

# Entwicklung eines Vorverstärkers für Driftröhren Signale

Institut für Experimentalphysik

BACHELORARBEIT

vorgelegt von

**Nikol Madzharova**

Erstgutachter:

**Dr. Daniel Bick**

Zweitgutachterin:

**Prof. Dr. Erika Garutti**

Hamburg, den 7. Oktober 2023

### **Abstract**

For further investigations in neutrino physics, the Advanced SND@LHC detector is planned to be set up at CERN. The drift tube tracker of the muon spectrometer of the experiment should achieve a spatial resolution better than  $100\ \mu\text{m}$ . The measurement accuracy depends crucially on the properties of the new developed electronics. In order to determine them, a test stand with a drift tube was set up. The measurements were carried out with the drift gas  $\text{ArCO}_2$  in a mixing ratio of 80/20 in the operating high voltage range from 1900 V to 2300 V. In addition, a gamma source was used. An algorithm was designed, to evaluate the measurement data. From this, it was determined that the specifications were achieved with signals from the drift tube.

## **Zusammenfassung**

Für weitere Untersuchungen im Rahmen der Neutrinophysik ist geplant den Detektor Advanced SND@LHC am CERN aufzubauen. Der Driftröhren Tracker des Myonspektrometers des Experiments soll eine Ortsauflösung besser als  $100\ \mu\text{m}$  erreichen. Die Messgenauigkeit hängt entscheidend von den Eigenschaften der neu entwickelten Elektronik ab. Um diese zu bestimmen, wurde ein Teststand mit einer Driftröhre aufgebaut. Die Messungen wurden mit dem Driftgas  $\text{ArCO}_2$  im Mischungsverhältnis 80/20 im Hochspannungsbereich von 1900 V bis 2300 V durchgeführt. Zusätzlich wurde ein Gammastrahler verwendet. Die Messdaten wurden mithilfe eines selbst entwickelten Algorithmus ausgewertet. Daraus wurde festgestellt, dass die geforderten Spezifikationen auch mit Signalen aus der Driftröhre erreicht wurden.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Das SND@LHC-Experiment</b>	<b>4</b>
2.1	Neutrino-physik . . . . .	4
2.2	Standardmodell . . . . .	5
2.3	Konzept von SND@LHC . . . . .	7
2.4	Aufbau von SND@LHC . . . . .	8
2.5	Upgrade zum AdvancedSND@LHC . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Driftröhren</b>	<b>11</b>
3.1	Funktionsweise von Driftröhren . . . . .	11
3.2	Ionisierung . . . . .	13
3.3	Elektrisches Feld in Driftröhren . . . . .	15
3.4	Driftzeit-Ort-Beziehung . . . . .	17
3.5	Driftgas . . . . .	17
3.6	Gasverstärkung . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Experiment</b>	<b>20</b>
4.1	Aufbau . . . . .	20
4.2	Gasversorgung . . . . .	22
4.3	Elektronik . . . . .	24
4.4	Verstärker . . . . .	26
4.5	Messungen . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Messergebnisse und Auswertung</b>	<b>30</b>
5.1	Untersuchung der Pulsformen . . . . .	30
5.1.1	Rauschen . . . . .	30
5.1.2	Sättigung . . . . .	32
5.1.3	Kosmische Teilchen . . . . .	33
5.2	Anstiegszeit des Verstärkers . . . . .	34
5.3	Erreichbare Gasverstärkung . . . . .	36

---

<b>6 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>42</b>
<b>A Elektronik</b>	<b>43</b>
A.1 Schaltplan . . . . .	43
A.2 Simulation . . . . .	44
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>45</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>48</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>50</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Driftröhren sind in der experimentellen Teilchenphysik ein wesentlicher Bestandteil vieler Experimente. Die mögliche Modularität in der Konstruktion und die mechanischen Robustheit sind einige der Vorteile, die der Driftröhren besitzen. Außerdem ist es möglich, jede Driftröhre einzeln zu betreiben, was bei Ausfällen zu vernachlässigbaren Ineffizienzen führt. Bei dem geplanten Advanced SND@LHC Detektor handelt sich um ein Spektrometer, in dem durch Driftröhren Myonspuren vermessen werden. Das Spektrometer muss Myon-Impulse bis zu 1 TeV/c messen. Dies erfordert eine bessere Ortsauflösung als 100  $\mu\text{m}$ . Die Messgenauigkeit hängt entscheidend von der verwendeten Elektronik ab.

Dafür wurde eine neue Elektronik entwickelt. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wird untersucht, ob die geforderten elektronischen Eigenschaften erreicht werden können. Dafür wird einen Testaufbau mit einer einzelnen Driftröhre aufgebaut und in Betrieb genommen. Die Messungen werden mit dem Driftgas ArCO<sub>2</sub> im Mischungsverhältnis 80/20 im Betriebshochspannungsbereich von 1900 V bis 2300 V durchgeführt. Um die Daten zu analysieren, wird ein geeigneter, selbst entworfener Algorithmus verwendet. Die Kenngrößen, die in dieser Arbeit bestimmt werden, sind die erreichbare Gasverstärkung, die Anstiegszeit des Verstärkers und der erreichbare Schwellenstrom. Abschließend wird das Produkt von diesen Kenngrößen untersucht.

Im Folgenden wird zunächst in Kapitel 2 das SND@LHC-Experiment und die Grundlagen der Neutrinophysik vorgestellt. Kapitel 3 gibt Auskunft über die Funktionsweise der Driftröhren. Anschließend wird in Kapitel 4 der experimentelle Aufbau beschrieben, welcher für die Auswertung der Messungen in Kapitel 5 verwendet wird. Eine Zusammenfassung sowie ein Ausblick sind im Kapitel 6 zu finden.

# Kapitel 2

## Das SND@LHC-Experiment

Im folgenden Kapitel wird das SND@LHC-Experiment vorgestellt. Zu Beginn stehen die Grundlagen der Neutrinophysik, einschließlich der Geschichte des Neutrinos und seiner Eigenschaften, danach folgt eine Einführung in das Standardmodell. Anschließend werden die wissenschaftlichen Ziele des SND@LHC-Experiments sowie der Detektor des SND@LHCs selbst beschrieben.

### 2.1 Neutrinophysik

Im Jahr 1911 führten Lise Meitner und Otto Hahn ein Experiment durch, das zeigte, dass die Energien der beim  $\beta$ -Zerfall emittierten Elektronen ein kontinuierliches und kein diskretes Spektrum aufweisen. Dies stand im Widerspruch zum Energieerhaltungssatz, da beim  $\beta$ -Zerfallsprozess Energie verloren ging.

Der österreichische Physiker Wolfgang Pauli hat einen Weg gefunden, das kontinuierliche Energiespektrum des  $\beta$ -Zerfalls zu erklären, ohne dass das Konzept der Energieerhaltung gebrochen werden muss. Er konnte das Problem lösen, indem er ein neues, bisher unbeobachtetes Teilchen einführte, das beim  $\beta$ -Zerfall zusammen mit dem Elektron emittiert wird. Laut Pauli hat das neu vorgeschlagene Teilchen, das er *Neutron* nannte, keine elektrische Ladung, trägt einen Spin von  $1/2$  und sollte eine Masse in der gleichen Größenordnung wie das Elektron haben. Heute ist das von Pauli vorgeschlagene Neutron als Neutrino bekannt, wie es von Enrico Fermi genannt wurde, der 1934 eine theoretische Beschreibung des  $\beta$ -Zerfalls veröffentlichte [1].

Pauli schlug vor, dass das Neutrino zusammen mit dem Elektron in einem  $\beta$ -Zerfall emittiert werden muss, so dass die Summe der Energie des Elektrons und des Neutrinos konstant ist und somit die Energie erhalten bleibt. Pauli wusste jedoch um mögliche Kritik an seinem Vorschlag. Da das Neutrino noch nicht beobachtet worden war, musste es schwach wechselwirkend und schwer zu detektieren sein. Da er sich nicht traute, seinen Vorschlag zu veröffentlichen, beschrieb er ihn zunächst in einem offenen Brief, der heute noch wegen seiner Anrede als *Sehr*

*geehrte radioaktive Damen und Herren* [2] bekannt ist. Dieser Vorschlag führte zu einem Verständnis des  $\beta$ -Zerfalls. Dabei wandelt sich ein Neutron im Kern eines zerfallenden Atoms in ein Proton um, indem ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino ausgesandt werden. Dieser Prozess wird durch die Gleichung



beschrieben.

Ein Atomkern  $X$  wandelt sich in einem Atomkern  $Y$  um, dabei ist  $A$  die Massenzahl des Kerns und  $Z$  seine Kernladungszahl.

Um das Neutrino in einem Experiment nachweisen zu können, ist eine starke Neutrinoquelle mit hohem Fluss nötig. Damals waren die stärksten Neutrinoquellen die Kernreaktoren. Im Jahr 1953 wurde von Clyde L. Cowan und Frederick Reines ein 300-Liter-Flüssigszintillator-Experiment aufgebaut. Das Experiment war auf der Suche nach der Reaktion:



Diese Gleichung wird als inverser  $\beta$ -Zerfall bezeichnet.

Aufgrund der geringen Masse des Targets und des Fehlens einer geeigneten Untergrundabschirmung konnte nur ein vages Signal nachgewiesen werden. Daher wurde ein Folgeexperiment durchgeführt, das heute als Cowan-Reines-Experiment bekannt ist. Das Folgeexperiment war verbessert, indem insgesamt 4000 Liter Flüssigszintillator verwendet und der Detektor mit einer stärkeren Hintergrundabschirmung ausgestattet wurde [3]. Die experimentelle Entdeckung des Neutrinos konnte in diesem Experiment noch zu Paulis Lebzeiten erfolgen. Für die Entdeckung des Neutrinos erhielt Reines 1995 den Nobelpreis für Physik. Das Myon-Neutrino wurde 1963 von Lederman, Schwartz und Steinberger entdeckt [4]. Sie zeigten, dass es eine zweite Art von Neutrinos gibt, die mit Myonen statt mit Elektronen verbunden ist, indem sie beobachteten, dass wechselwirkende Myon-Neutrinos Myonen anstelle von Elektronen erzeugen und sich daher von Elektron-Neutrinos unterscheiden müssen. Sie wurden 1988 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet. Das  $\tau$ -Neutrino wurde am Fermilab durch das *DONuT*-Experiment entdeckt [5].

## 2.2 Standardmodell

In diesem Abschnitt wird das Standardmodell der Elementarteilchen vorgestellt, wobei der Schwerpunkt auf den Neutrinos liegt. Das Standardmodell beschreibt unsere wesentlichen Kenntnisse der Teilchenphysik. Es klassifiziert alle bekannten Teilchen und beschreibt die Wechselwirkungen zwischen ihnen. Während die elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung vom Standardmodell abgedeckt werden, ist die Gravitation nicht enthalten. Die Elementarteilchen des Standardmodells sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Sie zeigt die Massen, Ladungen

und Spins aller Elementarteilchen. Zu jedem Teilchen im Standardmodell gibt es ein Antiteilchen mit der gleichen Masse. Die Ladung bei den Antiteilchen ist entgegengesetzt, nur das Neutrino und Antineutrino haben keine Ladung. Die Elementarteilchen werden in zwei Gruppen eingeteilt, die Fermionen und die Bosonen. Die Eichbosonen vermitteln die Grundkräfte, mit Ausnahme des Higgs-Bosons, das im Standardmodell eine besondere Rolle spielt. Alle Bosonen haben einen ganzzahligen Spin und verhalten sich gemäß der Bose-Einstein-Statistik. Die Fermionen folgen der Fermi-Dirac-Statistik und haben einen halbzahligen Spin. Fermionen werden weiter in Quarks und Leptonen eingeteilt, beide haben drei Generationen. Die geladenen Leptonen sind Elektron, Myon und Tau, die alle eine negative elektrische Ladung von  $-1$  tragen. Zu jedem geladenen Lepton gehört innerhalb derselben Generation ein ungeladene Lepton in Form von einem Neutrino, das Elektron-Neutrino, Myon-Neutrino oder Tau-Neutrino. Neutrinos tragen keine elektromagnetische Ladung oder Farbladung und interagieren daher nur über die schwache Wechselwirkung. Schwache Wechselwirkungen werden durch das  $Z^0$ -Boson und das  $W^\pm$ -Boson übertragen, wobei das  $Z^0$ -Boson als „ungeladener Strom“ und das  $W^\pm$ -Boson als „geladener Strom“ bezeichnet wird. Im ursprünglichen Standardmodell wurden Neutrinos als masselos angenommen. Aber durch die Entdeckung von Neutrino-Oszillationen zeigte sich, dass sie Masse besitzen. Der in Abbildung 2.1 angegebene Massengrenzwert wurde 2019 durch das Experiment *KATRIN* bestimmt [6].

Das Standardmodell ist eine sehr erfolgreiche Theorie. Es sagte Teilchen wie das  $Z^0$ -Boson, das Top- und Charm-Quark und das Higgs-Boson voraus, die später in Experimente gefunden wurden. Dennoch weist es einige Schwächen auf. Es besitzt viele unerklärte Parameter. Darüber hinaus berücksichtigt das Standardmodell die Gravitation nicht, obwohl sie eine der vier Grundkräften ist. Auch die Dunkle Materie und die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie werden im Standardmodell nicht ausreichend erklärt. Es gibt viele verschiedene Theorien, die das Standardmodell erweitern, um diese offenen Probleme zu klären, aber bisher fehlen experimentelle Hinweise auf mögliche Erweiterungen.

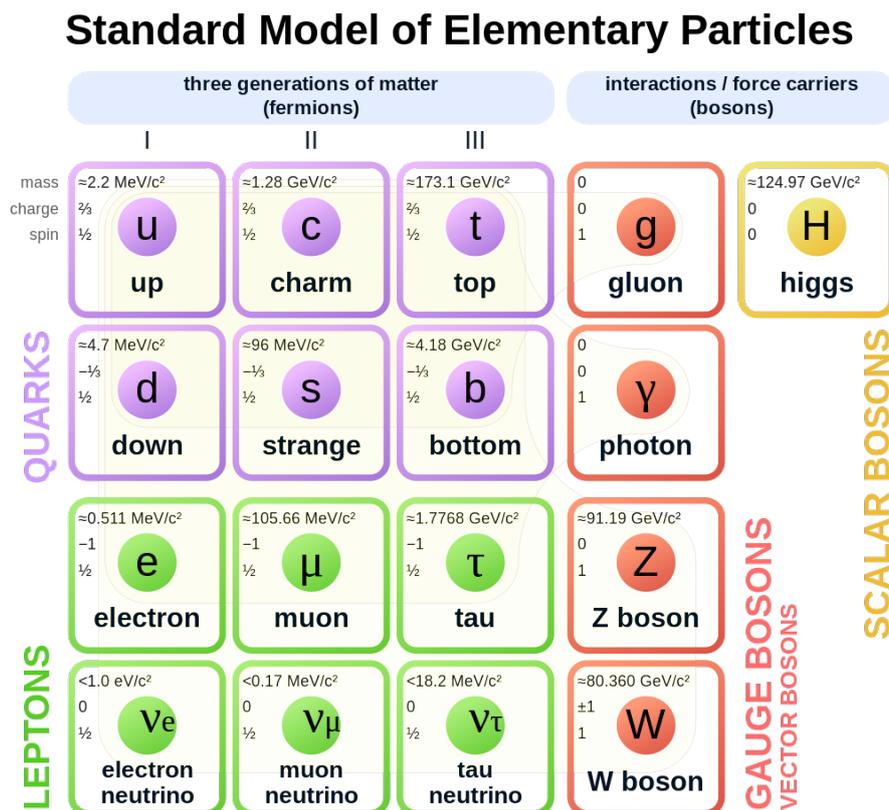


Abbildung 2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik [7].

## 2.3 Konzept von SND@LHC

SND@LHC am CERN steht für *Scattering and Neutrino Detector* am LHC und ist ein kompaktes und eigenständiges Experiment. Es wurde entwickelt, um Messungen mit hochenergetischen Neutrinos (100 GeV bis einige TeV) durchzuführen, die am LHC erzeugt werden und im Pseudorapiditätsbereich  $7,2 < \eta < 8,4$  liegen. Es befindet sich im ungenutzten LEP-Transfertunnel TI-18 (480 m vom ATLAS-Interaktionspunkt IP1 [4] entfernt), wo es durch etwa 100 m Fels und Beton vor geladenen Teilchen vom IP1 geschützt ist. In Abbildung 2.2 ist sowohl die Seitenansicht, als auch die Draufsicht im Tunnel zu sehen. Der Detektor ist in der Lage, alle drei Arten von Neutrino mit hoher Effizienz zu identifizieren. Ein großer Teil der SND@LHC-Neutrinos entstehen aus dem Zerfall von Teilchen, die aus schwereren Quarks bestehen. Dies ermöglicht die Erforschung der Produktion schwerer Quarks in einem Winkelbereich, den die anderen LHC-Experimente nicht erreichen können. Das Detektorkonzept eignet sich auch gut für die Suche nach feebly interacting particles<sup>1</sup> (FIPs).

