine LED mit 270 nm und ein Driftfeld von 400 V/cm verwendet. Die Pulslänge wurde durchvariiert. Für die Auslese standen zwei Möglichkeiten zur Verfügung. Zum einen die Auslese über die direkte Strommessung, zum anderen die Auslese über Verstärker/Vorverstärker Elektronik mithilfe eines Energiespektrums.

Für die Auswertung mithilfe des Energiespektrums stand zur Kalibration eine Fe-55 Quelle, zur Verfügung. Vom Energiespektrum der Fe-Quelle ist bekannt, dass das zentrale Maximum des Spektrums 210 Elektronen entspricht [11]. Nun konnte man mit Formel 4.2 für verschiedene Pulslängen die Anzahl der Elektronen ermitteln.

$$N_{ES} = \frac{Peak_{LED} \cdot 210 \cdot Coarse_{Fe}}{Coarse_{LED} \cdot Peak_{Fe}} \quad (4.2)$$

Hier steht N_{ES} für die Anzahl der gemessenen Elektronen und der Index ES für die Ermittlung über ein Energiespektrum. Die Peaks bezeichnen jeweils die Kanalnummer des Maximums des Energiespektrums. Der Wert Coarse, der hier ebenfalls in die Formel eingeht, ist der eingestellte Verstärkungswert während der zugehörigen Spektralaufnahme am Verstärker. Nun wurde die Pulslänge von 100 bis 1000 ns in 100 ns Schritten verändert und ein Spektrum für die Dauer von einer Minute aufgenommen. Das Ergebnis ist in Graph 4.5 zu erkennen. Normiert man nun diese Werte

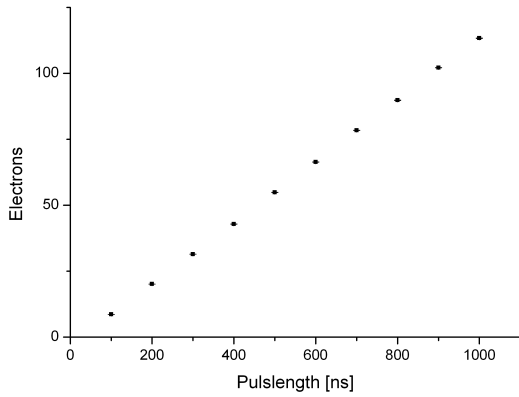


Abbildung 4.5: Messung der Primärelektronen mithilfe von Energiespektren.

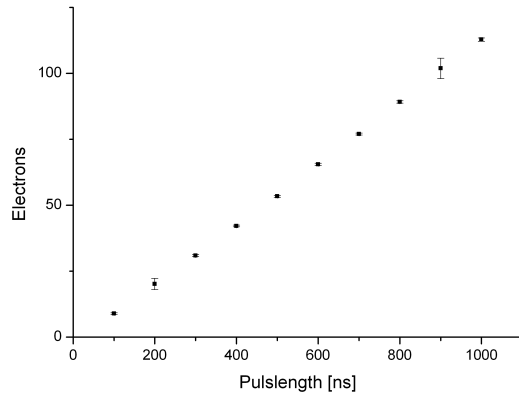


Abbildung 4.6: Messung der Primärelektronen mithilfe von Strommessungen.

auf jeweils 100 ns, erhält man $10,70 \pm 0,84$ Elektronen pro 100 ns Puls.

$$N_{SM} = \frac{I_{LED} \cdot 210 \cdot \varphi_{Fe}}{\varphi_{LED} \cdot I_{Fe}} \quad (4.3)$$

Für die Strommessung verwendet man Formel 4.3. Der Index SM von N_{SM} steht hier für Strommessung. Die Fe-55 Quelle wurde wieder als Referenz verwendet, wobei hier die Rate der Quelle mit $\varphi_{Fe} = 33,21 \pm 0,10$ kHz vorher vermessen wurde. φ_{LED} bezeichnet die eingestellte Pulsrate die während dieser Messungen 1 kHz betrug. Die Ströme I_{LED} und I_{Fe} errechneten sich jeweils aus den Mittelwerten von 10 bis 20 Messpunkten. Hier wurde ebenfalls die Pulslänge von 100 bis 1000 ns in 100er Schritten verändert und das Ergebnis in Abbildung 4.6 aufgetragen. Bei der Normierung auf 100 ns erhielt man mittels Strommessung einen Wert von $10,62 \pm 0,73$ pro 100 ns Puls. Beide Messverfahren liefern in guter Übereinstimmung die gleiche Anzahl an Elektronen.

4.4 Energieauflösung

Die Energieauflösung der Messung aus Kapitel 4.3 ergibt sich aus den Energiespektren. Hierbei gilt die Formel 4.4:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{c_1}{\sqrt{E}} + c_2 \quad (4.4)$$

Dabei steht σ für die Standardabweichung der Energie E und der Bruch aus beiden bezeichnet die Energieauflösung. c_1 und c_2 bezeichnen Konstanten, deren genauer

