

# Entladungsstudien an Micromegas - Teilchendetektoren



Diplomarbeit der Fakultät für Physik  
der  
Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von  
**Samuel Moll**  
geboren in Starnberg

München, den 16.6.2013



Erstgutachter: Prof. Dr. Otmar Biebel  
Zweitgutachter: Prof. Dr. Jochen Schieck



## Kurzfassung

Die Abhängigkeit der von Alpha-Teilchen ausgelösten Entladungsrate in Micromegas-Teilchendetektoren von der Verstärkungsspannung und dem Driftfeld wurde experimentell untersucht und mit Simulationen verglichen. Dabei wurde ein Maximum der Entladungsrate bei einem Driftfeld von 250 V/cm festgestellt. Die von den Alpha-Teilchen erzeugten Pulshöhen an der Anode wurden gemessen und daraus Pulshöhenspektren erstellt. Aus den Pulshöhenspektren wurde der Verlauf der Gasverstärkung im Micromegas in Abhängigkeit von der Verstärkungsspannung und die Elektronentransparenz des Gitters in Abhängigkeit vom Driftfeld bestimmt. Die Temperatur und der Druck wurde bei den Experimenten konstant auf 20.0(4) °C und 1014(1) hPa gehalten.

Für die in den Experimenten verwendete Detektorgeometrie wurden Simulationsprogramme entwickelt, die die Winkelverteilung der Alpha-Teilchen sowie deren Energieverlust im Driftraum berechnen. Mit **Garfield++** wurde die Driftzeit und die transversale Diffusion sowie die Elektronentransparenz des Gitters und der Gasverstärkungsfaktor für die experimentell vermessenen Werte des Driftfeldes und der Verstärkungsspannung simuliert. Die Open-Source-Programme **gmsh** und **elmer** wurden dabei verwendet, um ein FEM-Modell des Gitters zu erstellen und das elektrische Feld im Detektor zu berechnen.

Aus den Simulationen wurden erwartete Pulshöhenspektren erstellt und für verschiedene Abstände der Alpha-Quelle vom Micromegas-Detektor mit dem Experiment verglichen. Dabei ergab sich eine gute Übereinstimmung. Der simulierte Verlauf der Elektronentransparenz des Gitters stimmt gut mit dem Experiment überein, wenn die systematischen Fehler, die durch das Auftreten von Entladungen während der Messung entstehen, berücksichtigt wurden. Für den simulierten Gasverstärkungsfaktor ergab sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit dem Experiment.

Unter der Annahme, dass Entladungen zwischen Gitter und Anode auftreten, wenn die Anzahl der Elektronen in der Townsend-Lawine beim Verstärkungsprozess auf einem Gebiet mit einer Ausdehnung von etwa 100 µm das Raether-Limit übersteigt, das zu  $0.18(1) \times 10^7$  bestimmt wurde, konnte aus den simulierten Daten die gemessene Entladungsrate für Driftfelder größer als 200 V/cm gut reproduziert werden. Für kleinere Driftfelder ergibt sich in der Simulation eine Überschätzung der Entladungsrate durch die fehlende Berücksichtigung der endlichen Driftzeit der Elektronen.

Außerdem wurde eine Adapterplatine entwickelt, die es erlaubt, COMPASS-Frontendboards mit dem APV25-Chip an der Front-End-Concentrator (FEC) Karte des RD51 Scalable Readout Systems zu betreiben. Die Adapterplatine ist dabei für die FEC transparent. Rauschen und Time-Jitter wurden beim Betrieb mit Testpulsen mit den RD51 APV25-Hybridkarten verglichen. Dabei konnte keine Degradierung des Signals durch die Adapterkarte gemessen werden.

Ein von mir entwickeltes Programm zum Auslesen der FEC über Ethernet erlaubt eine deutlich höhere Datenaufnahmerate als das üblicherweise verwendete **mmDAQ**, indem die Rohdaten bei der Aufnahme kaum verarbeitet und direkt auf Festplatte geschrieben werden. Dieses wurde im Rahmen des Atlas-Testbeams vom 18. Oktober bis 2. November 2012 am CERN bei der Datenaufnahme für ein Micromegas-Teleskop verwendet.



## Abstract

The dependence of the discharge rate on drift and amplification fields was measured for a bulk Micromegas particle detector. To induce discharges, an alpha radiation source was used. The results were compared to simulation. A maximum of the discharge probability at around 250 V/cm was observed. The pulse heights induced on the anode strips were measured to obtain pulse height spectra. These were used to reconstruct the dependence of the gas gain and mesh transparency as a function of the amplification voltage and the drift field. The measurements were made at a constant temperature of 20.0(4) °C and a constant pressure of 1014(1) hPa.

Programs to simulate the distribution of the angle of incidence for the alpha particles and their energy loss in the drift space were developed. The drift velocity and transverse diffusion coefficients of the drift electrons were simulated using **Garfield++**. The open-source programs **gmsh** and **elmer** were used to model the geometry of the Micromegas mesh and to solve the electrostatics in the finite element model. The dependence of the gas gain on the amplification field and the mesh transparency as a function of the drift field were simulated with **Garfield++**.

From the simulations pulse height spectra were calculated and compared to the measured data for different distances of the alpha source to the Micromegas detector. The agreement between measured and simulated pulse heights was satisfactory. The measured mesh transparency was in good agreement with the simulation considering the systematic error introduced by the presence of discharges during pulse height measurement. The simulated gas gain does not rise as fast with amplification voltage as the experimentally determined gain. The difference is on the order of 10 %.

A model for the formation of discharges was developed. The assumption of the model is that a discharge is triggered if the number of avalanche electrons inside a region measuring about 100  $\mu\text{m}$  exceeds the Raether limit, which was determined to be  $0.18(1) \times 10^7$ . The discharge rate as a function of the amplification voltage and the drift field was calculated using this model and the previously mentioned simulations. The agreement with the measured data is very good at drift fields above 200 V/cm. The deviations from the experiment for smaller drift fields are explained by the omission of drift time effects in the model.

Furthermore, an adapter board was designed to interface COMPASS front end boards featuring the APV25 readout chip to the Front End Concentrator Card (FEC) of the RD51 Scalable Readout System (SRS). From the viewpoint of the FEC, the adapter board is completely transparent. Using test pulses generated on the APV25 chips noise levels and time jitter were measured and compared to RD51 APV25 hybrids. No measurable influence of the adapter board on the signal quality could be seen.

For the Atlas testbeam from October 18 to November 2, 2012 a readout program for the FEC was developed that allows significantly higher data acquisition rates than the usually used **mmDAQ**. The program dumps the raw ethernet UDP data stream to disk with only minimal processing. By adding a time stamp it allows the alignment of the SRS data stream to a Gassiplex-based readout system.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
1.1. Der Micromegas-Teilchendetektor . . . . .	1
1.1.1. Aufbau . . . . .	1
1.1.2. Funktionsprinzip . . . . .	2
1.2. Entladungen im Micromegas-Detektor . . . . .	2
1.3. Aufbau dieser Arbeit . . . . .	3
<b>I. Experimentelle Studien und deren Vergleich mit Monte-Carlo-Simulationen</b>	<b>4</b>
<b>2. Experimenteller Aufbau und Methoden</b>	<b>5</b>
2.1. Experimenteller Aufbau . . . . .	5
2.1.1. Verwendeter Micromegas-Detektor . . . . .	5
2.1.2. Alpha-Quelle . . . . .	6
2.1.3. Gassystem . . . . .	6
2.1.4. Hochspannungsversorgung . . . . .	7
2.1.5. Messung der Entladungsrate . . . . .	9
2.1.6. Auslesen des Anodensignals . . . . .	11
2.2. Auswertung der Flash-ADC Daten . . . . .	12
2.2.1. Pulshöhenfit . . . . .	13
2.2.2. Ausfiltern von Rauschen und Entladungssignalen . . . . .	14
2.2.3. Pulshöhenspektrum . . . . .	15
<b>3. Monte-Carlo-Simulationen der physikalischen Vorgänge im Detektor</b>	<b>17</b>
3.1. Winkelverteilung der in den Detektor eintretenden Alpha-Teilchen . . . . .	17
3.2. Energieverlust der Alpha-Teilchen . . . . .	18
3.3. Simulationen mit dem Garfield-Programmpaket . . . . .	20
3.3.1. Erzeugung eines FEM-Modells mit <code>gms</code> h . . . . .	21
3.3.2. Berechnen des elektrischen Feldes mit <code>elmer</code> . . . . .	23
3.3.3. Simulation der Elektronendrift und Gasverstärkung mit <code>Garfield++</code> . . . . .	24
3.3.4. Einfluss des Penning-Effekts . . . . .	25
<b>4. Entstehung von Entladungen im Micromegas-Detektor</b>	<b>26</b>
4.1. Verteilung der Ionisationselektronen . . . . .	29
4.1.1. Energieverlust im Driftraum . . . . .	29
4.1.2. Eintrittswinkel . . . . .	30
4.1.3. Pulshöhenspektrum und Abstandsvariation . . . . .	30
4.1.4. Streuung der Alpha-Teilchen . . . . .	35
4.2. Diffusion und Driftzeit der Ionisationselektronen . . . . .	35
4.2.1. Driftgeschwindigkeit der Elektronen . . . . .	35
4.2.2. Diffusion der Elektronen . . . . .	36

4.3.	Elektronentransparenz des Gitters . . . . .	38
4.3.1.	Messungen der Elektronentransparenz . . . . .	39
4.3.2.	Einfluss der Temperatur in der Simulation . . . . .	40
4.4.	Gasverstärkung . . . . .	41
4.4.1.	Messungen der Gasverstärkung . . . . .	42
4.4.2.	Statistische Fluktuationen der Gasverstärkung . . . . .	43
<b>5.</b>	<b>Entladungsrate im Micromegas-Detektor in Experiment und Simulation</b>	<b>45</b>
5.1.	Gemessene Entladungsrate in Abhängigkeit von Verstärkungs- und Driftfeld	45
5.1.1.	Der Einfluss der Verstärkungsspannung . . . . .	45
5.1.2.	Der Einfluss der Driftspannung . . . . .	46
5.1.3.	Sättigung der gemessenen Entladungsrate . . . . .	47
5.2.	Berechnung der Ladungsträgerdichte im Verstärkungsbereich . . . . .	47
5.2.1.	Die Elektronendichte und das Raether-Limit . . . . .	48
5.2.2.	Vergleich der Größenordnungen der beteiligten Effekte . . . . .	49
5.2.2.1.	Diffusion . . . . .	49
5.2.2.2.	Eintrittswinkel . . . . .	50
5.2.2.3.	Driftzeit . . . . .	50
5.3.	Simulation der Entladungsrate . . . . .	51
5.3.1.	Modell der Entstehung von Entladungen . . . . .	51
5.3.2.	Numerische Berechnung der Entladungsrate . . . . .	52
5.3.3.	Vergleich mit der gemessenen Entladungsrate . . . . .	53
<b>II.</b>	<b>Hardware-Entwicklungen</b>	<b>55</b>
<b>6.</b>	<b>Adapterplatine zwischen RD51-SRS und APV25 COMPASS Frontendboard</b>	<b>56</b>
6.1.	Überblick über das Scalable Readout System SRS . . . . .	56
6.2.	Die CERN ADC Adapterkarte und die RD51 APV25 Hybridkarte . . . . .	57
6.3.	Unterschiede zwischen RD51 Hybridkarte und COMPASS Frontendboard . . . . .	58
6.4.	Design der Adapterplatine . . . . .	59
6.5.	Performance der Adapterplatine – Auslese von COMPASS Frontendboards mit der FEC . . . . .	60
6.5.1.	Probleme mit der Versorgungsspannung über HDMI . . . . .	61
6.5.2.	Rauschen bei RD51-Hybriden und COMPASS-Boards an der Adapterplatine . . . . .	61
6.5.3.	Pulshöhenverteilung und Time-Jitter . . . . .	62
<b>7.</b>	<b>srs_udpdump – Ausleseprogramm für die SRS Front-End Concentrator Karte</b>	<b>65</b>
7.1.	Struktur der FEC-Daten . . . . .	67
7.2.	Funktionsweise von srs_udpdump . . . . .	68
7.3.	Performance . . . . .	68
<b>8.</b>	<b>Zusammenfassung und Fazit</b>	<b>71</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>73</b>
<b>A.</b>	<b>Schaltbild der Adapterplatine zwischen RD51-SRS und APV25 COMPASS Frontendboard</b>	<b>77</b>
<b>B.</b>	<b>Liste der Programme</b>	<b>81</b>

# 1. Einleitung und Motivation

Im Rahmen der Erhöhung der Luminosität des Large Hadron Collider am CERN (sLHC) ist aufgrund der höheren Hintergrundraten ein Ersetzen der Myondetektoren im inneren und mittleren Teil der Endkappen des ATLAS-Detektors notwendig.[1] Dafür sind unter anderem großflächige Micromegas-Teilchendetektoren in der Entwicklung, die eine Orts- und Zeitaufösung besser als  $100\ \mu\text{m}$  und  $5\ \text{ns}$  erreichen. Eine der Herausforderungen bei deren Entwicklung ist die Reduzierung der Rate, mit der nicht-destruktive Entladungen im Micromegas-Teilchendetektor auftreten, da diese die Effizienz der Detektoren senken.

## 1.1. Der Micromegas-Teilchendetektor

Micromegas-Teilchendetektoren[2]<sup>1</sup> sind planare Gasdetektoren, bei denen der Ionisationsbereich und der Bereich, in dem die Gasverstärkung auftritt, durch ein feines Drahtgitter getrennt sind (Abb. 1.1). Durch den dünnen Verstärkungsbereich von etwa  $128\ \mu\text{m}$  erzeugen detektierte Teilchen ein sehr schnelles Signal, da die bei der Gasverstärkung entstandenen Ionen, deren Drift die Signallänge begrenzt, schon nach etwa  $200\ \text{ns}$  das Gitter erreichen und dort größtenteils absorbiert werden. Dadurch ist der Micromegas intrinsisch für hohe Teilchenraten geeignet. Durch eine feine Segmentierung der Anode kann eine gute Ortsauflösung von typischerweise  $50\ \mu\text{m}$ [3, 4] erreicht werden. Micromegas können mit modernen Verfahren der Elektronikindustrie günstig hergestellt werden.

### 1.1.1. Aufbau

Der grundsätzliche Aufbau eines Micromegas-Detektors ist in Abbildung 1.1 gezeigt. Die Kathode, die meist aus einer dünnen metallbeschichteten Folie oder einem Drahtgitter besteht, bildet die obere, ein feines Drahtgitter die untere Begrenzung des Driftraums. Zwischen diesen herrscht ein elektrisches Feld von etwa  $0.5\ \text{kV/cm}$  bis  $2\ \text{kV/cm}$ . Der Driftraum ist typischerweise in der Größenordnung von  $1\ \text{cm}$  dick. Unter dem Gitter

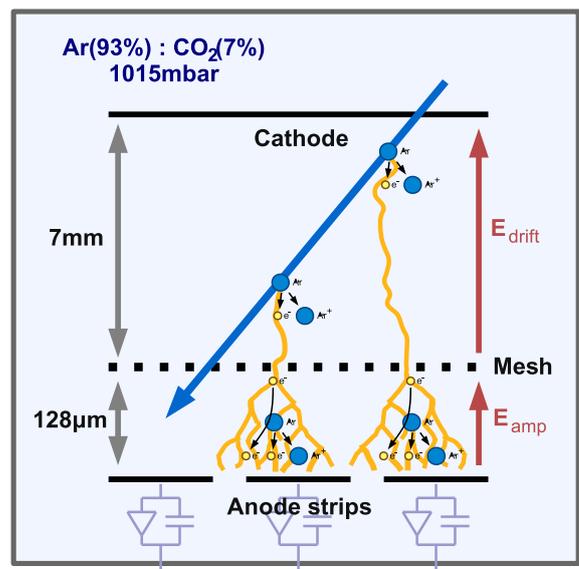


Abbildung 1.1.: Schema der Funktionsweise eines Micromegas-Teilchendetektors. Die ionisierende Strahlung erzeugt Elektron-Ion-Paare im Driftraum. Die Elektronen driften durch das Gitter in den Verstärkungsbereich, wo sie vervielfacht und an den Anodenstreifen detektiert werden.

<sup>1</sup>Die Bezeichnung Micromegas-Detektor ist eine Abkürzung von „Micro Mesh Gas Detektor“. Im Folgenden wird der Detektor auch als Micromegas-Detektor oder kurz Micromegas bezeichnet.

## 1. Einleitung und Motivation

befindet sich in einem Abstand von etwa  $128\mu\text{m}$  die Anode, zwischen Gitter und Anode wird ein hohes Verstärkungsfeld von etwa  $30\text{ kV/cm}$  bis  $50\text{ kV/cm}$  angelegt. Um eine Ortsauflösung zu erreichen, werden als Anode typischerweise  $0.15\text{ mm}$  breite Streifen mit einer Periodizität von  $0.25\text{ mm}$  auf einer lithografisch strukturierten Leiterplatte verwendet. Die Streifen werden einzeln über ladungssensitive Vorverstärker ausgelesen. Aus der Pulshöheninformation auf jedem Streifen lässt sich so über die Berechnung des ladungsgewichteten Mittelwerts eine Ortsauflösung, die deutlich kleiner als die Streifenperiodizität ist, erreichen.

Der Micromegas-Detektor ist von einem gasdichten Gehäuse umschlossen, mit Zu- und Abflüssen für das Detektorgas. Als Detektorgas wird meist Argon verwendet, dem ein anderes Gas wie Kohlendioxid oder Isobutan als Quencher hinzugefügt wird. Micromegas werden im Normalfall bei Umgebungsdruck oder mit leichtem Überdruck betrieben, um das Eindringen von störendem Luftsauerstoff zu verhindern.

### 1.1.2. Funktionsprinzip

Ein durch den Detektor tretendes ionisierendes Teilchen erzeugt Elektron-Ion-Paare im Detektorgas im Driftraum zwischen Kathode und Gitter. Im Driftfeld, das zwischen  $0.5\text{ kV/cm}$  und  $2\text{ kV/cm}$  stark ist, werden die Elektronen von den Ionen getrennt, die Ionen driften zur Kathode, die Elektronen zum Gitter. Dort werden sie von dem starken Verstärkungsfeld, das durch die Löcher im Gitter in den Driftraum übergreift, sehr effizient in den Verstärkungsraum gezogen. Durch das dort herrschende hohe elektrische Feld bekommen die Elektronen zwischen den Stößen mit den Atomen und Molekülen des Detektorgases genügend Energie, um aus diesem weitere Elektronen herauszuschlagen. In diesem Townsend-Lawine genannten Prozess werden die Elektronen exponentiell vervielfacht. Die Elektronen erreichen schließlich die Anodenstreifen, wo sie von der Ausleseelektronik detektiert werden. Die Ionen, die bei der Gasverstärkung entstehen, driften in ca.  $200\text{ ns}$  zum Gitter und werden dort größtenteils absorbiert.

## 1.2. Entladungen im Micromegas-Detektor

Ein Problem von Micromegas ist das Auftreten von Entladungen zwischen Gitter und Anode. Durch eine zu hohe Ladungsträgerdichte im Verstärkungsbereich kann es zur Ausbildung eines leitenden Kanals zwischen Gitter und Anode kommen. Dadurch bricht die Verstärkungsspannung zusammen und in der Zeit, die es braucht, bis das Gitter wieder aufgeladen ist, findet keine Gasverstärkung statt. Dadurch kann der Micromegas-Detektor während einer Entladung keine Teilchen registrieren, ist also ineffizient.

Im Normalfall wird der Micromegas-Detektor durch eine Entladung nicht beschädigt oder zerstört. Die in den hier durchgeführten Experimenten verwendeten Detektoren wurden insgesamt mehreren hunderttausend Entladungen ausgesetzt, ohne dass ihre Funktion beeinträchtigt worden wäre. Allerdings sind die hohen Signale, die durch eine Entladung an der Anode auftreten, potentiell destruktiv für die Ausleseelektronik, was eine Schutzschaltung zwischen Detektor und Ausleseelektronik nötig macht.

Experimentell wurde festgestellt, dass Entladungen auftreten, wenn die Anzahl der Elektronen in der Townsend-Lawine eine Zahl von etwa  $10^7$  bis  $10^8$  überschreitet, was das Raether-Limit[5] genannt wird. Die genauen physikalischen Vorgänge, die zur Entstehung eines leitenden Kanals zwischen Gitter und Anode führen, sind komplex und immer noch der Gegenstand aktueller Forschung[6].

Werden Micromegas-Detektoren zur Detektion minimal ionisierender Teilchen wie beispielsweise Myonen verwendet, so wird ein Gasverstärkungsfaktor von mindestens  $2-3 \times 10^3$  benötigt, um ein gutes Signal an der Ausleseelektronik zu erhalten[7]. Stark ionisierende Hintergrundstrahlung wie beispielsweise Alpha-Teilchen erzeugen etwa  $10^4$  Elektron-Ion-Paare pro cm, was multipliziert mit dem Gasverstärkungsfaktor im Bereich des Raether-Limits von  $10^7$  bis  $10^8$  ist. Dieser Vergleich macht deutlich, dass, um die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Entladungen zu senken, eine Senkung des Gasverstärkungsfaktors kaum in Frage kommt. Daher ist es wünschenswert, die Entstehung von Entladungen besser zu verstehen, um andere Parameter zu finden, mit denen sich das Auftreten von Entladungen verringern lässt, ohne an Detektorauflösung und -effizienz zu verlieren.

### 1.3. Aufbau dieser Arbeit

In dieser Diplomarbeit soll das Auftreten von Entladungen in Micromegas-Detektoren in Experiment und Simulation untersucht werden und die Faktoren, die zur Entstehen einer Entladung beitragen, bestimmt werden. Dabei wird in Kapitel 2 der experimentelle Aufbau und die zur Auswertung der Daten verwendete Methoden beschrieben. Kapitel 3 beschreibt die zur Simulation der Detektorphysik verwendeten Programme, und Kapitel 4 beschreibt die physikalischen Prozesse, die die Entstehung von Entladungen in dem verwendeten Aufbau beeinflussen. Schließlich werden die durchgeführten Simulationen in Kapitel 5 dazu verwendet, um das Verhalten der gemessenen Entladungsrate im Modell nachzubilden.

Im zweiten Teil der Diplomarbeit (Kapitel 6 und 7) wird über Hardware- und Softwareentwicklungen berichtet, die im Zusammenhang mit Micromegas-Detektoren im Rahmen dieser Diplomarbeit gemacht wurden.

Teil I.

Experimentelle Studien und deren  
Vergleich mit  
Monte-Carlo-Simulationen

## 2. Experimenteller Aufbau und Methoden

Um das Entstehen und die Eigenschaften von Entladungen im Micromegas-Detektor zu untersuchen, wurde ein Micromegas-Detektor mit Alpha-Teilchen bestrahlt, die durch ihr hohes Ionisationsvermögen leicht Ladungsdichten oberhalb des Raether-Limits im Verstärkungsbereich erzeugen und somit Entladungen auslösen. Die Entladungen wurden elektronisch gezählt und die Entladungsrate bei Variation der Driftspannung und der Verstärkungsspannung gemessen. Außerdem wurden die Signale, die die Alpha-Teilchen an den Anodenstreifen verursachen, aufgezeichnet und daraus Pulshöhenspektren bestimmt. Diese wurden zur Messung der Elektronentransparenz des Gitters und der relativen Gasverstärkung verwendet (siehe Kap. 4.3.1 und 4.4.1). Die Temperatur wurde dabei konstant auf 20.0(4) °C gehalten, als Detektorgas wurde eine Argon-Kohlendioxid-Mischung im Volumenverhältnis 93 : 7 verwendet.

Die gemessenen Anodensignale von Alpha-Teilchen wurden automatisiert mit einem stückweisen Polynom dritter Ordnung gefittet, um die Pulshöhe zu bestimmen. Die Variation der Pulshöhen bei Änderung der Driftspannung und der Verstärkungsspannung wurde quantitativ bestimmt.

### 2.1. Experimenteller Aufbau

#### 2.1.1. Verwendeter Micromegas-Detektor

Für die Untersuchungen zur Entladungsrate wurde ein sogenannter Bulk-Micromegas mit einer aktiven Fläche von  $9 \times 10 \text{ cm}^2$  verwendet, d. h. ein mit industriellen Standardverfahren auf einer Leiterplatte gefertigter Micromegas-Detektor mit einfachen Kupferstreifen als Anode. In Abbildung 2.1 ist dieser schematisch dargestellt. Die Kupferstreifen der Anode haben eine Periodizität von  $250 \mu\text{m}$  bei einer Breite von  $150 \mu\text{m}$  und einem Abstand von  $100 \mu\text{m}$  voneinander. Das Edelmetallgitter wird alle  $2.5 \text{ mm}$  durch photolithografisch geätzte Pfeiler mit einem Durchmesser von  $300 \mu\text{m}$  in einem Abstand von  $128 \mu\text{m}$  zu den Anodenstreifen gehalten, wobei beim Ätzprozess am Rand ein wenige Zentimeter breiter Rahmen stehen gelassen wird, der das Gitter zusätzlich hält. Der Draht des Gitters hat einen Durchmesser von  $18 \mu\text{m}$  bei einer Gitterperiodizität von  $63.5 \mu\text{m}$ . Als Kathode am oberen Ende des  $7 \text{ mm}$  großen Driftraums dient ein von einem glasfaserverstärkten Kunststoffrahmen aufgespanntes Drahtgitter, so dass Alpha-Teilchen dort in den aktiven Bereich des Detektors eintreten können. Die Kathode ist aus dem selben Gewebe wie das Gitter. Der Rahmen der Kathode wird von vier Nylonschrauben gehalten, auf die Abstandshalter aufgesteckt sind[3].

Die aktive Detektorfläche befindet sich in einem gasdichten Aluminiumgehäuse mit einem  $2 \text{ mm}$  dicken Deckel. Der Rahmen des Gehäuses sitzt direkt auf der Leiterplatte des Micromegas-Detektors auf und ist  $20 \text{ mm}$  hoch, so dass die Kathode des Micromegas-Detektors  $13 \text{ mm}$  von der Unterseite des Deckels entfernt ist. Um den Eintritt von Alpha-Teilchen in den Detektor zu ermöglichen, hat der Deckel des Gehäuses mittig ein Loch mit  $5 \text{ mm}$  Durchmesser, das auf der Innenseite mit einer  $10 \mu\text{m}$  dicken Kaptonfolie abgedichtet

## 2. Experimenteller Aufbau und Methoden

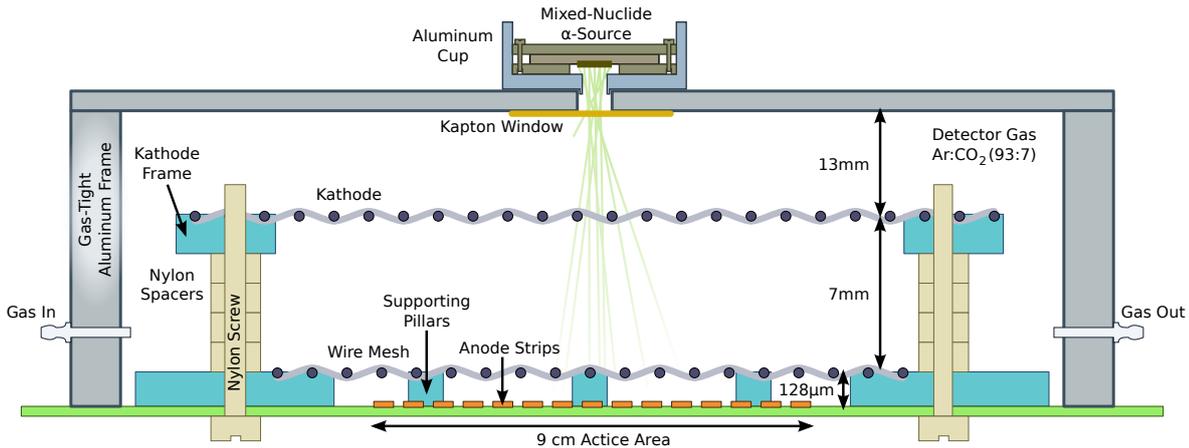


Abbildung 2.1.: Nicht maßstabsgetreue Schemazeichnung des in den Experimenten verwendeten Micromegas-Detektors. Die aktive Fläche ist 9 cm senkrecht zu den Anodenstreifen und 10 cm parallel dazu. Zur genauen Geometrie des Aluminiumbechers und der Alphaquelle siehe Abbildung 4.2.

ist. In dieses Loch passt ein aus Aluminium gedrehter Haltebecher, in dem die Alpha-Quelle liegt. Am Gehäuse befinden sich Anschlüsse für Zufluss und Abfluss des Detektorgases.

Da der Gasverstärkungsfaktor und andere wesentliche Parameter eines Micromegas-Detektors stark von der Dichte und damit der Temperatur des Detektorgases abhängen, wurde der gesamte Versuchsaufbau in einem Klimaschrank aufgebaut (Memmert ICH 256), der es erlaubt, die Temperatur und die Luftfeuchte zu kontrollieren. Für die meisten Messungen wurde eine Temperatur von 20.0(4) °C und eine relative Luftfeuchte von 30(10) % gewählt.

### 2.1.2. Alpha-Quelle

Entladungen treten in Micromegas-Detektoren auf, wenn die Ladungsträgerdichte im Verstärkungsraum das Raether-Limit übersteigt[7]. Um eine hohe Entladungsrate herbeizuführen, müssen stark ionisierende Teilchen wie z. B. Alpha-Teilchen verwendet werden. In diesen Experimenten wurde eine Mixed-Nuclide Alphaquelle mit den Isotopen Pu-239, Am-241 und Cm-244 verwendet, um Entladungen auszulösen. Deren Zusammensetzung und Zerfallsenergien sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Das Isotopengemisch ist in einer dünnen Schicht auf einem Edelstahlträger eingebrannt, der zur Sicherheit gegen Berührungen in einen Aluminiumkäfig eingeschraubt ist (Abb. 4.2 auf Seite 29). Dieser wird in einen aus Aluminium gedrehten Haltebecher gesteckt, der in das Loch im Deckel des Micromegas-Gehäuses passt (Siehe Abb. 2.1). Dadurch ist die Position der Alphaquelle fest definiert. Durch Einlegen von ringförmigen Aluminium-Abstandshaltern in den Haltebecher kann die Distanz der Quelle zum Detektor variiert werden.

### 2.1.3. Gassystem

Als Detektorgas wurde eine Mischung aus 93 % Vol. Argon und 7 % Vol. Kohlenstoffdioxid<sup>1</sup> bei einem Druck von 1014 hPa und einem Durchfluss von 2 Litern pro Stunde durch das Aluminiumgehäuse des Micromegas-Detektors verwendet. Es wurde der in [3] beschriebene

<sup>1</sup>Im Folgenden Text wird meist nicht explizit erwähnt, dass es sich bei dem Verhältnis von 93 % Argon und 7 % CO<sub>2</sub> um Volumenprozent handelt.

Tabelle 2.1.: Zusammensetzung der Mixed-Nuclide Quelle und die Energien und relativen Häufigkeiten der Alpha-Teilchen, die bei den wichtigsten Zerfällen des jeweiligen Isotops entstehen[8].

Isotop ( $t_{1/2}$ )	rel. Aktivität in der Quelle	Alpha-Energie [keV]	rel. Häufigkeit des Zerfalls
Pu-239 ( $7.6 \times 10^{11}$ s)	45.1 %	$5156.59 \pm 0.14$	(73.3 $\pm$ 0.8) %
		$5144.3 \pm 0.8$	(15.1 $\pm$ 0.8) %
		$5105.5 \pm 0.8$	(11.5 $\pm$ 0.8) %
Am-241 ( $1.4 \times 10^{10}$ s)	33.9 %	$5485.56 \pm 0.12$	(84.5 $\pm$ 1.0) %
		$5442.80 \pm 0.13$	(13.0 $\pm$ 0.6) %
Cm-244 ( $5.7 \times 10^8$ s)	21.0 %	$5804.82 \pm 0.05$	(76.4 $\pm$ 0.2) %
		$5762.70 \pm 0.03$	(23.6 $\pm$ 0.2) %

Aufbau zur Kontrolle von Druck und Gaszusammensetzung verwendet. Der Argon- und Kohlendioxid-Fluss wird durch zwei Massenflussregler der Firma Brooks gesteuert. Danach werden die beiden Gase in einem Gasmischer vermischt und durch mehrere hintereinandergeschaltete Detektoren, darunter der in den Experimenten verwendete Micromegas-Detektor, geleitet. Am Ende der Kette wird der Gasdruck gemessen und von einem elektronisch gesteuerten Ventil auf dem voreingestellten Druck von 1014 hPa stabilisiert. Dieser leichte Überdruck<sup>2</sup> verhindert, dass durch undichte Stellen Luftsauerstoff in die Detektoren eintreten kann.

#### 2.1.4. Hochspannungsversorgung

In Abbildung 2.2 ist die Hochspannungsversorgung des Micromegas-Detektors schematisch gezeigt. Als Netzteil wurde ein ISEG SHQ 224M High Precision Voltage Supply[9] verwendet. Dieses Netzteil hat zwei voneinander unabhängige Hochspannungsausgänge und lässt sich über eine serielle Schnittstelle von einem Computer steuern, was es ermöglicht, automatisiert Messreihen aufzunehmen. Die Kathode des Detektors ist über einen 9.1 M $\Omega$  Widerstand mit der Spannungsquelle verbunden. Die Anodenstreifen sind über 10 k $\Omega$  mit Masse verbunden.

Zwischen Gitter und Hochspannung sind mehrere Kondensatoren und Widerstände geschaltet, die verschiedene Aufgaben erfüllen. Der 9.1 M $\Omega$  Widerstand am Gitter wirkt als Löschwiderstand bei einer Entladung. Danach ist ein RC Tiefpass-Filter aus einem 5.6 k $\Omega$  Widerstand und einem 1 nF Kondensator geschaltet, das elektromagnetische Störungen, die von den langen Hochspannungskabeln aufgefangen werden, vom Gitter entkoppelt. Diese Störungen würden sonst kapazitiv auf die Anodenstreifen koppeln und die Messung der Pulshöhe stören.

Nach dem Filter befindet sich ein 1:100 Spannungsteiler, der es erlaubt, den Spannungsverlauf am Gitter bei einer Entladung zu messen. Der 87 nF Puffer-Kondensator speichert die Ladung, die beim Wiederaufladen des Gitters nach einer Entladung benötigt wird. Dadurch werden schnelle Lastwechsel am Netzteil verhindert, die zu dessen Übersteuern führen können. Der Puffer-Kondensator wird über einen 1 M $\Omega$  Widerstand vom Hochspannungsnetzteil aufgeladen.

Die mit Masse verbundenen Widerstände des Spannungsteilers und der 5 G $\Omega$  Widerstand

<sup>2</sup>In Garching bei München, wo die Messungen stattfanden, ist der Luftdruck typischerweise etwa 960 hPa.

## 2. Experimenteller Aufbau und Methoden

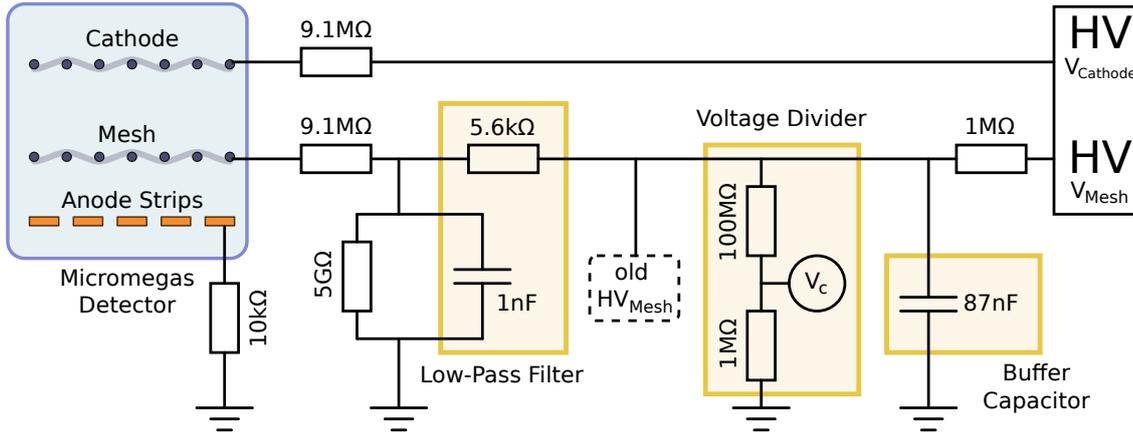


Abbildung 2.2.: Schema der Hochspannungsversorgung des Micromegas-Detektors. Der Tiefpass-Filter verhindert das Einkoppeln von elektromagnetischen Störungen in den Detektor. Der 87 nF Puffer-Kondensator entlastet beim Wiederaufladen des Gitters nach einer Entladung das Netzteil, dessen elektronische Regelung bei schnellen Lastwechseln übersteuert. Zu der mit „old HV“ bezeichneten Stelle siehe den Abschnitt „Probleme mit der Hochspannungsversorgung“ im Text.

bilden ein Spannungsteiler-Netzwerk. Dadurch ist die Spannung, die am Netzteil eingestellt werden muss, um auf eine bestimmte Verstärkungsspannung  $V_{\text{amp}}$  am Gitter zu kommen, um einen Faktor  $k_{\text{VD}}$  höher als  $V_{\text{amp}}$ . Dieser Faktor kann sehr einfach aus den bekannten Widerstandswerten berechnet werden. Es ergibt sich  $k_{\text{VD}} = 1.010 \pm 0.005$ .

Da der Micromegas-Detektor mit stark ionisierenden Alpha-Teilchen beschossen wurde, waren die verwendeten Verstärkungsspannungen am Gitter von  $V_{\text{amp}} \approx 450 \text{ V}$  deutlich niedriger als die in Micromegas-Detektoren zur Detektion minimal ionisierender Teilchen verwendeten Verstärkungsspannungen von  $V_{\text{amp}} \approx 560 \text{ V}$  [3].

**Verlauf der Verstärkungsspannung bei einer Entladung** In Abbildung 2.3 sieht man den Spannungsverlauf nach einer Entladung am Spannungsteiler (an der in Abb. 2.2 mit  $V_c$  gekennzeichneten Stelle). Das Gitter entlädt sich schnell ( $\ll 1 \text{ ms}$ ), und wird danach über den 9.1 MΩ Löschwiderstand vom Puffer-Kondensator mit Kapazität  $C_P = 87 \text{ nF}$  wiederaufgeladen. Dieses Wiederaufladen ist als schneller Spannungsabfall bei  $t = 0 \text{ ms}$  in Abbildung 2.3 zu sehen. Die Kapazität zwischen Gitter und Anode ist in der Größenordnung von  $C_{\text{MM}} = \epsilon_0 A/d = 0.6 \text{ nF}$ . Das Wiederaufladen über den 9.1 MΩ Löschwiderstand geht also mit einer Zeitkonstante<sup>3</sup>  $0.6 \text{ nF} \cdot 9.1 \text{ M}\Omega = 6 \text{ ms}$ , was gut mit dem gemessenen Spannungsabfall zusammenpasst. Dabei fällt die Spannung am Puffer-Kondensator und damit die gemessene Spannung  $V_c$  auf einen Wert ab, der durch das Verhältnis der Kapazitäten  $C_{\text{MM}}$  und  $C_P$  gegeben ist, in diesem Fall etwa um  $0.6 \text{ nF}/87 \text{ nF} \approx 1\%$ . Damit kann sich auch das Gitter nur auf diesen gegenüber  $V_{\text{amp}}$  um etwa 1 % kleineren Spannungswert aufladen. Das darauffolgende Wiederaufladen des Puffer-Kondensators hat eine Zeitkonstante von  $C_P \cdot 1 \text{ M}\Omega = 87 \text{ ms}$ , wieder in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Spannungsverlauf. Dabei lädt sich auch das Gitter wieder auf die volle Verstärkungsspannung  $V_{\text{amp}}$  auf.

<sup>3</sup>Die Zeitkonstante  $\tau = RC$  beim Auf- oder Entladen eines Kondensators mit der Kapazität  $C$  über einen Widerstand  $R$  ist die Zeit, nach der die Kondensatorspannung etwa 63 % der endgültigen Spannung erreicht hat.

Das Gitter lädt sich also nach einer Entladung zuerst in etwa 20 ms wieder auf 99 % der eingestellten Verstärkungsspannung auf, und erreicht ungefähr nach weiteren 300 ms wieder die volle Spannung. Dadurch wird bei hohen Entladungsraten die effektive Verstärkungsspannung gesenkt. Da der Gasverstärkungsfaktor ungefähr exponentiell von  $V_{\text{amp}}$  abhängt, sinkt er bei einer Verstärkungsspannung von 450 V um fast 10 %, wenn diese um 1 % absinkt. Bei hohen Entladungsraten wird dadurch die Messgenauigkeit der Pulshöhen an der Anode beeinträchtigt.

