

Charakterisierung von GEMs

Bachelorarbeit in Physik

von

Robert Menzen

angefertigt am Physikalischen Institut der Universität Bonn
vorgelegt der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Bonn

August 2010

1. Gutachter: Prof. Klaus Desch
2. Gutachter: Dr. Jochen Kaminski

Inhaltsverzeichnis

1. Zeitprojektionskammern	7
1.1. Wechselwirkung von Elektronen und Photonen mit dem Detektorgas	7
1.1.1. Ionisation durch geladene Teilchen (z.B. Elektronen)	7
1.1.2. Ionisation durch Photonen	7
1.1.3. Drift und Diffusion	8
1.1.4. Gasverstärkung	8
1.2. GEMs	9
1.2.1. Ströme, Spannungen und Felder	9
2. Transferkoeffizienten	10
2.1. Verstärkung einer einzelnen GEM	11
2.2. Verstärkung zwischen den GEMs	12
2.3. Elektronensammeleffizienz	12
2.4. Elektronenextraktionseffizienz	14
2.5. Ionensammeleffizienz	14
2.6. Primäre Ionenextraktionseffizienz	16
2.7. Sekundäre Ionenextraktionseffizienz	17
3. Experimenteller Aufbau	18
3.1. Kammer	18
3.2. Elektronik	18
3.3. Software	19
3.3.1. Bereinigung der Daten	19
3.4. Gassystem	21
4. Allgemeine Messung der Transferkoeffizienten in TDR-Gas	21
4.1. Verstärkung einer einzelnen GEM	21
4.2. Elektronensammeleffizienz	22
4.3. Elektronenextraktionseffizienz und Verstärkung zwischen den GEMs	22
4.4. Ionensammeleffizienz	24
4.5. Primäre Ionenextraktionseffizienz	24
4.6. Sekundäre Ionenextraktionseffizienz	24
4.7. Abschätzung der totalen Verstärkung	26
4.8. Vergleich mit vorangegangenen Arbeiten	26
5. Temperatur- und Druckabhängige Messung in TDR-Gas	27
6. Allgemeine Messung der Transferkoeffizienten in He:CO₂	34
6.1. Verstärkung einer einzelnen GEM	34
6.2. Elektronensammeleffizienz	35
6.3. Elektronenextraktionseffizienz und Verstärkung zwischen den GEMs	35
6.4. Ionensammeleffizienz	36
6.5. Primäre Ionenextraktionseffizienz	37
6.6. Sekundäre Ionenextraktionseffizienz	37
6.7. Abschätzung der totalen Verstärkung	37
6.8. Vergleich von He:CO ₂ mit TDR	39

6.8.1. Verstärkung einer einzelnen GEM	39
6.8.2. Elektronensammeleffizienz	39
6.8.3. Elektronenextraktionseffizienz	39
7. Zusammenfassung	41
A. Feldkonfigurationen	42

Einführung

In der Teilchenphysik werden unter anderem Gasdetektoren verwendet, um geladene Teilchen und niederenergetische Photonen nachzuweisen. Wenn diese Teilchen in das Detektorvolumen eindringen, ionisieren sie das Detektorgas und erzeugen freie Elektronen. Die Anzahl der Elektronen ist abhängig von der Art der Strahlung und der Zusammensetzung des Messgases. Diese Elektronen driften in einer TPC (*Zeitprojektionskammer*) aufgrund eines angelegten elektrischen Feldes in Richtung der Auslese, welche sich an einer Seite des Detektors befindet. Die wenigen primären Elektronen können nicht direkt nachgewiesen werden, erst muss ihre Zahl erhöht werden. Zwischen Driftvolumen und Auslese wird daher eine Struktur installiert, die die freien Elektronen vervielfacht. Dazu gibt es mehrere Möglichkeiten, alle nutzen hohe elektrische Felder um die Primärelektronen zu beschleunigen, wodurch sie mit Gasatomen stoßen und diese ionisieren - so entstehen ganze Elektronenlawinen, die in der Auslese registriert werden können. Diesen Prozess nennt man Gasverstärkung. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einem Typ solcher Strukturen, nämlich den GEMs, *Gas Electron Multiplier*. Diese kupferbeschichteten Kaptonfolien besitzen mikroskopische Löcher ($\approx 50 \mu\text{m}$), in denen hohe elektrische Felder ($10^5 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$) erzeugt werden können, in diesen findet Gasverstärkung statt. Insbesondere wird in dieser Arbeit der Transport von Ladungen in GEMs untersucht. In [Lot06] wurde eine Reihe von Ladungstransferkoeffizienten vorgestellt, welche den Ladungstransport im Detail quantitativ beschreiben. Diese Koeffizienten wurden nun für zwei Gasgemische gemessen, ihre Temperatur- und Druckabhängigkeit wurde untersucht.

1. Zeitprojektionskammern

Eine Zeitprojektionskammer (engl. TPC, *Time Projection Chamber*) ist ein gasgefüllter Detektor mit einem Driftvolumen, welcher zum Nachweis von Spuren geladener Teilchen oder niederenergetischer Photonen verwendet wird. Charakteristisch ist das homogene elektrische Feld sowie die Tatsache, dass nicht an allen Seiten der Kammer ausgelesen wird - im Fall der benutzen TPC nur an einer Seite.

Einfallende geladene Teilchen ionisieren das Detektorgas, wodurch freie Ionen und Elektronen entstehen. Dies beruht für Elektronen und Photonen auf unterschiedlichen Effekten.

1.1. Wechselwirkung von Elektronen und Photonen mit dem Detektorgas

1.1.1. Ionisation durch geladene Teilchen (z.B. Elektronen)

Aufgrund des wegen der geringen Masse der Elektronen dominierenden Bremsstrahlungseffekts, wegen ihres Spins und aufgrund der Ununterscheidbarkeit der einfallenden und der in den Gasatomen gebundenen, quasi ruhenden Elektronen läßt sich der Energieverlust von Elektronen in Materie nicht durch die Bethe-Bloch-Formel beschreiben. Elektronen verlieren in Materie ihre Energie meist durch Vielfachwechselwirkungen.

1.1.2. Ionisation durch Photonen

Von den dominanten Prozessen für Photonen (Compton-Effekt, Photoeffekt und Paarproduktion) ist in einem Gasdetektor typischerweise für $E_\gamma < 100 \text{ keV}$ der Photoeffekt dominant, während für höhere Energien Compton-Effekt und Paarerzeugung dominieren - da diese Effekte

aber erst bei höheren Energien auftreten, bei denen die Absorptionslänge im Detektorgas größer als die Detektorausdehnung ist, sind sie vernachlässigbar. Somit verbleibt der Photoeffekt.

1.1.3. Drift und Diffusion

Im Driftvolumen ist ein homogenes elektrisches Feld angelegt, wodurch die durch Primäriodisation erzeugten Elektronen und Ionen beschleunigt werden. Da sie aber auch mit den Gasatomen stoßen, stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Beschleunigung und Abbremsung durch Stöße ein. Dieses Gleichgewicht führt zu einer mittleren Geschwindigkeit der Elektronen:

$$\vec{u} = \mu \cdot \vec{E} \quad (1)$$

Die Driftgeschwindigkeit ist abhängig vom um den Impuls reduzierten Feld $\frac{E}{p}$, und der funktionale Zusammenhang besitzt für die in TPCs typischerweise verwendeten Gase bei einer bestimmten Driftfeldstärke ein Plateau. In diesem Bereich ist die Feldstärke zu wählen, da so die Driftgeschwindigkeit unabhängig von kleineren Änderungen des Driftfeldes ist, und diese Schwankungen somit keinen Einfluss mehr auf die Messgenauigkeit haben.

Allerdings stoßen die Elektronen auf ihrem Weg mit den Gasatomen, wodurch nicht vernachlässigbare Diffusion entsteht. Diese wird für gewöhnlich in Gasdetektoren durch

$$\sigma = D \cdot \sqrt{x} \quad (2)$$

beschrieben. Hierbei ist x die Driftstrecke und D ein Diffusionskoeffizient.

Nach der Verstärkung gelangt der so erzeugte Teilchenstrom auf die Ausleseebene. Aus der Signalamplitude läßt sich der Energieverlust des Primärteilchens im Detektorgas bestimmen.

In einigen TPCs wird zusätzlich zum elektrischen noch ein magnetisches Feld angelegt, wodurch die Teilchenbahnen gekrümmt werden. Ladungsvorzeichen und Impuls (und daraus mit der Energie die Masse) des Teilchens lassen sich dann aus dem Krümmungsradius der Bahn bestimmen. Aufgrund des angelegten Magnetfeldes werden die Elektronen bei Stößen nicht so weit nach außen gestreut, wie es ohne Magnetfeld der Fall wäre. Durch das Magnetfeld werden sie auf eine Kreisbahn gezwungen, was die Bahn der Elektronen stabiler gegen Stöße macht. Das Magnetfeld verringert so auch die Diffusion.

1.1.4. Gasverstärkung

Durch hohe elektrische Felder werden die durch Primäriodisation erzeugten Elektronen beschleunigt, so dass sie genug Energie erhalten, um die Gasatome, mit welchen sie stoßen, zu ionisieren. Die dabei erzeugten Elektronen werden dann ihrerseits wieder beschleunigt und ionisieren weitere Gasatome, wodurch eine Elektronenlawine entsteht, die leichter nachweisbar ist. Weit verbreitet sind Drahtkammern, als einfachstes Beispiel ist das Geiger-Müller-Zählrohr bekannt.

Für die MWPC (engl. *Multi Wire Proportional Chamber* - Vieldrahtproportionalkammer) erhielt George Charpak 1992 den Nobelpreis. Sie besteht im wesentlichen aus mehreren Anodendrähten in einem Gasvolumen zwischen zwei Kathodenplatten. Die angelegte Hochspannung sorgt für sehr hohe elektrische Felder in der Nähe der Drähte ($E \propto \frac{1}{r}$), wodurch eingehende Teilchen eine nachweisbare Teilchenkaskade erzeugen. Die Anzahl der Elektronen bei Gasverstärkung in der Nähe der Drähte folgt einer Exponentialfunktion:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (3)$$

mit dem sog. 2. Townsend Koeffizienten α , welcher die Wahrscheinlichkeit für Ionisation pro Pfadlänge angibt.

Bei Primärionisation als auch bei der Gasverstärkung, sowie bei Wechselwirkungen von Teilchen mit dem Detektormaterial können auch Sekundärphotonen erzeugt werden, welche ihrerseits wieder genug Energie besitzen können um weitere Gasatome zu ionisieren. Dies ist unerwünscht, da diese Photonen eine große Strecke im Detektor überwinden können, bevor sie wechselwirken, und so die Ortsmessung verfälschen. Außerdem können sie zu konstanten Entladungen führen welche den Detektor zerstören können. Daher werden dem Detektorgas sogenannte Löschgase beigemischt. Verwendet werden Moleküle mit einer großen Anzahl von Schwingungs- und Rotationsfreiheitsgraden, welche besonders effizient Photonen absorbieren.

1.2. GEMs

Eine GEM (engl. *Gas Electron Multiplier* - Gaselektronenvervielfacher) ist eine 50 μm dicke Kapton-Folie, welche beidseitig mit 5 μm Kupfer beschichtet ist. Über die Folie sind im Abstand $p = 140 \mu\text{m}$ gleichmäßig Löcher in einer hexagonalen Anordnung mit einer minimalen Öffnung von $d = 50 \mu\text{m}$ verteilt. Dies führt bei CERN-Standard-GEMs zu einer optischen Transparenz von

$$T_{\text{opt}} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d}{p}\right)^2 \approx 11,56 \% \quad (4)$$

An die Folie wird nun eine Hochspannung angelegt, so dass zwischen beiden Seiten eine Spannungsdifferenz entsteht. Aufgrund der erhöhten Feldliniendichte innerhalb der Löcher entstehen dort Feldstärken von bis zu 100 $\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$. Innerhalb dieser Löcher findet die Gasverstärkung statt. Die Ortsauflösung ist also durch den Lochabstand limitiert.

Bei Verwendung einer GEM zur Gasverstärkung in einer TPC liegt auf einer Seite der GEM das Driftfeld, und auf der anderen das Induktionfeld, welches zwischen GEM und Anode angelegt ist. Das Induktionsfeld muss so groß gewählt werden dass alle Elektronen die aus der GEM extrahiert werden die Anode bzw. Ausleseebene erreichen. Es lassen sich auch mehrere gestapelte GEMs statt nur einer einzelnen verwenden. Die Felder zwischen den GEMs werden dann als Transferfelder bezeichnet.

Bei der Gasverstärkung entstehen neben Elektronen auch Ionen, welche aufgrund der angelegten Felder zurück in das Driftvolumen driften können. Dort verzerren sie nicht nur das elektrische Feld sondern rekombinieren vor allem auch mit durch Primärionisation erzeugten Elektronen, welche dann nicht mehr gemessen werden können. Bei Verwendung von Vieldrahtproportionalkammern in TPCs ist daher ein sogenanntes *gating grid* notwendig, welches den Ionenrückfluss bei entsprechender Spannungsconfiguration unterdrückt. In diesem Fall wird aber auch das Eintreten der Elektronen in die MWPC unterdrückt. GEMs hingegen haben aufgrund ihrer Feldgeometrie einen inhärent geringen Ionenrückfluss, weshalb angenommen wird, dass *gating grids* nicht nötig sind. Aufgrund der höheren Masse der Ionen verglichen mit den Elektronen lassen sich die GEMs so konstruieren, dass Ionen auf die GEM-Oberfläche geführt und so neutralisiert werden. Dies kann durch Verwendung von GEM-Stapeln noch verbessert werden.

1.2.1. Ströme, Spannungen und Felder

In dem in dieser Arbeit verwendeten Aufbau wurde ein Stapel aus drei GEMs verwendet, an die GEMs wurden verschiedene Spannungen und Felder angelegt und die resultierenden GEM

und Kathoden/Anodenströme gemessen. Diese sollen nun kurz definiert werden. Die Namen der Ströme enthalten Information über die zugehörige GEM und auf welche Seite sie sich beziehen. So bezeichnet z.B. I_{GEM1K} den Strom auf der der Kathode zugewandten Seite der GEM 1. Die Indizes der elektrischen Felder D ; $T1$; $T2$ und I bezeichnen Driftfeld, Transferfeld 1 und 2 sowie das Induktionsfeld.