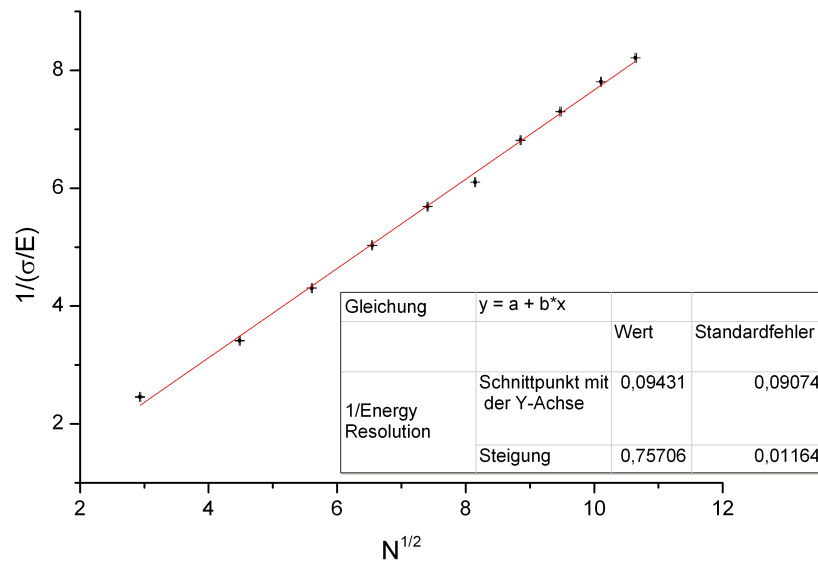


Abbildung 4.7: Energieauflösung in Abhängigkeit der Anzahl der primären Elektronen.

Energieauflösung [%]	Anzahl der Elektronen
41	$8,61 \pm 0,03$
29	$20,11 \pm 0,04$
23	$31,44 \pm 0,05$
20	$42,84 \pm 0,05$
18	$54,88 \pm 0,06$
16	$66,37 \pm 0,07$
15	$78,40 \pm 0,08$
14	$89,78 \pm 0,09$
13	$102,12 \pm 0,10$
12	$113,30 \pm 0,10$

Tabelle 4.2: Energieauflösung gegen Anzahl der Elektronen.

Wert hier nicht weiter in die Berechnung eingeht. Da die Energie proportional zu der Anzahl der Elektronen ist, erhält man durch geschicktes Umstellen folgende Beziehung:

$$\frac{1}{\frac{\sigma}{E}} \propto \sqrt{\frac{N}{F}} \quad (4.5)$$

Hierbei bezeichnet F den Materialspezifischen Fano-Faktor und N die Anzahl der primären Elektronen. Graphisch aufgetragen ist dies in Abbildung 4.7, welches die Annahmen bestätigt. Zur Fehlerberechnung wurden die Standardfehler der Fits der Energiespektren verwendet. Zur Übersichtlichkeit sind die Energieauflösungen zur genannten Primärelektronenzahl nochmals in Tabelle 4.2 dargestellt.

4.5 Aufladungseffekte

Während der Messung mit hohen Raten ($\sim 10\text{kHz}$), wurde ein unerwarteter Effekt beobachtet. Bei Messungen mit hohen Raten stieg der Strom, der auf der Anode ausgelesen wurde kontinuierlich an (siehe Abbildung 4.8). Dies ist auf einen Aufla-

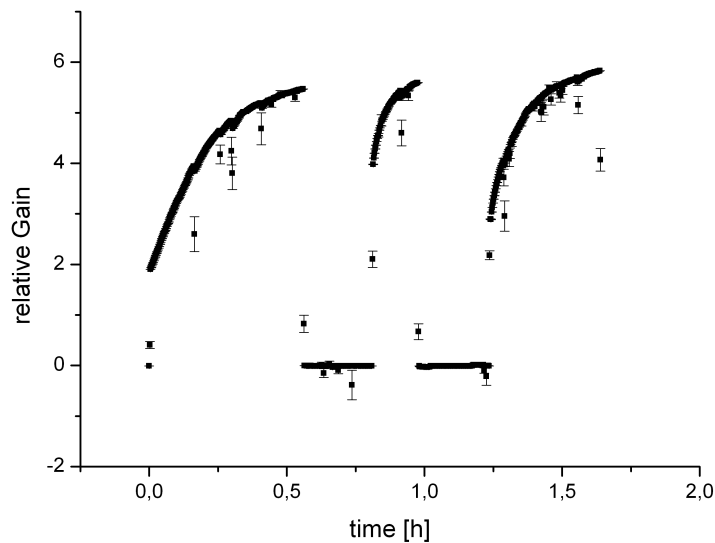


Abbildung 4.8: Aufladungseffekte gegen Zeit.

dungseffekt zurückzuführen. Eine mögliche Erklärung ist, dass sich Elektronen auf der nichtleitenden Kaptonschrift der GEMs absetzen und damit das effektive Verstärkungsfeld erhöhen. Eine schematische Darstellung dieses Effekts ist in Abbil-

dung 4.9 skizziert. Wenn sich Elektronen auf der Kaptonschicht absetzen, rücken die Feldlinien enger zusammen was zu einer effektiven Felderhöhung führt (rechtes Bild). Vergleichbare Messungen zeigen einen schnellen Anstieg von 25% in wenigen Minuten bis hin zu einem Faktor von 50-200% über ein bis zwei Stunden [12][13]. Hierbei konnten signifikante Unterschiede festgestellt werden, die hauptsächlich auf die Beschaffenheit der untersuchten GEMs zurückzuführen war. Ein zusätzlicher Unterschied zu den oben zitierten Messungen ist, dass mit dem LED-Setup eine sehr lokale Aufladung stattfand die aufgrund der Position des Kreuzes immer an der exakt gleichen Position war. Für diese Untersuchungen wurde eine Strommessung durchge-