Diese Messungen sind auch für die Vorhersage sehr energiereicher Neutrinos relevant, die bei Wechselwirkungen mit kosmischer Strahlung entstehen, sodass das Experiment als gemeinsames Thema zwischen Beschleuniger- und Astroteilchenphysik bezeichnet werden kann.

<sup>1</sup>Englisch für: schwach wechselwirkende Teilchen

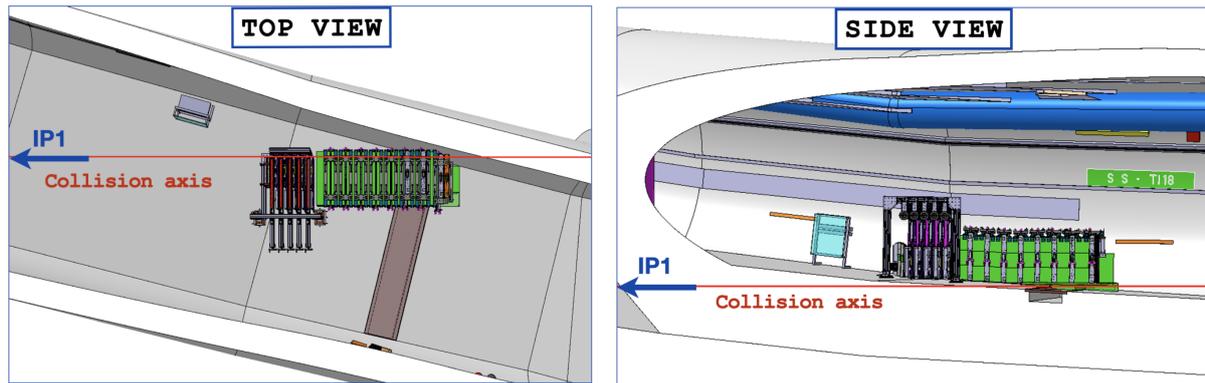


Abbildung 2.2 Seitenansicht und Draufsicht auf den SND@LHC-Detektor im TI18-Tunnel [9].

Der Detektor wurde während des LHC Run 3 in Betrieb genommen und sammelte im Jahr 2022 insgesamt  $36.8 \text{ fb}^{-1}$  [8]. Ziel des Detektors ist es, während des gesamten Run 3 etwa  $250 \text{ fb}^{-1}$  zu sammeln.

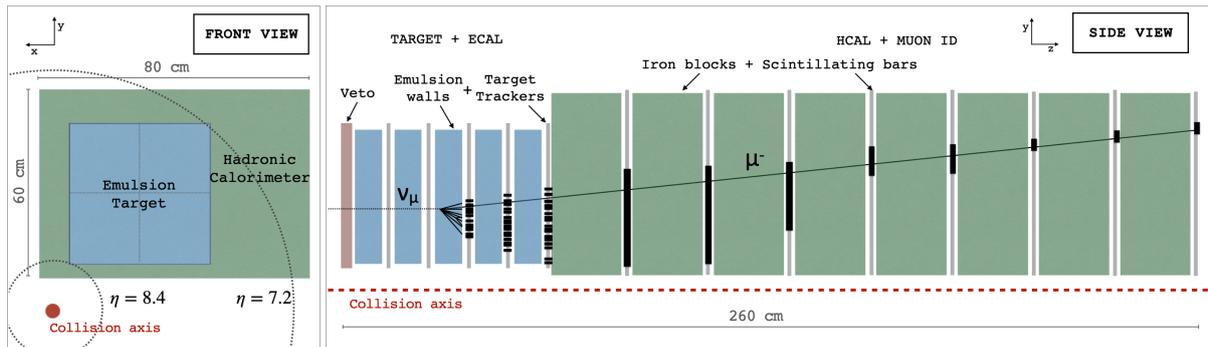
## 2.4 Aufbau von SND@LHC

Dieser Abschnitt orientiert sich an den Quellen [8, 10]. SND@LHC ist ein kompakter Hybridapparat, dargestellt in Abbildung 2.3. Er besteht aus drei Teilen: dem Veto-, Target- und Myonensystem.

Der Vetodetektor befindet sich vor dem Targetgebiet und wird verwendet, um Myonen und andere Teilchen zu identifizieren, die aus IP1-Richtung kommen. Er besteht aus zwei parallelen Ebenen mit jeweils sieben  $1 \times 6 \times 42 \text{ cm}^3$  Szintillator-Modulen.

Der Targetabschnitt enthält fünf Schichten. Jede Schicht besteht aus vier Fotoplaten, die als Emulsion Cloud Chambers (ECCs) bezeichnet werden und wird von einem Scintillator Fiber Tracker (SciFi) gefolgt. Jedes ECC-Modul besteht aus einer Folge von 60 Kernemulsionsplatten,  $19.2 \times 19.2 \text{ cm}^2$ , gefolgt von 59 1 mm dicken Wolframplatten. Jede SciFi-Station besteht aus fünf  $40 \times 40 \text{ cm}^2$   $x$ - $y$  Ebenen aus versetzten szintillierenden Fasern mit einem Durchmesser von  $250 \mu\text{m}$ . Um die Kernemulsionsplatten zu schützen, wird die Temperatur des Targets durch eine Kühlbox, die den gesamten Targetbereich umschließt, auf  $15 \text{ }^\circ\text{C}$  gehalten und die Luftfeuchtigkeit im Bereich von 50–55 %. Die Wände des Kastens sind mit einer Schicht aus boriiertem Polyethylen versehen und dienen als Abschirmung gegen Neutronen mit niedriger Energie.

Das Myonensystem besteht aus zwei Teilen: Upstream (US) - den ersten fünf Teilen und Downstream (DS) - den letzten drei Teilen. In Kombination mit SciFi funktioniert es als Sampling-Kalorimeter und ermöglicht die Energiemessung von Hadron-Jets. Jede US-Station besteht aus 10 gestapelten horizontalen Szintillator-Modulen von  $82.5 \times 6 \times 1 \text{ cm}^3$ , ähnlich wie dem Veto Detektor. Der DS-Teil besteht aus zwei Schichten dünner Platen, einer horizontal und einer



**Abbildung 2.3** Schematischer Aufbau des SND@LHC-Detektors: Vorderansicht (links) und Seitenansicht (rechts) [8].

vertikal, was eine räumliche Auflösung von weniger als 1 cm ermöglicht. Die acht Szintillatorebenen befinden sich zwischen 20 cm dicken Eisenblöcken. Die räumliche Auflösung des DS-Detektors ermöglicht die Identifizierung von Myonenspuren, die den Detektor verlassen.

Aus Zeitgründen wurde dieser Detektor aus bereits vorhandenen Detektorkomponenten zusammengestellt. Das Ziel der Messungen war, festzustellen ob es überhaupt möglich ist unter der Bedingung im TI-18 Tunnel Neutrino Ereignisse zu erkennen. Es zeigte sich, dass pro Neutrino Ereignis im Target etwa  $10^9$  Untergrund-Myonen das Target durchqueren. Auch Neutronen stellen einen bedeutenden Untergrund dar. Trotz des hohen Untergrunds konnten Neutrino Reaktionen identifiziert werden [8].

## 2.5 Upgrade zum AdvancedSND@LHC

Da gezeigt werden konnte, dass es möglich ist, im Tunnel TI-18 ein Neutrino Experiment durchzuführen, ist nun geplant, einen völlig neuen, optimalen Neutrino Detektor zu bauen, der rechtzeitig zum Beginn des LHC Betriebs nach dem zukünftigen Luminositäts Upgrade fertiggestellt sein soll.

Es ist geplant, das Neutrinoexperiment SND@LHC am CERN um zwei Detektoren zu erweitern, um leichter alle drei Arten von Neutrino zu unterscheiden und genauer ihre Energie zu messen [9]. Der erste Detektor (AdvSND-Far) soll im gleichen Pseudorapiditätsbereich wie der aktuelle SND@LHC-Detektor positioniert werden und sich auf die Messung der Charm-Produktion und die Überprüfung von Lepton-Universalität konzentrieren. Der zweite Detektor (AdvSND-Near) würde sich im Bereich mit  $4 < \eta < 5$  befinden und hauptsächlich Messungen von Wirkungsquerschnitt der Neutrinos durchführen. Es wird möglich sein, die systematischen Unsicherheiten zu reduzieren, da sich dieser Detektor mit dem LHCb-Experiment überschneiden würde. Somit wird auch die Gesamtgenauigkeit aller Messungen verbessert.

Der geplante Advanced SND@LHC Detektor ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Das Emulsions-Target, das zurzeit eingesetzt wird, könnte die hohen Raten nach dem Luminositäts Upgrade

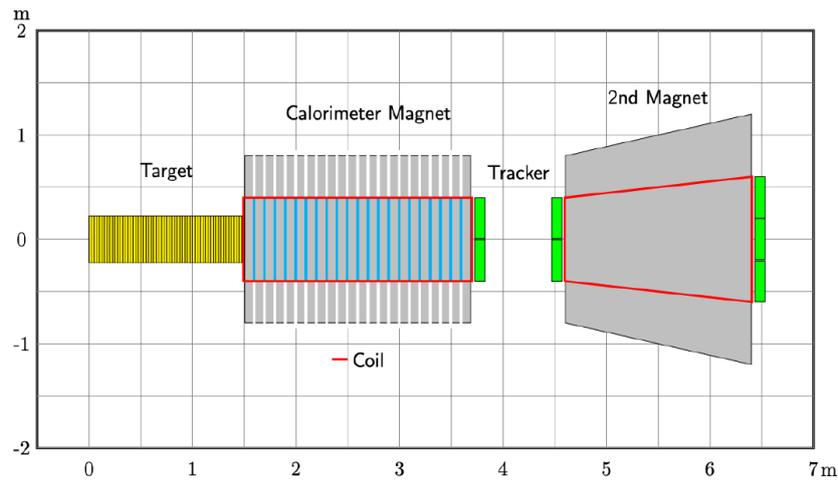


Abbildung 2.4 Trapezförmiges Myonspektrometer für AdvSND-Far [11].

nicht verarbeiten. Im Target sollen daher die Emulsionen durch Silizium-Zähler ersetzt werden. Hinter dem Target wird sich ein Hadron Kalorimeter mit hoher Granularität und hoher Energieauflösung befinden. Das Kalorimeter wird magnetisiert und stellt gleichzeitig die erste Stufe eines Myon-Spektrometers dar. Die zweite Stufe des Myon-Spektrometers besteht aus trapezförmigem, magnetisiertem Eisen.

Das Myon-Spektrometer wurde von W. Schmidt-Parzefall entworfen. Die Myonspuren im Spektrometer sollen durch Driftröhren vermessen werden, die vom Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg zum Advanced SND@LHC Experiment beigetragen werden sollen. Das Spektrometer muss Myon-Impulse bis zu 1 TeV/c mit einer Genauigkeit von  $\frac{\Delta p}{p} = 0.2$  vermessen. Dafür muss die Genauigkeit der Koordinatenmessung durch die Driftröhren besser als 100  $\mu\text{m}$  betragen. Die Messgenauigkeit der Driftröhren muss somit die Grenze des technisch Möglichen erreichen. Da die Messgenauigkeit entscheidend von der verwendeten Elektronik abhängt, wurde eine neue Elektronik entwickelt. Der Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist es, erste Tests mit dieser Elektronik durchzuführen.

# Kapitel 3

## Driftröhren

Eine Driftröhre dient zur Vermessung der Spur eines geladenen Teilchens. Das folgende Kapitel gibt eine kurze Einführung in die Funktionsweise von Driftröhren und ihr Potenzial für zukünftige Entwicklungen.

### 3.1 Funktionsweise von Driftröhren

Eine Driftröhre besteht aus einer leitenden Röhre, die mit einem Driftgasgemisch gefüllt ist. In der Mitte ist ein dünner, leitender Draht gespannt. Zwischen Röhre und Draht wird eine Hochspannung angelegt, sodass die Wand der Röhre als Kathode und der Draht als Anode dient. Dadurch entsteht ein elektrisches Feld, das radialsymmetrisch ist und in der Nähe des Anodendrahtes hohe elektrische Feldstärken erreicht.

Zur Detektion geladener Teilchen mit Driftröhrendetektoren wird der Energieverlust durch Coulombwechselwirkung geladener Teilchen beim Durchgang durch Materie genutzt. Ein Teilchen, das die Driftröhre durchquert, interagiert mit den Elektronen der Atome und Moleküle des Driftgases entlang seines Weges, was zur Ionisierung dieser Atome und Moleküle führt (Primärionisierung). Da der Prozess der Ionisierung ein statistischer Prozess ist, wird eine räumliche Verteilung von Ionisierungsclustern entlang der Teilchenspur beobachtet. Abhängig von der übertragenen Energie im Prozess einer Ionisierung, kann die Anzahl der freien Elektronen und Ionen in einem Cluster variieren. Elektronen und Ionen driften entlang der elektrischen Feldlinien, Elektronen in Richtung Anodendraht, Ionen in Richtung der Röhrenwand. Die Elektronen sind viel beweglicher als die Ionen und durchlaufen auf ihrem Weg zum Anodendraht ein starkes elektrisches Feld, welches die Elektronen beschleunigt und somit ermöglicht, Atome und Moleküle auf ihrem Weg weiter zu ionisieren (sekundäre Ionisierung). Da die sekundären Elektronen in dem hohen elektrischen Feld ebenfalls beschleunigt werden, erhalten sie selbst die Fähigkeit, Gasmoleküle weiter zu ionisieren, was zu einer Ladungslawine führt. Die Ionen aus der sekundären Ionisierung durchqueren eine hohe Potenzialdifferenz und tragen am meisten zum erzeugten elektrischen Signal bei.

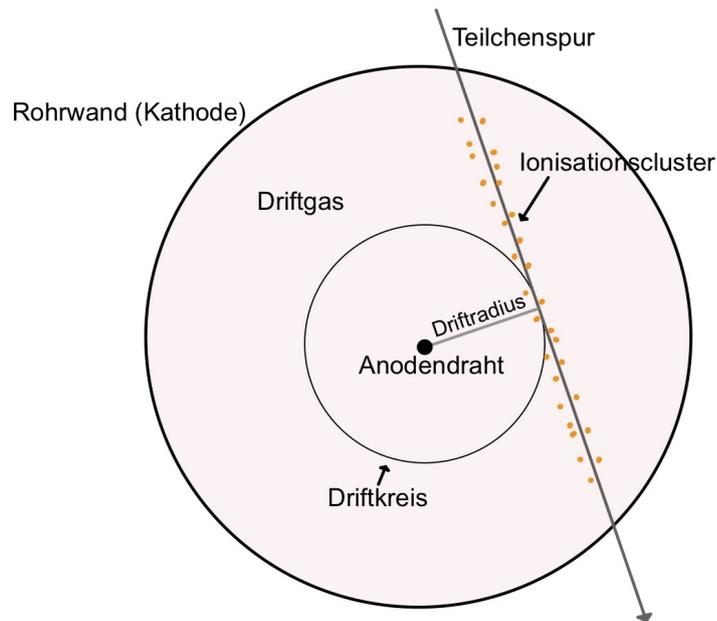


Abbildung 3.1 Schematische Darstellung einer Driftröhre.

Wenn der Zeitpunkt, zu dem das geladene Teilchen die Röhre durchquert, durch einen externen Trigger bekannt ist, kann die Zeitdifferenz zwischen dem Triggersignal und den ersten Elektronen, die den Anodendraht erreichen, gemessen werden. Die ersten Elektronen, die den Anodendraht erreichen, sind diejenigen, die die kürzeste Driftstrecke haben, womit diese Strecke den Driftradius darstellt. Die Zeit, die für die kürzesten Drifts benötigt wird, wird Driftzeit  $t_d$  genannt. Die Teilchenspur ist eine Tangente an dem Driftkreis. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung der Ionisierungscluster entlang der Spur eines geladenen Teilchens, das eine Driftröhre durchläuft.

Um eine Teilchenspur räumlich rekonstruieren zu können, sind Driftzeitmessungen mehrerer Driftröhren erforderlich. Dann kann eine Teilchenspur an die Driftkreise aller Driftröhren angepasst werden. Die zweidimensionalen Spuren von jeder Schicht Driftröhren können dann kombiniert werden, um die dreidimensionale Teilchenspur zu rekonstruieren. Eine Spurrekonstruktion ist in Abbildung 3.2 veranschaulicht.

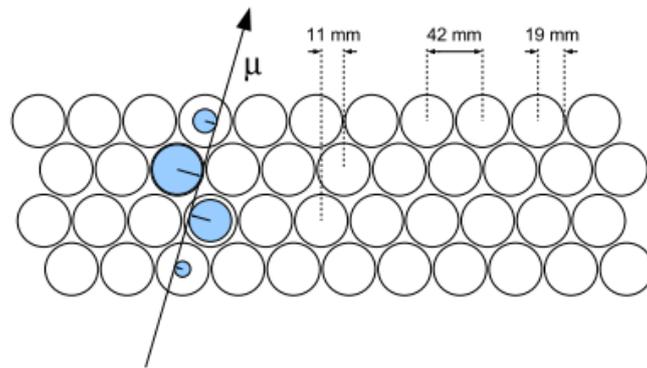


Abbildung 3.2 Eine Myonenspur, die vier Driftröhren durchquert. Gezeigt ist der Driftröhrenaufbau einer Wand des Präzisionstrackers des OPERA-Experiments [12].

