

Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades  
des Doktors der Naturwissenschaft (Dr. rer. nat.)

**Röntgen-  
Photoelektronenspektroskopie mit  
Silizium-Photomultipliern**

**Entwicklung eines SiPM-HV-Detektorsystems unter Verzicht auf  
Elektronenvervielfachung**

Kai Schennetten  
geboren in Balve

Januar 2016

Lehrstuhl für Experimentelle Physik V  
Fakultät Physik  
Technische Universität Dortmund

Erstgutachter:

Zweitgutachter:

Vorsitzender der Prüfungskommission:

Vertreterin der wissenschaftlichen Mitarbeiter:

Abgabedatum:

Prof. Dr. Dr. Wolfgang Rhode

Prof. Dr. Carsten Westphal

Prof. Dr. Manfred Bayer

Dr. Bärbel Siegmann

27. Januar 2016

## Kurzfassung

Photoelektronenspektroskopie ist eine wichtige Methode zur Untersuchung von Festkörperoberflächen. Die zu untersuchende Probe wird dazu mit Photonen bekannter Energie bestrahlt. Aus dem Energiespektrum der aus der Probe stammenden Photoelektronen können Rückschlüsse auf die Zusammensetzung der Probenoberfläche gezogen werden. Zur Messung des Energiespektrums der Photoelektronen werden Kanalelektronenvervielfacher verwendet, die mit Hilfe von elektronenvervielfachenden Materialien eine messbare Ladungsmenge erzeugen und dadurch Elektronenraten bestimmen können. Aufgrund dieser Materialien haben Kanalelektronenvervielfacher eine begrenzte Lebenszeit, so dass die betroffenen Komponenten nach einigen Jahren erneuert werden müssen.

In dieser Arbeit wird untersucht, inwieweit es möglich ist, mit einer Kombination aus Silizium-Photomultipliern und Hochspannungsfluoreszenzschirm einen wesentlich langlebigeren Detektor zu realisieren. Dazu wird ein Detektorprototyp entworfen, konstruiert und getestet. Zum Test des Detektors wird eine Vakuumkammer mit einem Elektronenstrahlsystem aufgebaut. Es wird die Homogenität und Linearität des gefertigten Leuchtschirms geprüft, sowie die Abwesenheit von Störfeldern innerhalb des Detektorprototyps. Zur Auslese der Silizium-Photomultiplier werden elektronische Komponenten des Cherenkov-Teleskops FACT verwendet. Dazu wird spezielle Steuerungs- und Auslesesoftware entwickelt. Am Elektronenspeicherring DELTA wird mit dem Detektorprototyp das Signal der Photoelektronen nachgewiesen und damit gezeigt, dass es prinzipiell möglich ist auch ohne Elektronenvervielfachung ein Spektrum mit Silizium-Photomultipliern zu messen. Aus der Qualität der nachgewiesenen Spektren werden Schlussfolgerungen für ein neues, verbessertes Detektordesign gezogen.

Außerdem wird das Verhalten des Vorgängerdetektors, der das erste Spektrum mit Silizium-Photomultipliern in einer vorangegangenen Arbeit nachgewiesen hat, genauer charakterisiert. Dieser Detektor vervielfacht jedoch noch Elektronen mit einer Micro-Channel Plate.

---

## Abstract

Photoemission spectroscopy is an important method to analyze solid state surfaces. In order to analyze a sample, it is irradiated with photons of known energy. The energy spectrum of the photoelectrons allows conclusions about the composition of the sample's surface. To determine the energy spectrum of the photoelectrons, channeltron detectors are used. These detectors use electron multiplying materials to generate a measurable charge to determine electron rates. Because of these materials, the lifetime of channeltron detectors is limited. After a few years the electron multiplying components have to be replaced.

In this thesis the possibility to develop a long-lasting detector using a combination of silicon photomultipliers and a high voltage fluorescent screen is investigated. A prototype detector is designed, built and tested. To investigate the detector's properties, a vacuum chamber with an electron gun is constructed. The homogeneity and linearity of the manufactured fluorescent screen is tested, as well as the absence of interfering stray fields in the detector. Electronic components of the Cherenkov telescope FACT are used to read out the silicon photomultipliers. Therefore a dedicated software for control and read out purposes is developed. The signal of the photoelectrons is measured with the prototype detector at the electron storage ring DELTA. Thus, the possibility of measuring an energy spectrum without electron multiplication by means of silicon photomultipliers is proven. The quality of the detected spectra allows conclusions for a new and improved detector design.

Furthermore, the response of the previous detector, which detected the first spectrum with silicon photomultipliers in a previous work, is characterized in more detail. This detector still used a micro-channel plate to multiply electrons.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Photoelektronenspektroskopie</b>	<b>3</b>
2.1	Photoelektrischer Effekt . . . . .	3
2.2	Experimentelle Umsetzung . . . . .	4
2.3	Dortmunder Elektronen-Speicherringanlage . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Silizium-Photomultiplier</b>	<b>9</b>
3.1	Funktionsweise von Silizium-Photomultipliern . . . . .	9
3.2	Arten von Untergrundpulsen . . . . .	12
<b>4</b>	<b>First G-APD Cherenkov Telescope</b>	<b>15</b>
4.1	Beschreibung des Teleskops . . . . .	15
4.2	FACT-Elektronik für Photoelektronenspektroskopie . . . . .	18
<b>5</b>	<b>Datennahmesoftware</b>	<b>21</b>
5.1	FTUdaq . . . . .	21
5.2	FADdaq und Datahandler . . . . .	23
<b>6</b>	<b>Messung mit SiPM-MCP-Detektorsystem und Röntgenröhre</b>	<b>27</b>
6.1	Versuchsaufbau . . . . .	29
6.2	Nachweis des Spektrums . . . . .	30
6.3	Crosstalk zwischen Silizium-Photomultipliern . . . . .	32
<b>7</b>	<b>Das SiPM-HV-Detektorsystem</b>	<b>37</b>
7.1	Aufbau des HV-Detektors . . . . .	37
7.2	Leuchtschirmfertigung . . . . .	40
7.3	Aufbau der Vakuumkammer zum Detektortest . . . . .	42
7.4	Messung mit Synchrotronstrahlung . . . . .	50
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>69</b>
<b>9</b>	<b>Ausblick</b>	<b>71</b>

*Inhaltsverzeichnis*

---

<b>A Intensitätsplots für 30 eV und 500 eV</b>	<b>75</b>
A.1 Initiale Elektronenenergie 30 eV . . . . .	75
A.2 Initiale Elektronenenergie 500 eV . . . . .	77
<b>B Technische Zeichnungen</b>	<b>79</b>
<b>Literatur</b>	<b>91</b>

## Abkürzungsverzeichnis

**APD** Avalanche Photodiode

**BL11** Beamline 11

**DELTA** Dortmunder Elektronen-Speicherringanlage

**DRS4** Domino Ring Sampler Version 4

**FACT** First G-APD Cherenkov Telescope

**FAD** FACT Analog to Digital

**FPA** FACT Pre-Amplifier

**FPGA** Field Programmable Gate Array

**FTM** FACT Trigger Master

**FTU** FACT Trigger Unit

**G-APD** Geiger-Mode Avalanche Photodiode

**MCP** Micro-Channel Plate

**PDE** Photonen-Detektions-Effizienz

**PES** Photoelektronenspektroskopie

**PMT** Photomultiplier Tube

**PTFE** Polytetrafluorethylen

**ROI** Region Of Interest

**SiPM** Silizium-Photomultiplier

*Abkürzungsverzeichnis*

---

**U55** Undulator 55

**UHV** Ultrahochvakuum

**UPS** Ultraviolett-Photoelektronenspektroskopie

**XPS** Röntgen-Photoelektronenspektroskopie



# 1 Einleitung

Die Photoelektronenspektroskopie (oder auch Photoemissionsspektroskopie) ist eine wichtige experimentelle Methode in der Festkörperphysik, um die chemische Zusammensetzung von Oberflächen zu untersuchen. Bei diesem Verfahren wird eine Probe mit UV- oder Röntgenstrahlung bestrahlt. Aufgrund des äußeren photoelektrischen Effektes lösen sich Elektronen aus der Probe, deren kinetische Energie Rückschlüsse auf deren ursprüngliche Bindungsenergien zulässt. Um deren kinetische Energie zu messen, werden sie in Halbkugelanalysatoren ihrer Energie nach räumlich getrennt. Am Ausgang wird die Rate der Elektronen mit einem sogenannten Kanalelektronenvervielfacher oder auch Channeltron-Detektor gemessen. Diese Detektoren arbeiten mit klassischen elektronenvervielfachenden Materialien. Aufgrund der begrenzten Lebensdauer müssen diese Teile nach einigen Jahren ersetzt werden, wodurch neben finanziellem Aufwand auch Verlust an Messzeit entsteht.

In der vorliegenden Arbeit wird die Idee verfolgt, mit Hilfe von schneller Elektronik zum Nachweis von lichtschwachen Ereignissen vollständig auf elektronenvervielfachende Materialien verzichten zu können. Dazu wird ein Leuchtschirm verwendet, der aus einem Elektronensignal ein Photonensignal erzeugt. Die Elektronik, die dazu verwendet wird, stammt vom Cherenkov-Teleskop FACT, welches als erstes Cherenkov-Teleskop Silizium-Photomultiplier als Photosensoren benutzt.