### Probleme mit der Hochspannungsversorgung

Die ersten Experimente wurden ohne den Spannungsteiler und den 87 nF Puffer-Kondensator durchgeführt, die Gitterspannung wurde direkt an der in Abbildung 2.2 mit „old HV<sub>Mesh</sub>“ bezeichneten Stelle angeschlossen. Dabei stellte sich heraus, dass das Netzteil die schnellen Lastwechsel, die beim Wiederaufladen des Gitters nach einer Entladung auftreten, nicht richtig kompensieren kann, sondern nach einer Entladung eine zu hohe Spannung einstellte. Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass es anschließend wieder zu einer Entladung kommt. Deswegen hatten diese Messungen einen sehr hohen systematischen Fehler. Die Messungen wurden deswegen mit dem verbesserten Aufbau mit Puffer-Kondensator wiederholt, der dieses Problem nicht aufweist.

Der 5 GΩ Widerstand in Abbildung 2.2 war ursprünglich als Lastwiderstand gedacht um dieses Problem mit der Spannungsregelung zu umgehen. Dies funktionierte jedoch nicht zuverlässig. Der Widerstand wurde aus praktischen Gründen nicht wieder aus dem Aufbau entfernt, erfüllt aber keine Funktion.

#### 2.1.5. Messung der Entladungsrate

In Abbildung 2.4 ist die im Experiment verwendete Ausleseelektronik schematisch dargestellt. Dabei ist der mit (a) markierte rot gestrichelt umrandete Bereich für das Auslesen des Anodensignals zuständig (siehe Kap. 2.1.6), der gelbe Teil (c) misst die Rate der Alpha-Teilchen und der blaue Teil (b) zählt die Entladungen, die im Micromegas-Detektor auftreten. Bei einer Entladung im Micromegas-Detektor entlädt sich das Gitter über den Ladungskanal im Verstärkungsbereich auf die Anodenstreifen. Dabei sinkt das Potential des Gitters sehr schnell ab. Diese schnelle Änderung wird über einen 33 pF großen Kondensator ausgekoppelt. Um ein Driften des Potentials zu vermeiden wird das ausgekoppelte Signal über einen 9.1 MΩ Widerstand auf Masse gezogen. Da die verwendete NIM-Ausleseelektronik<sup>4</sup> nur Signale im Bereich  $\pm 1.6$  V verarbeiten kann [11], muss das direkte Signal, das über 100 V hoch ist, erst abgeschwächt werden, bevor es weiter verarbeitet werden kann. Dazu werden zwei hintereinander geschaltete Telonic TG-650[12] Signalabschwächer verwendet, von denen jeder das Signal um bis zu 42 dB abschwächen

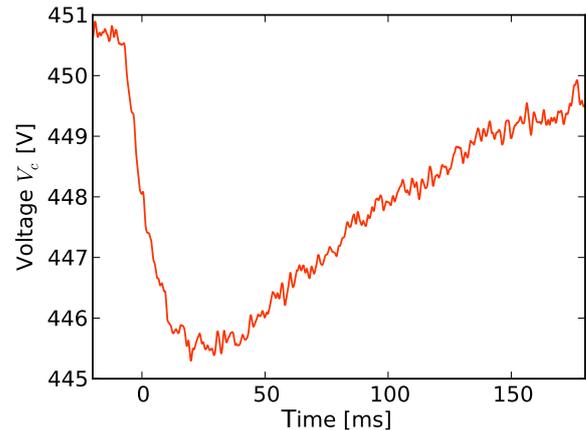


Abbildung 2.3.: Abfall der Spannung  $V_c$  am Spannungsteiler nach einer Entladung bei einer Spannung von etwa 450 V am Netzteil.

<sup>4</sup>Der „Nuclear Instrumentation Module“ (NIM) Standard[10] beinhaltet mechanische und elektronische Spezifikationen für Messgeräte der Kern- und Teilchenphysik.

## 2. Experimenteller Aufbau und Methoden

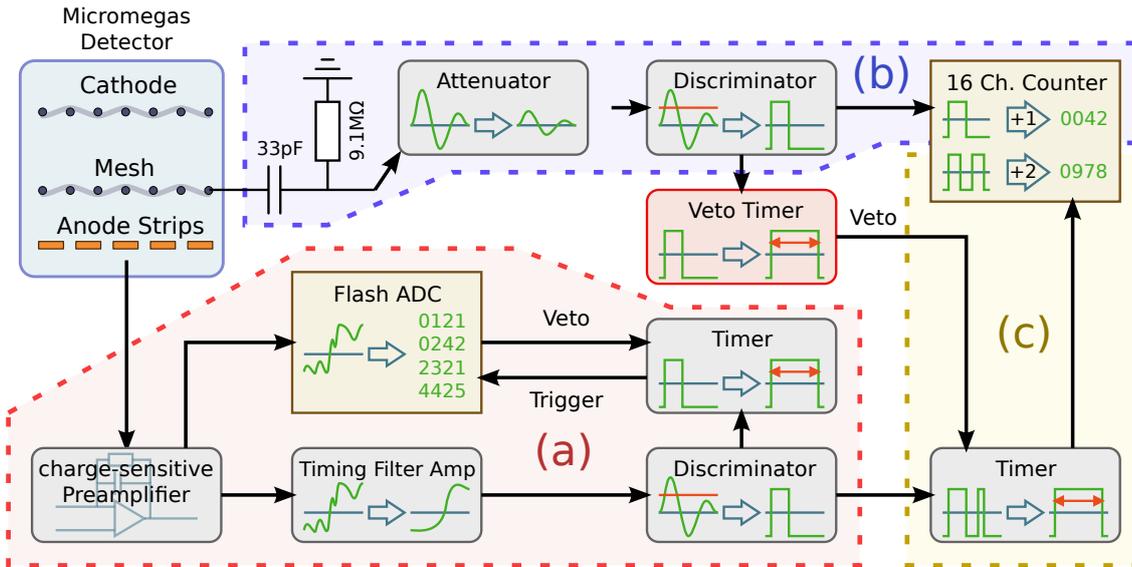


Abbildung 2.4.: Schema der im Experiment verwendeten Ausleseelektronik. (a) Die Anodensignale werden über einen Ladungsverstärker an den Flash-Analog-Digital-Konverter gegeben. Zum Triggern wird das Signal im „Timing Filter Amplifier“ geglättet und dann mit einer Schwelle verglichen. (b) Der über einen 33 pF Kondensator ausgekoppelte Entladungspuls wird erst abgeschwächt, mit einer Schwelle verglichen und schließlich digital gezählt. (c) Das von Alpha-Teilchen ausgelöste Triggersignal wird ebenfalls gezählt.

kann. Die beiden Signalabschwächer wurden so eingestellt, dass das Signal insgesamt um 50 dB abgeschwächt wird, so dass das Signal dann noch eine Amplitude von wenigen mV hat. Das abgeschwächte Signal hat die Form einer stark gedämpften Schwingung mit etwa drei bis vier Nulldurchgängen.

Das abgeschwächte Signal vom Gitter wird von einem CAEN N417 Low Threshold Discriminator[13] mit einem Schwellwert verglichen. Der Schwellwert und die Länge des ausgegebenen Logikpuls werden so eingestellt, dass jede Entladung des Gitters genau einen Logikpuls erzeugt. Dieser Logikpuls wird mit einem CAEN N454 4-8 Logic FanIn-FanOut[14] vervielfältigt (im Bild nicht dargestellt).

Der erzeugte Logikpuls wird mit dem Eingang eines VME CAEN V260 16-Channel 24-bit Counters[15] verbunden, der die Pulse zählt und automatisiert mit einem Computer ausgelesen werden kann. Ein Messskript liest den Zähler mit einer hohen Rate von etwa 1 kHz aus, so dass auch eine Information über die zeitliche Verteilung der Entladungen gewonnen werden kann. Da man erwartet, dass die Entladungsrate konstant bleibt, wenn die äußeren Parameter wie Driftfeld und Verstärkungsspannung nicht geändert werden, kann dies auch verwendet werden, um Probleme im experimentellen Setup zu finden, wie auf Seite 9 beschrieben.

Bei einer Entladung wird ein sehr hohes Signal an den Anodenstreifen induziert, das ungefähr 40 ms andauert. Während dieser Zeit ist das Anodensignal unbrauchbar, da der Vorverstärker in Sättigung getrieben wird. Deswegen wird das Signal vom Diskriminator, das bei jeder Entladung erzeugt wird, als Startsignal für einen Timer (CAEN N93B[16], im Bild mit „Veto Timer“ bezeichnet) verwendet, der einen 62 ms langen Puls ausgibt. Dieser Puls verhindert, dass das durch eine Entladung gestörte Anodensignal zur Zählung von Alpha-Teilchen verwendet wird, wie in Kapitel 2.1.6 beschrieben.

### 2.1.6. Auslesen des Anodensignals

Die 360 Anodenstreifen des Micromegas-Detektors sind auf der Oberfläche der Leiterplatte aus dem gasdichten Gehäuse geführt, und können über fünf 80-polige ERNI-Stecker einzeln ausgelesen werden. Für die hier durchgeführten Experimente wurden alle 360 Streifen elektrisch kurzgeschlossen und mit nur einem ladungssensitiven Vorverstärker<sup>5</sup> verbunden. Die Anodenstreifen werden über einen 10 k $\Omega$  Widerstand mit Masse verbunden, wodurch elektronisches Rauschen stark unterdrückt wird.

In Abbildung 2.4 ist in dem mit (a) bezeichneten rot gestrichelt umrandeten Bereich schematisch die Ausleseelektronik dargestellt, die mit den Anodenstreifen verbunden war. Diese wurde einerseits dazu verwendet, um die Teilchenrate zu messen, und andererseits, um die Signale der Alpha-Teilchen, die an der Anode entstehen, zur späteren Auswertung (Kap. 2.2) mit einem Flash-Analog-Digital-Wandler aufzunehmen.

Die 360 Streifen waren mit einem Canberra Modell 2004[17] ladungssensitiven Vorverstärker verbunden, der nahe am Detektorgehäuse geerdet ist, um Störungen zu minimieren. Dessen Signal wird von einem VME CAEN V1729 12-bit Flash-Analog-Digital Wandler[18] (im folgenden als Flash-ADC oder ADC bezeichnet) aufgenommen, der das Signal mit 2 GHz Samplerate abtastet und von einem PC automatisiert ausgelesen werden kann. Der Flash-ADC hat bei 2520 nutzbaren Samples ein Aufnahmezeitfenster von etwa 1.2  $\mu$ s, das um den Triggerzeitpunkt herum verschoben werden kann, und akzeptiert Signale im Bereich  $-0.5$  bis  $0.5$  V.

Um den Trigger für den Flash-ADC zu erzeugen, wird das Anodensignal mit einem ORTEC 474 Timing Filter Amplifier[19] gefiltert. Dabei wird nur dessen Integrationsstufe verwendet. Die Zeitkonstante der Integrationsstufe wurde auf 500 ns eingestellt. Damit ergibt sich eine sehr gute Unterdrückung von schnellen Störsignalen, die meist die Form von gedämpften Schwingungen um die Nulllinie haben und damit bei einer Integration stark unterdrückt werden. Dagegen können die vergleichsweise langsamen unipolaren Signale der Alpha-Teilchen den Timing Filter Amplifier passieren.

Das gefilterte Signal wird mit einem Schwellwert verglichen, um für jedes im Micromegas-Detektor registrierte Alpha-Teilchen einen Logikpuls zu erhalten. Die Schwelle wurde dabei so eingestellt, dass möglichst niedrige Signale erkannt werden ohne dass zufälliges Rauschen und elektromagnetische Störungen einen Trigger auslösen können. Der so erhaltene Logikpuls wird mit einem „CAEN N454 4-8 Logic FanIn-FanOut“[14] verdoppelt (in Abb. 2.4 nicht explizit dargestellt) und als Startimpuls für zwei identisch eingestellte CAEN N93B Timer verwendet, die einen 40  $\mu$ s langen Puls erzeugen. Dies ist notwendig, da beim Schwellenvergleich des gefilterten Anodensignals gelegentlich zeitlich sehr nah beieinander liegende Doppelpulse entstehen. Durch den Timer werden diese wieder zu einem einzigen Puls, was verhindert, dass ein einzelnes detektiertes Teilchen mehrere Trigger auslöst. Die beiden 40  $\mu$ s-Timer haben jeweils einen Veto-Eingang, der bei logisch High verhindert, dass der 40  $\mu$ s-Puls gestartet wird.

Das Signal des einen Timers wird vom CAEN 16-Channel Counter[15] gezählt. Daraus erhält man die Rate der in den Detektor einfallenden Alpha-Teilchen. Der Veto-Eingang dieses Timers wird mit dem oben beschriebenen „Veto-Timer“ verbunden, der verhindert, dass das bei einer Entladung auftretende starke Anodensignal fälschlich als Alpha-Teilchen interpretiert wird. Bei hohen Entladungsraten wird dadurch die gemessene Rate der Alpha-Teilchen gesenkt. Da diese jedoch aufgrund der sehr großen Halbwertszeit der verwendeten Isotope (siehe Tab. 2.1) konstant ist, kann sie bei Detektorspannungen gemessen werden,

<sup>5</sup>CANBERRA Industries Model 2004[17]

## 2. Experimenteller Aufbau und Methoden

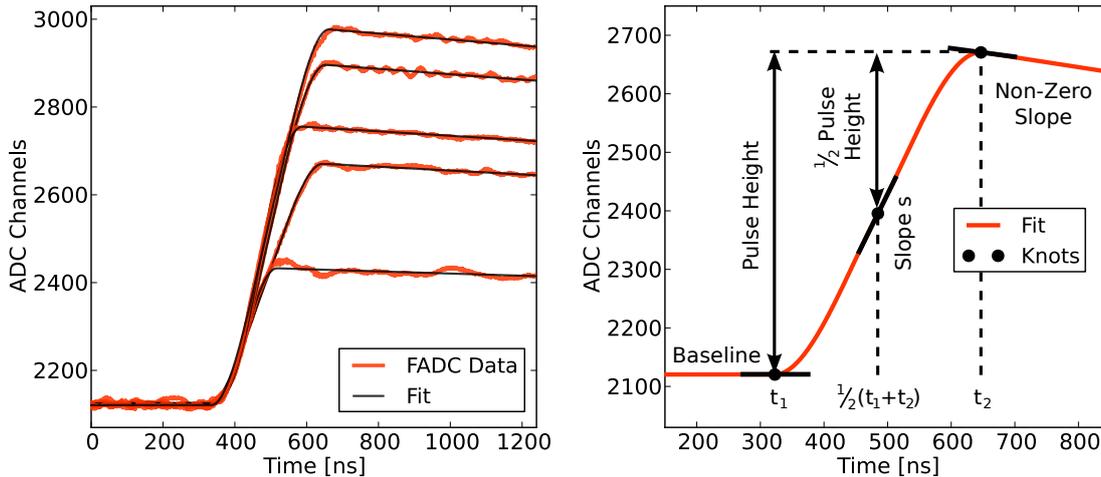


Abbildung 2.5.: Verschieden hohe am Flash-ADC gemessene Anodensignale von Alpha-Teilchen (links) und die zugehörigen Fits mit stückweisen Polynomen dritter Ordnung (rechts). Die freien Parameter des Fits sind Pulshöhe, Nulllinie, Anfangs- und Endpunkt des Signalanstiegs ( $t_1$  und  $t_2$ ) und die Steigung  $s$  am halben Signalanstieg  $1/2(t_1 + t_2)$ . Die Steigung an der dritten Stützstelle bei  $t_2$  ist proportional zur Pulshöhe mit einer festen, experimentell bestimmten Proportionalitätskonstante.

bei denen keine Entladungen auftreten.

Der zweite Timer liefert das Triggersignal für den Flash-ADC. Da der Flash-ADC manchmal abstürzt, wenn er während dem Datentransfer zum Auslese-PC nach einem Trigger einen zweiten Trigger erhält, wird das „Busy Sync Out“-Signal des Flash-ADCs mit dem Veto-Eingang des Timers verbunden. Dadurch kann dieser während dem Auslesen der digitalisierten Pulse keinen Trigger liefern. Da der Timer nur einen Veto-Eingang hat und deswegen nicht mehr mit dem oben beschriebenen „Veto-Timer“ verbunden werden kann, kann eine Entladung die Datenaufnahme des Flash-ADCs triggern, wodurch mitunter Entladungssignale statt Pulsen von Alpha-Teilchen aufgenommen werden. Diese können jedoch sehr leicht aus den Daten herausgefiltert werden (siehe Kap. 2.2.2).

## 2.2. Auswertung der Flash-ADC Daten

Der Flash-ADC<sup>6</sup> tastet das Signal vom ladungssensitiven Vorverstärker mit einer Rate von 2GHz ab und gibt es als 12-bit Zahlen mit Werten von 0 bis 4095 aus. Dabei entspricht ein Wert von 1 einem 0.244 mV hohen Ausgangssignal des Vorverstärkers. Der Flash-ADC kann ein etwa 1.2µs langes Signal aufnehmen, das Aufnahmezeitpunkt kann um den Triggerzeitpunkt herum verschoben werden. In Abbildung 2.5 sieht man links die von Alpha-Teilchen im Micromegas-Detektor erzeugten Signale mit der für ladungssensitive Vorverstärker typischen sigmoiden Form, die im Wesentlichen das Integral über das wenige 100ns lange Ladungssignal ist. Nachdem das Pulsmaximum erreicht ist, fällt das Signal im einfachsten Fall exponentiell ab, da sich der Rückkoppelkondensator des Verstärkers über den parallel geschalteten Widerstand wieder entlädt. In der Praxis ist dem Ausgang dieser ersten Ver-

<sup>6</sup>Ein Flash-ADC ist ein besonders schneller Analog-Digital-Wandler, bei dem das Eingangssignal gleichzeitig von  $2^N$  Komparatoren mit allen  $2^N$  möglichen über einen Spannungsteiler erzeugten Ausgabewerten verglichen wird, wobei  $N$  die Anzahl der Bits der Ausgabezahl ist.

stärkerstufe noch ein RC-Filter nachgeschaltet[17], der die Form des exponentiellen Abfalls modifiziert. Im Bild ist der leichte Signalabfall nach dem Maximum gut zu erkennen. Die Zeit, die benötigt wird, bis das Signal vom Vorverstärker wieder die Nulllinie erreicht, liegt in der Größenordnung von mehreren 10  $\mu\text{s}$ .

Der direkt nach dem Maximum auftretende Pulshöhenabfall wird auf der Zeitskala von wenigen  $\mu\text{s}$  in sehr guter Näherung durch eine Gerade beschrieben. Da der Vorverstärker mit dem RC-Filter sich als lineares System beschreiben lässt, bei dem das Superpositionsprinzip gilt, muss die Steigung der Abfallgeraden bei einem doppelt so hohen Signal auch die doppelte Steigung haben. Daher muss die Steigung der Abfallgeraden proportional zur Pulshöhe sein.<sup>7</sup>

### 2.2.1. Pulshöhenfit

Um automatisch<sup>8</sup> die relevanten Parameter wie Pulshöhe und Anstiegszeit aus den gemessenen Signalen zu bestimmen, wird eine geeignete Funktion an die Daten gefittet.<sup>9</sup> Oft werden Daten dieser Art mit einer logistischen Funktion  $F(x) = b + h(1 + e^{(x_0-x)/a})^{-1}$  gefittet, die jedoch in diesem Fall den Übergangsbereich von der Nulllinie zum Anstieg schlecht beschreibt. Außerdem ist der Signalabfall nach dem Maximum nicht enthalten, was zu einer Unterschätzung der tatsächlichen Pulshöhe führt; die Unterschätzung ist noch dazu abhängig vom Zeitpunkt des Signalmaximums. Eine geeignetere und flexiblere Funktion ist ein stückweises Polynom dritten Grades, das in Abbildung 2.5 rechts gezeigt wird.

Es werden dabei vier Bereiche verwendet: vor dem Beginn des Anstiegs ( $t < t_1$ ) wird das Signal durch eine konstante Funktion beschrieben. Nach dem Maximum ( $t > t_2$ ) wird das Signal durch eine Gerade mit einer Steigung proportional zur Pulshöhe angenähert. Die Proportionalitätskonstante erhält man experimentell, indem man an Oszilloskopsignalen auf Zeitskalen von ungefähr 10  $\mu\text{s}$  die anfängliche Steigung nach dem Maximum des Signals misst und durch die Signalhöhe teilt. Es ergibt sich ein Wert von etwa  $-80 \text{ ms}^{-1}$ , d. h. die anfängliche Steigung bei einer Signalhöhe von einem Volt ist  $-80 \text{ V/ms}$ .

Im Anstiegsbereich des Signals wird das Signal jeweils auf den Intervallen  $[t_1, 1/2(t_1 + t_2)]$  und  $[1/2(t_1 + t_2), t_2]$  durch Polynome dritter Ordnung gefittet. Als Randbedingungen werden Stetigkeit und stetige Differenzierbarkeit der gesamten Fitfunktion verlangt. Außerdem wird gefordert, dass der Punkt an der Stelle  $1/2(t_1 + t_2)$  genau die halbe Signalhöhe hat. Die Steigung an der Stelle  $1/2(t_1 + t_2)$  bleibt ein freier Parameter. Insgesamt ergeben sich durch die Wahl dieser Fitfunktion fünf freie Parameter: die Höhe der Nulllinie, die Pulshöhe, der Anfang und die Dauer des Signalanstiegs ( $t_1$  und  $t_2$ ) sowie die Steigung am halben Signalanstieg.

**Abschätzung der Startparameter** Die Stabilität eines automatisierten Fits mit dem Levenberg-Marquardt-Algorithmus<sup>10</sup> hängt entscheidend von den gewählten Startparametern ab. Um eine gute Schätzung für diese zu erhalten, werden mit einem Infinite-Impulse-Response(IIR)-Filter<sup>11</sup> die hohen und tiefen Frequenzanteile aus dem Signal gefiltert. Das

<sup>7</sup>Die Linearität des Zusammenhangs zwischen Pulshöhe und anfänglicher Steigung des Signalabfalls wurde auch durch Korrelationsplots von Pulshöhe und gefitteter Steigung der Abfallgeraden validiert.

<sup>8</sup>Insgesamt wurden etwa 1.3M dieser Signale aufgenommen und ausgewertet, was eine Auswertung per Hand wie auch eine manuelle Durchsicht zu aufwendig macht.

<sup>9</sup>Das Programm, das die Fits durchführt, heißt `microgas/fit_python/fit.py`.

<sup>10</sup>Der Levenberg-Marquardt-Algorithmus minimiert beim Fitten iterativ die Summe der quadratischen Abweichungen von Fitfunktion und Daten durch Variation der freien Fitparameter.

<sup>11</sup>Ein IIR-Filter ist ein digitales Filter mit einer unendlich langen Impulsantwort. IIR-Filter sind numerisch sehr schnell berechenbar und können je nach Design aus einem Signal die hohen, mittleren oder tiefen

## 2. Experimenteller Aufbau und Methoden

Ergebnis ist in Abbildung 2.6 mit „Bandpass“ bezeichnet. Dessen Maximum und Minimum (im Bild mit schwarzen Punkten markiert) liefern eine gute Abschätzung für den Anfang und das Ende des Signalanstiegs ( $t_1$  und  $t_2$  in Abb. 2.5).

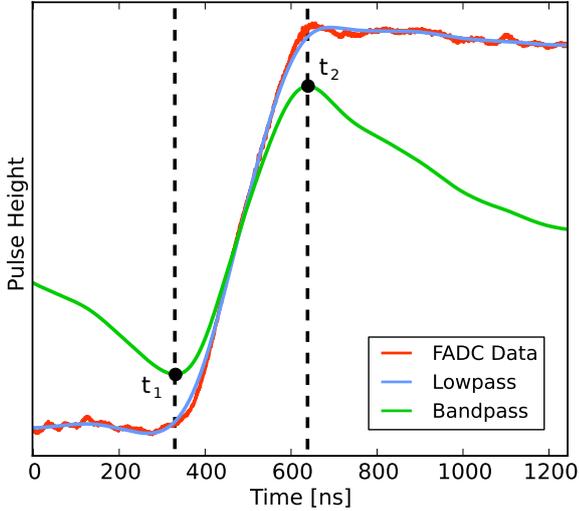


Abbildung 2.6.: Am Flash-ADC gemessenes Anodensignal eines Alpha-Teilchens und dessen Tiefpass- und Bandpass-Anteile, die zum Schätzen der Startparameter für den Signal-fit mit einem stückweisen Polynom verwendet werden (siehe Text).

Mit einem zweiten IIR-Filter wurde das Signal geglättet (im Bild mit „Lowpass“) bezeichnet. Der Mittelwert des geglätteten Signals jeweils rechts und links von den geschätzten Parametern  $t_1$  und  $t_2$  wurde als Startwert für die Nulllinie bzw. die Pulshöhe verwendet. Als Startwert für den fünften Fitparameter, die Steigung am halben Signalanstieg, wurde das Doppelte der Steigung verwendet, die sich ergibt, wenn man die beiden schwarzen Punkte in Abbildung 2.6 miteinander verbindet.

Die so berechneten Startparameter sind meistens sehr nahe an den vom Levenberg-Marquardt-Algorithmus gefundenen endgültigen Fitparametern, so dass nur wenige Iterationen zur Konvergenz ausreichen, und das automatisierte Fitten stabil ist. Die stückweisen Polynome dritten Grades beschreiben als Fitfunktion die gemessenen Daten gut.

### 2.2.2. Ausfiltern von Rauschen und Entladungssignalen

Es kommt vor, dass der Trigger nicht auf ein Alpha-Teilchen anspricht, sondern auf zufällig auftretendes elektromagnetisches Rauschen, das zum Beispiel von starken Funksendern am nahen Flughafen stammt und trotz sorgfältiger Erdung in den Detektor einkoppeln kann. Dieses Rauschen wird dann vom Flash-ADC aufgenommen und muss automatisiert ausgefiltert werden können. Da diese zufälligen Rauschereignisse keine sigmoide Form haben, sondern eher wie stark gedämpfte bipolare Schwingungen aussehen, können sie leicht erkannt werden. Dazu wird auf dem ersten und letzten Fünftel der aufgenommenen Pulsform jeweils die Mittelwerte  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  und die Standardabweichungen  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  berechnet. Als Maß dafür, mit welcher Wahrscheinlichkeit die aufgenommene Pulsform nicht von einem Alpha-Teilchen stammt, wird dann der Wert

$$R = \frac{\max(\sigma_1, \sigma_2)}{|\mu_1 - \mu_2|} \quad (2.1)$$

genommen.<sup>12</sup> Die Idee dabei ist, dass für eine sigmoide Form der Unterschied zwischen dem Mittelwert auf dem ersten und letzten Fünftel sehr groß ist ( $R$  also klein ist), während er für eine gedämpfte Schwingung, die im letzten Fünftel wieder auf die Nulllinie zurückkehrt, klein ist ( $R$  also groß ist). Das Maximum der Standardabweichung  $\max(\sigma_1, \sigma_2)$  wird als Maß für das intrinsische, hochfrequente Rauschen der Apparatur benutzt. Aus Analysen der

Frequenzen herausfiltern.

<sup>12</sup>Diese Methode ist an [3] angelehnt.

Daten ergibt sich, dass die Rauschereignisse effektiv herausgefiltert werden können, wenn man Ereignisse mit  $R > 0.1$  verwirft. Dieser Schnitt wurde auf alle Daten angewandt, dabei werden typischerweise zwischen 1 % und 5 % der Daten als Rauschen klassifiziert.

Aufgrund der verwendeten Ausleseelektronik (siehe Kap. 2.1.6) wird ein Trigger am Flash-ADC gelegentlich statt von einem Alpha-Teilchen von einer Entladung ausgelöst. Die dann aufgenommenen Pulse müssen ebenfalls ausgefiltert werden. Bei den Entladungen treten hohe Spannungen außerhalb des dynamischen Bereichs des Flash-ADC von  $-0.5\text{ V}$  bis  $+0.5\text{ V}$  auf. Alle aufgenommenen Pulse, bei denen Werte auftreten, die näher als 1 % an diesen Grenzen sind, werden deshalb verworfen.<sup>13</sup>

### 2.2.3. Pulshöhenspektrum

Trägt man die aus dem Fit gewonnenen Pulshöhen in ein Histogramm ein<sup>14</sup>, so erhält man Spektren, wie sie in Abbildung 2.7 links dargestellt sind. Die Form der Spektren entsteht aus einem Zusammenspiel von Winkelverteilung der Alpha-Teilchen und den verschiedenen Energien der drei in der Alpha-Quelle enthaltenen Nuklide Pu-239, Am-241 und Cm-244 (Details siehe Kap. 4.1.3). Ein durch den Detektor fliegendes Teilchen verliert im Driftraum eine bestimmte Energie, die nicht von der gewählten Drift- und Verstärkungsspannung abhängt. Deswegen ist auch die Verteilung der Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare nicht von  $V_{\text{drift}}$  und  $V_{\text{amp}}$  abhängig. Die an der Anode detektierten Pulshöhen sind bis auf statistische Fluktuationen, die zum Beispiel bei der Gasverstärkung auftreten, und systematischen Fehlern, wie zum Beispiel Inhomogenitäten in der Gasverstärkung, proportional zu der Zahl der im Driftraum erzeugten Elektron-Ion-Paare. Die Form der Pulshöhenspektren ist daher nicht von den Detektorspannungen abhängig. Mithin können die gemessenen Spektren durch Skalieren ineinander übergeführt werden, wie man an den drei gemessenen Spektren in Abbildung 2.7 links gut sieht.

Aus dem relativen Skalierungsfaktor zwischen verschiedenen Messungen können wesentliche Parameter des Micromegas-Detektors wie die Abhängigkeit des Gasverstärkungsfaktors von  $V_{\text{amp}}$  und die Elektronentransparenz des Gitters in Abhängigkeit von  $V_{\text{drift}}$  berechnet werden. Es ist also notwendig, aus den gemessenen Pulshöhenspektren den relativen Skalierungsfaktor zu berechnen. Der Skalierungsfaktor ist offensichtlich proportional zum Mittelwert der gemessenen Pulshöhenverteilungen, wodurch der relative Skalierungsfaktor gleich dem relativen Mittelwert zweier Spektren ist. Allerdings kann der Mittelwert in der Praxis nicht verwendet werden, da die Spektren bei kleinen Pulshöhen aufgrund von Rauschen abgeschnitten sind (Abb. 2.7 „Noise Cut“). Da dieser Schnitt immer an der gleichen Stelle ist (im Bild bei etwa 80 ADC-Einheiten), die Pulshöhenverteilungen aber relativ zueinander skaliert sind, verschiebt sich der Mittelwert der Verteilungen gegenüber dem wahren Mittelwert, der sich ohne den Schnitt ergäbe. Um diesen systematischen Feh-

<sup>13</sup>Dieser Schnitt beeinflusst die Qualität der Daten nicht, da diese extremen ADC-Werte außer bei Entladungen nur bei Verstärkungsspannungen auftreten, bei denen der Flash-ADC in die Sättigung geht. Bei diesen Spannungen kann aber die tatsächliche Pulshöhe sowieso nicht rekonstruiert werden, und die Pulshöhenspektren werden verzerrt. Dieser Effekt wird auch in Kapitel 4.4.1 diskutiert.

<sup>14</sup>Ein Histogramm ist im Wesentlichen eine Methode, um aus einer Stichprobe einer statistischen Verteilung die Wahrscheinlichkeitsdichte der ursprünglichen Verteilung abzuschätzen. In dieser Arbeit wird in Grafiken anstatt eines Histogramms oft die Methode der gaußschen Kerndichteschätzung verwendet, um die Verteilung einer Stichprobe grafisch darzustellen. Der Vorteil der Kerndichteschätzung ist, dass sie eine stetige Funktion erzeugt, die nicht von der Wahl der Grenzen der Histogrammklassen abhängt und auch optisch leichter zu interpretieren ist. Bei der Kerndichteschätzung wird die Wahrscheinlichkeitsdichte durch die Summe von Normalverteilungen fester, geeignet gewählter Breite geschätzt, deren Mitte jeweils auf jeden Punkt der Stichprobe verschoben wird.

## 2. Experimenteller Aufbau und Methoden

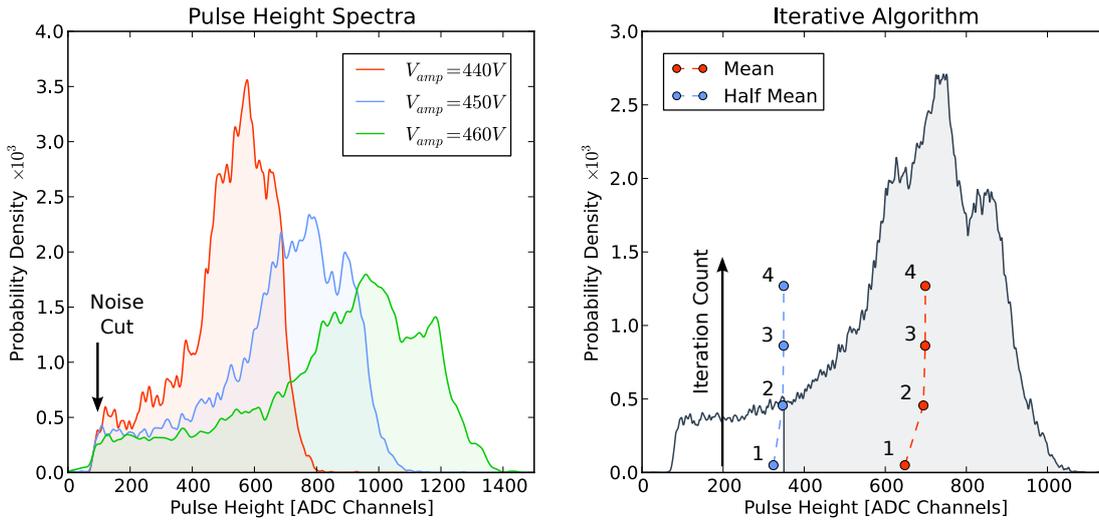


Abbildung 2.7.: Linke Seite: Gemessene Pulshöhenspektren für drei verschiedene Werte der Verstärkungsspannung  $V_{amp}$ . Die Pulshöhen wurden durch Fitten eines stückweisen Polynoms aus den gemessenen ADC-Pulsen erhalten (Kap. 2.2.1). Rechte Seite: Illustration des iterativen Algorithmus, der zur Berechnung des beschnittenen Mittelwertes verwendet wird.

ler zu vermeiden, wird mit dem folgenden Algorithmus<sup>15</sup> ein „beschnittener Mittelwert“ berechnet:

1. Berechne den Mittelwert der Pulshöhenverteilung
2. Verwerfe alle Pulshöhen, die kleiner als der halbe Mittelwert sind
3. Beginne mit der neuen Pulshöhenverteilung wieder bei 1.

In Abbildung 2.7 ist rechts der Ablauf des Algorithmus und der Mittelwert und dessen Hälfte für verschiedene Iterationen des Algorithmus dargestellt. Wie man sieht, konvergiert der Algorithmus sehr schnell. Es kann einfach gezeigt werden, dass der Algorithmus immer konvergiert, und dass der so berechnete beschnittene Mittelwert immer proportional zum wahren Mittelwert der Verteilung ist, falls die Spektren bis auf Skalierung alle dieselbe Form haben. Statt dem halben Mittelwert kann auch jeder andere Anteil des Mittelwerts verwendet werden. Der halbe Mittelwert ist aber in der Praxis ein guter Kompromiss, da relativ wenig Pulse verworfen werden (typischerweise etwa 10%) und trotzdem ein genügend großer Abstand zu der „Noise Cut“-Kante in den Spektren gegeben ist.

<sup>15</sup>Der Algorithmus ist in `microgas/fit_python/spectrum_fit.py` in der Funktion `amp_mean_cut()` implementiert.

## 3. Monte-Carlo-Simulationen der physikalischen Vorgänge im Detektor

Um die experimentell gewonnenen Daten zur Entladungswahrscheinlichkeit und der Pulshöhe in Abhängigkeit von den Detektorparametern wie Driftfeld und Verstärkungsfeld interpretieren zu können, wurden Simulationen zu den verschiedenen physikalischen Vorgängen im Detektor durchgeführt. Die meisten der relevanten Prozesse im Detektor sind aufgrund ihrer Komplexität oder der Komplexität der Detektorgeometrie einer mehr als oberflächlichen analytischen Berechnung nur schwer zugänglich. Dazu gehört die Ionisation des Detektorgases durch die Alpha-Teilchen und die Bewegung der Elektronen im Driftfeld sowie die Prozesse der Townsend-Lawine in der Gasverstärkung.

In diesem Kapitel werden die Programme beschrieben, die zur Simulation der physikalischer Vorgänge im Micromegas-Detektor verwendet wurden. Ein Teil der Programme wurde neu geschrieben, dazu wurden die Programmiersprachen `python` und `C++` verwendet[20].

Dieses Kapitel kann beim ersten Lesen auch übersprungen werden und später als Referenz verwendet werden, wenn beim Vergleich der experimentell gewonnenen Daten mit den verschiedenen Simulationen darauf Bezug genommen wird.

### 3.1. Winkelverteilung der in den Detektor eintretenden Alpha-Teilchen

Um Aussagen über den Energieverlust der Alpha-Teilchen und damit die Anzahl der Ion-Elektron-Paare im Driftvolumen treffen zu können, muss die relative Anzahl der unter einem bestimmten Winkel  $\beta$  in den Detektor eintretenden Teilchen bekannt sein. Der genaue Ort des Eintritts spielt dabei keine Rolle, da der Micromegas-Detektor sich überall gleich verhält und alle Streifen elektrisch verbunden sind. Mithin ändern sich die Pulshöhe des Signals an den Anodenstreifen und die Wahrscheinlichkeit, dass ein Alpha-Teilchen eine Entladung auslöst, bei einer bloßen waagrechten Translation der Ionisationsspur nicht.

Da die emittierende Schicht der in den Experimenten verwendeten Alphaquelle sehr dünn ist, kann man annehmen, dass die Teilchen isotrop abgestrahlt werden. Die abgestrahlten Teilchen werden dann entweder an Aluminiumteilen der Quellenhalterung und des Detektorgehäuses absorbiert oder gelangen in den Detektor. Da die verwendete Geometrie zylindersymmetrisch ist kann man die Quelle als runde Scheibe und die Aluminiumteile als eine Reihe von geeignet positionierten Kreisblenden approximieren, wie sie in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt sind. Jede Blende hat zwei Parameter: den Abstand von der Quelle und einen Radius.

Um die Winkelverteilung der von der Quelle emittierten Teilchen zu finden, wurde ein `python`[20]-Programm<sup>1</sup> geschrieben, das Paare von zufälligen Positionen auf der Quellscheibe mit zufälligen Richtungen<sup>2</sup> erzeugt. Es wird dann für jede Blende überprüft, ob

---

<sup>1</sup>`microgas/fit_python/blende.py`

<sup>2</sup>Die Positionen werden erzeugt, indem ein  $x, y$ -Koordinatenpaar im Bereich  $[-r, r] \times [-r, r]$  gleichverteilt

### 3. Monte-Carlo-Simulationen der physikalischen Vorgänge im Detektor

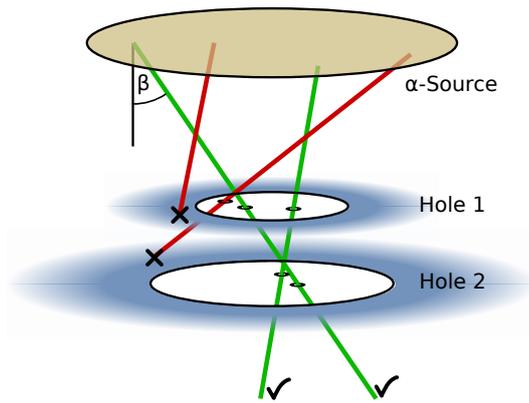


Abbildung 3.1.: Illustration des Monte-Carlo-Prozesses der zum Finden der Verteilung der Winkel  $\beta$  der von der Quelle abgestrahlten  $\alpha$ -Teilchen verwendet wird. Auf der Quelle werden isotrop zufällig Strahlen erzeugt, die nur zur finalen Verteilung addiert werden, wenn sie von keiner Blende absorbiert werden.

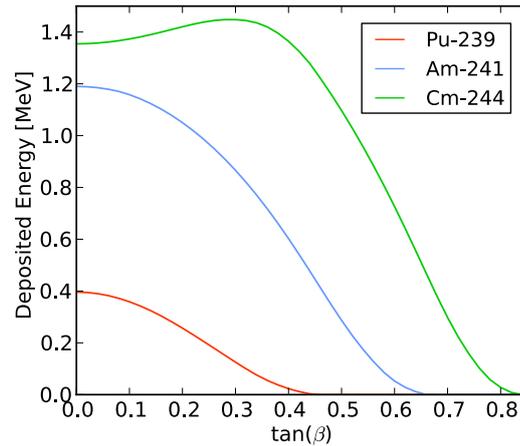


Abbildung 3.2.: Im Driftraum des Micromegas-Detektors abgegebene Energie in Abhängigkeit vom Tangens des Eintrittswinkels  $\beta$  für Alphateilchen verschiedener Isotopen, wie sie das Programm `energieverlust.py` berechnet.

ein Strahl, der an der erzeugten Position mit der dazugehörigen Richtung startet, innerhalb oder außerhalb des Blendenradius durch die Blende geht. Trifft ein Strahl auf den Außenteil mindestens einer Blende, so wird er verworfen. Für alle anderen Strahlen wird ihr Winkel  $\beta$  zur Symmetrieachse berechnet und gespeichert. Die so berechneten Winkel  $\beta$  werden für einige zehntausend simulierte Teilchen in ein Histogramm eingetragen um eine Abschätzung der tatsächlichen Winkelverteilung zu erhalten. Die erhaltenen Winkelverteilungen haben entgegen der Intuition ein Maximum bei einem endlichen Winkel, wogegen die Wahrscheinlichkeitsdichte für senkrecht in den Detektor einfallende Teilchen ( $\beta = 0$ ) verschwindet. Dies liegt daran, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen unter dem Winkel  $\beta$  emittiert wird, proportional zur Oberfläche eines Kegels mit dem Öffnungswinkel  $2\beta$  ist. Für  $\beta = 0$  degeneriert der Kegel zu einer Linie mit verschwindender Oberfläche.