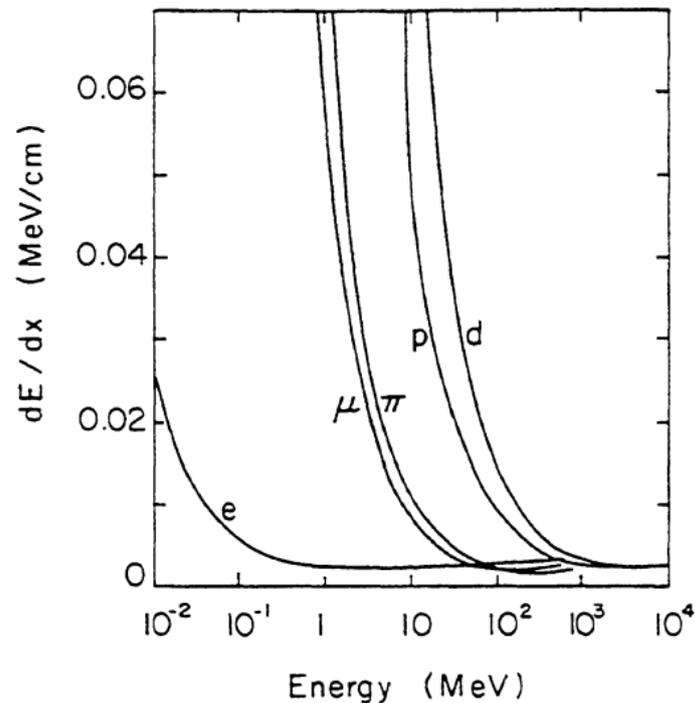
## 3.2 Ionisierung

Aufgrund der Coulombwechselwirkung können geladene Teilchen bei ihrem Durchgang durch Materie Atome und Moleküle ionisieren. Der Energieverlust  $dE$  pro Längeneinheit  $dx$  eines geladenen Teilchens, das Materie durchquert, wird durch die Bethe-Bloch-Formel [13] beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e N_A \rho c^2 z^2 Z}{A \beta^2} \left[ \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right], \quad (3.1)$$

wobei

- $\frac{dE}{dx}$  = deponierte Energie pro Wegstück
- $r_e$  = Elektronenradius  $r_e = 2.8 \cdot 10^{-15} \text{ m}$
- $m_e$  = Elektronenmasse
- $N_A$  = Avogadrokonstante
- $\rho$  = Dichte des Absorbermaterials
- $c$  = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
- $z$  = Ladungszahl des ionisierenden Teilchens
- $Z$  = Kernladung des Absorbermaterials
- $A$  = Atomgewicht des Absorbermaterials
- $\beta = \frac{v}{c}$  = relativistische Geschwindigkeit
- $I$  = mittlere Anregungsenergie des Absorbermaterials [eV]
- $\delta(\beta)$  = Dichteeffekt durch Polarisation.



**Abbildung 3.3** Energieverlust  $dE$  pro Längeneinheit  $dx$  in Luft, berechnet mit Gleichung (3.1) für verschiedene Teilchen als Funktion ihrer Energie  $E$ . Bei Energien über etwa 1 GeV/c verlieren alle Teilchen ungefähr die gleiche Energiemenge [14].

Das Verhältnis  $Z/A$  kann für viele Materialien als konstant angenähert werden, der Energieverlust kann als abhängig von zwei Parametern angenommen werden, die beide spezifisch für das Absorbermaterial sind. Insbesondere hängt der Energieverlust pro Längeneinheit von der Dichte  $\rho$  des Absorbers und seiner mittleren Ionisierungsenergie  $I$  ab.

Abbildung 3.3 zeigt eine Darstellung des Energieverlusts verschiedener Teilchen in Luft, die mit Gleichung (3.1) berechnet wurde. Der Energieverlust pro Längeneinheit erreicht ein Minimum. Bei Impulsen ab etwa 1 GeV/c ist der Energieverlust für alle Teilchen praktisch minimal. Die Fähigkeit, diese minimalen ionisierenden Teilchen zu detektieren, ist eine wichtige Bedingung, die jeder Detektor für geladene Teilchen erfüllen muss.

### 3.3 Elektrisches Feld in Driftröhren

In diesem Kapitel wird das elektrische Feld von Driftröhren betrachtet [15].

Zwischen dem Draht in der Mitte der Röhre, der als Anode dient, und der Röhrenwand, die als Kathode dient, wird eine Hochspannung  $U_{\text{HV}}$  angelegt, die zu einem radialsymmetrischen elektrischen Feld  $\vec{E}$  führt. Um eine quantitative Beschreibung des elektrischen Feldes innerhalb der Driftröhre zu erreichen, wendet man die Maxwell'schen Gleichungen an. Insbesondere das Gaußsche Gesetz, das in den Gleichungen (3.2) und (3.3) dargestellt ist.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \rho \quad (3.2)$$

$$\int_V (\vec{\nabla} \times \vec{E}) dV = \oint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{A} \quad (3.3)$$

In Gleichung (3.2) bezeichnet  $\rho$  die Ladungsdichte, die auf den Anodendraht im Raum beschränkt ist.  $\epsilon$  und  $\epsilon_0$  die Permittivität des freien Raums und des Materials, in dem sich das Feld ausdehnt.  $\partial V$  ist der Abschluss des Volumens  $V$ . Unter Verwendung des integrierten Gaußschen Gesetzes (3.3) und unter Verwendung der Radialsymmetrie, also  $\vec{E} \parallel d\vec{A} \forall \vec{r}$ , erhalten wir:

$$\oint_{\partial V} \vec{E} \cdot d\vec{A} = \int_0^z \int_0^{2\pi} E(r) r d\phi dz = 2\pi E(r) r z, \quad (3.4)$$

$$\int_V (\vec{\nabla} \times \vec{E}) dV = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \int_V \rho dV = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (3.5)$$

Aus der Gleichung (3.3) folgt:

$$2\pi E(r) r z = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0}. \quad (3.6)$$

Der Draht, der in der Mitte eingespannt ist, hat einen Radius  $r_a$  und die Driftröhre hat einen Innenradius  $r_b$ . Um Randeffekte vernachlässigen zu können, wird davon ausgegangen, dass die Länge  $L$  von Draht und Rohr viel größer ist als der Innenradius des Rohrs, also  $L \gg r_b$ . Somit ist folgende Annahme möglich:

$$\frac{q}{z} = \frac{dq}{dz} = \text{const.} \quad (3.7)$$

Nach dem Einsetzen in (3.6), ergibt sich das elektrische Feld wie in (3.8) gezeigt.

$$E(r) = \frac{1}{2\pi r \epsilon \epsilon_0} \frac{dq}{dz} \quad (3.8)$$

Das elektrische Feld wird durch die angelegte Hochspannung  $U_{\text{HV}}$  erzeugt und damit ergibt sich:

$$U_{\text{HV}} = \int_{r_a}^{r_b} E(r) dr = \int_{r_a}^{r_b} \frac{dr}{2\pi r \epsilon \epsilon_0} \frac{dq}{dz} = \frac{1}{2\pi \epsilon \epsilon_0} \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right) \frac{dq}{dz}. \quad (3.9)$$

Daraus folgt:

$$\frac{dq}{dz} = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0 U_{\text{HV}}}{\ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)}. \quad (3.10)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung ist das elektrische Feld durch

$$E(r) = \frac{U_{\text{HV}}}{r \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)} \quad (3.11)$$

gegeben. Wobei  $r$  der Abstand zum Draht ist.

Aus der Gleichung (3.11) lässt sich leicht erkennen, dass das elektrische Feld in einer Drift-  
röhre unabhängig von der Permittivität des Driftgases  $\epsilon$  ist. Außerdem ist auch erkennbar,  
dass bei einem festen Radius  $r$  die Feldstärke  $E(r)$  für kleine Radien des Drahts  $r_a$  kleiner wird.  
Allgemein soll folgende Voraussetzung der Lawinenbildung erfüllt werden:

$$-\left.\frac{\partial E(r, r_a)}{\partial r}\right|_{r=r_a} > \left.\frac{\partial E(r, r_a)}{\partial r_a}\right|_{r=r_a} \quad (3.12)$$

Beide Ausdrücke liefern:

$$-\left.\frac{\partial E(r, r_a)}{\partial r}\right|_{r=r_a} = \frac{U_{\text{HV}}}{r^2 \ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)}, \quad (3.13)$$

$$\left.\frac{\partial E(r, r_a)}{\partial r_a}\right|_{r=r_a} = \frac{U_{\text{HV}}}{r^2 \left(\ln\left(\frac{r_b}{r_a}\right)\right)^2}. \quad (3.14)$$

Nach dem Einsetzen folgt, dass die Gleichung (3.12) erfüllt ist, wenn  $\frac{r_b}{r_a} > \exp(1)$  ist. Auch aus  
diesem Grund werden bei Driftröhren dünne Drähte verwendet.

### 3.4 Driftzeit-Ort-Beziehung

Die Beziehung zwischen der gemessenen Driftzeit  $t_d$  und dem Ort, wo das Teilchen die Röhre durchquert, wird als Driftzeit-Ort-Beziehung (DOB) bezeichnet. Die Driftzeit ist, wie bereits in Kapitel 3.1 erwähnt, die Zeitdifferenz zwischen dem Triggersignal und den ersten Elektronen, die den Draht erreichen. Die Driftgeschwindigkeit  $v_d$  kann durch

$$v_d = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dN} \frac{dN}{dt} \quad (3.15)$$

beschrieben werden.

Unter der Annahme einer homogenen Verteilung der Teilchenspuren in Bezug auf den Radius der Röhre, wird die Anzahl  $dN$  der Spuren, die in einem Intervall  $[r; r+dr]$  über  $dr$  durchlaufen, wie in (3.16) dargestellt.

$$\frac{dN}{dr} = \frac{N_{\text{Spuren}}}{r_b} = \text{const} \quad (3.16)$$

$N_{\text{Spuren}}$  bezeichnet hier die Gesamtzahl der Spuren und  $r_b$  den Radius der Röhre. Mit Hilfe dieser Gleichung kann die Driftgeschwindigkeit wie folgt geschrieben werden:

$$v_d = \frac{r_b}{N_{\text{Spuren}}} \frac{dN}{dt}. \quad (3.17)$$

Der Radius des Driftkreises ergibt sich aus der Integration der Driftgeschwindigkeit über die Zeit. Nach dem Einsetzen der Driftgeschwindigkeit ergibt sich die Driftzeit-Ort-Beziehung:

$$r(t_d) = \int_0^{t_d} v_d(t) dt = \frac{r_b}{N_{\text{Spuren}}} \int_0^{t_d} \frac{dN}{dt} dt \quad (3.18)$$

Diese Betrachtung hängt nicht von äußeren Parametern wie zum Beispiel den Eigenschaften des verwendeten Driftgases ab. Im folgenden Unterkapitel werden diese Eigenschaften betrachtet.

### 3.5 Driftgas

Die Funktionalität eines Driftröhrendetektors hängt stark von der ausgewählten Gasmischung ab. Sie besteht meistens aus zwei Grundkomponenten: einem Gas, das leicht ionisiert werden kann, oft werden Edelgase verwendet, und einem Quencher. Sie müssen zwei wichtige Bedingungen erfüllen, die Ladung in der Nähe des Anodendrahtes zu vervielfachen und die Photonemission zu unterdrücken. Einatomige Edelgase bieten den Vorteil, dass niedrige Feldstärken in der Driftröhre für eine Lawinenbildung ausreichen. Sie haben bei niedrigen Energien einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt für Anregungszustände, die nicht zur Ionisierung, sondern zur Photonenemission führen. Somit sind die Stöße in der Driftröhre elastisch.

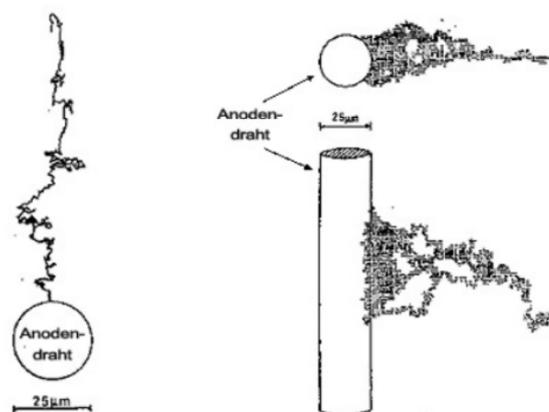
Der Nachweis von minimal ionisierende Teilchen erfordert eine hohe Anzahl an Primärisationen. Diese Anzahl ist jedoch proportional zur Kernladung  $Z$  des Inertgases, daher sind

Gase mit hohem  $Z$  vorzuziehen. Der Einsatz von Radon mit  $Z = 86$  ist aufgrund seiner eigenen Radioaktivität nicht möglich. Xenon ( $Z = 54$ ) und Krypton ( $Z = 36$ ) sind eine optimale Wahl als Komponenten zur Driftgasdetektion. Aus Kostengründen wird jedoch auf beide Gase verzichtet. Argon mit einer Kernladung von  $Z = 18$  bietet das beste Verhältnis aus geringeren Kosten und hoher Primärionisation.

Allerdings können bei der Lawinenbildung kurzlebige Zustände des Argonatoms angeregt werden. Die niedrigste Energieanregung von Argon liegt bei einer Energie von 11.6 eV. Somit hat ein Photon aus einer Argon-Anregung genug Energie, um ein Photoelektron aus der Kathode freizusetzen. Diese Photoelektronen können auch in der Nähe des Anodendrahts vervielfacht werden, was zu Nachimpulsen des Signals führen kann. Um dies zu verhindern, wird dem Edelgas ein Quencher beigefügt. Dies sind in der Regel Gase mit vielen nicht-strahlenden Anregungszuständen wie z.B. Rotation und Schwingung. Eine häufige Wahl für ein solches Quencher ist Kohlenstoffdioxid  $\text{CO}_2$ . Das Kohlenstoffdioxid ist außerdem nicht brennbar und ungiftig, was aus Sicherheitsgründen vorteilhaft ist. Alle im Folgenden vorgestellten Messungen werden mit einem Driftgasgemisch aus  $\text{ArCO}_2$  im Mischungsverhältnis 80 % zu 20 % durchgeführt.

### 3.6 Gasverstärkung

Die Gasverstärkung (oder Multiplikation)  $G$  beschreibt den Prozess der Vervielfachung von Ladungsträgern aufgrund sekundärer Ionisierung. Es erfolgt in einem Bereich nahe der Anode. Abbildung 3.4 stellt diesen Prozess dar. Die relative Zunahme an freien Elektronen  $dN/N$  pro Längeneinheit  $dr$  kann durch den ersten Townsend-Koeffizienten  $\alpha_T(E/\rho, \rho)$  beschrieben werden [17]. Der Begriff  $E/\rho$  bezeichnet das reduzierte elektrische Feld und  $\rho$  die Gasdichte. Der



**Abbildung 3.4** Darstellung der Drift eines einzelnen Elektrons (links) und die Lawinenbildung in Anodendrahnnähe (rechts) [16].

Zuwachs an freien Elektronen ergibt sich dann aus

$$\frac{dN}{N} = \alpha_T \left( \frac{E}{\rho}, \rho \right) dr. \quad (3.19)$$

Der erste Townsend-Koeffizient kann nicht analytisch abgeleitet werden, sondern muss über einen großen Feldstärkenbereich gemessen werden. Die Gasverstärkung  $G$  kann nun durch Integration von Gleichung (3.19) berechnet werden:

$$G = \frac{N}{N_0} = \exp \left( \int_{r_a}^{r_{\min}} \alpha_T(r) dr \right) = \exp \left( \int_{E(r_a)}^{E_{\min}} \frac{\alpha_T(E)}{dE/dr} dE \right), \quad (3.20)$$

wobei  $N$  die Anzahl der freien Elektronen, die den Anodendraht erreichen und  $N_0$  die Anzahl der freien Elektronen, die aus der primären Ionisierung stammen, ist.  $r_{\min}$  ist der Drahtabstand, bei dem das elektrische Feld  $E_{\min}$  für die Produktion sekundärer Elektronen ausreichend ist, und  $r_a$  ist der Anodenradius.

Somit ist die totale Gasverstärkung abhängig von dem ersten Townsend-Koeffizient  $\alpha_T(E)$ , dem elektrischen Feld  $E$ , dem Potential  $U$  und der Geometrie der Driftröhre. Im Allgemeinen ist die Berechnung der Gasverstärkung  $G$  nur numerisch möglich. Wegen der großen Unsicherheiten in der Berechnung der Gasverstärkung ist es in der Praxis zuverlässiger sie experimentell zu bestimmen.

