

**Fakultät für Physik und Astronomie  
Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit im Studiengang Physik  
vorgelegt von

**Maximilian Proll**

geboren in Wolgast (Deutschland)

**2014**



---

# Messung der Strahlenhärte von Silizium Photomultipliern

---

Diese Bachelorarbeit wurde verfasst von Maximilian Proll am  
Kirchhoff-Institut für Physik in Heidelberg  
unter der Betreuung von  
Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon



## Zusammenfassung

Das Mu3e–Experiment beabsichtigt den leptonzahlverletzenden Zerfall von einem Myon in zwei Positronen und ein Elektron mit einer Sensitivität auf ein Verzweigungsverhältnis  $B = \mathcal{O}(10^{-16})$  zu suchen. Um dieses Ziel zu erreichen, muss eine hohe Genauigkeit bei der Zeit-, Impuls- und Vertexauflösung vorliegen, um den Untergrund zu reduzieren.

Im Rahmen des Mu3e–Experiments wurden die zum Einsatz kommenden Silizium Photomultiplier auf ihre Strahlenhärte untersucht, da in der ersten Phase des Experiments Positronenfluenzen von  $10^{12} \frac{1}{\text{cm}^2}$  erwartet werden. Für die Strahlenhärtemessung wurde ein Messaufbau errichtet und für die Dauer eines Wochenendes eine Stabilitätsmessung durchgeführt. Es konnte gezeigt werden, dass die Dunkelrate schon nach  $10^{12} \frac{e^-}{\text{cm}^2}$  (entspricht ca. einem Monat beim Mu3e–Experiment) stark ansteigt.

## Abstract

The Mu3e experiment is designed to look for the decay of a muon into two positrons and one electron with a branching ratio sensitivity of about  $B = \mathcal{O}(10^{-16})$ . This decay would demonstrate charged lepton flavour violation. To ensure sensitivity to this very low branching ratio and to distinguish the decay in question from other processes, a high resolution of time, momentum and vertex is required for Mu3e.

Silicon photomultipliers are used in Mu3e to determine the time of the observed decay. During the first phase of the experiment positron fluences of  $10^{12} \frac{1}{\text{cm}^2}$  are expected, and it is therefore crucial to study the radiation hardness of the silicon photomultipliers that will be used. In this context an experimental setup was constructed and stability measurements were conducted over the course of one weekend. It was shown that the dark rate increases significantly after  $10^{12} \frac{e^-}{\text{cm}^2}$  already, which corresponds to one month of operation at the Mu3e experiment.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Das Mu3e–Experiment</b>	<b>3</b>
2.1 Grundlagen . . . . .	3
2.2 Detektor . . . . .	4
<b>3 Silizium Photomultiplier</b>	<b>7</b>
3.1 Eigenschaften . . . . .	13
3.2 Strahlenschäden . . . . .	15
<b>4 Strahlenhärtemessung</b>	<b>19</b>
4.1 Idee des Versuchs . . . . .	19
4.2 Versuchsaufbau . . . . .	19
4.3 SiPM Charakterisierung . . . . .	21
<b>5 Ergebnisse</b>	<b>25</b>
5.1 Ratenbestimmung . . . . .	25
5.2 Stabilitätsüberprüfung . . . . .	26
5.3 Entwicklung der Parameter mit der Strahlendosis . . . . .	30
<b>6 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>33</b>



# 1 | Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen. Die Entdeckung des Higgs Bosons im Jahr 2012 durch ATLAS und CMS am LHC wird als wichtigste „Zutat“ des Standardmodells gefeiert.

Auch wenn das Standardmodell viele erfolgreiche Vorhersagen treffen und viele experimentelle Ergebnisse erklären konnte, so gibt es dennoch einige Phänomene, die es nicht zu erklären vermag. Beispielsweise kann die gravitative Wechselwirkung zwischen Teilchen nicht durch das Standardmodell erklärt werden. Auch die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie (Baryonenasymmetrie) lässt sich nicht durch das Standardmodell erklären.

Um den Bereich der experimentell zugänglichen Prozesse zu vergrößern, gibt es zwei verschiedene Ansätze. Der erste Ansatz ist eine Erhöhung der Energie von Teilchenkollisionen und die direkte Suche nach dem Auftreten von neuen Teilchen, so wie es am LHC angewendet wird.

Der zweite Ansatz sucht bei niedrigen Energien, aber hohen Intensitäten nach Abweichungen vom Standardmodell. Diesen Ansatz wählt das Mu3e–Experiment am Paul–Scherrer–Institut in der Schweiz. Es sucht nach dem leptonzahlverletzenden Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$  mit einer Sensitivität auf das Verzweigungsverhältnis  $B = \mathcal{O}(10^{-16})$  [1]. Würde man diesen Zerfall beobachten, wäre das ein eindeutiger Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells.

Beim Mu3e–Experiment wird eine Zeitauflösung von unter 100 ps angestrebt. Szintillatoren bestimmen die Flugzeit und werden von Silizium Photomultipliern ausgelernt.

In dieser Arbeit wurde untersucht, wie die Charakteristiken eines Silizium Photomultipliers, wie z.B. die Verstärkung oder die Dunkelrate, durch die hohen Intensitäten beeinflusst werden. Hierzu wurde der Einsatz eines Silizium Photomultipliers am Mu3e–Experiment mit einer radioaktiven Quelle simuliert. Die Messungen wurden am Kirchhoff–Institut für Physik in Heidelberg durchgeführt.

## 1. Einleitung

---

Im ersten Teil dieser Bachelorarbeit in Kapitel 2 wird das Mu3e–Experiment mit seiner Motivation und theoretischen Hintergrund besprochen. Die verwendeten Silizium Photomultiplier werden in Kapitel 3 beschrieben und in ihrer Funktionsweise erklärt. In Kapitel 4 werden der Messaufbau und die Bestimmung der Charakteristiken von Silizium Photomultiplier thematisiert. Schließlich werden in Kapitel 5 die Ergebnisse der Strahlenhärtemessung präsentiert und diskutiert.

## 2 | Das Mu3e–Experiment

Das Mu3e–Experiment ist ein geplantes Experiment der Teilchenphysik und beabsichtigt den Leptonzahlverletzenden Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$  mit einer Sensitivität auf ein Verzweigungsverhältnis  $B = \mathcal{O}(10^{-16})$  zu suchen [1] — vier Größenordnungen genauer als das zuletzt veröffentlichte Resultat der SINDRUM<sup>1</sup> Kollaboration.

Eine Herausforderung des Experiments für die zum Einsatz kommenden Silizium Photomultiplier ist die hohe Fluenz, denn in Phase I werden  $10^{12}$  Positronen je  $\text{cm}^2$  bzw. in Phase II werden  $10^{13} \frac{\text{e}^+}{\text{cm}^2}$  erwartet [2].

### 2.1 Grundlagen

Nach dem Standardmodell der Teilchenphysik ist die Leptonzahl jeder Familie (engl. *lepton flavor*) eine Erhaltungsgröße mit Ausnahme der im Jahr 2001 am SNO<sup>2</sup> entdeckten Neutrino–Oszillationen, welche zeigen, dass Neutrinos eine von Null verschiedene Masse haben. Neutrino–Oszillationen ermöglichen die Umwandlung der sonst im Standardmodell erhaltenen Leptonfamilienzahl. Der Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$  müsste nach dem Standardmodell mit einem Verzweigungsverhältnis von  $B \ll 10^{-50}$  stark unterdrückt<sup>3</sup> auftreten. In Abbildung 2.1(a) ist ein Feynman–Diagramm für den Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$  dargestellt, der durch die im Standardmodell enthaltene Neutrino–Oszillation möglich gemacht wird. Dabei gehen Neutrinos aus der Myon–Neutrino–Generation in die der Elektron–Neutrino–Generation über. Dabei wird zwar nicht die Familie, dafür aber die Anzahl der Neutrinos erhalten. Die Suche nach einem Zerfall mit einem höheren Verzweigungsverhältnis begründet man mit der Erweiterung des Standardmodells. Würde man durch das Mu3e–Experiment derartige Zerfälle beobachten, so wäre dies ein deutlicher Hinweis auf neue Physik jenseits des Standardmodells. Dafür gibt es bereits mehrere Modelle, wie zum Beispiel die Einführung von supersymmetrischen (SUSY) Teilchen, die ein wesentlich höheres

<sup>1</sup>1983–1986 am Paul–Scherrer–Institut (PSI) in Villigen (Schweiz) durchgeführt

<sup>2</sup>Sudbury Neutrino Observatory

<sup>3</sup>der Faktor ist  $\propto \left( \frac{\Delta m_\nu^2}{m_{W^+}^2} \right)^2$

Verzweigungsverhältnis für Lepton–Flavor verletzende Zerfälle prognostizieren. Ein möglicher SUSY Zerfall ist in Abbildung 2.1(b) zu sehen.

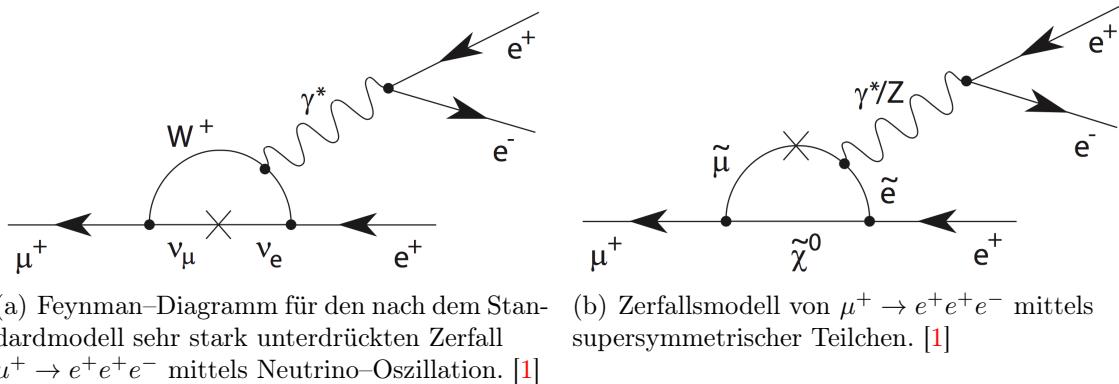


Abbildung 2.1: Der Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$  erklärt durch zwei verschiedene Ansätze.

## 2.2 Detektor

Um die angestrebte Sensitivität auf das Verzweigungsverhältnis von  $10^{-16}$  zu erreichen, wird ein niederenergetischer Myonenstrahl mit einer Intensität von bis zu  $2 \times 10^9$  Myonen pro Sekunde verwendet [1]. Etwa 83% dieser Myonen werden in einem hohlen Aluminiumdoppelkegel gestoppt [1]. Sobald das Myon gestoppt wurde, wird es aufgrund seiner endlichen Lebenszeit zerfallen und es werden anschließend die Zerfallsprodukte detektiert.

In Abbildung 2.2 ist ein Auszug (drei der fünf Module) des schematischen Aufbaus des Mu3e Detektors dargestellt. Der Detektor besteht aus fünf gleich großen Modulen, die sich alle in einem homogenen Magnetfeld befinden. Im mittleren Teil in der Nähe des Targets befinden sich zwei konzentrische Lagen von HV–MAPS<sup>4</sup>, die inneren Pixellagen, die für die Spurrekonstruktion gedacht sind.

Die innere Pixellage hat eine Zeitauflösung von ca. 10 ns und ist für die Rekonstruktion des Vertex verantwortlich. Die äußeren Pixellagen (Recurl–Pixellagen) aller fünf Module bestehen ebenfalls aus HV–MAPS und dienen der Impulsbestimmung der Zerfallsteilchen. Auf der Innenseite der äußeren Pixellagen im mittleren Modul sind szintillierende Fasern vorgesehen. Diese dienen der Bestimmung der Ankunftszeit der Zerfallsteilchen, die nicht in die Recurl–Pixellagen gelangen.