## 3.2. Energieverlust der Alpha-Teilchen

Um die räumliche Verteilung der im Driftvolumen erzeugten Ion-Elektron-Paare zu berechnen benötigt man neben der Winkelverteilung der Alpha-Teilchen auch deren Energie beim Eintritt in den Driftraum sowie den Energieverlust pro Längeneinheit (Stopping Power)  $dE/dx(E)$ , der von der Energie der Teilchen abhängt. Die Stopping Power für verschiedene Materialien erhält man mit der Bethe-Bloch-Formel; genauere Werte können mit den Programmen ASTAR[21] oder SRIM[22] erhalten werden, die noch Korrekturen zur Bethe-Bloch-Formel enthalten. Diese Programme erzeugen für verschiedene Materialien Tabellen mit  $dE/dx$  in Abhängigkeit von der Energie  $E$ . SRIM kann mit dem Unterprogramm TRIM

---

erzeugt werden, wobei  $r$  der Radius der Quelle ist. Dann wird überprüft, ob die so erzeugten Koordinaten innerhalb der Kreisscheibe liegen, d. h.  $x^2 + y^2 < r^2$ . Falls nicht, wird der Vorgang wiederholt, bis zufällig ein Paar innerhalb der Scheibe erzeugt wurde. Nach dem gleichen Prinzip wird auch eine isotrope Richtungsverteilung erzeugt, indem ein Richtungsvektor  $\langle x, y, z \rangle$  im Bereich  $[-1, 1] \times [-1, 1] \times [-1, 1]$  erzeugt wird, der verworfen wird, falls er nicht in der Einheitskugel liegt.

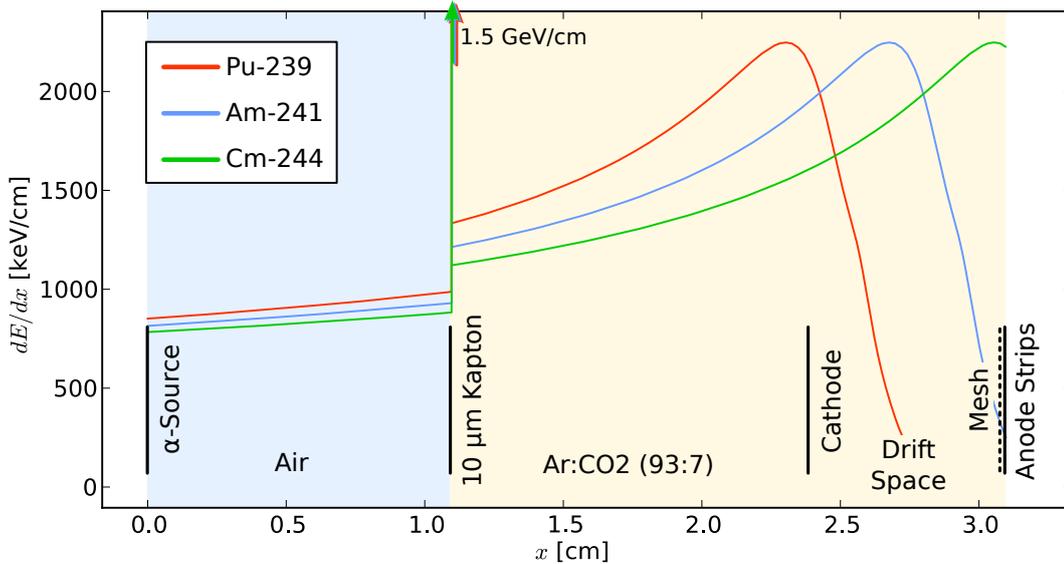


Abbildung 3.3.: Simulierter Energieverlust von Alpha-Teilchen, die senkrecht in den Detektor einfallen, in Abhängigkeit vom Ort für die drei primären Teilchenenergien 5157 keV (Pu-239), 5486 keV (Am-241) und 5805 keV (Cm-244). Die Alpha-Teilchen durchqueren zuerst 11 mm Luft, treten dann durch eine 10  $\mu\text{m}$  dicke Kaptonfolie in das Micromegas-Gehäuse ein und gelangen schließlich durch das Kathodengitter in den Driftraum. Die Alpha-Teilchen aus dem Plutonium (rote Linie) deponieren bei diesem Quellenabstand nur sehr wenig Energie im Driftvolumen, da der Bragg-Peak noch vor der Kathode liegt.

auch den genauen Weg von Alpha-Teilchen durch eine gegebene Detektorgeometrie verfolgen, wobei Effekte wie Streuung der Alpha-Teilchen berücksichtigt werden. Dies wurde hier jedoch nicht verwendet.

Kennt man  $dE/dx(E)$  für alle beteiligten Materialien in dem in Frage kommenden Energiebereich der Alpha-Teilchen, so kann man durch numerisches Integrieren  $E(x)$  und  $dE/dx(x)$  berechnen. Die Zahl der Ionisationselektronen pro Längeneinheit  $dN/dx$  erhält man dann, indem man durch die Energie teilt, die nötig ist, um ein Elektron-Ion-Paar im Detektorgas zu erzeugen.<sup>3</sup>

Ein zur Simulation des Energieverlusts der Alpha-Teilchen in der hier verwendeten Detektorgeometrie geschriebene Programm<sup>4</sup> liest die von SRIM erzeugten Tabellen der Stopping Power für Luft, Kapton und das Detektorgas ein und berechnet durch numerische Integration den Energieverlust eines Alphateilchens gegebener Energie unter der Annahme, dass es sich auf einer geraden Spur mit dem Winkel  $\beta$  bewegt.<sup>5</sup> Wie in Abbildung 3.3 zu sehen, wird der Energieverlust in Luft, Kapton und dem Argon/CO<sub>2</sub>-Gas im Micromegas-Detektor berechnet. Die Weglängen werden jeweils mit dem geometrischen Faktor  $\sqrt{1 + (\tan \beta)^2}$  multipliziert, um den Winkel des Alpha-Teilchens zu berücksichtigen. Zur Berechnung des Energieverlusts wird das explizite Euler-Verfahren<sup>6</sup> verwendet, bei dem ausgehend von der

<sup>3</sup>Diese Energie wird in der englischsprachigen Literatur oft „w-factor“ genannt. Diese Notation wird im Folgenden übernommen.

<sup>4</sup>`microgas/fit_python/energieverlust.py`

<sup>5</sup>Tatsächlich werden die Alpha-Teilchen durch Stöße von ihrer geraden Bahn abgelenkt, siehe dazu Kapitel 4.1.4.

<sup>6</sup>Das Euler-Verfahren zur numerischen Integration von Anfangswertproblemen wird auch als Me-

### 3. Monte-Carlo-Simulationen der physikalischen Vorgänge im Detektor

Anfangsenergie  $E_0$  der Energieverlust  $dE/dx(E)$  jeweils auf einem kleinen Intervall  $\Delta x$  als konstant angenommen wird. Damit berechnet sich die verbleibende Teilchenenergie nach einer Strecke von  $(n + 1) \cdot \Delta x$  zu

$$E_{n+1} = E_n - \frac{dE}{dx}(E_n) \cdot \Delta x. \quad (3.1)$$

Die Schrittweite  $\Delta x$  wird so gewählt, dass jeweils 1000 Schritte in Luft, Kapton, zwischen Kapton und Kathode und im Driftraum gemacht werden. Versuche haben gezeigt, dass eine weitere Verkleinerung der Schrittweite keine brauchbare Genauigkeitssteigerung bringt. Da diese Berechnungen relativ zeitaufwendig sind, werden sie für alle beteiligten Alphaenergien (siehe Tab. 2.1) für 100 Winkel zwischen  $0^\circ$  und  $63^\circ$  berechnet und gespeichert. In Abbildung 3.2 ist der so simulierte Energieverlust der Alpha-Teilchen im Driftraum dargestellt. Man sieht, dass die deponierte Energie von Cm-244 erst zu größeren Winkeln  $\beta$  ansteigt, da der Bragg-Peak, der für  $\beta = 0$  zu einem Teil hinter den Anodenstreifen liegen würde (in Abb. 3.3 die grüne Linie), durch den bei größeren Winkeln längeren zurückgelegten Weg vollständig ins Detektorvolumen wandert.

### 3.3. Simulationen mit dem Garfield-Programmpaket

Um die gemessenen Pulshöhen und Entladungsraten interpretieren zu können, ist es wichtig, sowohl die Elektronentransparenz des Gitters als auch die Gasverstärkung als Funktion von Driftfeld  $E_{\text{drift}}$  und Verstärkungsfeld  $E_{\text{amp}}$  zu kennen. Die relative Gasverstärkung ist experimentell relativ leicht zugänglich, indem man die Pulshöhen an der Anode in Abhängigkeit von der Verstärkungsspannung misst. Man kann die Elektronentransparenz indirekt messen, indem man eine Pulshöhenänderung bei Variation des Driftfeldes als ausschließlichen Effekt der sich ändernden Transparenz des Gitters für Elektronen interpretiert.

Im Gegensatz zu Gasverstärkung und Elektronentransparenz ist die Diffusion sowie die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Driftfeld mit meinem experimentellen Aufbau nicht messbar. Da aber erwartet wird, dass vor allem die Diffusion einen großen Einfluss auf die Wahrscheinlichkeit einer Entladung hat, müssen diese Parameter aus einer Simulation gewonnen werden. Aus der Simulation können auch absolute Werte für Gasverstärkungsfaktor und Elektronentransparenz erhalten werden. Diese können verwendet werden, um die Richtigkeit der Simulation zu überprüfen, indem sie mit den Messdaten wie oben beschrieben verglichen werden.

Die Simulation der physikalischen Vorgänge beim Elektronentransport wurde mit der Programm-bibliothek `Garfield++`[23] durchgeführt. Diese wurde am CERN ursprünglich als `Fortran`-Programm für die Simulation von Myon-Drift-Röhren geschrieben und dann auf `C++` portiert und weiterentwickelt. Die Basis für die Simulation in `Garfield++` sind die tabellierten Wirkungsquerschnitte für elastische, inelastische und ionisierende Stöße von Elektronen mit verschiedenen Gasatomen und -molekülen aus dem Programm `Magboltz`<sup>7</sup>, ebenfalls eine CERN-Entwicklung.

`Garfield++` kann diese Wirkungsquerschnitte direkt in einer mikroskopischen Simulation verwenden, bei der die einzelnen Stöße der Elektronen verfolgt werden. Es kann auch von `Magboltz` die emergenten Parameter wie Driftgeschwindigkeit und laterale und transversale Diffusionskoeffizienten in Abhängigkeit vom elektrischen Feld berechnen lassen, und

---

thode der kleinen Schritte bezeichnet.

<sup>7</sup>„Magboltz - transport of electrons in gas mixtures“[24] berechnet den Transport von Elektronen in verschiedenen Gasen, indem es die Boltzmannsche Transportgleichung löst.

diese dann in einer Monte-Carlo-Simulation der Elektronendrift benutzen. Mit der direkten mikroskopischen Methode ist es möglich, Elektronenvervielfachung bei Stößen und damit Gasverstärkung durch Elektronenlawinen zu simulieren.

Für die Simulation benötigt **Garfield++** die elektrischen und magnetischen Felder sowie die Positionen der Oberflächen im simulierten Volumen. Einfache symmetrische Geometrien können direkt mit **Garfield++** erstellt werden. Für komplexe Geometrien stellt **Garfield++** ein Interface zu verschiedenen FEM<sup>8</sup>-Programmen zur Verfügung, aus denen die elektromagnetischen Felder sowie die Geometrie importiert werden können. Da das gewobene Gitter des Micromegas-Detektors mit den einfachen Methoden von **Garfield++** nicht mehr dargestellt werden kann, musste die geometrische Modellierung und Berechnung des elektrischen Feldes mit einem anderen Programm durchgeführt werden, in diesem Fall **gmsh**[25] für die Erstellung des FEM-Meshes<sup>9</sup> und **elmer**[26] für die Lösung der Poisson-Gleichung des elektrischen Feldes. Beide Programme sind Open-Source-Software und werden aktiv weiterentwickelt.

Bei der Verwendung dieser Programme wurde im Wesentlichen der Anleitung in [27] gefolgt. Es wurden ausschließlich die Elektronen simuliert. Die bei der Verstärkung erzeugten positiven Ionen driften in etwa 150 ns zum Gitter. Während dieser Driftzeit ist die Gasverstärkung in dem betroffenen Bereich beeinträchtigt. Einen viel signifikanteren Einfluss auf die Detektorperformance haben jedoch die wenigen Ionen, die durch das Gitter in den Driftraum hindurchtreten („Ion Backflow“ genannt) und primäre Elektronen einfangen können. Diese Effekte sind nur für sehr hohe Ereignisraten im Detektor relevant und wurden daher in den hier durchgeführten **Garfield++**-Simulationen nicht betrachtet.

#### 3.3.1. Erzeugung eines FEM-Modells mit gmsh

Für die Simulation von Gittertransparenz und Gasverstärkung ist vor allem die Inhomogenität des elektrischen Feldes in der Nähe des Gitters interessant. Das elektrische Feld im Driftraum in einiger Entfernung vom Gitter ist im Wesentlichen konstant, ebenso im Verstärkungsraum. In der Nähe der Anodenstreifen treten ebenso Verzerrungen des elektrischen Feldes auf, die einen Einfluss auf die Gasverstärkung haben können. Das zwischen den Anodenstreifen liegende nichtleitende Platinenmaterial hat einen komplexen Einfluss auf die Pulshöhen, da es sich durch die auf der Oberfläche auftreffenden Elektronen aufladen kann und dadurch das Verstärkungsfeld reduziert.<sup>10</sup>

Ein limitierender Faktor bei der Modellierung der Geometrie ist die Anzahl der am Ende erzeugten Finiten Elemente, da die Laufzeit einer **Garfield++**-Simulation ungefähr proportional zur Zahl der Elemente ansteigt. Deswegen ist es günstig, eine vorhandene Periodizität auszunutzen und nur die sich daraus ergebende Einheitszelle zu modellieren. Die relevanten periodischen Strukturen sind das Gitter mit einer Periodizität von 63.5  $\mu\text{m}$  (entspricht 400 lines per inch) in beide horizontale Richtungen und die Anodenstreifen mit einer Periodizität von 250  $\mu\text{m}$  in eine Richtung. Da  $250 \mu\text{m}/63.5 \mu\text{m} \approx 4$  ist, könnte man vier Einheitszellen des Gitters benutzen und damit einen Detektor mit einer Streifen-Periodizität von 254  $\mu\text{m}$  modellieren, was eine sehr gute Näherung wäre. Die Simulation von tausend Elektronen

<sup>8</sup>Finite-Elemente-Methode bezeichnet eine Gruppe von numerischen Lösungsverfahren, bei denen das physikalische Problem räumlich in kleine Bereiche unterteilt wird, auf denen dann eine Konstanz oder Linearität der zu berechnenden Größen angenommen wird.

<sup>9</sup>Um Verwechslungen mit dem Drahtgitter des Micromegas-Detektors zu vermeiden, wird das Gittermodell des Finite-Elemente-Modells im Folgenden als „Mesh“ bezeichnet.

<sup>10</sup>Dieser „Charge Up“ genannte Effekt kann einen Einfluss auf die Pulshöhe in der Größenordnung von 10 % erreichen[28], die angesammelte Ladung fließt nur langsam wieder vom Platinenmaterial ab. Bisher ist der Einfluss von Charge-Up aber relativ schlecht untersucht worden.

### 3. Monte-Carlo-Simulationen der physikalischen Vorgänge im Detektor

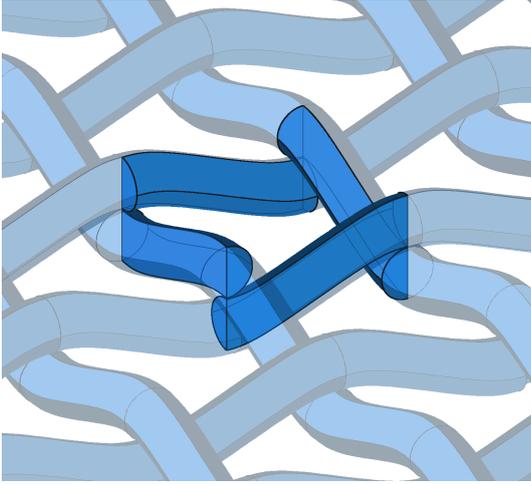


Abbildung 3.4.: Einheitszelle des Drahtgitters im Micromegas-Detektor, wie sie mit `gmsh` modelliert wurde.

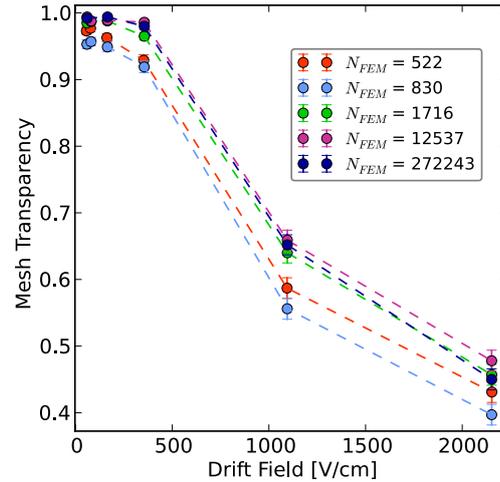


Abbildung 3.5.: Abhängigkeit der Elektronentransparenz des Gitters vom Driftfeld für verschieden feine FEM-Modelle.  $N_{FEM}$  ist die Anzahl der Elemente im Modell.

für eine einzelne Kombination aus Drift- und Verstärkungsfeld würde dann aber mehrere Tage benötigen. Deswegen wurde hier die Struktur der Anodenstreifen vernachlässigt und für die Simulation nur die Einheitszelle des Drahtgitters verwendet. Der Einfluss der Feldinhomogenitäten an den Anodenstreifen wird dabei komplett vernachlässigt.

In Abbildung 3.4 ist das Gitter und seine Einheitszelle, wie es in `gmsh` modelliert wurde, zu sehen. Die Drähte sind durch Kreise modelliert, die entlang einer B-Spline extrudiert werden. Die Kontrollpunkte der B-Spline (Krümmung der Drähte) wurden so gewählt, dass die erzeugte Geometrie möglichst dem unter dem Mikroskop betrachteten Drahtgitter ähnelt. Um zu vermeiden, dass die Drähte sich schneiden, was ein Problem bei der Erzeugung der Finiten Elemente ist, sind sie an den Kreuzungspunkten um  $0.4\ \mu\text{m}$  voneinander getrennt. Die erzeugte Geometrie sollte eine gute Näherung an das tatsächlich verwendete Drahtgitter sein.

Existierende Simulationsstudien [29, 30] haben den Einfluss verschieden vereinfachter Geometrien auf die simulierte Elektronentransparenz untersucht. In [29] wird dabei ein Unterschied von 60 % der Elektronentransparenz zwischen Löchern mit quadratischem und 16-eckigem Querschnitt festgestellt. Allerdings enthielt die verwendete Geometrie scharfe Kanten, an denen sehr hohe elektrische Feldstärken auftreten. Vergleichbarer mit der hier verwendeten Geometrie mit einer optischen Transparenz von 51 % sind die Studien von Lazić et al.[30], die bei einer optischen Transparenz von 50 % auf einen Unterschied von unter 2 % in der Elektronentransparenz zwischen einer einfachen zylindrischen Geometrie<sup>11</sup>, einem gewobenen Gitter und einem gewobenen und gewalzten Gitter kommen. Es ist also zu erwarten, dass die hier verwendete Geometrie ausreichend genau ist.

Ein weiterer Parameter, der die Simulationsergebnisse beeinflusst, ist die Feinheit des erzeugten FEM-Meshes. Einerseits will man ein möglichst feines Mesh erzeugen, damit die Abweichung des berechneten elektrischen Feldes von dem tatsächlichen Feld durch die feinere Teilung möglichst klein wird. Andererseits steigt die benötigte Rechenzeit sowohl zum

<sup>11</sup>Die verwendete Geometrie besteht aus zylinderförmigen Drähten, die anstatt miteinander verwoben zu sein, alle in einer Ebene liegen und sich schneiden.

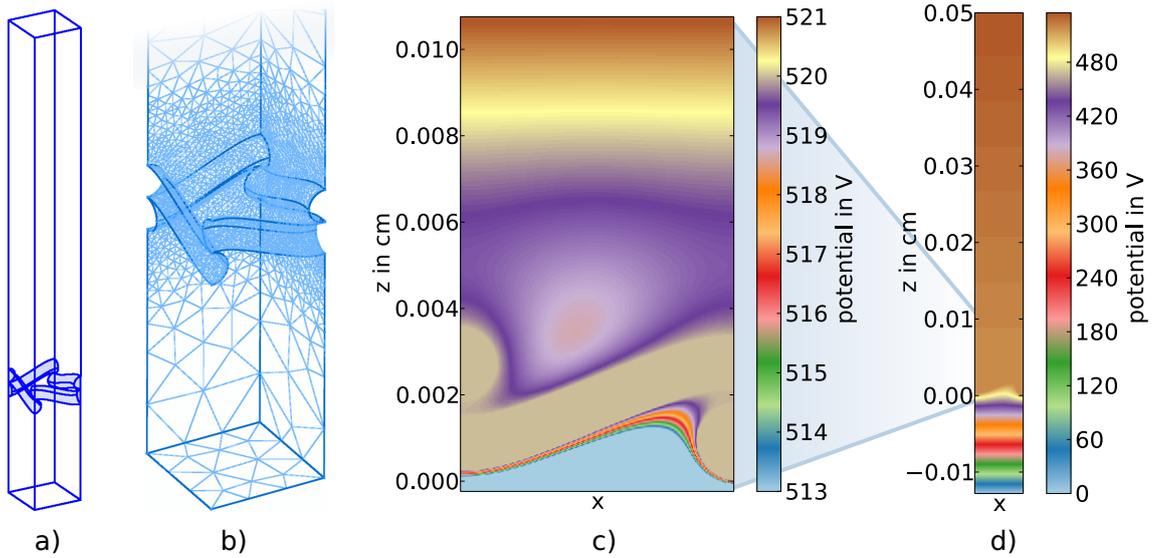


Abbildung 3.6.: (a) Das verwendete Modell des Micromegas-Detektors mit der Platzhalter-Kathode in 0.5 mm Abstand vom Gitter. Die Anodenstreifen sind nicht modelliert. (b) Die Oberflächenelemente des von `gmsh` erzeugten FEM-Meshes; man erkennt die feinere Unterteilung des Meshes nahe des Drahtgitters. (c) und (d) Schnitt durch das elektrische Potential wie es von `elmer` berechnet wird. Man erkennt im unteren Teil von (c) das auf konstantem Potential liegende Gitter und wie das Verstärkungsfeld durch die Löcher des Gitters in den Driftraum übergreift. (d) zeigt das elektrische Potential im gesamten FEM-Modell.

Lösen der elektrischen Feldgleichungen als auch vor allem die der `Garfield++`-Simulationen mit der Anzahl der erzeugten Elemente stark an. Deswegen will man das erzeugte Mesh gerade so fein machen, dass eine weitere Unterteilung des FEM-Meshes keinen Genauigkeitsgewinn in der Simulation bringt. Außerdem muss das erzeugte FEM-Mesh in Bereichen kleiner Feldstärkevariationen, also weit weg vom Drahtgitter, weniger fein unterteilt sein als nahe an den Drähten, wo das E-Feld starke lokale Schwankungen aufweist. Um die optimale Meshauflösung zu finden, wurde die Elektronentransparenz des Gitters für verschieden fein aufgelöste FEM-Meshes in Abhängigkeit vom Driftfeld simuliert (Abb. 3.5). Für Modelle mit mehr als etwa  $N_{\text{FEM}} = 2000$  Elementen kann innerhalb des statistischen Fehlers kein Genauigkeitsgewinn mehr festgestellt werden. Da jeweils nur 1000 Elektronen simuliert wurden und der relativ große statistische Fehler vielleicht vorhandene Unterschiede zwischen den Modellen mit über 2000 Elementen überdeckt, wurde für die Simulationen der Gittertransparenz und der Gasverstärkung sicherheitshalber  $N_{\text{FEM}} \approx 40\,000$  gewählt.

### 3.3.2. Berechnen des elektrischen Feldes mit `elmer`

Das von `gmsh` erzeugte FEM-Modell wird an das Open-Source-Programm `elmer`[26] übergeben. `elmer` ist eine Software-Suite zum Lösen physikalischer Probleme und enthält neben Elektrostatik-Solvern auch Algorithmen zur Berechnung von Mechanik, Statik und Fluidmechanik. Zum Lösen der Gleichungen der Elektrostatik wurde der Solver „`StatElecSolve`“ verwendet, der für gegebene Randbedingungen das elektrische Feld an jedem Knotenpunkt des FEM-Meshes berechnet. Als Randbedingungen wird das Potential auf der Anode, der

### 3. Monte-Carlo-Simulationen der physikalischen Vorgänge im Detektor

Gitteroberfläche und der Kathode<sup>12</sup> festgelegt. Die Potentiale von Anode und Kathode werden für verschiedene Durchläufe der Simulation variiert. Als Randbedingung für die Kontaktflächen der Einheitszellen wurden natürliche Randbedingungen gewählt, d. h. der elektrische Fluss durch diese Oberflächen muss null sein.

In Abbildung 3.6 (c) und (d) sieht man das Ergebnis der von `elmer` durchgeführten Berechnung des elektrischen Feldes als Schnitt durch das Potentialfeld. Die geschwungene Fläche am unteren Bildrand ist ein Schnitt durch das auf konstantem Potential liegende Gitter. Man erkennt, wie das Verstärkungsfeld durch die Löcher des Gitters in den Driftraum hineingreift. Dies führt dazu, dass die Elektronen beim Übertritt in den Verstärkungsbereich um die Drähte des Gitters herumgeführt werden, wodurch sich die gegenüber der optischen Transparenz von 51 % deutlich höhere Elektronentransparenz des Gitters (siehe Kap. 4.3) erklären lässt.

#### 3.3.3. Simulation der Elektronendrift und Gasverstärkung mit Garfield++

Aufbauend auf dem Beispielprogramm aus [27], wurde mit der `Garfield++`-Programm-bibliothek ein C++-Kommandozeilenprogramm<sup>13</sup> geschrieben, das das von `elmer` berechnete elektrische Feld einliest und einzelne Elektronen auf ihrem Weg zur Anode verfolgt. Die Temperatur wurde auf 20 °C festgelegt, das Gas auf die auch in den Micromegas-Versuchen verwendete Mischung aus 93 % Argon und 7 % CO<sub>2</sub>. Die Elektronen werden im Driftraum 400 µm vom Gitter entfernt gestartet. In diesem Abstand ist die Inhomogenität des elektrischen Feldes nur noch sehr klein, die simulierte Elektronentransparenz des Gitters und die Gasverstärkung sollten sich also nicht ändern, wenn der Abstand weiter vergrößert wird. Ein größerer Startabstand würde nur unnötig die Rechenzeit vergrößern. Um Aliasing-Effekte durch die Gitterperiodizität zu vermeiden, wird der Startpunkt der Elektronen um einen zufälligen Wert parallel zum Gitter verschoben. Für die Simulation wird die mikroskopische Simulation von einzelnen Stößen, die `Garfield++` bereitstellt, verwendet. Für jedes Elektron wird neben anderen Informationen der Endpunkt, der entweder auf dem Gitter oder der Anode liegt, gespeichert, sowie die Zahl der erzeugten Sekundärelektronen. Daraus kann später der Gasverstärkungsfaktor und die Elektronentransparenz des Gitters rekonstruiert werden.

Zur Simulation der Driftgeschwindigkeit und der Diffusion der Elektronen wurde das Programm so verändert<sup>14</sup>, dass statt dem von `elmer` generierten elektrischen Feld ein homogenes Feld entlang der  $z$ -Achse wirkt. Die Elektronen werden bei  $z = 5$  mm gestartet und der Ort und die Zeit beim Erreichen von  $z = 0$  mm für jedes Elektron ausgegeben. Daraus können dann die Diffusionsparameter und die Driftgeschwindigkeit berechnet werden. Dies wird zum Überprüfen der Konsistenz jeweils mit der mikroskopischen Simulation als auch der Monte-Carlo-Methode von `Garfield++` durchgeführt. Im Prinzip ergeben sich aus der Simulation mit der Monte-Carlo-Methode genau die vorher von `Magboltz` berechneten und von `Garfield++` eingelesenen Diffusionsparameter. Diese könnten auch direkt verwendet werden. Allerdings vereinheitlicht die hier verwendete Vorgehensweise die spätere Auswertung der Daten.

<sup>12</sup>Da die Kathode im Vergleich zu den Dimensionen des Meshes mit 7 mm sehr weit entfernt ist und dies für den iterativen Lösungsalgorithmus von `elmer` ungünstig ist, wurde stattdessen in 0.5 mm Abstand vom Gitter eine Platzhalter-Kathode mit entsprechend proportional reduziertem elektrischem Potential platziert.

<sup>13</sup>`microgas/garfield_simu/simulation.cc`

<sup>14</sup>`microgas/garfield_simu/diffusion_simu.cc`

### 3.3.4. Einfluss des Penning-Effekts

Beim Gasverstärkungsprozess zwischen Gitter und Anode geben die Lawinenelektronen durch Stöße Energie an die Argonatome und  $\text{CO}_2$ -Moleküle ab. Ein Teil dieser Energie geht in die Anregung von Argon-Atomen in einen höheren Energiezustand. Es gibt nun einen Anregungszustand von Argon, der mit  $14.0\text{ eV}$  ungefähr  $0.2\text{ eV}$  mehr Energie besitzt als zur Ionisation von  $\text{CO}_2$  benötigt wird. Diese angeregten Argonatome können  $\text{CO}_2$ -Moleküle bei Stößen ionisieren. Dieser Prozess wird Penning-Effekt genannt. Um den Penning-Effekt quantitativ in der **Garfield++**-Simulation berücksichtigen zu können, benötigt man den Parameter  $P_p$ , der die Wahrscheinlichkeit angibt, dass ein mit  $14.0\text{ eV}$  angeregtes Argon-Atom seine Energie irgendwann<sup>15</sup> bei der Ionisation von  $\text{CO}_2$  abgibt. In **Garfield++** ist  $P_p$  ein freier Parameter, der vom Benutzer zur Verfügung gestellt werden muss.

In der Literatur finden sich für 93% Argon mit 7%  $\text{CO}_2$  verschiedene Werte von  $P_p = 0.23$  [31] bis  $P_p = 0.42$  [32]. Der erste Wert wurde durch Fitten der mit **Garfield++** erhaltenen Simulationsdaten an gemessene Gasverstärkungsfaktoren in Myon-Drift-Röhren erhalten. Der höhere Wert von  $P_p = 0.42$  stammt aus einer Studie, bei der ein theoretisches Modell für den Penning-Transfer an experimentelle Daten gefittet wurde, und an der auch der **Garfield++**-Autor beteiligt war.

Der Penning-Effekt hat aufgrund der exponentiellen Natur des Gasverstärkungsprozesses einen hohen Einfluss auf den Verstärkungsfaktor, wie in Abbildung 3.7 zu sehen. Um diese Daten zu erhalten, wurde für die oben beschriebene Gittergeometrie bei einer Verstärkungsspannung von  $V_{\text{amp}} = 520\text{ V}$  der Penning-Faktor  $P_p$  zwischen 0.05 und 0.6 variiert. Wie man sieht, unterscheidet sich der simulierte Gasverstärkungsfaktor für die beiden in der Literatur gefundenen Werte von  $P_p$  um einen Faktor zwei. Für die weiteren Simulationsstudien wurde der Penning-Faktor nach [32] zu  $P_p = 0.42$  gewählt.

Es ist nicht klar, wie groß dadurch der Fehler in der simulierten Gasverstärkung wird. Der Vergleich mit den experimentellen Daten in den Kapiteln 4.1.3 und 4.4 bietet keine klaren Hinweise darauf, wie groß der Penning-Faktor tatsächlich ist. Die Genauigkeit der relativen Gasverstärkungen sollte aber durch diese Wahl nur wenig beeinträchtigt sein. In Simulationen konnte ebenfalls kein Einfluss von  $P_p$  auf die Elektronentransparenz des Gitters beobachtet werden, weshalb die Genauigkeit dieser Simulationen durch die hier getroffene Wahl von  $P_p$  nicht beeinflusst wird.

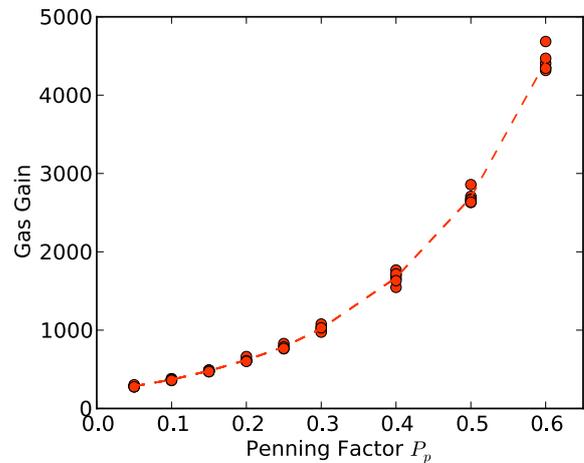


Abbildung 3.7.: Abhängigkeit der simulierten Gasverstärkung vom Penning-Faktor  $P_p$  bei einem Verstärkungsfeld von  $V_{\text{amp}} = 520\text{ V}$ .

<sup>15</sup>Die Energie kann auch zwischenzeitlich in andere Formen umgewandelt werden, bevor es zur Ionisation eines  $\text{CO}_2$ -Moleküls kommt. Wird die Anregungsenergie z.B. in Form eines Photons abgegeben, kann dieses Photon wieder ein Argon-Atom anregen, das dann wieder potentiell ionisiert.

## 4. Entstehung von Entladungen im Micromegas-Detektor

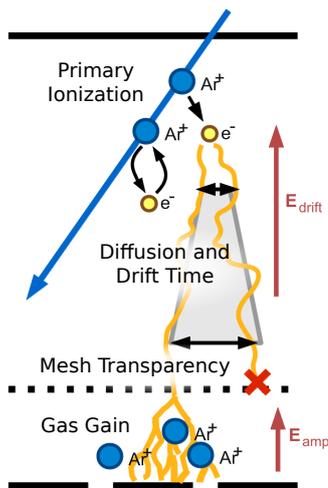


Abbildung 4.1.: Entladungen in Micromegas-Detektoren werden durch eine hohe Ladungsträgerdichte im Verstärkungsbereich verursacht. Diese hängt von der Verteilung der Ionisationselektronen, deren Driftzeit und Diffusion, der Elektronentransparenz des Gitters und der Gasverstärkung ab.

$V_{amp}$  beeinflusst, da diese den Gasverstärkungsfaktor bestimmt. Wird sie verringert, so steigt die zum Auslösen einer Entladung benötigte Ionisationsladung im Driftraum des Micromegas-Detektors an. Allerdings sinkt die Energieauflösung und die Detektionseffizienz mit der Verstärkungsspannung, weshalb man diese möglichst hoch wählen will. Dies ist problematisch, weil Micromegas-Detektoren meist als Myondetektoren im minimal ionisierenden Bereich verwendet werden und die erzeugte Primärladung eines Myons und eines stark ionisierenden Alpha-Teilchen sich um zwei bis drei Größenordnungen unterscheidet (siehe auch [33]). Es ist daher nicht praktikabel, die Verstärkungsspannung soweit zu senken, dass ein Alpha-Teilchen keine Entladung mehr auslösen würde.

Entladungen werden nicht nur durch stark ionisierende Teilchen ausgelöst, sondern treten auch bei hohen Teilchenraten auf. Der dafür verantwortliche Mechanismus ist noch nicht vollständig geklärt[7]. Das Auftreten der Entladungen bei hohen Raten kann nicht durch die im Verstärkungsbereich verbleibende Raumladung erklärt werden, da eine Erhöhung der Entladungswahrscheinlichkeit schon bei Raten gemessen werden kann, bei denen die positiven Ionen schon aus dem Verstärkungsbereich gedriftet sein müssten. Diese Art von

In Micromegas-Detektoren entstehen Entladungen im Verstärkungsbereich zwischen Gitter und den Anodenstreifen, wenn dort die Größe der Townsend-Lawine einen Wert von wenigen  $10^7$  (in manchen Fällen  $10^8$ ) Elektronen übersteigt, der das Raether-Limit genannt wird[5]. Dadurch entsteht ein leitender Kanal zwischen Gitter und Anode, über den sich das Gitter soweit entlädt, bis die Spannung zwischen Gitter und Anode nicht mehr ausreicht, um die Gasentladung aufrechtzuerhalten. Da der Widerstand im Entladungskanal stark absinkt, entlädt sich das Gitter fast vollständig. Während dem Wiederaufladen ist die Gasverstärkung entsprechend reduziert oder vollständig unterdrückt, was verhindert, dass Teilchen detektiert werden können. Außerdem kann der bei der Entladung auf der Anode entstehende starke Spannungspuls ohne eine entsprechende Schutzschaltung die Ausleseelektronik zerstören.

Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Entladung im Verstärkungsbereich entsteht, wird stark von der Verstärkungsspannung

Entladungen wird hier nicht weiter untersucht.

Um den Einfluss von Entladungen auf die Detektoreffizienz zu senken wurden Weiterentwicklungen des Micromegas-Konzepts vorgeschlagen. Das Ziel ist dabei, den Abfall des Verstärkungspotentials während einer Entladung auf wenige Streifen zu beschränken, so dass der restliche Teil des Micromegas-Detektors sofort nach der Entladung wieder voll effizient ist. Beim sogenannten Resistive-Strip-Micromegas-Detektor wird über die Auslestreifen galvanisch getrennt eine zweite Schicht Streifen aus Material mit hohem spezifischem Widerstand aufgebracht[34]. Diese wirken bei einer Entladung wie ein Löschwiderstand und verhindern eine Entladung des Gitters. Beim sogenannten Floating-Strip-Micromegas-Detektor[35] werden über die zum Auslesen verwendeten Streifen durch eine isolierende Schicht getrennt eine zweite Lage Kupferstreifen aufgebracht, die kapazitiv mit den Auslestreifen gekoppelt sind. Die oberen Streifen werden einzeln über  $10\text{ M}\Omega$  große Widerstände mit der Hochspannung verbunden<sup>1</sup>, wodurch jeweils nur wenige Streifen von einer Entladung betroffen sind.

## Der Streamer-Mechanismus

Die Gasverstärkung im Verstärkungsbereich entsteht durch eine Townsend-Lawine, bei der Elektronen im Verstärkungsfeld zwischen Stößen mit dem Detektorgas genügend Energie bekommen, um bei Stößen weitere Elektronen aus den Gasatomen und -molekülen herauszuschlagen zu können. Die im Lawinenprozess erzeugten positiven Ionen sind aufgrund ihrer größeren Masse für die Zeitskalen, auf denen sich die Elektronenvervielfachung abspielt, fast unbeweglich. Sie bleiben im Verstärkungsraum zurück und bilden eine Raumladung, die das Verstärkungsfeld hinter der Elektronenlawine, d. h. zwischen dem Gitter und den Lawinenelektronen, verstärkt[5]. Bei der Elektronenvervielfachung können negative Gasionen gebildet werden, die beim Zerfall in dem Bereich mit erhöhtem Feld sogenannte verzögerte Elektronen erzeugen. In der Townsend-Lawine können auch Photonen mit genügend Energie entstehen, um im Detektorgas oder am Gitter durch Photoeffekt verzögerte Elektronen zu erzeugen. Die verzögerten Elektronen erzeugen wieder eine Elektronenlawine. Da sie sich dabei in einem durch die Raumladung erhöhten elektrischen Feld bewegen, steigt die Rate, mit der weitere verzögerte Elektronen erzeugt werden, und der Prozess verstärkt sich selbst. Die Photoionisation von Gasatomen kann auch außerhalb des ursprünglichen Lawinenkanals passieren, wodurch sekundäre Lawinen erzeugt werden.

Dieser sich selbst verstärkende Mechanismus führt schließlich zum Entstehen von sogenannten Streamern, die aus Plasma bestehen und sich hauptsächlich aufgrund von Photoionisation in der Gasphase ausbreiten[36]. Die Streamer können schließlich zum Durchschlag führen. Der genaue Mechanismus, der in Micromegas-Detektoren zum Durchschlag führt, hängt auch vom verwendeten Detektorgas ab. Zum Beispiel spielen für Gasmischungen mit schlechtem Quenching<sup>2</sup> Photonen, die im Lawinenprozess entstehen, eine große Rolle, da sie am Gitter durch Photoeffekt Elektronen herauslösen und damit zu „Photon Feedback“ führen, d. h. Sekundärlawinen, die die Gesamtverstärkung erhöhen oder Streamer bilden und damit zum Durchschlag führen[33]. Dieser Effekt wird durch absorbierende Gasbeimischungen wie  $\text{CO}_2$  verringert. Aufgrund der Vielfalt der möglichen Erscheinungen ist die Entstehung von Entladungen in Micro-Pattern-Gasdetektoren immer noch ein aktives Forschungsgebiet mit vielen offenen Fragen.