Zu diesem Thema gibt es eine Diplomarbeit von Johannes Schmalstieg [34], in deren Rahmen erste Voruntersuchungen stattfanden. Dazu gehörte auch die Untersuchung verschiedener Leuchtstoffe. Außerdem gibt es eine Masterarbeit von Kai Schennetten [32], die gezeigt hat, dass ein Spektrum mit Silizium-Photomultipliern gemessen werden kann. Dieser Nachweis wurde mit Synchrotronstrahlung am Elektronenspeicherring DELTA durchgeführt. Dabei wurde jedoch nicht komplett auf eine Elektronenvervielfachung verzichtet. In der vorliegenden Arbeit wird der Prototyp eines Detektors ohne Elektronenvervielfachung geplant, gebaut und getestet. Dadurch kann beurteilt werden, inwieweit der Verzicht möglich ist.

Zudem wird der Detektoraufbau, der in der Masterarbeit [32] zum Spektrennachweis verwendet wurde, genauer charakterisiert.

In Kapitel 2 wird die Photoelektronenspektroskopie erklärt, um ein grundlegendes

## 1 Einleitung

---

Verständnis für die Untersuchungsmethode zu vermitteln.

In Kapitel 3 werden die Funktionsweise und die Besonderheiten von Silizium-Photomultipliern erläutert.

In Kapitel 4 werden das Cherenkov-Teleskop FACT und seine elektronischen Komponenten erklärt.

In Kapitel 5 geht es um die Software, die entwickelt wurde, um mit der Hardware zu kommunizieren.

In Kapitel 6 wird das SiPM-MCP-Detektorsystem mit Hilfe einer Röntgenröhre am Spektrometer genauer charakterisiert.

In Kapitel 7 geht es um die Konstruktion, die Funktionstests und die Untersuchungen am Spektrometer mit dem SiPM-HV-Detektorsystem.

In Kapitel 8 werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammenfassend dargestellt.

In Kapitel 9 werden Schlussfolgerungen aus den erhaltenen Messergebnissen gezogen und daraus Optimierungen für einen verbesserten Detektorprototyp vorgeschlagen.

## 2 Photoelektronenspektroskopie

Bei der Photoelektronenspektroskopie (PES) oder auch Photoemissionspektroskopie handelt es sich um ein Verfahren zur Untersuchung der Zusammensetzung von Festkörperoberflächen. Es erlaubt Rückschlüsse auf die elementaren und chemischen Zusammensetzungen von Festkörperoberflächen bis in eine Tiefe von einigen Ångström zu treffen [24]. Dieses Verfahren basiert auf dem äußeren photoelektrischen Effekt, der im Folgenden kurz beschrieben wird.

### 2.1 Photoelektrischer Effekt

Der photoelektrische Effekt beschreibt, wie sich Elektronen unter der Einstrahlung von Photonen aus einem Festkörper herauslösen. Er wurde 1887 von Heinrich Hertz [21] und Wilhelm Hallwachs [17] untersucht und 1905 von Albert Einstein [10] erklärt. Trifft ein Photon mit der Energie  $E_\gamma = \hbar\omega$  auf eine Festkörperoberfläche, so wird es von einem gebundenen Elektron absorbiert. Ist die Energie  $E_\gamma$  größer als die Summe der Austrittsarbeit  $\Phi_A$  des Materials und der Bindungsenergie  $E_B$  des entsprechenden Elektrons, kann das Elektron den Festkörper verlassen. Die Austrittsarbeit stellt dabei die Energie dar, die aufgewendet werden muss, um ein Elektron vom Fermi-niveau ins Vakuumniveau zu bringen. Die überschüssige Energie des Photons erhält das Elektron als kinetische Energie  $E_{\text{kin}}$ . Dieser Zusammenhang wird durch Einsteins photoelektrische Gleichung (2.1) beschrieben.

$$\hbar\omega = E_B + \Phi_A + E_{\text{kin}} \quad (2.1)$$

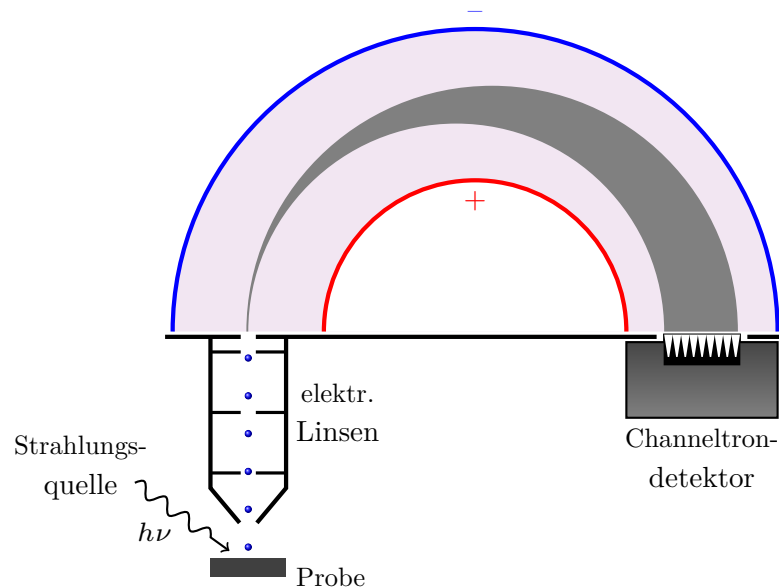
Durch dieses Prinzip können durch Bestrahlung einer Probe mit monochromatischem Licht bekannter Energie und Messung der kinetischen Energie der Photoelektronen Rückschlüsse auf die Bindungsenergien gezogen werden. Bei der Verwendung von ultraviolettem Licht können die Valenzelektronen herausgelöst und untersucht werden. Die PES mit ultravioletter Strahlung ( $< 100$  eV) wird als UPS bezeichnet. Sind die kernnahen Niveaus von Interesse, die vor allem Aufschluss über den Bindungspartner liefern [14], so muss Röntgenstrahlung verwendet werden. PES mit Röntgenstrahlung ( $> 100$  eV) wird als XPS bezeichnet [24]. In der vorliegenden

Arbeit wird ausschließlich XPS als Untersuchungsmethode verwendet. Es werden jedoch unterschiedliche Quellen für die Röntgenstrahlung benutzt.

Um Photoelektronen nachweisen zu können, müssen sie das Probenmaterial verlassen haben. Die Reichweite der Elektronen im Material wird durch die inelastische mittlere freie Weglänge (IMFP<sup>1</sup>) beschrieben. Ihr Verlauf in Abhängigkeit der Energie ist für alle Materialien sehr ähnlich und erstreckt sich zwischen wenigen bis einigen zehn Ångström. Somit ist diese Untersuchungsmethode aufgrund der geringen IMFP extrem oberflächenempfindlich. Die IMFP besitzt im Energiebereich von 50 eV ein eindeutiges Minimum. Durch die Wahl einer geeigneten Energie der Photonen lässt sich gezielt im Bereich des Minimums arbeiten. [24]

### 2.2 Experimentelle Umsetzung

XPS Untersuchungen finden im Ultrahochvakuum (UHV) statt. Dies ist aufgrund der hohen Oberflächenempfindlichkeit zwingend erforderlich, da die Probenoberfläche sonst mit Restatomen aus der Atmosphäre reagieren kann und dadurch verunreinigt wird [24]. Der grundsätzliche Aufbau ist in Abbildung 2.1 skizziert.



**Abbildung 2.1:** Prinzipieller Aufbau zur Spektroskopie von Photoelektronen mit Halbkugelanalysator und Channeltrondetektor.

---

<sup>1</sup>Inelastic mean free path

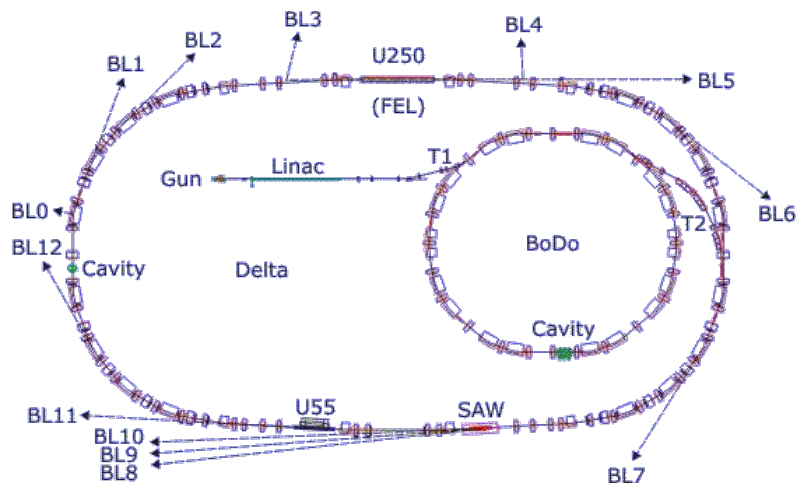
In einer UHV-Kammer wird die Probe mit Röntgenstrahlung einer Röntgenröhre oder mit Synchrotronstrahlung eines Elektronenspeicherrings bestrahlt. Die aus der Probe austretenden Photoelektronen eines begrenzten Winkelbereiches werden mit Hilfe von elektrostatischen Linsen in einen Halbkugelanalysator geleitet. Der Winkelbereich ist begrenzt, da diese Messungen auch winkelabhängig durchgeführt werden, um verschiedene Probertiefen zu untersuchen. Der Halbkugelanalysator besteht aus zwei unterschiedlich großen, leitenden Metallhalbkugeln mit identischem Mittelpunkt. Die äußere Halbkugel liegt auf einem negativen, die innere auf einem positiven elektrischen Potential. Dadurch existiert zwischen ihnen ein elektrostatisches Feld, mit dem die eintretenden Elektronen wechselwirken. Die Elektronen werden auf eine Kreisbahn gelenkt, deren Radius abhängig von ihrer kinetischen Energie ist. Damit erreichen die Elektronen den Ausgang des Halbkugelanalysators ihrer Energie nach räumlich getrennt. Ist die Energie zu groß oder zu klein, kollidieren sie mit einer der Halbkugeln und erreichen den Ausgang nicht. Am Spektrometerausgang kommen also nur Elektronen einer bestimmten Energie mit sehr geringer Varianz an. Diese Energie wird Passenergie  $E_{\text{pass}}$  genannt. Um verschiedene Elektronenenergien durchfahren zu können, gibt es am Spektrometereingang eine Retardierungsspannung, mit der die Energie der ankommenden Elektronen verändert werden kann.