Auf der Innenseite der äußeren Pixellage befinden sich Szintillatorkacheln, die für die Flugzeitbestimmung der Elektronen konzipiert sind. Jede dieser Kacheln wird über einen Silizium Photomultiplier (siehe Abschnitt 3) ausgelesen. Die Signale eines je-

<sup>4</sup>High Voltage Monolithic Active Pixel Sensors

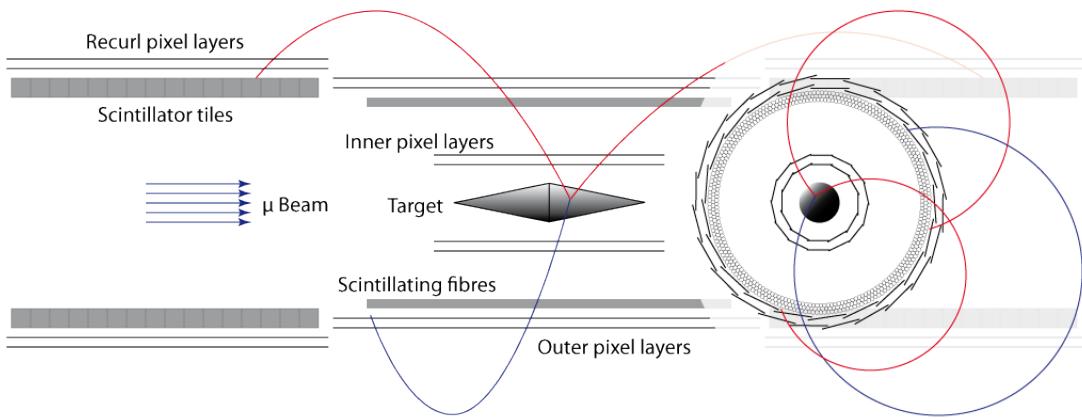


Abbildung 2.2: Entwurf des Mu3e Detektors mit möglichen Trajektorien in longitudinaler (links) und transversaler (rechts) Ansicht [1]

den Silizium Photomultipliers sollen mit Hilfe eines STiC<sup>5</sup>, einem 16–Kanal–ASIC<sup>6</sup>, weiterverarbeitet werden. Dieses verfügt über einen TDC<sup>7</sup>, der für die Digitalisierung der Signale verantwortlich ist [4].

Der Detektor muss in der Lage sein, die Signale bei einer so hohen Rate zu verarbeiten und den Zerfall zu rekonstruieren. Es müssen zwei Positronen und ein Elektron aus einem gemeinsamen Punkt in Raum und Zeit gefunden werden, deren aufaddierter Viererimpuls dem eines ruhenden Myons entspricht. Gleichzeitig muss der Untergrund unter das Level von  $10^{-16}$  reduziert werden. Die Hauptursprünge für den Hintergrund sind zum einen zufällige Koinzidenzen zweier Positronen aus dem normalen Myonzerfall (Michel) in Verbindung mit einem Elektron z.B. aus der Photon–Paarbildung, Bhaba Streuung oder Fehlrekunstruktion des Vertex. Um den Effekt von Zufallskoinzidenzen zu reduzieren, wird eine Zeitauflösung von 100 ps angestrebt. Außerdem kann man die Zufallskoinzidenzen mit einer sehr guten Impulsauflösung kontrollieren. Andererseits gibt es den strahlenden Myonzerfall mit der inneren Konversion  $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$ , welcher vom Signal her bis auf den fehlenden Impulsteil der Neutrinos ununterscheidbar ist. Dieser Untergrund aus der inneren Konversion kann nur durch eine sehr genaue Impulsmessung unterdrückt werden [5].

<sup>5</sup>Silicon Photomultiplier Timing Chip

<sup>6</sup>Application Specific Integrated Circuit: anwendungsspezifischer integrierter Schaltkreis

<sup>7</sup>Time to Digital Converter

## 2. Das Mu3e–Experiment

---

Das Detektorkonzept wird durch die hohe Anforderung an die Impulsmessung getrieben. Die Impulsauflösung wird für niederenergetische Elektronen und Positronen von Mehrfach–Rutherford–Streuung im Detektormaterial dominiert. Daher ist es entscheidend die Materialmenge der Pixellagen auf das absolute Minimum zu reduzieren ( $< 50 \mu\text{m}$ ).

Um außerdem eine sehr gute Zeitauflösung zu gewährleisten, müssen die Fähigkeit für das Verarbeiten von hohen Raten und eine sehr gute Orts- und Zeitauflösung verwirklicht werden. Diese Ansprüche werden von den Szintillatorkacheln und den neuen Silizium Photomultipliern erfüllt.

Da sehr hohe Positron–Raten im Mu3e–Experiment erwartet werden, muss jedoch zunächst die Strahlenhärté der Silizium Photomultiplier untersucht werden.

## 3 | Silizium Photomultiplier

Aufgrund der unterschiedlichen Anforderungen an Photodetektoren gibt es viele Typen, die jeweils bestimmte Anwendungsgebiete haben. Eine relativ neue Entwicklung in den Festkörperdetektoren ist der Silizium Photomultiplier (SiPM). Dieser besteht aus einem in Reihe geschalteten Array an Lawinenphotodioden (Avalanche Photodioden) und Widerständen, die auf einer gemeinsamen Siliziumsubstrat angebracht sind. Im Folgenden werden einige Photodetektoren in ihrer Funktionsweise beschrieben.

Lawinenphotodioden (engl. *avalanche photodiode*, APD) bestehen aus dem Übergang eines  $p$ -dotierten zu einem  $n$ -dotierten Material. An dem Übergang dieser beiden Schichten bildet sich ein hoher Gradient in der Ladungsträgerkonzentration, sodass sich ein Diffusionsstrom aus Elektronen bildet und diese mit den Löchern annihilieren, respektive Löcher, die mit Elektronen rekombinieren. Dadurch kommt es zur Bildung einer Raumladungszone ohne freie Ladungsträger (siehe Abbildung 3.1, auch Verarmungszone genannt). Die verbleibenden Ladungsträger in den dotierten Schichten erzeugen ein elektrisches Feld  $E$ , welches dem Diffusionsprozess der Elektronen entgegenwirkt und sich dadurch ein Gleichgewicht einstellt.

APDs verfügen über einen  $n^+ - p$ -Übergang, dabei ist mit  $n^+$  ein sehr stark positiv dotiertes Material gemeint. Sie werden im Gegensatz zu Photodioden bei einer hohen Vorspannung in Sperrrichtung<sup>1</sup>  $U_{bias}$  betrieben. Dadurch entsteht eine bedeutend größere Verarmungszone und ein höheres elektrisches Feld  $E$ . Dieser Bereich fungiert als Multiplikationszone und es kommt dort zu einer internen Verstärkung (engl. *gain*). Alle erzeugten freien Elektronen driften in die Multiplikationszone. Auf Grund des dort lokal vorherrschenden hohen elektrischen Feldes werden diese Elektronen stark beschleunigt und können durch Stoßionisation sekundäre Elektron-Loch-Paare erzeugen. Diese sekundären Ladungsträger werden dann wiederum erneut beschleunigt und können so ihrerseits weitere Ladungsträger erzeugen (siehe Abbildung 3.2(a)). Es kommt zur Ausbildung einer Lawine.

---

<sup>1</sup>Sperrrichtung: + am  $n$ -Material und - am  $p$ -Material

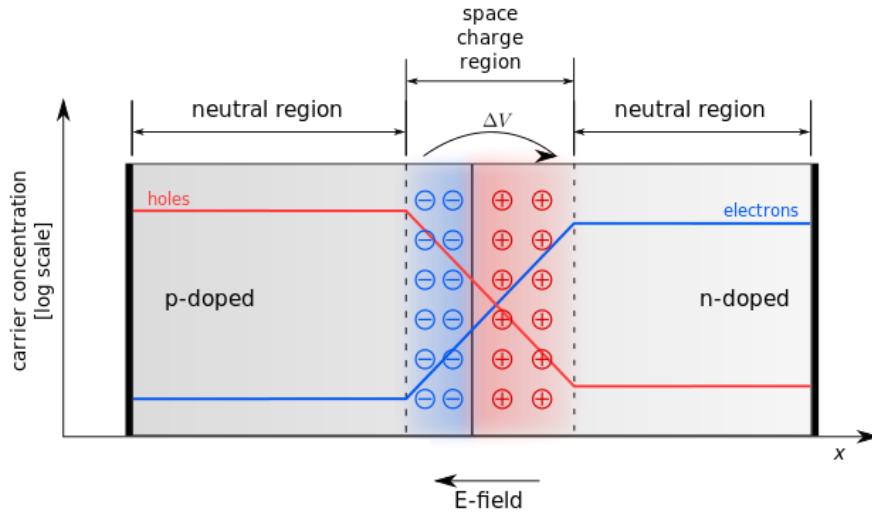


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau eines  $p-n$ -Übergangs. Nahe der Trennschicht können Elektronen (blau) von der  $n$ - zur  $p$ -Schicht diffundieren und mit den Löchern (rot) rekombinieren. Dadurch entsteht eine Verarmungszone. Die verbleibenden Ladungsträger in den dotierten Schichten erzeugen ein elektrisches Feld  $E$ , welches dem Diffusionsprozess der Elektronen entgegenwirkt. [6]

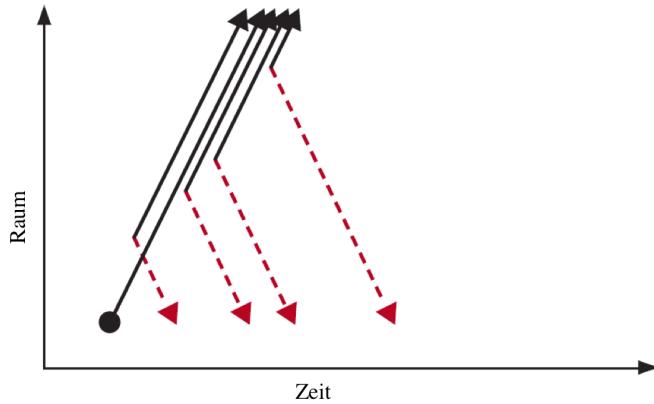
### Linearer Betriebsmodus

Im Falle von Silizium dominieren Elektronen die Ladungsverstärkung aufgrund ihres höheren Stoßionisationskoeffizienten für einen gemäßigte Vorspannung<sup>2</sup>. Erreicht ein Elektron–Loch–Paar die Multiplikationszone, so kann das Elektron genug Energie gewinnen, um weitere Elektron–Loch–Paare zu bilden und eine Elektronlawine auslösen. Dadurch wird eine Verstärkung von  $G \simeq 10^3$  erreicht. Die entstandenen Löcher driften zur Anode ohne Ionisation von weiteren Ladungsträgern in der Multiplikationszone, da sie einen geringen Stoßionisationskoeffizienten besitzen. Daher bewegt sich die Lawine nur in die Richtung der Elektronen und die Ladungsverstärkung ebbt ab, sobald alle Elektronen die Multiplikationszone verlassen haben. Die Lawinenentwicklung ist in Abbildung 3.2(a) dargestellt. Diese Verwendung wird als „linearer Betriebsmodus“ bezeichnet, da der gemessene Strom direkt proportional zur Photonenzahl ist:  $I_{APD} = G \cdot I_\gamma$ , wobei  $I_\gamma$  dem Photonstrom und  $G$  der Verstärkung der APD entspricht.

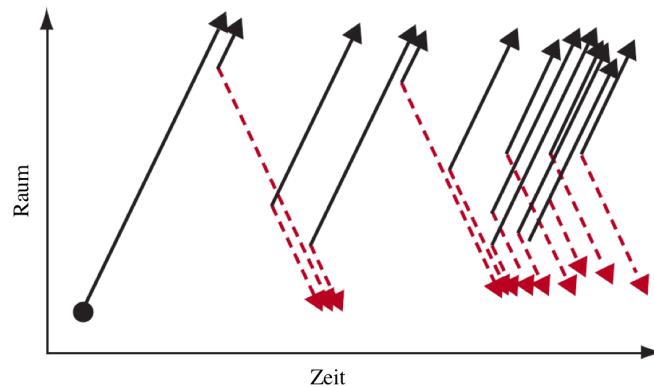
### Geiger Modus

Der zweite Betriebsmodus wird erreicht, indem die Vorspannung  $U_{bias}$  die „Durchbruchspannung“  $U_{break}$  überschreitet. In diesem Fall ist das elektrische Feld groß

<sup>2</sup>Es wird eine Sperrspannung nahe der Durchbruchsspannung von < 100 Volt gewählt



(a) Verstärkungsprozess der APD für den linearen Betriebsmodus. Ein Primärelektron (schwarz) bildet sekundäre Elektron–Loch–Paare in der Multiplikationszone. Für eine gemäßigte Vorspannung ist der Ionisationskoeffizient für Löcher (rot) zu klein, als dass diese weitere Elektron–Loch–Paare bilden könnten. Daher bewegt sich die Lawine nur in die Richtung der Elektronen und die Ladungsverstärkung ebbt ab, sobald alle Elektronen die Multiplikationszone verlassen haben. [7]



(b) Verstärkungsprozess der APD für den linearen Betriebsmodus. Sobald die Vorspannung die Durchbruchsspannung übersteigt, tragen sowohl Elektronen (schwarz) als auch Löcher (rot) zum Lawinenprozess bei. Daher breitet sich die Lawine in auf die gesamte Multiplikationszone aus und führt zu einem exponentiell anwachsenden Strom. [7]

Abbildung 3.2: linearer und Geiger Betriebsmodus einer APD in einem Raum–Zeit–Diagramm dargestellt

### 3. Silizium Photomultiplier

---

genug, dass auch Löcher zu der Ladungsverstärkung beitragen können. Eine Lawine breitet sich daher in beide Richtungen aus und füllt die gesamte Multiplikationszone aus, da auch Löcher sekundäre Elektron–Loch–Paare bilden können. Der sogenannte „Geiger–Durchbruch“ (oder Lawinendurchbruch) ist in Abbildung 3.2(b) dargestellt. Der Betrieb einer APD über der Durchbruchsspannung wird als „Geiger Betriebsmodus“ bezeichnet, da ein einzelnes Photon einen Lawinendurchbruch erzeugen kann. Im Geiger Betriebsmodus kann es zu einem kurzfristigen Verstärkungsfaktor  $G \simeq 10^6$  kommen.