---

<sup>1</sup>Das Gitter kann bei diesem Konzept auf Erdpotential gelegt werden.

<sup>2</sup>Hier bezeichnet Quenching das Absorbieren von UV-Licht, für das unter anderem das  $\text{CO}_2$  im Detektorgas dient.

#### 4. Entstehung von Entladungen im Micromegas-Detektor

Experimentell wurde festgestellt, dass der Übergang zum Streamer stattfindet, wenn sich etwa  $10^7$  bis  $10^8$  Elektron-Ion-Paare in der Lawine befinden [7, 33], knapp unterhalb des Raether-Limits. Die Zahl der Elektronen in der Lawine ist durch die Anzahl der Primärelektronen<sup>3</sup> multipliziert mit dem Gasverstärkungsfaktor, d. h. wie viele Lawinenelektronen von einem Ionisationselektron erzeugt werden, gegeben. Die Zeitskalen, auf denen der Übergang von der Townsend-Lawine über den Streamer zur Entladung stattfindet, sind in der Größenordnung von wenigen 10 ns.

Pro Alpha-Teilchen entstehen bei einem hier typischen Gesamtenergieverlust im Driftraum von etwa 1 MeV etwa 50 000 Elektronen. Die Energieverluststreuung liegt dabei im Bereich von 35 keV, also unter 4%<sup>4</sup>. Auch die statistischen Fluktuationen bei der Gasverstärkung sind im Bereich von einem Prozent (Siehe Abschnitt 4.4.2). Für gegebene Detektorbedingungen ( $V_{\text{drift}}$ ,  $V_{\text{amp}}$ ,  $T$ ,  $p$ ) sollte also ein Alphateilchen mit gegebener Energie und Einfallswinkel immer entweder eine Entladung auslösen oder nicht. Der im Experiment beobachtete graduelle Anstieg der Entladungsrate bei Variation von Drift- und Verstärkungsfeld (siehe Kap. 5.1) liegt dann daran, dass die Alphateilchen erstens unterschiedliche Energien haben (siehe Tab. 2.1) und zweitens unter verschiedenen Winkeln in den Detektor einfallen.

Um das Verhalten der gemessenen Entladungsrate des Micromegas-Detektors in Abhängigkeit von Gitterspannung und Driftfeld zu verstehen, muss man die Faktoren betrachten, welche die Elektronendichte im Verstärkungsfeld beeinflussen. In Abbildung 4.1 ist schematisch die Signalentstehung im Micromegas-Detektor dargestellt. Die Ladungsträgerdichte, die sich am Ende als Funktion von Ort und Zeit im Verstärkungsbereich zwischen Gitter und Anodenstreifen einstellt, wird im Wesentlichen von folgenden Faktoren beeinflusst:

**Verteilung der Ionisationselektronen** Die von der Mixed-Nuclide Quelle emittierten Alphateilchen treten unter verschiedenen Winkeln in den Detektor ein, und erzeugen im Driftraum entlang ihrer Bahn Elektron-Ion-Paare. Der Energieverlust pro cm ist abhängig von der aktuellen Teilchenenergie, weshalb die Elektron-Ion-Paare ungleichmäßig entlang der Teilchenbahn verteilt sind. Für sehr kleine Driftfelder können Elektronen und Ionen auch teilweise wieder rekombinieren.

**Elektronendrift und Diffusion** Die Elektron-Ion-Paare werden im Driftfeld getrennt und werden vom elektrischen Feld Richtung Gitter gezogen. Durch Stöße mit dem Detektorgas stellt sich im Mittel eine konstante Driftgeschwindigkeit  $v_{\text{drift}}$  ein und die Elektronen verteilen sich durch Diffusion. Da die Ionisationselektronen entlang der Teilchenspur unterschiedliche Abstände vom Gitter haben, gibt es zwischen den ersten und letzten Elektronen, die das Gitter erreichen, eine Zeitdifferenz invers proportional zu  $v_{\text{drift}}$ .

**Elektronentransparenz des Gitters** Obwohl die optische Transparenz des Gitters nur 51 % beträgt, gelangen bei den normalerweise verwendeten Detektorspannungen etwa 99 % aller Elektronen vom Driftraum in den Verstärkungsspalt. Grund dafür ist das in den Driftraum greifende Verstärkungsfeld, das die Elektronen um den Gitterdraht herumführt. Die Elektronentransparenz hängt außer von der Höhe des Drift- und Verstärkungsfeldes auch schwach von Gasdruck und Temperatur ab.

<sup>3</sup>Als Primärelektronen werden hier die in den Verstärkungsbereich eintretenden Elektronen bezeichnet. Es ist dabei nicht klar, wie weit die Elektronen örtlich oder zeitlich voneinander getrennt sein dürfen, damit sie im Sinne des Raether-Limits als in der selben Lawine befindlich zählen. Siehe dazu auch Kapitel 5.

<sup>4</sup>Messung LMU F-Praktikumsversuch M7, bei einem Energieverlust von 1 MeV.

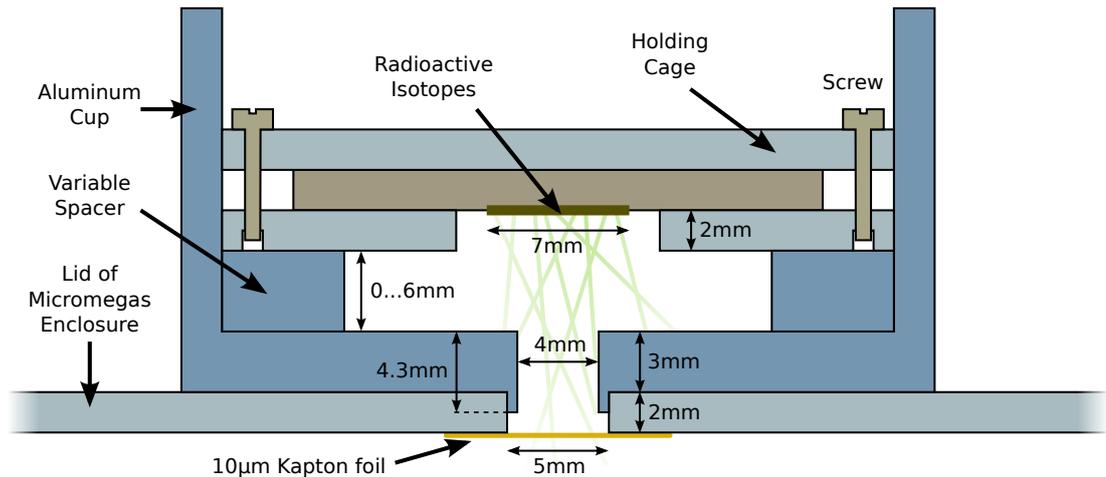


Abbildung 4.2.: Geometrie der Mixed-Nuclide Alphaquelle. Das Loch im Detektorgehäuse ist mit einer 10µm dicken Kaptonfolie abgedichtet. In dieses Loch wird ein aus Aluminium gedrehter Haltebecher gesteckt, in dem die Alphaquelle passgenau sitzt. Durch Einlegen von Aluminiumringen kann der Abstand der Quelle zum Detektor verändert werden.

**Gasverstärkung** Im Verstärkungsraum zwischen Gitter und Anodenstreifen kommt es zu einer lawinenartigen Vervielfachung der Elektronen. Der Verstärkungsfaktor hängt von der elektrischen Feldstärke  $E_{\text{amp}}$  ab und beeinflusst direkt die Größe der Townsend-Lawine und damit die Wahrscheinlichkeit, dass es durch Überschreiten des Raether-Limits zu einer Entladung kommt.

Der Einfluss dieser Faktoren wird in den folgenden Kapiteln detaillierter betrachtet.

## 4.1. Verteilung der Ionisationselektronen

### 4.1.1. Energieverlust im Driftraum

Beim Durchgang durch das aktive Detektorvolumen verlieren die Alpha-Teilchen durch inelastische Stöße mit den Argonatomen und  $\text{CO}_2$ -Molekülen Energie. Der Energieverlust wird recht gut durch die Bethe-Bloch-Formel[37] beschrieben. Bei den Stößen werden die Gasatome entweder direkt ionisiert, oder angeregt. Angeregte Atome können zu weiteren Ionisationen führen, z. B. durch den Penning-Effekt. Im statistischen Mittel wird dabei im Falle von Argon zum Erzeugen eines Elektron-Ion-Paares die Energie  $w = 26.8 \text{ eV}$  (siehe Kap. 4.1.3) benötigt. Da die Alpha-Teilchen dicht ionisieren, kann man annehmen, dass die Elektronen proportional zum lokalen Energieverlust  $dE/dx$  entlang der Teilchenspur verteilt sind. Kennt man also den Energieverlust entlang der Teilchenbahn, so kennt man auch die Verteilung der Ionisationselektronen im Driftraum, die später auch die Ladungsverteilung im Verstärkungsbereich bestimmt und damit die Wahrscheinlichkeit, dass es zu einer Entladung kommt.

Der Energieverlust  $dE/dx(x)$  von Alpha-Teilchen in Abhängigkeit vom Ort zeigt den typischen Bragg-Peak gegen Ende der Flugbahn. Die Ionisationselektronen sind also nicht gleichmäßig entlang der Teilchenbahn im Driftraum verteilt, sondern mehr oder weniger stark gehäuft. Die Geometrie des Versuchsaufbaus ist gerade so, dass der Bragg-Peak vor

#### 4. Entstehung von Entladungen im Micromegas-Detektor

der Kathode, im Driftraum oder sogar hinter den Anodenstreifen liegt, je nachdem, von welchem der drei Isotope (Pu-239, Am-241, Cm-244) das Alpha-Teilchen emittiert wurde, und welcher Abstandshalter (Abb. 4.2) verwendet wird. In Abbildung 3.3 auf Seite 19 kann man die Position des Bragg-Peaks für die verschiedenen Isotope erkennen. Die Zahl der erzeugten Ladungsträger im Driftraum variiert damit stark für die Alpha-Teilchen der drei Isotope, was die Form der gemessenen Pulshöhenspektren bestimmt. Überdies ist die Position des Bragg-Peaks auch stark vom Einfallswinkel der Alpha-Teilchen abhängig.

##### 4.1.2. Eintrittswinkel

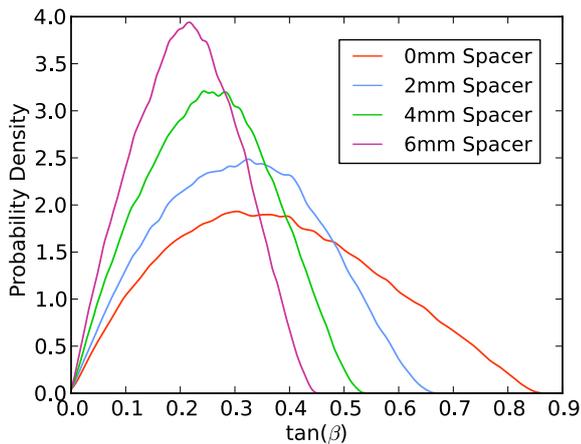


Abbildung 4.3.: Simulierte Winkelverteilung der Alphateilchen beim Einfall in den Detektor für verschiedene Dicken der Abstandshalter aus Abbildung 4.2. Die leichte Welligkeit der Verteilungen kommt aus dem statistischen Fehler der Monte-Carlo-Simulation.

gelegt werden, um den Weg der Alpha-Teilchen in Luft zu verlängern und damit das im Micromegas-Detektor gemessene Pulshöhenspektrum zu verändern.

Unter der berechtigten Annahme, dass Alphateilchen beim Kontakt mit dem Aluminium der Halterung sofort absorbiert werden, kann man die Winkelverteilung der in den Detektor eintretenden Teilchen berechnen. Mit einer einfachen Monte-Carlo-Simulation (siehe Kap. 3.1) wurde diese für verschiedene Abstände der Quelle vom Detektor bestimmt. Das Ergebnis dieser Simulation ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Entgegen der Intuition fallen nahezu keine Alpha-Teilchen senkrecht in den Detektor ein; stattdessen liegt das Maximum der Verteilung bei Winkeln von etwa  $11^\circ$  bis  $22^\circ$  ( $\tan \beta = 0.2$  bis  $0.4$ ). Dies liegt daran, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen unter dem Winkel  $\beta$  emittiert wird, proportional zur Oberfläche eines Kegels mit dem Öffnungswinkel  $2\beta$  ist. Für  $\beta = 0$  degeneriert der Kegel zu einer Linie mit verschwindender Oberfläche.

##### 4.1.3. Pulshöhenspektrum und Abstandsvariation

Um die Richtigkeit der Annahmen und Simulationen zur Winkelverteilung und Energiedeposition zu überprüfen, wurden die simulierten Winkelverteilungen (Kap. 3.1) als Eingabeparameter für die Energieverlustsimulation (Kap. 3.2) verwendet, um künstliche Puls-

Ein wichtiger Faktor, den es zu berücksichtigen gilt, ist der Winkel, unter dem die Teilchen in den Detektor einfallen. Da die radioaktiven Isotope in einer sehr dünnen Schicht auf die Oberfläche einer Trägerplatte aufgebracht sind, emittiert die Alpha-Quelle in guter Näherung in alle Raumrichtungen gleichmäßig. Das Linienspektrum der Alpha-Energien wird durch Energieverlust in der Isotopenschicht nur minimal verwischt, da aufgrund der Geometrie der Quellenhalterung nur Winkel im Bereich um  $\beta = 20^\circ$  bis max.  $\beta = 57^\circ$  auftreten, was einer Verlängerung des Wegs in der Isotopenschicht gegenüber senkrechten Austritts um 6 % bzw. maximal 83 % entspricht. In Abbildung 4.2 sieht man die als Blende wirkende Halterung der Alphaquelle. In den Halterungsbecher können unter die Quelle verschiedene Abstandshalter aus Aluminium mit 2 mm, 4 mm oder 6 mm Dicke ge-

Tabelle 4.1.: Von SRIM und ASTAR berechnete tabellierte Stopping Power  $dE/dx(E)$  in MeV/cm für verschiedene Alpha-Energien und die Materialien, die von den Alpha-Teilchen auf ihrem Weg in das aktive Detektorvolumen durchquert werden. Für die angenommene Dichten siehe Text.

	Energie [MeV]	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0	6.0
SRIM	trockene Luft	2.17	2.14	1.83	1.56	1.37	1.22	1.01	0.869	0.764
	Kapton	1830	1910	1880	1810	1710	1590	1360	1180	1040
	Ar:CO <sub>2</sub> (93 : 7)	2.22	2.07	1.79	1.55	1.38	1.24	1.05	0.909	0.808
ASTAR	trockene Luft	2.22	2.17	1.84	1.56	1.36	1.21	1.00	0.860	0.757
	Kapton	2910	2770	2400	2060	1800	1600	1320	1130	999
	Ar:CO <sub>2</sub> (93 : 7)	2.23	2.11	1.81	1.57	1.39	1.25	1.05	0.912	0.810

höhenpektren zu erzeugen. Diese können mit gemessenen Pulshöhenpektren verglichen werden. Dazu muss man annehmen, dass die an den Anodenstreifen gemessenen Pulshöhen proportional zur im Driftraum von den Alpha-Teilchen deponierten Energie sind. Dies ist gerechtfertigt, da die Anzahl der Ionisationselektronen über die effektive Ionisationsenergie des Detektorgases proportional zu dieser Energie ist. Die Pulshöhe ist proportional zur Anzahl der auf der Anode gesammelten Elektronen, die gleich der Anzahl der Ionisationselektronen multipliziert mit der Elektronentransparenz des Gitters und dem Gasverstärkungsfaktor ist. Alle statistischen Schwankungen, wie eine Variation der Anzahl der Ionisationselektronen oder des Gasverstärkungsfaktors, wurden bei der Simulation nicht berücksichtigt. Es wurden alle in Tabelle 2.1 aufgeführten Alphaenergien in den entsprechenden Verhältnissen erzeugt.

**Berechnung der Stopping Power  $dE/dx(E)$**  Das von mir geschriebene Programm zur Berechnung des Energieverlusts (Kap. 3.2 auf Seite 18) der Alpha-Teilchen benötigt als Eingabeparameter Tabellen der Stopping Power  $dE/dx(E)$  für Luft, Kapton und das Ar/CO<sub>2</sub>-Gemisch. Diese Tabellen wurden mit dem Programm SRIM erzeugt. Die Stopping Power wird üblicherweise bezogen auf das Flächengewicht des Materials in MeV/(mg/cm<sup>2</sup>) angegeben, zur Umrechnung in einen Energieverlust pro Weglänge wird also noch die Dichte des Materials benötigt. Da die Dichte proportional in die Stopping Power eingeht, wirken sich Fehler in der angenommenen Dichte direkt auf die Genauigkeit der Simulation aus.

Für die Dichte der von den Alpha-Teilchen durchquerten Luft wurde  $\rho_{\text{Luft}} = 1.13 \text{ kg/m}^3$  angenommen. Dieser Wert ergibt sich für trockene Luft aus der idealen Gasgleichung für einen Druck von  $p = 950 \text{ hPa}$  und eine Temperatur von  $20^\circ\text{C}$ , wenn man die bekannte Zusammensetzung aus 78 % Stickstoff, 21 % Sauerstoff und 1 % Argon annimmt. Tatsächlich ist die Luftfeuchte im Klimaschrank auf 30 % eingestellt, allerdings weicht die Dichte der feuchten Luft nur etwa 0.3 % von dem berechneten Wert für trockene Luft ab, was vernachlässigt werden kann. Der Luftdruck ist nicht genau bekannt, da im Klimaschrank der Umgebungsluftdruck herrscht, der je nach Wetter schwankt. Für Garching bei München, wo die Messungen stattgefunden haben, ist 950 hPa aber ein guter Mittelwert. Für die Dichte des Argon-CO<sub>2</sub>-Gemisches mit 93 % Ar und 7 % CO<sub>2</sub> ergibt sich auf die selbe Weise ein Wert von  $\rho_{\text{ArCO}_2} = 1.67 \text{ kg/m}^3$ . Der Druck des Detektorgases wird vom Gassystem auf 1014 hPa eingestellt. Die Dichte von Kapton wird vom Hersteller mit  $1420 \text{ kg/m}^3$  angegeben. Die von SRIM mit diesen Werten berechneten Werte für den Energieverlust sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

Zum Vergleich wurde die von ASTAR berechnete Stopping Power  $dE/dx(E)$  herangezogen.

#### 4. Entstehung von Entladungen im Micromegas-Detektor

Die Abweichungen sind relativ klein (1 % bis 2 %), außer im Falle von Kapton, wo für kleine Energien ( $E_\alpha < 3 \text{ MeV}$ ) Abweichungen von 30 % auftreten, und auch im Bereich um 5 MeV weichen die berechneten Energieverluste um über 4 % voneinander ab. Es ist nicht bekannt, woher diese großen Abweichungen stammen.

**Vergleich mit gemessenen Pulshöhenspektren** Simuliert man den Energieverlust der Alpha-Teilchen für die gegebenen Winkelverteilungen, so bekommt man für jedes der drei Isotope Pu-239, Am-241 und Cm-244 ein Spektrum der im Driftbereich deponierten Energie. Diese Spektren sind zusammen mit der Summe aus den drei Beiträgen in Abbildung 4.4 auf der nächsten Seite für vier verschiedene Abstände der Quelle vom Detektor aufgetragen. Die Dicken der Aluminium-Abstandshalter, in der Grafik als „spacer“ bezeichnet, sind dabei 0 mm, 2 mm, 4 mm und 6 mm. Außerdem sind die für jeden dieser Abstände gemessenen Pulshöhenspektren eingezeichnet (zum Zustandekommen der Spektren siehe Kap. 2.2).

In den gemessenen Spektren haben die Pulshöhen  $N_{\text{ADC}}$  dimensionslose Flash-ADC Einheiten. Um die simulierten Energieverluste  $\Delta E_{\text{sim}}$  im Driftraum mit den gemessenen Pulshöhen vergleichen zu können, muss man einen Faktor für die Umrechnung der Pulshöhen in deponierte Energie  $\Delta E_{\text{exp}}$  wählen. Dieser Faktor  $f_{\text{PH}} = \Delta E_{\text{exp}}/N_{\text{ADC}}$  wurde zu 1.61 keV pro ADC-Kanal anhand der Daten so gewählt, dass sich eine möglichst gute Übereinstimmung mit den simulierten Daten ergibt. Im Prinzip lässt sich  $f_{\text{PH}}$  auch nach

$$f_{\text{PH}} = \frac{\Delta E_{\text{exp}}}{N_{\text{ADC}}} = \frac{w}{t_{\text{mesh}} n_{\text{gain}}} \frac{1}{e} \frac{f_{\text{ADC}}}{f_{\text{q}} f_{\text{PA}}} \quad (4.1)$$

berechnen. Dabei ist

$e$	die Elektronenladung $1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$
$w$	die im Mittel zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares benötigte Energie
$t_{\text{mesh}}$	die Elektronentransparenz des Gitters
$n_{\text{gain}}$	der Gasverstärkungsfaktor
$f_{\text{ADC}}$	der Umrechnungsfaktor des Flash-ADCs, 0.244 mV pro Kanal
$f_{\text{q}}$	der Anteil, den der Vorverstärker von der auf den Anodenstreifen gesammelten Ladung sieht <sup>5</sup> , und
$f_{\text{PA}}$	der Konversionsfaktor des Vorverstärkers von Ladung auf Spannung.

Die mittlere zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares benötigte Energie ist aus Messungen relativ genau bekannt. Sie beträgt für Argon 26.29(5) eV[38] und für CO<sub>2</sub> 33.0(7) eV[39]. Für das im Detektor verwendete 93 : 7-Gemisch ergibt sich damit  $w = 26.76(10) \text{ eV}$ . Die Elektronentransparenz und den Gasverstärkungsfaktor erhält man aus den **Garfield++**-Simulationen zu  $t_{\text{mesh}} = 0.98(1)$  und  $n_{\text{gain}} = 320(30)$ . Der Ladungsanteil  $f_{\text{q}}$  wurde von Bortfeldt[3] mit **ltspice**-Simulationen zu  $f_{\text{q}} = 0.12(1)$  bestimmt, und der Konversionsfaktor  $f_{\text{PA}}$  kann gemessen werden, indem eine bekannte Ladung auf den Vorverstärker gegeben

<sup>5</sup>Die elektrische Signalentstehung in Micromegas-Detektoren ist relativ komplex. Die auf die Anodenstreifen auftreffenden Elektronen führen zu einer schnellen Komponente des Signals, werden aber teilweise von der Raumladung der positiven Ionen aus dem Lawinenprozess festgehalten. Die Drift der Ionen bestimmt die restliche Signalförmigkeit. Dabei berechnet sich aus den beteiligten Kapazitäten des Detektors und des Vorverstärkers, wie hoch das Ladungssignal am Vorverstärker ist. Für eine genauere Betrachtung siehe [3].

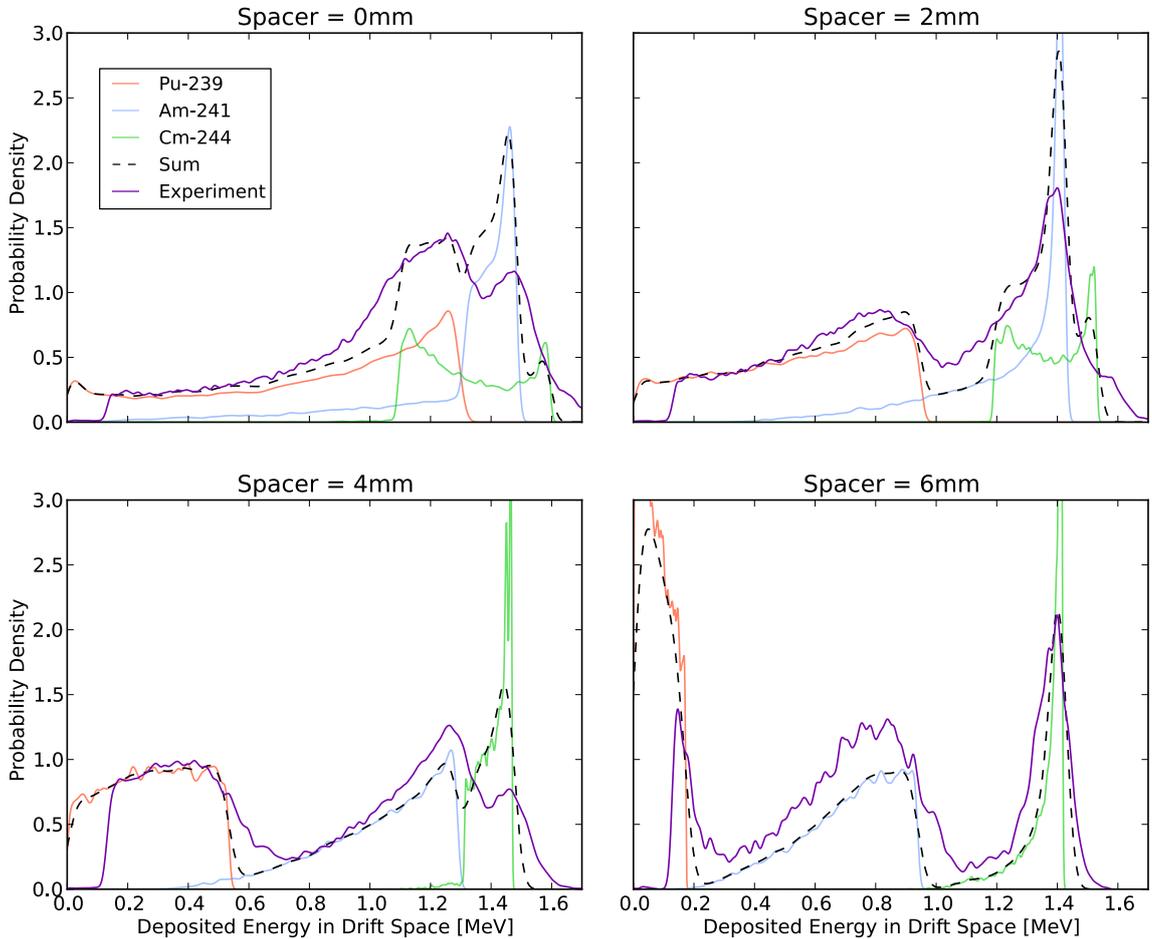


Abbildung 4.4.: Vergleich von simulierten (schwarz gestrichelt) und gemessenen (lila) Pulshöhenspektren für verschiedene Dicken der Abstandshalter („Spacer“) im Haltebecher der Alpha-Quelle. Für die simulierten Daten sind die Beiträge der drei Isotope Pu-239, Am-241 und Cm-244 zum Gesamtspektrum einzeln eingezeichnet. Für die Umrechnung der Pulshöhenwerte der experimentellen Daten in MeV wurde ein Faktor von  $\Delta E_{\text{exp}}/N_{\text{ADC}} = 1.61 \text{ keV}$  pro ADC-Kanal gewählt, was eine gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment liefert. Die experimentellen Daten wurden bei  $20^\circ \text{C}$ ,  $V_{\text{amp}} = 450 \text{ V}$  und  $E_{\text{drift}} = 286 \text{ V/cm}$  aufgenommen. Für die Simulation wurde eine Dicke der Kaptonfolie von  $d_{\text{kapton}} = 9.5 \mu\text{m}$  angenommen (siehe Text).

#### 4. Entstehung von Entladungen im Micromegas-Detektor

wird[17]. Es ergibt sich

$$f_{\text{PH}} = \frac{26.8 \text{ eV}}{0.98 \cdot 320} \frac{1}{1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}} \frac{0.244 \text{ mV}}{0.12 \cdot 1.0 \text{ V/pC}} = 1.08(17) \text{ keV}. \quad (4.2)$$

Den größten Beitrag zur Unsicherheit in diesem Ergebnis leisten die simulierten Gasverstärkungen, deren relativer Fehler zu 10% angenommen wurde (siehe Kap. 4.4.1), und der mit `ltspace` simulierte Faktor  $f_q$ , der mit einer relativ großen Unsicherheit in der Größenordnung von 10% behaftet ist.

Der berechnete Wert von  $f_{\text{PH}} = 1.08(17) \text{ keV}$  ist etwa um ein Drittel kleiner als der durch Anpassung der simulierten an die experimentellen Daten erhaltene Wert von 1.61 keV. Allerdings sind die Unsicherheiten in der Gasverstärkung durch den Penning-Effekt nicht bekannt. Nimmt man z. B. statt  $P_p = 0.42$  eine Penning-Wahrscheinlichkeit von  $P_p = 0.30$  an, so ergibt sich aus den `Garfield++`-Simulationen ein kleinerer Gasverstärkungsfaktor von  $n_{\text{gain}} = 199(20)$  und damit  $f_{\text{PH}} = 1.74(28) \text{ keV}$ , was deutlich näher an dem aus dem Experiment ermittelten Wert liegt.

In den simulierten Spektren fehlt der Einfluss der Streuung von Alpha-Teilchen. Es ist zu erwarten, dass durch Streuung die Peaks im Spektrum verwischt werden, da die effektive Winkelverteilung der Alpha-Teilchen durch die Streuung im durchquerten Material breiter wird. Dies erklärt, warum in den simulierten Spektren scharfe und hohe Peaks zu finden sind, die im Experiment nicht auftreten. Außerdem ist zu beachten dass die experimentell erhaltenen Spektren bei kleinen Pulshöhen abgeschnitten sind, da dort das Signalrauschen überwiegt. Dadurch wird die Normierung zwischen den simulierten und gemessenen Spektren verzerrt, wie man z. B. in Abbildung 4.4 rechts unten („spacer=6 mm“) erkennen kann.

Die Übereinstimmung zwischen den simulierten und den gemessenen Daten ist relativ gut. Insbesondere sieht man beim sukzessiven Erhöhen des Abstandes, dass der Bragg-Peak zuerst für die Alpha-Teilchen vom Pu-239, dem Isotop mit der niedrigsten Alpha-Energie, aus dem aktiven Detektorvolumen wandert. Für einen Abstand von  $d_{\text{spacer}} = 6 \text{ mm}$  erreichen die Alpha-Teilchen vom Plutonium gerade noch das aktive Detektorvolumen und geben dort deswegen nur wenig Energie ab (siehe auch Abb. 3.3 auf Seite 19). Nimmt man allerdings die vom Hersteller angegebene Dicke der Kaptonfolie von  $10 \mu\text{m}$  an (nicht in Abb. 4.4 auf der vorherigen Seite gezeigt), so ist die deponierte Energie in der Simulation systematisch zu niedrig und die Peaks sind zu niedrigeren Energien verschoben. Dies bedeutet, dass die simulierten Alpha-Teilchen auf ihrem Weg in den Detektor entweder in der Luft oder im Kapton mehr Energie als in Wirklichkeit verlieren. Dies könnte zum einen daran liegen, dass die angenommenen Dichten oder die von SRIM berechnete Stopping Power zu hoch ist. Wahrscheinlicher ist jedoch, dass die Kaptonfolie in Wirklichkeit z. B. durch eine Streckung beim Aufkleben auf den Gehäusedeckel dünner ist, oder eine Kombination aus den genannten Gründen. Nimmt man in der Simulation eine Dicke der Kaptonfolie von  $9.5 \mu\text{m}$  an, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment, wie in Abbildung 4.4 gezeigt.

Die Simulation gibt auch das Verhalten der Alpha-Teilchen des Curium-Isotops gut wieder. Für  $d_{\text{spacer}} = 0 \text{ mm}$  wäre der Bragg-Peak hinter den Anodenstreifen, der Energieverlust ist deswegen hauptsächlich vom Eintrittswinkel und damit der im Detektorvolumen zurückgelegten Wegstrecke abhängig. Da für kleine  $d_{\text{spacer}}$  die Winkelverteilung relativ breit ist, ergibt sich ein stark verbreitertes Spektrum. Für größere Abstände wandert einerseits der Bragg-Peak ins Detektorvolumen, wodurch die Winkelabhängigkeit reduziert wird, und andererseits wird die Kollimation der Quellenhalterung größer. Dadurch ergibt sich ein scharfer Peak mit nur kleiner Streuung in der Energie.

#### 4.1.4. Streuung der Alpha-Teilchen

Beim Durchqueren von Materie bekommen Alphateilchen mit jedem Stoß auch einen transversalen Impuls und werden von ihrer ursprünglichen Flugbahn abgelenkt. Ein anfangs kollimierter Strahl von Alpha-Teilchen wird dadurch aufgeweitet. Mit dem Programm SRIM[22] wurde die Größe dieses Effektes simuliert. Dabei stellte sich heraus, dass für die verwendete Geometrie und verschiedene Einfallswinkel die Alpha-Teilchen bei einer Gesamtflugbahn von ungefähr 3 cm im Durchschnitt um etwa 1 mm abgelenkt wurden.<sup>6</sup> Dies entspricht einer Winkelungenauigkeit von 4°. Da dieser Effekt relativ klein und ohne detaillierte Simulationen schwer zu berücksichtigen ist, wird er im Weiteren vernachlässigt.

## 4.2. Diffusion und Driftzeit der Ionisationselektronen

Die von den Alpha-Teilchen erzeugten Elektron-Ion-Paare werden im Driftfeld voneinander getrennt. Die Ionen driften daraufhin mit einer Geschwindigkeit in der Größenordnung von 5 m/s in etwa 1 ms zur Kathode<sup>7</sup>, wo sie absorbiert werden. Die Elektronen werden vom Driftfeld Richtung Gitter beschleunigt und erreichen aufgrund von Stößen mit den Atomen und Molekülen des Detektorgases schnell eine im Mittel konstante Driftgeschwindigkeit. Die Driftgeschwindigkeit ist dabei invers proportional zur Teilchendichte und damit zum Druck. Damit hängt sie auch von der Temperatur des Detektorgases ab.

Außerdem werden die Ionisationselektronen aufgrund von Stößen mit dem Detektorgas während der Drift seitlich abgelenkt.

Diese Diffusion führt dazu, dass die Elektronen bei ihrer Ankunft am Gitter über eine größere Fläche verteilt sind. Eine starke Diffusion reduziert dadurch die Ladungsträgerdichte im Verstärkungsbereich und damit die Wahrscheinlichkeit, dass es zu einer Entladung im Micromegas-Detektor kommt.

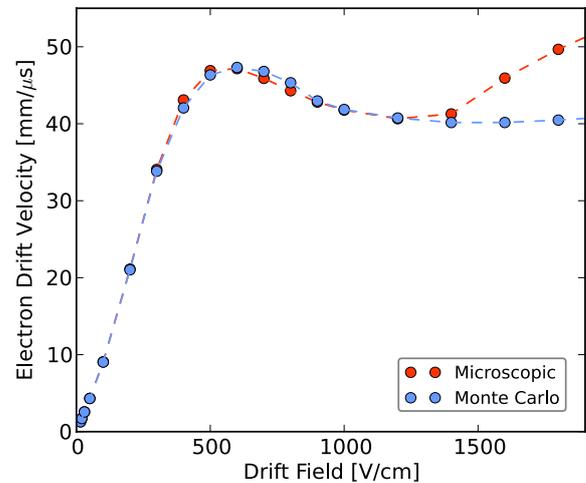


Abbildung 4.5.: Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit der Elektronen vom Driftfeld, simuliert mit Garfield++.

### 4.2.1. Driftgeschwindigkeit der Elektronen

Die Driftgeschwindigkeit im Micromegas-Detektor bei typischen Driftfeldstärken liegt in der Größenordnung von 40 mm/µs. Damit benötigen die Elektronen für die Drift von der Kathode zum Gitter etwa 180 ns. Als einfaches Modell für das Zustandekommen einer konstanten Driftgeschwindigkeit kann man die Annahme benutzen, dass die Elektronen bei Stößen mit den Gasatomen vollständig gestoppt werden, und zwischen den Stößen frei im Driftfeld beschleunigen. Der nach einer Zeit  $t$  zurückgelegte Weg ist damit

<sup>6</sup>Der „Radial Range“ Parameter von SRIM, der den Mittelwert der Distanz von der ursprünglichen Flugbahn angibt, war für verschiedene Abstände und Alpha-Energien immer zwischen 1.0 mm und 1.3 mm.

<sup>7</sup>In [40, 41] findet man eine Ionenmobilität für Argon von  $1.7 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , was bei den hier verwendeten experimentellen Bedingungen eine Driftgeschwindigkeit von 4.9 m/s ergibt.

#### 4. Entstehung von Entladungen im Micromegas-Detektor

$$x(t) = \frac{eE_{\text{drift}}}{2m_e} t^2. \quad (4.3)$$

Dabei ist  $e$  die Elektronenladung und  $m_e$  die Masse eines Elektrons. Nimmt man an, dass die Zeit zwischen zwei Stößen exponentialverteilt<sup>8</sup> ist mit einer mittleren Zeit zwischen zwei Stößen von  $\tau$ , bekommt man durch Integration für die mittlere zurückgelegte Wegstrecke und die Driftgeschwindigkeit  $v_{\text{drift}}$  zwischen zwei Stößen die einfache Beziehung[42]

$$\bar{x} = \frac{eE_{\text{drift}}}{m_e} \tau^2 \quad \Rightarrow \quad v_{\text{drift}} = \frac{eE_{\text{drift}}}{m_e} \tau = \frac{eE_{\text{drift}}}{m_e} \left\langle \frac{l_c}{v} \right\rangle. \quad (4.4)$$

Dabei ist  $l_c$  die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen und  $v$  die Maxwell-verteilte Geschwindigkeit der Elektronen. Diese Beziehung ergibt sich auch durch striktere Betrachtungen[43]. Da die mittlere freie Weglänge invers von der Teilchendichte und damit vom Druck abhängt, ist die Driftgeschwindigkeit näherungsweise proportional zu  $E_{\text{drift}}/p$ . Diese einfachen Formeln vernachlässigen quantenmechanische Effekte beim Stoß der Elektronen mit den Argon-Atomen und CO<sub>2</sub>-Molekülen.

In Abbildung 4.5 ist die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit der Elektronen vom Driftfeld  $E_{\text{drift}}$  gezeigt, simuliert mit der mikroskopischen und der Monte-Carlo-Methode von **Garfield++** (siehe Kap. 3.3). Wie zu erwarten steigt die Driftgeschwindigkeit erst näherungsweise proportional zu  $E_{\text{drift}}$ , sättigt dann aber aufgrund quantenmechanischer Effekte für Felder ab etwa 500 V/cm und sinkt sogar wieder leicht. Bei großen Driftfeldern um 1500 V/cm (weit außerhalb der typischen Betriebsparameter eines Micromegas-Detektors) gibt es erhebliche Abweichungen zwischen den mit der mikroskopischen und den mit der Monte-Carlo-Methode simulierten Daten.

Die Elektron-Ion-Paare, die von einem Teilchen im Driftbereich des Micromegas-Detektors erzeugt werden, sind entlang der Teilchenbahn verteilt. Fallen die Teilchen nicht gerade parallel zur Detektorebene ein, haben die Ionisationselektronen alle einen unterschiedlichen Abstand zum Gitter und erreichen dieses durch die endliche Driftgeschwindigkeit damit nicht gleichzeitig. Über dieses zeitliche Verteilen der Ladung hat die Driftgeschwindigkeit deswegen einen Einfluss auf die Wahrscheinlichkeit, mit der eine Entladung zwischen Gitter und Anode entsteht.

##### 4.2.2. Diffusion der Elektronen

Die Elektronen diffundieren bei der Drift zum Gitter durch Stöße mit den Gasatomen sowohl senkrecht zur Ausbreitungsrichtung als auch in Flugrichtung. Die Verteilung der Elektronen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung nach einer Strecke  $z$  und Zeit  $t$  folgt einer Normalverteilung mit Standardabweichung[44]

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2Dz/v_{\text{drift}}}. \quad (4.5)$$

Dabei ist  $v_{\text{drift}}$  die weiter oben eingeführte mittlere Driftgeschwindigkeit und  $D$  der transversale Diffusionskoeffizient.