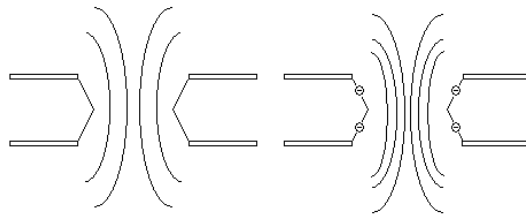


Abbildung 4.9: Modellvorstellung des Aufladungseffekts.

führt, da man diese gegen die Zeit auftragen kann. Da die Verstärkung proportional zum Strom ist ($G \propto I$), wurde in den folgenden Graphen jeweils der Strom, beziehungsweise die relative Verstärkung gegen die Zeit aufgetragen. In Abbildung 4.8 ist eine solche Messung dargestellt. Bei dieser Messreihe betrug die Spannung der LED 3,2 V, die Wellenlänge 265 nm, die Pulsdauer 200 ns und die Rate mit welcher gepulst wurde, wurde auf 100 kHz erhöht. Bei den beiden Nullmessungen war die LED jeweils für 15 min ausgeschaltet und bei der zweiten Nullmessung auch die Hochspannung abgeschaltet. Hierbei wollte man testen ob man signifikante Unterschiede beim Entladungseffekt feststellt wenn die Hochspannung ein- oder ausgeschaltet ist. Wie den Graphen zu entnehmen ist bleibt die Aufladung von der Hochspannung weitestgehend unbeeindruckt. Die drei Aufladungskurven wurden anschließend mit der Funktion 4.6 gefittet.

$$y = A \cdot (1 - \exp(-k(x - x_0))) \quad (4.6)$$

Die Fitparameter A und k sind in Tabelle 4.3 dargestellt. Wie hierbei zu erkennen ist, sind die Sättigungswerte A für die verwendeten Einstellungen konstant, jedoch kommt es bei der Zeitkonstanten k zu bis jetzt noch nicht verstandenen Abweichungen, welche noch genauer untersucht werden müssen. Zu erkennen ist auch, dass die Verstärkung um das bis zu Dreifache ansteigt, weshalb man diesen Effekt bei hohen Raten auch nicht vernachlässigen kann.

	A	k
1. Kurve	5,72	4,94
2. Kurve	5,62	19,21
3. Kurve	5,87	8,64

Tabelle 4.3: Fitwerte von Graph 4.8.

In Abbildung 4.10 ist eine erneute Messung des Aufladungseffektes zu erkennen und es wurde anschließend eine Messung zur Entladung durchgeführt. Hier wurde die LED mit 270 nm verwendet, sowie eine Rate von 50 kHz, LED-Spannung von 5 V und eine Pulslänge von 1 μ s. Zwischen 0 h und 0,2 h war das Strommessgerät falsch eingestellt, ist hier jedoch trotzdem berücksichtigt worden, um zu verdeutlichen, dass der Aufladungseffekt schon früher begonnen hat. Für den Fit der Aufladung wurde wiederum Formel 4.6 verwendet und für die Entladung Formel 4.7.

$$y = y_0 + A \cdot \exp(-k(x - x_0)) \quad (4.7)$$

Die interessanten Ergebnisse der Fits sind wieder die Zeitkonstanten. Hierbei er-

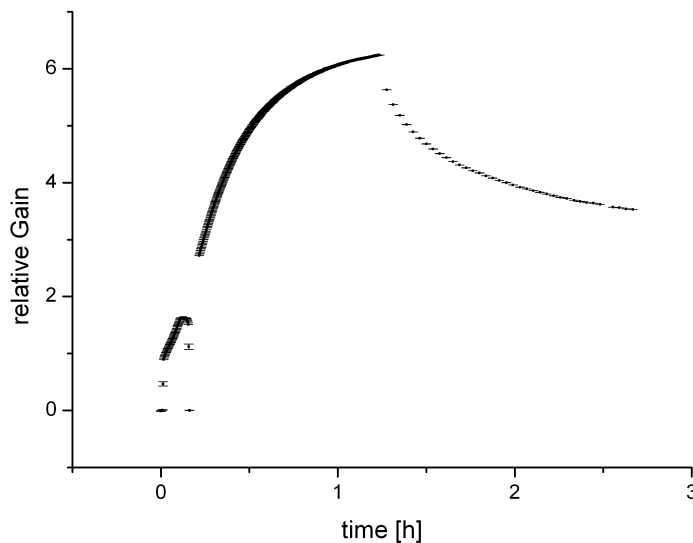


Abbildung 4.10: Aufladungs und Entladungseffekt.

gibt sich für die Aufladung $k = 3,26$ und für die Entladung $k = 2,04$. Man muss hier erwähnen, daß bei der Messung der Entladung die LED alle 2 min für etwa 10 s

eingeschaltet wurde um einen Messpunkt zu erhalten. Hierbei wurde die erneute Aufladung über diese 10 s in Kauf genommen um eine qualitative Kurve der Entladung zu erhalten.