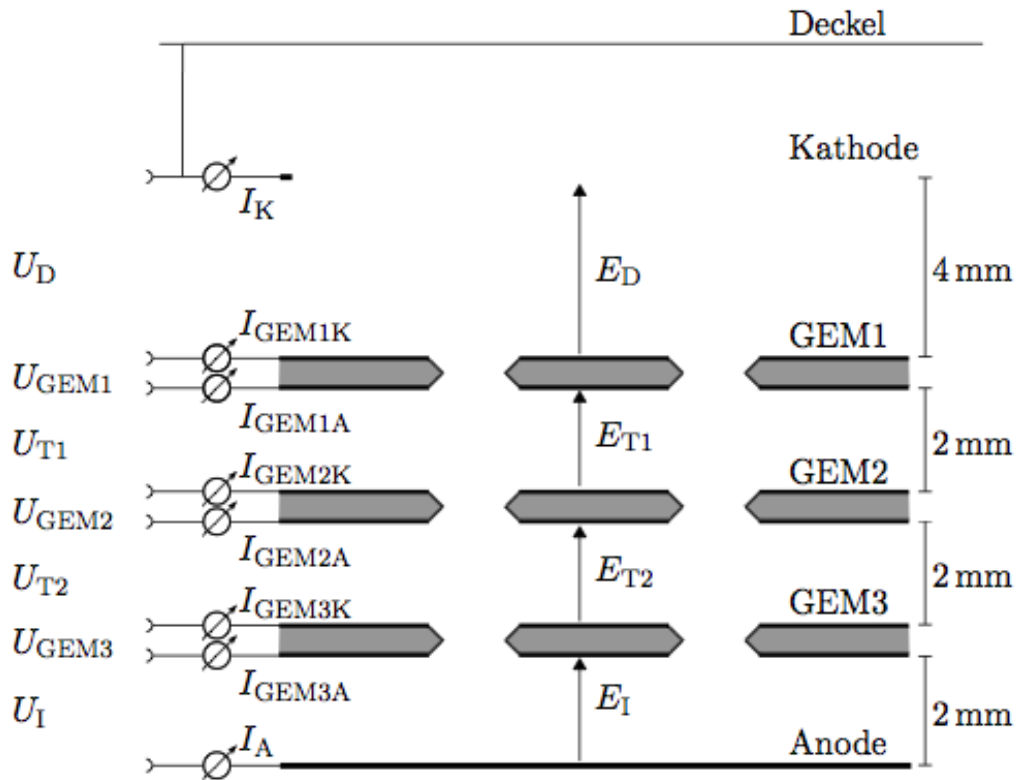


Abbildung 1: Zur Benennung der Ströme, Spannungen und Felder, aus [Kri09]

Das Feld innerhalb der Löcher einer GEM ist gegeben durch:

$$E_{\text{Loch}} = a \cdot U_{\text{GEM}} + b \cdot (E_{\text{oben}} + E_{\text{unten}}) \quad (5)$$

mit der GEM-Spannung U_{GEM} , den die GEM umgebenden Feldern E_{oben} und E_{unten} und den empirischen Parametern für Standard-GEMs $a = 142,87 \text{ cm}^{-1}$ und $b = 0,0623$ (entnommen [Kri09]).

2. Transferkoeffizienten

Die Eigenschaften eines GEM-Stapels können durch die sog. Transferkoeffizienten beschrieben werden, welche in [Lot06] definiert wurden und auch in [Kri09] untersucht wurden. Sie beschreiben die Sammlung und Extraktion von Elektronen und Ionen an den einzelnen GEMs. Die Transferkoeffizienten lassen sich aus den gemessenen Strömen berechnen, und an die so ermittelten Verteilungen lassen sich aus dem elektrostatischen Modell gewonnene Parametrisierungen anpassen. Als Abszisse wird (außer bei der Verstärkung einer einzelnen GEM, die nur

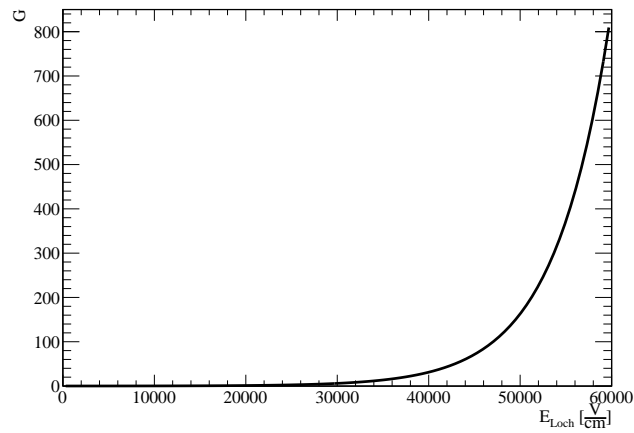


Abbildung 2: Parametrisierung der Verstärkung einer einzelnen GEM

von der Feldstärke in ihren Löchern abhängt) das Verhältnis der äußeren Feldstärke und der Feldstärke innerhalb der GEM-Löcher verwendet (Ext. bezieht sich dabei je nach Koeffizient auf das Feld ober- oder unterhalb der GEM):

$$x = \frac{E_{\text{Ext}}}{E_{\text{Loch}}} \quad (6)$$

Die in Abbildung 2 bis 7 gezeigten Parametrisierungen wurden basierend auf Daten aus [Lot06] erzeugt.

2.1. Verstärkung einer einzelnen GEM

Die Verstärkung einer einzelnen GEM folgt einem exponentiellen Verlauf, wie in [MA03] beschrieben.

Definition

Die Verstärkung einer einzelnen GEM beschreibt die Gasverstärkung in ihren Löchern und ist gegeben durch das Verhältnis der gesammelten und im Loch befindlichen Elektronen:

$$G = \frac{\text{Anzahl der sich nach Gasverstärkung im Loch befindenden Elektronen}}{\text{Anzahl der gesammelten Elektronen}} \quad (7)$$

Parametrisierung

Die Parametrisierung der Verstärkung einer einzelnen GEM ist gegeben durch:

$$G(E_{\text{Loch}}) = \beta \cdot \exp(\alpha \cdot E_{\text{Loch}}) \quad (8)$$

und ist in Abbildung 2 dargestellt.

Messung

Die Messung wird an GEM3 durchgeführt. Der Strom auf der Kathodenseite der GEM entspricht bei niedrigem Feld ($U_{\text{GEM3}} = 0$), d.h. es findet keine Gasverstärkung statt, der Anzahl der gesammelten Elektronen. Bei ausreichend hoher GEM-Spannung entspricht die Summe aus Anodenstrom und dem Strom auf der Anodenseite der GEM der Summe der gesammelten und in der GEM durch Gasverstärkung erzeugten Elektronen.

$$G_{\text{GEM3}} = \frac{I_A + I_{\text{GEM3A}}}{I_{\text{GEM3K}, U_{\text{GEM3}}=0}} \quad (9)$$

Es wird angenommen dass das Ergebnis der Messung an GEM3 für alle GEMs gültig ist.

2.2. Verstärkung zwischen den GEMs

Auch die Verstärkung zwischen den GEMs folgt einem exponentiellen Verlauf, allerdings erst bei ausreichender Feldstärke ($\approx 10^5 \text{V}$). Bei geringeren Feldstärken hat die Verstärkung zwischen den GEMs den Wert 1, ist also nicht vorhanden.

Defintion

Da zwischen den einzelnen GEMs auch Felder angelegt sind (die Transferfelder) kann es hier prinzipiell auch zur Gasverstärkung kommen, was aber erst bei entsprechend hohen Feldstärken der Fall ist. Definiert ist diese Verstärkung durch das Verhältnis der Anzahl der an einer GEM extrahierten und der an der nächsten GEM gesammelten Elektronen:

$$G_{\text{par}, i} = \frac{\text{Anzahl der bei GEM}(i+1) \text{ gesammelten Elektronen}}{\text{Anzahl der bei GEM } i \text{ extrahierten Elektronen}} \quad (10)$$

Parametrisierung

Die Parametrisierung der Verstärkung zwischen zwei GEMs ist gegeben durch:

$$G_{\text{par}}(x, U_{\text{GEM}}) = \begin{cases} 1 & x < \frac{z}{a \cdot U_{\text{GEM}}} \\ \exp(e \cdot (a \cdot U_{\text{GEM}} \cdot x - z)) & x \geq \frac{z}{a \cdot U_{\text{GEM}}} \end{cases} \quad (11)$$

mit den freien Parametern e und z . Die Verstärkung zwischen den GEMs ist zwar unabhängig von der Feldstärke innerhalb der GEM-Löcher, muss aber in Abhängigkeit von x parametrisiert werden, da sie nur zusammen mit der Elektronenextraktionseffizienz gemessen werden kann, und an die Daten daher das Produkt beider Größen angepasst wird. Die Messung beider Größen wird im Abschnitt 2.4 beschrieben.

2.3. Elektronensammeleffizienz

Die Elektronensammeleffizienz ist für niedrige externe Feldstärken konstant 1, es werden also alle Elektronen gesammelt. Erst bei höheren Feldstärken treten vermehrt Feldlinien auf, welche die Elektronen nicht in das Loch der GEM, sondern sie auf die der Kathode zugewandte Seite der GEM führen.

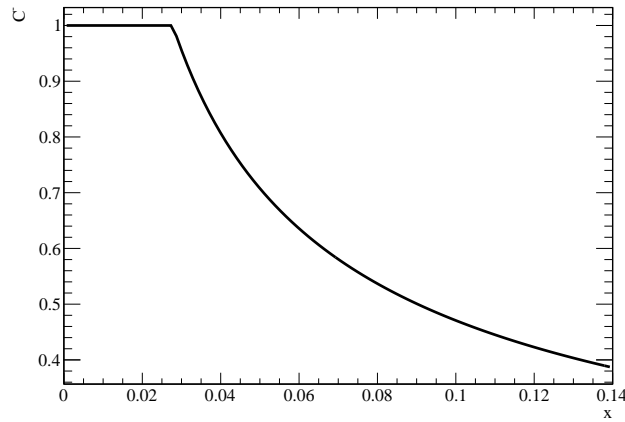


Abbildung 3: Parametrisierung der Elektronensammeleffizienz

Defintion

Die Elektronensammeleffizienz ist gegeben durch das Verhältnis aus dem Bruchteil der ankommenden Elektronen, welche auch wirklich in die Löcher der GEM gezogen werden und der Anzahl aller ankommenden Elektronen:

$$C^- = \frac{\text{Anzahl gesammelter Elektronen}}{\text{Anzahl ankommender Elektronen}} \quad (12)$$

Parametrisierung

Die Parametrisierung der Elektronensammeleffizienz ist gegeben durch:

$$C^-(x) = \begin{cases} 1 & x \leq r^{\frac{1}{s}} \\ r \cdot x^{-s} & x > r^{\frac{1}{s}} \end{cases} \quad (13)$$

mit den freien Parametern r und s . Dargestellt ist diese Parametrisierung in Abbildung 3.

Messung

Bei der Messung der Elektronensammeleffizienz wird das Driftfeld variiert, während alle anderen Parameter konstant gehalten werden. Gemäß Gleichung (5) hat das Driftfeld Einfluss auf die Verstärkung von GEM1, die Messung wird also an GEM1 durchgeführt. Bei maximaler Sammeleffizienz, d.h. $C^- = 1$ muss auch der Anodenstrom maximal sein. Dieser wird auf die Verstärkung von GEM1 normiert, um den Einfluss des sich ändernden Driftfeldes zu eliminieren. Dies wird wiederum auf die Maximalwerte beider Größen normiert. Somit ergibt sich:

$$C_{\text{GEM1}}^- = \frac{\frac{I_A}{G}}{\frac{I_{A,\text{max}}}{G_{\text{max}}}} \quad (14)$$

was sich umformen läßt zu:

$$C_{\text{GEM1}}^- = \frac{I_A}{I_{A,\text{max}} \cdot \exp(b \cdot \alpha \cdot (E_D - E_{D,I_A=\text{max}}))}, \quad (15)$$

wobei α aus der Messung der Verstärkung einer einzelnen GEM bestimmt wird und b ein empirischer Faktor ist (siehe Gleichung (5)). $E_{D,I_A=\max}$ bezeichnet das Driftfeld bei maximalem Anodenstrom.

2.4. Elektronenextraktionseffizienz

Defintion

Nicht alle Elektronen die durch Gasverstärkung in einer GEM erzeugt werden können auch extrahiert werden. Einige werden auf die Anodenseite der GEM geführt. Die Elektronenextraktionseffizienz bezeichnet daher das Verhältnis der durch Gasverstärkung in einer GEM erzeugten Elektronen und der tatsächlich extrahierten Elektronen:

$$X^- = \frac{\text{Anzahl der aus einer GEM extrahierten Elektronen}}{\text{Anzahl der in einer GEM produzierten Elektronen}} \quad (16)$$

Parametrisierung

Die Parametrisierung der Elektronenextraktionseffizienz ist gegeben durch:

$$X^-(x) = \begin{cases} \frac{1}{T_{\text{opt}}} x & x \leq r^{\frac{1}{s}} \\ \frac{r}{T_{\text{opt}}} x^{1-s} & x > r^{\frac{1}{s}} \end{cases} \quad (17)$$

mit den freien Parametern r und s . Da es auch bei nicht vorhandenem externen Feld zu einer Extraktion kommt wurden die zusätzlichen freien Parameter y und g hinzugefügt, womit die Parametrisierung folgende Form erhält:

$$X^-(x) = \begin{cases} \frac{1}{T_{\text{opt}}}(x - y) + g & x \leq r^{\frac{1}{s}} \\ \frac{r}{T_{\text{opt}}}(x - y)^{1-s} + g & x > r^{\frac{1}{s}} \end{cases} \quad (18)$$

Das Produkt aus den Parametrisierungen der Elektronenextraktionseffizienz und der Verstärkung zwischen den GEMs ist dargestellt in Abbildung 4.

Messung

Die Messung wird bei Variation des Induktionsfeldes durchgeführt. Daher wird GEM3 betrachtet. Wie bereits erwähnt kann nur das Produkt aus der Verstärkung zwischen den GEMs und der Elektronenextraktionseffizienz gemessen werden. Allerdings ist davon auszugehen das bei den dieser Arbeit zugrundeliegenden Experimenten keine Verstärkung zwischen den GEMs auftritt, weshalb diese Größe vernachlässigt werden kann. Somit entspricht die Summe aus dem Anodenstrom und dem Strom auf der Anodenseite der GEM3 den in GEM3 erzeugten Elektronen, während der Anodenstrom alleine den auch tatsächlich extrahierten Elektronen entspricht. Somit ergibt sich:

$$X_{\text{GEM3}}^- \cdot G_{\text{par}} \approx X_{\text{GEM3}}^- = \frac{I_A}{I_A + I_{\text{GEM3A}}} \quad (19)$$

2.5. Ionensammeleffizienz

Analog zur Elektronensammeleffizienz ist die Ionensammeleffizienz bis zu einem gewissen Schwellenwert konstant 1 und fällt erst bei höheren externen Feldstärken ab.