Für kleine Driftfelder kann man annehmen, dass die Driftgeschwindigkeit linear mit dem Driftfeld wächst (Kap. 4.2.1). Dann gilt für den Diffusionskoeffizienten  $D$  und damit für

<sup>8</sup>Es gilt dann für die Wahrscheinlichkeitsdichte  $f_\tau(t) = \tau^{-1} \exp(-t/\tau)$

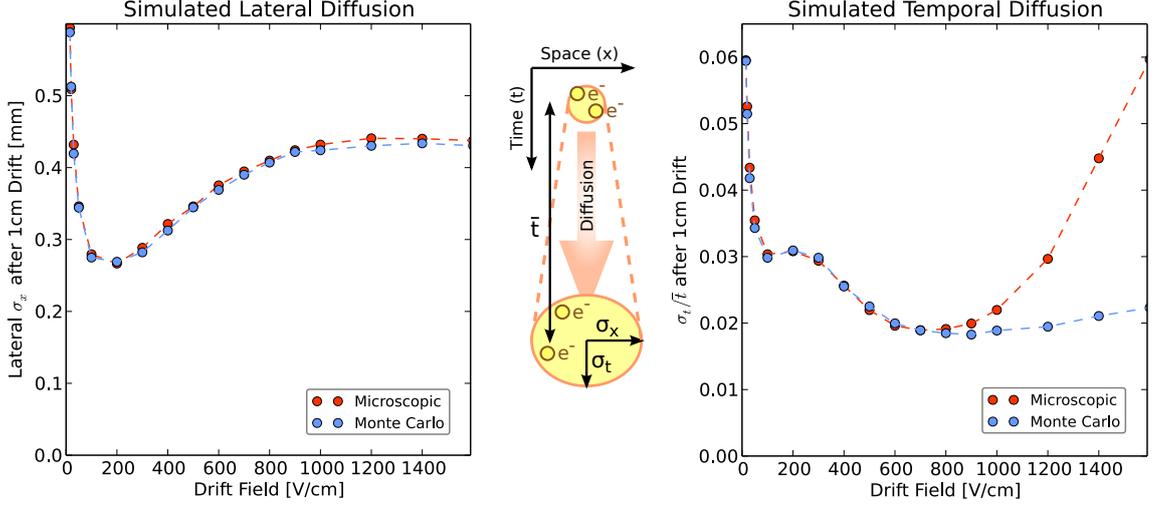


Abbildung 4.6.: Mit **Garfield++** simulierte Diffusion der Elektronen bei der Drift zum Gitter. Links: Standardabweichung der Elektronen in  $x$ -Richtung nach 1 cm Drift. Rechts: relative Streuung  $\sigma_t/\bar{t}$  der Zeit  $t$ , die ein Elektron zum Durchqueren von 1 cm Driftraum benötigt, wobei  $\bar{t} = 1\text{ cm}/v_{\text{drift}}$  die mittlere benötigte Zeit ist.

die Breite  $\sigma_x(z)$  der Ortsverteilung nach einer Driftstrecke von  $z$ [42]

$$D = \frac{wk_B T}{eE} \Rightarrow \sigma_x(z) = \sqrt{\frac{2k_B T}{eE}} z. \quad (4.6)$$

Dies gilt, wenn der Wirkungsquerschnitt für Kollisionen von Elektronen mit den Gasatomen nicht von der Energie der Elektronen abhängt. Für Argon gilt diese Näherung schon für kleine Driftfelder nicht mehr. In Abbildung 4.6 (linke Seite) ist die mit **Garfield++**<sup>9</sup> simulierte transversale Diffusion  $\sigma_x$  nach 1 cm Driftraum in Abhängigkeit vom Driftfeld dargestellt.<sup>10</sup> Man erkennt, dass die Diffusion in  $x$ -Richtung, die für sehr kleine Driftfelder noch wie  $\sqrt{1/E}$  fällt, bei  $E_{\text{drift}} = 200\text{ V/cm}$  ein Minimum hat und danach sogar wieder zu steigen beginnt.

Die Verteilung der Elektronen am Gitter bestimmt die Ladungsträgerdichte im Verstärkungsbereich während der Gasverstärkung und damit die Wahrscheinlichkeit, dass es zu einer Entladung im Micromegas-Detektor kommt. Neben der Änderung der Elektronentransparenz des Gitters, die aber für Driftfelder kleiner als 500 V/cm fast konstant ist, ist damit die Diffusion der einzige Effekt, über den eine Änderung des Driftfeldes einen Einfluss auf die Entladungswahrscheinlichkeit hat. Das Minimum der transversalen Diffusion bei 200 V/cm sollte daher mit einem Maximum der Entladungsrate zusammenfallen (siehe Kap. 5.1).

Zusätzlich zur transversalen Diffusion verteilen sich die Elektronen auf ihrem Weg zum Gitter auch in Driftrichtung durch Diffusion. Dies kann auch als Fluktuationen in der Driftgeschwindigkeit angesehen werden. Die mittlere Zeit  $\bar{t}$ , die ein Elektron zum Durchqueren

<sup>9</sup>Die Simulationen wurden wie in Kapitel 3.3 beschrieben einmal mit der mikroskopischen Methode und mit der Monte-Carlo-Methode durchgeführt. Beide Methoden zeigen bei der Simulation der transversalen Diffusion nur geringe Abweichungen voneinander. Es wurden jeweils 10 000 Elektronen simuliert, aus deren Bahn dann die Diffusionskoeffizienten berechnet wurden.

<sup>10</sup>Die Darstellung der transversalen Diffusion als Standardabweichung des Orts nach einer gewissen Länge Drift wurde gewählt, weil sie leichter zu interpretieren ist als die Diffusionskoeffizienten.

#### 4. Entstehung von Entladungen im Micromegas-Detektor

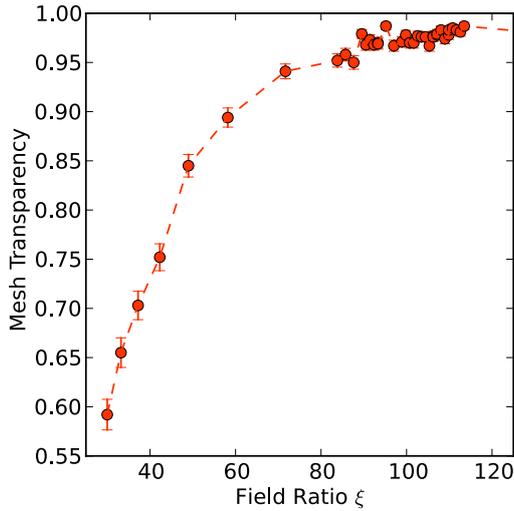


Abbildung 4.7.: Simulierte Elektronentransparenz des Gitters in Abhängigkeit des Verhältnisses  $\xi = E_{\text{amp}}/E_{\text{drift}}$ , für  $E_{\text{amp}}$  zwischen 30 kV/cm und 41 kV/cm und  $E_{\text{drift}}$  zwischen 0.1 und 1.1 kV/cm. Bei  $\xi = 110$  wird ein Plateau erreicht. Zur verwendeten Simulationsmethode siehe auch Kapitel 3.3.3 auf Seite 24.

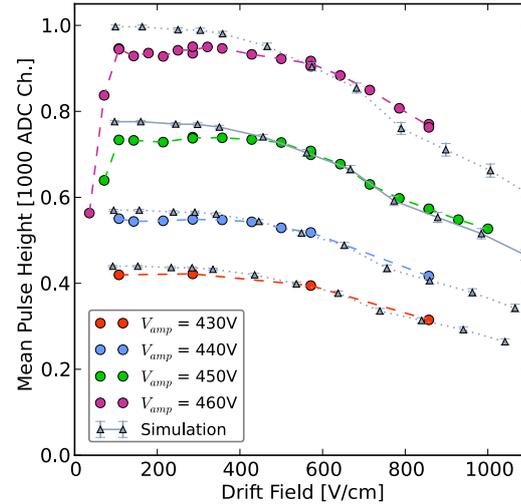


Abbildung 4.8.: Mit Alpha-Teilchen gemessene relative Pulshöhen bei Variation des Driftfelds für verschiedene Verstärkungsspannungen (farbige Punkte), und die für jedes  $V_{\text{amp}}$  entsprechend skalierte simulierte Elektronentransparenz des Gitters („Simulation“, siehe Text).

von 1 cm Driftraum benötigt, ist durch die Driftgeschwindigkeit der Elektronen gegeben. Um diese mittlere Zeit  $\bar{t}$  treten durch Diffusion Fluktuationen mit Standardabweichung  $\sigma_t$  auf. In Abbildung 4.6 ist auf der rechten Seite die relative Variation der Driftzeit  $\sigma_t/\bar{t}$  aufgetragen. Man sieht, dass die Abweichungen im Bereich von wenigen Prozent liegen; bei einem Driftfeld von 0.5 kV/cm benötigt ein Elektron in dem hier verwendeten Detektorgas mit 93% Argon und 7% CO<sub>2</sub> ungefähr 100 ns für eine Strecke von 0.5 cm, die einem nahe der Kathode entstandenen Elektron entspricht. Die Standardabweichung der Driftzeit beträgt dabei aber nur 3.1 ns.<sup>11</sup> Hier zeigen sich wieder große Unterschiede zwischen den beiden Simulationsmethoden von Garfield++, allerdings bleibt die relative Variation der Driftzeit für 1 cm Driftstrecke in beiden Fällen deutlich unter 10%. Es ist unwahrscheinlich dass diese kleine prozentuale Abweichung eine wesentliche Rolle bei der Entstehung von Entladungen im Micromegas-Detektor hat.

### 4.3. Elektronentransparenz des Gitters

Um in den Verstärkungsbereich zu gelangen, müssen die Ionisationselektronen erst durch die Löcher des Metallgitters. Das Gitter des in den Experimenten verwendeten Micromegas-Detektors ist ein Edelmetallgewebe in Leinenbindung (siehe Abb. 3.4) aus einem 18  $\mu\text{m}$  dicken Draht. Das Gitter hat 400 Drähte pro inch, die Periodizität ist also 63.5  $\mu\text{m}$ . Damit beträgt die optische Transparenz nur  $(1 - 18 \mu\text{m}/63.5 \mu\text{m})^2 = 51\%$ . Im Fernfeld wirkt

<sup>11</sup>Die Standardabweichung ist proportional zu  $\sqrt{x}$ , da es sich um einen Diffusionsprozess handelt. In Abbildung 4.6 rechts liest man für die relative Abweichung der Driftzeit für 1 cm Drift bei 0.5 kV/cm einen Wert von 2.2% ab; Für 0.5 cm Drift ergibt sich daraus eine relative Abweichung von  $2\% \cdot \sqrt{1 \text{ cm}/0.5 \text{ cm}} = 3.1\%$

das Gitter wie eine geschlossene Metallplatte, die Felder in Drift- und Verstärkungsbereich sind also näherungsweise homogen. Durch den hohen Feldstärkeunterschied auf beiden Seiten des Gitters weicht das Nahfeld des Gitters allerdings signifikant von der planaren Näherung ab (siehe auch Abb. 3.6 auf Seite 23). Im Bereich der Löcher des Gitters greift das Verstärkungsfeld in den Driftbereich über, das elektrische Feld ist in Richtung der Löcher des Gitters verzerrt. Dadurch werden die ankommenden Elektronen um die Gitterdrähte herumgeführt, was die hohe Elektronentransparenz des Gitters von  $t_{\text{mesh}} = 99\%$  unter typischen Betriebsbedingungen eines Micromegas-Detektors erklärt.  $t_{\text{mesh}}$  ist definiert als der Anteil der Elektronen, die bei der Ankunft am Gitter durch das Gitter hindurchtreten und nicht am Gitter absorbiert werden.

Man kann sich auch vorstellen, dass die Elektronen im Wesentlichen den Feldlinien des elektrischen Feldes folgen. Ist das Verhältnis zwischen dem Verstärkungs- und dem Driftfeld  $\xi = E_{\text{amp}}/E_{\text{drift}}$  hoch, so enden wenig Feldlinien auf dem Gitter, und viele Elektronen gelangen in den Verstärkungsbereich. Aufgrund ihrer Trägheit folgen die Elektronen nicht exakt den Feldlinien. Diese Abweichung ist aber wegen der sich durch Stöße einstellenden konstanten Driftgeschwindigkeit relativ klein, außerdem ist die Trägheit der Elektronen gering. Zusätzlich machen die Elektronen auch eine zufällige Diffusionsbewegung auf ihrem Weg durch das Gitter, was die Elektronentransparenz des Gitters für kleine Driftgeschwindigkeiten senkt, da die Elektronen auf ihren Weg durch das Gitter mehr Zeit haben, um zufällig in die Oberfläche des Drahtes hineinzudiffundieren. (siehe auch Kap. 4.3.2 auf der nächsten Seite)

Die Elektronentransparenz hängt vor allem vom Verhältnis  $\xi$  der Felder auf beiden Seiten des Gitters ab. Für die hier simulierte Geometrie erreicht die Elektronentransparenz bei  $\xi \approx 65$  die 90%-Marke und sättigt ab  $\xi > 110$  bei ungefähr 99% (Abb. 4.7 auf der vorherigen Seite). Typischerweise werden Micromegas-Detektoren bei  $\xi \approx 100$  betrieben. In der Praxis ist vor allem das Sinken der Elektronentransparenz mit steigendem Driftfeld relevant. Man erwartet nur für sehr hohe Driftfelder außerhalb der normalen Betriebsparameter eines Micromegas-Detektors einen Einfluss der Elektronentransparenz des Gitters auf die Wahrscheinlichkeit für Entladungen zwischen Gitter und Anode, da dann weniger Ladungsträger in die Verstärkungsregion gelangen.

#### 4.3.1. Messungen der Elektronentransparenz

Man kann die Elektronentransparenz indirekt messen, indem man die Pulshöhe an den Anodenstreifen misst und die Höhe des Driftfeldes variiert. Eine Variation des Driftfeldes hat keinen Einfluss auf die Gasverstärkung und die Erzeugung der Elektron-Ion-Paare. Bei der Drift der Elektronen wird die Anzahl der am Gitter ankommenden Elektronen und damit im Endeffekt die Pulshöhe nicht verändert, sofern keine stark elektronegativen Verunreinigungen wie z.B. Sauerstoff im Gas sind. Deswegen sollte jede Änderung der Pulshöhe mit dem Driftfeld von einer veränderten Elektronentransparenz herrühren. Für sehr kleine Driftfelder kommt als zusätzlicher Effekt hinzu, dass das Driftfeld die Elektron-Ion-Paare nicht mehr ausreichend schnell trennen kann, sodass sie teilweise wieder rekombinieren und dadurch die gemessene Pulshöhe abnimmt, was in Abbildung 4.8 für eine Verstärkungsspannung von  $V_{\text{amp}} = 460$  V am linken Bildrand gut zu sehen ist.

In Abbildung 4.8 auf der vorherigen Seite sieht man die für verschiedene Verstärkungsspannungen  $V_{\text{amp}}$  gemessenen relativen Pulshöhen zusammen mit der aus der `Garfield++`-Simulation erhaltenen Elektronentransparenz des Gitters. Die Messungen wurden an dem in Kapitel 2.1 auf Seite 5 beschriebenen Aufbau mit Alpha-Teilchen durchgeführt und die Auswertung der Pulshöhen und deren Spektren folgt Kapitel 2.2. Auf der Ordinate sind

#### 4. Entstehung von Entladungen im Micromegas-Detektor

die dort beschriebenen beschnittenen Mittelwerte der Pulshöhen dargestellt.

Man sieht, dass für höhere Verstärkungsfelder  $V_{\text{amp}}$  wie zu erwarten die mittlere Pulshöhe höher ist. Die mittlere Pulshöhe zeigt für alle Werte von  $V_{\text{amp}}$  ein Absinken mit steigendem Driftfeld. Dieses Verhalten ist auf die sinkende Elektronentransparenz des Gitters zurückzuführen. Außerdem tritt für sehr kleine Driftfelder kleiner als 100 V/cm ein Absinken der Pulshöhe dadurch auf, dass das Driftfeld die von Alpha-Teilchen erzeugten Elektron-Ion-Paare nicht mehr trennen kann und diese teilweise rekombinieren.

Zusätzlich ist die mit **Garfield++** bei einem Verstärkungsfeld von  $E_{\text{amp}} = 35 \text{ kV/cm}$  (entspricht bei  $l_{\text{amp}} = 128 \mu\text{m}$  einer Verstärkungsspannung von  $V_{\text{amp}} = 450 \text{ V}$ ) simulierte Elektronentransparenz des Gitters als graue Dreiecke eingezeichnet. Die simulierte Elektronentransparenz hat einen Wertebereich von 0 bis 1 und muss zum Vergleich mit den experimentell gemessenen mittleren Pulshöhen entsprechend skaliert werden. Für jede der Messreihen bei den verschiedenen Verstärkungsspannungen  $V_{\text{amp}}$  wurde ein Skalierungsfaktor so gewählt, dass die Simulation möglichst gut durch die gemessenen Daten beschrieben werden.

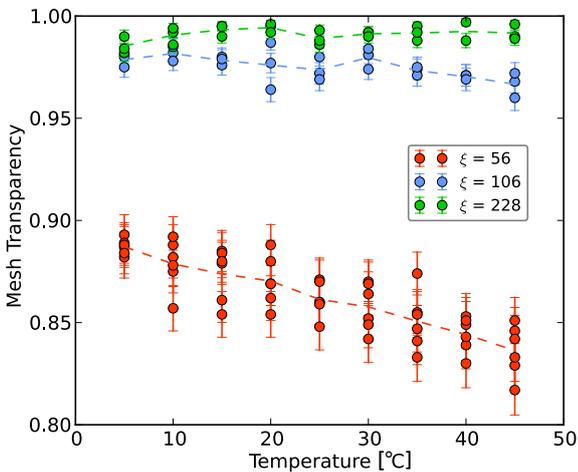


Abbildung 4.9.: Simulierte Elektronentransparenz des Gitters als Funktion der Temperatur für verschiedene Verhältnisse von Verstärkungsfeld zu Driftfeld  $\xi = E_{\text{amp}}/E_{\text{drift}}$  bei  $E_{\text{amp}} = 40.6 \text{ kV/cm}$ .

im Bereich von wenigen Prozent. Allerdings wurde der Skalierungsfaktor mit Absicht so gewählt, dass die Elektronentransparenz im Bereich hoher Transparenz (Driftfeld etwa 200 bis 400 V/cm) im Experiment niedriger ist als in der Simulation. Dies ist gerechtfertigt, da in diesem Bereich die Entladungsrate im Bereich von 0.1 bis 1 Hz liegt, wodurch die effektive Verstärkungsspannung absinkt, wie in Kapitel 2.1.4 dargelegt. Dadurch sind die gemessenen Pulshöhen systematisch je nach Entladungsrate um wenige Prozent zu niedrig. Berücksichtigt man dies, ist die Übereinstimmung zwischen den simulierten und gemessenen Daten sehr gut.

#### 4.3.2. Einfluss der Temperatur in der Simulation

Aufgrund der Diffusionsbewegung der Elektronen hat auch eine Änderung der Temperatur einen Einfluss auf den Anteil der Elektronen, die durch das Gitter hindurchtreten können.

Das Simulieren der Elektronentransparenz des Gitters nimmt für eine gewählte Verstärkungsspannung sehr viel Rechenzeit (mehrere Tage) in Anspruch. Deshalb wurde die Simulation nur einmal für eine Verstärkungsspannung von  $V_{\text{amp}} = 450 \text{ V}$  durchgeführt und für die anderen Verstärkungsspannungen umgerechnet unter der Annahme, dass die Elektronentransparenz des Gitters nur vom Verhältnis von Driftfeld zu Verstärkungsfeld  $\xi = E_{\text{amp}}/E_{\text{drift}}$  abhängt. Diese Näherung sollte für kleine Variationen der Verstärkungsspannung, wie sie hier verwendet werden, sehr gut stimmen. Die in Abbildung 4.8 mit „Simulation“ beschrifteten Graphen sind also alle skalierte Variationen ein- und derselben simulierten Datenreihe.

Die relative Abweichung zwischen der experimentell bestimmten und der simulierten Elektronentransparenz des Gitters ist

Abbildung 4.9 auf der vorherigen Seite zeigt die mit **Garfield++** simulierte Elektronentransparenz des Gitters für verschiedene Verhältnisse zwischen Verstärkungsfeld und Driftfeld  $\xi = E_{\text{amp}}/E_{\text{drift}}$  in Abhängigkeit von der Temperatur. Man sieht dass für hohe  $\xi$ , für die die Gittertransparenz nahe 100 % ist, nahezu keine Abhängigkeit von der Temperatur besteht. Für  $\xi = 56$  sieht man jedoch eine deutliche Abnahme der Elektronentransparenz des Gitters mit steigender Temperatur.

Steigt die Temperatur, so sinkt bei gleichem Druck die Dichte des Gases und damit steigt die mittlere freie Weglänge der Elektronen an. Dadurch steigt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen, wodurch Trägheitseffekte eine größere Rolle spielen sollten. Der mit **Garfield++** simulierte Diffusionskoeffizient ist außerdem für eine Temperatur von 30 °C das Vierfache des Diffusionskoeffizienten bei 10 °C, die Standardabweichung des Elektronenortes nach 1 cm Drift steigt daher von 60  $\mu\text{m}$  auf 130  $\mu\text{m}$ .<sup>12</sup> Durch die stärkere Diffusionsbewegung steigt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron während des Durchtritts durch das Gitter in dieses hinein diffundiert und absorbiert wird, wodurch die Gittertransparenz für höhere Temperaturen sinkt.

#### 4.4. Gasverstärkung

Durch die Löcher im Gitter gelangen die Elektronen in den Verstärkungsbereich zwischen Gitter und Anodenstreifen. Dort herrscht ein hohes elektrisches Feld von etwa 40 kV/cm. Durch das starke Feld erhalten die Elektronen zwischen den Stößen mit den Gasatomen so viel Energie, dass sie die Gasatome und -moleküle ionisieren können. Die dadurch erzeugten Elektronen können ihrerseits wieder Elektron-Ion-Paare erzeugen. Dadurch wächst die Zahl der Elektronen exponentiell mit der zurückgelegten Strecke an. Dieser Prozess der Gasverstärkung wird Townsend-Lawine genannt. Nennt man die von einem Elektron pro cm erzeugte Anzahl Lawinenelektronen  $\alpha$ , so gilt für die Größe der Elektronenlawine in Abhängigkeit vom Ort für ein konstantes elektrisches Feld

$$N_e(x) = N_{e,0} \cdot e^{\alpha x}. \quad (4.7)$$

Der Parameter  $\alpha$  wird auch erster Townsend-Koeffizient genannt. Er hängt von der Dichte des Detektorgases und von der Feldstärke  $E_{\text{amp}}$  ab. Eine verbreitete empirische Parametrisierung des ersten Townsend-Koeffizienten ist[45]

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E_{\text{amp}}/p}\right). \quad (4.8)$$

<sup>12</sup>Nach Formel 4.5 ist die Standardabweichung des Elektronenortes proportional zur Wurzel des Diffusionskoeffizienten.

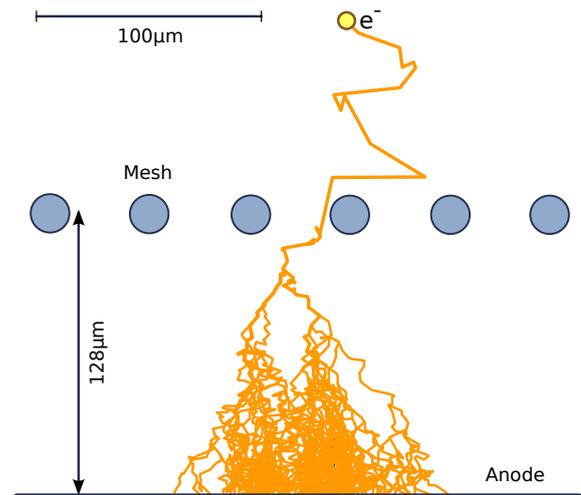


Abbildung 4.10.: Ein durch das Gitter tretendes Elektron wird in einer Townsend-Lawine verstärkt, simuliert mit **Garfield++**.

#### 4. Entstehung von Entladungen im Micromegas-Detektor

Dabei sind  $A$  und  $B$  experimentell zu bestimmende Konstanten. Für Argon mit einer Beimischung von 3.7%  $\text{CO}_2$  findet man  $A = 5.04 \text{ cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$  und  $B = 90.82 \text{ V cm}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$ [46]. Diese einfachen Formeln liefern für das genannte Gemisch bei einem Verstärkungsspalt von  $128 \mu\text{m}$  und einem Verstärkungsfeld von  $E_{\text{amp}} = 35.2 \text{ kV/cm}$  einen Townsend-Koeffizienten von  $\alpha = 539 \text{ cm}^{-1}$ . Damit ergibt sich ein Gasverstärkungsfaktor von  $n_{\text{gain,TE}} = 987$ , was in der selben Größenordnung ist wie der von **Garfield++** für eine Argon: $\text{CO}_2$ -Mischung mit 7%  $\text{CO}_2$  berechnete Faktor  $n_{\text{gain,G++}} \approx 800$ .

Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors von der Länge des Verstärkungsbereichs führen kleine Inhomogenitäten im Detektor zu einer relativ großen Streuung in der Gasverstärkung. Da die Hälfte der in der Lawine erzeugten Elektronen in der letzten freien Weglänge erzeugt werden, könnten auch Feldverzerrungen, die durch die Anodenstreifen oder das dielektrische Material zwischen ihnen entstehen, einen relativ großen Einfluss auf die Gasverstärkung haben.

Die Elektronen in der Townsend-Lawine werden auf ihrem Weg zur Anode durch die Stöße mit dem Detektorgas beträchtlich abgelenkt. Der dadurch entstehende Ionisationskegel hat im Micromegas-Detektor typischerweise einen Öffnungswinkel von ungefähr  $40^\circ$ . Dadurch verteilen sich die im Verstärkungsprozess entstandenen Elektronen nach dem Durchlaufen des Verstärkungsspalts von  $128 \mu\text{m}$  auf eine Fläche mit etwa  $80 \mu\text{m}$  Durchmesser (Abb. 4.10 auf der vorherigen Seite).

##### 4.4.1. Messungen der Gasverstärkung

Der Gasverstärkungsfaktor kann experimentell gemessen werden, indem bei konstantem Driftfeld die Verstärkungsspannung variiert wird. Wird das Driftfeld so gewählt, dass sich über den vermessenen Bereich der Verstärkungsspannung das Verhältnis der beiden Feldstärken  $\xi = E_{\text{amp}}/E_{\text{drift}}$  nicht wesentlich ändert, so bleibt auch die Elektronentransparenz des Gitters konstant. Damit ändert sich nur der Gasverstärkungsfaktor, und die gemessenen Pulshöhen sind für jede Verstärkungsspannung proportional zum Gasverstärkungsfaktor bei dieser Spannung.

In Abbildung 4.11 ist der mit **Garfield++** berechnete Gasverstärkungsfaktor in Abhängigkeit der Verstärkungsspannung  $V_{\text{amp}}$  für zwei verschiedene Werte des Penning-Faktors  $P_p$  aufgetragen. Die Größe des Verstärkungsbereichs zwischen Gitter und Anodenstreifen betrug  $128 \mu\text{m}$ . Man sieht, dass die Gasverstärkung ähnlich einer Exponentialfunktion mit der Verstärkungsspannung wächst<sup>13</sup>. Wie schon in Kapitel 3.3.4 diskutiert, ist der simulierte Verstärkungsfaktor für einen Penning-Faktor von  $P_p = 0.42$  deutlich größer als für  $P_p = 0.3$ .

Zusätzlich zu den simulierten Verstärkungsfaktoren ist in Abbildung 4.11 eine Messung der relativen Pulshöhen in Abhängigkeit von  $V_{\text{amp}}$  eingezeichnet (graue Dreiecke, „Experiment“).<sup>14</sup> Da die Pulshöhen in ADC-Einheiten gemessen werden, muss ein Skalierungsfaktor für die Umrechnung in einen Verstärkungsfaktor gewählt werden. Die gemessenen Pulshöhen wurden für die zwei simulierten Werte des Penning-Faktors jeweils mit einem anderen Skalierungsfaktor multipliziert, um eine Übereinstimmung mit den simulierten

<sup>13</sup>Benutzt man die weiter oben eingeführte Parametrisierung  $\alpha/p = A \exp(-B/(E_{\text{amp}}/p))$ , so ergibt sich für die Gasverstärkung in Abhängigkeit vom Verstärkungsfeld die doppelt exponentielle Funktion  $N_{\text{gain}} = \exp(dpA \exp(-Bpd/V_{\text{amp}}))$ , wobei  $d$  die Länge des Verstärkungsbereiches ist und  $p$  der Druck.

<sup>14</sup>Es sind die in Kapitel 2.2.3 auf Seite 15 beschriebenen beschnittenen Mittelwerte der Pulshöhen dargestellt, die im Wesentlichen ein Maß für die auf der Anode gesammelte Ladung sind.

Werten zu erreichen. Die beiden eingezeichneten mit „Experiment“ bezeichneten Linien sind also aus derselben Messung mit unterschiedlicher Skalierung entstanden.

Die gemessenen Pulshöhen zeigen ab einer Verstärkungsspannung von etwa 670 V ein Sättigungsverhalten. Dies ist kein physikalischer Effekt, sondern durch den begrenzten Wertebereich des verwendeten Flash-ADCs im Zusammenspiel mit dem Auswertungsverfahren (Kap. 2.2) verursacht. Durch den begrenzten dynamischen Wertebereich des Flash-ADC gibt es eine maximale Pulshöhe, die aufgenommen werden kann. Alle höheren Pulshöhen werden beim Aufnehmen der Daten auf diese maximale Höhe reduziert. Dadurch sind die Pulshöhenspektren bei diesem Maximum abgeschnitten und der beschnittene Mittelwert der Pulshöhenspektren sättigt gegen diese maximale Pulshöhe.

Die simulierten Daten zeigen eine relativ gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten relativen Verstärkungsfaktoren. Allerdings ist im Experiment ein rascherer Anstieg der Gasverstärkung mit steigender Verstärkungsspannung zu beobachten als in der Simulation. Dies ist auf Näherungen im Simulationsverfahren von `Garfield++` zurückzuführen. So werden beispielsweise in der Townsend-Lawine emittierte Photonen außer im phänomenologischen Penning-Faktor nicht weiter berücksichtigt. Die Abweichungen zwischen Experiment und Simulation sind an den Rändern des untersuchten Spannungsbereichs, wo die Abweichungen am größten sind, im Bereich von 10%. Allerdings könnte die tatsächliche Abweichung deutlich größer sein, da die gewählten Skalierungsfaktoren für die experimentellen Daten auf den vermessenen Spannungsbereich angepasst sind.

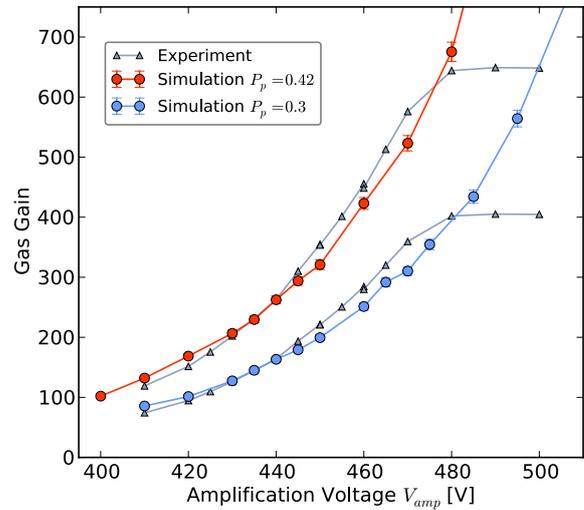


Abbildung 4.11.: Mit `Garfield++` simulierte Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Verstärkungsspannung im Vergleich mit den experimentell ermittelten Pulshöhen bei  $E_{drift} = 286$  V/cm. Das Sättigungsverhalten im Experiment ist ein Artefakt der Datenauswertung, die mit „Experiment“ beschrifteten Linien sind skalierte Versionen voneinander.

#### 4.4.2. Statistische Fluktuationen der Gasverstärkung

Da der Gasverstärkungsprozess in der Townsend-Lawine exponentiell abläuft, treten relativ große Fluktuationen in der Gesamtzahl der entstandenen Elektronen auf. Diese Tatsache hat einen wesentlichen Einfluss auf die für Micromegas-Detektoren erreichbare Energieauflösung. In Abbildung 4.12 ist links die Verteilung der Anzahl der in einer Townsend-Lawine im Verstärkungsbereich entstandenen Elektronen, also die Fluktuation des Gasverstärkungsfaktors von durch ein einzelnes Elektron ausgelösten Lawinen, für drei verschiedene Verstärkungsspannungen dargestellt. Die Daten wurden mit `Garfield++` simuliert und aufgrund der relativ schlechten Statistik ( $N \approx 1000$ ) sind die Verteilungen relativ wellig. Man sieht, dass die Verteilung wie erwartet relativ breit ist und einen langen Ausläufer zu höheren Elektronenzahlen hat.

Die an der Anode gemessene Signalhöhe fluktuiert natürlich deutlich schwächer, da im Normalfall nicht nur ein Elektron durch das Gitter in den Verstärkungsraum eintritt, son-

#### 4. Entstehung von Entladungen im Micromegas-Detektor

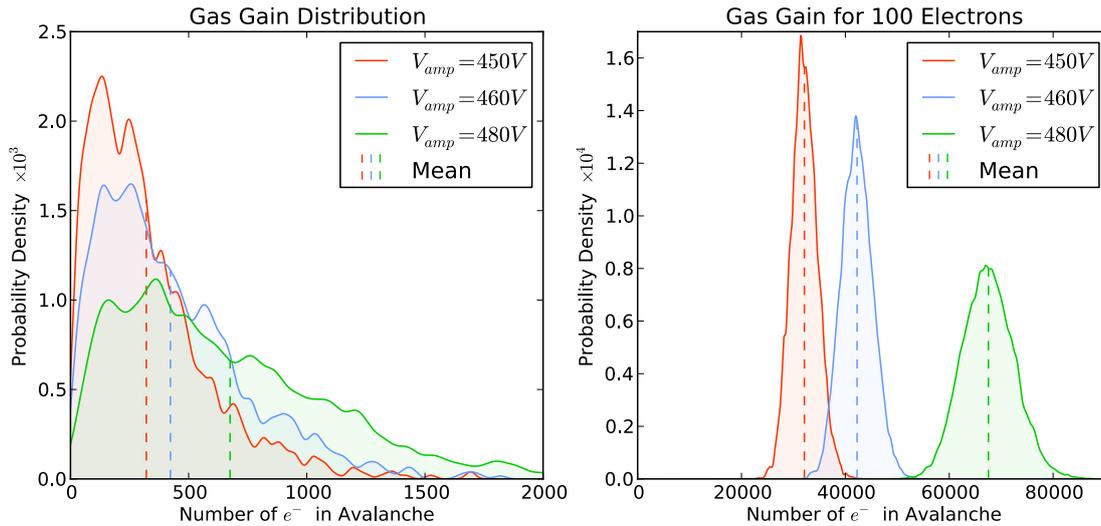


Abbildung 4.12.: Linke Seite: Mit **Garfield++** simulierte Wahrscheinlichkeitsverteilung der Elektronenanzahl in einer Townsend-Lawine, die von einem einzelnen Elektron ausgelöst wurde, für verschiedene Verstärkungsspannungen  $V_{amp}$ . Die mittlere Gasverstärkung ist jeweils gestrichelt eingezeichnet. Rechte Seite: Verteilung der im Verstärkungsprozess entstandenen Elektronen, wenn gleichzeitig 100 Elektronen in den Verstärkungsbereich eintreten.

dern mehrere gleichzeitig.<sup>15</sup> In Abbildung 4.12 rechts ist die Verteilung der auf der Anode auftreffenden Elektronen gezeigt für den Fall, dass 100 Elektronen in den Verstärkungsbereich gelangen. Wie nach dem zentralen Grenzwertsatz der Statistik zu erwarten ist, ergeben sich Gaußverteilungen mit einem Mittelwert proportional zur anfänglichen Anzahl der Elektronen  $N_{e^-}$  und einer Standardabweichung, die mit  $\sqrt{N_{e^-}}$  skaliert.

Aufgrund der großen Anzahl von primären Ladungsträgern, die von den in den hier gemachten Experimenten verwendeten Alpha-Teilchen erzeugt werden, ist die Fluktuation der in der Townsend-Lawine erzeugten Ladung recht klein. Bei einem typischen Energieverlust von 1.3 MeV im Driftraum werden etwa 49 000 Elektronen-Ion-Paare erzeugt. Bei  $V_{amp} = 450$  V werden daraus im Durchschnitt  $1.6 \times 10^7$  Elektronen. Die Standardabweichung dieser Zahl beträgt dabei 56 000, der totale Gasverstärkungsfaktor fluktuiert also um weniger als 0.5%, was nur einen sehr kleinen Einfluss auf die Entladungsrate haben sollte.

<sup>15</sup>Ein minimal ionisierendes Teilchen erzeugt in Ar:CO<sub>2</sub> (93 : 7) ungefähr 106 Elektronen pro cm[8], im 7 mm langen Driftraum also etwa 70 Elektronen.

# 5. Entladungsrate im Micromegas-Detektor in Experiment und Simulation

## 5.1. Gemessene Entladungsrate in Abhängigkeit von Verstärkungs- und Driftfeld

Mit dem in Kapitel 2.1 beschriebenen Aufbau wurde die Entladungsrate des Micromegas-Detektors bei Variation des Driftfeldes  $E_{\text{drift}}$  und der Verstärkungsspannung  $V_{\text{amp}}$  gemessen. Die Entladungen wurden mit einer Mixed-Nuclide Alpha-Quelle, die die Isotope Pu-239, Am-241 und Cm-244 enthält, erzeugt. Die Temperatur des Micromegas-Detektors wurde konstant auf 20.0(4) °C gehalten. Die Entladungen wurden mit dem in Kapitel 2.1.5 beschriebenen elektronischen Aufbau gezählt, die Variation der Detektorspannungen und das Auslesen des elektronischen Zählers wurde automatisiert von einem Messskript<sup>1</sup> durchgeführt. Die Alpha-Quelle wurde von dem in Abbildung 4.2 gezeigten Aluminiumbecher gehalten, dabei wurden keine zusätzlichen Abstandshalter verwendet (entspricht der Situation „spacer = 0 mm“ in Abb. 4.4 auf Seite 33). Für die meisten Messpunkte wurde die Anzahl der Entladungen in einem Zeitraum von 10 min gezählt. Die Alpharate wurde bei Detektorspannungen, bei denen keine Entladungen auftraten<sup>2</sup>, zu 18.5 Hz bestimmt.

### 5.1.1. Der Einfluss der Verstärkungsspannung

In Abbildung 5.1 ist die gemessene Wahrscheinlichkeit, dass ein in den Detektor einfallendes Alpha-Teilchen eine Entladung zwischen Gitter und Anode auslöst, d. h. die gemessene Entladungsrate geteilt durch die Alpharate von 18.5 Hz, gezeigt. Auf der rechten Seite sieht man, dass Entladungen erst ab einer gewissen Verstärkungsspannung  $V_{\text{amp,min}}$  auftreten, die je nach gewähltem Driftfeld  $E_{\text{drift}}$  variiert. Für eine Driftfeldstärke von  $E_{\text{drift}} = 285.7 \text{ V/cm}$  treten Entladungen beispielsweise erst ab einer Verstärkungsspannung von  $V_{\text{amp,min}} \approx 440 \text{ V}$  auf. Erhöht man die Verstärkungsspannung weiter, so steigt die Entladungsrate rasch an. Dabei erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass ein Alpha-Teilchen eine Entladung auslöst, um etwa 7%, wenn man die Verstärkungsspannung um 10 V steigert.

Der Anstieg der Entladungsrate mit der Verstärkungsspannung ist zu erwarten, da mit der Verstärkungsspannung auch der Gasverstärkungsfaktor (Kap. 4.4) wächst. Dadurch steigt die Anzahl der in der Townsend-Lawine produzierten Elektronen an. Die Anzahl der erzeugten Elektron-Ion-Paare variiert, je nachdem von welchem Isotop das Alpha-Teilchen stammt und unter welchem Winkel es in den Detektor eintritt. Eine Entladung entsteht, wenn die Zahl der Elektronen in der Lawine das Raether-Limit übersteigt. Bei steigender

<sup>1</sup>`microgas/readout/start_combined_new.sh`

<sup>2</sup>Das Auftreten von Entladungen senkt die gemessene Alpha-Rate, da der Micromegas-Detektor während einer Entladung keine Teilchen registrieren kann.

## 5. Entladungsrate im Micromegas-Detektor in Experiment und Simulation

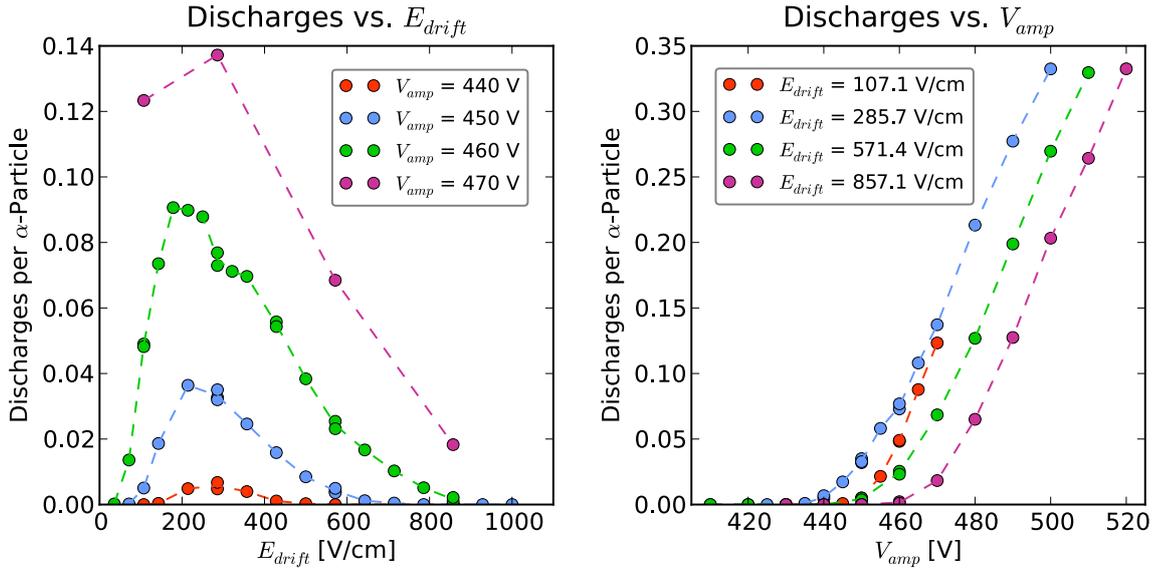


Abbildung 5.1.: Die gemessene Wahrscheinlichkeit, dass ein Alpha-Teilchen eine Entladung im Micromegas-Detektor auslöst, in Abhängigkeit vom Driftfeld und der Verstärkungsspannung. Die Entladungsrate hat ein ausgeprägtes Maximum um  $E_{\text{drift}} = 250 \text{ V/cm}$ , und steigt wie zu erwarten stark mit der Verstärkungsspannung  $V_{\text{amp}}$  an.