# Kapitel 4

## Experiment

In diesem Kapitel wird der im diesen Arbeit verwendete Aufbau des Experiments eingeführt. Zu Beginn werden die einzelnen Komponenten vorgestellt, aus denen der Aufbau besteht. Anschließend werden die Komponenten und die Durchführung der Messungen im Detail beschrieben.

### 4.1 Aufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine einzelne Driftröhre verwendet. Die verwendete Driftröhre besteht aus Aluminium. Sie hat eine Länge von  $L = 105$  cm und einen Außendurchmesser von  $38_{-0.15}^{+0}$  mm. Die Wanddicke beträgt  $850_{-150}^{+0}$   $\mu\text{m}$  [18]. In der Mitte ist ein vergoldeter Wolframdraht mit einem Durchmesser von  $45$   $\mu\text{m}$  eingespannt, der als Anode dient. Das Design der Driftröhre entspricht den verwendeten Driftröhren für das OPERA-Experiment und ist in [17] beschrieben. Die Röhre besitzt zusätzlich 22 Löcher, die an 11 Stellen entlang der Röhre positioniert sind. Der Abstand zwischen zwei Stellen beträgt  $9.5$  cm und jedes Loch hat einen Durchmesser von  $3$  mm, das mit einer  $50$   $\mu\text{m}$  dicken Kapton-Folie und Klebeband verschlossen ist. Die Löcher ermöglichen die Verwendung einer radioaktiven Quelle an verschiedenen Stellen. Somit können nicht nur kosmische Teilchen gemessen werden, sondern auch ionisierende Teilchen aus einem radioaktiven Präparat. Eine schematische Darstellung der Driftröhre ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Abbildung 4.2 zeigt ein Foto der Driftröhre, wie sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet wird. In diesem Experiment wird als radioaktives Präparat der  $\gamma$ -Strahler  $^{55}\text{Fe}$  benutzt.  $^{55}\text{Fe}$  zerfällt in  $^{55}\text{Mn}$ , welches stabil ist.  $^{55}\text{Fe}$  ist ein schwacher  $\gamma$ -Strahler. Eine Bleiplatte zur Abschirmung ist deshalb bei der Durchführung des Experiments nicht notwendig, denn die emittierten Photonen haben nur eine Energie von  $5.90$  keV,  $5.89$  keV oder  $6.49$  keV [19].

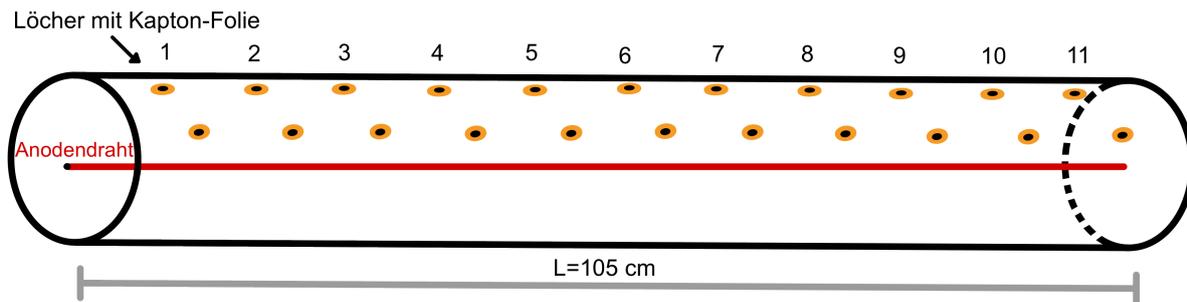


Abbildung 4.1 Schematische Darstellung der verwendeten Driftröhre.



Abbildung 4.2 Foto der verwendeten Driftröhre.

Die Hochspannungsversorgung der Driftröhre erfolgt über das Hochspannungsgerät Power Supply HIGHPAC-Series A2,5K-10HR von der Firma Oltronix (vgl. Abbildung 4.7). Die Anodendrahtsignale müssen verstärkt werden, um auf einem FADC<sup>1</sup> dargestellt zu werden. Der dafür verwendete Verstärker wird im Kapitel 4.4 vorgestellt. Um die Verstärkerplatine mit einer Betriebsspannung zu versorgen, werden zwei Niederspannungsgeräte verwendet. Das erste Gerät ist Power Supply EA-PS 3016-10 der Firma EA Elektro-Automatik und das zweite ist ein Zentro-Elektrik Pforzheim Gerät vom Typ LA30/5GA. Das verstärkte Signal vom Verstärker wird an einen FADC übertragen. Danach werden die Daten vom FADC über eine VME USB2.0 Bridge mit Hilfe eines USB-Kabels an den Rechner weitergeleitet und graphisch dargestellt. In Kapitel 4.3 werden der FADC und die VME Bridge im Detail betrachtet.

Abbildung 4.3 zeigt den Aufbau des Experiments, insbesondere die Verbindung der einzelnen Komponenten. Zusätzlich wird als Kontrolle der Signale ein Oszilloskop verwendet.

<sup>1</sup>Flash Analog to Digital Convert, s. Kapitel 4.3

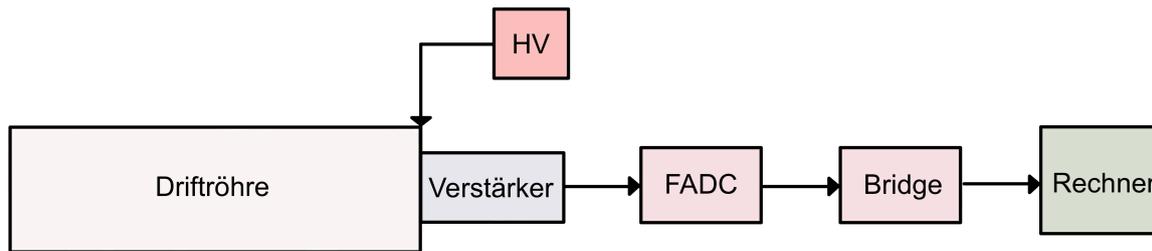


Abbildung 4.3 Schematische Übersicht des Versuchsaufbaus. Die Gasversorgung ist nicht dargestellt.

## 4.2 Gasversorgung

Der in Kapitel 4.1 vorgestellte Aufbau funktioniert nur, wenn die Driftröhre mit Driftgas gefüllt ist. Dazu wird ein Gasversorgungssystem eingesetzt.

Das Gassystem soll einen konstanten, geringen Fluss von Driftgas durch die Driftröhre sowie eine grobe Kontrolle des Gasdrucks innerhalb der Röhre gewährleisten. Der Druck soll bei Atmosphärendruck liegen, eine Bestimmung des Drucks und der Temperatur ist nicht vorhanden.

Das Driftgas wird von einer Gasflasche zugeführt, an der ein einstellbarer Druckminderer angebracht ist. Der Druckminderer ist von der Firma AGA, Typ RB 200/1 3 G und ist in Abbildung 4.4 zu sehen. Nachdem der Druck des Gases reduziert wurde, wird das Gas mit Hilfe eines Schlauches zu einem Flowmeter geführt. Das Flowmeter besteht aus einer Glasröhre, in der eine Kugel positioniert ist. Wenn das Ventil des Flowmeters aufgedreht ist, strömt das Gas durch das Flowmeter und bringt so die Kugel zum Schweben. Damit kann der Gasfluss nachreguliert werden. Abbildung 4.5 zeigt das verwendete Flowmeter. Das Gas tritt von einer Seite in die Driftröhre ein. Der Auslass befindet sich auf der anderen Seite der Röhre, wo das Gas durch einen Bubbler aus dem System abgeleitet wird. Der Bubbler besteht aus einer mit Öl gefüllten Glasröhre, die in zwei Segmente aufgeteilt ist. Das Gas tritt durch das innere Segment ein und verlässt den Bubbler durch das äußere Segment, in dem sich die Blasenbildung ergibt. Der Bubbler ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Anschließend wird das Gas mit einem Schlauch aus dem Gebäude ins Freie abgelassen.

Zu Beginn einer neuen Messung wird zuerst die Gasströmung für längere Zeit eingeschaltet. So wird sichergestellt, dass das Volumen der Driftröhre vollständig ausgetauscht ist. Während des normalen Betriebs wird der Durchfluss so eingestellt, dass im Bubbler ca. eine Blase pro Sekunde aufsteigt. Wie bereits in Kapitel 3.5 erwähnt, werden alle in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Messungen mit einer ArCO<sub>2</sub> (80:20)-Gasmischung durchgeführt.



Abbildung 4.4 ArCO<sub>2</sub> Gasflasche und System zur Reduzierung des Gasdrucks durch einen Druckminderer.



Abbildung 4.5 Foto des verwendeten Flowmeters.



Abbildung 4.6 Foto des verwendeten Bubblers.

## 4.3 Elektronik

In diesem Kapitel wird die Elektronik beschrieben, die für die Umwandlung der Daten verwendet wird. Dies geschieht mit Hilfe des Baukastensystems VME<sup>2</sup>. Das System verfügt über ein größeres Gehäuse, in dem mehrere Module angeschlossen werden können. Jedes Modul hat eine Standardgröße. In diesem Experiment werden nur zwei Module verwendet, die in Abbildung 4.7 zu sehen sind.



**Abbildung 4.7** Der verwendete VME-Standard mit einem VME USB2.0 Bridge Modul (links) und einem FADC Modul (rechts). Oben auf dem VME Oberrahmen befindet sich das Hochspannungsgerät.

Eines dieser Module ist der Flash Analog to Digital Converter (FADC)<sup>3</sup>, Modell V1743 der Firma CAEN [20]. Er wandelt die analogen Daten in eine digitale Form um und ist rechts in der Abbildung 4.7 zu sehen. Das Modul verfügt über 16 Kanäle mit einer 12 Bit Auflösung und einer Abtastrate von 3.2Gs/s<sup>4</sup>, was zu einer Zeitauflösung von 312.5 ps pro Bin führt. Ein Messfenster entspricht 1024 Bins und somit 320 ns. Der Eingangsspannungsbereich ist 2.5V( $\pm 1.25$  V) mit einer Auflösung von 12 Bit, die einem Dynamikbereich 4096:1 entspricht und somit einer Spannungs-Schrittweite von 0.61 mV.

<sup>2</sup>Versa Module Eurocard

<sup>3</sup>Englisch für: Analog zu digital Konverter

<sup>4</sup>Gigasamples per second, englisch für: Milliarde Abtastvorgänge pro Sekunde

---

Der FADC ist mit einem Rechner verbunden und wird über eine CAEN-Modell V1718 USB-VME-Bridge gesteuert [21]. Links in der Abbildung 4.7 steht die VME-Brücke. Zusätzlich wird der FADC mit Hilfe einer Betriebssoftware CAENWaveDemo\_x743 gesteuert [22]. Die Triggerschwelle wird auch über die Betriebssoftware gewählt.

## 4.4 Verstärker

Wie bereits in Kapitel 2.5 erwähnt, muss die Messgenauigkeit der Driftröhren die Grenze des technisch Möglichen erreichen. Die Anforderungen an die neu entwickelte Elektronik werden durch folgende Überlegungen definiert.

Der Signalstrom der Driftröhre  $I_{\text{in}}$  wird von einer Verstärker-Kette in eine Spannungsdifferenz  $\Delta U_{\text{out}}$  verstärkt. Das Verstärkungsverhältnis entspricht einem Widerstand  $R_a$

$$R_a = \frac{\Delta U_{\text{out}}}{I_{\text{in}}}, \quad (4.1)$$

der auch als Reaktanz des Verstärkers bezeichnet wird. Wenn die Spannungsdifferenz  $\Delta U_{\text{out}}$  eine Schwelle  $U_{\text{th}}$  übersteigt, wird die Driftzeitmessung ausgelöst. Um sicher vor Störungen zu sein, wird eine Schwellenspannung

$$U_{\text{th}} = 100 \text{ mV} \quad (4.2)$$

gewählt. Das entspricht am FADC einer Schwelle von 12.5 mV. Der Verstärker beantwortet eine Stufe des Eingangsstromes mit einem näherungsweise exponentiellen Anstieg der Ausgangsspannung in die neue Ruhelage. Der lineare Anfang dieses Anstiegs ist die Anstiegszeit  $t_r$  des Verstärkers. Wegen des linearen Anstiegs von  $\Delta U_{\text{out}}$  muss der Eingangsstrom  $I_{\text{in}}$  für einige Zeit fließen, bis die Schwellenspannung  $U_{\text{th}}$  erreicht wird. Es wird daher am Eingang eine Schwellenladung  $q_{\text{th}}$  benötigt, um die Schwellenspannung  $U_{\text{th}}$  zu erreichen. Die Schwellenladung  $q_{\text{th}}$  ist durch Anstiegszeit  $t_r$  und den Schwelleneingangsstrom  $I_{\text{th}}$

$$I_{\text{th}} = \frac{U_{\text{th}}}{R_a} \quad (4.3)$$

gegeben und beträgt

$$q_{\text{th}} = I_{\text{th}} \cdot t_r. \quad (4.4)$$

Der Verstärker ist eigentlich stromempfindlich, aber durch seine endliche Anstiegszeit wird er ladungsempfindlich.

Zur Messung der Ortskoordinate einer Teilchenspur ist es nicht sinnvoll, die Driftzeit Messung schon beim Eintreffen der Lawine des ersten Elektrons am Signaldraht auszulösen, da einzelne Elektronen auch weit entfernt von der Teilchenspur auftreten können. Die beste Ortsauflösung wird erreicht, wenn die Zeitmessung durch die Ladung von 1.5 Lawinen eines Elektrons getriggert wird. Daraus ergibt sich für die Ladung zum Triggern die Forderung:

$$q_{\text{th}} = I_{\text{th}} \cdot t_r = 1.5e \cdot G, \quad (4.5)$$

wobei  $e$  die Elementarladung und  $G$  die Gasverstärkung ist. Durch diese Beziehung werden die relevanten Parameter der Elektronik spezifiziert.

Driftröhren können bis zu einer Gasverstärkung in der Größenordnung von

$$G \approx 2 \cdot 10^4 \quad (4.6)$$

betrieben werden. Somit beträgt die optimale Ladung zum Triggern

$$q_{\text{th}} = I_{\text{th}} \cdot t_r = 1.5e \cdot G \approx 4,8 \cdot 10^{-15} \text{ As.} \quad (4.7)$$

Als Hauptverstärker wurde ein kommerzieller Chip gewählt. Er besitzt eine Anstiegszeit von ungefähr

$$t_r \approx 10 \text{ ns.} \quad (4.8)$$

Daher muss für den Schwellenstrom  $I_{\text{th}}$  gelten

$$I_{\text{th}} \approx 0.5 \mu\text{A.} \quad (4.9)$$

Daraus ergibt sich der erforderliche Verstärkungsfaktor

$$R_a = \frac{U_{\text{th}}}{I_{\text{th}}} = \frac{100 \text{ mV}}{0.5 \mu\text{A}} \approx 200 \text{ k}\Omega. \quad (4.10)$$

Die technische Herausforderung dabei ist es, einen derart niedrigen Schwellenstrom zu erreichen. Das Transistor-Rauschen des Eingangstransistors und elektromagnetische Einstreuungen müssen so klein wie möglich gehalten werden. Um störende Kapazitäten und Antennen zu vermeiden, muss der Verstärker möglichst direkt an den Signaldraht der Driftröhre angeschlossen sein und abgeschirmt werden. Die Verwendung von integrierter Elektronik ist ausgeschlossen, da die Weiterleitung der Signale über große Entfernungen die Signale verschlechtern würde. Um eine optimale Leistung des Vorverstärkers zu erreichen, wird zu altmodischer Elektronik mit diskreten Komponenten zurückgekehrt.

Der Verstärker wurde von W. Schmidt-Parzefall entwickelt. Abbildung 4.8 zeigt das Schaltungsdiagramm der neuen Verstärker-Diskriminator-Kette. Diese Schaltung basiert auf der erprobten Driftkammer-Elektronikschaltung [23]. Das verstärkte Signal wird durchgehend differenziell geführt und weitgehend von der Erde isoliert, um Rückkopplung und Übersprechen über die gemeinsame Erde zu vermeiden. Der Vorverstärker hat eine Anstiegszeit von 4 ns. Der Hauptverstärker ist ein integrierter Schaltkreis NE592. Er wird nicht über seine spannungsempfindlichen Eingänge angesteuert, die geerdet sind, sondern über die Emitter der Eingangstransistoren, um eine möglichst schnelle Anstiegszeit zu erreichen. Der Diskriminator hat eine Hysterese von 60 mV, um Vielfach-Trigger am Signal-Ende zu vermeiden.