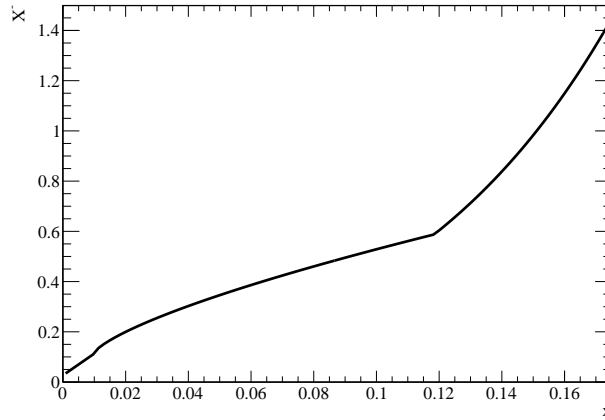


Abbildung 4: Produkt der Parametrisierungen der Elektronenextraktionseffizienz und der Verstärkung zwischen den GEMs . Anmerkung: Zur Erzeugung dieser Grafik wurden eigene Werte verwendet, da es nicht gelang, die Parametrisierung mit Werten aus [Lot06] zu erzeugen.

Defintion

Analog zur Elektronensammeleffizienz ist die Ionenensammeleffizienz definiert als:

$$C^+ = \frac{\text{Anzahl der gesammelten Ionen}}{\text{Anzahl der ankommenden Ionen}} \quad (20)$$

Parametrisierung

Die Parametrisierung der Ionensammeleffizienz ist gegeben durch:

$$C^+(x) = \begin{cases} 1 & x \leq r^{\frac{1}{s}} \\ r \cdot x^{-s} & x > r^{\frac{1}{s}} \end{cases} \quad (21)$$

ebenfalls mit den freien Parametern r und s . Diese Parametrisierung ist in Abbildung 5 dargestellt.

Messung

Für diese Messung sind zwei Messreihen nötig. Beide werden unter Bedingungen, bei denen $C_{\text{GEM3}}^- \approx 1$ gilt, durchgeführt.

$$C_{\text{GEM2}}^+ = 1 - \frac{I_{\text{GEM2A}} - I_{\text{GEM2A}}^0}{-(I_{\text{GEM3A}} + I_A) - I_{\text{GEM3K}}} \quad (22)$$

In diesem Fall ergibt nämlich der Nenner der Gleichung 22 die aus GEM 3 extrahierten Ionen. Um im Zähler nur die bei GEM 2 nicht eingesammelten Ionen zu erhalten, wird eine zweite Messung mit $U_{\text{GEM3}} = 0$ durchgeführt. Der resultierende Strom I_{GEM2A}^0 enthält nun nur die bei GEM2 nicht extrahierten Elektronen (in GEM 3 findet keine Gasverstärkung statt, es entstehen keine Ionen) und wird von I_{GEM2A} subtrahiert.

Die variierte Größe in dieser Messung ist das Feld zwischen GEM 2 und GEM 3, das Transferfeld 2.

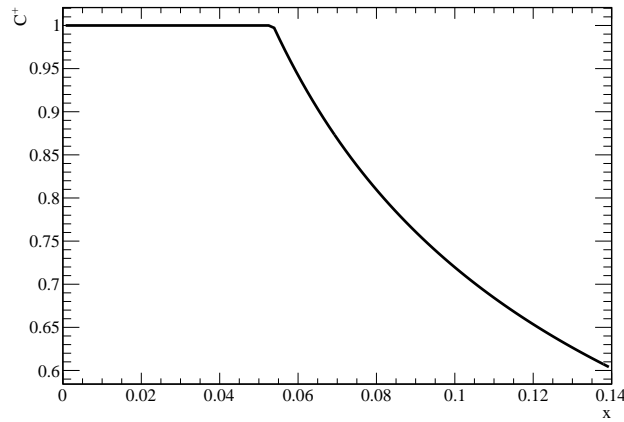


Abbildung 5: Parametrisierung der Ionensammeleffizienz

2.6. Primäre Ionenextraktionseffizienz

Defintion

Analog zur Elektronenextraktionseffizienz bezeichnet die primäre Ionenextraktionseffizienz das Verhältnis der durch Gasverstärkung in einer GEM erzeugten Ionen und der tatsächlich extrahierten Ionen:

$$X^+ = \frac{\text{Anzahl der aus einer GEM extrahierten Ionen}}{\text{Anzahl der in einer GEM produzierten Ionen}} \quad (23)$$

Parametrisierung

Die Parametrisierung der Primären Ionenextraktionseffizienz ist gegeben durch:

$$X_{\text{primär}}^+(x) = \begin{cases} \frac{1}{T_{\text{opt}}} x & x \leq r^{\frac{1}{s}} \\ \frac{r}{T_{\text{opt}}} x^{1-s} & x > r^{\frac{1}{s}} \end{cases} \quad (24)$$

und ist in Abbildung 6 dargestellt.

Messung

Die primäre Ionenextraktionseffizienz kann aus der für die Ionensammeleffizienz durchgeführten Transferfeldmessung berechnet werden.

$$X_{\text{primär, GEM3}}^+ = \frac{-(I_{\text{GEM3A}} + I_A - I_{\text{GEM3K}})}{-(I_{\text{GEM3a}} + I_A)} \quad (25)$$

Diese Messung wurde unter Bedingungen durchgeführt bei denen $C_{\text{GEM3}}^- \approx 1$ gilt. Dementsprechend ist I_{GEM3K} auch hier als reiner Ionenstrom anzusehen. Somit ist der Zähler der Strom der um die nicht extrahierten Ionen verminderten in GEM3 erzeugten Ionen, während der Nenners den Strom aller in GEM3 erzeugten Ionen beschreibt.

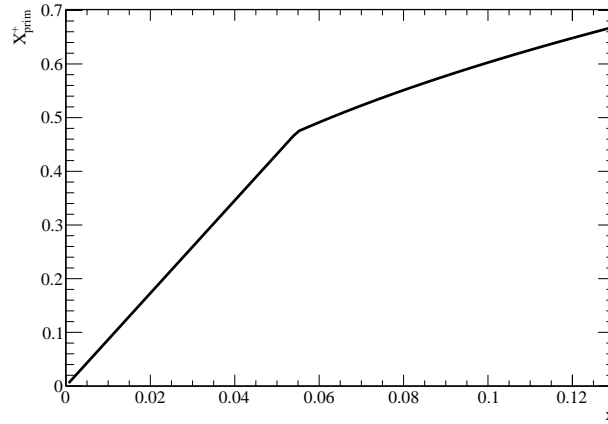


Abbildung 6: Parametrisierung der primären Ionenextraktionseffizienz

2.7. Sekundäre Ionenextraktionseffizienz

Defintion

Für Ionen findet keine Gasverstärkung statt, sie werden lediglich bei der Gasverstärkung der Elektronen produziert. Daher wurde die Sekundäre Ionenextraktionseffizienz definiert als das Verhältnis der von einer GEM gesammelten Ionen, und der Anzahl der aus dieser GEM extrahierten Ionen, die nicht in der betrachteten GEM produziert wurden.

$$X_{\text{sekundär}}^+ = \frac{\text{Anzahl der aus einer GEM extrahierten Fremdionen}}{\text{Anzahl der von der GEM gesammelten Ionen}} \quad (26)$$

Parametrisierung

Die Parametrisierung der Sekundären Ionenextraktionseffizienz ist gegeben durch:

$$X_{\text{sekundär}}^+ \left(\frac{X_{\text{primär, oben}}^+}{X_{\text{primär, unten}}^+} \right) = \begin{cases} \frac{X_{\text{primär, oben}}^+}{X_{\text{primär, unten}}^+} & X_{\text{primär, oben}}^+ < X_{\text{primär, unten}}^+ \\ 1 & X_{\text{primär, oben}}^+ > X_{\text{primär, unten}}^+ \end{cases} \quad (27)$$

Diese Parametrisierung ist in Abbildung 7 dargestellt.

Messung

Die Sekundäre Ionenextraktionseffizienz wird aus den Daten der Driftfeldmessung berechnet, aus welchen auch die Elektronensammeleffizienz berechnet wird.

$$X_{\text{sekundär, GEM1}}^+ = \frac{I_K}{I_K + I_{\text{GEM1K}}} \quad (28)$$

Bei Vernachlässigung der im Drifvolumen und in GEM1 erzeugten Ionen repräsentiert der Kathodenstrom die aus GEM1 extrahierten Fremdionen. Bei Vernachlässigung der in nicht GEM1 gesammelten Elektronen entspricht die Summe aus Kathodenstrom und dem Strom auf der Kathodenseite von GEM1 die in GEM1 gesammelten Ionen.

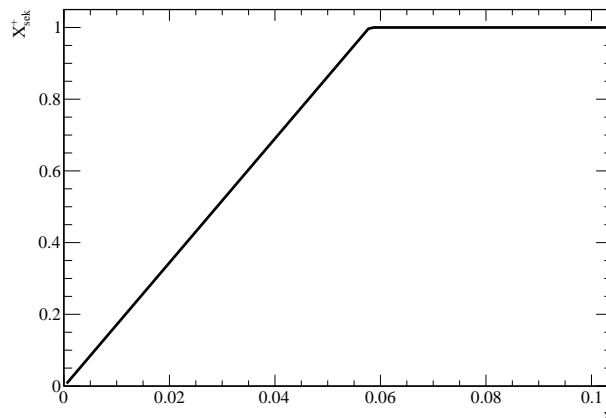


Abbildung 7: Parametrisierung der sekundären Ionenextraktionseffizienz

3. Experimenteller Aufbau

Der Großteil des experimentellen Aufbaus, im wesentlichen die Kammer, die zur Strommessung verwendeten CUMOs sowie des Messsoftware XTC entstand im Rahmen von [Lot06].

3.1. Kammer

Die Kammer selbst besteht aus GFK und enthält die drei GEMs. Die Abstände zwischen der Anode und der ersten GEM, sowie zwischen den GEMs betragen $d_{\text{GEM}} = 2 \text{ mm}$. Der Abstand zwischen Kathode und GEM 1 beträgt $d_{\text{Drift}} = 4 \text{ mm}$. Ausserdem ist die Kammer mit Anschlüssen für Gas und Hochspannung versehen. An der Oberseite der Kammer befindet sich eine Öffnung, auf die eine Strahlungsquelle (verwendet wurde eine ^{55}Fe -Quelle welche unter Elektroneneinfang zu ^{55}Mn zerfällt, also zu 60 % Auger-Elektronen aussendet) aufgesetzt werden kann, um zur Untersuchung der Eigenschaften des Aufbaus für genügend Strahlung zu sorgen. Die Öffnung ist mit einem Schließmechanismus versehen, der von der Messsoftware XTC kontrolliert werden kann. Dies erlaubt es, den Eintritt der Strahlung in die Kammer zeitweise zu unterbinden, was für Referenzmessungen nötig ist und für größere Änderungen an der Feldkonfiguration eine höhere Stabilität bietet.

3.2. Elektronik

Die verwendete Elektronik besteht aus acht CUMOs (CUMent MONitor) welche die Ströme an den GEMs sowie an Kathode und Anode messen, sowie einem PC auf dem die Messsoftware XTC läuft. Die CUMOs und die Kammer werden von einem Hochspannungsnetzgerät (FLOH, FLOating High voltage suply) versorgt. Das FLOH wird von einer ADC-Karte im Mess-PC ausgelesen und gesteuert. Dieser Aufbau kann ein Driftfeld von maximal $5000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ erzeugen, die restlichen Felder können bis auf ca. $9000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ hochgefahren werden.

3.3. Software

Die verwendete Messsoftware XTC erlaubt das Anlegen von Spannung an die GEMs und das Einstellen der Felder zwischen ihnen. Ausserdem liest sie die CUMOs aus und erlaubt die Kontrolle des Schließmechanismus der Kammer für die Strahlungsquelle. Dies ist manuell möglich, aber für längere Messreihen auch in einem Intervallmodus, in dem bei gleichbleibenden Parametern mit einer definierten Periode gemessen wird. XTC kann auch automatisierte Messungen durchführen. Zur Programmierung dieser Messreihen wurde ein in [Kri09] erstelltes C++ Programm verwendet. Zur Analyse der mit XTC genommenen Daten wurde im Rahmen dieser Arbeit ein ROOT basiertes C++ Programm erstellt, welches nach Bereinigung der Rohdaten die verschiedenen Transferkoeffizienten berechnen und graphisch darstellen kann. An diese Graphen werden automatisch die entsprechenden Parametrisierungen angepasst und die Ergebnisse ausgegeben.

3.3.1. Bereinigung der Daten

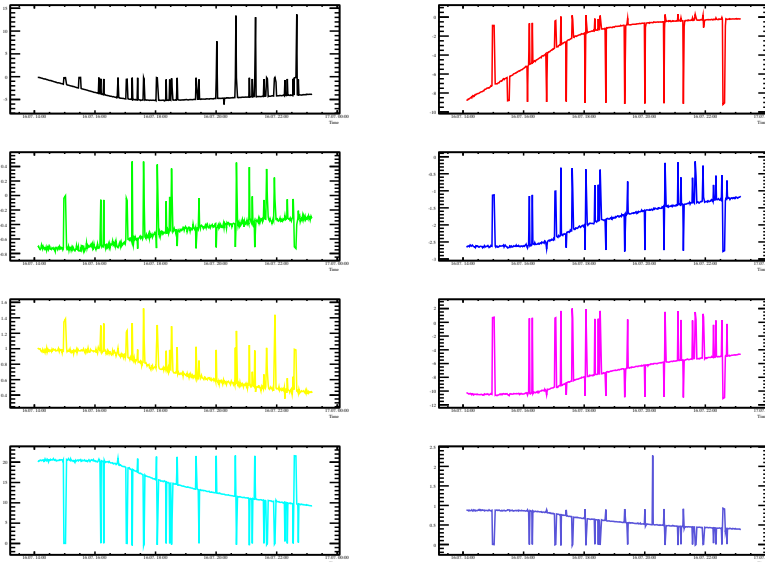
Auf allen Strömen liegt zusätzlich zu statistischen Spitzen (vermutlich Überschläge) ein periodisches Signal, welches in fester Periode ebenfalls zu Spitzen im Verlauf führt. Diese betreffen immer die veränderte Größe und ziehen Spitzen in den Stromverläufen nach sich. Die Periode ist bei allen Messreihen eine Zweierpotenz, meist 64 gewesen (Alle 64 Messungen trat ein solches Signal auf). Dies läßt auf ein Problem mit der Elektronik oder der Messsoftware XTC schließen. Da diese Signale bereits in den von XTC produzierten Dateien enthalten sind wurde die eigene Analysesoftware als Fehlerursache ausgeschlossen. Dieses Problem bedarf noch weiterer Untersuchung. Um den Einfluss auf die Ergebnisse möglichst gering zu halten, wurden Messungen, welche diese Spitzen enthielten, wie im folgenden erläutert, automatisch entfernt.

Der Algorithmus zur Bereinigung der Daten sucht nach Stromspitzen, und löscht die entsprechenden Werte aus der Messung, falls diese Abweichungen einen gewissen Schwellenwert überschreiten.