Bei Messungen mit der Eisenquelle wurden keine Aufladungseffekte festgestellt. Dies rührt daher, dass die Verstärkung der Elektronen der LED punktuell stattfindet, wohingegen die Elektronen bei der Quelle nahezu über die gesamte Detektorfläche auftreffen. Dies kann man einfach abschätzen. Bei einer Pulslänge von 200 ns erhält man gemäß Kapitel 4.3, dass die LED ca. 20 Elektronen auslöst. Die Fläche der GEMs die zur Verstärkung verwendet wird ist, für diese Abschätzung, näherungsweise die gleiche Fläche eines Kreuzes von 45 mm^2 . Nun nimmt man noch eine Rate von 10 kHz an und erhält einen Wert von ca. $4440 \frac{e^-}{\text{s} \cdot \text{mm}^2}$ und bei höheren Raten noch mehr. Bei der Eisenquelle, die die gesamte Fläche der GEMs mit $10 \times 10 \text{ mm}^2$ zur Verstärkung verwendet und einer Rate von ca. 33 kHz, wobei pro Photon 210 Elektronen freigesetzt werden, erhält man einen Wert von ca. $700 \frac{e^-}{\text{s} \cdot \text{mm}^2}$. Vergleicht man diese beiden Werte stellt man fest, dass hier die effektive Verstärkungsfläche der GEMs bei der LED 6x höher ist als bei der Eisenquelle.

Um einen qualitativen Vergleich zwischen Eisenquelle und LED zu erhalten, wurde die Eisenquelle kollimiert, um eine kleinere Fläche auf den GEMs zu bestrahlen. Die Rate der Eisenquelle betrug dann 860 Hz. Bei der LED wurde festgestellt, dass man 210 Elektronen aus dem Aluminium auslöst, wenn man diese auf 3,85 V und 2 μs Pulslänge einstellt. Auch hier wurde dann die Rate auf 860 Hz eingestellt. In Graph 4.11 ist die Messung der Eisenquelle aufgetragen. Hierbei erkennt man

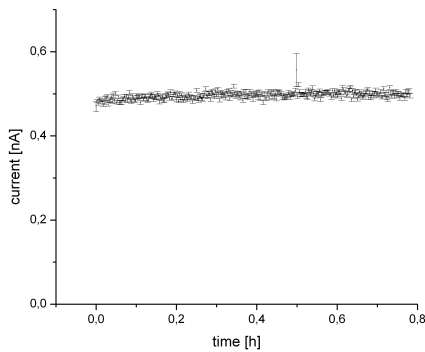


Abbildung 4.11: Kollimierte Eisenquelle bei einer Rate von 860 Hz.

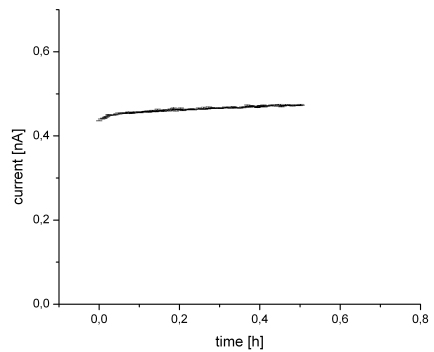


Abbildung 4.12: 210 Elektronen des Photoeffekts bei einer Rate von 860 Hz.

keinen Aufladungseffekt, sondern beobachtet einen konstanten Strom von ca. 0,5 nA. Bei Graph 4.12 erkennt man einen leichten Aufladungseffekt zu Beginn, der aber

sehr schnell sättigt und ebenfalls einen Stromwert von fast 0,5 nA erreicht. Daraus erkennt man, dass man die Aufladungseffekte mithilfe von niedrigen Raten relativ gut unterdrücken kann. Aus zeitlichen Gründen konnten die Auf- und Entladungseffekte in dieser Arbeit nicht genauer untersucht werden.

4.6 Kalibration von Druck und Temperatur

Da der Detektor ständig mit dem Arbeitsgas gespült wurde (siehe Abbildung 3.3) und somit an den Atmosphärendruck gebunden ist und auch kein Temperaturregler in der Box vorhanden war, wurden die Auswirkungen von Druck- und Temperaturschwankungen untersucht. Hierzu wurden im Labor Druck und Temperaturmessgeräte installiert. Um den Aufbau des Detektors in der Box nicht zu verändern, wurde der Temperaturfühler in unmittelbarer Nähe außerhalb der Box montiert. Auch das Druckmessgerät wurde außerhalb stationiert, da die Relaxationszeiten der Druckunterschiede außerhalb und innerhalb der Box klein sind. Das Messgerät für Druck und Temperatur (System zur Messung sich langsam verändernder Gas-Parameter, Slow Control System) zeichnete jede Minute einen Messpunkt auf. Als Referenz wurde die Eisenquelle verwendet und der Strom über ca. 39 Stunden gemessen.

In Abbildung 4.13 ist die Messung graphisch dargestellt. Hierbei ist der Strom negativ aufgetragen, um den direkten Zusammenhang zwischen Strom, der direkt proportional zur Verstärkung ist, und dem Druck zu verdeutlichen. Vor allem im Bereich zwischen 25 und 40 Stunden ist der direkte Zusammenhang zwischen Druck und Strom erkennbar, da hier die Temperatur näherungsweise konstant ist. Für die weitere Analyse diente die ideale Gasgleichung (Formel 4.8).

$$PV = Nk_bT \quad (4.8)$$

Stellt man diese nach der Dichte $\rho = \frac{N}{V}$ um, erhält man den Zusammenhang in Formel 4.9.

$$\rho \propto \frac{p}{T} \quad (4.9)$$

Dieser Zusammenhang wird genutzt, um die Dichte, beziehungsweise das Verhältnis $\frac{p}{T}$ gegen den gemessenen Strom darzustellen. In Abbildung 4.15 ist nochmals $\frac{p}{T}$ und der Strom gegen die Zeit aufgetragen, wobei in Abbildung 4.14 der Strom gegen die Dichte aufgetragen ist. Hierbei ist ein linearer Zusammenhang zu erkennen, wobei auch einige Schwankungen zu erkennen sind. Die frablich unterteilten Bereiche entsprechen der zeitlichen Aufteilung von Abbildung 4.13. Die Abweichung bei großen $\frac{p}{T}$ Werten (blauer Teil) ist darauf zurückzuführen, dass sich dieser auf den zeitlichen Anfang der Messung bezieht (0 bis 6,5 Stunden), indem sich die Temperatur schnell ändert (Abbildung 4.13). Da die Temperatur außerhalb der Box gemessen wurde benötigte der Gasinhalt der Box etwas mehr Zeit, um die Temperatur anzugleichen.