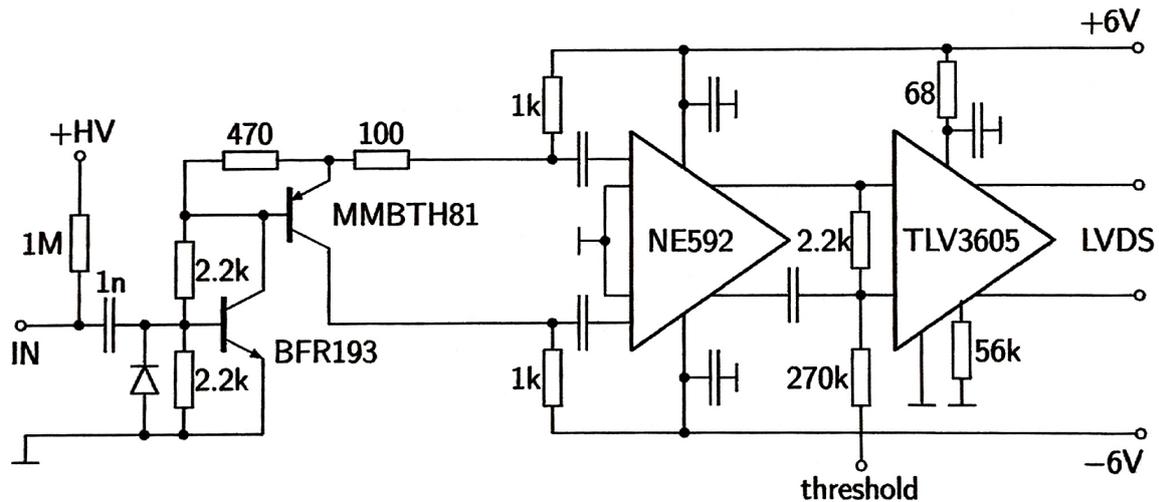


Abbildung 4.8 Schaltplan der Verstärker-Diskriminator-Kette, bestehend aus einem Vorverstärker, einem Hauptverstärker und einem Komparator. Alle unbeschrifteten Kondensatoren entsprechen: 10 nF [24].

Wie aus der Gleichung (4.7) ersichtlich, sind die Kenngrößen für die Spezifikation der zu entwickelnden Elektronik

- die erreichbare Gasverstärkung  $G$ ,
- die Anstiegszeit des Verstärkers  $t_r$ ,
- und der erreichbare Schwellenstrom  $I_{th}$ .

In der vorliegenden Arbeit werden diese Kenngrößen gemessen, um festzustellen ob die Spezifikationen erreicht werden.

## 4.5 Messungen

Zur Durchführung der Messungen werden, wie in der Abbildung 4.3 gezeigt, alle einzelnen Komponenten des Experiments verbunden.

Um den Aufbau in Betrieb zu nehmen, muss zunächst die Gaszufuhr angeschaltet werden und der Gasdruck durch den Druckminderer und das Flowmeter reduziert werden. Um sicherzustellen, dass das Volumen der Driftröhre vollständig ausgetauscht ist, wird eine Stunde gewartet. Dann werden die beiden Niederspannungsgeräte eingeschaltet, das Hochspannungsgerät wird als letztes gestartet und langsam hochgefahren. Nun werden die Signale mit dem Oszilloskop kontrolliert, dann kann die Datennahme mit dem FADC beginnen.

Die erste Messung dient zur Bestimmung des Rauschens und wird bei  $U_{HV} = 0$  V durchgeführt. Alle weitere im Folgenden vorgestellten Messungen werden in dem Hochspannungsbereich 2300 V bis 1900 V in 50 V-Schritten für jeweils 5 Minuten durchgeführt. Zunächst wird

die kosmische Strahlung gemessen. Im Anschluss wird jeweils eine Messung durchgeführt, bei der der  $\gamma$ -Strahler  $^{55}\text{Fe}$  an drei verschiedenen Positionen platziert wird. Die Positionen entsprechen den in Abbildung 4.1 gezeigten Positionen №1, №6 und №11, wobei №1 weit entfernt von der Auslese-Elektronik ist und №11 nahe am Verstärker liegt. №6 befindet sich in der Mitte der Driftröhre. Jede Messung wird mit Hilfe der Betriebssoftware CAENWaveDemo\_x743 gestartet und beendet. Die gespeicherten Dateien werden mit Python weiter bearbeitet und ausgewertet.

# Kapitel 5

## Messergebnisse und Auswertung

Im folgenden Kapitel wird untersucht, ob die technischen Forderungen in der Praxis erreicht werden können. Die FADC-Daten werden analysiert und verarbeitet. Dafür wird ein geeigneter, selbst entworfener Algorithmus verwendet, der in Python geschrieben wurde.

### 5.1 Untersuchung der Pulsformen

Die FADC-Daten werden primär in FADC-Bins ausgegeben und lassen sich mit Hilfe der im Kapitel 4.3 angegebenen Werte umrechnen. Die Zeitachse hat 1024 Bins und wird mit einem Faktor 312.5 ps pro Bin konvertiert. Um den digitalen Ausgabewert in die analoge Eingangsspannung umzuwandeln, wird der Ausgabewert mit dem Faktor 0.61 mV korrigiert.

#### 5.1.1 Rauschen

Als Nächstes wird überprüft, ob die theoretisch ausgewählte Schwelle aus Kapitel 4.4 für die weiteren Messungen geeignet ist. Die Schwelle soll möglichst klein gewählt werden und nur das Rauschen abschneiden. Um die Höhe des Rauschens zu bestimmen, wird eine Messung bei  $U_{HV} = 0\text{ V}$  und einer Schwelle von  $U_{th} = 0\text{ mV}$  durchgeführt. Der zeitliche Spannungsverlauf von einem Rauschereignis ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Das Rauschen kann aus unterschiedlichen Gründen entstehen, wie beispielsweise durch Störsignale, die kleine Schwingungen im Verstärker anregen. Um einen Eindruck über die Signalhöhe der Rauschereignisse zu erhalten, wird eine Häufigkeitsverteilung der Rauschmaxima erstellt. Für die Häufigkeitsverteilung wird eine Maximumerkennung verwendet, die für jedes Signal den Maximalwert ausgibt. Aus diesen Werten wird ein Spektrum erstellt, das in Abbildung 5.2 zu sehen ist. Auf der x-Achse ist die Peakspannung aufgetragen und die y-Achse zeigt die Häufigkeit. Aus dieser Verteilung lässt sich erkennen, dass die theoretisch gewählte Schwelle von 12.5 mV für die Durchführung der restlichen Messungen geeignet ist. Bei dieser Schwelle beträgt die Rate der getriggerten Rauschereignisse 2 pro Sekunde.

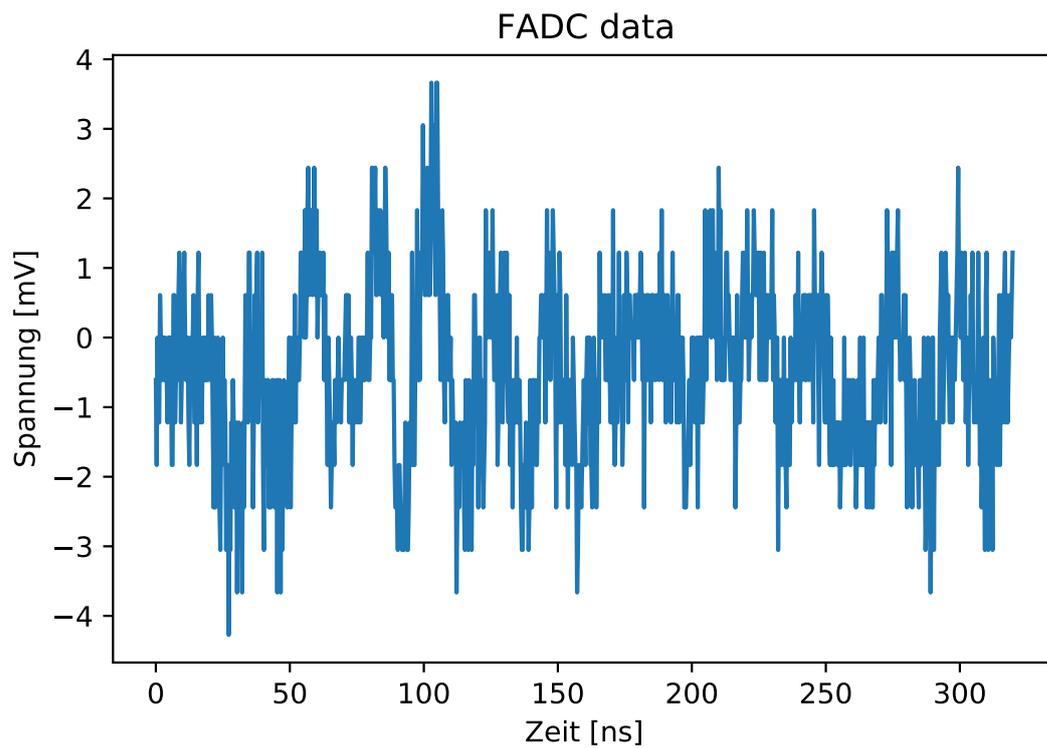


Abbildung 5.1 Zeitlicher Spannungsverlauf von einem Rauschereignis.

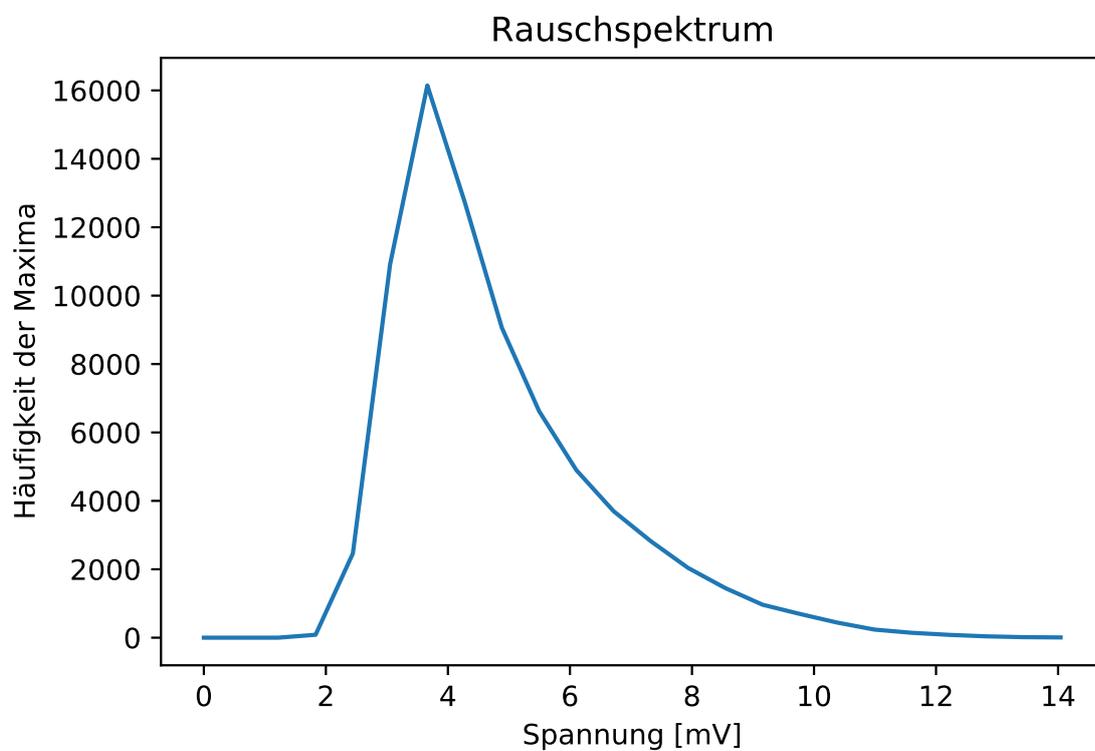


Abbildung 5.2 Häufigkeitsverteilung des Maximalwerts für jedes gemessene Rauschereignis.

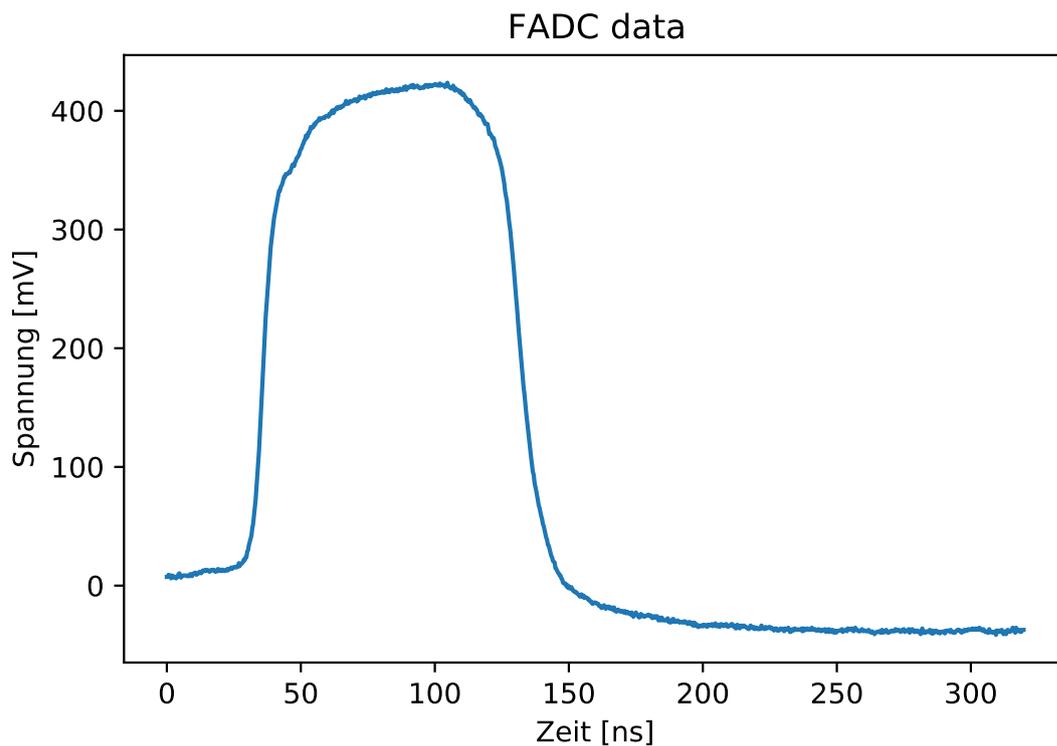


Abbildung 5.3 Zeitlicher Spannungsverlauf von einem Sättigungsereignis.

### 5.1.2 Sättigung

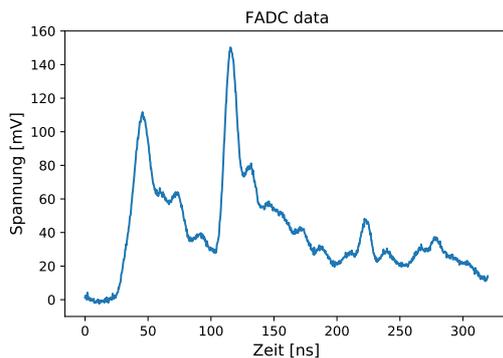
Weiterhin wird die Messung der kosmischen Strahlung bei einer Hochspannung  $U_{\text{HV}} = 2300 \text{ V}$  analysiert. Aus dieser Messung lässt sich erkennen, dass der Verstärker bei einigen Signalen in Sättigung geht. Der zeitliche Spannungsverlauf von einem Sättigungsereignis ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Der Anteil der in Sättigung gegangenen Ereignisse ist in Tabelle 5.1 gezeigt. Der Prozentsatz an Sättigungsereignissen nimmt mit niedrigerer Hochspannung ab. Die Sättigungssignale sind außerdem abhängig von der Auswahl des Driftgases und der entsprechenden Gasverstärkung. Für die Auswertung der weiteren Ergebnisse werden die Sättigungssignale entfernt.

Tabelle 5.1 Prozentualer Anteil der Sättigungsereignisse bei einer Messung der kosmischen Strahlung für 5 Minuten mit  $U_{\text{HV}} = 2300 \text{ V}$ .