Zur Detektion der Elektronenintensität am Ausgang des Halbkugelanalysators wird ein sogenannter Channeltrondetektor oder auch Kanalelektronenvervielfacher eingesetzt. Dieser besitzt Kanäle, die durch Elektronenvervielfachung eine messbare Ladungsmenge erzeugen und damit eine Messung der Elektronenrate erlauben.

Die verwendeten elektronenvervielfachenden Materialien besitzen eine begrenzte Lebensdauer und müssen daher, abhängig von der Betriebszeit und -spannung, alle paar Jahre ersetzt werden. Dies ist mit finanziellem Aufwand und verllorener Messzeit am Spektrometer verbunden. Denn für einen Austausch der Channeltrons muss die UHV-Kammer belüftet und der Detektor ausgebaut werden. Nach Instandsetzung und Einbau des Detektors muss die Kammer neu ausgeheizt und evakuiert werden, was für sich schon mehrere Tage in Anspruch nimmt. Daher wird in dieser Arbeit unter anderem der Frage nachgegangen, ob es möglich ist ein Energiespektrum der Photoelektronen zu messen, ohne auf elektronenvervielfachende Materialien zurückzugreifen. Dazu wird ein UHV-tauglicher Leuchtstoff in Kombination mit Silizium-Photomultipliern verwendet werden, die im folgenden Kapitel 3 näher erklärt werden.

## 2.3 Dortmunder Elektronen-Speicherringanlage

Die Messungen in dieser Arbeit, die mit Synchrotronstrahlung durchgeführt wurden, fanden an Beamline 11 (BL11) der Dortmunder Elektronen-Speicherringanlage (DELTA) statt. Der Aufbau von DELTA ist in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt.



**Abbildung 2.2:** DELTA als schematische Abbildung. Zu erkennen sind die Positionen der einzelnen Beamlines am Speicherring. Außerdem sind die verschiedenen Beschleunigungsstufen zu sehen, die von den Elektronen durchlaufen werden, bevor sie in den Speicherring injiziert werden. [23]

Der Aufbau besteht aus einer Elektronenquelle, dem Linearbeschleuniger Linac, dem Boostersynchrotron BoDo und dem Speicherring. Im Linearbeschleuniger werden Elektronen aus einer Trioden-Gun für BoDo auf eine Energie von 80 MeV vorbeschleunigt. Bei T1 werden die Elektronen in den Hauptbeschleuniger BoDo injiziert. Der Hauptbeschleuniger hat einen Umfang von 50,4m und erhöht die Energie von 80 MeV auf 1500 MeV. An T2 werden die Elektronen in den Speicherring injiziert. Am Speicherring steht Undulator 55 (U55), der aus einer Reihe alternierender Permanentmagneten besteht und die Elektronen, die sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, periodisch ablenkt. Dadurch wird Synchrotronstrahlung in Bewegungsrichtung abgestrahlt. [23]

Mit Hilfe von Spiegeln und eines Plangitter-Monochromators gelangt die Strahlung einer ausgewählten Energie in die Beamline und kann dort für Untersuchungen verwendet werden kann. Dabei liegt die durchstimmbare Energie der Strahlung in einem Energiebereich zwischen 50 eV und 1500 eV. Die Energieauflösung der

### 2.3 Dortmunder Elektronen-Speicherringanlage

Strahlung beträgt  $\frac{E}{\Delta E} = 3700$ . Der Synchrotronstrahl hat eine Intensität, die zwischen  $10^{10}$  und  $10^{11}$  Photonen pro Sekunde bei 100 mA Strahlstrom liegt. [8]

An BL11 ist die in dieser Arbeit verwendete UHV-Kammer aufgebaut, an der sich unter anderem das Spektrometer befindet.





## 3 Silizium-Photomultiplier

Silizium-Photomultiplier (SiPM)<sup>1</sup> sind Photosensoren zur Einzelphotonendetektion, die in den letzten Jahren immer mehr an Bedeutung gewonnen haben. Typische Anwendungsbereiche sind die abbildende Medizin sowie Hochenergie- und Astroteilchenphysik [27, 13, 3]. Sie stellen eine Alternative zu üblichen Photomultiplier Tubes (PMTs) dar. Im Gegensatz zu PMTs benötigen SiPMs keine Hochspannung zum Betrieb, sondern üblicherweise Spannungen zwischen 20 V und 100 V [36, 29, 40]. Außerdem sind sie mechanisch robuster, werden durch höhere Lichtintensitäten nicht beschädigt, besitzen eine wesentlich kleinere Bauform, haben keine bekannten Alterungserscheinungen und sind unempfindlicher gegenüber elektromagnetischen Feldern. Aktuelle Modelle können mit ihrer sensitiven Fläche nahezu lückenlos aneinander gesetzt werden, wodurch Detektionsflächen mit geringen Totflächen geschaffen werden können [37]. Die Photonen-Detektions-Effizienz (PDE) gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass ein einfallendes Photon detektiert wird. Sie erreicht bei aktuellen Modellen bis zu 50 % [37] und ist damit vergleichbar mit der von PMTs.

### 3.1 Funktionsweise von Silizium-Photomultipliern

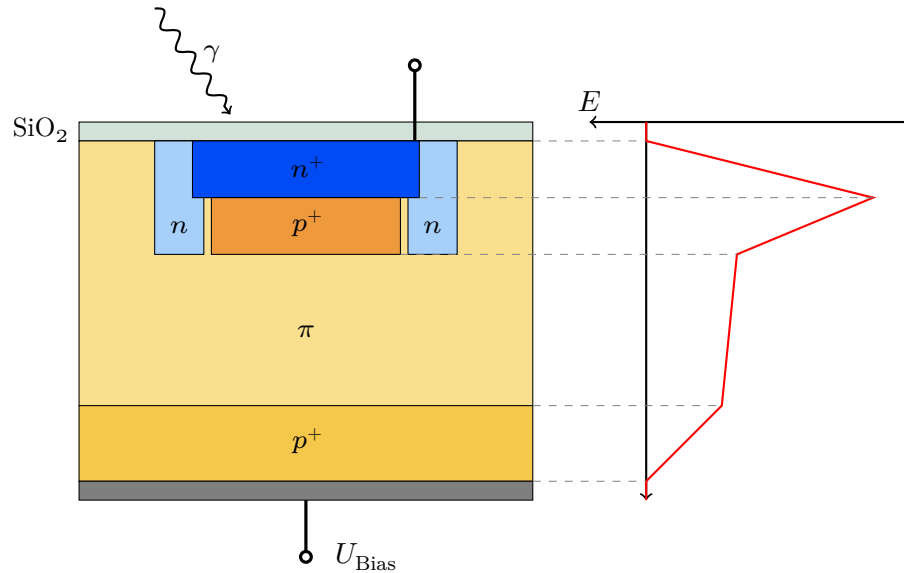
#### 3.1.1 Aufbau

Da ein SiPM aus vielen Geiger-Mode Avalanche Photodiodes (G-APD) besteht, wird zum Verständnis zunächst die Funktion einer Avalanche Photodiode (APD) erklärt. Eine APD ist eine Halbleiterdiode, die für gewöhnlich in Sperrrichtung betrieben wird. Der Aufbau der Dotierungsschichten kann auf unterschiedliche Art und Weise realisiert werden, aber der Mechanismus bleibt der gleiche. Zur Erklärung wird der Aufbau der APDs eines in dieser Arbeit verwendeten SiPMs von Hamamatsu beschrieben. Der schematische Aufbau der einzelnen Schichten und der Feldverlauf ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Eine APD besteht aus einer Schicht transparenten Siliziumdioxids, die als Antireflexionsschicht und Isolator dient. Darunter befindet

---

<sup>1</sup>alias Multi-Pixel Photon Counter (MPPC), Single-Photon Avalanche Diode Array (SPAD Array), Geiger-Modus Avalanche Photo Diode Array (G-APD Array), manchmal sogar fälschlich G-APD, was bereits eine andere Bedeutung hat

sich eine stark dotierte  $n^+$ -Schicht, gefolgt von einer  $p^+$ -Schicht. Darunter befindet sich eine schwach dotierte  $\pi$ -Schicht, die etwa 95% der Gesamtdicke einnimmt. Abschließend folgt eine stark dotierte  $p^+$ -Schicht. [30]