Da die APD während des Lawienendurchbruchs nicht für weitere Photonen sensitiv ist, gilt es die Lawine zu stoppen. Dieser Prozess wird als „Quenching“ bezeichnet und es wird zwischen *aktivem* und *passivem* Quenching unterschieden. Bei *aktivem* Quenching wird die Sperrspannung bei Eintreten eines Durchbruchstromes durch eine Elektronik aktiv abgesenkt und danach wieder über die Durchbruchsspannung angehoben, sodass die APD wieder sensitiv ist. Aufgrund der Signalverarbeitung in der Elektronik entsteht so eine Totzeit von ca. 100 ns, sodass sich nur Zählraten von bis zu 10 MHz erreichen lassen. Bei *passivem* quenching nutzt man einen Vorwiderstand. Wenn kein Photon detektiert wurde, fließt kein Strom und die gesamte Vorspannung ( $U_{bias} > U_{break}$ ) wird auf die APD angewendet. Während eines Lawienendurchbruchs kommt es an dem Quenchingwiderstand zu einem Spannungsabfall und die an der APD angelegte Spannung sinkt schließlich unter die Durchbruchsspannung, sodass die Lawine gestoppt wird. Nach dem Abklingen der Lawine ist die APD wieder sensitiv.

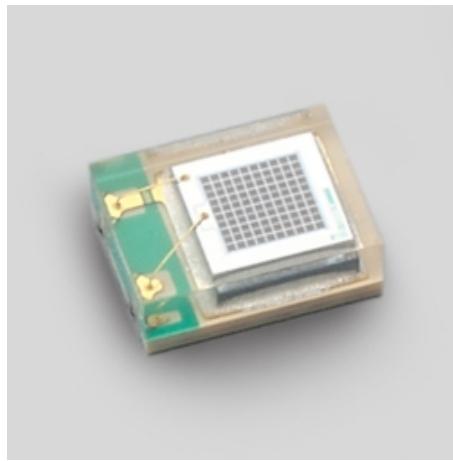


Abbildung 3.3: SiPM von Hamamatsu mit 100 APDs auf einer effektiven Fläche von  $1 \times 1\text{mm}^2$  [8]

Ein SiPM besteht aus einer Anordnung von APDs, die im Geiger Modus betrieben werden. In Abbildung 3.3 ist ein SiPM der Firma Hamamatsu gezeigt, der  $1 \times 1\text{mm}^2$  groß ist und aus  $10 \times 10 = 100$  APDs, bzw. Pixeln besteht. Ein zu den APD

in Reihe geschalteter Quenchingwiderstand stoppt den Lawinendurchbruch schnell, sodass der SiPM wieder Photonen detektieren kann. Ein Pixel, in dem es zu einem Lawinendurchbruch kam, wird als „gefeuerter“ Pixel bezeichnet. Da der Strom, der durch ein Photon in einer im Geiger–Modus betriebenen APD erzeugt wird, immer eine definierte Höhe hat ist dieser unabhängig von der Energie und der Anzahl der gleichzeitig einfallenden Photonen. Somit kann nicht unterschieden werden, wie viele Photonen einen Pixel getroffen haben.

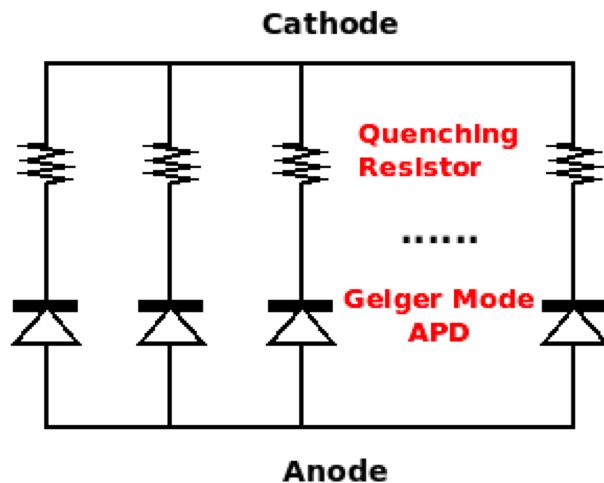


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau eines SiPM Pixel Arrays [9]

In Abbildung 3.4 ist dargestellt, dass alle Pixel parallelgeschaltet sind und auch so ausgelesen werden, sodass das Signal eine Summe aller Pixel ist. Dies ermöglicht eine Bestimmung der Lichtintensität des einfallenden Lichts, da diese proportional zu der Anzahl an gefeuerten Pixeln ist, wie in Abbildung 3.5 zu erkennen ist.

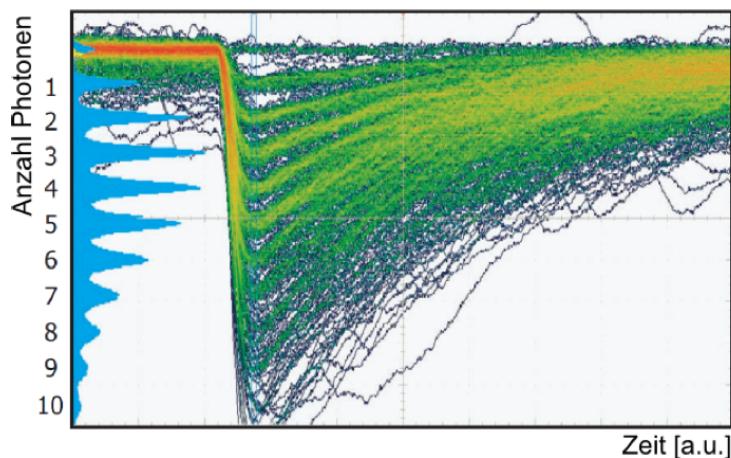
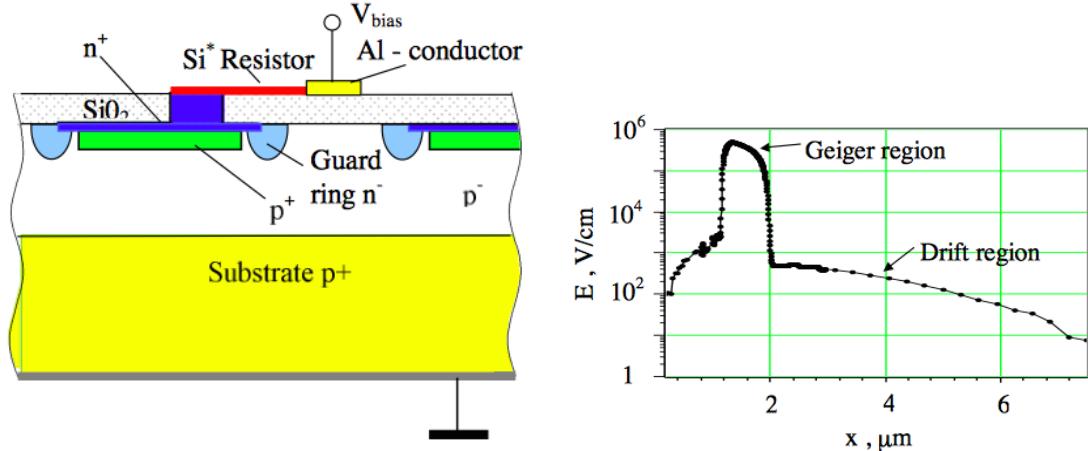


Abbildung 3.5: Überlagerte SiPM–Signalformen. Erkennbar ist die Proportionalität des Signals zur Anzahl an gefeuerten Pixeln [8]

### 3. Silizium Photomultiplier



(a) Aufbau eines SiPM Pixels, jeder besteht aus einer APD im Geiger Modus [10]

(b) Profil des elektrischen Feldes im Pixel [10]

Abbildung 3.6: Pixelaufbau und Profil des elektrischen Feldes im Pixel

In Abbildung 3.6(a) ist der Aufbau einer SiPM Struktur gezeigt. Die Pixel haben typischerweise eine Größe zwischen  $10 \times 10 \mu\text{m}^2$  und  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ , je nach Sensor. Jeder einzelne Pixel ist als APD aufgebaut. Abhängig von der Pixelgröße kann eine Photondetektionseffizienz (engl. *photon detection efficiency*, PDE) von bis zu 50% erreicht werden. Eine PDE und Verstärkung in dieser Größenordnung können auch von traditionellen Photomultiplierrohren (PMT) erreicht werden, aber SiPMs haben einige Vorteile im Vergleich zu PMTs und APDs, was SiPMs zu einem vielversprechenden Sensor machen:

- SiPMs sind im Gegensatz zu PMTs unempfindlich gegenüber Magnetfeldern
- Vorspannung bei SiPMs ist typischerweise unter 100 V, bei PMTs liegt sie bei 2 kV
- SiPMs sind robust und klein im Vergleich zu großen, fragilen PMTs
- geringe Produktionskosten für SiPMs bei Massenproduktion

**Fazit** Eine sehr gute Zeitauflösung und die Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern machen den SiPM zu einem vielversprechenden Kandidaten für das Mu3e-Experiment.

## 3.1 Eigenschaften

Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten Eigenschaften des SiPMs, wie Verstärkung  $G$ , Photondetektionseffizienz (PDE), optisches Übersprechen, Nachpulse und Dunkelrate erklärt.

### Verstärkung

Die integrierte Ladung  $Q$  eines Pulses steht in direktem Zusammenhang mit der Verstärkung  $G$  des Pixels. Diese ist selbst proportional zur Überspannung, welche sich als Differenz aus Vorspannung und Durchbruchspannung berechnet  $U_{over} = U_{bias} - U_{break}$  und der Pixelkapazität  $C_{Pixel}$ :

$$Q = C_{Pixel} \cdot (U_{bias} - U_{break}) = G \cdot q_e \quad (3.1)$$

wobei  $q_e$  für die Elementarladung steht.

### Photondetektionseffizienz

Die Photondetektionseffizienz (PDE) wird üblicherweise als Wahrscheinlichkeit definiert, mit der ein den Sensor treffendes Photon eine Lawine auslöst. Für den Fall des SiPMs kann man sie wie folgt ausdrücken:

$$PDE = QE \cdot \epsilon_{geo} \cdot \epsilon_{Lawine} \cdot (1 - R) \quad (3.2)$$

Da ein bestimmter Teil der Photonen an der Oberfläche reflektiert wird, können diese nicht detektiert werden. Dies wird mit dem Faktor  $(1 - R)$  ausgedrückt, er steht für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon in den Detektor eintritt.

Der Quenchingwiderstand und der Aluminiumleiter, der zum Verbinden aller Pixel verwendet wird, sind nicht sensibel für Photonen und reduzieren daher die effektive Fläche des SiPMs. Dies wird mit der sogenannten geometrischen Effizienz  $\epsilon_{geo}$  berücksichtigt. Sie berechnet sich als Verhältnis der aktiven (also für Photonen sensiblen) zur Gesamtfläche. Dieser Faktor wird massgeblich durch die Pixelgröße beeinflusst.

Der Term  $QE$  steht für die Quanteneffizienz und steht für den Prozentsatz an Photonen, die ein Elektron–Loch–Paar erzeugen. Es besteht ein enger Zusammenhang zu dem Absorptionskoeffizienten von Silizium, welcher wiederum stark von der Wellenlänge der Photonen abhängt.

Der verbleibende Faktor  $\epsilon_{Lawine}$  entspricht der Wahrscheinlichkeit, dass ein erzeugtes Elektron–Loch–Paar eine Lawine auslöst. Hier besteht eine starke Abhängigkeit zur Vorspannung [7].