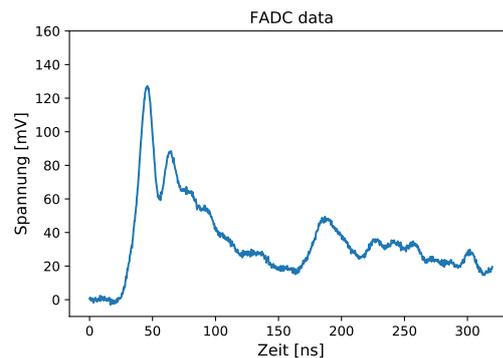
Hochspannung [V]	Anzahl der Ereignisse	Sättigungsereignisse	Anteil der Sättigung [%]
2300	31559	5149	16,32
2250	31601	4410	13,96
2200	29903	4029	13,47
2150	29311	3874	13,22
2100	27308	3490	12,78
2050	25907	2995	11,56
2000	25190	2728	10,83
1950	23243	2360	10,15
1900	22335	1994	8,93

### 5.1.3 Kosmische Teilchen

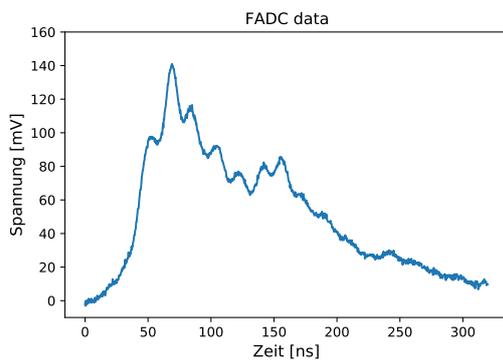
Eine weitere Klasse von Signalen, die bei der Analyse der kosmischen Strahlung auftritt, ist in Abbildung 5.4 gezeigt. Bei diesen Ereignissen handelt es sich um kosmische Teilchen, wie zum Beispiel Myonen. Bei Myonen werden viele Primärionisationen erzeugt, sodass die Ladungslawinen von vielen Elektronen gemessen werden. Da die Primäreignisse alle in der Flugbahn des Myons liegen, sind sie unterschiedlich weit vom Draht entfernt, sodass sich die Ankunftszeit der Lawine verschiebt. Dies erklärt die vielen über einen längeren Zeitraum versetzten Peaks.



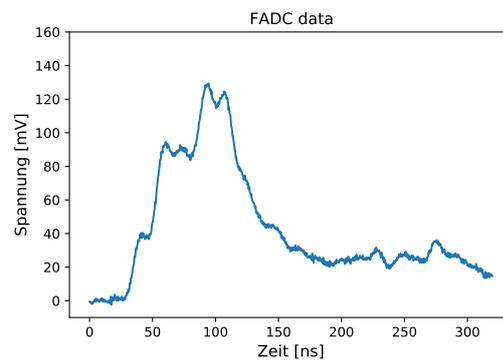
(a) Teilchenereignis №1.



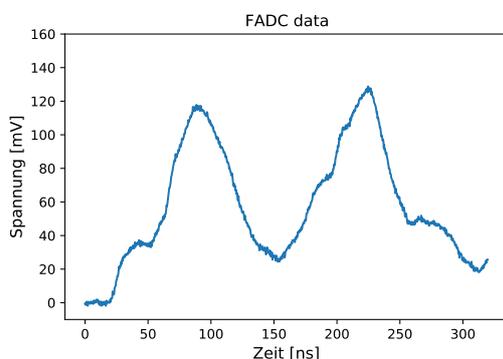
(b) Teilchenereignis №2.



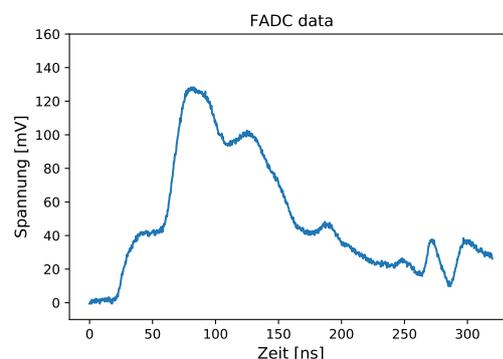
(c) Teilchenereignis №3.



(d) Teilchenereignis №4.



(e) Teilchenereignis №5.



(f) Teilchenereignis №6.

Abbildung 5.4 Zeitlicher Spannungsverlauf für kosmische Myonen.

## 5.2 Anstiegszeit des Verstärkers

Als Nächstes werden die Signale untersucht, die Photonen einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle im Detektor erzeugen. Dazu wird die Messung bei einer Spannung von  $U_{\text{HV}} = 2300\text{ V}$  ausgewertet, bei der der  $\gamma$ -Strahler an Position №1 der Driftröhre (s. Abbildung 4.1) platziert wird.

Die erhaltenen Pulse haben im Wesentlichen die gleiche Form, aber unterschiedliche Amplituden. Einige Beispiele für solche Pulse finden sich in Abbildung 5.5. Die Unterschiede in den Pulsamplituden für die Photonen entstehen auch dadurch, dass der  $\gamma$ -Strahler nicht immer Photonen mit gleichen Energien abgibt. Die Photonen von Übergängen aus verschiedenen Schalen haben verschiedene Energien. Ein Photonpuls entsteht aus genau einer Photoionisation, also genau einer Primärionisation.

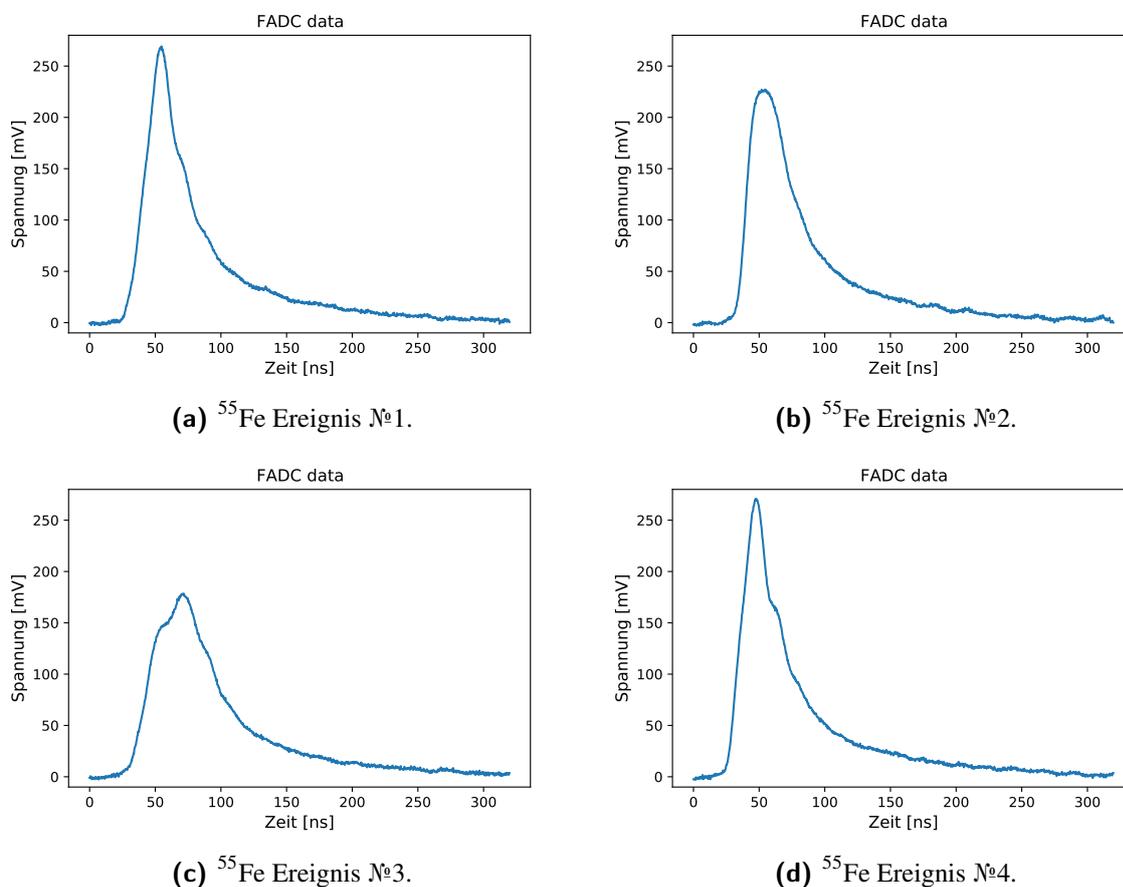


Abbildung 5.5 Zeitlicher Spannungsverlauf von verschiedenen  $^{55}\text{Fe}$  Ereignissen.

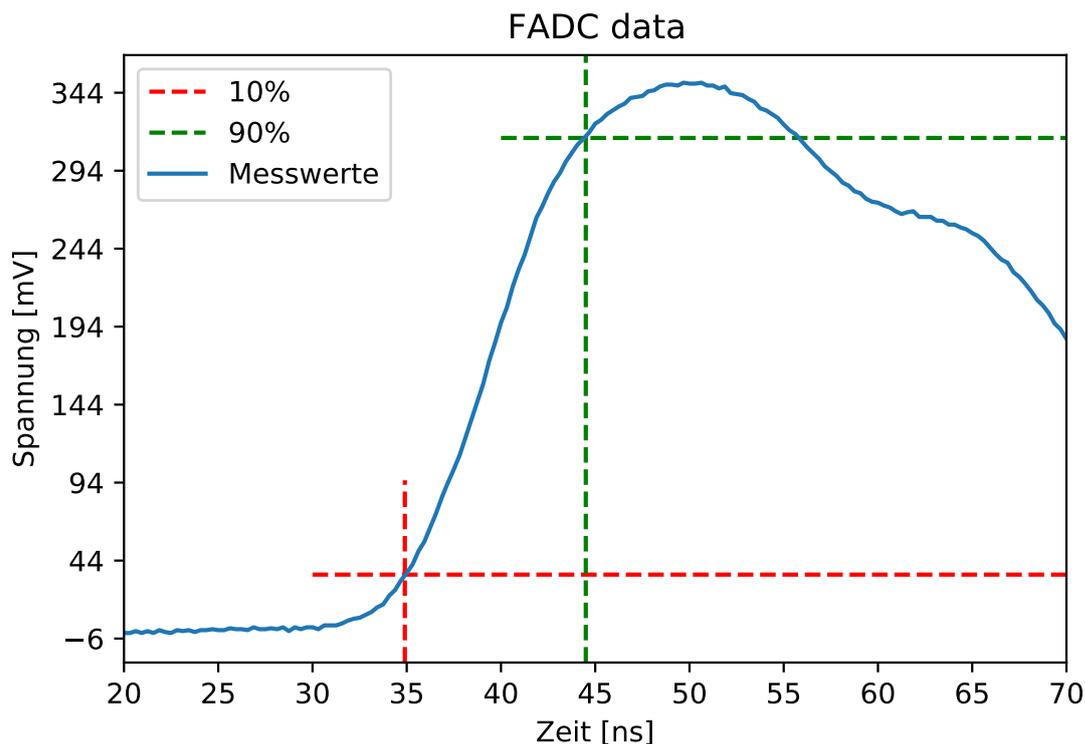


Abbildung 5.6 Ablesen der Anstiegszeit.

Tabelle 5.2 Abgelesene Anstiegszeiten von verschiedenen Ereignissen.

Nº	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	Mittelwert	$\sigma$
Anstiegszeit [ns]	9,7	12	12,2	10,6	12,9	12,3	10	11,8	11,5	10,1	11,31	1,06

Es ist wichtig zu prüfen, ob die Anstiegszeit von Signalen aus der Driftröhre dem mit einem Impulsgeber gemessenen Erwartungswert aus Kapitel 4.3 entspricht. Die Anstiegszeit  $t_r$  ist die Zeit, die das Signal braucht um 10 % auf 90 % der Impulshöhe anzusteigen [25]. Diese Zeit beschreibt die schnellste Reaktion, die das System auf eine Amplitudenänderung im Eingangssignal durchführen kann. Für 10 zufällige Ereignisse wird aus dem Spannungsverlauf die Anstiegszeit abgelesen, wie in Abbildung 5.6 gezeigt. In Tabelle 5.2 sind die abgelesenen Werte zu sehen. Daraus ergibt sich der Mittelwert für die Anstiegszeit

$$\bar{t}_r = 11.31(\pm 1.06) \text{ ns.} \quad (5.1)$$

Der Mittelwert liegt somit um 13 % über dem Erwartungswert. Zusätzlich wird der Mittelwert mit der Anstiegszeit eines simulierten Signals verglichen. Die Anstiegszeit dieses Signals ist im Anhang, Abbildung A.2 zu sehen und entspricht ungefähr  $\approx 11$  ns. Im Wesentlichen wird die durch die Elektronik vorgegebene Anstiegszeit auch mit Signalen aus der Driftröhre erreicht.

## 5.3 Erreichbare Gasverstärkung

Anschließend wird die Gasverstärkung bestimmt und mit dem angegebenen Erwartungswert aus Kapitel 4.3 verglichen. Die Gasverstärkung  $G$  lässt sich mit der Gleichung

$$G = \frac{\int U dt \cdot I_{\text{in}}}{U_{\text{out}} \cdot e \cdot n(^{55}\text{Fe})} \quad (5.2)$$

ausrechnen, wobei  $\int U dt$  der Fläche unter der Signalkurve entspricht.  $I_{\text{in}}$  bezeichnet den Eingangsstrom und  $U_{\text{out}}$  ist die Ausgangsspannung, die sich aus  $I_{\text{in}}$  ergibt.  $e$  ist die Elementarladung und  $n(^{55}\text{Fe})$  steht für die Anzahl der von  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle erzeugten Elektronen. Die Photonenenergie der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle für die  $K_{\alpha}$ -Spektrallinie beträgt 5.9 keV, was einer Anzahl von 223 erzeugten Elektronen entspricht [25]. Das Verhältnis zwischen  $U_{\text{out}}$  und  $I_{\text{in}}$  ist durch

$$\frac{U_{\text{out}}}{I_{\text{in}}} = 22.5 \frac{\text{mV}}{\mu\text{A}} \quad (5.3)$$

gegeben.

Im Folgenden wird das Integral  $\int U dt$  für verschiedene Hochspannungen ausgerechnet. Für eine quantitative Auswertung werden die Signale aus der kosmischen Strahlung abgezogen. Dies geschieht in mehreren Schritten. Als Erstes wird eine Häufigkeitsverteilung des Maximalwerts für jedes gemessene Ereignis erstellt. Dafür wird dieselbe Methode wie in Kapitel 5.1.1 verwendet. In Abbildung 5.7 sind vier solcher Spektren bei einer Hochspannung von  $U_{\text{HV}} = 2300 \text{ V}$  gezeigt. Das Spektrum der kosmischen Strahlung ist blau dargestellt. In Gelb, Grün und Rot sind die Spektren einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle an drei verschiedenen Positionen gezeigt. Auf diesem Bild ist zu erkennen, dass sich die blaue Linie in einigen Bereichen mit den anderen Linien überschneidet. Die Ereignisse, die in diesen Bereichen einen Maximalwert haben, werden entfernt. Als Anfangswert für die Maxima wird 122 mV verwendet, da der Anteil der kosmischen Strahlung bei etwa 50% liegt. Als Endwert für die Maxima wird 305 mV verwendet, um die Sättigungspeaks zwischen 320 mV und 400 mV abzutrennen. In Abbildung 5.8 sind die Spektren für unterschiedliche Hochspannungen zu sehen. Abbildung 5.9 zeigt erneut die Spektren der  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle, jedoch in drei Gruppen unterteilt. Die Gruppen entsprechen den drei verschiedenen Positionen auf der Driftröhre. Tabelle 5.3 zeigt die ausgesuchten Spannungsbereiche für den Maximalwert bei unterschiedlichen Hochspannungen. In dieser Tabelle werden auch die prozentualen Anteile der kosmischen Strahlung in den ausgewählten Bereichen angezeigt. Bei kleineren Hochspannungen wird dieser Anteil nämlich größer.

Um eine quantitative Auswertung zu bekommen, wird ein weiterer Algorithmus verwendet. Er soll den Anteil der kosmischen Strahlung reduzieren. Da die meisten kosmischen Teilchen eine verschiedene Pulsform haben, ist es möglich, die kosmischen Teilchen mithilfe einer Peakerkennung herauszufiltern.