**Abbildung 3.1:** Aufbau einer einzelnen APD, wie sie in einem SiPM von HAMA-MATSU zu finden ist. Durch die Dotierung der einzelnen Schichten wird der rechts dargestellte Feldverlauf erreicht. Im hauptsächlichen Wechselwirkungsbereich in der  $\pi$ -Schicht ist der Feldverlauf relativ flach. In der Multiplikationszone zwischen  $n^+$  und  $p^+$  herrschen hohe Feldstärken. [angelehnt an 30, Fig. 11 u. 13]

Durch die Wahl der Dotierungen wird das elektrische Feld so moduliert, dass die Feldstärke in einem schmalen Bereich auf Werte über  $5 \cdot 10^5 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$  ansteigt [35]. Dieser Bereich befindet sich in der Verarmungszone zwischen der  $p^+$ - und der  $n^+$ -Schicht. Ein freier Ladungsträger, der sich in diesem Bereich befindet, wird durch das hohe Feld stark beschleunigt und erzeugt mit der gewonnenen Energie durch Stoßionisation wieder neue Elektron-Loch-Paare, die ihrerseits weitere Elektron-Loch-Paare erzeugen können. Daher heißt dieses Gebiet Multiplikationszone.

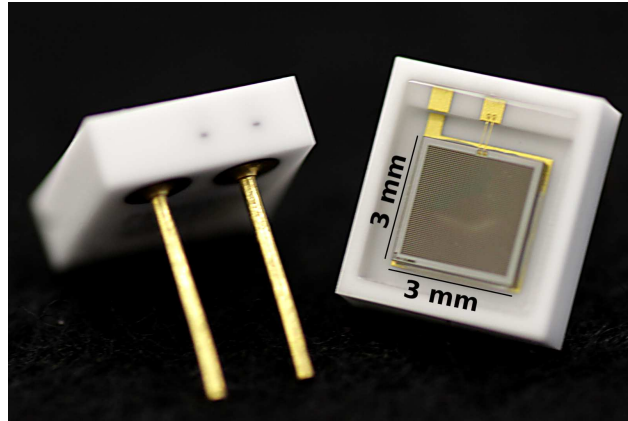
Entsteht aufgrund des inneren Photoeffekts in der schwach dotierten  $\pi$ -Schicht ein Elektron-Loch-Paar, so bewegen sich Elektron und Loch aufgrund des Feldes in entgegengesetzte Richtungen. Das Loch wird in Richtung  $p^+$ -Substrat beschleunigt und rekombiniert mit einem Elektron aus dem metallischen Anschluss [30]. Das Elektron wird zur Multiplikationszone beschleunigt [30]. Hier setzt es die oben beschriebene Lawine in Gang, die zu einem messbaren Strom führt.

APDs werden in der Nähe der Durchbruchsspannung betrieben, allerdings immer unterhalb dieser. In diesem Betriebsmodus ist der Strom durch die APD proportional zur eingefallenen Lichtintensität, da die Anzahl der entstehenden Elektronen-Loch-Paare proportional zur Anzahl der einfallenden Photonen ist [12]. Dadurch wird ein Verstärkungsfaktor (auch Gain genannt) der Größenordnung  $10^2$  erreicht [11].

G-APDs sind Photodioden, die prinzipiell wie APDs aufgebaut sind und ebenfalls in Sperrrichtung betrieben werden. Im Gegensatz zu APDs sind sie jedoch speziell für den Betrieb oberhalb der Durchbruchsspannung entwickelt worden. In diesem Betriebsmodus führt bereits ein einzelner Ladungsträger in der Multiplikationszone zu einem kompletten und selbsterhaltenden Lawinendurchbruch. Dadurch werden Verstärkungen in der Größenordnung von über  $10^5$  erreicht [29]. Daher führt ein einzelnes Photon zur selben Entladung wie mehrere gleichzeitig einfallende Photonen. Das Ausgangssignal ist also unabhängig von der Intensität des Lichtes [19]. Der Name Geiger-Mode leitet sich aus der Äquivalenz zu den Elektronenlawinen bei der selbstständigen Gasentladung eines Geiger-Müller Zählrohrs ab.

Der selbsterhaltende Strom würde die Diode aufgrund von Erwärmung zerstören [12]. Daher muss es einen Mechanismus geben, der die Diode wieder in den nichtleitenden Zustand überführt, um wieder Photonen detektieren zu können. Solche Mechanismen werden Quenching genannt. Eine einfache Methode, um die Diode in den nichtleitenden Zustand zu überführen, ist ein Widerstand, der in Reihe zur G-APD geschaltet wird. Dies wird als passives Quenching bezeichnet, da ein passives Bauteil verwendet wird. Ist die G-APD noch nicht leitend, so fällt fast die gesamte Spannung an der G-APD ab. Je leitfähiger die Diode wird, desto mehr Spannung fällt am Widerstand ab, so dass die Spannung an der Diode unter die Durchbruchsspannung sinken muss. Dadurch kommt der Lawinendurchbruch zum Erliegen und die Diode geht wieder in den nichtleitenden Ausgangszustand über. Da das Wiederaufladen der Diodenkapazität Zeit in Anspruch nimmt, kann erst nach einer gewissen Zeit von ca. 50 ns ein weiteres Photon detektiert werden [19]. Alternativ gibt es auch das aktive Quenching, bei dem aktive, schnelle Elektronik den Lawinendurchbruch erkennt und die Betriebsspannung der G-APD absenkt [45]. Diese Methode hat für diese Arbeit jedoch keine Relevanz. Um einen SiPM zu erhalten, werden viele G-APDs inklusive Quenching-Widerstand parallel geschaltet. Somit liegt ein Array aus photosensitiven Elementen vor. Ein solcher SiPM ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Da es bei geringen Lichtintensitäten unwahrscheinlich ist zweimal unmittelbar hintereinander die selbe G-APD-Zelle zu treffen, gibt es praktisch keine Totzeit. Dies ist erfüllt, so lange die Anzahl der einfallenden Photonen klein gegenüber der Zellenanzahl ist. Das Ausgangssignal von zwei zeitgleichen

Photonen in verschiedenen Zellen enthält dann die doppelte Ladungsmenge wie das Signal eines einzelnen Photons.



**Abbildung 3.2:** SiPM von Hamamatsu Typ S10362-33-050C [5].

#### 3.1.2 Betrieb

Die Differenz von Betriebsspannung  $U_{\text{bias}}$  und Durchbruchspannung  $U_{\text{break}}$  wird Überspannung oder Overvoltage  $U_{\text{over}}$  genannt und stellt eine wichtige Größe beim Betrieb von SiPMs dar.

$$U_{\text{over}} = U_{\text{bias}} - U_{\text{break}} \quad (3.1)$$

Von ihr hängen die PDE, der Verstärkungsfaktor  $M$  und die verschiedenen Arten von Untergrundpulsen ab, die im folgenden Abschnitt 3.2 erklärt werden. Da die Durchbruchspannung abhängig von der Temperatur ist, muss die Betriebsspannung angepasst werden, um mit identischer Overvoltage zu arbeiten.

#### 3.2 Arten von Untergrundpulsen

SiPMs besitzen einige Nachteile, die jedoch in den letzten Jahren reduziert wurden. Dazu gehören Darkcounts, Crosstalk und Afterpulses, welche nachfolgend genauer erläutert werden. Es ist zu erwarten, dass diese Nachteile in Zukunft weiter reduziert werden, wohingegen im Bereich der bereits jahrzehntelang optimierten PMTs keine wesentliche Verbesserung zu erwarten ist.

### 3.2.1 Darkcounts

Aufgrund von thermisch angeregten Elektronen können Lawinendurchbrüche entstehen, die nicht von photoneninduzierten Lawinendurchbrüchen unterschieden werden können. Pulse, die durch diesen Vorgang erzeugt werden, werden Darkcounts genannt.

### 3.2.2 Crosstalk

Aufgrund von Bremsstrahlung und durch Rekombination von Elektronen und Löchern gibt es eine Wahrscheinlichkeit dafür, dass Photonen aus einem ungefähren Energiebereich zwischen 1,5 eV und 3,0 eV entstehen [1]. Ein solches Photon kann auf unterschiedlichen Wegen in eine Nachbarzelle propagieren und dort einen Lawinendurchbruch auslösen [31]. Dieser Effekt wird Crosstalk genannt. Der zeitliche Unterschied zwischen dem initialen Lawinendurchbruch und dem in der Nachbarzelle ist so gering, dass das Ausgangssignal so aussieht wie das zweier gleichzeitig einfallender Photonen [30]. Durch Crosstalk ausgelöste Zellen können ebenfalls durch Crosstalk benachbarte Zellen auslösen. Daher kann das Signal auch aussehen wie das von drei oder mehr Photonen.