Gasverstärkung reicht nun eine immer kleinere Primärladung aus, um eine Entladung auszulösen. Damit können auch Alpha-Teilchen, die aufgrund ihres Eintrittswinkels oder ihrer Energie weniger Elektron-Ion-Paare im Driftraum erzeugen, eine Entladung auslösen.

### 5.1.2. Der Einfluss der Driftspannung

Auf der linken Seite in Abbildung 5.1 sieht man, dass die Entladungsrate bei einem Driftfeld von etwa  $250 \text{ V/cm}$  unabhängig von der gewählten Verstärkungsspannung  $V_{\text{amp}}$  ein Maximum hat. Vergleicht man dies mit den gemessenen Pulshöhen (Abb. 5.2), die proportional zu den insgesamt im Gasverstärkungsprozess erzeugten Elektronen sind, so sieht man, dass die Gesamtzahl der Lawinenelektronen nur schwach mit dem Driftfeld  $E_{\text{drift}}$  variiert.<sup>3</sup> Das beobachtete Maximum der Entladungsrate wird also nicht dadurch verursacht, dass bei  $E_{\text{drift}} = 250 \text{ V/cm}$  besonders viele Elektronen in der Townsend-Lawine entstehen, sondern muss an deren räumlichen und zeitlichen Verteilung liegen. Die transversale Diffusion der Elektronen hat bei einem Driftfeld von  $E_{\text{drift}} = 200 \text{ V/cm}$  ein Minimum (siehe Abb. 4.6 auf Seite 37), das sehr gut mit dem beobachteten Maximum der Entladungsrate zusammenpasst. Zusätzlich wird für Driftfelder kleiner als  $200 \text{ V/cm}$  eine Reduzierung der Entladungsrate durch die großen Driftzeiten der Elektronen erwartet, die dann das Gitter zeitlich stark voneinander getrennt erreichen.

<sup>3</sup>Die leichte Variation der Pulshöhen ist auf das Sinken der Elektronentransparenz des Gitters mit steigendem Driftfeld zurückzuführen (Kap. 4.3).

### 5.1.3. Sättigung der gemessenen Entladungsrate

Bei einer Entladung sinkt die Verstärkungsspannung  $V_{amp}$  am Gitter und damit die Gasverstärkung, wie in Kapitel 2.1.4 beschrieben, stark ab. Sie lädt sich dann erst in etwa 20 ms auf 99 % und in weiteren 300 ms auf die volle Verstärkungsspannung auf. Da die Entladungsrate stark mit der Verstärkungsspannung steigt (Abb. 5.1 rechts), ist während des Aufladens die Wahrscheinlichkeit eines erneuten Auftretens einer Entladung reduziert. Dadurch ist die gemessene Entladungsrate pro Alpha-Teilchen immer etwas niedriger als die Wahrscheinlichkeit, dass ein Alpha-Teilchen bei voller Verstärkungsspannung eine Entladung auslöst. Nimmt man eine effektive Totzeit von 30 ms an, so kann maximal eine Entladungsrate von 33 Hz gemessen werden. Im Experiment wurden Entladungsraten zwischen 1 und 6 Hz gemessen. Es wird also erwartet, dass für hohe Entladungsraten die gemessenen Entladungswahrscheinlichkeiten systematisch um einige Prozent zu niedrig sind.

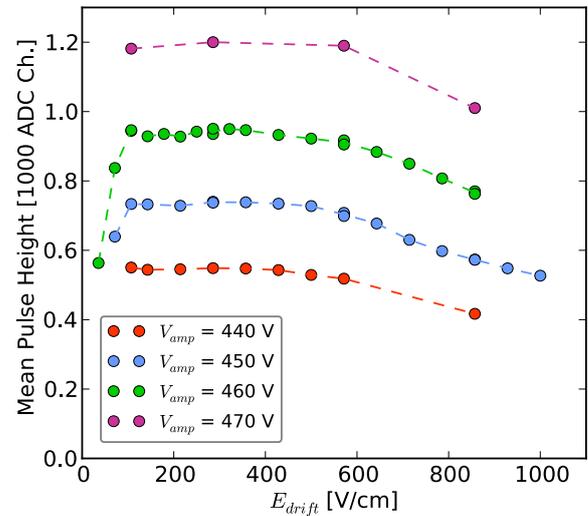


Abbildung 5.2.: Variation der gemessenen Pulshöhe mit dem Driftfeld  $E_{drift}$ . Die Pulshöhen sind proportional zur Gesamtzahl der Elektronen in der Townsend-Lawine im Verstärkungsbereich. Dargestellt sind die in Kapitel 2.2.3 auf Seite 15 erläuterten beschnittenen Mittelwerte der Pulshöhen.

## 5.2. Berechnung der Ladungsträgerdichte im Verstärkungsbereich

In Kapitel 4 wurden die physikalischen Vorgänge im Micromegas-Detektor betrachtet, die bestimmen, wie beim Durchgang eines Alpha-Teilchens durch den Micromegas-Detektor die Ladungsträgerdichte im Verstärkungsbereich zwischen Gitter und Anode räumlich und zeitlich verteilt ist, und die Mechanismen, die zum Übergang von der Townsend-Lawine über den Streamer zum Gasdurchbruch führen.

Die Elektronen, die beim Durchgang eines Alpha-Teilchens durch den Micromegas-Detektor entstehen, sind anfangs entlang der Teilchenspur zwischen Kathode und Gitter verteilt (Abb. 5.3). Die Verteilung kann aufgrund des Bragg-Peaks ein Maximum der Elektronendichte haben (Im Bild durch die gehäuften gelben Punkte angedeutet). Sie bewegen sich dann mit einer konstanten Driftgeschwindigkeit zum Gitter, das dadurch von den näher an der Kathode entstandenen Elektronen erst später erreicht wird als von nahe am Gitter entstandenen Elektronen. Die nahe am Gitter entstandenen Elektronen verteilen sich jedoch aufgrund von Diffusion weniger<sup>4</sup> und erzeugen eine höhere lokale Ladungsdichte. Dadurch entsteht am Gitter eine komplexe Elektronenverteilung in Ort und Zeit, die überdies vom Eintrittswinkel des Alphateilchens und der Verteilung der Elektron-Ion-Paare entlang der Ionisationsspur abhängt.

<sup>4</sup>Die Standardabweichung des Ortes der Elektronen in x-Richtung parallel zum Gitter ist proportional zur Wurzel aus dem zurückgelegten Weg in z-Richtung (Gleichung 4.5). Dadurch sinkt die Flächenladungsdichte wie  $1/z$ .

### 5.2.1. Die Elektronendichte und das Raether-Limit

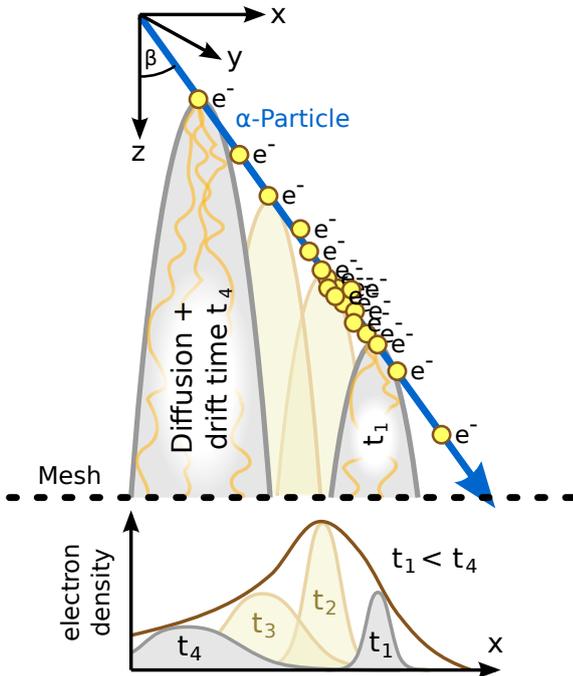


Abbildung 5.3.: Räumliche und zeitliche Verteilung der Elektronen beim Erreichen des Gitters. Die Elektronen aus der Ionisationsspur diffundieren transversal im Driftraum und haben unterschiedliche Driftzeiten.

Korrelation ähnliche Dimensionen wie die transversale Ausdehnung der Elektronenlawine hat, also typischerweise etwa  $80\ \mu\text{m}$  Durchmesser (siehe Abb. 4.10 auf Seite 41). Dieser Parameter kann z. B. aus Garfield++-Simulationen gewonnen werden.

Für Elektronen, die zeitlich getrennt im Verstärkungsbereich ankommen, sind zwei verschiedene Mechanismen denkbar, die kooperativ zu einer Entladung führen können: Die Elektronenlawine erreicht nach einer Zeit, die in der Größenordnung von  $1\ \text{ns}$  liegt<sup>[3]</sup>, die Anode. Elektronen, die zeitlich weniger als  $1\ \text{ns}$  voneinander getrennt durch das Gitter hindurch treten, sind auf ihren Weg zur Anode also auch räumlich nahe beieinander. Es ist plausibel, dass diese Elektronen gemeinsam zur Entstehung einer Entladung beitragen.

Außerdem könnte auch die im Verstärkungsbereich zurückbleibende Raumladung der positiven Ionen die Wahrscheinlichkeit erhöhen, dass nachfolgend durch das Gitter tretende Elektronen eine Entladung auslösen. Da die Ionen bei einem hier typischerweise verwendeten Verstärkungsfeld von  $35\ \text{kV/cm}$  eine Driftgeschwindigkeit von ungefähr  $0.6\ \text{mm}/\mu\text{s}$ <sup>5</sup> haben, ist die Raumladung nach einer Zeit von ungefähr  $200\ \text{ns}$  vollständig aus dem Verstärkungsbereich verschwunden. Treten weitere Elektronen innerhalb dieser  $200\ \text{ns}$  durch das Gitter, können die immer noch im Driftraum befindlichen positiven Ionen die Entstehung einer Entladung begünstigen.<sup>6</sup>

Der Streamer-Mechanismus, der dazu führt, dass eine Townsend-Lawine zu einer Entladung führt, ist sehr komplex (Kap. 4 auf Seite 27). Deshalb ist es ohne detaillierte Simulationen schwierig vorauszusagen, wann eine räumlich und zeitlich bekannte Elektronenverteilung am Gitter zu einer Entladung im Verstärkungsbereich führt. Mit dem Raether-Limit ist zwar bekannt, dass es bei einer Gesamtlawinengröße von etwa  $10^7$  Elektronen zu einer Entladung kommt, es sagt aber nichts darüber aus, in welchem Raumbereich diese  $10^7$  Elektronen konzentriert sein müssen, damit sich Streamer ausbilden können. Es ist anzunehmen, dass zwei gleichzeitig an derselben Stelle durch das Gitter tretende Elektronen im Vergleich zu einem einzelnen Elektron schon bei einem nur halb so großen Gasverstärkungsfaktor zu einer Entladung führen. Werden die Elektronen räumlich oder zeitlich weit genug voneinander getrennt, sollte der kooperative Effekt verloren gehen.

Die Größenordnungen der räumlichen und zeitlichen Korrelation können abgeschätzt werden. Es ist plausibel, dass die räumliche

<sup>5</sup>Dieser Wert gilt für die Drift von Argon-Ionen in reinem Argon, und ergibt sich für eine Ionenmobilität von  $1.7\ \text{cm}^2\ \text{V}^{-1}\ \text{s}^{-1}$ .<sup>[41, 40]</sup>

<sup>6</sup>Ein denkbarer Mechanismus dafür ist die Rekombination von Elektronen und Ionen, bei der Photonen produziert werden, die dann wieder verzögerte Elektronen erzeugen.

Die zeitliche Nähe, die die Elektronen bei diesen beiden Prozessen haben müssen, unterscheiden sich um zwei Größenordnungen. Die gemessenen Daten lassen sich gut erklären, wenn man annimmt, dass auch Elektronen, die zeitlich wenige 100 ns voneinander getrennt in den Verstärkungsbereich eintreten, die Entladungswahrscheinlichkeit erhöhen (Kap. 5.3). Dies lässt vermuten, dass die Raumladung der positiven Ionen der vermittelnde Mechanismus bei der Entstehung von Entladungen ist. Dies ist konsistent mit der Streamer-Theorie.

### 5.2.2. Vergleich der Größenordnungen der beteiligten Effekte

Aus den gemessenen Pulshöhenspektren ist durch Vergleich mit der Simulation bekannt, dass bei der hier verwendeten Alpha-Quelle die meisten in den Detektor eintretenden Alpha-Teilchen im Driftraum zwischen 1.0 und 1.5 MeV Energie verlieren (Abb. 4.4 auf Seite 33). Die höchsten gemessenen Pulshöhen entsprechen einem Energieverlust von 1.7 MeV. Da zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares 26.8 eV Energie benötigt werden, entstehen entlang der Teilchenbahn also zwischen 37 000 und 56 000 Elektron-Ion-Paare.

Angenommen, diese tragen alle gleichermaßen zur Entstehung einer Entladung bei, so wird zum Überschreiten des Raether-Limits von  $10^7$  Elektronen ein Gasverstärkungsfaktor von  $10^7/56\,000 = 180$  benötigt. Dies entspricht einer Verstärkungsspannung von 420 V (siehe Abb. 4.11)<sup>7</sup>. Unterhalb dieser Spannung sollten also durch Alpha-Teilchen keine Entladungen auftreten können, was von den Experimenten bestätigt wird (Abb. 5.1). Allerdings treten die ersten Entladungen schon bei 440 V/cm auf, was einer Gasverstärkung von 260 entspricht. Falls das Raether-Limit von  $10^7$  Elektronen in der Lawine korrekt ist, müssten bei dieser Verstärkungsspannung ungefähr 70 % der Elektronen kooperativ an der Entstehung der Entladung beteiligt sein. Mitunter müssten 70 % der Elektronen das Gitter auf einer Fläche erreichen, die die Ausdehnung der Elektronenlawine (etwa 80  $\mu\text{m}$ ) nicht wesentlich überschreitet. Die nachfolgenden Überlegungen zeigen, dass dies unter anderem aufgrund der Diffusion der Elektronen nicht plausibel ist. Dies legt die Schlussfolgerung nahe, dass schon weniger als  $10^7$  Elektronen ausreichen, um eine Entladung auszulösen, wenn sie räumlich genügend konzentriert sind.

Es könnte auch sein, dass die Elektronen über deutlich größere Distanzen als 80  $\mu\text{m}$  miteinander wechselwirken, um eine Entladung zu erzeugen. Mit dem in Kapitel 5.3 vorgestellten Modell lassen sich die gemessenen Daten jedoch nur reproduzieren, wenn man den naiv zu erwartenden Wechselwirkungsabstand von etwa 80  $\mu\text{m}$  annimmt, und dafür eine kritische Elektronenanzahl benutzt, die eine Größenordnung unter dem in der Literatur normalerweise zitierten Raether-Limit von wenigen  $10^7$  bis  $10^8$  [47, 7, 33] liegt.

#### 5.2.2.1. Diffusion

Am Minimum der Diffusion bei  $E_{\text{drift}} = 200 \text{ V/cm}$  (siehe Kap. 4.2.2) ist die Größe des Diffusionsflecks<sup>8</sup> der Elektronen nach einer Driftstrecke von 7 mm etwa 0.45 mm (Tab. 5.1). Im Vergleich zu der Ausdehnung eines Ionisationsclusters der Elektronenlawine von 80  $\mu\text{m}$  sind diese Elektronen auf ein sehr großes Gebiet verstreut. Es ist daher nicht anzunehmen, dass sie gemeinsam zur Entstehung einer Entladung beitragen können. Elektronen aus einem Cluster, das nur einen Millimeter über dem Gitter entstanden ist, sind nach dem Zurücklegen der Driftstrecke zum Gitter dagegen nur auf einen Fleck von 0.17 mm Durch-

<sup>7</sup>Hier wurde wieder ein Penning-Faktor von  $P_p = 0.42$  angenommen

<sup>8</sup>Als Größe des Diffusionsflecks wird hier die doppelte Standardabweichung der Elektronenorte in  $x$ -Richtung benutzt.

## 5. Entladungsrate im Micromegas-Detektor in Experiment und Simulation

Tabelle 5.1.: transversale Ausdehnung ( $2 \times$  Standardabweichung) des Diffusionsflecks und Driftzeit der Elektronen für verschiedene Driftstrecken bei einem Driftfeld  $E_{\text{drift}} = 200 \text{ V/cm}$ , simuliert mit Garfield++.

Driftstrecke	Diffusion in x-Richtung $2\sigma_x$	benötigte Driftzeit
1 mm	0.17 mm	48 ns
2 mm	0.24 mm	95 ns
3 mm	0.30 mm	140 ns
5 mm	0.38 mm	240 ns
7 mm	0.45 mm	330 ns

Tabelle 5.2.: Simulierte kumulative Winkelverteilung der Alpha-Teilchen und die Länge der zugehörigen in die Gitterebene projizierten Teilchenbahn. (Zur Simulation siehe Kap. 3.1) Man sieht, dass nur 10 % aller Teilchen steiler als  $\beta = 7.7^\circ$  in den Detektor eintreten.

Quantil	Eintrittswinkel $\beta$	projizierte Teilchenbahn $\Delta x = \tan(\beta) \cdot 7 \text{ mm}$
1 %	$2.2^\circ$	0.28 mm
2 %	$3.3^\circ$	0.40 mm
5 %	$5.2^\circ$	0.68 mm
7 %	$6.3^\circ$	0.82 mm
10 %	$7.7^\circ$	0.99 mm
15 %	$9.8^\circ$	1.2 mm
20 %	$11.4^\circ$	1.4 mm
30 %	$14.6^\circ$	1.8 mm

messer diffundiert. Daher sollten die auf dem letzten Millimeter entstandenen Elektronen den Hauptbeitrag zum Entstehen der für eine Entladung nötigen Elektronendichte leisten.

### 5.2.2.2. Eintrittswinkel

Für senkrechten Einfall überlagern sich die Diffusionsflecke der Elektronen am Fußpunkt der Ionisationsspur am Gitter. Die in verschiedenen Abständen zum Gitter entstandenen Elektronen können dort also alle zur Entstehung einer Entladung beitragen. Allerdings fallen im hier verwendeten Versuchsaufbau die meisten Alpha-Teilchen unter einem Winkel in den Detektor ein, der beträchtlich von der Senkrechten abweicht. (Tab. 5.2) Dadurch treffen die Diffusionsflecke der Elektronen aus unterschiedlichen Höhen nicht mehr an der selben Stelle auf das Gitter (Abb. 5.3), sondern entlang der Projektion der Teilchenbahn in die Gitterebene. Diese hat für einen Eintrittswinkel von  $\beta$  eine Länge von  $\Delta x = \tan(\beta) \cdot 7 \text{ mm}$ . Wie man in Tabelle 5.2 ablesen kann, ist diese Länge bei 99 % der Teilchenspuren größer als 0.28 mm, und bei 90 % der Teilchenspuren sogar größer als 0.99 mm.

### 5.2.2.3. Driftzeit

Bei einem Driftfeld von  $E_{\text{drift}} = 200 \text{ V/cm}$  benötigen die Elektronen für 1 mm Driftstrecke eine Zeit von 48 ns, d. h. die Elektronen, die auf dem letzten Millimeter der Ionisationsspur vor dem Gitter entstehen, treten auf einen Zeitraum von 48 ns verteilt durch das Gitter hindurch (Tab. 5.1). Die Elektronen legen in der Townsend-Lawine den Weg vom Gitter zu den Anodenstreifen in etwa 1 ns zurück. Deshalb muss die zurückbleibende Raumladung der

positiven Argon-Ionen der für die kooperative Entstehung einer Entladung durch mehrere Elektronen verantwortliche Effekt sein.

Diese ist nach ungefähr 200 ns wieder aus dem Verstärkungsbereich verschwunden, was bei einem Driftfeld von 200 V/cm in etwa der maximalen Driftzeit der Elektronen durch den Driftraum entspricht (siehe Tab. 5.1). Bei dieser Stärke des Driftfeldes sind daher alle Elektronen schnell genug am Gitter, um dort kooperativ eine Entladung auslösen zu können. Für schwächere Driftfelder, bei denen die Driftgeschwindigkeit der Elektronen kleiner ist<sup>9</sup>, erreichen die ersten Ionen der Raumladung das Gitter, bevor die letzten Elektronen aus dem Driftraum in den Verstärkungsraum eintreten. Es sollte dadurch zu einer Verringerung der Entladungswahrscheinlichkeit bei Driftfeldern unter 200 V/cm kommen.

## 5.3. Simulation der Entladungsrate

### 5.3.1. Modell der Entstehung von Entladungen

Durch die hier gemachten Simulationen und Messungen sind die wesentlichen Größen quantitativ bekannt, die die räumliche und zeitliche Verteilung der Dichte der Elektronen bei der Ankunft am Gitter beeinflussen (siehe Abb. 5.3). Diese sind

- die Winkelverteilung und Energien der Alpha-Teilchen,
- die räumliche Verteilung der im Driftraum von den Alpha-Teilchen deponierten Energie für alle Eintrittswinkel und Alpha-Energien und
- die Driftgeschwindigkeit und transversale Diffusionskonstante der Elektronen im Driftraum in Abhängigkeit vom Driftfeld.

Aus diesen Faktoren lässt sich die Verteilung der Elektronendichte  $\rho_e(\mathbf{x}, t)$  am Gitter für jede Kombination aus Driftfeld und Verstärkungsspannung genau berechnen. Dabei ist der Vektor  $\mathbf{x} = (x, y)$  ein beliebiger Ort in der Ebene knapp oberhalb des Gitters. Die in Abbildung 5.3 auf Seite 48 unten vereinfacht gezeigte Verteilung der Elektronendichte am Gitter ist also neben  $x$  auch noch von  $y$  und der Zeit  $t$  abhängig.

Die Elektronendichte am Gitter wird wie folgt berechnet: Aus dem Energieverlust der Alpha-Teilchen in Abhängigkeit vom Ort erhält man die Anzahl der produzierten Elektronen, indem man durch die mittlere Energie  $w = 26.8$  eV teilt, die in dem verwendeten Detektorgas zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares benötigt wird. Durch Faltung dieser Elektronenverteilung mit den gaußförmigen Diffusionsflecken, deren Standardabweichung  $\sigma_x = \sqrt{2Dz}/v_{\text{drift}}$  (Gl. 4.5) beträgt, erhält man die Elektronendichte am Gitter  $\rho_e(\mathbf{x}, t)$ .

Um daraus die Entladungsrate im Micromegas-Detektor in Abhängigkeit von Driftfeld und Verstärkungsspannung zu berechnen, benötigt man noch ein Modell, das beschreibt, wann eine gegebene Elektronendichte  $\rho_e(\mathbf{x}, t)$  zu einer Entladung führt. Das einfachste Modell ist, anzunehmen, dass eine Entladung auftritt, wenn die Gesamtzahl der Elektronen in der Lawine das Raether-Limit übersteigt, was der Bedingung

$$t_{\text{mesh}} n_{\text{gain}} \iint_G \rho_e(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x} dt > N_R \quad (5.1)$$

entspricht. Dabei ist

- $n_{\text{gain}}$  der Gasverstärkungsfaktor, der von der Verstärkungsspannung abhängt,

<sup>9</sup>Die Driftgeschwindigkeit steigt mit dem Driftfeld an, wie an Gleichung 4.4 auf Seite 36 und in Abbildung 4.5 auf Seite 35 zu sehen.

## 5. Entladungsrate im Micromegas-Detektor in Experiment und Simulation

- $t_{\text{mesh}}$  die Elektronentransparenz des Gitters, die vom Verhältnis des Verstärkungsfeld zum Driftfeld abhängt und
- $N_{\text{R}}$  das Raether-Limit von einigen  $10^7$  Elektronen.

Es wird über den gesamten Wertebereich  $G$  von  $\mathbf{x}$  und  $t$  integriert, d. h. über alle Zeiten und alle Orte entlang des Gitters. Dieses einfache Modell vernachlässigt jedoch den Einfluss von Diffusion und Driftzeit komplett.

Ein sinnvolleres Modell bekommt man, wenn man die Integration nur über ein räumlich und zeitlich begrenztes Gebiet  $G$  fester Größe durchführt. Die Größe von  $G$  ist durch die Abstände und Zeitskalen bestimmt, auf denen Elektronen kooperativ an der Entstehung einer Entladung mitwirken können. Der Durchmesser  $\Delta x_G$  von  $G$  ist also ungefähr die Breite der Elektronenlawine von  $80 \mu\text{m}$  und die zeitliche Ausdehnung  $\Delta t_G$  von  $G$  ist ungefähr die Driftzeit der Ionen im Verstärkungsbereich, also etwa  $200 \text{ ns}$ . Eine Entladung findet in diesem Modell also genau dann statt, wenn auf irgendeinen Kreis mit Radius  $\Delta x_G$  auf dem Gitter in einem Zeitraum  $\Delta t_G$  mehr als  $N_{\text{R}}/(t_{\text{mesh}}n_{\text{gain}})$  Elektronen auftreffen.

Es ist zu beachten, dass die Position des Kreises und der Anfang des Zeitraums nicht festgelegt ist. Es ist klar, dass eine Entladung entsteht, wenn das Raether-Limit für irgendeine Kreisposition und irgendeinen Anfangszeitpunkt überschritten wird. Um herauszufinden, ob eine gegebene Elektronendichte  $\rho_e(\mathbf{x}, t)$  eine Entladung auslöst, muss das Integral aus Gleichung 5.1 also für alle Translationen des Gebiets  $G$  durchgeführt werden. Wenn das Raether-Limit  $N_{\text{R}}$  für irgendeine Translation von  $G$  überschritten wird, führt die gegebene Elektronendichte  $\rho_e(\mathbf{x}, t)$  zu einer Entladung.

### 5.3.2. Numerische Berechnung der Entladungsrate

Um diese Bedingung für die Entstehung einer Entladung numerisch berechnen zu können, müssen einige vereinfachende Annahmen getroffen werden. Eigentlich lässt sich die Elektronendichte nach der Diffusion über eine Strecke  $z$  durch eine Normalverteilung mit Standardabweichung  $\sigma_x(z)$  beschreiben (siehe Kap. 4.2.2). Da die Integration einer zweidimensionalen Normalverteilung über ein beliebiges Gebiet aber sehr aufwändig ist, wird hier die Normalverteilung mit Standardabweichung  $\sigma_x$  stark vereinfacht durch eine Rechteckfunktion mit Breite  $2\sigma_x$  und entsprechender Normierung genähert.

Für das Gebiet  $G$ , über das die Elektronendichte wie in Gleichung 5.1 integriert wird, wird ebenfalls statt eines Kreises ein Quadrat verwendet, um die Integration zu vereinfachen. Außerdem wird die Abhängigkeit von der Zeit komplett vernachlässigt, der Zeitraum  $\Delta t_G$  also auf unendlich gesetzt. Dadurch ist der Einfluss der Driftzeit (siehe Kap. 5.2.2.3) in der Simulation nicht enthalten, was plausibel ist, da die Driftzeit der Ionen, die für den kooperativen Effekt der eintreffenden Elektronen verantwortlich sind, für typische Betriebsbedingungen in Micromegas größer als die maximale Driftzeit der Ionisationselektronen ist.

Die Werte für die Elektronentransparenz des Gitters in Abhängigkeit vom Driftfeld wurden mit `Garfield++` bei einer Verstärkungsspannung von  $450 \text{ V}$  simuliert und auf die verwendeten anderen Verstärkungsspannungen umgerechnet. Aus Abbildung 4.8 ist ersichtlich, dass diese Umrechnung die experimentellen Daten gut beschreibt. Der Gasverstärkungsfaktor wurde bei einem Driftfeld von  $E_{\text{drift}} = 350 \text{ V/cm}$  mit einem Penning-Faktor von  $P_{\text{p}} = 0.42$  simuliert. Es wurden alle in Tabelle 2.1 aufgeführten Energien der Alpha-Teilchen berücksichtigt, die Dicke der Kaptonfolie wurde wie in Kapitel 4.1.3 zu  $9.5 \mu\text{m}$  angenommen.

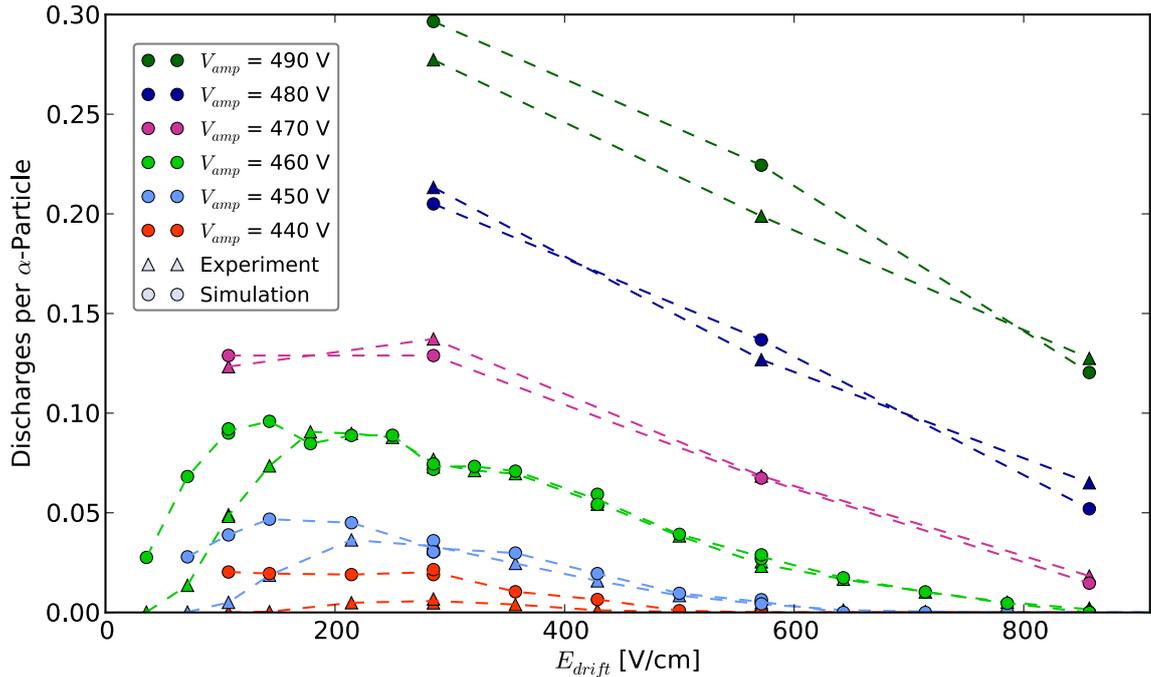


Abbildung 5.4.: Vergleich von simulierter und gemessener Entladungswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Driftfeld  $E_{\text{drift}}$  für verschiedene Verstärkungsspannungen  $V_{\text{amp}}$ . Für kleine Driftfelder überschätzt die Simulation die Entladungsrate, weil der Einfluss der Driftzeit nicht berücksichtigt wird. Da der Verlauf der Gasverstärkung in der Simulation zu flach ist (Kap. 4.4.1 auf Seite 42), wird die Entladungswahrscheinlichkeit für kleine Verstärkungsspannungen  $V_{\text{amp}}$  (z. B. rote Punkte) überschätzt.

### 5.3.3. Vergleich mit der gemessenen Entladungsrate

In Abbildung 5.4 ist die mit dem beschriebenen Algorithmus<sup>10</sup> simulierte Wahrscheinlichkeit, dass ein durch den Detektor tretendes Alpha-Teilchen eine Entladung auslöst, bei Variation des Driftfeldes  $E_{\text{drift}}$  für verschiedene Verstärkungsspannungen  $V_{\text{amp}}$  zwischen 440 V und 490 V gezeigt. Zusätzlich ist, mit Dreiecken markiert, die gemessene Entladungsrate eingezeichnet. Die Übereinstimmung ist für Driftfelder größer als  $E_{\text{drift}} = 200 \text{ V/cm}$  sehr gut. Für kleinere Driftfelder ist die simulierte Entladungsrate deutlich zu hoch, was daran liegt, dass in der Simulation der Einfluss der Driftzeit auf die Entstehung einer Entladung (Kap. 5.2.2.3 auf Seite 50) vernachlässigt wird. Berücksichtigt man diesen in der Simulation, indem das Gebiet  $G$ , über das in Gleichung 5.1 auf Seite 51 integriert wird, auch zeitlich auf etwa 200 ns begrenzt wird, so sollte die simulierte Entladungsrate für kleinere Driftfelder absinken und damit näher an der gemessenen Rate sein.

Für kleine Verstärkungsspannungen (z. B. rote Linie für  $V_{\text{amp}} = 440 \text{ V}$ ) wird die Entladungswahrscheinlichkeit in der Simulation überschätzt. Der Grund dafür ist wahrscheinlich, dass der simulierte Verlauf der Gasverstärkung über  $V_{\text{amp}}$  flacher ist als der experimentell bestimmte (siehe Abb. 4.11 auf Seite 43). Da das Auftauchen der Entladungen ein Schwellenverhalten hat (siehe Abb. 5.1 auf Seite 46 rechts), kann im Bereich des Einsetzens der Entladungen bei  $V_{\text{amp}} = 440 \text{ V}$  eine sehr kleine Überschätzung der Gasverstärkung in der Simulation eine große Erhöhung der Entladungsrate verursachen.

<sup>10</sup>microgas/fit\_python/simulate\_density.py und microgas/fit\_python/simulate\_discharges.py

## 5. Entladungsrate im Micromegas-Detektor in Experiment und Simulation

Für große Verstärkungsspannungen müsste durch den flacheren Verlauf der simulierten Gasverstärkung die Entladungsrate in der Simulation kleiner sein als im Experiment. Dass dies in Abbildung 5.4 nicht beobachtet wird, liegt an der Sättigung der experimentell bestimmten Entladungsrate (Kap. 5.1.3).

Die freien Parameter in der Simulation sind die Ausdehnung  $\Delta x_G$  des Gebiets  $G$  und das Raether-Limit<sup>11</sup>  $N_R$ . Für die in Abbildung 5.4 gezeigten simulierten Werte wurde  $\Delta x_G = 100 \mu\text{m}$  und  $N_R = 0.177 \times 10^7$  angenommen. Die beiden Parameter sind offensichtlich nicht unabhängig voneinander; nimmt man bei konstanter Elektronendichte eine doppelt so große Ausdehnung  $\Delta x_G$  und damit eine viermal so große Fläche für das Integrationsgebiet, so muss das Raether-Limit  $N_R$  geviertelt werden, damit man auf das gleiche Ergebnis für die Entladungsrate kommt.

Um herauszufinden, welches  $\Delta x_G$  die gemessenen Daten am besten reproduziert, wurde die Simulation für verschiedene Größen  $\Delta x_G$  des Integrationsgebiets, nämlich  $\Delta x_G = 20 \mu\text{m}$ ,  $50 \mu\text{m}$ ,  $100 \mu\text{m}$ ,  $400 \mu\text{m}$  und  $800 \mu\text{m}$  durchgeführt. Für jede dieser Simulationen wurde das Raether-Limit  $N_R$  so angepasst, dass die gemessenen Daten bestmöglich reproduziert werden. Die gemessene Abhängigkeit der Entladungsrate von  $V_{\text{amp}}$  und  $E_{\text{drift}}$  konnte am Besten für eine Ausdehnung des Integrationsgebiets von  $\Delta x_G = 100 \mu\text{m}$  reproduziert werden. Dies ist konsistent mit der Annahme, dass die Elektronen in der Townsend-Lawine bei der Entstehung von Entladungen über eine maximale Distanz wechselwirken, die der Breite der Lawine von etwa  $80 \mu\text{m}$  entspricht.

Der Einfluss der Driftzeit auf die Entladungsrate ist in der Simulation nicht enthalten. Aus Betrachtungen der Größenordnungen der beteiligten Effekte erscheint es aber plausibel, dass die Abweichung der Simulation bei Driftfeldern kleiner als  $200 \text{ V/cm}$  durch die Driftzeit erklärt werden kann. Insgesamt lässt sich sagen, dass das in Kapitel 5.3.1 vorgestellte einfache Modell die gemessenen Daten gut beschreibt.

---

<sup>11</sup>Streng genommen ist die Zahl  $N_R$  durch die Begrenzung des Gebiets  $G$  in Gleichung 5.1 nicht mehr genau das, was normalerweise unter dem Raether-Limit verstanden wird. Der Einfachheit halber wird der Begriff hier jedoch weiter verwendet.

Teil II.

# Hardware-Entwicklungen

## 6. Adapterplatine zwischen RD51-SRS und APV25 COMPASS Frontendboard

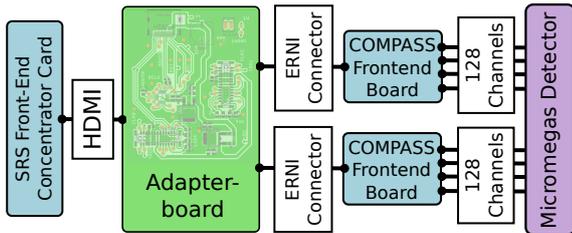


Abbildung 6.1.: Die COMPASS-SRS-Adapterplatine erlaubt es, anstatt den RD51-Hybriden zwei COMPASS-Frontendboards mit dem RD51 Scalable Readout System auszulesen.

Die COMPASS-Frontendboards wurden an der TU München entwickelt und für die Auslese von GEM-Detektoren mit APV25-Chips im Rahmen des COMPASS-Experimentes am CERN verwendet[48]. Der APV25-Chip<sup>1</sup> ist ein konfigurierbarer 128-Kanal ladungssensitiver Vorverstärker mit Ringspeicher und analoger serieller Datenausgabe, der für die Auslese von Micromegas-Detektoren nicht zuletzt wegen seiner Fähigkeit, zeitaufgelöste Signale aufzunehmen (bis zu 32 Samples bei 40 MHz[49]), geeignet ist.

Diese COMPASS-Frontendboards werden normalerweise mit einem passend dazu entwickelten DAQ-System ausgelesen. Als Teil meiner Diplomarbeit wurde eine Adapterplatine entworfen, die es erlaubt, die COMPASS-Boards mit SRS-Ausleseelektronik (das von der RD51-Kollaboration entwickelte modulare System, das eigene Frontendboards mit dem APV25-Chip verwendet) auszulesen. Dies wird möglich durch die Ähnlichkeit der COMPASS-Frontendboards mit den von der RD51-Kollaboration entwickelten APV25-Frontendboards. Die Adapterplatine ist als zweilagiges Design ausgeführt und erfordert kleine Modifikationen (Einlöten einer Kabelbrücke und eines  $0\Omega$  Widerstands) am COMPASS-Board. Erste Versuche mit APV-Testpulsen zeigen, dass das Design funktioniert.

### 6.1. Überblick über das Scalable Readout System SRS

Das Scalable Readout System (SRS) ist ein im Rahmen der RD51 Kollaboration[51] entwickeltes modulares System, das Software- und Hardwarekomponenten für typische Aufgaben, die beim Triggern, Slow Control<sup>2</sup> und der Datenaufnahme für Micro-Pattern Gasdetektoren anfallen, enthält. Das Kernstück des SRS ist die Front-End Concentrator Karte (FEC), die den generischen Teil des SRS mit dem für jede Ausleseelektronik spezifischen Teil verbindet. Die FEC wird mit einer anwendungsspezifischen Adapterkarte (in Abb. 6.2 die „Digitizer Card“) zu einer normalen  $6U \times 200mm$  Europakarte zusammengesteckt. An die Adapterkarte wiederum wird die detektorseitige Ausleseelektronik angeschlossen, im Falle

<sup>1</sup>Ursprünglich wurde der APV25-Chip für die Auslese von Silizium-Streifendetektoren in der Spurkammer des CMS-Experiments entwickelt.

<sup>2</sup>Unter Slow Control versteht man im Wesentlichen Datenverkehr, der nicht für jedes Event stattfindet. Darunter fallen hauptsächlich Steuerbefehle an die Ausleseelektronik wie das Setzen von Schwellwerten oder Verstärkungsfaktoren.