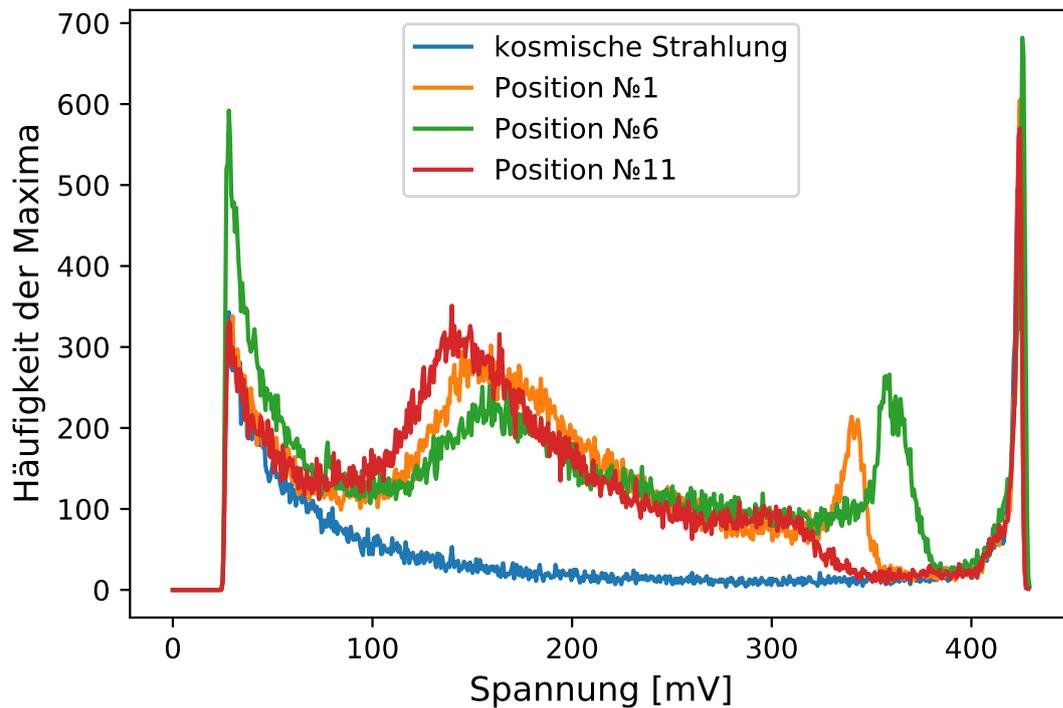
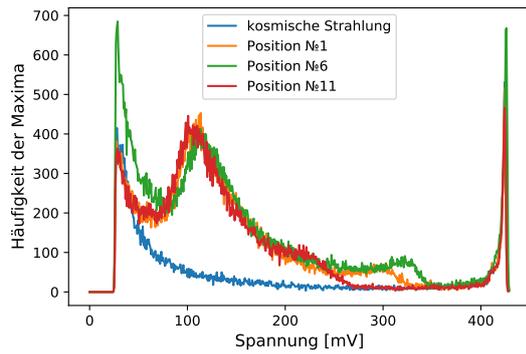


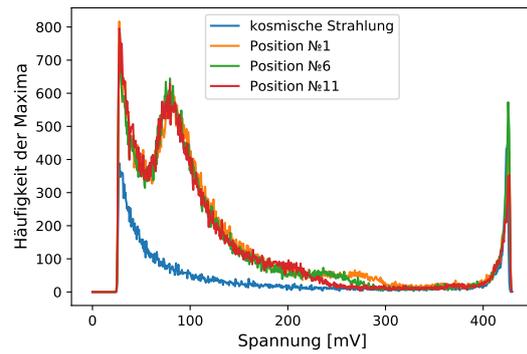
Abbildung 5.7 Häufigkeitsverteilung des Maximalwertes für jedes gemessene Signal bei einer Hochspannung von 2300 V.

Tabelle 5.3 Ausgesuchte Spannungsbereiche für den Maximalwert und die prozentualen Anteile der kosmischen Strahlung in diesem Bereich.

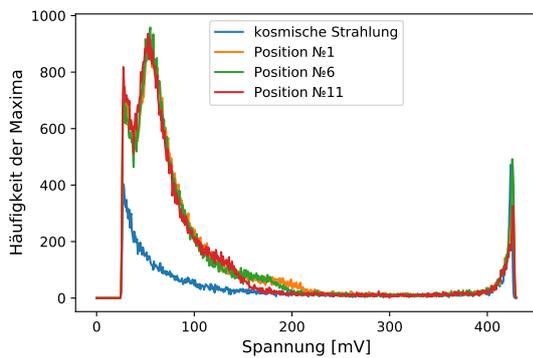
Hochspannung [V]	Spannungsbereich der Maxima [mV]	Anteil der kosmischen Strahlung [%]		
		№ 1	№ 6	№ 11
2300	122-305	11,28	12,66	11,30
2250	92-275	13,94	13,50	14,23
2200	61-214	15,85	16,32	16,30
2150	43-153	19,09	19,38	19,36
2100	31-104	20,68	20,97	20,34
2050	0-92	24,46	26,02	25,83
2000	0-73	34,20	38,85	37,56
1950	0-55	42,49	48,15	47,06
1900	0-45	51,60	58,34	54,17



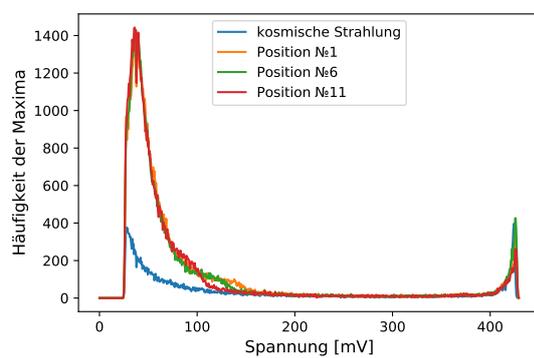
(a) Hochspannung = 2250 V.



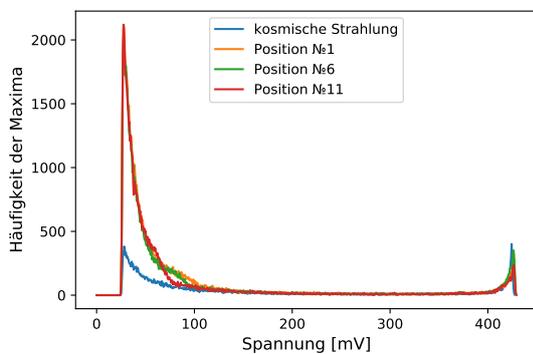
(b) Hochspannung = 2200 V.



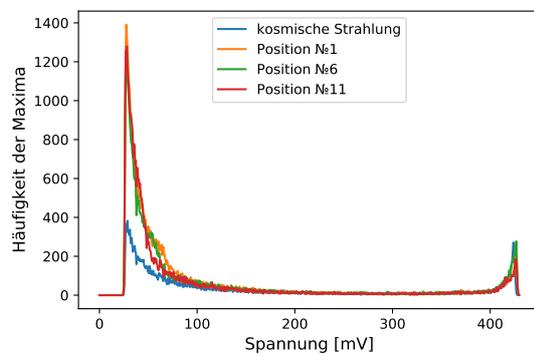
(c) Hochspannung = 2150 V.



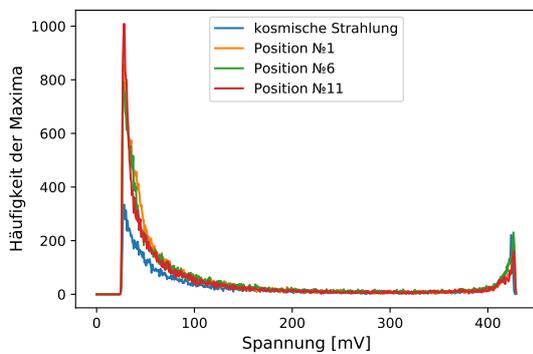
(d) Hochspannung = 2100 V.



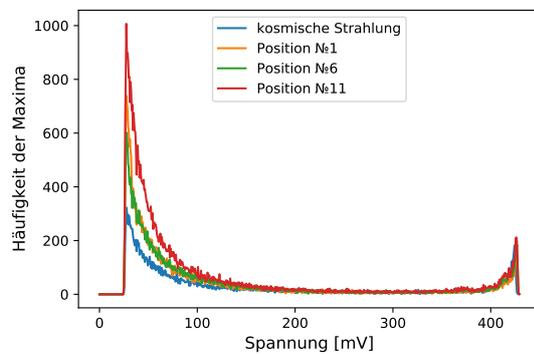
(e) Hochspannung = 2050 V.



(f) Hochspannung = 2000 V.

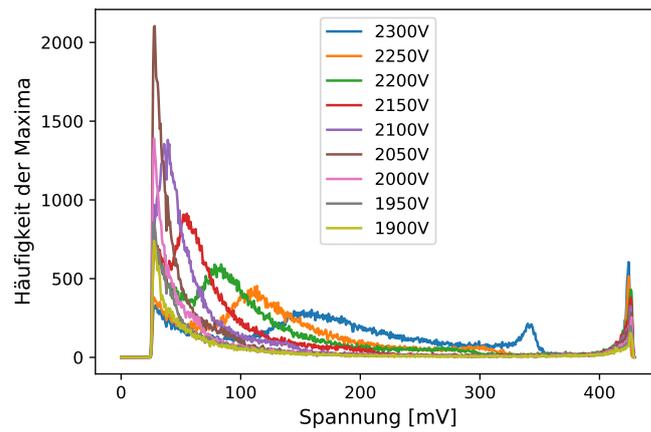


(g) Hochspannung = 1950 V.

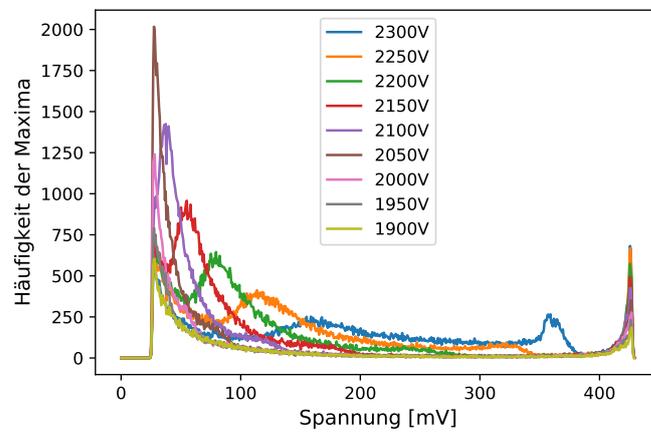


(h) Hochspannung = 1900 V.

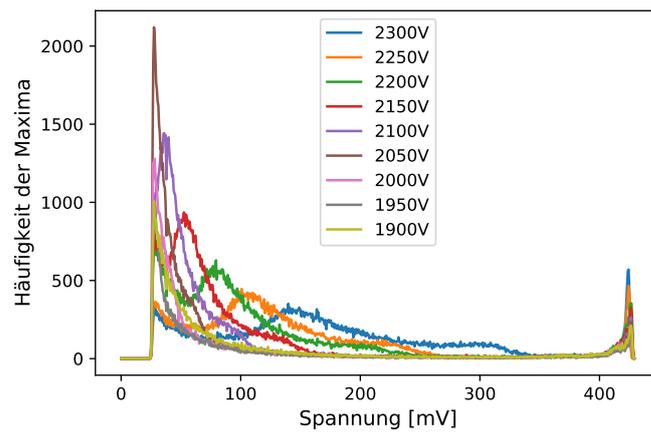
Abbildung 5.8 Häufigkeitsverteilung des Maximalwerts für jedes gemessene Signal bei verschiedenen Hochspannungen.



(a) Position №1.



(b) Position №6.



(c) Position №11.

Abbildung 5.9 Häufigkeitsverteilung des Maximalwerts für jedes gemessene Signal an drei verschiedenen Position der Driftröhre.

Abschließend werden die Mittelwerte der Pulsformen aller gefilterten Ereignisse bei unterschiedlichen Hochspannungen erstellt. In Abbildung 5.10 ist der Mittelwert bei einer Hochspannung  $U_{\text{HV}} = 2300 \text{ V}$  gezeigt. In Hellblau ist die Standardabweichung angezeigt. Die Größe der Standardabweichung lässt sich durch die unterschiedlichen Amplituden der  $^{55}\text{Fe}$  Ereignisse erklären.

Nun werden die Integrale jedes gemittelten Signals berechnet. Als Nächstes kann die Gasverstärkung mit der Gleichung (5.2) berechnet werden. Tabelle 5.4 zeigt die berechnete Gasverstärkung an drei verschiedenen Positionen bei verschiedenen Hochspannungen. Aus der Tabelle lässt sich entnehmen, dass die Gasverstärkung nicht von der Position abhängt. In Abbildung 5.11 sind die Werte an Position №1 logarithmisch dargestellt. Der rein exponentielle Verlauf wird durch eine Gerade dargestellt.

Die Forderung für die Gasverstärkung ist in der Gleichung (4.6) gegeben und entspricht einer Größenordnung von  $2 \cdot 10^4$ . Die maximal erreichte Gasverstärkung bei einer Hochspannung  $U_{\text{HV}} = 2300 \text{ V}$  ist  $G = 25296$ .

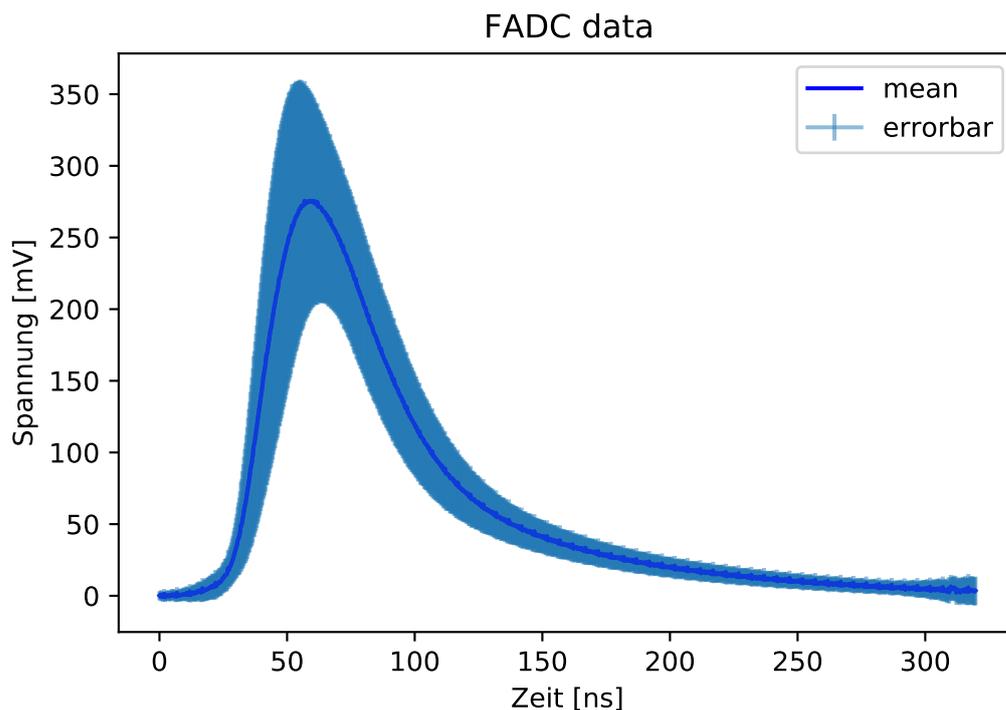
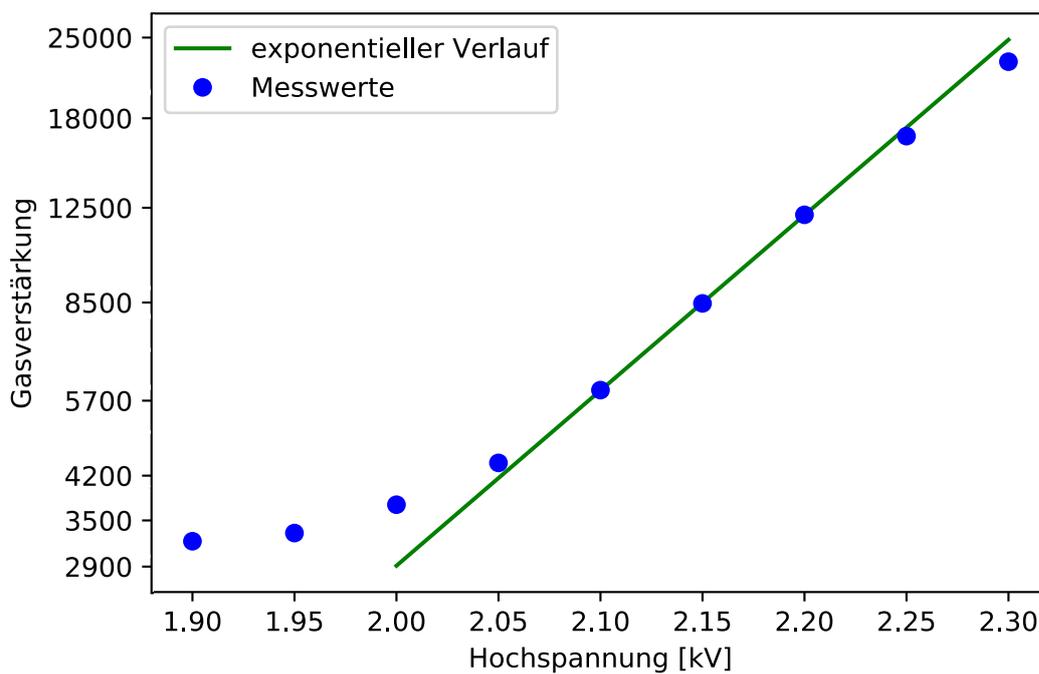


Abbildung 5.10 Mittelwert der Pulsformen, Position №1,  $U_{\text{HV}} = 2300 \text{ V}$ .