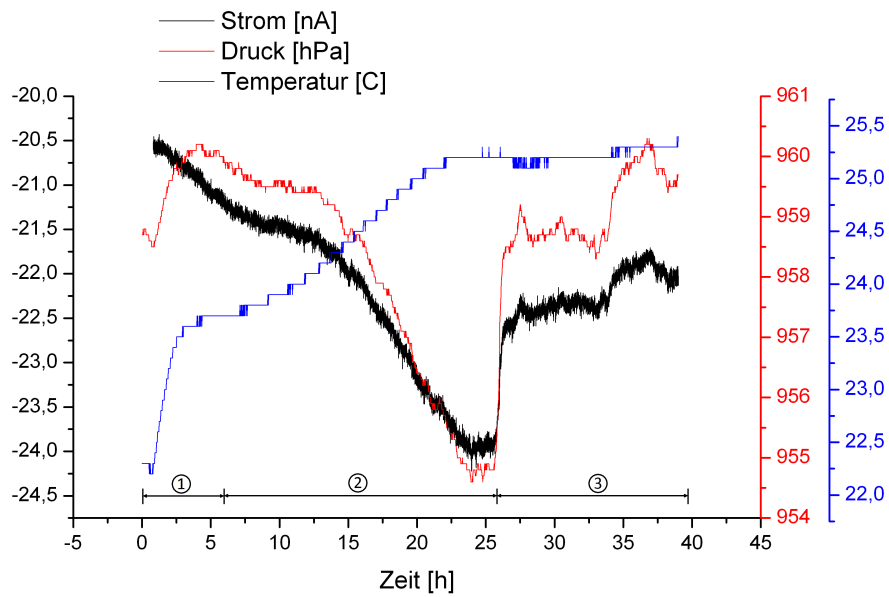


Abbildung 4.13: Strom, Druck und Temperatur gegen Zeit, Einteilung in Bereiche für Graph 4.14.

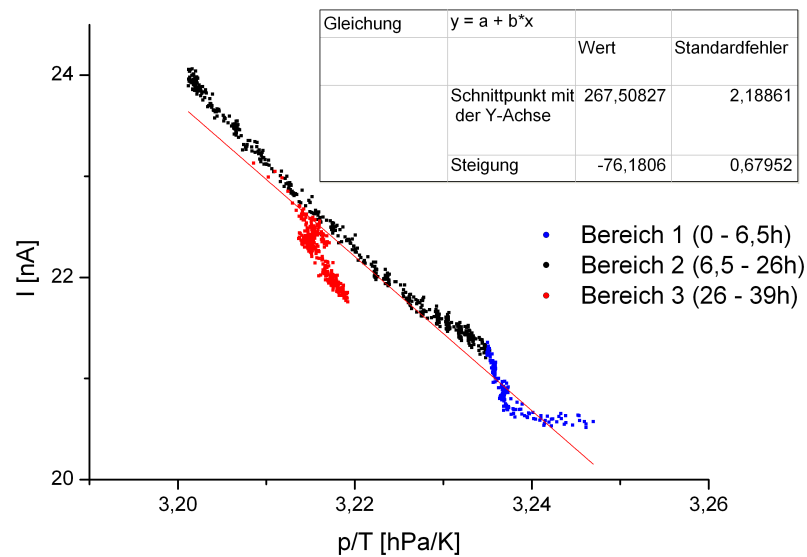


Abbildung 4.14: Strom gegen Dichte.

Der Ausläufer in der Mitte des Graphen (roter Teil, 26 bis 39 Stunden) bezieht sich darauf ob sich die Dichte erhöht oder erniedrigt. Außerdem kann sich auch das Gasgemisch etwas ändern, da ca. alle sechs Stunden das Gasgemisch komplett durchgespült wurde¹. Die Veränderungen der Verstärkung kommen dadurch zu Stande, das sich das effektive Verstärkungsfeld der GEMs in Abhängigkeit des Druckes ändert.

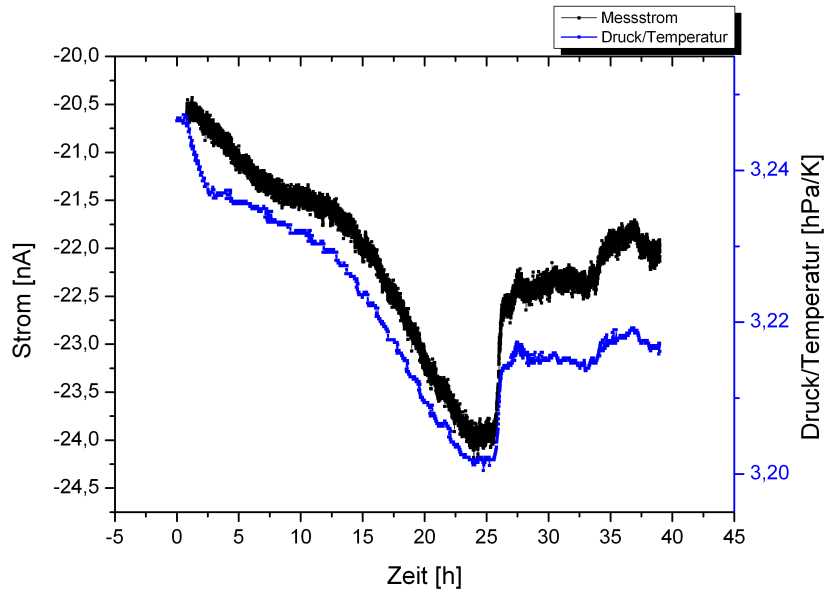


Abbildung 4.15: Strom und Dichte gegen Zeit.