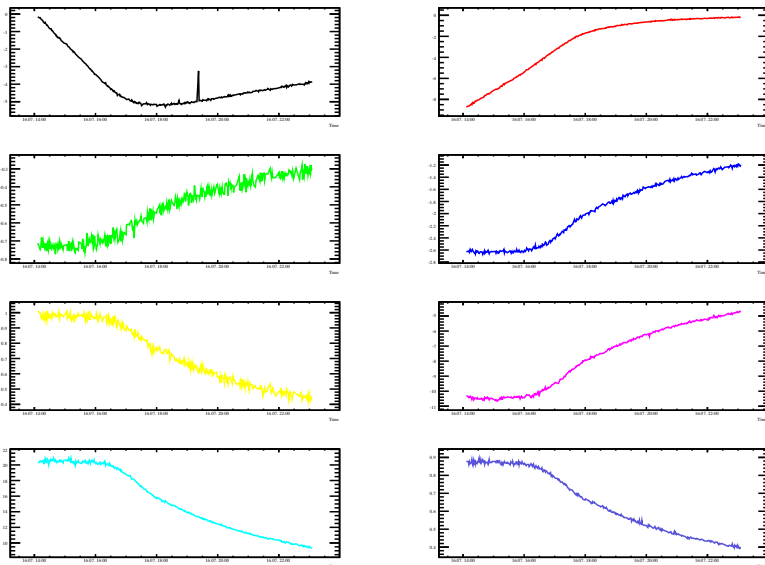
Der Algorithmus vergleicht für jede Messung die Spannungen und Felder, welche verändert werden, mit dem Wert der vorhergegangenen Messung. Da alle diese Größen (wenn sie geändert werden) erhöht werden, muss der Wert aus einer Messung größer als der aus der Vorhergegangenen sein. Ist dies nicht der Fall liegt eine Stromspitze vor, und die entsprechende Messung wird gelöscht.

Zusätzlich werden die Ströme überwacht. Zeigt ein Wert große Abweichung von den ihm umgebenden Werten, soll diese Messung als Stromspitze erkannt und gelöscht werden. Zu diesem Zweck wird aus einer Umgebung von vier Messungen um die aktuell bearbeitete Messung ein Strommittelwert gebildet. Ist die Differenz aus dem aktuellen und einem am Rand der betrachteten Umgebung liegenden Wertes größer als der mit einem gewissen Schwellenwert multiplizierte Mittelwert, liegt eine Stromspitze vor und die betreffende Messung wird gelöscht. Der Schwellenwert wurde zunächst willkürlich angesetzt und dann durch mehrere Testreihen optimiert. Der verwendete Wert liegt bei 0,7 - ist die Differenz zwischen den beiden Stromwerten also größer als 70 % des Mittelwerts, wird die Messung als Stromspitze angesehen.

Die Ströme vor und nach Bereinigung sind in Abbildung 8 dargestellt.



(a) Ströme vor Bereinigung



(b) Ströme nach Bereinigung

Abbildung 8: Ströme vor und nach Datenbereinigung. Aufgetragen ist jeweils Strom gegen GEM-Spannung. Zu beachten ist die in Figur (a) sichtbare Überlagerung von statistischen und periodischen Unregelmäßigkeiten. Die teilweise periodische Struktur ist besonders gut in dem in rot dargestellten Strom auf der der Kathode zugewandten Seite der GEM 1 zu erkennen.

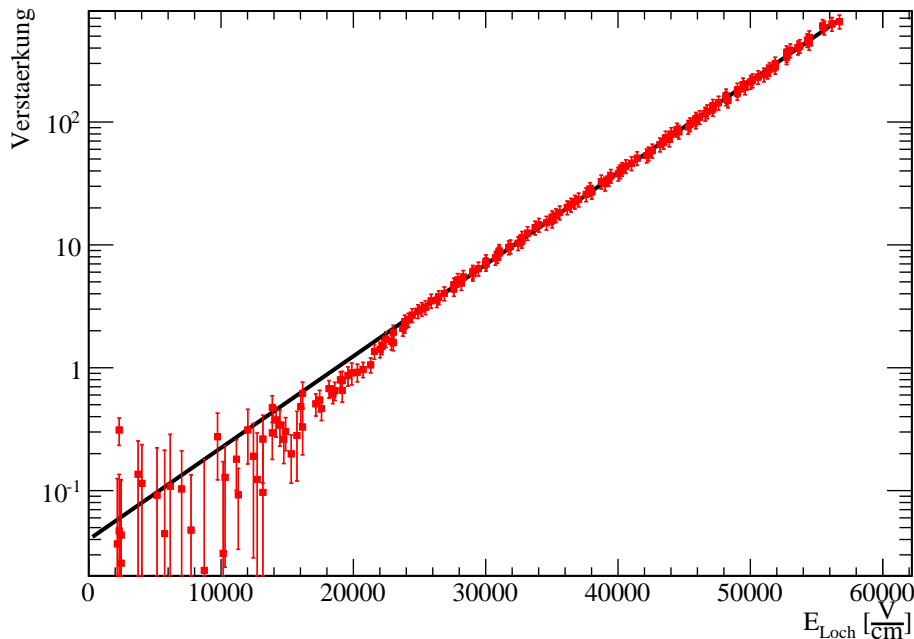


Abbildung 9: Verstärkung einer einzelnen GEM

3.4. Gassystem

Das verwendete Gassystem verfügt über eine Konstantdruckregelung, welche bei konstanter Temperatur den Druck im Bereich von 2 mbar konstant hält. Die Temperatur im Labor kann von der Klimaanlage etwa im Bereich von 1 °C konstant gehalten werden. Der Gascomputer erlaubt Zugriff auf Temperatur- und Druckdaten. Diese werden einmal pro Minute gespeichert.

4. Allgemeine Messung der Transferkoeffizienten in TDR-Gas

Die Messung der Transferkoeffizienten erfolgt wie in Kapitel 2 erläutert in einer mit TDR-Gas (Ar:CH₄:CO₂ 93:5:2) gefüllten Kammer. Die Abkürzung *TDR* steht für den im Rahmen der Studien zum TESLA-Beschleuniger angefertigten *technical design report*. Während der Messungen wurde die Temperatur im Raum auf 22 ± 1 °C und der Druck im Gassystem auf $1016 \pm 0,15$ hPa konstant gehalten. Die Verarbeitung der mit XTC genommenen Daten erfolgt mittels Shellskripten, die Analyse mit einem selbstgeschriebenen ROOT basierten C-Programm.

In allen Abbildungen in dieser Sektion sind Messwerte rot, und Parametrisierungen schwarz dargestellt.

4.1. Verstärkung einer einzelnen GEM

Die Verstärkung einer einzelnen GEM folgt wie erwartet einer Exponentialfunktion (vergl. Abbildung 9), allerdings ist eine Abweichung vom exponentiellen Verlauf für geringe Lochfeldstärken beobachtbar. Dies trat zwar bei in [Lot06] auch schon auf, allerdings nur bei

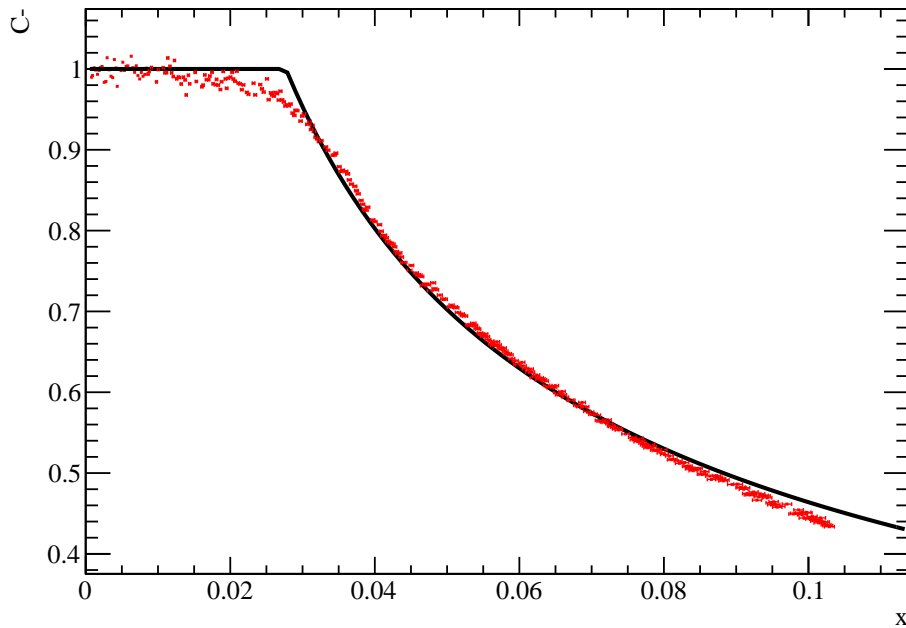


Abbildung 10: Elektronensammeleffizienz

einer GEM-Spannung von weniger als 150 V, was bei Vernachlässigung der externen Felder ungefähr einer Lochfeldstärke von $21\,400 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ entspricht. Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Messungen ist eine Abweichung schon bei ca. $25\,000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ erkennbar. Auch in [Kri09] ist eine Abweichung ab ca. $25\,000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ erkennbar. Aufgrund der Abweichungen bei geringen Feldstärken vom exponentiellen Verlauf wurde die Anpassung der Parametrisierung nur für $E_{\text{Loch}} > 23\,700 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ durchgeführt.

4.2. Elektronensammeleffizienz

Wie in Abbildung 10 zu erkennen folgt die Elektronensammeleffizienz im wesentlichen dem vom elektrostatischen Modell vorhergesagtem Verlauf. Nur im Bereich von $C^- \approx 1$ gibt es deutliche Abweichungen. Es wird erwartet, dass erst ab einer gewissen externen Feldstärke, bei der das Lochfeld nicht mehr stark genug ist, um alle Elektronen einzusammeln, die Elektronensammeleffizienz wesentlich von 1 abweicht. Es wird also ein (mehr oder weniger) scharfer Knick erwartet. In den Ergebnissen aus [Lot06] ist dies auch zu sehen, während in der vorliegenden Arbeit sowie in [Kri09] die Elektronensammeleffizienz auch für geringe externe Feldstärken bereits leicht abfällt.

4.3. Elektronenextraktionseffizienz und Verstärkung zwischen den GEMs

Das Produkt aus den Parametrisierungen der Elektronensammeleffizienz und der Verstärkung zwischen den GEMs beschreibt wie in Abbildung 11 zu sehen bis auf einen Bereich um $x \approx 0,12$ den aus den gemessenen Strömen berechneten Verlauf. Die Abweichung ist auch in [Kri09] zu erkennen, wie auch in [Lot06], in letzterer Arbeit allerdings nur in geringerem Maße. Auffallend

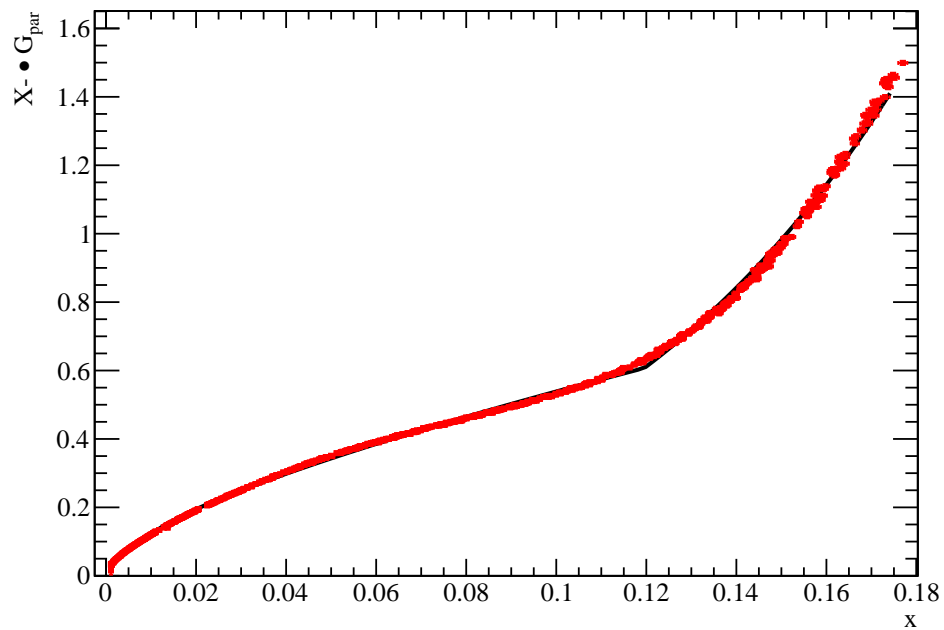


Abbildung 11: Elektronenextraktionseffizienz und Verstärkung zwischen den GEMs

allerdings ist, dass die durchgeführte Anpassung für den Parameter e , wie auch in [Kri09], einen um eine Größenordnung kleineren Wert liefert, als dies in bei [Lot06] der Fall war (siehe Tabelle 1).

4.4. Ionensammeleffizienz

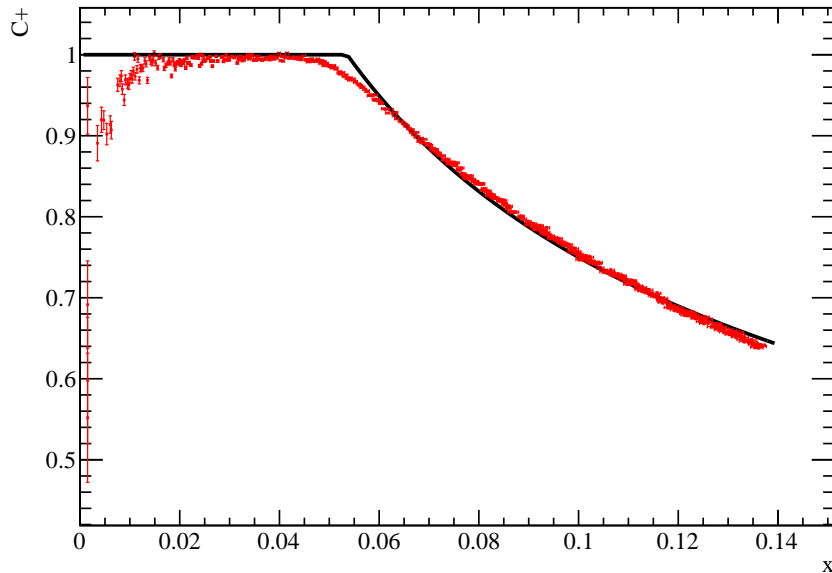


Abbildung 12: Ionensammeleffizienz

Die Ionensammeleffizienz folgt wie in Abbildung 12 gezeigt, dem erwarteten Verlauf bis auf geringe Abweichungen, nur bei sehr geringen externen Feldstärken ($\frac{E_{\text{Ext}}}{E_{\text{Loch}}} < 0.01$) fällt die Ionensammeleffizienz entgegen dem vom elektrostatischen Modell vorhergesagten Verlauf stark ab. Dies trat auch in den beiden vorangegangenen Arbeiten bereits auf.