#### optisches Übersprechen

Findet ein Lawinendurchbruch in einem Pixel statt, so können Photonen durch Bremsstrahlung oder Rekombination von Ladungsträgern entstehen und, sofern sie über genügend Energie verfügen, in einen benachbarten Pixel übertreten und dort ebenfalls eine Lawine erzeugen. Da aber beide Lawinen gleichzeitig ausgelöst werden, kann das Signal nicht von einem Zwei–Pixel–Signal unterschieden werden, wodurch die Einzelphotonauflösung sich verschlechtert. Dieses Phänomen wird als *optical crosstalk* (optisches Übersprechen) bezeichnet. Ergänzt man den SiPM mit Gräben um jeden Pixel, dient die als eine optische Barriere und reduziert somit das optische Übersprechen signifikant [4].

#### Nachpulse

Aufgrund von Kristalldefekten und Unreinheiten in der Verarmungszone können dort Ladungsträger aus einer Lawine in metastabile Zustände übergehen, welche sich dann eine gewisse Zeit später abregen und dabei eine neue Lawine auslösen, ohne dass ein neues Photon detektiert wurde. Es entsteht also nach dem ersten Puls ein weiteres Signal, was nicht von einem Photonsignal unterschieden werden kann. Der nach einem Photonpuls registrierte Puls wird Nachpuls genannt. Die Höhe des Nachpulses richtet sich nach dem Zeitpunkt des Abregens des metastabilen Zustandes.

Für die Zeitauflösung ist der Effekt von Nachpulsen vernachlässigbar.

#### Dunkelrate

Auch wenn ein SiPM nicht belichtet wird, kann es zur Bildung von Elektron–Loch–Paaren kommen, welche dann eine Lawine auslösen. Dies wird als Dunkelrate bezeichnet. Dabei entsteht ein Signal, welches nicht von dem eines einfallenden Photons unterschieden werden kann.

Die thermische Energie allein ist theoretisch nicht hoch genug, denn bei Raumtemperatur  $E_{th} = k_B \cdot T \simeq 25 \text{ meV}$  entspricht dies nur  $1/40$  der Bandlücke in Silizium. Allerdings schaffen Verunreinigungen Energieniveaus innerhalb der Bandlücke, so dass Elektronen trotz der geringen Energie ins Leitungsband gelangen können. Dem kann mit niedrigen Temperaturen und reinen Materialien entgegengewirkt werden.

Aber auch durch den Tunnelfekt können Elektronen aus dem p-dotierten in den n-dotierten Bereich übertreten, indem die dazwischenliegende Potentialbarriere durchtunnelt wird. So können wieder freie Elektron–Loch–Paare entstehen, die im Auslösen einer Lawine enden.

Gute Detektoren erreichen eine Dunkelrate von unter  $300 \text{ kHz/mm}^2$ .

## 3.2 Strahlenschäden

Generell hängen Strahlenschäden stark von der Teilchenart ab. Da bei Mu3e eine hohe Dosis Positronen erwartet wird, beschäftigt sich dieser Abschnitt mit den durch Elektronen erzeugten Schäden.

Durch Strahlung verursachte Schäden am Silizium können in zwei Teile unterteilt werden: Oberflächenschäden und Massenschäden. Strahlung unterhalb einer kinetischen Energie von  $300 \text{ keV}$  erzeugen nur Defekte an der Si–SiO<sub>2</sub>–Oberfläche, da Teilchen mit dieser Energie in der Si–SiO<sub>2</sub>–Oberfläche gestoppt werden und dort für die Entstehung von Oberflächenschäden sorgen [12]. In SiO<sub>2</sub> wird etwa alle  $18 \text{ eV}$  ein Elektron–Loch–Paar durch Strahlung erzeugt [12]. Die Ladungsträger bewegen sich durch Diffusion oder, sofern ein elektrisches Feld präsent ist, driften. Die meisten Elektronen verlassen das SiO<sub>2</sub>, da sie deutlich beweglicher als die Löcher sind. Insgesamt kommt es so zur Bildung einer verarmten Oberfläche. An der verarmten Si–SiO<sub>2</sub>–Oberfläche wird aufgrund von Oberflächenströmen ein signifikanter Anstieg der Dunkelrate erwartet [12].

Für SiPMs, die in Teilchendetektoren eingesetzt werden, dominiert der Einfluss von hochenergetischen<sup>3</sup> Teilchen [13]. Als Massenschaden bezeichnet man den Schaden, der in einer Tiefe von etwa  $300 \mu\text{m}$  auftritt. Dieser Schaden wird durch Frenkelpaare hervorgerufen [14]. Dabei verlässt ein Siliziumatom seinen regulären Platz im Gitter und wandert an eine bis dahin unbesetzt Stelle, sodass es zur Ausbildung einer Leerstelle und eines Zwischengitteratoms kommt. Beide sind bei Zimmertemperatur im Festkörper mobil. Für die Bildung von Frenkelpaaren muss die übertragene Energie größer als der Schwellenwert für die Verschiebeenergie  $E_R = 20 \text{ eV}$  sein. Das herausgeschlagenen Siliziumatom wird als PKA bezeichnet (engl. *primary knock-on atom*). Wird genügend Energie auf das PKA übertragen, so können weitere Siliziumatome herausgeschlagen werden und es bildet sich eine Kaskade. Am Ende dieser Kaskade herrscht eine hohe Leerstellen- und Zwischengitteratomdichte. Dieser ungeordnete Bereich wird als Cluster bezeichnet. Die Zwischengitteratome können mit der Leerstelle rekombinieren, falls deren Abstand kleiner als die Gitterkonstante ist. Dies trifft auf ca. 60% aller Frenkelpaare zu [15]. Außerdem können die Frenkelpaare mit

---

<sup>3</sup>über  $E_{kin} = 300 \text{ keV}$  [13]

sich selbst oder mit Unreinheiten des Kristalls reagieren, die dadurch entstehenden Punktdefekte und die Defekte in den Clustern bilden die eigentlichen Schäden am Silizium. Sie verändern die elektrischen Eigenschaften wodurch die makroskopischen Parameter (wie z.B. Verstärkung, Dunkelrate, crosstalk) variieren.

Abhängig von der Konzentration, des Energieniveaus und des Elektron–Loch–Wirkungsquerschnittes gibt es verschiedene Einflüsse auf die Leistung eines SiPMs. So erhöhen beispielsweise Defekte mit einem Energieniveaus in der Mitte der Bandlücke den Diffusionsstrom. Wohingegen eine Wechselwirkung mit einem Dopant eine Änderung in der Betriebsspannung nach sich zieht, da die Dotierungskonzentration verändert wird. Defekte, die als Haftzentrum wirken verringern die Effizienz der Ladungsaufnahme [14].

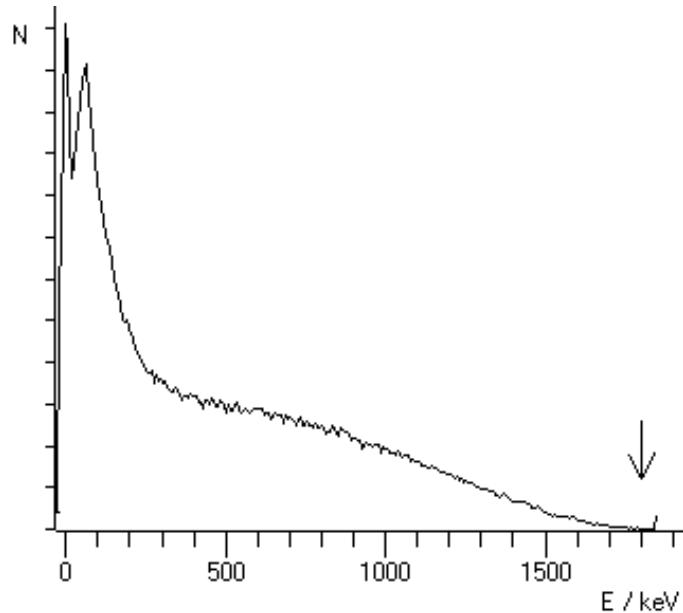


Abbildung 3.7:  $\beta$ -Spektrum von  $^{90}\text{Sr}$  [16]

In Abbildung 3.7 ist das Energiespektrum der  $\beta$ -Strahlung des verwendeten  $^{90}\text{Sr}$ -Isotops dargestellt. Es ist erkennbar, dass ein großer Teil der Strahlung im niederenenergetischen Bereich zu erwarten ist. Dies spiegelt nicht exakt die Energie der Positronen an Mu3e wider, da diese eine Energie von ca. 10 MeV bis ca. 53 MeV besitzen<sup>4</sup>. Nach dem in Abbildung 3.8 dargestellten relativen Schaden in Silizium verursachen die Elektronen der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle in etwa 1/10 des Schadens, der von den energiereichereren Positronen/Elektronen am Mu3e–Experiment erwartet wird.

---

<sup>4</sup>53 MeV entsprechen der halben Myonmasse

Aufgrund ihres Energiespektrums werden die Elektronen der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle vor allem Oberflächenschäden verursachen, die eine steigende Dunkelrate hervorrufen. Allerdings kann man annehmen, dass der Wirkungsquerschnitt von Oberflächendefekten deutlich größer als der von Massenschäden ist. Daher erwartet man, dass bei energiereichen Elektronen weniger Oberflächendefekte auftreten. Somit ist die Schätzung des Faktors  $1/10$  konservativ.

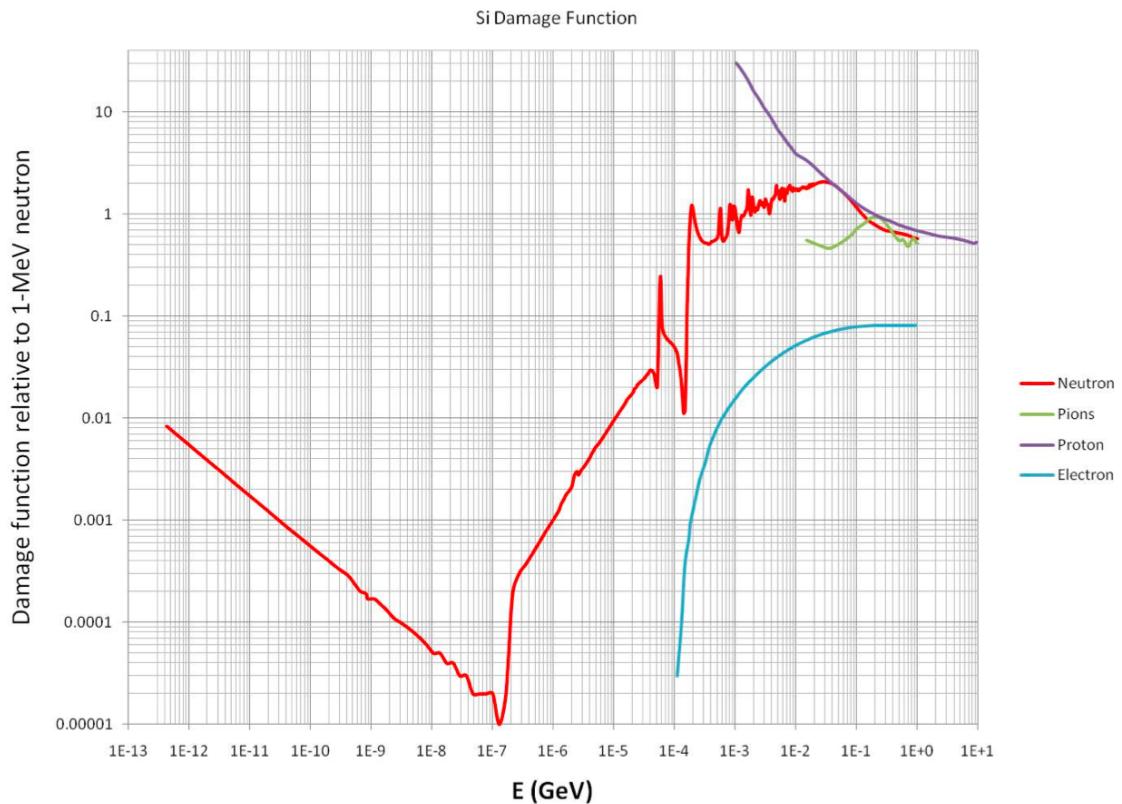


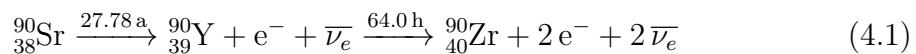
Abbildung 3.8: Relativer Schaden in Silizium (Si) verursacht durch Neutronen, Pionen, Protonen und Photonen [17]



# 4 | Strahlenhärtemessung

## 4.1 Idee des Versuchs

Es gibt zahlreiche Einsatzbereiche für SiPMs, von Experimenten an Teilchenbeschleunigern wie z.B. des geplanten *International Linear Collider* in Japan bis hin zu den in der Medizin verwendeten Positrons Emissions Tomographen. In Hinblick auf den Einsatz am Mu3e–Experiment wurde der Einfluss von Elektronen auf die in Kapitel 3.1 erwähnten Eigenschaften eines SiPMs, wie z.B. die Verstärkung, die Dunkelrate oder die PDE untersucht. Daher soll der Einsatz des SiPM unter reproduzierbaren Bedingungen mit einer radioaktiven Quelle simuliert werden. Als radioaktive Quelle wurde das Isotop  $^{90}\text{Sr}$  mit einer Aktivität von  $A = 35 \text{ MBq}$  gewählt.  $^{90}\text{Sr}$  zerfällt über den  $\beta^-$ –Zerfall gemäß folgender Reaktionsgleichung:



Wie im Abschnitt 3.2 gezeigt wurde, werden in der Strahlenhärtemessung 10–mal so viele Elektronen benötigt, wie in Phase I des Mu3e–Experiments erwartet werden, um repräsentativ den Schaden am SiPM zu messen, also eine Fluenz von  $10^{13} \frac{e^-}{\text{cm}^2}$ .