### 3.2.3 Afterpulses

Bei einem Lawinendurchbruch können Elektronen im Potential von Gitterdefekten gefangen werden [7]. Wenn diese Elektronen nach dem Abklingen des Lawinendurchbruchs das Potential verlassen, kommt es zu einem weiteren Lawinendurchbruch [9]. Geschieht dies bevor die Diodenkapazität komplett aufgeladen ist, haben die entstehenden Signale eine geringere Höhe als die eines Ein-Photon-Pulses. Eine typische Zeit für die Regeneration ist im Falle von 50  $\mu\text{m}$ -Zellen von Hamamatsu 50 ns [19]. Diese Art von Signal wird Afterpulse genannt.



## 4 First G-APD Cherenkov Telescope

In Abschnitt 4.1 wird das Cherenkov-Teleskops FACT beschrieben, da in dieser Arbeit dessen Elektronik verwendet wird, um die SiPMs auszulesen. Insbesondere wird auf die einzelnen Elektronikkomponenten eingegangen und in Abschnitt 4.2 diskutiert, wie diese für die PES verwendet werden kann.

### 4.1 Beschreibung des Teleskops

Das First G-APD Cherenkov Telescope (FACT) befindet sich auf der kanarischen Insel La Palma auf 2200 Metern Höhe über dem Meeresspiegel. Abbildung 4.1 zeigt das Teleskop während einer Observation. Es ist das erste Cherenkov-Teleskop, das SiPMs zur Lichtdetektion verwendet [3]. Bisher wurden klassische PMTs für Cherenkov-Teleskope verwendet.



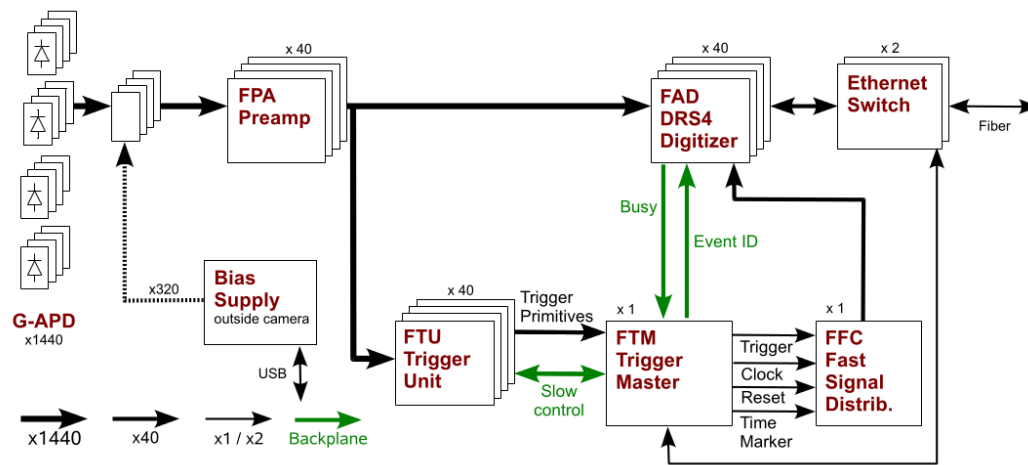
**Abbildung 4.1:** Foto des Cherenkov-Teleskops FACT während der nächtlichen Datennahme. Die komplette Elektronik, mit Ausnahme der Spannungsversorgung, befindet sich im zylindrischen Kameragehäuse oben rechts im Bild. [6]

Ein Cherenkov-Teleskop dient dem indirekten Nachweis von kosmischer Strahlung. Hochenergetische Photonen, Protonen oder Atomkerne treffen aus dem Weltraum auf die Atmosphäre der Erde und wechselwirken mit den Molekülen der Luft. Dadurch entsteht ein Teilchenschauer, das heißt eine Kaskade aus Sekundärteilchen. Die Teilchen bewegen sich schneller durch die Atmosphäre als das Licht in diesem Medium. Dadurch erzeugt jedes geladene Teilchen Cherenkov-Strahlung, die kegelförmig abgestrahlt wird [26]. Zwischen der Ankunftszeit der ersten und letzten Cherenkov-Photonen des Teilchenschauers vergehen nur wenige Nanosekunden. Der Teilchenschauer wirkt als Gesamtheit einen sogenannten Lichtpool mit einem Durchmesser von wenigen hundert Metern auf die Erdoberfläche [42]. Innerhalb dieses Lichtpools erscheint der Teilchenschauer je nach Einfallswinkel rund bis elliptisch. Aufgrund der kurzen Dauer und der geringen Lichtintensität ist dieser Vorgang für das menschliche Auge unsichtbar. Mit lichtempfindlichen Detektoren und schneller Elektronik ist es möglich den zeitlichen Verlauf eines solchen Teilchenschauers aufzunehmen. Dies geschieht mit Cherenkov-Teleskopen. Ziel dieser Beobachtungen ist es, aus den gewonnenen Daten Rückschlüsse auf die Energie und den Ursprung von hochenergetischer Gammstrahlung zu ziehen. Damit können letztendlich Energiespektren gewonnen werden, mit deren Hilfe theoretische Modelle zur Beschreibung von kosmischen Quellen geprüft werden [22].

Wie zuvor erwähnt, verwendet FACT als lichtempfindliche Sensoren SiPMs. Zur Auslese der insgesamt 1440 SiPMs wurde eine kompakte Elektronik entwickelt, die sich, abgesehen von den Spannungsversorgungen, in einem Kameragehäuse befinden [3]. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4.2 zu sehen.

Die 1440 Kanäle werden zur Verarbeitung auf 40 Vorverstärker-Boards (FPA) und Digitalwandler-Boards (FAD) mit jeweils 36 Kanälen verteilt. Nach der Vorverstärkung auf dem FPA-Board wird das Signal aufgeteilt. Es geht zum einen zum FAD-Board zur Digitalisierung und zum anderen werden die Signale in Neunergruppen elektronisch auf dem FPA-Board addiert. Diese elektronische Summierung der Signale dient dazu eine Trigger-Entscheidung der Kamera zu bestimmen. Bei diesen Neunergruppen handelt es sich um Pixel, die geometrisch zusammenhängen und einen sogenannten Patch bilden. Fällt in die Pixel eines Patches zeitgleich Licht ein, so ist die gebildete Summe der Signale hoch und damit ein Indikator dafür, dass ein Teilchenschauer stattfindet. Die Summen-Signale von vier Patches auf jedem FPA-Board werden an das zugehörige FTU-Board weitergegeben. Das FTU-Board verfügt über vier Thresholds (auch Diskriminatorschwellen genannt) und vier Zähler, die inkrementiert werden wenn das entsprechende Summen-Signal den zugehörigen einstellbaren Threshold überschreitet. Außerdem gibt es noch einen fünften





**Abbildung 4.2:** Schematischer Aufbau der Elektronik von FACT. Dargestellt sind die einzelnen Komponenten und ihre Beziehungen zueinander. [2]

Threshold mit Zähler, der koinzidente Signale aller vier Patches zählt. Erzeugt eine bestimmte Anzahl von Patches eines Boards koinzidente Signale, so wird die Rate dieser Signale mit dem fünften Zähler gemessen und ein Rechteckimpuls an das Triggermaster-Board (FTM) geschickt. Die Anzahl der Patches, die koinzidente Signale liefern müssen, ist über die fünfte Threshold einstellbar und liegt im einfachsten Fall bei einem der vier Patches. Das FTM-Board entscheidet aufgrund der Signale aller 40 FTU-Boards, ob die Kamera ein Ereignis speichern soll. [3]

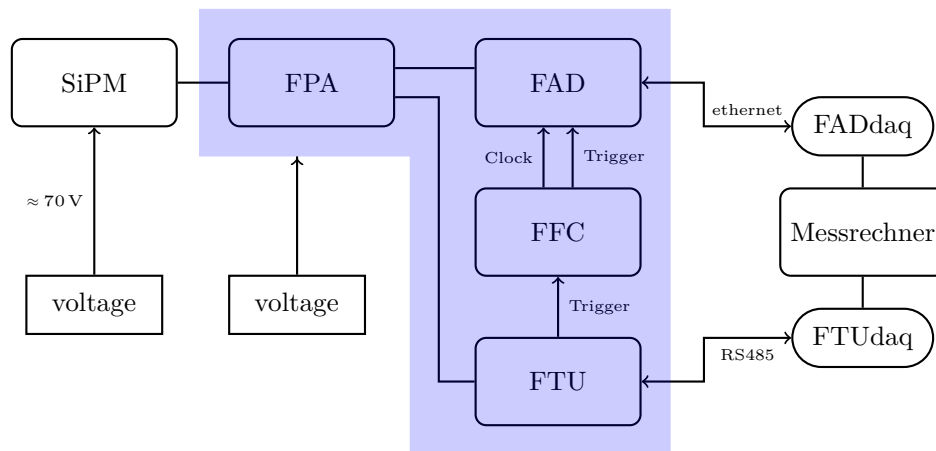
Die Signale, die vom FPA-Board an die FAD-Boards weitergegeben wurden, werden analog mit Hilfe von Domino Ring Sampler-Chips Version 4 (DRS4-Chips) [25] gespeichert. Pro FAD-Board gibt es vier DRS4-Chips, da jeder Chip neun Kanäle abdeckt. Jeder Kanal dieser Chips kann vereinfacht als zyklische Anordnung von 1024 Kondensatoren angesehen werden, die nacheinander auf die Höhe der Eingangsspannung aufgeladen werden. Bei einer Samplingfrequenz von beispielsweise 2 GHz befindet sich somit zu jedem Zeitpunkt der Spannungsverlauf der letzten 512 ns in der Kondensatorreihe. Entscheidet das FTM-Board, dass ein Ereignis aufgenommen werden soll, so wird das Überschreiben der Kondensatorreihe angehalten. Die Digitalisierung des Spannungsverlaufes geschieht mit einer im Vergleich zur DRS4-Samplingrate geringeren Frequenz von 20 MHz. Ein Field Programmable Gate Array (FPGA) konstruiert aus diesen Spannungen ein Rohdaten-Event und sendet dieses per Ethernet an einen Messrechner, der die Weiterverarbeitung übernimmt. [3]