4.5. Primäre Ionenextraktionseffizienz

Auch die primäre Ionenextraktionseffizienz (Abb. 13) zeigt eine Übereinstimmung mit der Parametrisierung. Im linearen Teil des Verlaufes ist allerdings eine Verschiebung der Kurve zu erkennen.

4.6. Sekundäre Ionenextraktionseffizienz

Die sekundäre Ionenextraktionseffizienz zeigt einen deutlich weicheren Übergang vom linearen in den konstanten Bereich, als es die Parametrisierung voraussagt. Dies ist möglicherweise darauf zurückzuführen, dass der Parametrisierung teilweise große Näherungen zu Grunde liegen. In [Lot06] wurde, um die Abweichung auszugleichen, eine Glättungsfunktion an die Parametrisierung multipliziert, hierauf wurde aber in der vorliegenden Arbeit, wie auch in [Kri09] verzichtet. Es wird davon ausgegangen, dass wenn die Messung für einen größeren Feldbereich durchgeführt hätte werden können, der gemessene Verlauf sich wie auch in [Lot06] wieder an die Parametrisierung angenähert hätte. Dies ist zumindest im Ansatz in Abbildung 14 zu erkennen. Zu beachten ist, dass die in dieser Abbildung dargestellte Parametrisierung keine angepasste Funktion ist, sondern direkt aus den Feldstärkenverhältnissen berechnet wurde.

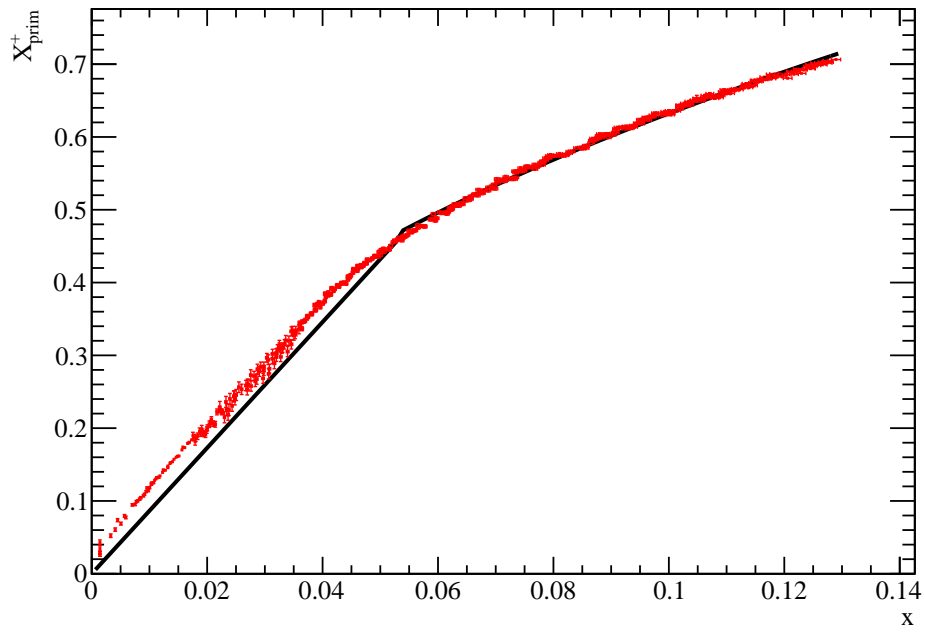


Abbildung 13: Primäre Ionenextraktionseffizienz

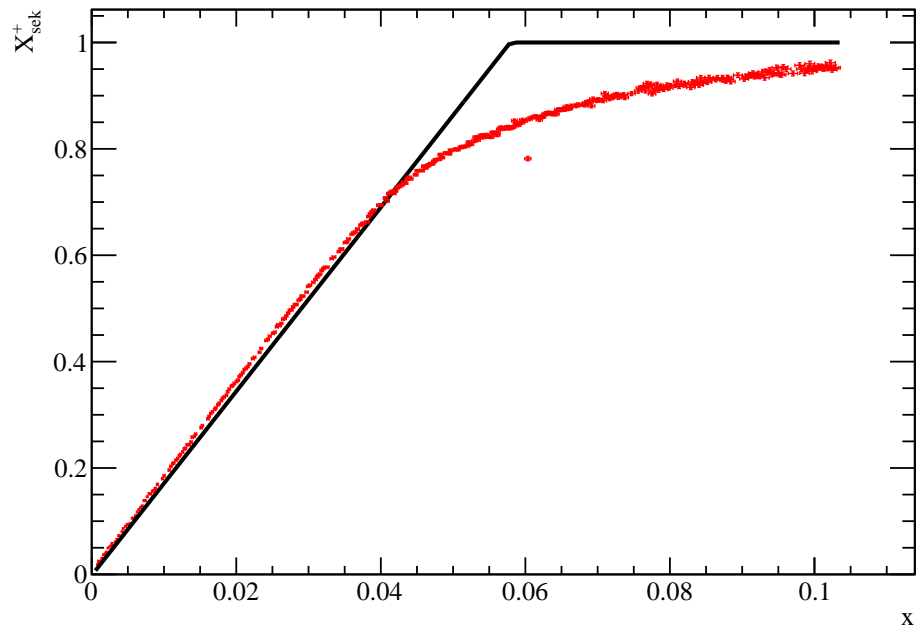


Abbildung 14: Sekundäre Ionenextraktionseffizienz

Parameter		Ergebnisse	[Kri09]	[Lot06]
G	α	$0,000172442 \pm 4 \cdot 10^{-9}$	0,0001703	0,0001653
	β	$0,038792 \pm 8 \cdot 10^{-6}$	0,0285	0,04192
G_{par}	e	$0,000230411 \pm 3,046 \cdot 10^{-6}$	0,000232	0,002179
	z	$5919,67 \pm 32,48$	6122	6367
C^-	r	$0,117013 \pm 1 \cdot 10^{-6}$	0,107	0,1215
	s	$0,598194 \pm 1 \cdot 10^{-6}$	0,653	0,5882
X^-	r	$0,267813 \pm 0,009383$	0,243	0,2660
	s	$0,289434 \pm 1,6227 \cdot 10^{-2}$	0,358	0,2398
	g	$0,108401 \pm 6,595 \cdot 10^{-3}$	0,0333	0,1288
	y	$0,00944788 \pm 5,9428 \cdot 10^{-4}$		0,01159
C^+	r	$0,259413 \pm 1 \cdot 10^{-6}$	0,279	0,2134
	s	$0,461106 \pm 1 \cdot 10^{-6}$	0,421	0,5279
$X^+_{\text{primär}}$	r	$0,21721 \pm 5,4 \cdot 10^{-4}$	0,219	0,1751
	s	$0,52737 \pm 1,07 \cdot 10^{-3}$	0,530	0,6000

Tabelle 1: Ergebnisse

4.7. Abschätzung der totalen Verstärkung

Die totale Verstärkung des GEM-Stapels hängt von den Sammel- und Extraktionseffizienzen sowie den Verstärkungen der einzelnen GEMs ab. Eine einfache Abschätzung für die totale Verstärkung wäre:

$$G_{\text{total}} = (C^- \cdot G \cdot X^-)^3 \quad (29)$$

Da aber an den einzelnen GEMs bzw. zwischen ihnen i.A. unterschiedliche Feldstärken und Spannungen angelegt sind, läßt sich diese Abschätzung noch verbessern, indem man die Effizienzen und Verstärkungen an jeder GEM einzeln betrachtet:

$$G_{\text{total}} = \prod_{i=1}^3 \left(C_{\text{GEM}i}^- \cdot G_{\text{GEM}i} \cdot X_{\text{GEM}i}^- \right) \quad (30)$$

(siehe auch [Lot06]). Unter der Annahme, dass die jeweils an einer GEM bestimmten Ladungstransferkoeffizienten für alle GEMs gültig sind, lassen sich die Effizienzen und Verstärkungen aus den obigen Graphen leicht ablesen, wenn man die Abszisse durch die effektiv anliegende Spannung ersetzt. Dies wurde für eine Feldkonfiguration mit $E_D = 246 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$, $E_{T\ 1,2} = 2000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$, $E_I = 3500 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$, $U_{\text{GEM}\ 1,2,3} = 320 \text{ V}$ durchgeführt. Mit Gleichung 30 ergibt sich $G_{\text{total}} \approx 40600$, was im erwarteten Bereich liegt.

4.8. Vergleich mit vorangegangenen Arbeiten

Zur besseren Vergleichbarkeit werden die aus der Anpassung der Parametrisierungen an die Graphen erlangten Parameter in Tabelle 1 vergleichend mit den Ergebnissen vorangegangener Arbeiten dargestellt. Dass die Ergebnisse bis auf Ausnahmen nicht mit denen aus [Kri09] übereinstimmen, kann durch andere externe Messbedingungen wie Druck und Temperatur, welche wie in Abschnitt 5 gezeigt wird Einfluss auf die Ströme haben, aber auch durch die bei dieser Arbeit verfügbare Druckkonstantregelung erklärt werden.

5. Temperatur- und Druckabhängige Messung in TDR-Gas

Dank des vorhandenen Gassystems im Labor sowie der Klimaanlage war es möglich, Druck und Temperatur während der Messungen in gewissem Rahmen konstant zu halten. Darüber hinaus erlaubte diese Ausstattung auch eine temperatur- bzw. druckabhängige Messung der Ströme. Die Ergebnisse der temperaturabhängigen Messung sind in Abbildung 16 dargestellt. Während dieser Messung wurde der Druck auf $1021,3 \pm 0,4$ hPa gehalten. Während der druckabhängigen Messung, deren Ergebnisse in Abbildung 17 dargestellt sind, wurde die Temperatur auf 17 ± 1 °C gehalten. Diese Messungen wurden unter einer Standard-Feldkonfiguration durchgeführt (siehe Anhang).

In beiden Fällen ist eine deutliche Abhängigkeit sichtbar, die Änderung der Ströme beträgt bis zu 20%. Die Gasverstärkung ist exponentiell von der Temperatur abhängig (siehe z.B. [MA03]). Wie zu erwarten ist, zeigen auch die Ströme eine exponentielle Abhängigkeit gemäß

$$I \propto e^{b \cdot \frac{T}{p}} \quad (31)$$

mit dem freien Parameter b . Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 2 dargestellt.

Strom	b(Temperatur)	b(Druck)
Kathode	$23,4269 \pm 0,5255$	$30,1057 \pm 0,7649$
GEM 1 Kathode	$23,6673 \pm 0,3524$	$34,6541 \pm 0,7259$
GEM 1 Anode	$27,1458 \pm 0,0442$	$28,4826 \pm 0,1118$
GEM 2 Kathode	$27,3505 \pm 0,5272$	$32,1607 \pm 0,0214$
GEM 2 Anode	$17,2839 \pm 0,3359$	$25,9298 \pm 1,2124$
GEM 3 Kathode	$33,0507 \pm 0,4422$	$37,5265 \pm 0,5411$
GEM 3 Anode	$26,2579 \pm 0,4092$	$31,8523 \pm 0,2810$
Anode	$23,5282 \pm 0,3669$	$20,5812 \pm 0,2872$

Tabelle 2: Ergebnisse

Es gibt zwar Abweichungen zwischen den Ergebnissen für b aus Temperatur und Druckmessung (welche durch die anderen freien Parameter der Funktion zu erklären sind - auf die Parameter wird aber nicht weiter eingegangen, da Gleichung 31 lediglich eine Proportionalität darstellt) der Verlauf über den gesamten Stapel ist aber vergleichbar, wie in Abbildung 15 zu sehen ist.

Die Temperatur- und Druckabhängigkeit der Ströme hat auch eine Abhängigkeit der Transferkoeffizienten zur Folge, wie in den Abbildungen 18 und 19 dargestellt ist. Erwartet worden war eine Abhängigkeit der Verstärkung von Druck und Temperatur, während die anderen Koeffizienten als nicht (bzw. nur gering) temperatur- und druckabhängig angenommen wurden. Die durchgeführten Messungen legen allerdings nahe, daß alle Koeffizienten temperaturabhängig sind, z.B. bei der Elektronensammelleffizienz beträgt sie ca. 15%. Ähnlich verhält es sich bei der druckabhängigen Messung.

Da die Messung mit einer Feldkonfiguration wie bei einer Datennahme durchgeführt wurde, wurde die Messung noch einmal mit der Feldkonfiguration, die auch im Rest der Arbeit verwendet wurde, wiederholt, um sicherzustellen, daß unabhängig von der Feldkonfiguration eine Druck- bzw. Temperaturabhängigkeit vorhanden ist. Durchgeführt wurde die Messung bei einer Raumtemperatur von 22 ± 1 °C, die Ergebnisse sind in Abbildung 20 vergleichend dargestellt.

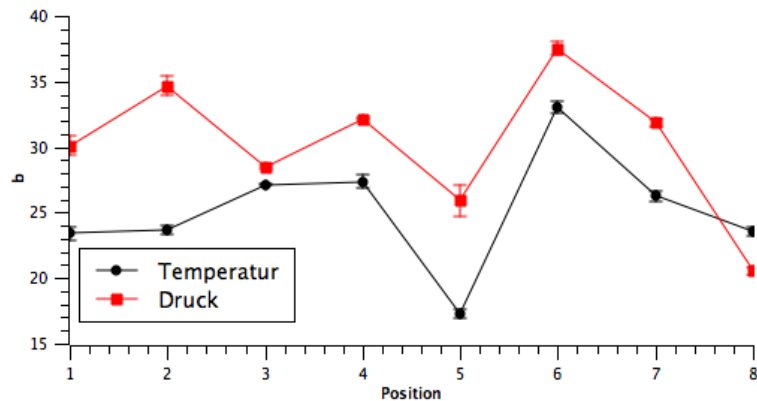
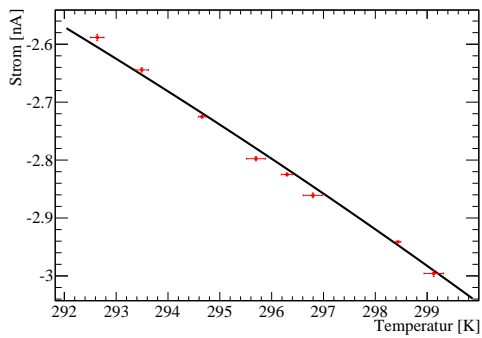
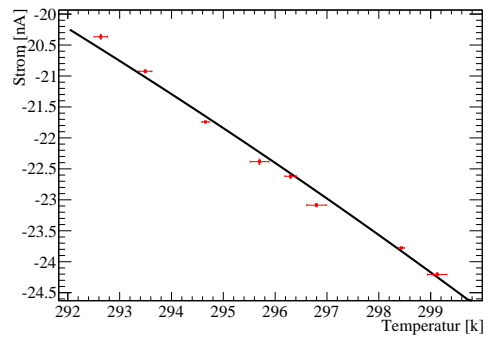


Abbildung 15: Zur Temperatur und Druckabhängigkeit der Ströme. Zur Abszissenbeschriftung: Die Zahlen geben die Position im GEM-Stapel an, wobei 1 der Kathode und 8 der Anode entspricht.