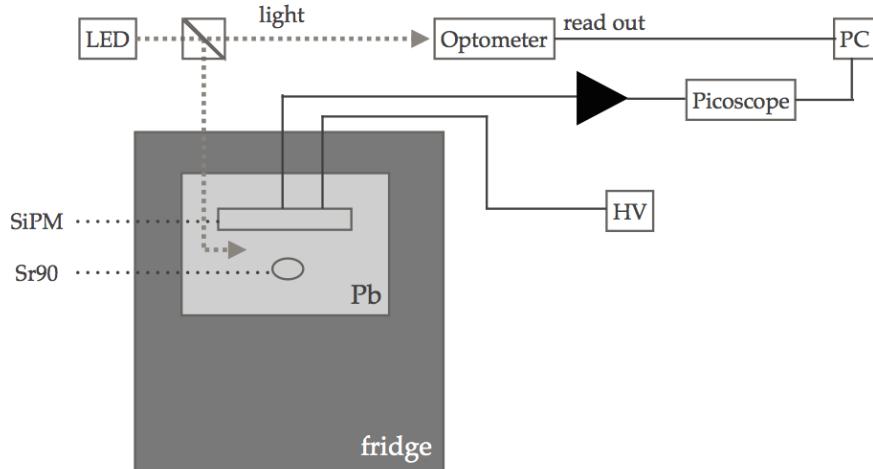
## 4.2 Versuchsaufbau

Der Aufbau des Experiments ist in Abbildung 4.1(a) schematisch und in Abbildung 4.1(b) als Foto dargestellt. Der gesamte Aufbau befindet sich in einem temperaturstabilisierenden Ofen, um Abhängigkeiten von der Temperatur auszuschließen. Der Ofen wurde auf  $25.0 \pm 0.1^\circ\text{C}$  eingestellt. Der SiPM befindet sich in der in schwarz dargestellten Bleiummantelung mit der  $^{90}\text{Sr}$ –Quelle. Für die Spannungsversorgung des SiPMs ist dieser mit der Hochspannung verbunden. Für jede Charakterisierung wird der SiPM mit dem Licht einer LED über ein Glasfaserkabel bestrahlt. Das Signal des SiPMs wird durch ein Oszilloskop<sup>1</sup> ausgelesen und die Waveforms analysiert. Um einen Referenzwert zu erhalten, wird die Intensität der LED über einen

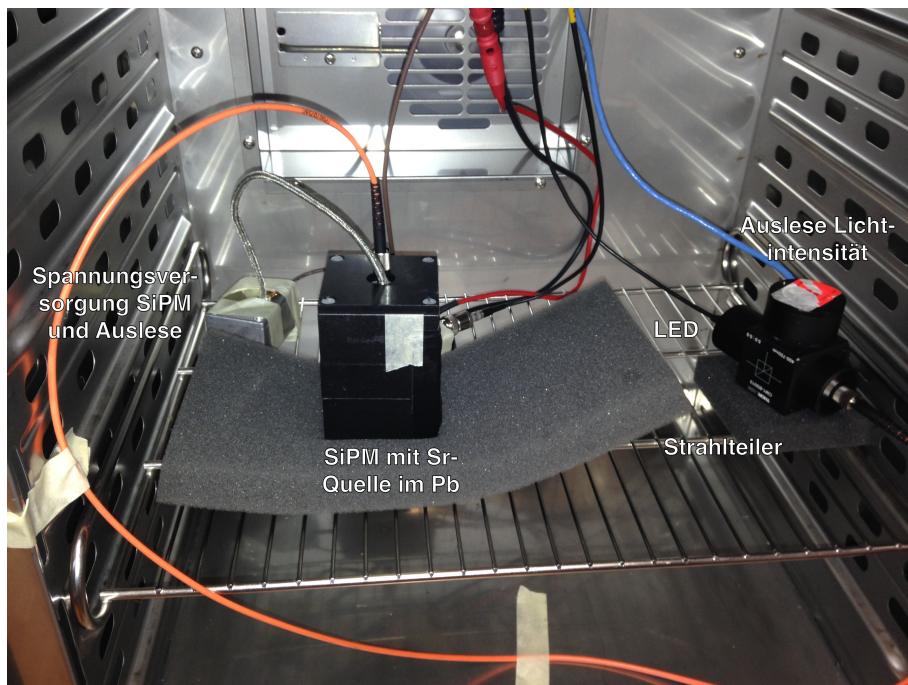
<sup>1</sup>verwendet wurde ein *PicoScope* von *Pico Technology*

#### 4. Strahlenergiedosimeter

Strahlteiler mit einem Optometer bestimmt.



(a) Schematischer Aufbau.



(b) Foto des Aufbaus im temperaturstabilisierenden Ofen.

Abbildung 4.1: Versuchsaufbau schematisch und als Foto dargestellt. Spannungsversorgung und Auslese des SiPMs. Der SiPM befindet sich mit der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle in der Bleiummantelung im temperaturstabilisierenden Ofen. Für die Charakterisierung wird der SiPM mit einer LED über ein Lichteiterkabel (orange) bestrahlt. Zum Vergleich wird die Intensität der LED über einen Strahlteiler mit einem Optometer bestimmt.

## 4.3 SiPM Charakterisierung

Der Hauptbestandteil der Strahlenhärtemessung ist die Charakterisierung eines SiPMs. Darunter versteht man die Bestimmung der Verstärkung, der Dunkelrate, des Übersprechens, der Nachpulse und einer Veränderung in der Photondetektionseffizienz.

### Verstärkung

Die Verstärkung eines Sensors entspricht der Ladungsdifferenz aus zwei benachbarten Peaks in einem Ladungsspektrum, welches in Abbildung 4.2 exemplarisch dargestellt ist.

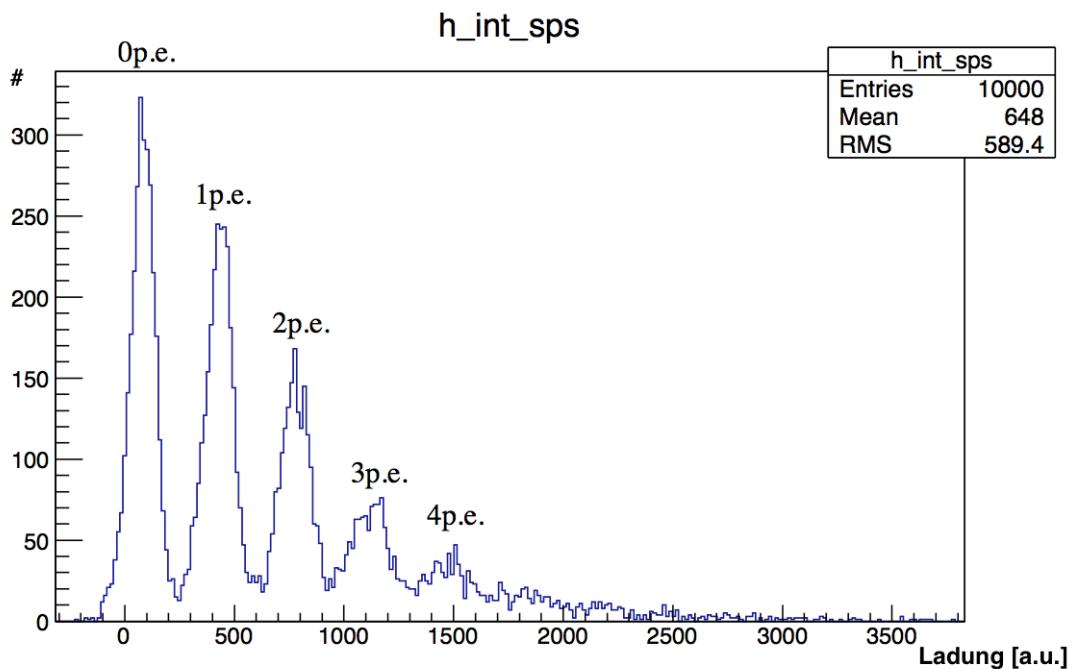


Abbildung 4.2: typisches integriertes Ladungsspektrum für eine Überspannung. Jeder Peak entspricht einer bestimmten Anzahl an gefeuerten Pixeln: z.B. 0p.e.: 0 gefeuerte Pixel (Pedestal); 1p.e.: 1 gefeueter Pixel usw.

Eine praktische Art diese Differenz zu bestimmen ist die Verwendung einer schnellen, diskreten Fourier-Transformation (FFT<sup>2</sup>) des Ladungsspektrums. Ein typisches Ergebnis ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Man kann zeigen, dass ein direkter Zusammenhang zwischen dem ersten Peaks in der spektralen Leistungsdichte und der Verstärkung  $G$  vorliegt [7]. Der Zusammenhang lässt sich folgendermaßen darstellen:

$$G = \frac{N_{bins}}{x_{peakFFT}} \quad (4.2)$$

<sup>2</sup>Fast Fourier Transform

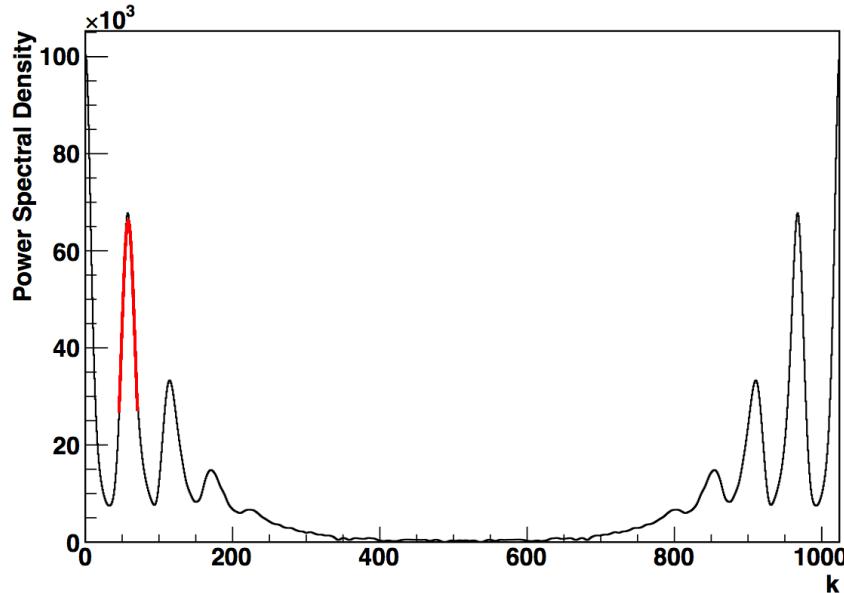


Abbildung 4.3: typische spektrale Leistungsdichte eines Ladungsspektrums, nach Anwendung einer schnellen Fourier–Transformation. An den ersten Peak wurde eine Gaußfunktion (rot) gefittet, da dieser unmittelbar mit der Verstärkung gekoppelt ist [7]

Im in Abschnitt 4.2 beschriebenen Aufbau wurden Ladungsspektren aufgenommen und mit einem in ROOT<sup>3</sup> geschriebenen Analyseprogramm bearbeitet. Dieses nutzt eine FFT der Ladungsspektren und fittete den ersten Peak der spektralen Leistungsdichte mit einer Gauß–Funktion.

## Dunkelrate

Wie in Abschnitt 3.1 erklärt wurde, können SiPMs auch durch tunnelnde oder thermisch angeregte Elektronen zur Signalabgabe gebracht werden. Diese Dunkelströme verschlechtern die Auflösung der Signals und sind daher eine wichtige Eigenschaft des Sensors.

Die mit dem Oszilloskop aufgenommenen Signalformen werden analysiert und alle Dunkelratenpulse gezählt, die überhalb einer variablen Schwelle liegen. Diese Schwelle wird vom Laborcomputer gesetzt.

Die Daten werden mit ROOT analysiert und abhängig von der Vorspannung grafisch dargestellt.