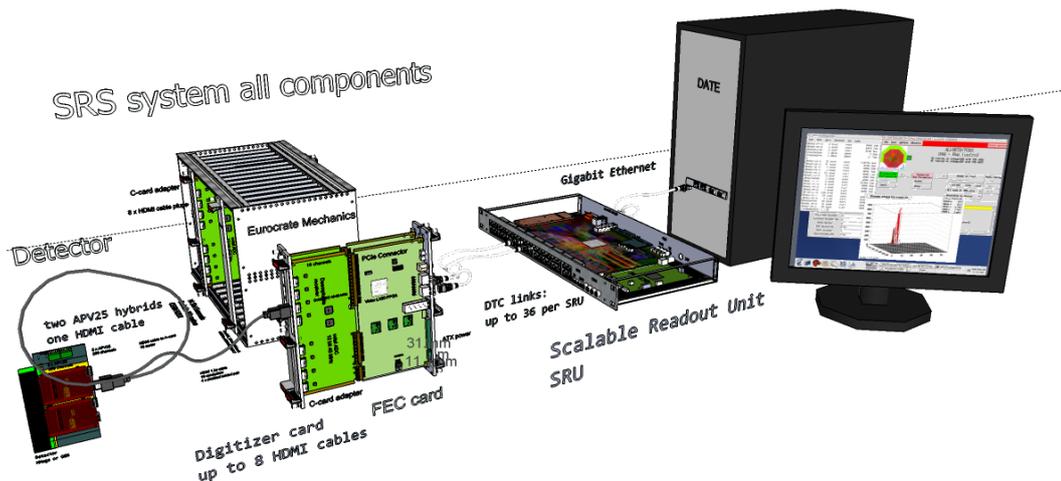


Abbildung 6.2.: Überblick über das Scalable Readout System (SRS).[50]

von Micromegas-Detektoren werden über HDMI-Kabel bis zu 16 APV25 Hybridkarten<sup>3</sup> verbunden. Auf der FEC befindet sich ein programmierbarer Xilinx Virtex-5 FPGA, der die Auslese und Konfigurationssteuerung der detektorseitigen Elektronik übernimmt, sowie Eingänge für Clock und Trigger. Die Daten werden über Gigabit Ethernet ausgegeben. Die Firmware für den FPGA muss je nach Anwendung angepasst werden, wofür die RD51 Kollaboration ein modulares Software-Framework und Beispielcode entwickelt hat. Für die Micromegas-Auslese existieren im Moment zwei Firmware-Varianten, von denen eine eine höhere Ausleserate durch Nullpunktunterdrückung erreichen soll.

Die FEC kann direkt über Ethernet gesteuert und ausgelesen werden. Für größere Experimente mit vielen FEC-Karten wird aber die Scalable Readout Unit benötigt, die Daten von bis zu 40 FECs sammelt und über 10-Gbit Ethernet an die Auslesecomputer weitergibt.

Das SRS wird auch im Rahmen des NEXT-Experiments zur Auslese des Silizium-Photomultiplier Trackers[52] verwendet.

## 6.2. Die CERN ADC Adapterkarte und die RD51 APV25 Hybridkarte

Für die Auslese von Micromegas- und GEM-Detektoren mit dem SRS wurde von der RD51-Kollaboration die CERN ADC Adapterkarte und die APV25-Hybridkarte entwickelt. Sie enthält 8 Zweikanal-12-Bit Analog-Digital-Wandler die mit 40 bis 50 MHz betrieben werden können. Die Adapterkarte wird mit der FEC zusammengesteckt und von dieser aus gesteuert.

Jeweils zwei APV25-Hybridkarten (Master und Slave) sind über ein HDMI-Kabel angebunden. Der Slave ist über ein kurzes Samtec 16-pin Kabel mit dem Master verbunden, der Master hängt direkt per HDMI-Kabel an der FEC ADC Adapterkarte. Es können maximal  $8 \times 2$  APV25-Hybridkarten an eine Adapterkarte angeschlossen werden. Über das HDMI-Kabel laufen neben den beiden analogen Ausgangssignalen AOUT0 und AOUT1 der

<sup>3</sup>Die Namenswahl „Hybrid“ für die Frontendelektronik geht vermutlich darauf zurück, dass sich sowohl analoge als auch digitale Funktionen auf der Platine finden.

## 6. Adapterplatine zwischen RD51-SRS und APV25 COMPASS Frontendboard

APVs, die auf der Adapterkarte digitalisiert werden, auch die Versorgungsspannung  $V+$ , der I2C-Bus (RST, SCL und SDA), Clock und Trigger BCLK (Abb. 6.3) für die APV25-Chips von Master und Slave. Der Trigger ist dabei im Clocksignal BCLK codiert, so dass ein Trigger als Auslassung eines Clock-Impulses erscheint. Der eigens dafür entwickelte PLL25-Chip auf dem Master extrahiert das Triggersignal wieder und reicht es mit der rekonstruierten Clock an den Slave weiter. Der PLL25-Chip erlaubt außerdem die Kompensation von Triggerlatenzen durch verschieden lange Kabel und verringert den Clockjitter.

### 6.3. Unterschiede zwischen RD51 Hybridkarte und COMPASS Frontendboard

Im Wesentlichen enthalten beide Platinen als Kernstück den APV25-Chip und detektorseitig eine Schutzschaltung gegen Überspannungen, die bei Entladungen im Micromegas-Detektor auftreten können. Es gibt aber eine Reihe von Unterschieden, die bei dem Design einer Adapterplatine berücksichtigt werden müssen. Diese sind im Folgenden aufgelistet.

**PLL25 Chip und Master-Slave-Design der RD51-Hybriden** Die RD51-Hybriden trennen das kombinierte Clock- und Triggersignal mit einem PLL25-Chip auf dem Master und reichen die beiden Signale an den Slave weiter. Der Slave übergibt seinen analogen Output an den Master, der ihn zusammen mit seinem eigenen Output über das HDMI-Kabel zur Adapterplatine und FEC schickt.

Im Gegensatz dazu bekommen COMPASS-Frontendboards das Clock- und Triggersignal einzeln; Sie werden auch nicht in Paaren verwendet, sondern funktionieren eigenständig. Eine Adapterkarte, die ein Betreiben von COMPASS-Boards an der SRS-FEC ermöglichen soll, muss daher einen PLL-Chip enthalten, der das kombinierte Clock- und Triggersignal für die COMPASS-Boards decodiert.

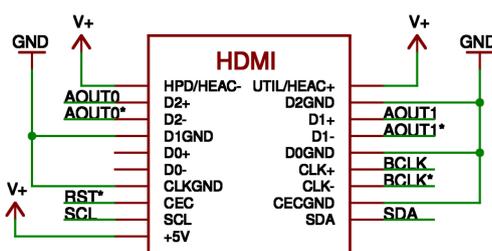


Abbildung 6.3.: Die Belegung des HDMI-Kabels zwischen FEC Adapterkarte und RD51 APV Hybriden.

**Spannungsversorgung** Der RD51-Hybrid wird über HDMI von der Front-End Concentrator Karte (FEC) mit  $5V^4$  versorgt, das COMPASS-Board wird über einen 26-poligen ERNI-Stecker mit  $+5V$  und  $-3.3V$  versorgt. Will man ein COMPASS Frontendboard an der FEC betreiben, muss man also entweder die  $-3.3V$  extra liefern oder das COMPASS-Board so modifizieren, dass die negative Spannung nicht mehr benötigt wird (siehe dazu Kap. 6.4).

**Analoger Output** Der APV25-Chip gibt die gemessenen Daten als differentielles Stromsignal ( $-4\text{ mA} < I_{OUT} < +4\text{ mA}$ )

<sup>4</sup>Im ursprünglichen Design versorgte die FEC die APV25-Hybriden mit  $3.3V$ , sie kann aber so modifiziert werden, dass sie  $5V$  auf dem HDMI-Kabel ausgibt. Diese Modifikation ist auch beim Betrieb mit APV25-Hybriden von Vorteil, da diese wenige  $100\text{ mA}$  Strom benötigen, was weit über der HDMI-Spezifikation von  $50\text{ mA}$  ist. Beim Betrieb mit  $3.3V$  wurde instabiles Verhalten der APV25-Chips durch Spannungseinbrüche beobachtet.

aus und erwartet eine Leitung mit  $100\ \Omega$  Impedanz (wie z. B. ein HDMI-Kabel). Beim RD51-Hybriden sind die Ausgangspins des APV-Chips deswegen direkt mit dem HDMI-Kabel verbunden. Dagegen wird auf dem COMPASS-Board das Ausgangssignal des APVs von einem (unity gain) Analog Devices Low Distortion Differential ADC Driver[53] verstärkt, bevor es über den ERNI-Stecker weitergereicht wird. Dabei wird die Common-Mode-Voltage auf Masse gesetzt, wofür die Treiberstufe die  $-3.3\ \text{V}$  Versorgungsspannung benötigt.

**APV25 Bias-Strom** Der APV25 Chip benötigt einen Bias-Strom als Referenz für alle Verstärker, aus dem dann Spannungs- und Ladungsreferenzen erzeugt werden. Der RD51-Hybrid benutzt den internen Bias-Strom-Generator, der  $128\ \mu\text{A}$  erzeugt. Dagegen liefert das COMPASS-Board den Bias-Strom über einen  $4.7\ \text{k}\Omega$  Widerstand gegen  $+2.5\ \text{V}$ , also  $530\ \mu\text{A}$ . Dieser Unterschied muss durch Setzen von Verstärkungsregistern (siehe Tabelle 6.1) im APV-Chip kompensiert werden.

**I2C-Adresse des APV25-Chips** Der APV25 Chip kann über ein I2C-Interface konfiguriert werden. Die niedrigsten 5 Bit der 7 Bit langen I2C-Adresse sind über Pull-Down-Widerstände konfigurierbar (die höchstwertigen Bits sind immer „01“). Auf dem RD51-Hybriden sind diese 5 Bits „101X1“, wobei X gleich 0 oder 1 für Master und Slave respektive ist. Bei den COMPASS-Boards ist das niedrigstwertige Bit über das Bestücken des  $0\ \Omega$  Widerstand R25 definierbar, die restlichen 4 Bits sind über den ERNI-Stecker nach außen geführt.

**Trigger und Clock LVDS<sup>5</sup>** Auf dem COMPASS-Board werden Trigger- und Clocksignal nochmal durch einen LVDS Repeater (Fairchild Semiconductor FIN1101) regeneriert, während auf dem RD51-Hybriden das Signal vom HDMI-Kabel direkt verwendet wird. Dadurch sind die eingehenden differentiellen Clock- und Triggerleitungen auf dem COMPASS-Board nicht mit  $100\ \Omega$  abgeschlossen. Der Abschlusswiderstand muss also auf der Adapterplatine untergebracht werden.

**1-Wire Temperatursensor** Auf dem COMPASS-Board ist ein 1-Wire Temperatursensor vorhanden, der außer einer Temperaturmessung auch erlaubt, jedes Board eindeutig zu identifizieren, indem die für jeden Temperatursensor eindeutige 1-Wire-Adresse ausgelesen wird. Da das RD51-System keinen 1-Wire Bus auf dem HDMI-Kabel vorsieht, muss ein separater 1-Wire-Anschluss auf der Adapterplatine untergebracht werden, falls man den Temperatursensor verwenden will.

## 6.4. Design der Adapterplatine

Die Hauptschwierigkeit, COMPASS-Boards an der SRS-FEC zu betreiben, liegt in deren Treiberstufe am analogen Ausgang, da diese die Common-Mode-Spannung<sup>6</sup> auf  $0\ \text{V}$  setzt und dazu die negative Versorgungsspannung von  $-3.3\ \text{V}$  benötigt. Da die SRS-FEC jedoch keine negative Spannung am HDMI-Kabel bereitstellt, müsste man die  $-3.3\ \text{V}$  über ein extra Kabel zur Adapterplatine bereitstellen, was einen Versuchsaufbau mit SRS und

<sup>5</sup>Low-Voltage Differential Signal

<sup>6</sup>Common-Mode-Spannung ist der mittlere Spannungswert eines Signals.

## 6. Adapterplatine zwischen RD51-SRS und APV25 COMPASS Frontendboard

COMPASS-Boards deutlich weniger elegant machen würde als wenn die gesamte Versorgungsspannung über das HDMI-Kabel läuft.

Dieses Problem lässt sich lösen, indem man die COMPASS-Platine leicht modifiziert: der AD8138 Treiberchip hat einen Pin, der die Common-Mode-Spannung definiert, und der auf dem COMPASS-Board über einen  $100\ \Omega$  Widerstand mit Masse verbunden ist. Lötet man diesen Widerstand aus, kann man mit einer Kabelbrücke die Common-Mode-Spannung auf die auf dem Board vorhandenen  $2.5\ \text{V}$  setzen, womit die negative Versorgungsspannung überflüssig wird. Statt  $-3.3\ \text{V}$  kann dann  $0\ \text{V}$ , also Masse eingespeist werden.

Eine weitere Modifikation, die nötig ist, ist das Einlöten des  $0\ \Omega$  Widerstands R25, um das niedrigstwertige Bit der I2C-Adresse des APVs wie beim RD51-Hybriden auf „1“ zu setzen.<sup>7</sup> Die restlichen Bits, die über den ERNI-Stecker herausgeführt sind, werden auf der Adapterplatine so gesetzt, dass sie der RD51-Konvention entsprechen.

Das Kernstück der Adapterplatine ist der PLL25-Chip, der das von der FEC über das HDMI-Kabel kommende Clock- und Triggersignal trennt und an die beiden COMPASS-Tochterboards weitergibt. Dieser benötigt eine Betriebsspannung von  $2.5\ \text{V}$ , die von einem Low-Dropout<sup>8</sup> (LDO)-Spannungsregler auf der Adapterplatine erzeugt wird.

Die COMPASS-Boards benötigen mindestens  $4.8\ \text{V}$  bei einem Stromverbrauch von etwa  $330\ \text{mA}$ . Das begrenzende Bauteil dabei ist ein  $3.3\ \text{V}$  Spannungsregler mit etwa  $1.5\ \text{V}$  Dropout, der die Eingangstreiberstufen für Clock und Trigger versorgt. Da beim Design der Adapterplatine nicht bekannt war, ob die  $5\ \text{V}$  vom HDMI-Kabel dafür ausreichend belastbar sind, ist auf der Adapterplatine ein  $5\ \text{V}$  LDO-Spannungsregler für den Betrieb mit einer höheren Versorgungsspannung durch ein externes Netzteil vorgesehen.

Eines der Tochterboards wird direkt auf die Adapterplatine aufgesteckt, das andere mit einem kurzen ERNI-Kabel verbunden. Die LVDS Clock- und Triggersignale, die zu den beiden COMPASS-Tochterboards gehen, sind kurz vor den ERNI-Steckern mit  $100\ \Omega$  abgeschlossen. Alle LVDS-Leitungspaare sind so nah wie möglich aneinander geroutet, um Einkoppeln von Rauschen zu minimieren.

Außerdem enthält die Adapterplatine eine Stiftleiste für den 1-Wire-Bus, über den der Temperatursensor der COMPASS-Boards ausgelesen werden kann.

Das Schaltbild sowie das zweilagige Platinenlayout und Routing sind im Anhang (Seite 77) zu finden.

### 6.5. Performance der Adapterplatine – Auslese von COMPASS Frontendboards mit der FEC

Um die Adapterplatine zu testen, wurden zwei COMPASS-Boards über die Adapterplatine und ein  $5\ \text{m}$  HDMI-Kabel mit der FEC verbunden. Diese wurde über Ethernet vom Datenaufnahme-PC gesteuert und ausgelesen. Mit dem Programm `srsSC2.vi` (Teil des MMDAQ-Pakets)[54] wurden die Parameter der FEC gesetzt (Auslese von nur 2 APVs) und die APV25-Chips in den Testpuls-Modus versetzt, bei dem sie einen Kalibrationsimpuls auf je 16 der Vorverstärker-Kanäle anlegt. Außerdem wurden die relevanten APV-Register gesetzt, um den unterschiedlichen Bias-Strom (siehe Seite 59) der COMPASS-Boards auszugleichen (Tabelle 6.1). Zum Vergleich wurden statt der Adapterplatine ein

<sup>7</sup>Das Schaltbild der COMPASS-Boards sagt nichts darüber aus, ob dieser Widerstand normalerweise bestückt ist oder nicht.

<sup>8</sup>Low-Dropout bedeutet, dass statt der normalerweise erforderlichen Differenz zwischen Versorgungs- und Ausgangsspannung von  $1.5$  bis  $2\ \text{V}$  nur eine Differenz von wenigen  $100\ \text{mV}$  benötigt wird.

Tabelle 6.1.: Konfiguration der APV25-Register für die Auslese von COMPASS-Frontendboards mit der Adapterplatine. Verstärkungsfaktoren und Offset müssen anders gewählt werden, um den unterschiedlichen Bias-Strömen von RD51- und COMPASS-Board gerecht zu werden.

APV-Register	Standardwert für RD51-Hybriden	Wert für Adapterplatine mit COMPASS-Boards
MUXGAIN	00100 binär	00010 binär
IMUXIN	10	50
VPSP	40	12
IPSP	55	48

RD51-Master- und ein Slaveboard angeschlossen und mit den Standardparametern der APV-Registern Testpulse vermessen. Die Daten mit den Testpulsen wurden mit dem Programm `srs_udpdump` (siehe Kap. 7) aufgenommen und auf Rauschen, Pulshöhenverteilung und Time-Jitter untersucht.

### 6.5.1. Probleme mit der Versorgungsspannung über HDMI

Beim Betrieb der Adapterplatine stellte sich heraus, dass der Widerstand des HDMI-Kabels zu hoch ist<sup>9</sup>, um die etwa 680 mA, die das Adapterboard mit den beiden COMPASS-Boards benötigt, bei 5 V zur Verfügung zu stellen. Von den 5 V fallen im Kabel schon etwa  $680 \text{ mA} \cdot 0.9 \Omega = 600 \text{ mV}$  ab, die COMPASS-Boards benötigen aber mindestens 4.8 V. Deswegen wurde die 5 V-Leiterbahn auf der Adapterplatine nahe am HDMI-Stecker durchtrennt und ein Kabel aufgelötet, über das die Platine von einem Labornetzteil mit Strom versorgt wurde.

Um dieses extra Kabel zu vermeiden, könnte die FEC so modifiziert werden, dass sie statt den 5 V z. B. 7 V am HDMI-Kabel ausgibt. Da die Ausgangsspannung der FEC wegen dem hohen ohmschen Widerstand von HDMI-Kabeln schon einmal von 3.3 V auf 5 V erhöht wurde, ist diese Modifikation leicht durchzuführen. Die größte Schwierigkeit dabei ist es, dass die nächsthöhere verfügbare Spannung in der FEC 12 V beträgt, was entweder einen eigenen Spannungsregler als Zusatzplatine im FEC-Gehäuse nötig macht, oder aber die Einspeisung von 7 V in die FEC z. B. über den USER-Input. Die Kompatibilität der FEC zu den RD51-Hybriden bliebe dabei sogar gewahrt, da diese eigene Spannungsregler enthalten.

### 6.5.2. Rauschen bei RD51-Hybriden und COMPASS-Boards an der Adapterplatine

In Abbildung 6.4 sieht man 10 000 gemittelte Testpulse (oben im Bild als regelmäßige dunkle vertikale Streifen zu erkennen) und deren Standardabweichung (unterer Teil), aufgenommen mit RD51 Master und Slave einerseits (linke Seite) und mit zwei COMPASS-Boards an der Adapterplatine andererseits (rechte Seite). Die Testpulse, deren zeitlicher Verlauf in Abbildung 6.5 dargestellt ist, werden auf jeden achten Streifen ausgegeben. Trotzdem ist auf den restlichen Streifen ein Signal anderer Polarität zu sehen, im Bild

<sup>9</sup>An einem 5m langen HDMI-Kabel wurde für den Widerstand des 5 V-Leiters ein Wert von  $1.4 \Omega$  gemessen. Die signalführenden Leitungen sind mit  $1.8 \Omega$  etwas dünner dimensioniert. Damit ergibt sich für den Äquivalentwiderstand  $(1.4^{-1} + 2 \cdot 1.8^{-1})^{-1} \Omega = 0.55 \Omega$ . Dies enthält noch nicht den Widerstand von  $1.8 \Omega / 5 = 0.36 \Omega$  der fünf als Masse verwendeten Leiter, in denen der Strom natürlich zurückfließen muss, und die deswegen auch zum Spannungsabfall beitragen.

## 6. Adapterplatine zwischen RD51-SRS und APV25 COMPASS Frontendboard

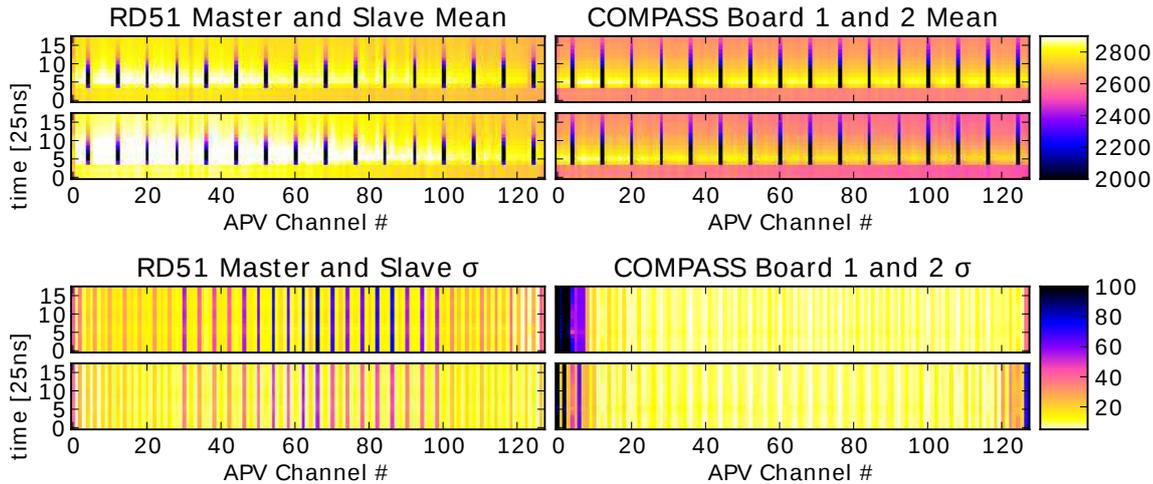


Abbildung 6.4.: Gemittelte Testpulse und deren Rauschen charakterisiert durch die Standardabweichung  $\sigma$ , aufgenommen mit RD51 Hybriden (links) sowie zwei COMPASS-Boards an der Adapterplatine (rechts). Die Testpulse werden auf jeden achten Streifen beginnend mit dem fünften Streifen ausgegeben.

oben als verwaschene helle waagrechte Linie zu erkennen. Dies ist ein unerwünschtes Übersprechen auf den APV25-Chips und kann auch im Betrieb mit echten Teilchensignalen beobachtet werden. Des Weiteren ist an dem Farbübergang von weiß nach gelb, bzw. gelb nach rosa in dieser waagrechten Linie ein leichter systematischer Anstieg der Nulllinie zu höheren Streifennummern hin zu erkennen. Auch dies ist eine Eigenheit des APV25-Chips.

Man sieht, dass die Testpulse für beide Systeme im Wesentlichen gleich aussehen, das Rauschen ist für die an der Adapterplatine hängenden Boards sogar etwas niedriger, allerdings sind auch die Signale kleiner. Es gibt sowohl beim RD51-System als auch bei den COMPASS-Boards einzelne Streifen, die erheblich mehr rauschen als die anderen ( $\sigma > 30$  ADC-Einheiten, dunkle Streifen in Abb. 6.4). Allerdings sind diese bei den COMPASS-Boards hauptsächlich am Rand zu finden, während sie bei den RD51-Hybriden gleichmäßiger verteilt sind. Es ist unwahrscheinlich, dass dieses Verhalten durch das Adapterboard erzeugt wird, da die Daten seriell über HDMI übertragen werden, auf dem Adapterboard einkoppelndes Rauschen müsste also auf allen APV-Kanälen zu finden sein. Vermutlich ist der Unterschied zum Teil durch das unterschiedliche Layout<sup>10</sup> der RD51- und COMPASS-Boards verursacht, zum größeren Teil aber durch die unterschiedliche Konfiguration der APV-Chips (siehe Tabelle 6.1). Hier können durch systematisches Ausprobieren und Messen der Performance evtl. noch bessere Parameter für den Betrieb mit den COMPASS-Boards an der Adapterplatine gefunden werden.

### 6.5.3. Pulshöhenverteilung und Time-Jitter

Aufgrund der geringen Zahl von nur 18 Zeitsamples ist es nicht einfach, mit einem Fit zuverlässig Position und Maximum der Testpulse zu finden. Die Nulllinie ist nur durch die ersten 3 oder 4 Samples bestimmt, was die Genauigkeit einer Pulshöhenbestimmung begrenzt. Um die Position des Maximums genauer als auf 25 ns zu bestimmen, müsste man eigentlich die exakte Form der Testpulse kennen.

<sup>10</sup>Beispielsweise könnte das höhere Rauschen des RD51 Masters durch seinen PLL-Chip verursacht sein, der auf den anderen Boards nicht vorhanden ist.

Tabelle 6.2.: Vergleich der wichtigsten Kenngrößen zwischen RD51-Hybriden und COMPASS-Boards mit Adapterplatine für 2000 Testpulse. Die angegebenen Fehler sind die durchschnittlichen Fehler aller APV-Kanäle.

Kenngröße	RD51-Hybriden		Adapterplatine		Beschreibung der Kenngröße
	Master	Slave	Board 1	Board 2	
Noise	23.3	15.9	14.7	13.9	gemittelte Standardabweichung in ADC-Einheiten
Pulshöhe	$1075 \pm 20$	$1030 \pm 16$	$953 \pm 14$	$914 \pm 13$	mittlere Höhe des Testpulses in ADC-Einheiten
Pulsposition	$131.9 \text{ ns} \pm 0.5 \text{ ns}$	$131.8 \text{ ns} \pm 0.4 \text{ ns}$	$125.3 \text{ ns} \pm 0.4 \text{ ns}$	$124.9 \text{ ns} \pm 0.4 \text{ ns}$	zeitliche Position des Pulsmaximums in ns

Trotzdem wurde hier versucht, mit einem stückweisen Polynom dritter Ordnung die Testpulse zu fitten. Dessen Stützstellen („Knots“) sind in Abbildung 6.5 als schwarze Dreiecke eingezeichnet. Bis auf die vierte wird bei allen Stützstellen die Ableitung auf Null festgelegt. Die Positionen der Stützstellen sind so gewählt, dass 6 freie Fitparameter übrigbleiben. Neben Nulllinie, Pulshöhe und Position des Pulsmaximums sind das die Position des halben Maximums (Stützstelle 4), die dortige Ableitung und die Höhe der fünften Stützstelle, die 325 ns nach dem Maximum liegt. Die Länge der ansteigenden Flanke ist im Fit immer 65 ns.

Die Vergleichbarkeit zwischen RD51-Hybriden und Adapterboard wird eingeschränkt durch die unterschiedlichen Zerfallskonstanten nach dem Pulsmaximum. Der Grund für diesen Unterschied ist unklar. Da jedoch beide Pulsformen stabil durch das stückweise Polynom gefittet werden können, sollte eine gewisse Vergleichbarkeit bestehen.

In Tabelle 6.2 sind die mit dem Fit ermittelten Pulshöhen und zeitlichen Positionen der Pulsmaxima für die unterschiedlichen Systeme zu sehen. Dabei wurde zuerst für jeden APV-Kanal einzeln Mittelwert und Standardabweichung gebildet, und dann der Mittelwert über alle Streifen tabelliert.<sup>11</sup> Betrachtet man die einzelnen Streifen, so fällt auf, dass für das RD51-System der Mittelwert der Pulsposition zwischen verschiedenen Streifen um mehr als 1 ns variieren kann, die Standardabweichung der meisten Streifen aber unter

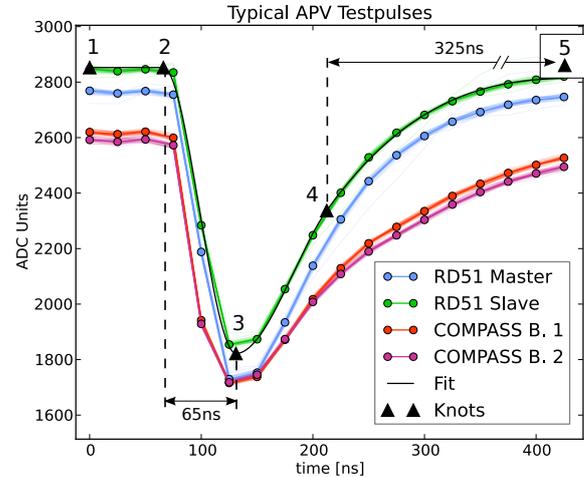


Abbildung 6.5.: Gemessene Testpulse für beide Systeme, sowie ein Fit an einen Testpuls des RD51 Slave, und die Stützstellen des Fits („Knots“). Die Testpulse, deren Form sich für beide Systeme leicht unterscheidet, werden von dem Fit gleichermaßen gut beschrieben.

<sup>11</sup>Insbesondere ist der angegebene Fehler nicht die Standardabweichung des gesamten Ensembles, sondern der Mittelwert der Standardabweichungen für jeden einzelnen APV-Kanal. Die SA des gesamten Ensembles ist für die RD51-Boards deutlich höher, da der Mittelwert zwischen einzelnen Streifen z. T. um über 1 ns differiert.

## 6. Adapterplatine zwischen RD51-SRS und APV25 COMPASS Frontendboard

0.5 ns liegt. Die COMPASS-Boards zeigen dieses Verhalten nicht. Der stark rauschende fünfte Streifen des ersten COMPASS-Boards zeigt auch eine erhöhte Standardabweichung von 2.4 ns, was vermuten lässt, dass die ermittelten Fehler für die Pulsposition durch das Rauschen bedingt sind und ein echter eventuell vorhandener Time-Jitter mit dieser Methode nicht gemessen werden kann. Auch die Fehler von etwa 15 ADC-Einheiten in der Pulshöhe sind mit der Annahme verträglich, dass sie hauptsächlich durch das Rauschen von etwa 10 ADC-Einheiten auf jedem Zeitsample verursacht werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Performanceparameter von RD51-Hybriden und COMPASS-Boards an der Adapterplatine sehr ähnlich sind und die Adapterplatine keine messbare Signaldegradierung verursacht. Es sollte aber noch überprüft werden, ob man durch eine andere Konfiguration des APV25-Chips (Tabelle 6.1) eine günstigere Verteilung des Rauschens erreichen kann.

## 7. srs\_udpdump – Ausleseprogramm für die SRS Front-End Concentrator Karte

Im Rahmen des Atlas-Testbeams vom 18.10. bis 2.11.2012 am CERN<sup>1</sup> wurde von unserer Gruppe die Performance von sechs kleinen ( $10 \times 9 \text{ cm}^2$ ) Standard-Micromegas-Detektoren, zwei kleinen ( $9 \times 9 \text{ cm}^2$ ) resistiven Micromegas-Detektoren mit 2D-Auslese und eines großen ( $50 \times 48 \text{ cm}^2$ ) floating-strip Micromegas-Detektors im 120 GeV Pionen Teststrahl vermessen. Ein Teil der Micromegas-Detektoren wurde mit insgesamt 16 RD51 APV25 Hybridboards und der SRS FEC ausgelesen. Die FEC war dabei direkt über Gigabit-Ethernet mit dem Datenaufnahme-PC verbunden. Der andere Teil der Micromegas-Detektoren wurde mit dem Gassiplex-System[4, 55] ausgelesen. Getriggert wurden beide Systeme mit dem selben koinzidenten Signal von Plastiksintillatoren. Da aufgrund von Latenzen (z. B. Totzeit der FEC nach jedem Trigger) manche Trigger nur von einem der Systeme verarbeitet werden, entsteht das Problem, die Daten aus den beiden Systemen zu korrelieren.

Dafür wurde von Bortfeldt die sogenannte Triggerbox[35] entwickelt: Jeder Trigger wird mit einem 12-bit Zähler mitgezählt und die so erhaltene Eventnummer als 12-bit Digitalzahl kodiert. Diese wird in beiden Datensystemen mit aufgenommen<sup>2</sup>. An der so mit aufgenommenen Zahl kann man einen Trigger in beiden Datensätzen identifizieren. Da der Zähler nach  $2^{12} = 4096$  Triggern überläuft und wieder bei Null beginnt, in einem Run jedoch weitaus mehr Events (typischerweise 50 000 Trigger) genommen werden, wird für eine eindeutige Zuordnung noch zusätzliche Information wie z. B. ein gröberer Zeitstempel benötigt.

Im Rahmen der MAMMA-Kollaboration wurde das Programm `mmDAQ` als Standardlösung für die Auslese von Micromegas-Detektoren mit dem SRS entwickelt, das während der Datenaquisition schon erste Analyse-Schritte wie Nullpunktunterdrückung durchführt und ein grafisches Frontend hat. `mmDAQ` benötigt aber relativ viel Rechenzeit pro aufgenommenem Event, wodurch viele Trigger verpasst werden. Darüber hinaus kann `mmDAQ` den Daten keinen Zeitstempel hinzufügen. Zusammen mit der hohen Zahl an verpassten Triggern führt dies dazu, dass eine Alignierung der beiden Datenstreams sehr schwierig würde und die Datenaufnahmeeffizienz massiv sinken würde.

Um diese Probleme zu umgehen, wurde das Programm `srs_udpdump` als Ersatz für den Datenaufnahmeteil von `mmDAQ` geschrieben.

`srs_udpdump` schreibt möglichst alle von der SRS kommenden Daten direkt auf Festplatte und führt nur eine minimale Verarbeitung durch, hauptsächlich Konsistenzchecks, um Fehler in Versuchsaufbau und SRS-Konfiguration schneller erkennen zu können. Darüber hinaus versieht es jedes Event mit einem Zeitstempel, der eine bessere Alignierung der Gassiplex- und APV-Datenstreams ermöglicht. Der Nachteil dabei ist, dass wegen der feh-

<sup>1</sup>Testplatz an der Strahlröhre H6 von SPS Secondary Beams in der North Area; siehe auch [35]

<sup>2</sup>Im Falle des VME-basierten Gassiplex-Systems werden die 12 Bits mit einem zusätzlichen TDC direkt aufgenommen; Das SRS-System erlaubt keine zusätzlichen Kanäle, deswegen werden die 12 Bits als Pulse ausgegeben, auf einem eigens entwickelten „attenuation board“ so abgeschwächt, dass sie einem Micromegas-Signal ähneln und auf freie Kanäle eines APV-Chip gegeben, der dann normal mit ausgelesen wird.

Tabelle 7.1.: Ethernet-Traffic eines Events für die FEC-Firmware ohne Nullpunktunterdrückung. Die Beispiel-Daten sind als 32-bit big-endian notiert; Die APV-Daten werden jedoch als 16-bit little-endian übertragen, d. h. 0xABCD1234 ist als 0x3412 0xCDAB zu interpretieren. Diese Vermischung von verschiedenen Byte-Orders ist eine Eigenheit der FEC.

		Beispieldaten	Erläuterungen
UDP Frame 1	Frame Counter	0x00000000	Nummer des UDP-Pakets
	Data Header	0x41444300	ASCII „ADC“ (0x414443) plus ein Byte APV-Nummer
	Trigger Counter	0x00007323	inkrementiert für jeden akzeptierten Trigger
	APV Data	0xA30CA50C 0xA50CA10C 0xA20CA30C ...	Daten des 12-bit ADC-Wandlers, codiert als Folge von little-endian 16-bit Zahlen.
UDP Frame 2	Frame Counter	0x00000001	Für jeden an die FEC angeschlossenen APV-Chip wird ein UDP-Frame verschickt. Die APV-Nummer im Data Header ist gerade für als Master angeschlossene RD51-APV-Boards, ungerade für Slaves.
	Data Header	0x41444301	
	Trigger Counter	0x00007323	
	APV Data	0xA10CA10C 0xA30CA30C 0xA20CA20C ...	
...	Frame Counter	0x00000002	⋮
	Event Trailer	0xFAFAFAFA	Markiert das Ende des Events

lenden Nullpunktunterdrückung pro Event deutlich mehr Daten gespeichert werden müssen und die aufgenommenen Daten nicht live im `mmDAQ`-Eventsdisplay betrachtet werden können, sondern erst separat analysiert werden müssen. Im Vergleich zu `mmDAQ` ist aber durch die minimale Datenverarbeitung die Event-Aufnahmerate ungefähr um einen Faktor 10 höher, wodurch wir in der begrenzten Strahlzeit am CERN auch deutlich mehr experimentelle Daten nehmen konnten als es uns mit `mmDAQ` möglich gewesen wäre.

Die FEC kann auch mit einer alternativen Firmware betrieben werden, die Nullpunktunterdrückung schon vor der Übertragung an den PC durchführt und damit den Datenverkehr und die Prozessorlast deutlich reduziert, was uns evtl. auch die Verwendung von `mmDAQ` ermöglicht hätte. Diese Firmware war allerdings während unserer Zeit am CERN unzureichend getestet und fehlerhaft weshalb wir uns gegen ihre Verwendung entschieden haben.

`srs_udpdump` funktioniert auch reibungslos mit der Firmware mit Nullpunktunterdrückung der FEC; allerdings waren die einzelnen Datensätze, die wir mit der Firmware mit Nullpunktunterdrückung genommen haben, aufgrund von Fehlern in der Firmware unbrauchbar.

Tabelle 7.2.: Die Struktur des „APV Data“ Teils eines UDP-Frames für die Firmware der FEC mit Nullpunktunterdrückung. Das CHANDATA-Feld besteht aus N\_SAMPLES (hier 21) vielen little-endian vorzeichenbehafteten 16-bit Zahlen. Alle anderen Felder sind Bytes. Das Channel Info Feld ist N\_CHANNELS (hier 7) mal wiederholt.

	Name	Beispieldaten	Anmerkungen
APV Header	N_CHANNELS	0x07	Anzahl der folgenden „Channel Info“ Teile
	APV_ID	0x00	Auf der FEC nicht implementiert.
	ZS_ERROR	0x00	Errorcode der Nullpunktunterdrückungs-Logik
	N_SAMPLES	0x15	Anzahl der Samples pro Kanal
	FLAGS	0x0000	
	RESERVED	0x0000	Nicht verwendet
Channel Info	CHAN_ID	0x2F	APV Kanal Nummer, 0-127 incl.
	RESERVED	0x00	Nicht verwendet
	CHANDATA	0xFFF4	little-endian vorzeichenbehaftete 16-bit Werte (Anzahl: N_SAMPLES)
		0xFFFF	
...	0x0006		
...el Info	CHAN_ID	0x42	
	RESERVED	0x00	
		0xFFF8	
			⋮

## 7.1. Struktur der FEC-Daten

Für jeden Trigger den die Front-End Concentrator Karte (FEC) akzeptiert<sup>3</sup>, schickt sie pro angeschlossenem APV25-Chip ein UDP-Paket über Gigabit-Ethernet an den Datenaufnahme-PC. (siehe Tabelle 7.1) Dieses Paket enthält als erstes 32-bit Wort einen *Frame Counter*, der pro Event bzw. Trigger bei Null beginnend für jedes UDP-Paket um eins hochzählt. Dies erlaubt es, verlorene UDP-Pakete innerhalb eines Events zu erkennen. Darauf folgt der *Data Header*, der aus der Zeichenkette „ADC“ (ASCII-codiert) und einem Byte mit der APV-Nummer besteht, die zwischen 0 und 15 inklusive ist und jeden angeschlossenen APV-Chip eindeutig identifizierbar macht. Das nächste 32-bit Wort<sup>4</sup> ist der *Trigger Counter*, der für jeden von der FEC erhaltenen Trigger um eins hochzählt. Es folgen die APV-Daten vom Analog-zu-Digital-Konverter (ADC) der FEC. Der ADC hat eine Auflösung von 12 Bit, die Daten werden mit Nullen aufgefüllt als 16-bit Wörter übertragen. Eine Besonderheit der FEC-Firmware ist, dass die 16-bit ADC-Daten als little-endian übertragen werden, alle anderen Daten jedoch big-endian<sup>5</sup>. Das Ende der Datenübertragung wird durch ein einzelnes UDP-Paket mit dem 32-bit Wort 0xFAFAFAFA signalisiert.

<sup>3</sup>Nach jedem Trigger hat die FEC eine gewisse Totzeit, während der sie eingehende Trigger verwirft.

<sup>4</sup>Der Inhalt dieses 32-bit Wortes ist durch Setzen des EVBLD\_EVENTINFODATA-Registers auf der FEC konfigurierbar. Für unseren experimentellen Aufbau war die Option mit 32-bit Trigger Counter am sinnvollsten; `srs_udpdump` funktioniert aber auch mit den anderen Einstellungen.

<sup>5</sup>big-endian bedeutet, dass die signifikantesten Stellen zuerst übertragen oder an der niedrigeren Adresse gespeichert werden.

Wird die Firmware der FEC mit Nullpunktunterdrückung verwendet, so ist die Struktur der UDP-Frames die gleiche, nur dass nach dem Trigger Counter statt den 16-bit APV-Rohdaten eine Datenstruktur mit den nullunterdrückten APV-Daten kommt, siehe Tabelle 7.2.