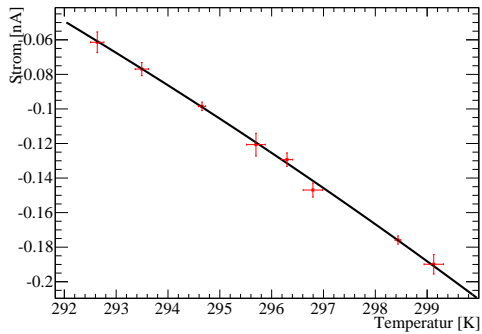
Bei beiden Messungen ist eine deutliche Druckabhängigkeit erkennbar. Die Anpassung einer Exponentialfunktion ergab für die Feldkonfiguration wie bei Datennahme $b = 33,5987 \pm 1 \cdot 10^{-4}$ und für die Feldkonfiguration wie im Rest der Arbeit $b = 27,6016 \pm 1 \cdot 10^{-4}$. Dies weist darauf hin, daß die unterschiedliche Temperatur nicht allein für den unterschiedlichen Verlauf beider Kurven verantwortlich ist, sondern auch die verschiedene Feldkonfiguration einen Einfluss hat. Dies ändert aber nichts an der primären Aussage, daß unabhängig von der Feldkonfiguration eine Druck- bzw. Temperaturabhängigkeit vorhanden ist.



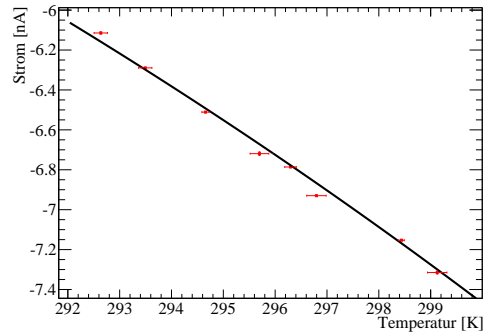
(a) Kathode



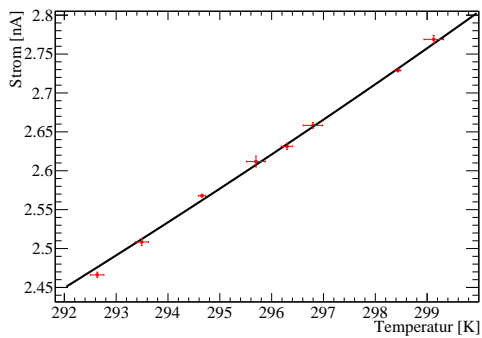
(b) GEM 1 Kathode



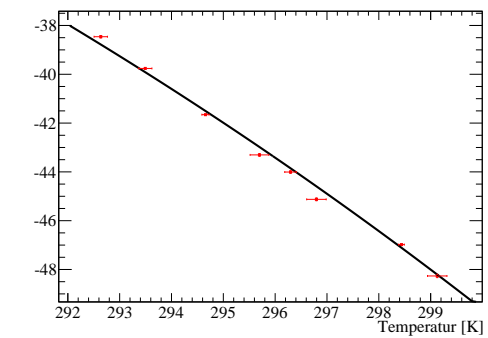
(c) GEM 1 Anode



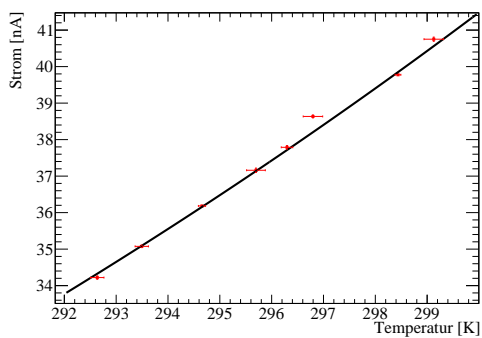
(d) GEM 2 Kathode



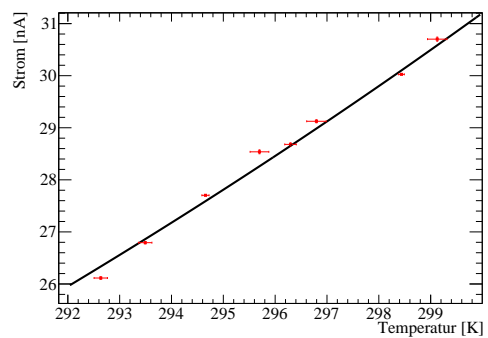
(e) GEM 2 Anode



(f) GEM 3 Kathode

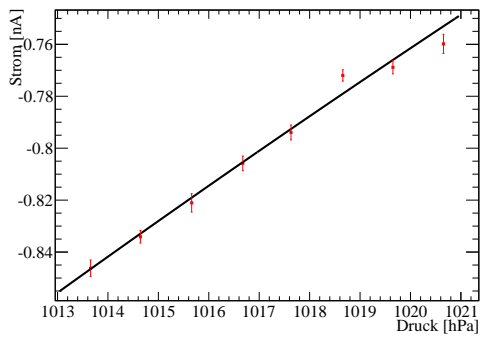


(g) GEM 3 Anode

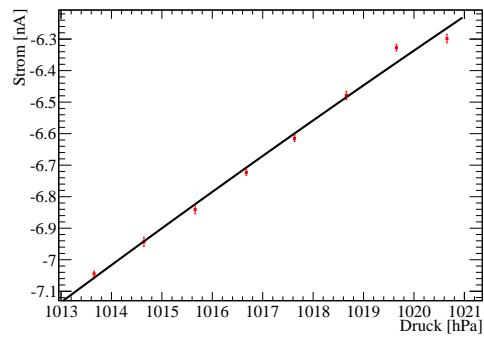


(h) Anode

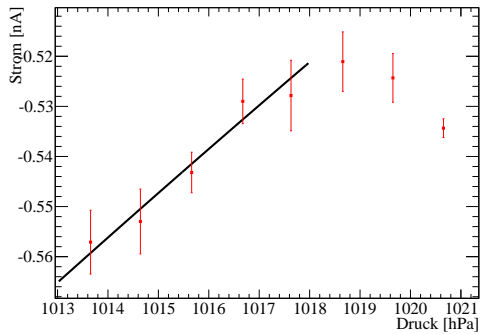
Abbildung 16: Ströme in Abhängigkeit von der Temperatur



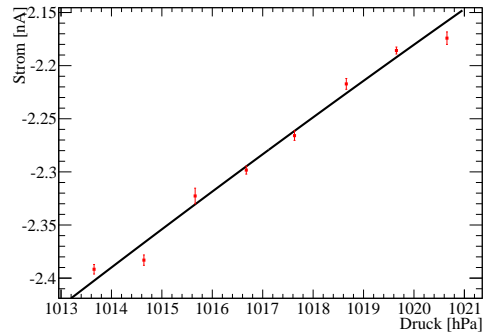
(a) Kathode



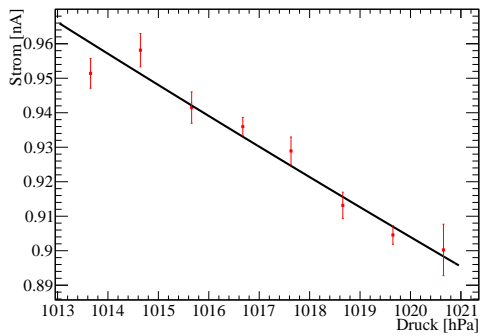
(b) GEM 1 Kathode



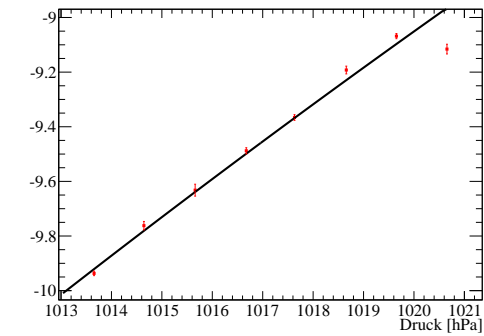
(c) GEM 1 Anode



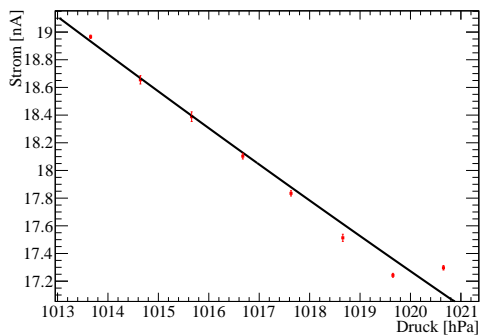
(d) GEM 2 Kathode



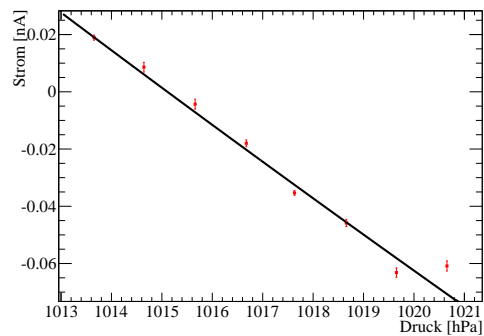
(e) GEM 2 Anode



(f) GEM 3 Kathode

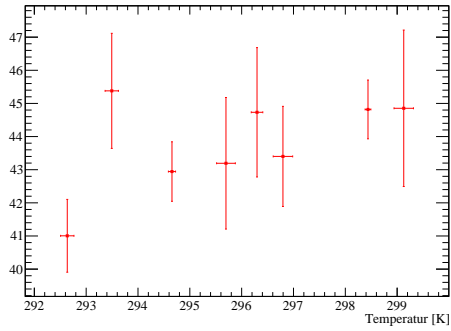


(g) GEM 3 Anode

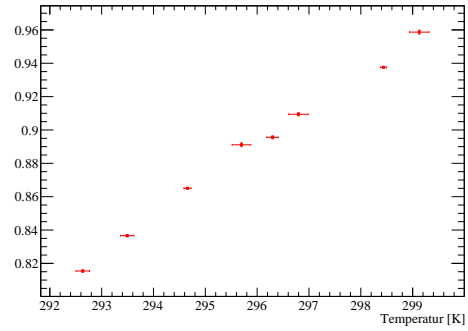


(h) Anode

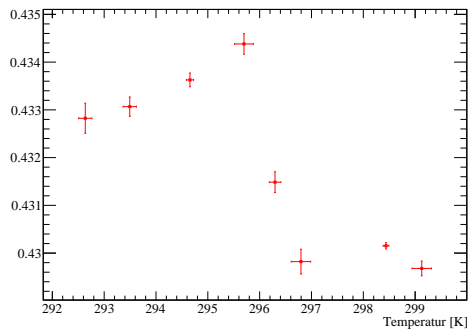
Abbildung 17: Ströme in Abhängigkeit vom Druck



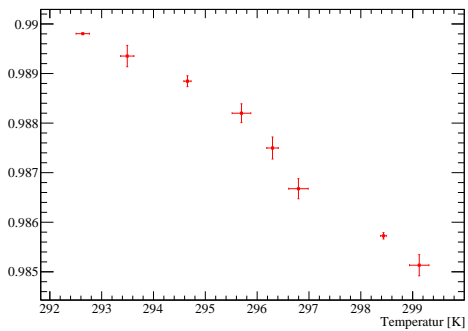
(a) Verstärkung



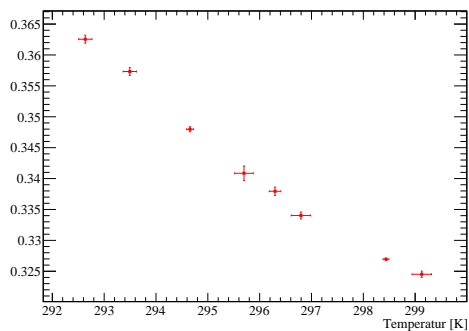
(b) Elektronensammeleffizienz



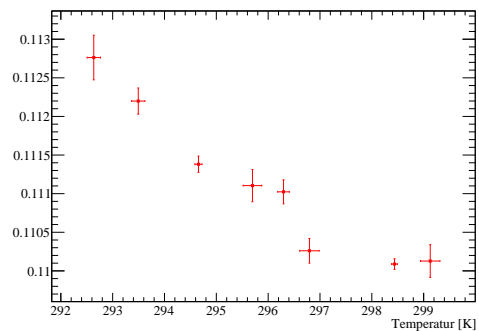
(c) Elektronenextraktionseffizienz



(d) Ionensammeleffizienz

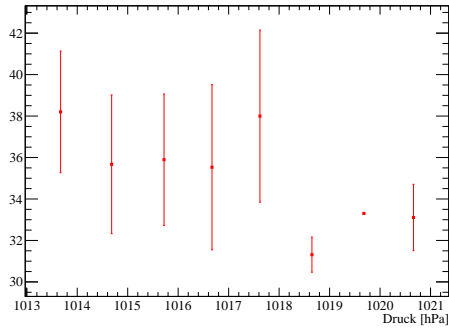


(e) Primäre Ionenextraktionseffizienz

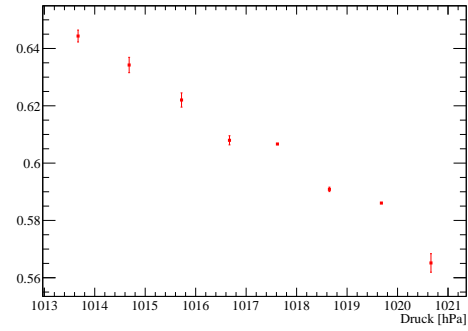


(f) Sekundäre Ionenextraktionseffizienz

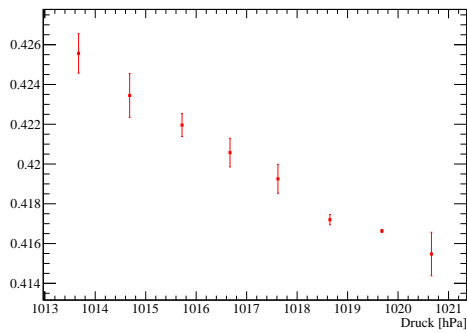
Abbildung 18: Transferkoeffizienzen in Abhängigkeit von der Temperatur