## 4.2 FACT-Elektronik für Photoelektronenspektroskopie

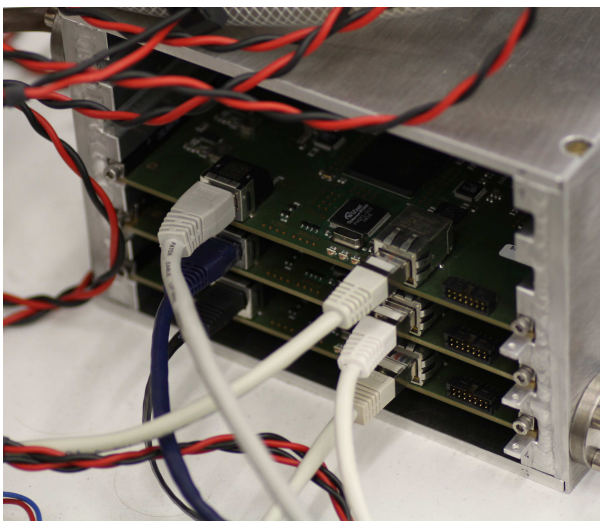
Um am Spektrometer ein Energiespektrum der Photoelektronen mit Hilfe eines Leuchtschirmes messen zu können, müssen Photonenraten orts aufgelöst gemessen werden. Dazu bieten sich die Zähler des FTU-Boards an, die das Überschreiten eines Thresholds für das Summen-Signal zählen. Das FTU-Board bietet außerdem die Möglichkeit einzelne Kanäle zu deaktivieren. Auf diese Weise können Zählraten von einzelnen Kanälen sukzessive gemessen werden ohne die Summe von Kanälen zu messen. Vier Kanäle können gleichzeitig ausgelesen werden, so dass neun Messungen nötig sind, um die Zählraten aller 36 Kanäle eines Boardsatzes zu vermessen. Das bedeutet, dass acht von neun Kanälen eines Patches während einer Messung deaktiviert werden. Erhöht sich die Anzahl der Boardsätze, sind trotzdem nur neun Messungen nötig, da die einzelnen Boards parallel messen. Für die Anwendung zur PES werden drei Boardsätze verwendet, was einer Kanalanzahl von 108 entspricht. Der zur PES abgewandelte Aufbau ist in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt. Fotos der Elektronik sind in Abbildung 4.4 gezeigt. Als SiPM wird wie bei FACT der Typ S10362-33-050C von Hamamatsu verwendet.

Der größte Unterschied zu FACT besteht im Verzicht auf das FTM-Board. Ein Messrechner soll die Einstellungen der FTU-Boards steuern und die Raten auslesen. Daher wird das FTM-Board durch die Software FTUdaq ersetzt, die extra für diese Anwendung entwickelt wurde [32]. Die Software FTUdaq wird in Kapitel 5 genauer erklärt. Zudem ist in Abbildung 4.3 zu sehen, dass das Trigger-Signal der FTU-Boards nicht mehr an das FTM-Board weitergeleitet, sondern direkt zur Triggerung der Kamera verwendet wird.

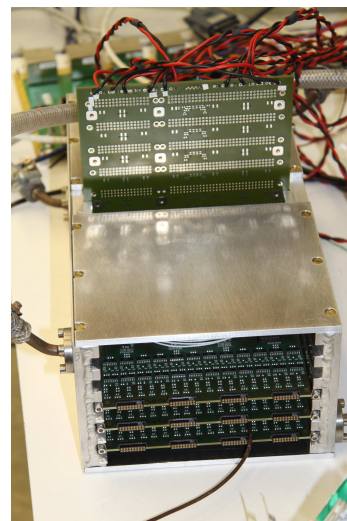
Da die Aufzeichnung der Spannungszeitreihen der einzelnen Kanäle mit dem FAD-Board Einblick in den genauen Signalverlauf aller Kanäle ermöglicht, wird damit das Verhalten des PES-Aufbaus genauer studiert.



**Abbildung 4.3:** Schematischer Aufbau der Elektronik zur PES. Die Komponenten im blauen Bereich umfassen die eigentliche Hardware zur Datennahme.



(a) Zu sehen sind drei FAD-Boards, die den zeitlichen Spannungsverlauf speichern, digitalisieren und verarbeiten.



(b) In der Gehäuseöffnung unten im Bild sind drei FPA-Boards mit Anschlüssen für 108 Kanäle zu sehen.

**Abbildung 4.4:** Baugleiche Elektronik zu der des Cherenkov-Teleskops FACT in einem wassergekühlten Gehäuse.



## 5 Datennahmesoftware

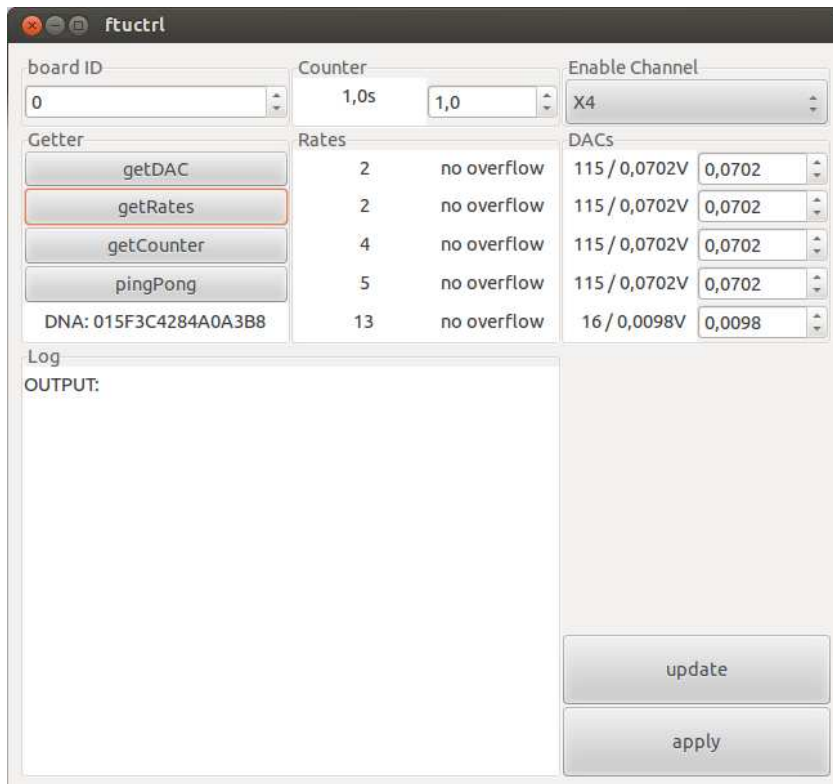
### 5.1 FTUdaq

FTUdaq ist in der Programmiersprache C++ geschrieben und wurde im Rahmen der vorangegangenen Masterarbeit [32] entwickelt. Zum besseren Verständnis wird an dieser Stelle dennoch ein kurzer Überblick gegeben.

FTUdaq dient der Steuerung der FTU-Boards [43], die verwendet werden, um Zählraten zu messen. Das heißt, auf dieser Software basieren alle Messprogramme, die Zählraten auslesen, um am Spektrometer ein Energiespektrum zu ermitteln. Die Kommunikation zwischen der Firmware des FTU-Board FPGAs und dem PC, auf dem FTUdaq ausgeführt wird, geschieht über einen RS485-Bus. Die zwei Busleitungen werden auf Rechnerseite mit Hilfe eines RS485-USB-Adapters an den PC angeschlossen.

Das FTU Board kann über eine Reihe von Befehlen Einstellungen vornehmen oder abfragen [43]. Jeder dieser Befehle kann mit Hilfe einer Methode in FTUdaq an ein Board gesendet werden. Zudem bietet es Methoden, die gängigen Befehlskombination entsprechen.

Eine genaue Auflistung und Erklärung aller zur Verfügung stehenden Methoden ist in [32] zu finden. Eine erwähnenswerte Neuerung im Vergleich zur Version in [32] besteht darin, dass es eine Benutzeroberfläche namens ftuctrl gibt, in welcher alle Einstellungen auf einen Blick dargestellt sind und dynamisch Änderungen vorgenommen werden können. Ein Screenshot davon ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Dies ist ein hilfreiches Werkzeug beim Debuggen und Einstellen von Messaufbauten und Messvorbereitungen. Im Gegensatz dazu werden bei Messabläufen automatisierte Kommandozeilenprogramme ausgeführt.