### 7.2. Funktionsweise von *srs\_udpdump*

Nach dem Start wartet das Programm auf Port 6006 in einer Endlosschleife auf eingehende UDP-Pakete. Empfangene Pakete werden mit einem zusätzlichen Header aus Zeitstempel in Sekunden und der Größe des Paketes versehen und auf `stdout` geschrieben. Für jedes Paket werden Frame Counter, Data Header und Trigger Counter überprüft. Inkonsistenzen werden als „missing frames“ (falls z. B. der Frame Counter eine Zahl überspringt), „trigger skipped“ (abgeleitet aus dem Trigger Counter) oder „corrupt frames“ klassifiziert und von Zeit zu Zeit auf `stderr` ausgegeben. Dies erlaubt es, schnell Fehler im experimentellen Aufbau zu erkennen.

Der Kommandozeilenparameter „ZS“ aktiviert zusätzliche Konsistenzchecks der nullunterdrückten APV-Daten (Tab. 7.2), falls eine FEC mit Zero-Suppressed Firmware ausgelesen wird.

Beendet wird das Programm mit „Ctrl-C“, d. h. dem Unix-Signal `SIGINT`. Die auf `stdout` ausgegebenen Daten werden zweckmäßigerweise in eine Datei umgeleitet, von wo sie später zur Analyse wieder eingelesen werden können. In unserem Fall mit 15 angeschlossenen APVs und 18 Samples pro Kanal wird pro Event etwa 80kB Speicher benötigt.

### 7.3. Performance

Die Größe eines UDP-Paketes ist vor allem durch die Anzahl der Zeitsamples, die pro APV-Kanal übertragen werden, bestimmt. Lässt man sich 18 Samples ausgeben, so ist ein typisches UDP-Paket 5412 Bytes groß. Für 15 angeschlossene APVs ergibt das eine Datenrate von 80 kB pro Event. Gigabit-Ethernet erreicht eine maximale Datenrate von etwa 110 MB/s, was einer maximalen Datenaufnahmerate von ungefähr 1400 Events pro Sekunde entspräche.

Die Daten müssen jedoch auf Festplatte gespeichert werden; die Schreibgeschwindigkeit, die eine modere Festplatte erreicht, hängt von vielen Faktoren wie z. B. Drehzahl, Position des Schreibkopfes (innen oder aussen), Fragmentierung der Datei oder Schreibbufferung im Kernel ab, und schwankt zwischen 1 MB/s und 100 MB/s. Typische Geschwindigkeiten sind um die 50 MB/s.

Bei der Verwendung von *srs\_udpdump* zeigten sich immer wieder größere Lücken, während denen keine Daten vom SRS-System aufgenommen wurden. Es stellte sich heraus, dass auf dem verwendeten Linux-System das Schreiben auf die Festplatte sehr viele Systemressourcen verbrauchte, so dass während einem Schreibvorgang keine Ethernet-Pakete mehr angenommen wurden. Um dieses Problem zu umgehen, wurde statt der Festplatte eine Solid State Disk (SSD) mit 256 GB Kapazität verwendet. SSDs enthalten NAND-Flash-Speicher und erreichen dadurch sehr hohe Schreibgeschwindigkeiten und kurze Zugriffszeiten. Mit der SSD zeigten sich die Lücken in der Aufnahme nicht, so dass die Aufnahmeeffizienz noch einmal erheblich verbessert werden konnte.

In Abbildung 7.1 ist der Vergleich zwischen einer normalen Festplatte und einer SSD beim Aufnehmen von SRS-Daten mit *srs\_udpdump* zu sehen. Nach rechts ist die Nummer des

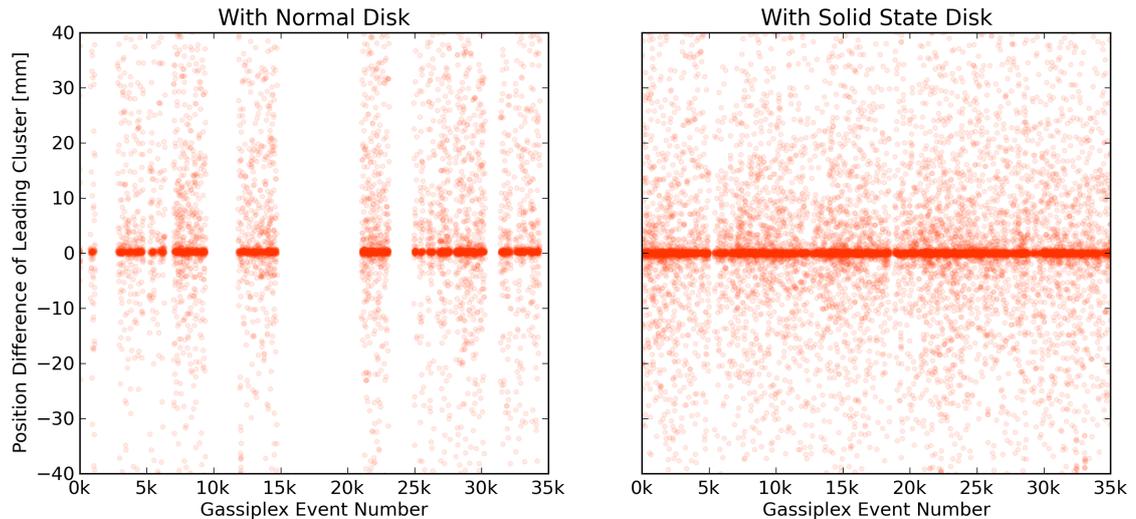


Abbildung 7.1.: Vergleich der Aufnahmeeffizienz von `srs_udpdump` bei Aufnahme auf eine normale Festplatte und eine Solid-State-Disk. Auf der Hochachse ist die Ortsdifferenz des rekonstruierten Haupttreffers zwischen einem mit dem Gassiplex-System und einem mit dem SRS-System ausgelesenen Micromegas-Detektor zu sehen. Während der Lücken im linken Bild wurden vom SRS-System keine Daten aufgenommen, was mit der Solid State Disk nicht auftritt.

vom Gassiplex-System aufgenommenen Events aufgetragen, die fortlaufend nummeriert werden. Wenn einem vom Gassiplex-System aufgenommenen Event mithilfe der Triggerbox und dem Zeitstempel ein vom SRS mit dem Programm `srs_udpdump` aufgenommenes Event zugeordnet werden konnte, dann ist dieses Event als roter Punkt in die Grafik eingetragen. Für jedes dieser von beiden Systemen aufgenommene Events wurde die Position des Haupttreffers im Micromegas-Detektor berechnet, und zwar einmal für einen mit dem Gassiplex-System ausgelesenen Detektor und einmal für einen mit dem SRS-System und `srs_udpdump` ausgelesenen Detektor. Die Micromegas-Detektoren waren alle in einem Teleskop angeordnet. In Abbildung 7.1 ist auf der Hochachse die Differenz zwischen den für die beiden Aufnahmesysteme berechneten Teilchenpositionen zu sehen. Da die Pionen, mit denen die Detektoren vermessen wurden, parallel zum Teleskop durch die Detektoren fliegen, erwartet man, dass diese Differenz nahe an Null liegt. Wie man sieht, ist dies auch der Fall. Dies zeigt, dass die Alignierung der beiden Datenaufnahmesysteme mit der Triggerbox funktioniert. Die wenigen Events, bei denen die Differenz zwischen den rekonstruierten Trefferpositionen nicht auf der Nulllinie liegt (Im Bild als „Hintergrundrauschen“ zu sehen), sind auf Mehrfachtreffer durch hadronische Schauer, durch zwei gleichzeitig das Teleskop durchquerende Pionen oder auf  $\delta$ -Elektronen zurückzuführen.

Wie man in Abbildung 7.1 links sieht, gibt es bei der Datenaufnahme mit einer normalen Festplatte mit dem Programm `srs_udpdump` auf dem verwendeten Linux-Rechner immer wieder längere Lücken (wenige tausend Gassiplex-Events lang), während denen keine zu den Gassiplex-Events korrespondierenden Daten vom SRS-System aufgenommen wurden. Dies liegt nicht daran, dass die Alignierung der Daten mit der Triggerbox und dem Zeitstempel nicht funktioniert, sondern dass der Aufnahmecomputer, auf dem das Programm `srs_udpdump` lief, beim Schreiben<sup>6</sup> auf die magnetische Festplatte die Datenaufnahme über

<sup>6</sup>Die Daten wurden von `srs_udpdump` kontinuierlich aufgenommen und in eine Datei umgeleitet. Da der

## 7. *srs\_udpdump* – Ausleseprogramm für die SRS Front-End Concentrator Karte

Ethernet blockierte.

Auch bei der Datenaufnahme auf eine SSD zeigen sich kleinere Lücken (im Bild ungefähr bei den 5k- und 20k-Markierungen), die wahrscheinlich daran liegen, dass auf dem Linux-System Hintergrundprozesse laufen, die z.B. beim Schreiben auf die Festplatte<sup>7</sup> viele Systemressourcen verbrauchen und dabei die Annahme von UDP-Paketen über Ethernet kurz blockieren.

Insgesamt wurden mit dem Programm `srs_udpdump` erfolgreich über ein Terabyte Daten aufgenommen. Durch das Verwenden einer schnellen Solid State Disk konnte die Aufnahmeeffizienz gegenüber der Datenaufnahme mit einer magnetischen Festplatte um fast einen Faktor zwei gesteigert werden.

---

Linux-Kernel Schreibzugriffe aber puffert, d. h. erst im Arbeitsspeicher ablegt und dann am Stück auf die Festplatte schreibt, treten die Schreibzugriffe auf die magnetische Festplatte nur auf, wenn der Puffer voll ist.

<sup>7</sup>Die magnetische Festplatte wurde bei der Datenaufnahme mit der SSD nicht aus dem System entfernt. Das Blockieren des Systems, das die Annahme der Ethernet-Pakete verhinderte, hängt wahrscheinlich mit dem Treiber für diese Festplatte zusammen.

## 8. Zusammenfassung und Fazit

In der vorliegenden Diplomarbeit wurde das Entladungsverhalten von Micromegas-Teilchendetektoren experimentell untersucht und mit Simulationen der Detektorphysik verglichen. Mit einer Mixed-Nuclide Alpha-Quelle, die Alpha-Teilchen mit den Energien 5.8 MeV, 5.5 MeV und 5.2 MeV emittiert, wurden Entladungen im Micromegas-Detektor zwischen Gitter und Anode ausgelöst und die Entladungsrate sowie das Signal an der Anode in Abhängigkeit von der Verstärkungsspannung und dem Driftfeld vermessen. Die Messungen wurden in einem Klimaschrank bei einer konstanten, stabilisierten Temperatur von 20.0(4) °C und einem konstantem Druck von 1014(1) hPa durchgeführt, als Detektorgas wurde Ar:CO<sub>2</sub> im Volumenverhältnis 93 : 7 verwendet. Aus den gemessenen Anodensignalen wurde automatisiert durch einen Fit mit einem stückweisen Polynom dritter Ordnung die Pulshöhe bestimmt und daraus Pulshöhenspektren erstellt. Aus den Pulshöhenspektren wurde die Gasverstärkung sowie die Elektronentransparenz des Gitters bestimmt.

Die Winkelverteilung der Alpha-Teilchen und deren Energieverlust in dem verwendeten Detektor wurden simuliert. Daraus konnte die Verteilung der Ionisationsladung im Driftraum berechnet werden. Dabei wurde auf SRIM- und ASTAR-Daten zurückgegriffen. Die Driftzeit und Diffusionskonstanten der Elektronen im Driftraum wurden mit **Garfield++** in Abhängigkeit von der Driftfeldstärke simuliert. Dazu wurde mit **gms** ein FEM-Modell des Gitters im Micromegas erstellt und mit **elmer** das elektrische Feld für dieses Modell berechnet. Außerdem wurde mit **Garfield++** die Elektronentransparenz des Gitters und die Gasverstärkung simuliert.

Zur Validierung der Simulationen wurden Pulshöhenspektren der Alpha-Quelle simuliert und mit den gemessenen Spektren bei verschiedenen Abständen der Quelle zum Detektor verglichen. Die Form der Spektren wird von der Winkelverteilung der eintretenden Alpha-Teilchen, deren Energiespektrum und den Materialien im Strahlengang beeinflusst. Die wesentlichen Merkmale des gemessenen Spektrums wurden von der Simulation gut reproduziert. Dazu wurde für die Kapton-Folie, die das Gasvolumen abschließt, eine Dicke von 9.5 µm angenommen, da die Folie bei der Montage und durch den Überdruck etwas gedehnt wird.

Die **Garfield++**-Simulationen der Elektronentransparenz des Gitters und des Gasverstärkungsfaktors wurden mit den gemessenen Daten verglichen. Die Messung der Elektronentransparenz konnte gut von der Simulation reproduziert werden, wenn die systematischen Messfehler, die durch das Auftreten von Entladungen entstehen, berücksichtigt wurden. Der Verlauf der simulierten Gasverstärkung mit der Verstärkungsspannung ist unabhängig vom gewählten Penning-Faktor etwas zu flach, weicht aber nur bis zu 10% von den gemessenen Werten ab.

Das Raether-Limit und der Streamer-Mechanismus, der zur Entstehung einer Entladung zwischen Gitter und Anode im Micromegas-Detektor führt, wurden diskutiert. Die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung einer Entladung ist dabei eine Funktion der räumlichen und zeitlichen Elektronenverteilung am Gitter, die sich aus den simulierten Größen berechnen lässt. Die Größenordnungen der räumlichen und zeitlichen Abstände, die die am Gitter ankommenden Elektronen haben dürfen, um kooperativ eine Entladung auszulösen, wurden zu  $\Delta x_G = 100 \mu\text{m}$  und  $\Delta t_G = 200 \text{ ns}$  bestimmt.

## 8. Zusammenfassung und Fazit

Unter der modellhaften Annahme, dass Entladungen entstehen, wenn eine gewisse Elektronenanzahl im Verstärkungsbereich auf einem Gebiet mit einem Durchmesser von  $\Delta x_G$  überschritten wird, wurde die Entladungsrate simuliert. Dabei wurden die Simulation der Winkelverteilung und des Energieverlusts der Alpha-Teilchen sowie die **Garfield++**-Simulationen als Grundlage verwendet. Das gewählte Modell beschreibt die gemessenen Entladungsraten für den im normalen Betrieb relevanten Bereich bei Driftfeldern größer als 200 V/cm sehr gut. Für kleinere Driftfelder ist die simulierte Entladungswahrscheinlichkeit zu hoch, da der Einfluss der endlichen Driftzeit der Elektronen nicht berücksichtigt wird. Der Vergleich von Experiment und Simulation legt die Interpretation nahe, dass der vermittelnde Mechanismus bei der Entstehung von Entladungen, die kooperativ von mehreren Elektronen ausgelöst werden, die im Verstärkungsbereich zurückbleibende Raumladung der positiven Ionen ist.

Neben den Untersuchungen zur Entladungsrate in Micromegas-Teilchendetektoren wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit auch eine Adapterplatine entworfen, die es erlaubt, COMPASS-Frontendboards an der Front-End Concentrator Karte (FEC) des RD51 Scalable Readout Systems zu betreiben. Die Adapterplatine wurde gebaut und erfolgreich getestet. Zwei COMPASS-Boards wurden über die Adapterplatine mit der FEC verbunden und mit zwei direkt über HDMI angeschlossenen RD51 APV25-Hybriden verglichen. Bei Messungen mit Testpulsen konnte dabei kein wesentlicher Unterschied in Bezug auf Rauschen und Time-Jitter festgestellt werden. Eine durch die Adapterplatine verursachte Degradierung der Signale konnte nicht gemessen werden.

Außerdem wurde im Rahmen des Atlas-Testbeams vom 18.10. bis 2.11.2012 am CERN ein Programm zum Auslesen der SRS Front-End Concentrator Karte über Ethernet geschrieben. Dieses Programm ermöglichte es, die Daten vom SRS-System und dem gleichzeitig verwendeten Gassiplex-System zu alignieren und eine deutlich höhere Datenaufnahmeeffizienz zu erreichen, als sie mit dem Ausleseprogramm **mmDAQ** möglich gewesen wäre. Die Performance bei Verwendung einer normalen Festplatte und einer schnellen Solid-State-Disk zum Speichern der Daten wurde verglichen.

# Literaturverzeichnis

- [1] T. Alexopoulos, A. A. Altintas, M. Alviggi, M. Arik, S. A. Cetin, V. Chernyatine, E. Cheu, D. Della Volpe, M. Dris, D. Fassouliotis, et al. Development of large size micromegas detector for the upgrade of the atlas muon system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 617(1):161–165, 2010.
- [2] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J. P. Robert, and G. Charpak. Micromegas: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 376(1):29–35, 1996.
- [3] J. Bortfeldt. Diploma thesis: Development of micro-pattern gaseous detectors - micromegas. [http://www.etp.physik.uni-muenchen.de/dokumente/thesis/dipl\\_bortfeldt.pdf](http://www.etp.physik.uni-muenchen.de/dokumente/thesis/dipl_bortfeldt.pdf).
- [4] J. Bortfeldt, O. Biebel, R. Hertenberger, A. Ruschke, N. Tyler, and A. Zibell. High-resolution micromegas telescope for pion- and muon-tracking. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 718(0):406 – 408, 2013.
- [5] H. Raether. *Electron avalanches and breakdown in gases*. Butterworths London, 1964.
- [6] V. Peskov and P. Fonte. Research on discharges in micropattern and small gap gaseous detectors. *arXiv preprint arXiv:0911.0463*, 2009.
- [7] A. Bressan, M. Hoch, P. Pagano, L. Ropelewski, F. Sauli, S. Biagi, A. Buzulutskov, M. Gruwe, G. De Lentdecker, D. Moermann, et al. High rate behavior and discharge limits in micro-pattern detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 424(2):321–342, 1999.
- [8] Beringer J. et al. Particle data group. *Phys. Rev. D*, 86:010001, Jul 2012.
- [9] ISEG Spezialelektronik GmbH. ISEG SHQ high precision series operator manual. [www.iseg-hv.com](http://www.iseg-hv.com).
- [10] US NIM Committee et al. Standard NIM instrumentation system. *US Department of Energy, Page B-7*, 1990.
- [11] CAEN S.p.A. CAEN N625 technical information manual. [www.caen.it](http://www.caen.it).
- [12] Telonic Instruments Limited. Telonic TG-650 R.F. attenuator. [www.telonic.co.uk](http://www.telonic.co.uk).
- [13] CAEN S.p.A. CAEN N417 technical information manual. [www.caen.it](http://www.caen.it).
- [14] CAEN S.p.A. CAEN N454 technical information manual. [www.caen.it](http://www.caen.it).
- [15] CAEN S.p.A. CAEN V260 technical information manual. [www.caen.it](http://www.caen.it).
- [16] CAEN S.p.A. CAEN N93B technical information manual. [www.caen.it](http://www.caen.it).
- [17] Inc. Canberra Industries. Model 2004 semiconductor detector preamplifier data sheet. [http://www.canberra.com/products/radiochemistry\\_lab/pdf/Model-2004-SS.pdf](http://www.canberra.com/products/radiochemistry_lab/pdf/Model-2004-SS.pdf).
- [18] CAEN S.p.A. CAEN V1729 technical information manual. [www.caen.it](http://www.caen.it).
- [19] ORTEC Inc. ORTEC 474 timing filter amplifier data sheet. [www.ortec-online.com](http://www.ortec-online.com).

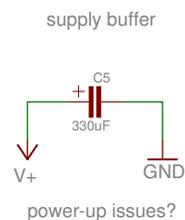
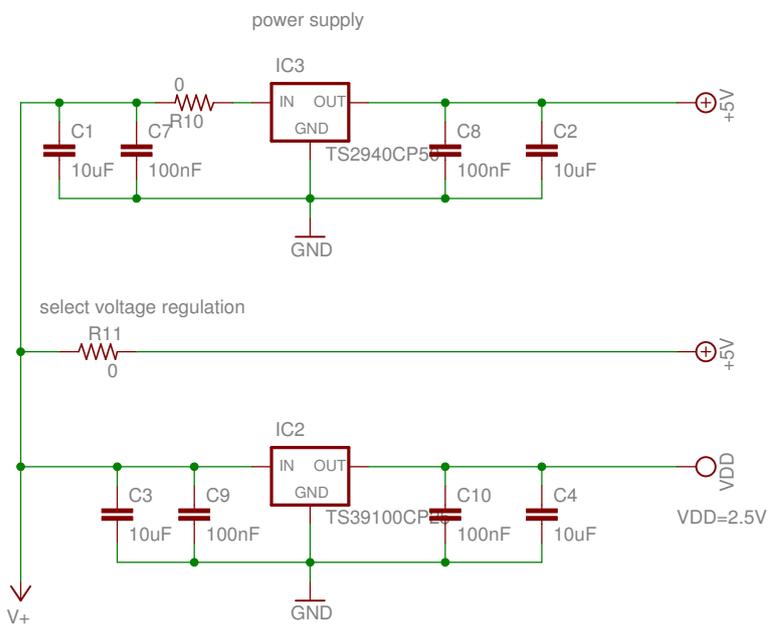
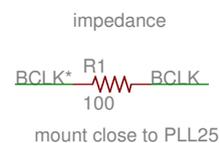
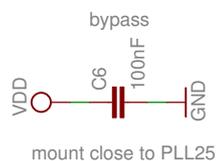
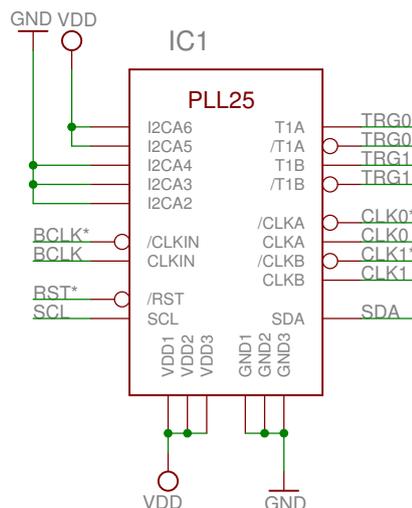
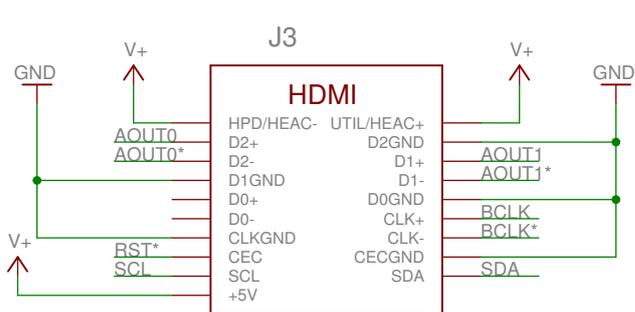
- [20] Python Software Foundation. Python software foundation. python language reference, version 2.7. [www.python.org](http://www.python.org).
- [21] M. J. Berger, J. S. Coursey, M. A. Zucker, and J. Chang. ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer programs for calculating stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions (version 1.2.3). [online]. <http://physics.nist.gov/Star>.
- [22] J. F. Ziegler. SRIM - the stopping and range of ions in matter. <http://www.srim.org/>, 2013.
- [23] R. Veenhof. GARFIELD CERN program library. *W5050*.
- [24] S. Biagi. Magboltz program, version 2.0, CERN program library.
- [25] C. Geuzaine and J. F. Remacle. Gmsh: A 3-D finite element mesh generator with built-in pre-and post-processing facilities. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 79(11):1309–1331, 2009.
- [26] SCS IT Center for Science. Elmer open source finite element software for multiphysical problems. [www.csc.fi/english/pages/elmer](http://www.csc.fi/english/pages/elmer).
- [27] J. Renner. Detector simulation in garfield++ with open-source finite element electrostatics. [http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/examples/elmer/garfield\\_elmer\\_doc.pdf](http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/examples/elmer/garfield_elmer_doc.pdf).
- [28] Persönliches Gespräch mit J Bortfeldt.
- [29] P. Bhattacharya, S. Mukhopadhyay, N. Majumdar, and S. Bhattacharya. Realistic three dimensional simulation on the performance of micromegas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 628(1):465–469, 2011.
- [30] P. Lazić, D. Dujmić, J. A. Formaggio, H. Abraham, and H. Štefancić. New approach to 3D electrostatic calculations for micro-pattern detectors. *Journal of Instrumentation*, 6(12):P12003, 2011.
- [31] C. Clark. Properties of muon drift tubes. [http://garfield.web.cern.ch/garfield/notes/chris\\_clark.pdf](http://garfield.web.cern.ch/garfield/notes/chris_clark.pdf).
- [32] Ö. Şahin, I. Tapan, E. N. Özmutlu, and R. Veenhof. Penning transfer in argon-based gas mixtures. *Journal of Instrumentation*, 5(05):P05002, 2010.
- [33] P. Fonte, V. Peskov, and B. Ramsey. The fundamental limitations of high-rate gaseous detectors. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 46(3):321–325, 1999.
- [34] T. Alexopoulos, J. Burnens, R. De Oliveira, G. Glonti, O. Pizzirusso, V. Polychronakos, G. Sekhniaidze, G. Tsipolitis, and J. Wotschack. A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 640(1):110–118, 2011.
- [35] J. Bortfeldt, O. Biebel, R. Hertenberger, P. Lösel, S. Moll, R. Müller, A. Ruschke, and A. Zibell. Floating strip micromegas detector. Poster Session B, 13th Vienna Conference on Instrumentation, to be published.
- [36] J. T. Kennedy. Study of the avalanche to streamer transition in insulating gases. <http://alexandria.tue.nl/extra3/proefschrift/PRF11A/9511019.pdf>, 1995.
- [37] Particle Data Group. *Particle physics booklet*. Institute of Physics publishing, 2010.
- [38] G. L. Krieger, J. W. Baum, M. N. Varma, and J. L. Beach. Relative determination of w-values for alpha particles in tissue-equivalent and other gases. *Physics in medicine and biology*, 24(2):286, 1979.

- [39] International Commission on Radiation Units and Measurements. *ICRU Report*. Number Bd. 31 in ICRU Report. International Commission on Radiation Units and Measurements, 1979.
- [40] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung Teubner Studienbücher*. dritte edition.
- [41] F. Sauli. *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, volume 77. CERN, 1977.
- [42] A. Peisert and F. Sauli. *Drift and diffusion of electrons in gases: a compilation*. CERN, 1984.
- [43] V. Palladino and B. Sadoulet. Application of classical theory of electrons in gases to drift proportional chambers. *Nuclear Instruments and Methods*, 128(2):323–335, 1975.
- [44] J. Crank. *The mathematics of diffusion*. Oxford university press, 1979.
- [45] C. Adloff, D. Attie, J. Blaha, S. Cap, M. Chefdeville, P. Colas, A. Dalmaç, C. Drancourt, A. Espargiliere, R. Gaglione, et al. MICROMEGAS chambers for hadronic calorimetry at a future linear collider. *Journal of Instrumentation*, 4(11):P11023, 2009.
- [46] A. Sharma and F. Sauli. First townsend coefficient measured in argon based mixtures at high fields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 334(2):420–424, 1993.
- [47] LHCb Collaboration. Second addendum to the muon system technical design report. *CERN/LHCb*, 12:2005, 2005.
- [48] P. Abbon, E. Albrecht, V. Yu. Alexakhin, Yu. Alexandrov, G. D. Alexeev, M. G. Alekseev, A. Amoroso, H. Angerer, V. A. Anosov, B. Badelek, et al. The COMPASS experiment at CERN. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 577(3):455–518, 2007.
- [49] L. L. Jones, M. J. French, Q. Morrissey, A. Neviani, M. Raymond, G. Hall, P. Moreira, and G. Cervelli. The APV25 deep submicron readout chip for CMS detectors. CERN-99-09, 1999. CERN-99-09.
- [50] J. Toledo, H. Muller, R. Esteve, J. M. Monzó, A. Tarazona, and S. Martoiu. The front-end concentrator card for the RD51 scalable readout system. *Journal of Instrumentation*, 6(11):C11028, 2011.
- [51] RD51 collaboration, development of micro-pattern gas detectors technologies. <http://rd51-public.web.cern.ch/rd51-public>.
- [52] V. Herrero, J. Toledo, J. M. Català, R. Esteve, A. Gil, D. Lorca, J. M. Monzó, F. Sanchis, and A. Verdugo. Readout electronics for the SiPM tracking plane in the NEXT-1 prototype. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 695:229–232, 2012.
- [53] Analog Devices Inc. AD8138: Low distortion differential ADC driver data sheet. <http://www.analog.com>.
- [54] Byszewski M. Z. D. MMDAQ Q&A. RD51 Collaboration Mini Week 12/2012.
- [55] J. C. Santiard, W. Beusch, S. Buytaert, C. C. Enz, E. Heijne, P. Jarron, F. Krumenacher, K. Marent, and F. Piuz. Gassiplex: a low noise analog signal processor for read-out of gaseous detectors. In *Sixth Pisa Meeting on Advanced Detectors, La Biodola, Isola d'Elba, Italy*, 1994.

*Literaturverzeichnis*

- [56] E. Pree. Bestimmung der Gasverstärkung und der kritischen Entladungsdichte am Micromegas Detektor. [http://www.etp.physik.uni-muenchen.de//dokumente/thesis/bachelor/bac12\\_epree.pdf](http://www.etp.physik.uni-muenchen.de//dokumente/thesis/bachelor/bac12_epree.pdf).
- [57] W. R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Verlag, 1994.
- [58] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. BI-Wiss.-Verlag, 1993.

A. Schaltbild der Adapterplatine  
zwischen RD51-SRS und APV25  
COMPASS Frontendboard



power, HDMI and PLL25

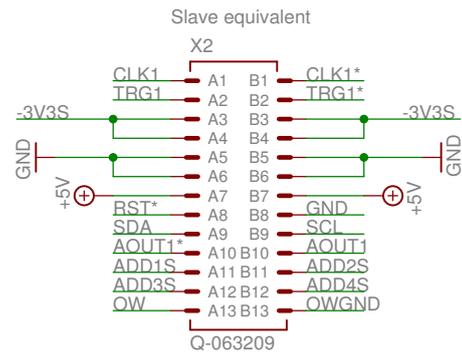
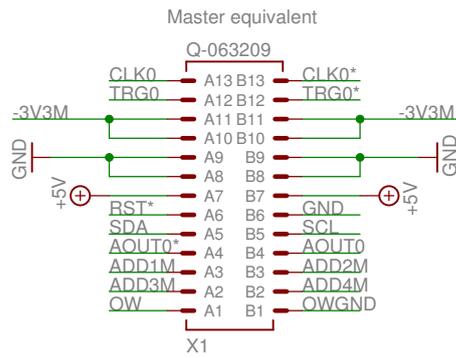
TITLE: compass-SRS-adapterboard-V0.5

Document Number:

REV:

Date: 8/19/12 10:32 PM

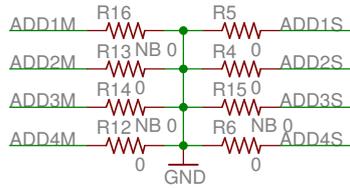
Sheet: 1/3



NOTE: female connector

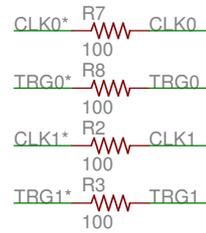
I2C addressing

1-wire interface

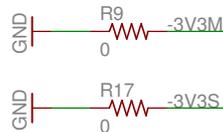


make sure R25 is mounted on apv-gem-5

impedance  
mount close to J1/J2



-3.3V supply for AD8138S



mount if apv-gem-5 is modified  
not to level shift analogue out

front-end board connectors

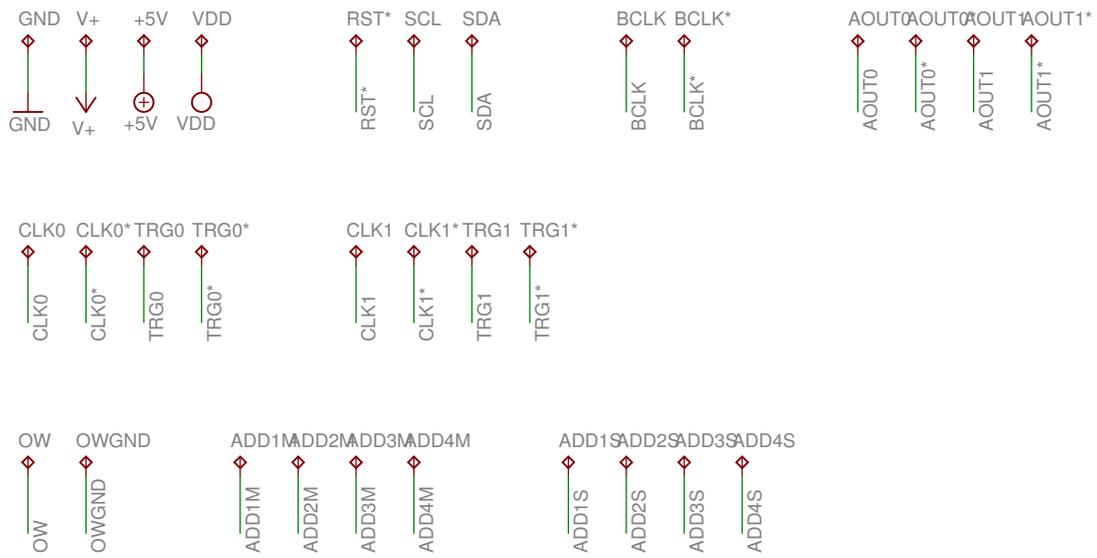
TITLE: compass-SRS-adapterboard-V0.5

Document Number:

REV:

Date: 8/19/12 10:32 PM

Sheet: 2/3



testpads

TITLE: compass-SRS-adapterboard-V0.5

Document Number:

REV:

Date: 8/19/12 10:32 PM

Sheet: 3/3

## B. Liste der Programme

Hier werden die wichtigsten der im Rahmen dieser Diplomarbeit zur Simulation und Datenauswertung verwendeten Programme aufgeführt. Die Programme können über SVN von <https://svn.physik.uni-muenchen.de/repos/microgas><sup>1</sup> heruntergeladen werden. Eine Kopie des SVN-Repositories ist auch im Garching Rechnernetz der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München unter `data/etp/moll/microgas` abgespeichert. Alle Pfade hier beziehen sich auf die Wurzel `microgas`. Die python-Programme machen intensiven Gebrauch von den Bibliotheken `matplotlib`, `numpy`, `pandas` und den `scipy`-Routinen.

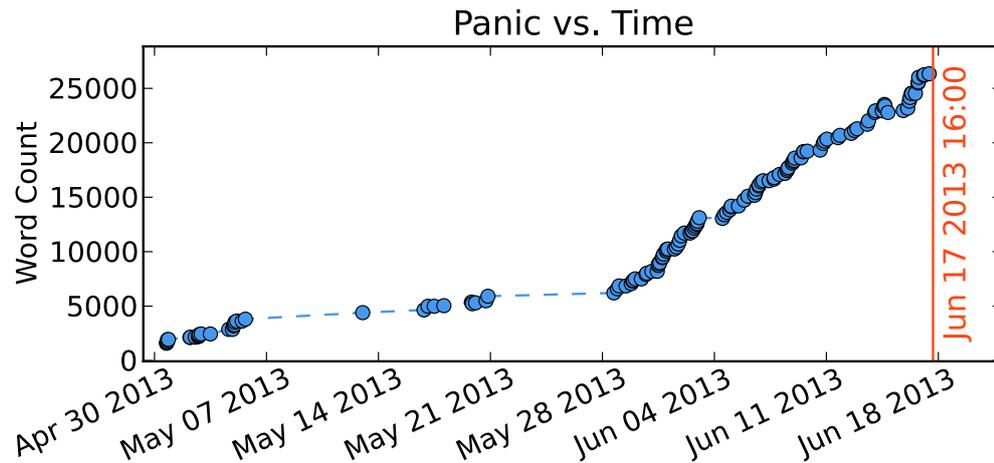
- `garfield_simu/micromegas.geo` Parametrisches `gms`-Modell des Micromegas-Gitters.
- `garfield_simu/simulation.cc` Mikroskopische `Garfield++`-Simulation der Elektronentransparenz des Gitters und der Gasverstärkung. Benötigt die von `elmer` generierte Field Map und gibt die Größe der Elektronenlawine und andere Informationen auf `stdout` aus.
- `garfield_simu/diffusion_simu.cc` Mikroskopische und Monte-Carlo-Simulation der Elektronendiffusion im Driftraum mit `Garfield++`. Benötigt ebenfalls die von `elmer` generierte Field Map und gibt die Positionen der simulierten Elektronen nach einer gegebenen Driftstrecke aus.
- `garfield_simu/batch_simulation.sh` Shellskript, das für eine Reihe von Driftfeldern und Verstärkungsspannungen erst das FEM-Mesh und die elektrostatische Field Map mit Hilfe eines Makefiles erzeugt und dann `simulation.cc` startet und die Ergebnisse speichert. Benutzt automatisch alle verfügbaren Prozessorkerne.
- `readout/start_combined_new.sh` Zur Datenaufnahme verwendetes Shellskript, das für eine Reihe von Detektorspannungen automatisch die richtigen Spannungen am Netzteil einstellt und dann den VME Counter und Flash-ADC zum Auslesen der Entladungsrate und der Pulshöhenspektren startet.
- `python_fit/blende.py` Monte-Carlo-Simulation der Winkelverteilung der Alpha-Teilchen (siehe Kap. 3.1 auf Seite 17).
- `python_fit/energieverlust.py` Benutzt die von ASTAR oder SRIM erzeugten Tabellen der Stopping Power, um den Energieverlust von Alpha-Teilchen in verschiedenen Materialien (Luft, Kapton, Argon-CO<sub>2</sub>) für eine Reihe von Eintrittswinkeln und Anfangsenergien zu simulieren (siehe Kap. 3.2 auf Seite 18). Speichert den simulierten Energieverlust in ein `pandas DataFrame` zur weiteren Verwendung.
- `python_fit/fit.py` Liest die gemessenen Flash-ADC Daten ein und fittet die gemessenen Pulsformen mit verschiedenen Funktionen wie einem stückweisen Polynom dritter Ordnung (siehe Kap. 2.2.1 auf Seite 13). Berechnet außerdem die Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei einer Pulsform um Rauschen oder eine Entladung handelt. Speichert die Fits zur späteren Verwendung in ein `pandas DataFrame`.

---

<sup>1</sup>Dass das Repository nicht „micromegas“ heißt, ist auf ein Mißverständnis mit dem Administrator des SVN-Servers zurückzuführen.

## B. Liste der Programme

- `python_fit/simulate_density.py` Liest die von `simulation.cc` und `diffusion_simu.cc` berechneten Tabellen der Gasverstärkung, Elektronentransparenz und Diffusion ein und kombiniert diese mit den von `energieverlust.py` simulierten Daten, um für ein gegebenes Driftfeld und Verstärkungsspannung die maximale Elektronendichte am Gitter abzuschätzen (siehe Kap. 5.3 auf Seite 51). Speichert diese in ein `pandas DataFrame`.
- `python_fit/simulate_discharges.py` Liest die von `simulate_density.py` simulierten maximalen Elektronendichten am Gitter ein und berechnet daraus zusammen mit der Einfallswinkelsimulation von `blende.py` die Entladungsrate für verschiedene Driftfelder und Verstärkungsspannungen.
- `python_fit/simulate_spectrum.py` Benutzt die Einfallswinkelsimulation von `blende.py` zusammen mit den Daten aus `energieverlust.py`, um simulierte Pulshöhenspektren für verschiedene Abstände der Alpha-Quelle vom Micromegas-Detektor zu berechnen.
- `python_fit/spectrum_fit.py` Enthält den in Kapitel 2.2.3 auf Seite 15 beschriebenen Algorithmus zum ermitteln der relativen beschnittenen Mittelwerte aus den gemessenen Pulshöhenspektren. Benutzt die stückweisen Polynomfits aus `fit.py`.



## Danksagungen

Ich danke allen Freunden und Kollegen, die mich während dem Entstehen dieser Diplomarbeit unterstützt haben. Insbesondere Herrn Prof. Dr. Biebel und Frau Prof. Dr. Schaile für die immer interessanten Gespräche am Kaffeetisch und die gute Atmosphäre am Lehrstuhl. Meinen Betreuern Ralf fürs Beruhigen und Jona, dass er mich am Ende noch bisschen gefordert hat.

Dem ganzen Hardware-Trupp für die anstrengende und coole Zeit am CERN. Allen anderen am Lehrstuhl für die coole Zeit auf der DPG in Dresden.

Juli für den Club-Mate und für die Freundschaft und fürs Pizza-Holen.

Fabi für sein leuchtendes Beispiel.

Jaki, dass er immer da ist.

Meiner Gefährtin Kati für die Erdbeeren mit Sahne.

Susi, dass sie die Diplomarbeit trotzdem gelesen hat.

Meinen Eltern, dass sie mich nie kritisieren.

Betti fürs Joggen.

Den Leuten, die python und scipy und Linux und  $\text{\LaTeX}$  und  $\text{\LyX}$  und matplotlib und so geschrieben haben, dass sie coole freie Software schreiben.

Denjenigen, den ich noch vergessen habe, obwohl er mir eigentlich als erster einfallen hätte müssen.

Diejenige, die ich noch vergessen habe, obwohl sie mir eigentlich als erste einfallen hätte müssen.



# **Selbstständigkeitserklärung**

Ich versichere hiermit, die vorliegende Arbeit mit dem Titel

## **Entladungsstudien an Micromegas-Teilchendetektoren**

selbstständig verfasst zu haben und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

Samuel Moll

München, den 17. Juni 2013