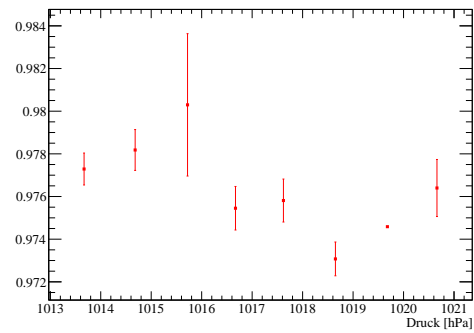
(a) Verstärkung



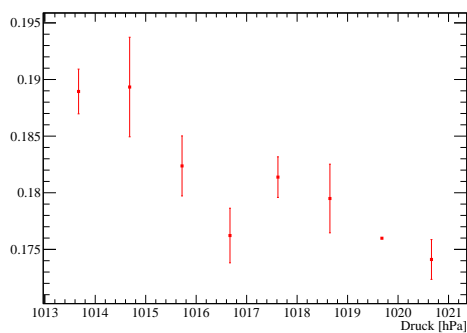
(b) Elektronensammeleffizienz



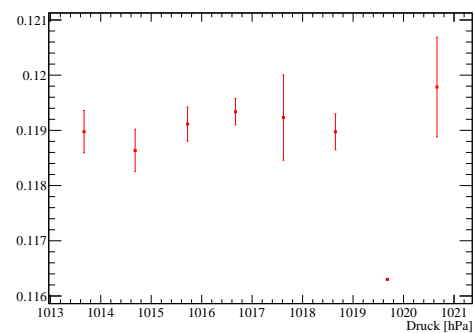
(c) Elektronenextraktionseffizienz



(d) Ionensammeleffizienz



(e) Primäre Ionenextraktionseffizienz



(f) Sekundäre Ionenextraktionseffizienz

Abbildung 19: Transferkoeffizienten in Abhängigkeit vom Druck

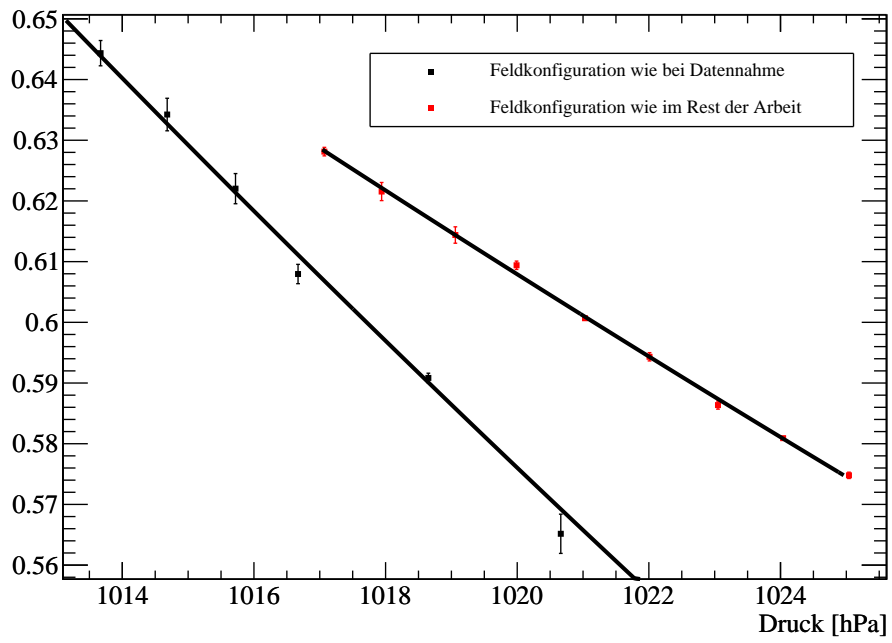


Abbildung 20: Elektronensammeleffizienz bei verschiedenen Feldkonfigurationen.

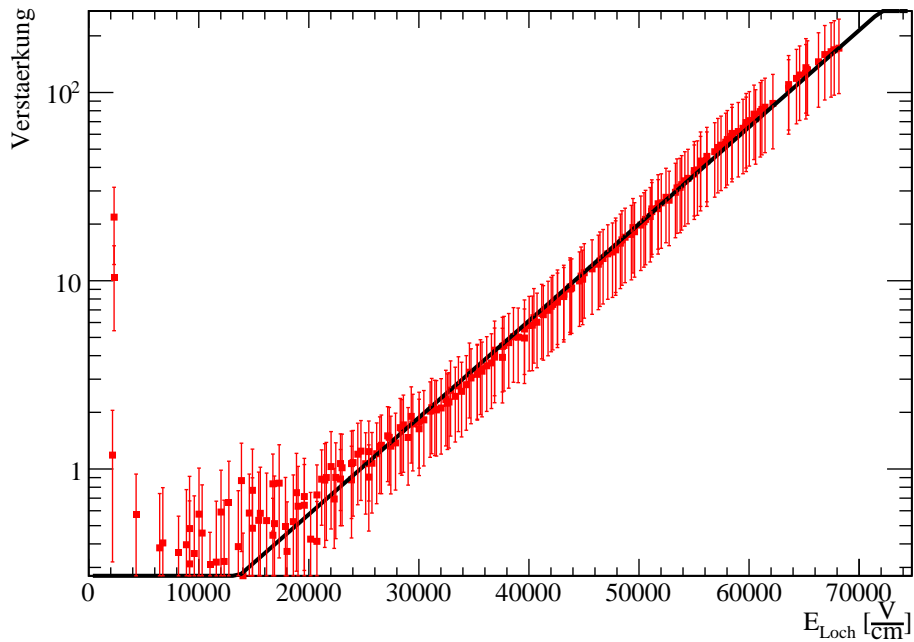


Abbildung 21: Verstärkung einer einzelnen GEM

6. Allgemeine Messung der Transferkoeffizienten in He:CO₂

Die allgemeine Messung der Transferkoeffizienten aus Kapitel 4 wurde in einer He:CO₂ (70:30) Gasmischung wiederholt. In diesem Gasgemisch ist bei gleichem elektrischem Feld wie in TDR die Verstärkung geringer, es müssen also höhere Spannungen an die GEMs angelegt werden, um dies auszugleichen. Da aber weiterhin die aufbauspezifischen Maximalgrenzen für die externen Felder gelten, konnte in dieser Messreihe nur ein kleinerer x ($= \frac{E_{\text{Ext}}}{E_{\text{Loch}}}$)-Bereich abgefahren werden als bei TDR-Gas. Die Temperatur im Labor betrug während der Messung 22 ± 1 °C. Der Druck schwankte trotz Konstantdruckregelung aufgrund von Wetterschwankungen: 1011 ± 3 hPa. Im folgenden sind die Ergebnisse graphisch dargestellt, ein tabellarischer Vergleich der in beiden Gasen bestimmten Koeffizienten ist in Tabelle 3 zu finden.

6.1. Verstärkung einer einzelnen GEM

Der exponentielle Ansatz scheint die Verstärkung einer einzelnen GEM für He:CO₂ deutlich besser zu beschreiben als es für TDR-Gas der Fall ist - es ist keine deutliche Abweichung vom exponentiellen Verlauf erkennbar. Gasverstärkung tritt wie erwartet bei He:CO₂ erst bei höheren Feldstärken innerhalb der GEM-Löcher auf. Da prozentual betrachtet ein kleinerer Feldstärkenbereich abgefahren wurde als bei TDR, ist die maximal gemessene Verstärkung dementsprechend kleiner.

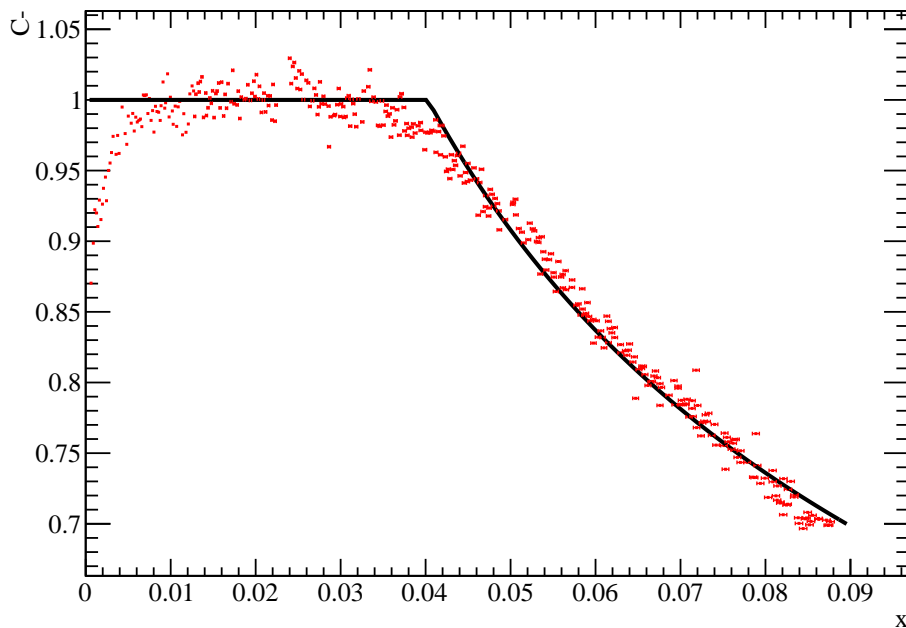


Abbildung 22: Elektronensammeleffizienz

6.2. Elektronensammeleffizienz

Bei geringen Feldstärkenverhältnissen zeigt die Elektronensammeleffizienz für He:CO₂ einen starken Abfall, der bei TDR nur bei der Ionensammeleffizienz auftrat. Auch weist der Verlauf eine größere Streuung der Werte auf. Ansonsten sind die Verläufe vergleichbar, der Verlauf für He:CO₂ fällt allerdings langsamer mit dem Feldstärkenverhältnis x als der für TDR.

6.3. Elektronenextraktionseffizienz und Verstärkung zwischen den GEMs

Dieser Transferkoeffizient zeigt nur eine prinzipielle Übereinstimmung mit dem Verlauf in TDR-Gas, insofern dass er die selben drei Abschnitte aufweist. Deren Form, besonders die des linearen Abschnitts, unterscheidet sich jedoch grundlegend. Eine Anpassung der Parametrisierung an die Daten gelang nur durch hinzufügen zweier weiterer freier Parameter, m und n , sowie durch das Verschieben der Grenzen um $b_1 \approx 0,03$ und $b_2 \approx -0,06$ zwischen den verschiedenen Abschnitten der stückweise definierten Parametrisierung. Der Parameter n modifiziert die Steigung der Parametrisierung im linearen Bereich bei kleinen Feldstärkenverhältnissen, der steiler verläuft als bei TDR, und auch erst bei einem höheren Feldstärkenverhältnis in den nächsten Bereich der Parametrisierung übergeht. Der Parameter m stellt einen Offset auf die Exponentialfunktion dar, welche die Parametrisierung bei großen Feldstärkenverhältnissen dominiert. Die resultierende Parametrisierung ist dann gegeben durch das Produkt aus den

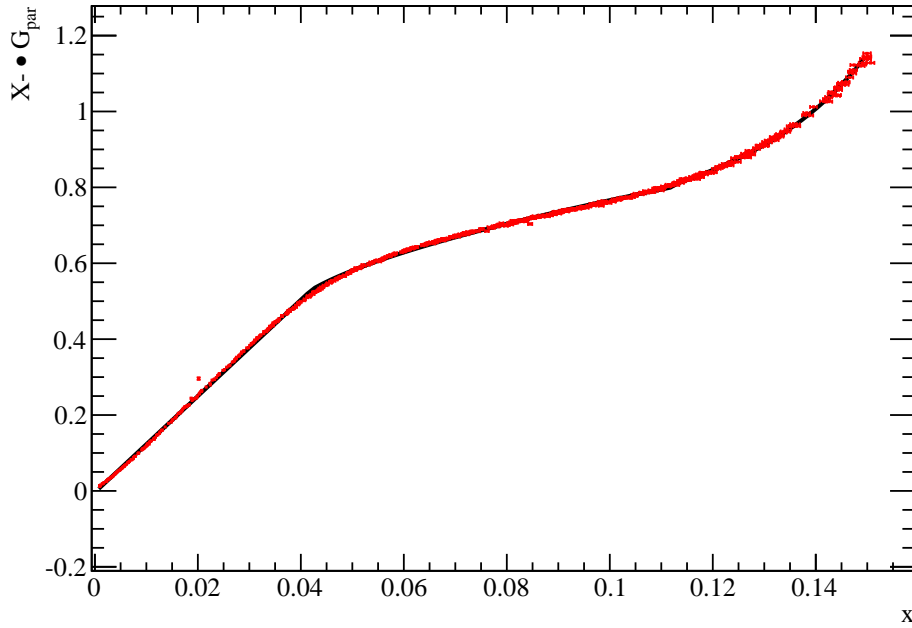


Abbildung 23: Elektronenextraktionseffizienz und Verstärkung zwischen den GEMs

Gleichungen 32 und 33.

$$G_{\text{par}}(x, U_{\text{GEM}}) = \begin{cases} 1 & x < \frac{z}{a \cdot U_{\text{GEM}}} + b_2 \\ \exp(e \cdot (a \cdot U_{\text{GEM}} \cdot x - z)) + m & x \geq \frac{z}{a \cdot U_{\text{GEM}}} + b_2 \end{cases} \quad (32)$$

$$X^-(x) = \begin{cases} \frac{n}{T_{\text{opt}}} x & x \leq r^{\frac{1}{s}} + b_1 \\ \frac{r}{T_{\text{opt}}} x^{1-s} & x > r^{\frac{1}{s}} + b_1 \end{cases} \quad (33)$$

Diese angepasste Parametrisierung beschreibt den gemessenen Verlauf zufriedenstellend.

6.4. Ionensammeleffizienz

Die immer größer werdenden Abweichungen von der Parametrisierung, die auf beiden Seiten der Parametrisierung auftreten, ließen sich durch rein statistisch bedingte Abweichungen erklären, die bei den relativ kleinen Strömen bei niedrigen Feldstärkenverhältnissen einen größeren Einfluss auf die Messung haben. Ansonsten zeigen die Verläufe der Ionensammeleffizienz für He:CO₂ und TDR-Gas eine große Ähnlichkeit, nur ist der Verlauf für He:CO₂, wie auch bei der Elektronensammeleffizienz, etwas gestreckter.