---

<sup>3</sup>am CERN entwickelte Software für das Auswerten von großen Datenmengen  
<http://root.cern.ch>

## Photondetektionseffizienz

Es wird nicht direkt die in Abschnitt 3.1 erklärte PDE bestimmt, sondern die Anzahl an gefeuerten Pixeln  $n_{Fired}$ , welche proportional zur PDE ist. Außerdem betrachtet man die Anzahl an detektierten Photonen  $n_{Detected}$ . Diese bestimmen sich wie folgt:

$$n_{Fired} = \frac{\bar{x} - x_{pedestal}}{G}$$

$$n_{Detected} = -\ln \frac{N_{ped}}{N_{tot}}$$

Hierbei steht  $\bar{x}$  für den Mittelwert des integrierten Ladungspsektrums und  $x_{pedestal}$  für die Positions des Pedestals.  $N_{ped}$  steht für alle Einträge im Pedestalpeak (auf-integriert) und  $N_{tot}$  steht für die Gesamtzahl an Einträgen im Histogramm. Diese Beziehung entsteht aus der Annahme von poissonverteilten Einträgen. Außerdem wird noch die Intensität der LED betrachtet, um die Anzahl gefeuerter Pixel und die Anzahl detekтирter Photonen sinnvoll interpretieren zu können.



# 5 | Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Resultate der Strahlenhärtemessung und ein Teil der Vor betrachtungen dargestellt.

## 5.1 Ratenbestimmung

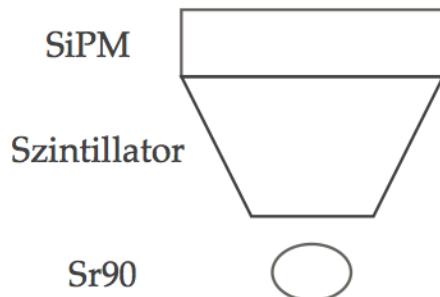


Abbildung 5.1: Erweiterter Aufbau mit Szintillator zur Bestimmung der Zerfallsrate

Bevor die eigentliche Messung der Strahlenhärte durchgeführt werden kann, muss die effektive Zerfallsrate der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle in Richtung des SiPMs bekannt sein. Dafür wird der in Kapitel 4.2 beschriebene Aufbau um einen Szintillator zwischen SiPM und  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle, wie in Abbildung 5.1 dargestellt, ergänzt. Dabei war es wichtig, dass der Szintillator möglichst den passenden Raumwinkel des SiPMs abdeckt. Im Szintillator erzeugen die abgestrahlten Elektronen Photonen, welche dann im SiPM Lawinen auslösen. Die Zerfallsrate kann man über folgende Proportionalität bestimmen:

$$N(t) \propto e^{-t \cdot \Gamma} \quad (5.1)$$

Hierbei steht  $N$  für die Anzahl an Zerfällen,  $t$  für die Zeit zwischen zwei Pulsen und  $\Gamma$  für die Zerfallsrate. Daher wurde in ROOT ein Analysescript geschrieben, welches die Zeit  $t$  zwischen zwei Pulsen in einer Histogramm einträgt und dann einen exponentiellen Fit nach Gleichung 5.1 durchführt. Beispielhaft ist in Abbildung 5.2 ein solches Histogramm dargestellt.

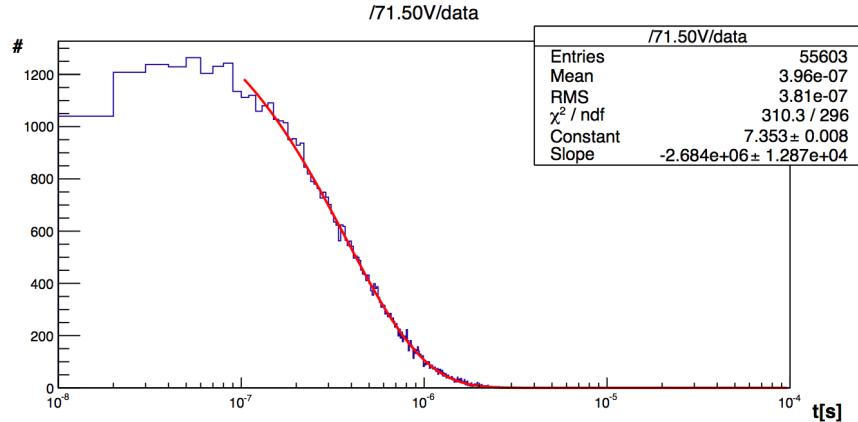


Abbildung 5.2: Exemplarisches Histogramm der Anzahl der Zerfälle  $N$  gegen die Zeit  $t$  mit einem exponentiellen Fit nach Gleichung 5.1

Dieser Vorgang wurde für Vorspannungen von  $U_{bias} = 71.5$  V bis 73.5 V in 0.2 V Schritten durchgeführt und anschließend in Abbildung 5.3 dargestellt. Ab einer Vorspannung  $U_{bias} = 72.5$  V beträgt die Zerfallsrate:

$$\begin{aligned}\Gamma &= (2.678 \pm 0.008) \times 10^6 \frac{e^-}{9 \text{ mm}^2 \text{ s}} \\ &= (2.976 \pm 0.009) \times 10^7 \frac{e^-}{\text{cm}^2 \text{ s}} \\ &= (1.071 \pm 0.003) \times 10^{11} \frac{e^-}{\text{h cm}^2}\end{aligned}$$

Man erwartet theoretisch keine Abhängigkeit zur Spannung, da die Anzahl an Zerfällen in Richtung des SiPMs konstant sein müsste. Die in Abbildung 5.3 erkennbare Abhängigkeit zur Spannung lässt sich durch die spannungsabhängige Verstärkung  $G$  erklären. Bei einer geringeren Vorspannung ist die Verstärkung auch geringer, sodass einige Photopulse von der Analysesoftware nicht als Peak erkannt werden. Es werden insgesamt weniger Zerfälle als solche erkannt, was sich in einer niedrigeren Zerfallsrate widerspiegelt.

## 5.2 Stabilitätsüberprüfung

Als letzter Schritt vor der Strahlenhärtemessung wurde die Stabilität des Programms und der Charakterisierung überprüft. Dafür wurde über einen Zeitraum von drei Tagen alle 10 Min eine Charakterisierung im Spannungsbereich von  $U_{bias} = 71.8$  V bis 72.8 V in 0.2 V-Schritten durchgeführt.

Die fünf Charakteristiken Dunkelrate, Verstärkung, gefeuerte und detektierte Pixel sowie die Intensität der LED (Iled) sind in Abbildung 5.4(a) bis 5.5(c) graphisch

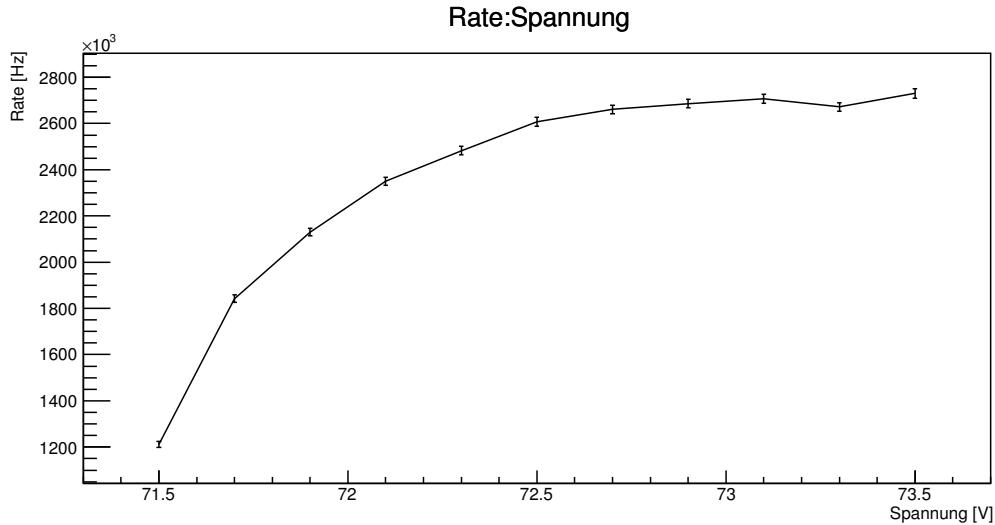


Abbildung 5.3: Verlauf der Zerfallsrate als Funktion der Spannung

dargestellt. Es ist die jeweilige Charakteristik gegen die Zeit aufgetragen.

Da Dunkelrate und Verstärkung sowie die Anzahl an gefeuerten und detektierten Pixeln von der jeweiligen Betriebsspannung abhängen, enthält jeder dieser Plots separate Graphen für alle sechs Spannungen.

Für alle Abbildungen stellt man eine Konstanz innerhalb von  $\pm 10\%$  fest. Bei hohen Vorspannungen ( $U_{bias} \geq 72.6$  V) ist eine stärkere Fluktuation der Dunkelrate in Abbildung 5.4(a) sichtbar. Vorspannungen unter  $U_{bias} = 72.6$  V wurden aufgrund einer fehlerhaften Analyse der Dunkelrate nicht dargestellt.

In Abbildung 5.5(a) und 5.5(b) lässt sich der Tag–Nacht–Verlauf bei der Anzahl an gefeuerten bzw. detektierter Pixeln erahnen. Ein lokales Maximum tritt gegen 11  $^{00}$  Uhr und ein lokales Minimum an gefeuerten Pixeln und detektierten Photonen tritt gegen 23  $^{00}$  Uhr ein. Diesen Verlauf kann man mit Temperaturschwankungen des Pulsgenerators erklären. Auch bei der Bestimmung der detektierten Photonen in Abbildung 5.5(b) kam es zu einem Fehler in der Analyse der Signalformen, sodass die Ergebnisse der Vorspannungen  $U_{bias} = 72.6$  V und 72.8 V nicht dargestellt sind.

Im der Darstellung der Intensität der LED in Abbildung 5.5(c) sind einige Ausreißer erkennbar. Da die Anzahl an detektierten Pixeln keine Schwankungen in derselben Größenordnung aufweist, sind die Ausreißer auf einen Fehler bei der Nullsetzung der Lichtintensität vor jeder Messung zurückzuführen.