Mithilfe dieser Messungen kann man eine Kalibration von Druck und Temperatur durchführen und bei längeren Messungen mit diesen Werten korrigieren. Die gemittelten Werte über die gesamte Dauer ergeben sich zu $I = 22,15$ nA, $p = 958,5$ hPa und $T = 397,6$ K. Die gefittete Formel 4.10 von Graph 4.14 lässt eine Abschätzung zu, wenn sich Druck um 1 hPa und die Temperatur um 1 K verändern.

$$I = 267,51 - 76,18 \frac{p}{T} \quad (4.10)$$

Hierbei erhält man für eine Druckerhöhung und Temperaturerniedrigung einen Strom von $I_{auf} = 21,06$ nA und bei einer Druckerniedrigung und Temperaturerhöhung einen Strom von $I_{ab} = 23,23$ nA. Dadurch ergibt sich jeweils eine Stromänderung von 5%.

¹Eine Zeitliche Aufteilung der Abbildung 4.14 ist im Anhang zu finden

4.7 CsI-Kathode

Zuletzt stand noch eine Kupferkathode zur Verfügung die mit Caesiumiodid (CsI) wieder im gleichen Kreuzmuster bedampft wurde. Da in dem hier verwendeten Wellenlängenbereich der LED wenige Daten zur Verfügung stehen, wollte man testen ob CsI als photoelektrisches Material eine Option zu Aluminium ist. CsI wird bereits in vielen Gasdetektoren als Kalibrationsmaterial verwendet, jedoch basieren diese allesamt auf Laserkalibration mit niedrigeren Wellenlängen und damit größerer Energie. Für die hier verwendete Kalibration mit UV-Photonen mit einer Wellenlänge von 270 nm gibt es noch wenig Erfahrung. In Abbildung 4.16 ist im Bereich zwischen 220 nm und 300 nm nur ein Messpunkt vorhanden [14]. Extrapoliert man diese Linie sollte man für die Quanteneffizienz (QE) auf einen Wert von 10^{-6} bis 10^{-7} für eine Wellenlänge von 270 nm erhalten, was um ein bis zwei Größenordnungen besser ist als von Aluminium (10^{-8}). Nach dem Umbau der Kathoden ergab die qualitati-

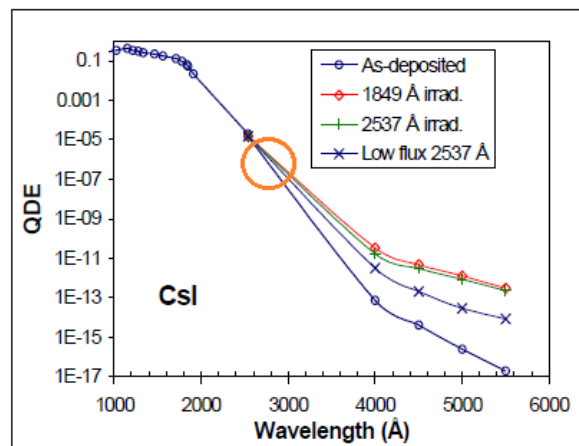


Abbildung 4.16: Quanteneffizienz von Caesiumiodid (Bereich der hier verwendeten Wellenlänge ist durch den Kreis markiert).

ve Auslese über das Oszilloskop, dass die Quanteneffizienz von CsI weit schlechter ist als erwartet. Um ein Signal zu erhalten, das digital auswertbar war, wurde die Pulslänge für die Bestimmung mit Energiespektrum auf $2 \mu\text{s}$ gestellt, die Rate betrug 1 kHz und die LED Spannung 5 V. Diese Messung wurde zweimal unabhängig voneinander durchgeführt und man erhielt im Mittel einen Wert von $0,28 \pm 0,02$ ausgelöste Elektronen pro 100 ns Puls (Hier diene erneut Formel 4.2 zur Berechnung). Zum Vergleich wurden noch zwei unabhängige Strommessungen durchgeführt. Als Berechnungsgrundlage diene wieder Formel 4.3. Die Einstellungen der LED hierbei waren $4 \mu\text{s}$ Pulslänge, 3 kHz Rate und 5 V LED Spannung. Hierbei erhielt man eine

Anzahl der Elektronen von $0,34 \pm 0,04$ pro 100 ns Puls. Als Grund für die geringe Quanteneffizienz kommen zwei Ursachen in Frage. Zum einen, dass die Funktion der Quanteneffizienz von CsI aus Abbildung 4.16 einen anderen Verlauf nimmt als angenommen, zum anderen kann es auch möglich sein, dass das CsI zu lange der Luft ausgesetzt war und dadurch degradiert ist. Jedoch kann man sagen, dass CsI in diesem Wellenlängenbereich und für diese Anwendung keine Option zu Aluminium ist.