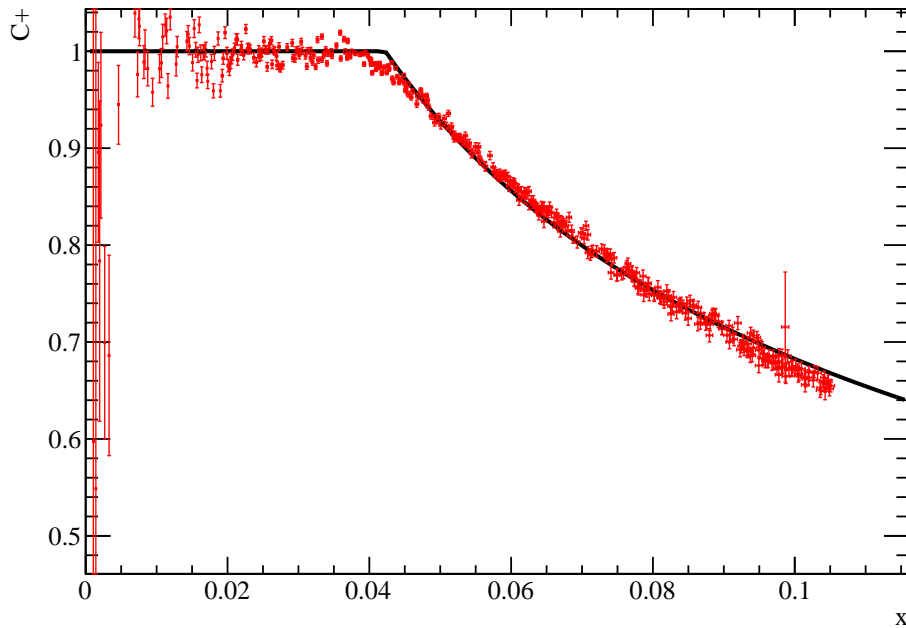


Abbildung 24: Ionensammeleffizienz

6.5. Primäre Ionenextraktionseffizienz

Die primäre Ionenextraktionseffizienz für He:CO₂ zeigt deutliche Unterschiede zum Verlauf dieses Transferkoeffizienten für TDR-Gas. Der Verlauf geht schon bei einem relativ geringen Feldstärkenverhältnis in den zweiten, flacher ansteigenden Teil der Parametrisierung über. Die auf dem elektrostatischen Modell beruhende Parametrisierung ließ sich auch nur bedingt an den Verlauf anpassen. Die Übereinstimmung ist so gering, das es als fraglich zu betrachten ist, ob der Verlauf durch diese Parametrisierung zu beschreiben ist.

6.6. Sekundäre Ionenextraktionseffizienz

Die sekundäre Ionenextraktionseffizienz für He:CO₂ besitzt einen mit der von TDR-Gas vergleichbaren Verlauf. Sie weicht allerdings schon bei $x \approx 0,03$ deutlich von der Parametrisierung ab, während für TDR erst bei $x \approx 0,04$ eine deutliche Abweichung sichtbar ist. Allerdings nähert sie sich der Parametrisierung auch schneller wieder an als bei TDR-Gas, bei $x \approx 0,08$ beträgt die Abweichung noch ca. 2%, während sie für diesen Wert des Feldstärkenverhältnisses bei TDR noch ca. 9% beträgt.

6.7. Abschätzung der totalen Verstärkung

Analog zu Abschnitt 4.7 wurde auch für He:CO₂ die totale Verstärkung gemäß Gleichung 30 für die folgende Feldkonfiguration abgeschätzt: $E_D = 555 \frac{V}{cm}$, $E_{T\ 1,2} = 2000 \frac{V}{cm}$, $E_1 = 2000 \frac{V}{cm}$, $U_{GEM\ 1,2,3} = 405\ V$, mit dem Ergebnis $G_{total} \approx 148200$.

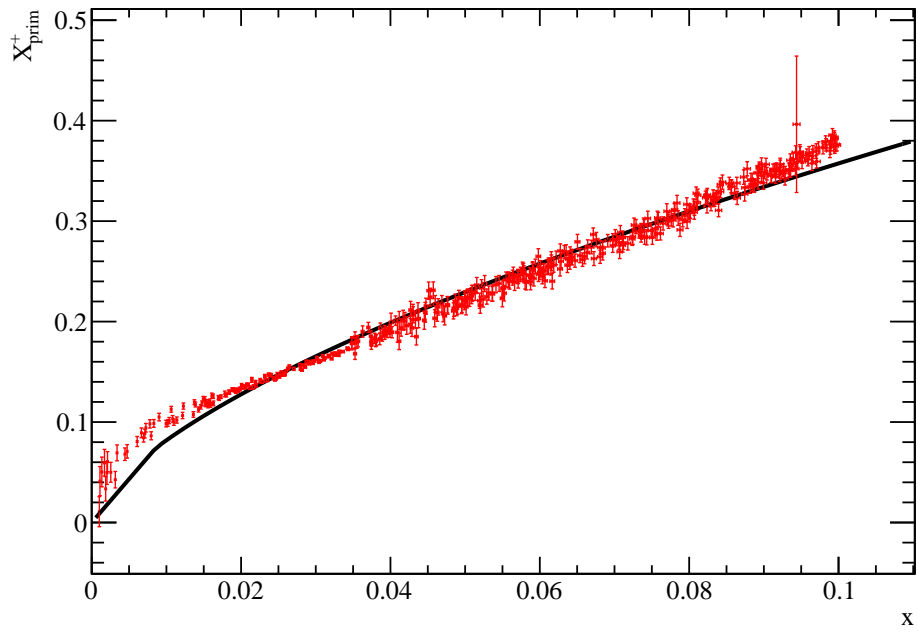


Abbildung 25: Primäre Ionenextraktionseffizienz

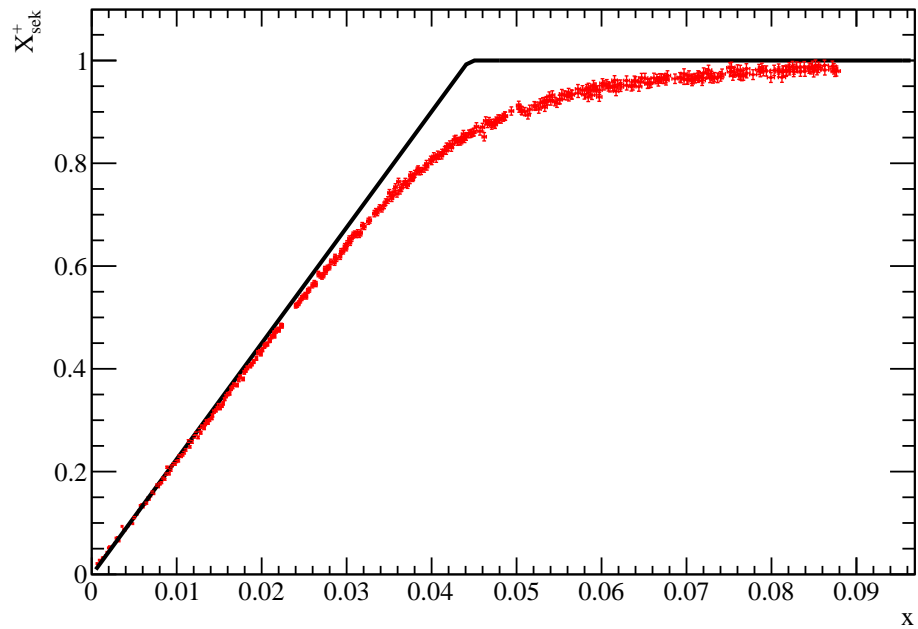


Abbildung 26: Sekundäre Ionenextraktionseffizienz

6.8. Vergleich von He:CO₂ mit TDR

Die in beiden Messungen ermittelten Parameter sind in Tabelle 3 zusammengefasst.

6.8.1. Verstärkung einer einzelnen GEM

Die Verstärkung einer einzelnen GEM steigt in TDR schneller an als in He:CO₂. Bei einem Feld von $40\,000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ liegt in He:CO₂ nur eine Verstärkung von ca. 6 vor, während sie bei TDR schon etwa 40 beträgt. Bei einem Feld von $50\,000 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ beträgt die Verstärkung in He:CO₂ etwa 20, und in TDR etwa 235. Da Argon einen höheren Townsend-Koeffizienten besitzt als Helium, ist dies zu erwarten.

6.8.2. Elektronensammeleffizienz

Aufgrund der geringeren Diffusion in He:CO₂ bleibt die Elektronensammeleffizienz länger (bis zu einem Wert für das Feldstärkenverhältnis von $x \approx 0,0405$) auf dem Wert 1 als in TDR ($x \approx 0,028$). Die Elektronen bleiben mit höherer Wahrscheinlichkeit auf Feldlinien, welche in ein Loch der GEM führen, anstatt diese aufgrund von Diffusion zu verlassen, und auf Feldlinien zu geraten, welche auf der Kathodenseite der GEM enden. In TDR fällt die Elektronensammeleffizienz über einen Feldstärkenverhältnsbereich von ca. 0,022 auf 70 % ab, während dies bei He:CO₂ über einen Feldstärkenverhältnsbereich von ca. 0,04 geschieht. Auch dies ist durch die geringere Diffusion zu erklären, denn auch bei höheren externen Feldstärken bleiben die Elektronen in He:CO₂ mit höherer Wahrscheinlichkeit auf Feldlinien, welche in ein Loch der GEM führen, als in TDR.

6.8.3. Elektronenextraktionseffizienz

Die Elektronenextraktionseffizienz zeigt für He:CO₂ einen deutlich steileren Anstieg als für TDR. Bei einem Feldstärkenverhältnis von $x \approx 0,045$ beträgt X^- bei He:CO₂ bereits 0,6. Dieser Wert wird in TDR erst bei $x \approx 0,12$ erreicht. Dies lässt sich mit der geringeren Diffusion in He:CO₂ begründen. Die Elektronen bleiben mit einer höheren Wahrscheinlichkeit auf Feldlinien, welche zur Anode führen, anstatt durch Diffusion auf Feldlinien zu geraten, welche auf der Anodenseite der GEM enden. Bei $x \approx 0,12$ setzt in beiden Gasen die Gasverstärkung zwischen den GEMs ein, und der Verlauf wird von einer Exponentialfunktion dominiert. Der Wert von $X^- = 1$ wird in He:CO₂ bei $x \approx 0,14$ und in TDR bei $x \approx 0,15$ erreicht.

Parameter		He:CO ₂	TDR
G	α	$0,000121938 \pm 4 \cdot 10^{-9}$	$0,000172442 \pm 4 \cdot 10^{-9}$
	β	$0,106744 \pm 2,4 \cdot 10^{-5}$	$0,038792 \pm 8 \cdot 10^{-6}$
G_{par}	e	$0,000872909 \pm 2,7529 \cdot 10^{-5}$	$0,000230411 \pm 3,046 \cdot 10^{-6}$
	z	$10115,7 \pm 40,4$	$5919,67 \pm 32,48$
	m	$0,960247 \pm 0,003453$	
C^-	r	$0,238286 \pm 2,0 \cdot 10^{-5}$	$0,117013 \pm 1 \cdot 10^{-6}$
	s	$0,446536 \pm 2,7 \cdot 10^{-5}$	$0,598194 \pm 1 \cdot 10^{-6}$
X^-	r	$0,190188 \pm 0,001098$	$0,267813 \pm 0,009383$
	s	$0,375498 \pm 0,004806$	$0,289434 \pm 0,016227$
	g	$0,476096 \pm 0,003033$	$0,108401 \pm 0,006595$
	y	$0,0378234 \pm 0,0002438$	$0,00944788 \pm 0,00059428$
	n	$1,46806 \pm 0,00105$	
C^+	r	$0,280879 \pm 0,001152$	$0,259413 \pm 1 \cdot 10^{-6}$
	s	$0,404499 \pm 0,001484$	$0,461106 \pm 1 \cdot 10^{-6}$
$X^+_{\text{primär}}$	r	$0,180562 \pm 0,000162$	$0,21721 \pm 0,00054$
	s	$0,359816 \pm 0,000274$	$0,52737 \pm 0,00107$

Tabelle 3: Vergleich der Ergebnisse für He:CO₂ und TDR

7. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden unter Verwendung einer Konstantdruckregelung die Ladungstransferkoeffizienten für TDR-Gas erneut bestimmt um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten. Trotz der Druckkonstantregelung zeigen die Koeffizienten eher den in [Kri09] ermittelten Verlauf, als den aus [Lot06]. Die Druckabhängigkeit der Ströme und Koeffizienten scheidet also als Ursache für diese Abweichungen aus. Im folgenden wurden die Koeffizienten auch für He:CO₂ bestimmt. Für diese scheinen die Parametrisierungen teilweise nicht anwendbar zu sein.

Außerdem wurde die Druck- und Temperaturabhängigkeit der Ströme und Transferkoeffizienten in TDR-Gas untersucht. Entgegen der Erwartung scheint die Verstärkung einer einzelnen GEM nicht temperatur- bzw. druckabhängig zu sein, die übrigen Koeffizienten zeigen hingegen eine Abhängigkeit. Die Untersuchung des genauen Zusammenhangs zwischen Gasverstärkung, Temperatur und Druck ist Gegenstand einer nachfolgenden Arbeit.

A. Feldkonfigurationen

Messreihe	E_D	U_{GEM1}	E_{T1}	U_{GEM2}	E_{T2}	U_{GEM3}	E_I
Driftfeld (TDR)	0-4500	300	2500	315	2500	300	50
Induktionsfeld (TDR)	200	310	2500	310	2500	350	0-9000
Transferfeldmessung (TDR)	1000	310	2500	300	0-6000	320	0
GEM-Spannungsmessung (TDR)	200	320	2500	320	600	0-402	2000
Druck und Temperaturmessung	246	320	2000	320	2000	320 (0)	3500
C^- Druckreferenzmessung	246	300	2500	315	2500	300	50
Driftfeld (He:CO ₂)	0-5000	392	2500	407	2500	392	50
Induktionsfeld (He:CO ₂)	200	402	2500	402	2500	412	0-9000
Transferfeldmessung (He:CO ₂)	1000	402	2500	392	0-6000	412	0
GEM-Spannungsmessung (He:CO ₂)	200	412	2500	412	600	0-480	2000

Tabelle 4: Feldkonfigurationen der durchgeführten Messreihen. Alle GEM-Spannungen sind in Volt, alle Felder in $\frac{\text{V}}{\text{cm}}$ angegeben. Die eingeklammerte Null bei der Druck und Temperaturmessung weist drauf hin, dass die Spannung der GEM 3 aus messtechnischen Gründen zwischenzeitlich auf Null gesetzt wurde.

Literatur

- [Kri09] KRIEGER, CHRISTOPH: *Messung von Transferkoeffizienten einer GEM-Auslesestruktur*. Bachelorarbeit, Universität Bonn, Juli 2009.
- [Lot06] LOTZE, SVEN: *Ion Backdrift Minimisation in a GEM-Based TPC Readout*. Doktorarbeit, Universität Köln, April 2006.
- [MA03] M.C. ALTUNBAS, K. DEHMELT, S. KAPPLER ET AL.: *Aging measurements with the Gas Electron Multiplier (GEM)*. Nucl. Instrum. Methods, A515:249–254, 2003.

Danksagung

Vielen Dank an die LC-TPC Gruppe Bonn, deren Mitglieder mir mit Rat und Tat zur Seite standen, vielen Dank vor allem für die Bereitstellung des Gassystems mit der Druckkonstantregelung und der Möglichkeit, Druck- und Temperaturdaten zu nehmen.

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, den

Unterschrift