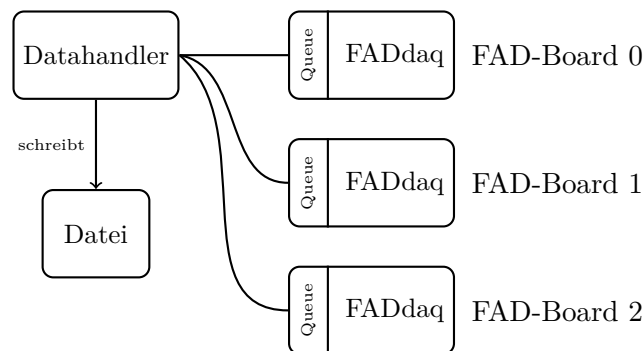
**Abbildung 5.1:** Ein Screenshot des Programms ftuctrl. Es handelt sich um eine Benutzeroberfläche, die einen Überblick über alle Einstellungen der einzelnen FTU-Boards gibt. Gewünschte Einstellungen lassen sich direkt an die Boards übertragen. Das Programm wird hauptsächlich beim Debuggen und Vorbereiten von Messungen verwendet.

## 5.2 FADdaq und Datahandler

Neben FTUdaq gibt es die Software FADdaq, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Sie empfängt, verarbeitet und speichert die Daten der FAD-Boards. Wie FTUdaq ist auch FADdaq in C++ geschrieben, damit Programm-Ablauf-Steuerungen möglich sind, die sowohl FADdaq Methoden als auch FTUdaq Methoden enthalten. Die von diesem Programm geschriebenen Dateien enthalten die Spannungszeitreihen aller Kanäle.

### 5.2.1 Struktur

Der Aufbau des Programms ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Es gibt zwei unterschiedliche Klassen. Sie heißen Datahandler und FADdaq. Für jedes FAD-Board gibt es eine Instanz von FADdaq, wohingegen es Datahandler nur einmal gibt.



**Abbildung 5.2:** Schematische Abbildung des Aufbaus von FADdaq.

FADdaq stellt die Schnittstelle zur FAD Hardware dar. Es enthält alle Methoden, um das FAD-Board zu initialisieren und zu konfigurieren. FADdaq empfängt außerdem die Rohdaten-Events des zugehörigen FAD-Boards und speichert diese in einem internen Datentypen. Jedes dieser boardweisen Events wird in einer zu FADdaq gehörenden Queue abgelegt. Der Datahandler kombiniert die einzelnen boardweisen Events, indem er sich die benötigten Events von den Queues einzeln abholt und in eine gemeinsame Datei schreibt. Das Datenformat dieser Datei ist dem Rohdatenformat des FAD-Boards sehr ähnlich. Es existiert ein Konverter, um die genommenen Daten ins FITS-Format [16] zu konvertieren und damit die Analyse der Daten zu vereinfachen. Damit liegen die Daten in einem verbreiteten Format vor und können von diversen Frameworks eingelesen werden. Der Konverter ist ebenfalls in C++ geschrieben.

Der Datahandler ist nicht nur für das Zusammenführen und Speichern der Events zuständig. Er führt auch die Methoden der einzelnen FADdaq-Instanzen aus, um die Boards zu steuern. Dies wurde so entworfen, damit der Benutzer, der den Messablauf schreibt, auf abstraktere Methoden zugreifen kann. Die Methoden der FADdaq-Instanzen sind nämlich sehr rudimentär und steuern die Boards auf simpelster Ebene. Beispielsweise soll ein Benutzer zum Senden eines Befehls nicht alle FAD-Boards einzeln ansprechen müssen. Daher hat Datahandler abstraktere Methoden, die Befehle und Befehlskombinationen enthalten und sich intern darum kümmern an alle Boards zu senden.

Ein anderes Beispiel für abstraktere Methoden sind die verschiedenen Arten Messungen zu starten. Es gibt jeweils zwei Methoden für die Datennahme mit externem und internem Trigger von Events. Diese zwei Methoden unterscheiden sich im Auslöser zum Beenden der Messung. Dies geschieht entweder nach einer vorgegebenen Zeit oder nach einer vorgegebenen Anzahl an Events. Ist die Eventanzahl bei einem externen Trigger vorgegeben, gibt es noch die zusätzliche Möglichkeit eine Totzeit anzugeben, damit die Messung bei ausbleibenden Triggersignalen von alleine beendet wird, ohne die gewünschte Eventanzahl zu erreichen.

Dies sind konkrete Beispiele dafür, wie Datahandler die Kommunikation mit der Hardware vereinfacht und damit die Schnittstelle zum Benutzer darstellt, der das Messprogramm schreibt.

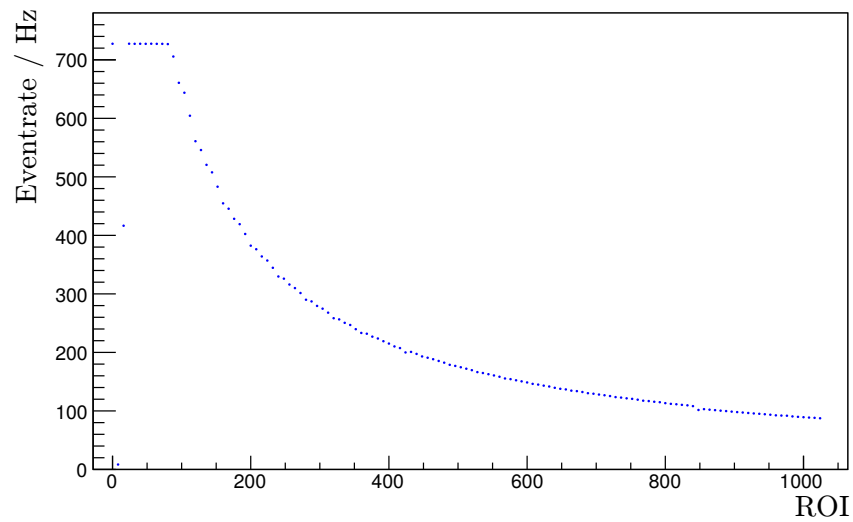
### 5.2.2 Performance-Messung

Um die Datennahme mit FADdaq zu untersuchen, wird ein Messablauf geschrieben, der die Eventrate für verschiedene Eventgrößen vermisst. Es ist nämlich einstellbar, wie lang die ausgelesene Spannungszeitreihe und somit die Eventgröße sein soll. Die Länge der Zeitreihen wird durch die Region Of Interest (ROI) vorgegeben. Dabei wird die Anzahl der Events, die aufgenommen werden sollen, zuvor definiert. Vom Programm wird die dafür notwendige Zeit gemessen.

Ein typischer Verlauf der Eventrate ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Bei ROI 8 und 16 sind starke Rateneinbrüche zu erkennen. Ähnliche Rateneinbrüche für spezielle ROIs konnten schon in früheren Arbeiten beobachtet werden [33]. Sie sind reproduzierbar, aber ihre Ursache ist nicht geklärt. Die Rateneinbrüche sind allerdings nicht kritisch, da es nicht sinnvoll ist mit so geringen ROIs zu messen. Der Verlauf der Eventrate ist proportional zu  $\frac{1}{ROI}$ . Eine solche Abhängigkeit würde sich ergeben, wenn die Messzeit hauptsächlich aus der Datenübertragung per Ethernet bestehen würde. Für kleine ROIs gibt es eine Sättigung der Rate bei ungefähr 730 Hz.



Das bedeutet, dass die Messzeit nicht mehr von der ROI abhängt, sondern FADdaq am Limit der prinzipiell verarbeitbaren Eventrate ist. Dabei spielt es dann keine Rolle mehr wie groß diese Events sind. Diese Ratenbegrenzung der Datennahme am FAD-Board hat natürlich keinen Einfluss auf die Zählratenmessungen mit den Zählern des FTU-Boards, die für die Aufnahme von Spektren verwendet werden.



**Abbildung 5.3:** Gezeigt ist die Eventrate in Abhängigkeit der ROI.



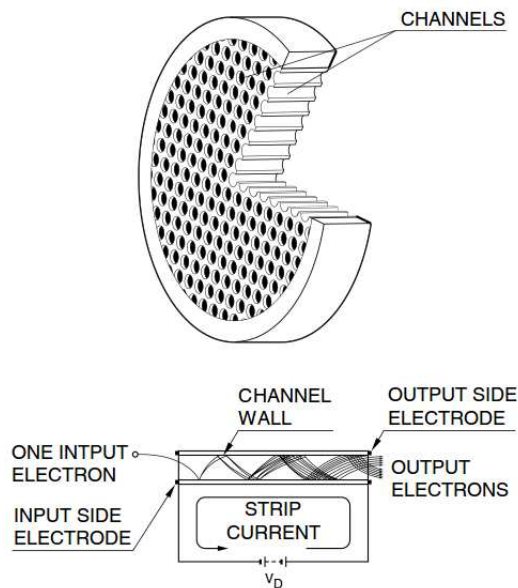
## 6 Messung mit SiPM-MCP-Detektorsystem und Röntgenröhre

In der vorangegangenen Masterarbeit [32] wurde bereits gezeigt, dass ein Energiespektrum am Spektrometer mit Hilfe von SiPMs aufgenommen werden kann. Dies geschah im Energiebereich des 2p-Orbitals einer oxidierten Siliziumprobe, also bei einer Bindungsenergie von etwa 100 eV. Der am Spektrometerausgang verwendete Detektorteil verzichtete nicht auf Elektronenvervielfachung, wodurch seine Lebenszeit, wie beim Channeltrondetektor oder auch bei PMTs, deutlich begrenzt ist. Ein Betrieb bei geringer Spannung könnte die Lebenszeit jedoch verlängern.