Kapitel 5

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein funktionsfähiger Prototyp zur Kalibration mittels einer UV LED entwickelt. Dies war ein erster grundlegender Test eines LED Kalibrationssystems für eine hochraten TPC mit einer Aluminium-Kupfer Kathode. Ebenfalls wurden auch erste Messungen mit einer Caesiumiodid-Kupfer Kathode und erste Studien zu Aufladungseffekten in GEM Detektoren bei hohen Raten durchgeführt. Es wurden Kalibrationen der Driftgeschwindigkeit und der Verstärkung, sowie Änderungen des Drucks und Temperatur aufgezeichnet. Da die bisherigen Kalibrationssysteme meist mit Lasern durchgeführt werden, kann man hier in Zukunft auf kostengünstigere LEDs zurückgreifen. Um diese Form des Kalibrationssystems in großen Experimenten einsetzen zu können, sind noch weitere Tests zum Beispiel mit einer Streifenauslese oder anderen Materialien notwendig.

Kapitel 6

Ausblick

Der nächste Schritt dieses Projektes ist es, eine Streifenauslese anstatt eines einzigen Auslese-Pads einzusetzen und zu testen in welcher Qualität die Aluminiumkreuze aufgelöst werden können. Auch kann die Verwendung von Caesiumiodid statt Aluminium weiter untersucht werden, da die QE von CsI mit kleinerer Wellenlänge rapide ansteigt. Leistungsstarke LEDs gibt es heutzutage bis zu einer minimalen Wellenlänge von 240 nm und somit wäre eine Versuchsreihe mit dieser Wellenlänge durchaus interessant, da in diesem Wellenlängenbereich sehr wenige Referenzmessungen vorliegen. Eine weitere Idee ist es noch Gasgemische zu variieren und dabei die verschiedenen Driftgeschwindigkeiten und die dazugehörigen Verstärkungsschwankungen zu untersuchen. Dadurch kann man Fluktuationen im Gasgemisch erkennen. Mit diesem Aufbau kann man auch verschiedene Photomaterialien verwenden und dessen Quanteneffizienzen bestimmen. Ebenfalls interessant zu testen ist eine Photokathode mit AlGaN. Von der Verwendung dieses Materials als Photokathode wurde erst gegen Ende dieser Arbeit bekannt. Hierbei hat man eine QE von ca. 80 % im sichtbaren Bereich ($\lambda = 400\text{-}800\text{ nm}$).

Als eine ganz andere Weiterentwicklung dieser Technologie sind auch gasbetriebene Photomultiplier (PMT) vorstellbar[15][16]. In diesem Fall würde man dann das zu detektierende Licht auf das Photokathodenmaterial auftreffen lassen. Dadurch kann man Photonen in ein digitales Elektronensignal umwandeln. Der Vorteil solcher Photomultiplier ist, dass Gasdetektoren im Vergleich zu herkömmlichen PMTs (vakuumdicht) billig sind und große Detektionsflächen verwirklicht werden können.

Anhang A

Anhang



UVTOP260



Deep UV-LED, AlGaN

UVTOP260 is an AlGaN based, narrow bandwidth, deep UV-LED in standard TO metal can housing. Deep UV-LEDs are widely used for water sterilisation, air purification, germicidal and medical applications, diagnostics, and laboratory testing.

Specifications

- Structure: AlGaN
- Peak Wavelength: 260 - 270 nm
- Optical Output Power: typ. 300 μ W
- Life Time: 200 hours
- Package: TO metal can



Absolute Maximum Ratings ($T_a=25^\circ\text{C}$)

Parameter	Symbol	Value	Unit
Power Dissipation, DC	P_D	150	mW
Forward Current, DC	I_F	30	mA
Pulsed Current (1% duty cycle, 1kHz)	I_{FP}	200	mA
Reverse Voltage	U_R	-6	V
Operating Temperature	T_{opr}	-30 ... +55	$^\circ\text{C}$
Storage Temperature	T_{stg}	-30 ... +100	$^\circ\text{C}$
Soldering Temperature (max. 5s)	T_{sol}	190 $^\circ$	$^\circ\text{C}$