**Tabelle 5.4** Berechnete Gasverstärkung an drei verschiedenen Positionen bei verschiedenen Hochspannungen.

Hochspannung [V]	Gasverstärkung, Position № 1	Gasverstärkung, Position № 6	Gasverstärkung, Position № 11
2300	24708	25296	24486
2250	17716	17991	18171
2200	12465	12200	12660
2150	8390	8332	8458
2100	5695	5647	5769
2050	4114	4094	4134
2000	3413	3352	3460
1950	3007	3026	3119
1900	2899	3049	3067



**Abbildung 5.11** Logarithmische Darstellung der Gasverstärkung, Position №1.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neu entwickelte Elektronik für Driftröhren untersucht. Diese Elektronik soll für den geplanten Advanced SND@LHC Detektor am CERN verwendet werden. Das geplante Spektrometer muss Myon-Impulse bis zu 1 TeV/c mit einer Genauigkeit von  $\frac{\Delta p}{p} = 0.2$  vermessen. Dafür muss die Ortsauflösung des Driftröhren Trackers besser als 100  $\mu\text{m}$  sein. Die erreichbare Messgenauigkeit hängt entscheidend von der verwendeten Elektronik ab. Es wurden die Spezifikationen für die benötigten Eigenschaften der Elektronik erstellt. In einem Testaufbau wurden mehrere Messungen durchgeführt, um die relevanten Parameter zu bestimmen. Der Aufbau besteht aus einer Driftröhre mit dem Driftgas  $\text{ArCO}_2$  im Mischungsverhältnis 80 % zu 20 %. Die Messungen wurden im Betriebsspannungsbereich zwischen 1900 V und 2300 V durchgeführt. Ein Teil der Messungen wurden mit einem  $\gamma$ -Strahler ausgeführt.

Es wurde zunächst der Schwellenstrom  $I_{\text{th}}$  untersucht und festgestellt, dass eine Schwelle von 12.5 mV geeignet ist. Bei dieser Schwelle beträgt die Rauschrate 2 Ereignisse pro Sekunde. Als nächster besonders wichtiger Parameter wurde die erreichte Anstiegszeit  $t_r$  ermittelt. Die Anstiegszeit aus der durchgeführten Messungen beträgt  $t_r = 11.31(\pm 1.06)$  ns. Im Wesentlichen wird die durch die Elektronik vorgegebene Anstiegszeit auch mit Ereignissen aus der Driftröhre erreicht. Abschließend wurde die Gasverstärkung  $G$  untersucht. Die maximale Gasverstärkung ist bei einer Hochspannung von 2300 V erreicht worden und beträgt 25296. Bei der Spezifikation der Elektronik wurde verlangt, dass die Gleichung  $\frac{I_{\text{th}} \cdot t_r}{G} = 1.5 \cdot e$  erfüllt sein soll. Nach dem Einsetzen der gemessenen Werte ergibt sich

$$\frac{0.5 \mu\text{A} \cdot 11.31 \text{ ns}}{25296} = 1.4 \cdot e.$$

Hiermit wurde festgestellt, dass die Spezifikation erreicht ist. Die Ortsauflösung lässt sich nicht durch eine Verbesserung der Elektronik erhöhen, sondern nur durch eine Vergrößerung des Gasdrucks. Der nächste Schritt für das geplante Spektrometer ist, ein Modul mit  $2 \times 16$  Driftröhren zu bauen und die Ortsauflösung explizit zu messen.

# Anhang A

## Elektronik

### A.1 Schaltplan

In diesem Teil des Anhangs findet sich der Schaltplan der benutzten Verstärker-Diskriminator-Kette. Diese Schaltung wurde in die Software LTspice eingegeben, um das Verhalten zu simulieren.

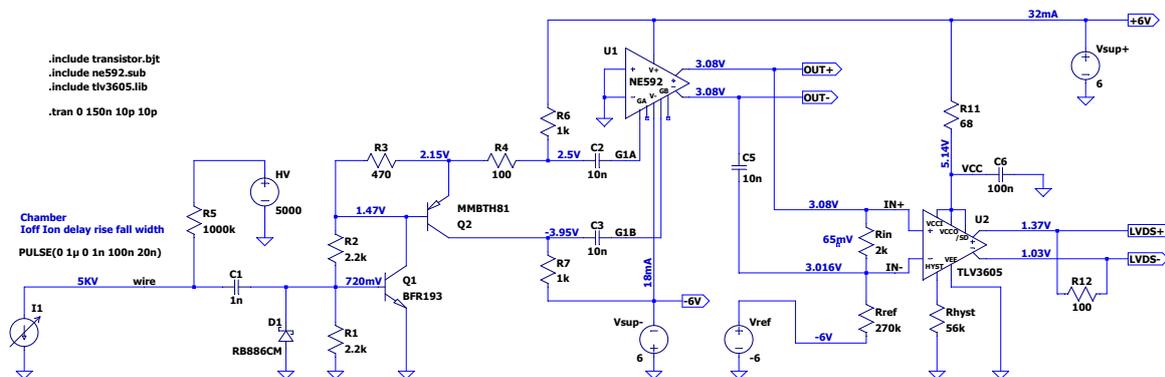


Abbildung A.1 Schaltplan, der für die Simulation verwendet wurde [26].

## A.2 Simulation

In diesem Teil des Anhangs findet sich die Schaltungssimulation.

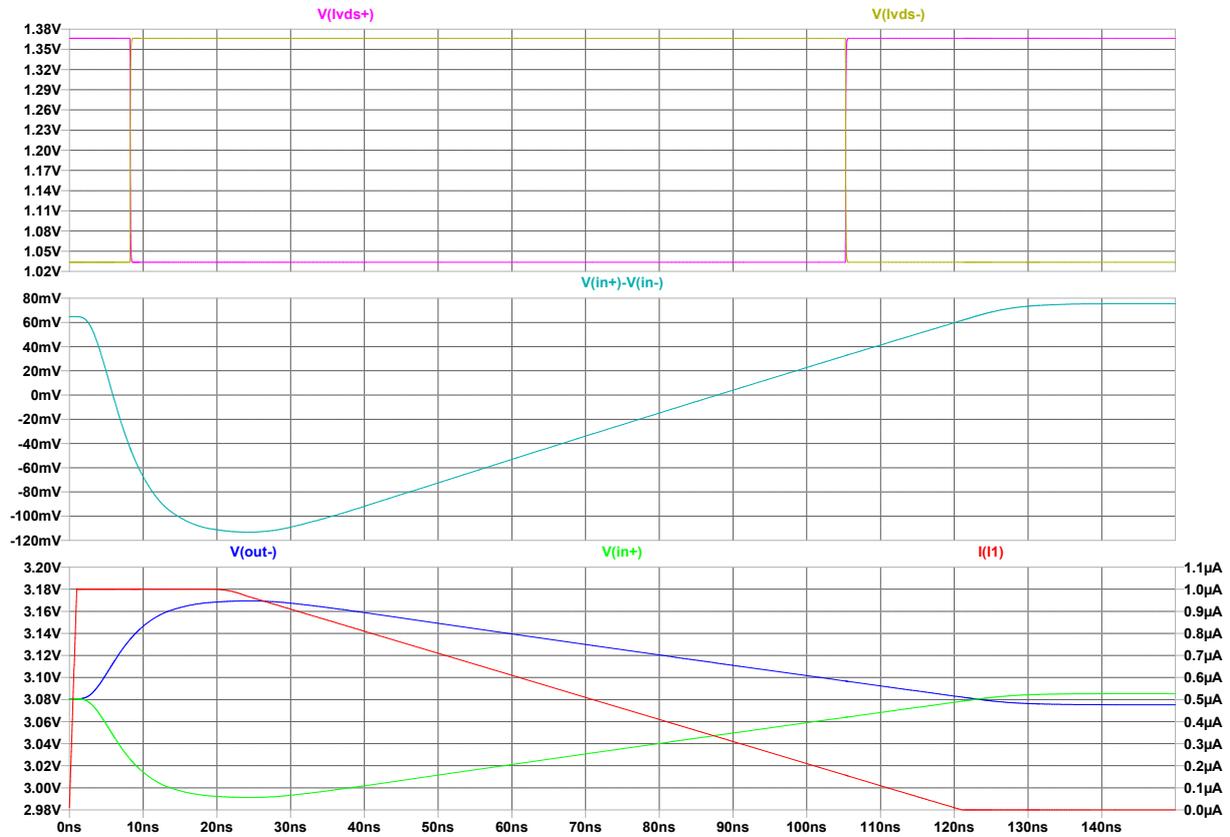


Abbildung A.2 Simulation der verwendeten Verstärker [26].

# Literaturverzeichnis

- [1] E. Fermi. *Versuch einer Theorie der  $\beta$ -Strahlen: I*. Springer, 1934. URL: <https://books.google.de/books?id=qNFWMwEACAAJ>.
- [2] W. Pauli. „Dear radioactive ladies and gentlemen“. In: *Phys. Today* 31N9 (1978), S. 27.
- [3] C. L. Cowan u. a. „Detection of the free neutrino: A Confirmation“. In: *Science* 124 (1956), S. 103–104. DOI: 10.1126/science.124.3212.103.
- [4] G. Danby u. a. „Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos“. In: *Phys. Rev. Lett.* 9 (1962), S. 36–44. DOI: 10.1103/PhysRevLett.9.36.
- [5] K. Kodama u. a. „Final tau-neutrino results from the DONuT experiment“. In: *Phys. Rev. D* 78 (2008), S. 052002. DOI: 10.1103/PhysRevD.78.052002. arXiv: 0711.0728 [hep-ex].
- [6] M. Aker u. a. „Improved Upper Limit on the Neutrino Mass from a Direct Kinematic Method by KATRIN“. In: *Physical Review Letters* 123.22 (Nov. 2019). DOI: 10.1103/physrevlett.123.221802. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.221802>.
- [7] Wikimedia Commons. *Standard model of elementary particles*. 2023. URL: [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard\\_Model\\_of\\_Elementary\\_Particles-de.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg).
- [8] R. Albanese u. a. „Observation of Collider Muon Neutrinos with the SND@LHC Experiment“. In: *Phys. Rev. Lett.* 131 (3 Juli 2023), S. 031802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.131.031802. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.131.031802>.
- [9] Antonia Di Crescenzo und Giuliana Galati. „SND@LHC: A New Experiment in Neutrino Physics at the LHC“. In: *Symmetry* 15.6 (2023). ISSN: 2073-8994. DOI: 10.3390/sym15061256. URL: <https://www.mdpi.com/2073-8994/15/6/1256>.
- [10] SND@LHC. *SND-LHC: Scattering and Neutrino Detector at the LHC*. URL: <https://snd-lhc.web.cern.ch/> (besucht am 29.08.2023).

- [11] W. Schmidt-Parzefall. *The Muon Spectrometer für SND@LHC, Trapezoidal Version*. (persönliche Kommunikation, Juni 2023).
- [12] Carsten Kreyser. „Studien zum Einfluss von Magnetfeldern auf die Funktionsweise von Drahtkammern.“ Diplomarbeit. Universität Hamburg, February 2008.
- [13] H. Bethe. „Theory of the Passage of Fast Corpuscular Rays Through Matter“. In: *Annalen Phys.* 5 (1930), S. 325–400. DOI: 10.1002/andp.19303970303.
- [14] Fabio Sauli. *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*. Techn. Ber. CERN, Geneva, 1975 - 1976. Geneva, 1977. DOI: 10.5170/CERN-1977-009. URL: <https://cds.cern.ch/record/117989>.
- [15] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Particle Detectors*. Oxford University Press, Juni 2020. ISBN: 978-0-19-885836-2.
- [16] M. Matoba u. a. „Three Dimensional Monte Carlo Simulation of the Electron Avalanche Around an Anode Wire of a Proportional Counter“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 32.1 (1985), S. 541–544. DOI: 10.1109/TNS.1985.4336890.
- [17] Torben Ferber. „Messung der Gaseigenschaften unter Einfluss von molekularem Sauerstoff und Aufbau eines Gassystems für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors.“ Diplomarbeit. Universität Hamburg, July 2006.
- [18] Stefan Bieschke. „The Drift Tube Spectrometer for the Measurement of the Muon Flux and Spectrum Emerging from a Proton Beam Dump at the SPS for the SHiP Experiment“. Dissertation. Universität Hamburg, 2020.
- [19] Universität Hamburg. „Nachweiseigenschaften von Driftkammern“. In: 33 (2014).
- [20] CAEN. *VI743 VX1743 16 Channel 12bit 3.2 GS/s Switched Capacitor Digitizer*. November 2020.
- [21] CAEN. *VI718/VX1718 - VME - USB 2.0 Bridges*. February 2020.
- [22] CAEN. *WaveDemo x743 User Manual*. April 2022.
- [23] E. Michel u. a. „The ARGUS microvertex drift chamber“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 283.3 (1989), S. 544–552. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(89\)91414-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(89)91414-9). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900289914149>.
- [24] W. Schmidt-Parzefall. *The Frontend Electronics for the Tracker of the SND@LHC Muon Spectrometer*. (persönliche Kommunikation, Juni 2023).
- [25] Walter Blum, Luigi Rolandi und Werner Riegler. *Particle detection with drift chambers*. Particle Acceleration and Detection. 2008. ISBN: 978-3-540-76683-4, 978-3-540-76684-1. DOI: 10.1007/978-3-540-76684-1.

- [26] J. Schaarschmidt. *Schaltungssimulation mit Ltspice*. (persönliche Kommunikation, Oktober 2023).

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik [7]. . . . .	7
2.2	Seitenansicht und Draufsicht auf den SND@LHC-Detektor im TI18-Tunnel [9].	8
2.3	Schematischer Aufbau des SND@LHC-Detektors: Vorderansicht (links) und Seitenansicht (rechts) [8]. . . . .	9
2.4	Trapezförmiges Myonspektrometer für AdvSND-Far [11]. . . . .	10
3.1	Schematische Darstellung einer Driftröhre. . . . .	12
3.2	Eine Myonenspur, die vier Driftröhren durchquert. Gezeigt ist der Driftröhren- aufbau einer Wand des Präzisionstrackers des OPERA-Experiments [12]. . . .	13
3.3	Energieverlust $dE$ pro Längeneinheit $dx$ in Luft, berechnet mit Gleichung (3.1) für verschiedene Teilchen als Funktion ihrer Energie $E$ . Bei Energien über etwa 1 GeV/c verlieren alle Teilchen ungefähr die gleiche Energiemenge [14]. . . . .	14
3.4	Darstellung der Drift eines einzelnen Elektrons (links) und die Lawinenbildung in Anodendrahtnähe (rechts) [16]. . . . .	18
4.1	Schematische Darstellung der verwendeten Driftröhre. . . . .	21
4.2	Foto der verwendeten Driftröhre. . . . .	21
4.3	Schematische Übersicht des Versuchsaufbaus. Die Gasversorgung ist nicht dar- gestellt. . . . .	22
4.4	ArCO <sub>2</sub> Gasflasche und System zur Reduzierung des Gasdrucks durch einen Druckminderer. . . . .	23
4.5	Foto des verwendeten Flowmeters. . . . .	23
4.6	Foto des verwendeten Bubblers. . . . .	23
4.7	Der verwendete VME-Standard mit einem VME USB2.0 Bridge Modul (links) und einem FADC Modul (rechts). Oben auf dem VME Oberrahmen befindet sich das Hochspannungsgerät. . . . .	24
4.8	Schaltplan der Verstärker-Diskriminator-Kette, bestehend aus einem Vorverstär- ker, einem Hauptverstärker und einem Komparator. Alle unbeschrifteten Kon- densatoren entsprechen: 10 nF [24]. . . . .	28
5.1	Zeitlicher Spannungsverlauf von einem Rauschereignis. . . . .	31

---

5.2	Häufigkeitsverteilung des Maximalwerts für jedes gemessene Rauschereignis. . .	31
5.3	Zeitlicher Spannungsverlauf von einem Sättigungsereignis. . . . .	32
5.4	Zeitlicher Spannungsverlauf für kosmische Myonen. . . . .	33
5.5	Zeitlicher Spannungsverlauf von verschiedenen $^{55}\text{Fe}$ Ereignissen. . . . .	34
5.6	Ablezen der Anstiegszeit. . . . .	35
5.7	Häufigkeitsverteilung des Maximalwertes für jedes gemessene Signal bei einer Hochspannung von 2300 V. . . . .	37
5.8	Häufigkeitsverteilung des Maximalwerts für jedes gemessene Signal bei ver- schiedenen Hochspannungen. . . . .	38
5.9	Häufigkeitsverteilung des Maximalwerts für jedes gemessene Signal an drei verschiedenen Position der Driftröhre. . . . .	39
5.10	Mittelwert der Pulsformen, Position №1, $U_{\text{HV}} = 2300\text{ V}$ . . . . .	40
5.11	Logarithmische Darstellung der Gasverstärkung, Position №1. . . . .	41
A.1	Schaltplan, der für die Simulation verwendet wurde [26]. . . . .	43
A.2	Simulation der verwendeten Verstärker [26]. . . . .	44

# Tabellenverzeichnis

5.1	Prozentualer Anteil der Sättigungsereignisse bei einer Messung der kosmischen Strahlung für 5 Minuten mit $U_{\text{HV}} = 2300 \text{ V}$ . . . . .	32
5.2	Abgelesene Anstiegszeiten von verschiedenen Ereignisse. . . . .	35
5.3	Ausgesuchte Spannungsbereiche für den Maximalwert und die prozentualen Anteile der kosmischen Strahlung in diesem Bereich. . . . .	37
5.4	Berechnete Gasverstärkung an drei verschiedenen Positionen bei verschiedenen Hochspannungen. . . . .	41