## 5. Ergebnisse

---

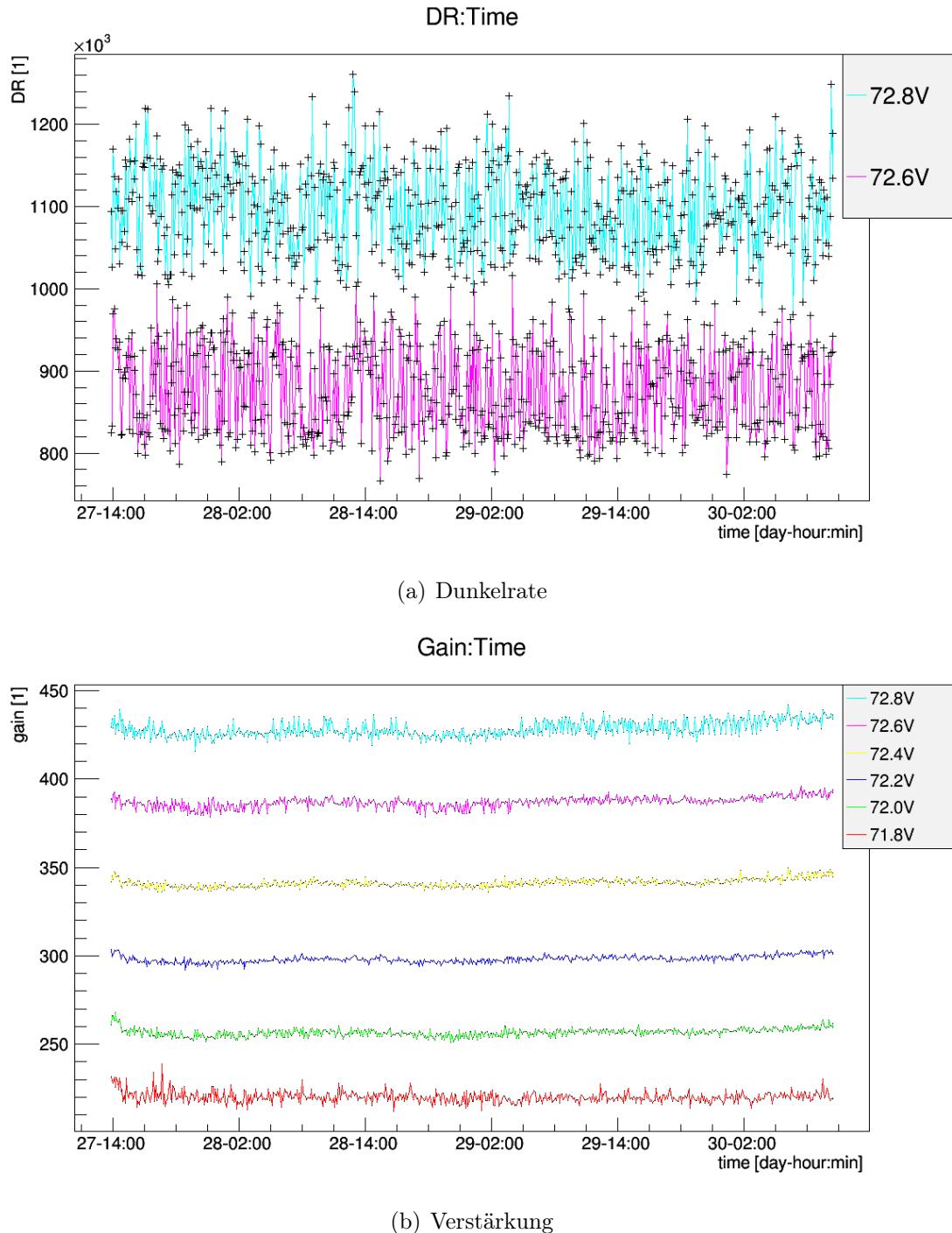


Abbildung 5.4: Stabilitätsmessung der Dunkelrate und Verstärkung

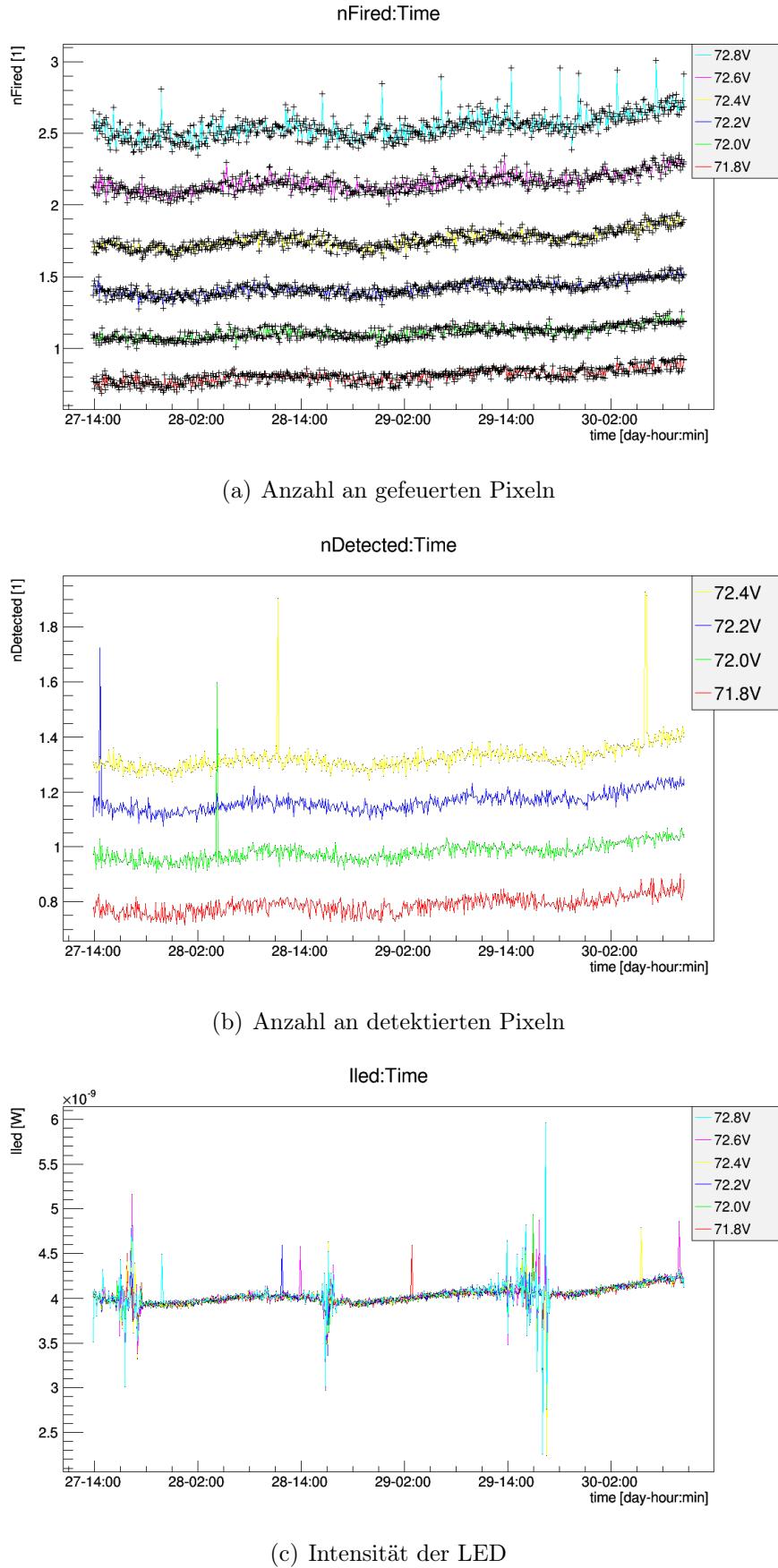


Abbildung 5.5: Stabilitätsmessung der gefeuerten und detektierten Pixel sowie der Intensität der LED ( $I_{LED}$ ) über drei Tage für die sechs Spannungen

### 5.3 Entwicklung der Parameter mit der Strahlendosis

Um Aussagen über die Strahlenhärte des untersuchten SiPMs machen zu können, wurde der SiPM für die Dauer einer Woche<sup>1</sup> der Strahlung der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle ausgesetzt.

Wie in Abschnitt 4.3 erklärt wurde, erhält man aus der Analyse der integrierten Ladungsspektren die Verstärkung  $G$ , die Anzahl an gefeuerten Pixeln  $n_{\text{Fired}}$  sowie die Anzahl an detektierten Photonen  $n_{\text{Detected}}$ . Betrachtet man wie in Abbildung 5.6 dargestellt die Entwicklung der integrierten Ladungsspektren, so wird ersichtlich, dass schon innerhalb kürzester Zeit diese nicht mehr sinnvoll analysiert werden können. Schon nach 18 h ( $\hat{=} 1.93 \times 10^{12} \frac{e^-}{\text{cm}^2}$ ) ist es weder möglich den Pedestal– noch den 1p.e.–Peak zu bestimmen, sodass weder  $G$  noch  $n_{\text{Fired}}$  oder  $n_{\text{Detected}}$  bestimmt werden kann.

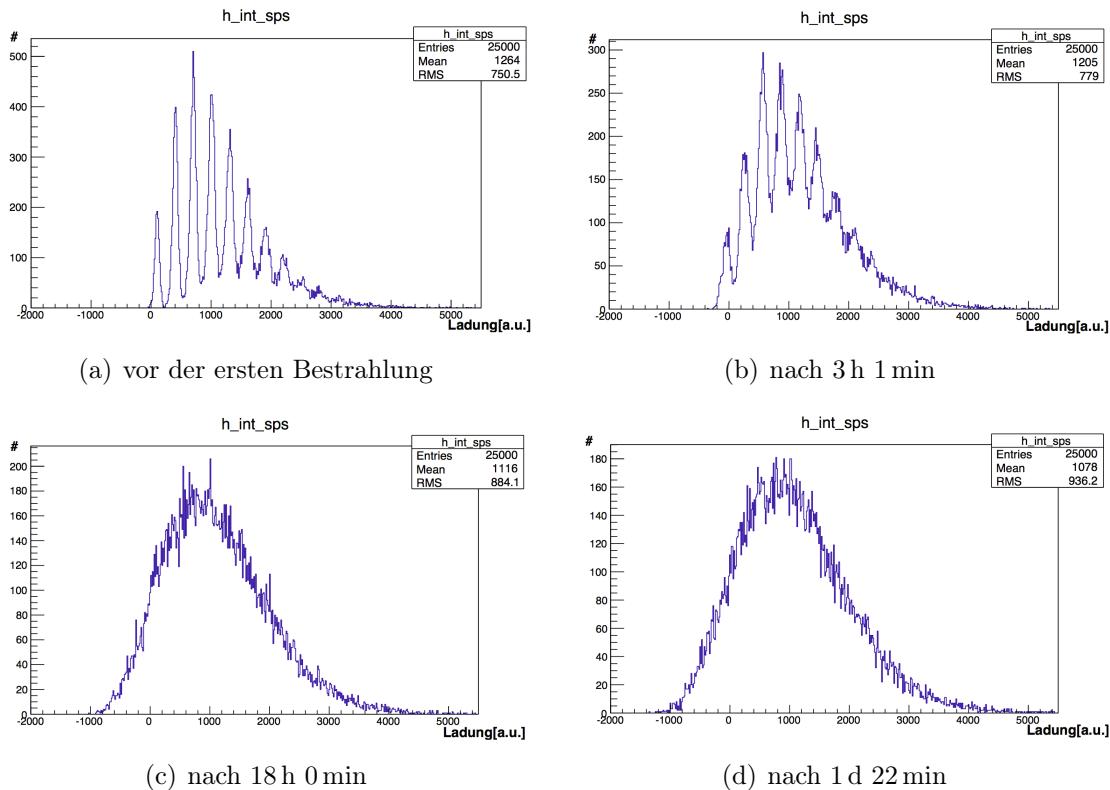


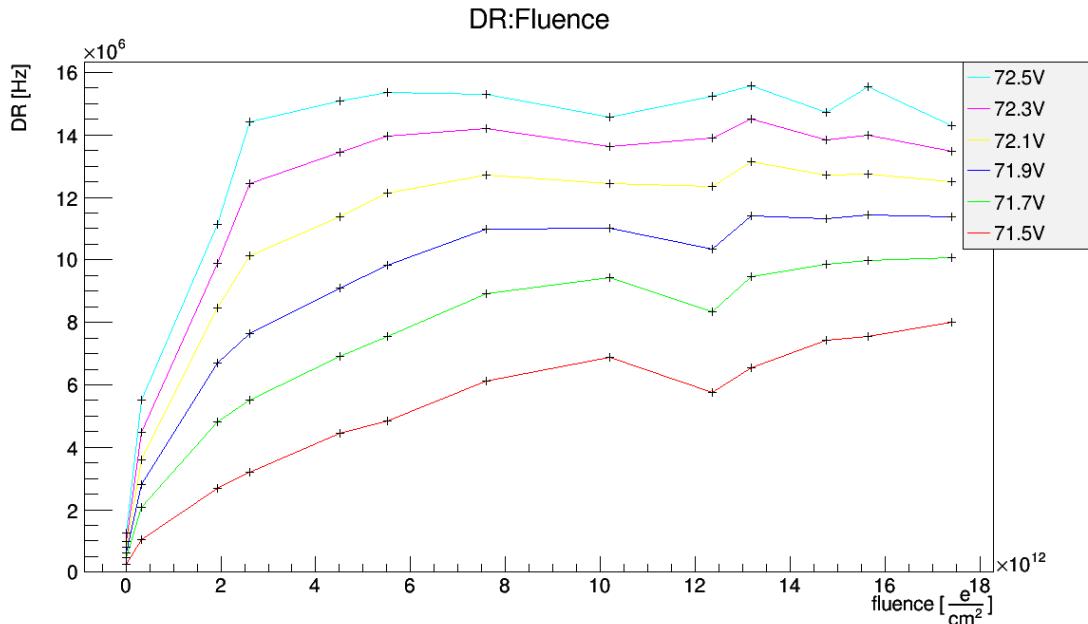
Abbildung 5.6: Entwicklung der integrierten Ladungsspektren mit der Strahlendosis bei konstanter  $U_{\text{bias}} = 71.9$  V

Die Verschlechterung der integrierten Ladungsspektren lässt sich durch eine stark zunehmende Dunkelrate erklären. In Abbildung 5.7(a) kann man erkennen, dass die

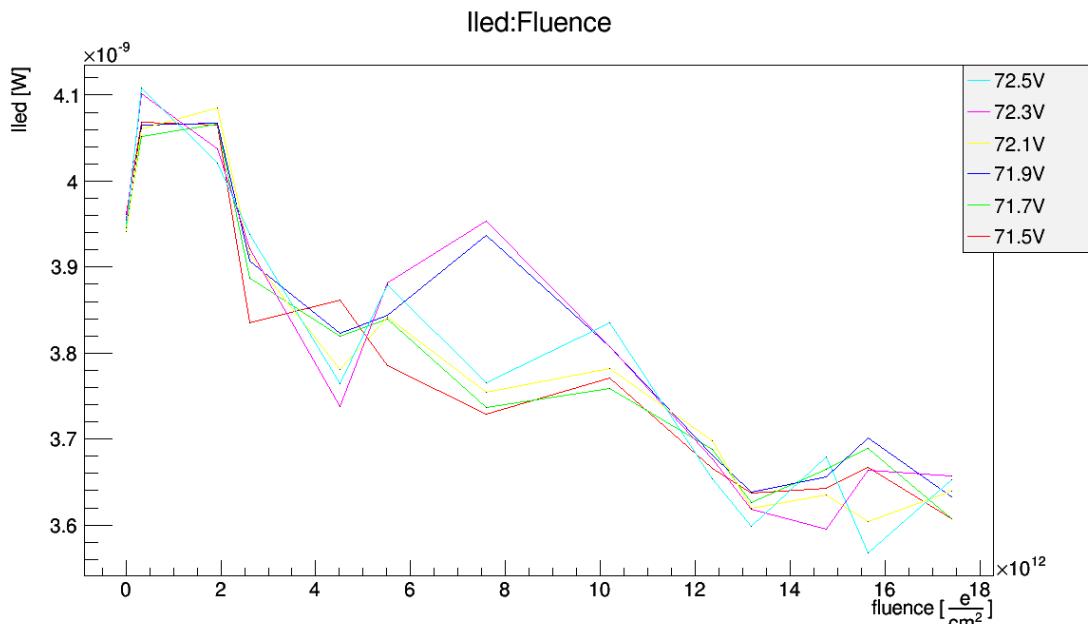
<sup>1</sup>7 Tage  $\hat{=} 10^{13} \frac{e^-}{\text{cm}^2}$   $\hat{=}$  Schaden von  $10^{12} \frac{e^+}{\text{cm}^2}$  bei Mu3e

Dunkelrate für alle Vorspannungen sehr stark zunimmt. Diese Entwicklung war zu erwarten, da sie bereits in einigen Quellen beschrieben wurde [18] [19] [20].