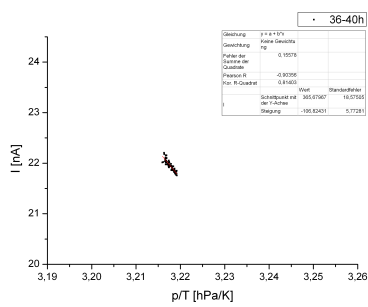
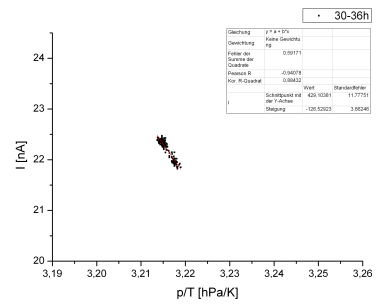
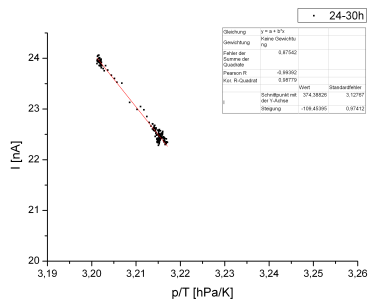
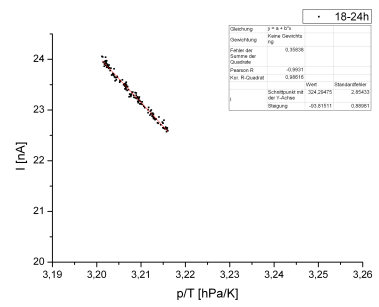
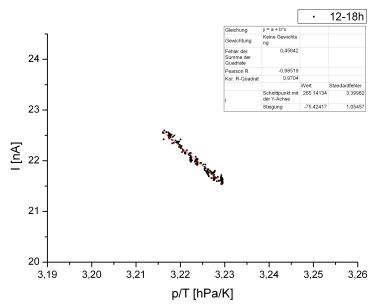
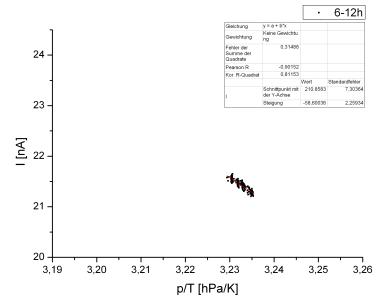
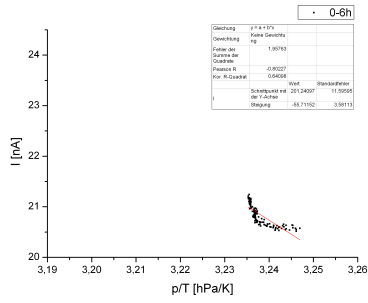
General Characteristics ($T_a=25^\circ\text{C}$)

Parameter	Symbol	Condition	Min.	Typ.	Max.	Unit
Peak Wavelength	λ_P	$I_F = 20 \text{ mA}$	260	265	270	nm
Forward Voltage	U_F	$I_F = 20 \text{ mA}$	-	6.5	8.0	V
Half Width (FWHM)	$\Delta\lambda$	$I_F = 20 \text{ mA}$	-	12	15	nm
Life time		$I_F = 20 \text{ mA}$		200	-	h

Electro-Optical Characteristics ($T_a=25^\circ\text{C}$, $I_F=20\text{mA}$)

Part Number	Package	Window	Optical Power P_{OUT} (μW)		View. Angle $2\theta_{1/2}$ ($^\circ$)
			Min.	Typ.	Typ.
UVTOP260-FW-TO39	TO-39	Flat Window	180	300	120
UVTOP260-HL-TO39	TO-39	Hemispherical Lens	120	250	7
UVTOP260-BL-TO39	TO-39	Ball Lens	180	300	7
UVTOP260-FW-TO18	TO-18	Flat Window	150	250	120
UVTOP260-BL-TO18	TO-18	Ball Lens	150	250	10

Wavelength measurements tolerance is +/- 2%
Output power measurement tolerance is +/- 10%
Voltage measurement tolerance is +/- 2%



Literaturverzeichnis

- [1] Standard GEMs: SCEM Number: 08.82.00.100.5; Type: GEM-100x100-70/50-P-U
- [2] F. Sauli, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A386 (1997) 531-534
- [3] Deutsche Elektronen-Synchrotron DESY; <http://www.lctpc.org/e8/e46/e47/> (12.07.2012)
- [4] B. Ketzer et al.: Technical Design Report for: PANDA Time Projection Chamber (2012)
- [5] B. S. Nielsen: Design Note on the ALICE TPC laser calibration system (2002)
- [6] N. Abgrall.: Time projection chambers for the T2K near detectors (2011)
- [7] W. Gong et al.: Study of the Photo-electric Wires for TPC Spatial Calibration (1994)
- [8] Bergmann, Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik Band 6, Festkörper (2.Auflage)
- [9] BG RCI: Gis Chem, Eisen-55 (Nuklidlabor) (01.02.2010)
- [10] ILC-TPC, http://www-hep.phys.saga-u.ac.jp/ILC-TPC/gas/ps/Ar-CO2_90-10/ (29.05.2012)
- [11] T. Huber: Ion Backflow Studies with a Triple GEM Detector
- [12] B. Azmoun et al.: A Study of Gain Stability and Charging Effects in GEM Foils (2006)
- [13] C. Altunbas et al.: Construction, test and commissioning of the triple-gem tracking detector for compass (2002)
- [14] A.S. Tremsin, O.H.W. Siegmund: The Stability of quantum efficiency and visible light rejection fo alkali halide photocathodes (2000)

- [15] A. Breskin et al.: Ion-induced effects in GEM & GEM/MHSP gaseous photomultipliers for the UV and the visible spectral range
- [16] A. Buzulutskov et al.: The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures (2000)
- [17] M. Alfonsi et al.: Simulation of the dielectric charging-up effect in a GEM detector (2011)
- [18] W. R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (2. Auflage)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Kollegen des Teams E18 und des Excellence Cluster Universe für die Hilfe bei der Erstellung dieser Arbeit bedanken.

Ein besonderer Dank gilt Professor Laura Fabbietti für die Vergabe und Motivation dieses Themas.

Auch besonders bedanken möchte ich mich bei meinen Betreuern Jia-Chii Berger-Chen und Markus Ball, die immer auf dem laufenden waren und mir bei Hindernissen stets weitergeholfen haben.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei Korbinian Eckstein für die experimentelle Hilfe im Labor und gute Zusammenarbeit.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst, noch nicht anderweitig für Prüfungszwecke vorgelegt, keine anderen als die angegebenen Quellen oder Hilfsmittel benützt sowie wörtliche und sinngemäße Zitate als solche gekennzeichnet habe.

Garching, den