Allerdings erwartet man nicht, dass ein Plateau erreicht wird. Dies lässt vermuten, dass in der Analyse der Signalformen für hohe Dunkelraten unzuverlässig arbeitet oder aber eine Sättigung an Elektron–Loch–Paaren in der Si–SiO<sub>2</sub>–Oberfläche entsteht.



(a) Entwicklung der Dunkelrate



(b) Entwicklung der Intensität der LED

Abbildung 5.7: Entwicklung der Dunkelrate und der Intensität der LED mit der Strahlendosis

## 5. Ergebnisse

---

Die Entwicklung der Intensität der LED mit zunehmender Fluenz ist in Abbildung 5.7(b) dargestellt. Obwohl die LED und deren Intensitätsauslese relativ weit von der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle entfernt ist, ist eine Abnahme der Intensität der LED erkennbar. Dies kann verschiedene Gründe haben. Zum einen kann die Abnahme der Intensität der LED mit Instabilitäten des Pulsgenerators erklärt werden, da dieser außerhalb des Ofens steht und somit Temperaturschwankungen unterliegt. Zum anderen musste für jede Charakterisierung die  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle aus der Bleiummantelung genommen und wieder hineingesteckt werden, dabei kann es zu Berührungen der LED kommen, sodass dies den Intensitätsverlust erklären könnte.

Der hier dargestellte Verlauf der Intensität der LED wäre für die Interpretation von  $n_{\text{ Fired}}$  und  $n_{\text{ Detected}}$  wichtig. Aufgrund der Verschlechterung der Ladungsspektren ist dies nicht möglich.

**Fazit** Es ist erkennbar, dass die Dunkelrate sehr stark zunimmt. Einerseits bestätigt das die Erwartungen, andererseits bekräftigt dies den Gedanken, dass die verwendete Schätzung konservativ ist. Für eine bessere Simulation des Einsatzes beim Mu3e-Experiment sollten energiereichere Elektronen genutzt werden.

## 6 | Zusammenfassung und Ausblick

Um nach Physik jenseits des Standardmodells zu forschen, wurde das Mu3e–Experiment so entworfen, dass es den leptonzahlverletzenden Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$  mit einer Sensitivität auf ein Verzweigungsverhältnis  $B = \mathcal{O}(10^{-16})$  sucht [1].

Diese Sensitivität erfordert hohe Genauigkeit bei der Zeit-, Impuls- und Verteilungsauflösung, um die gewünschten Zerfallsprozesse von anderen, parallel ablaufenden Zerfallsprozessen unterscheiden zu können. Die Vertexgenauigkeit wird durch eine neuartige zylindrische Anordnung von vier auf HV–MAPS basierenden Pixellagen erreicht. Für die hohe Impulsauflösung ist ein homogenes Magnetfeld verantwortlich. Aufgrund der Lorentzkraft werden die geladenen Zerfallsprodukte auf spiralförmige Bahnen gelenkt. Um der hohen Zeitauflösung gerecht zu werden, kommen Szintillatorkacheln, die von Silizium Photomultipliern ausgelesen werden, zum Einsatz.

Bei deren Einsatz am Mu3e–Experiment werden bis zu  $10^{13}$  Positronen je  $\text{cm}^2$  erwartet und es war das Ziel dieses Bachelorarbeit den Einfluss einer so hohen Fluenz auf die Funktionsweise eines SiPMs zu beschreiben.

Es wurde ein SiPM einer hohen Rate an Elektronen ausgesetzt, um dann in regelmäßigen Abständen eine Charakterisierung durchzuführen.

Es wurde experimentell eine Zerfallsrate von  $\Gamma = (2.678 \pm 0.008) \times 10^6 \frac{e^-}{9 \text{ mm}^2 \text{ s}}$  für  ${}^{90}\text{Sr}$  bestimmt.

Außerdem wurde gezeigt, dass sich die Charakteristiken der Silizium Photomultiplier nach der Bestrahlung nur um maximal plus minus 10% gegenüber vor der Bestrahlung geändert haben.

Im Laufe der Bestrahlung konnte gezeigt werden, dass die Dunkelrate schon innerhalb von sehr kurzer Zeit ansteigt. Um trotz der steigenden Dunkelrate noch analysierbare Spektren aufzunehmen, ist eine hohe Lichtintensität wichtig. Die bei der Strahlenhärtemessung gewählte Intensität war zu gering. Mit einer höheren Lichtintensität hätte sich das Ladungsspektrum länger signifikant von der Dunkelrate abgehoben.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

---

Eine Problematik dieser Strahlenhärtemessung ist, dass die Energie der durch die  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle emittierten Elektronen nicht zu den am Mu3e-Experiment erwarteten passt. Um den Schaden besser prognostizieren zu können, wäre daher eine energiereiche Elektronenquelle hilfreich, da man dann den SiPM realistischeren Bedingungen aussetzen kann.

Als Ausblick für die Zukunft sollte eine längere Messdauer geplant werden, um die Strahlenhärte des SiPMs auch für die spätere Einsatzphase einschätzen zu können.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ durch zwei Ansätze erklärt . . . . .	4
2.2	Entwurf des Mu3e Detektors . . . . .	5
3.1	Schematischer Aufbau eines $p-n$ -Übergangs . . . . .	8
3.2	linearer und Geiger Betriebsmodus einer APD . . . . .	9
3.3	Bild eines SiPMs von Hamamatsu . . . . .	10
3.4	Schematischer Aufbau eines SiPM Pixel Arrays . . . . .	11
3.5	Überlagerte SiPM-Signalformen . . . . .	11
3.6	Pixelaufbau und Profil des elektrischen Feldes im Pixel . . . . .	12
3.7	$\beta$ -Spektrum von $^{90}\text{Sr}$ . . . . .	16
3.8	Relativer Schaden in Silizium . . . . .	17
4.1	Versuchsaufbau schematisch und als Foto dargestellt . . . . .	20
4.2	integriertes Ladungsspektrum . . . . .	21
4.3	FFT der spektralen Leistungsdichte eines Ladungsspektrums . . . . .	22
5.1	Aufbau mit Szintillator . . . . .	25
5.2	Histogramm der Anzahl der Zerfälle $N$ gegen die Zeit $t$ . . . . .	26
5.3	Rate gegen Spannung . . . . .	27
5.4	Stabilitätsmessung über drei Tage (1) . . . . .	28
5.5	Stabilitätsmessung über drei Tage (2) . . . . .	29
5.6	Entwicklung der integrierten Ladungsspektren . . . . .	30
5.7	Entwicklung der Dunkelrate und der Intensität der LED . . . . .	31



# Literaturverzeichnis

- [1] MU3E-KOLLABORATION, *Research Proposal for an Experiment to Search for the Decay  $\mu \rightarrow eee$* , (2012). [1](#), [3](#), [4](#), [5](#), [33](#)
- [2] P. ECKERT, *Tile Detector Updates and SiPM Radiation Hardness*, Mu3e Talk, Kirchhoff Institut Für Physik Heidelberg (2013). [3](#)
- [3] U. BELLGARDT, *Search for the decay  $\mu \rightarrow eee$* , Nuclear Physics B, vol. 299, no. 1, pp. 1 – 6 (1988).
- [4] T. HARTWIG, *Messung der Zeitauflösung eines Szintillator-SiPM-Systems für den Kacheldetektor des Mu3e-Experiment*, Bachelorarbeit, Kirchhoff Institut Für Physik Heidelberg (2013). [5](#), [14](#)
- [5] N. BERGER, *The Mu3e Experiment*, Physikalisches Institut, Heidelberg University (2013). [5](#)
- [6] WIKIMEDIA DEUTSCHLAND, *p-n-Übergang*, <http://de.wikipedia.org/wiki/P-n-Übergang> (Juli 2014). [8](#)
- [7] P. ECKERT, *Advanced Silicon-Photomultiplier Characterization for Calorimetric Applications*, Diplomarbeit, Kirchhoff Institut Für Physik Heidelberg (2010). [9](#), [14](#), [21](#), [22](#)
- [8] HAMAMATSU, *Datenblatt der SiPMs*, <http://www.hamamatsu.com/eu/en/index.html> (Juli 2014). [10](#), [11](#)
- [9] W. SHEN, *Development of high performance readout ASICs for silicon photomultipliers (SiPMs)*, Doktorarbeit, Universität Heidelberg (2012). [11](#)
- [10] P. BUZHAN, B. DOLGOSHEIN, A. ILYIN, V. KANTSEROV, V. KAPLIN, A. KARAKASH, A. PLESJKO, E. POPOVA, S. SMIRNOV, Y. VOLKOV, ET AL., *An advanced study of silicon photomultiplier*, Moscow Engineering and Physics Institute, Moscow, Russia, <http://www.slac.stanford.edu/pubs/icfa/fall01/paper3/paper3.pdf> (2001). [12](#)

- [11] M. ANGELONE, M. PILLON, R. FACCINI, D. PINCI, *Silicon Photo-Multiplier radiation hardness tests with a beam controlled neutron source.*, <http://arxiv.org/pdf/1002.3480v2.pdf> (2010).
- [12] C. XU, ET AL., *Influence of X-ray irradiation on the properties of the Hamamatsu silicon photomultiplier S10362-11-050C*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A (2014), <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214006652> 15
- [13] M. RAMILLI, ET AL., *Silicon Photomultiplier characterization and radiation damage investigation for high energy particle physics applications*, (2013), <http://www.bo.infn.it/sminiato/sm13/abstract/S13/m-ramilli.pdf> 15
- [14] YI QIANGA, CARL ZORNA, FERNANDO BARBOSAA, ELTON SMITHA, *Radiation Hardness Tests of SiPMs for the JLab Hall D Barrel Calorimeter*, <http://arxiv.org/pdf/1207.3743.pdf> (2012) . 15, 16
- [15] R. WUNSTORF, *Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung von Hochenergie-Experimenten*, Doktorarbeit, Universität Hamburg (1992). 15
- [16] LD DIDACTIC, *Strontium-90*, <http://www.ld-didactic.de/software/524221de/Content/Appendix/Sr90.htm> (2014) 16
- [17] P. DEGTARENKO, A. FASSÒ, G. KHARASHVILI, A. SOMOV, *Calculation of Radiation Damage to Silicon Photomultipliers in GlueX Experiment*, University of Regina, (2001). 17
- [18] P. ACHENBACH, *Noise and radiation damage in silicon photomultipliers exposed to electromagnetic and hadronic radiation*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A V. 602, Issue 2, 506–510(2009). 31
- [19] Y.MUSIENKO ET AL., doi: 10.1016/j.nima.2007.08.021, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 58, 433–437, (2007) 31
- [20] I.NAKAMURA, doi: 10.1016/j.nima.2009.05.086, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 610, 110–113, (2009) 31
- [21] I.NAKAMURA, doi: 10.1016/j.nima.2009.05.086, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 610, 110–113, (2009)

# **Erklärung**

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

---

Heidelberg, den

---

Unterschrift