Der Detektorteil am Spektrometerausgang besteht aus einem kommerziellen Leuchtschirm mit Micro-Channel Plate (MCP). Dieser Detektorteil wird im Folgenden als MCP-Detektor bezeichnet. Die Komponenten des MCP-Detektors inklusive des Fensterflansches stammen von der Firma Tectra (Modell MCP-50-D-L-P47-F/V) [15]. Die MCP sorgt für eine orts aufgelöste Elektronenvervielfachung. Der Aufbau einer MCP ist in Abbildung 6.1 skizziert. Es handelt sich um eine ca. 0,5 mm dicke Platte, die mit Kanälen durchsetzt ist. Diese Kanäle haben einen Durchmesser von ca. 1  $\mu\text{m}$ . Die Oberfläche besteht aus einem elektronenvervielfachenden, hochohmigen Halbleiter. Fällt ein Elektron in einen Kanal der MCP, wird es stark beschleunigt und schlägt kaskadenartig innerhalb des Kanals weitere Elektronen aus. Dadurch verlässt eine Elektronenwolke den Kanalausgang. Die MCP wird mit einer Spannung von 1 kV – 2 kV betrieben.

Der Nachweis eines Spektrums wurde im Rahmen der oben erwähnten Masterarbeit mit Synchrotronstrahlung der Energie  $E_\gamma = 180 \text{ eV}$  am Elektronenspeicherring DELTA durchgeführt. Aufgrund der limitierten Messzeit konnte dabei, neben kleinen Charakterisierungsmessungen, hauptsächlich der Funktionsnachweis erbracht werden.

Ein Teilziel der vorliegenden Arbeit ist die Durchführung einer genaueren Charakterisierung des SiPM-MCP-Detektorsystems. Dazu wird keine Synchrotronstrahlung verwendet, sondern die Röntgenstrahlung einer Röntgenröhre. Die Energie dieser Strahlung ist durch den  $K_\alpha$ -Übergang des Anodenmaterials bestimmt. Als Anodenmaterial wird Aluminium verwendet, wodurch die Energie der Strahlung



**Abbildung 6.1:** Im oberen Teil der Abbildung ist die schematische Darstellung einer MCP gezeigt. Im unteren Teil ist ein einzelner Kanal mit Elektronenvervielfachung zu sehen. [18]

$E_\gamma = 1486,6 \text{ eV}$  beträgt [38]. Daher ist die Strahlenergie nicht mehr durchstimmbare, wie zuvor bei der Untersuchung mit Synchrotronstrahlung. Die gewählte Strahlenergie der Synchrotronstrahlung ist mit  $E_\gamma = 180 \text{ eV}$  wesentlich geringer als die feste Strahlenergie der Röntgenröhre. Da der Wirkungsquerschnitt der Photoionisation energieabhängig ist [14], kann für die Charakterisierung des SiPM-MCP-Detektorsystems keine oxidierte Siliziumprobe wie zuvor verwendet werden. Bei der vorangegangenen Messung betrug der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Si}2p}(180 \text{ eV}) = 3,486 \text{ Mb}$ . Bei der Verwendung mit Röntgenröhre beträgt er lediglich  $\sigma_{\text{Si}2p}(1486,6 \text{ eV}) = 0,011 \text{ Mb}$ . Stattdessen wird das Signal des Gallium  $2p_{3/2}$ -Orbitals einer Galliumarsenid Probe vermessen. Hier beträgt der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{Ga}2p}(1486,6 \text{ eV}) = 0,44 \text{ Mb}$ . [44]

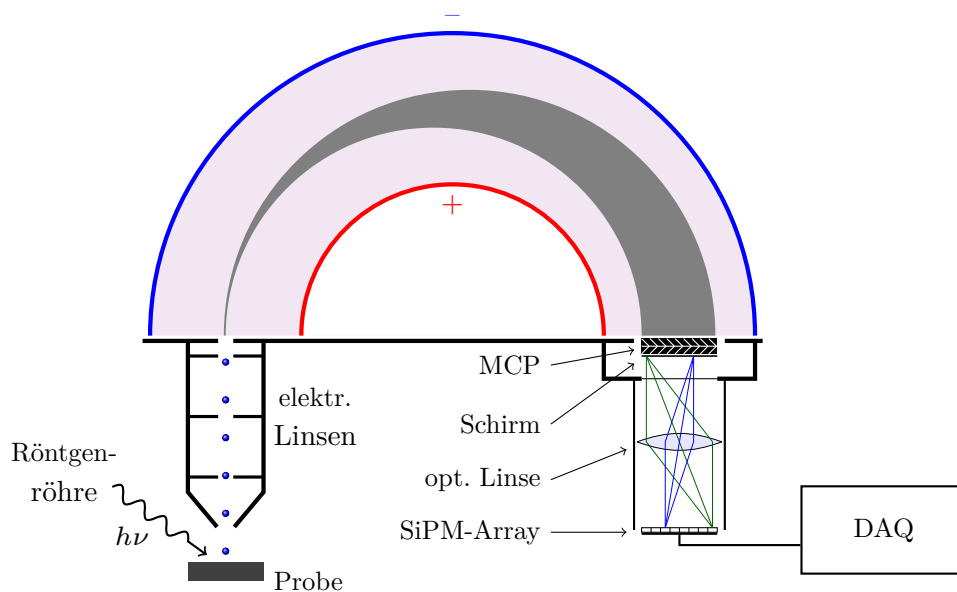
Ein weiterer Unterschied zur Messung mit Synchrotronstrahlung ist die geringe Intensität. Diese ist bei der Röntgenröhre typischerweise  $10^4$  mal schwächer als die der Synchrotronstrahlung.

Aufgrund der oben genannten Unterschiede wird zunächst unter diesen Bedingungen gezeigt, dass ein Spektrum nachgewiesen werden kann. Das zu erwartende Signal des  $2p_{3/2}$ -Orbitals besitzt im vermessenen Bereich keine auffällige Doppel-

peakstruktur, wie es vorher bei der Siliziumprobe der Fall war.

## 6.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 6.2 skizziert. Das SiPM-MCP-Detektorsystem setzt sich grundsätzlich aus drei Teilen zusammen. Der erste Teil besteht aus MCP und Leuchtschirm und ist direkt am Spektrometerausgang im UHV angebracht. Der zweite Teil ist der optische Aufbau, der zur 1:1-Abbildung des Leuchtschirms dient. Der dritte Teil besteht aus der Ausleseelektronik und einem Array aus 36 SiPMs, auf die der Leuchtschirm abgebildet wird.

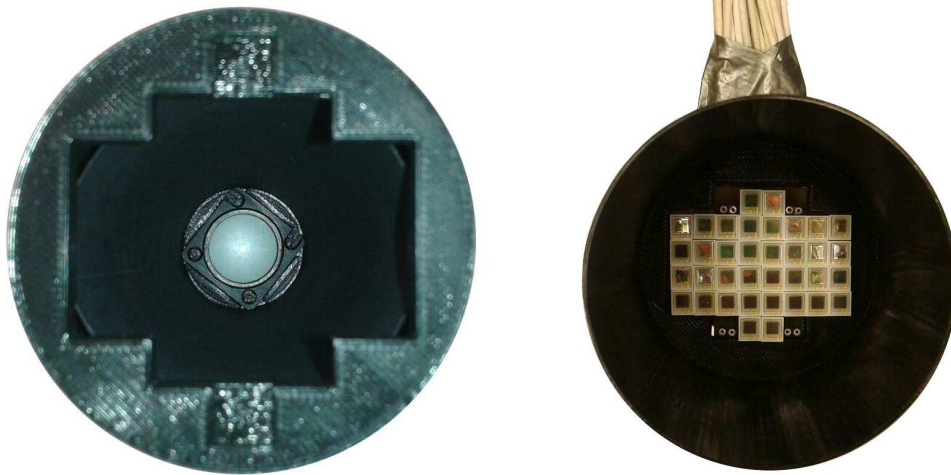


**Abbildung 6.2:** Zu sehen ist der schematische Versuchsaufbau zur Charakterisierung der Eigenschaften des SiPM-MCP-Detektorsystems am Spektrometer.

Die Elektronen, die am Spektrometerausgang ihrer Energie nach verteilt ankommen, werden zur MCP beschleunigt, deren Eingang einige 100 V über dem Potential des Spektrometers liegt. Die aus der MCP austretenden vervielfachten Elektronen werden mit mehreren kV auf einen Leuchtschirm beschleunigt, der sich unmittelbar hinter der MCP befindet. Der Leuchtschirm ist mit dem Leuchtstoff P47 beschichtet. Auf die Leuchtstoffeigenschaften wird in Abschnitt 7.2 noch genauer eingegangen.

Das Licht des Schirms tritt durch das Fenster des Flansches und gelangt in einen abgedunkelten optischen Aufbau, dessen Inneres in Abbildung 6.3a zu sehen ist. In

diesem wird das Licht des Schirms auf das SiPM-Array im Verhältnis 1:1 abgebildet. Die verwendete Linse hat eine Brennweite von  $f = 80\text{ mm}$ . Damit beträgt der Abstand zwischen Leuchtschirm und SiPM-Array ca.  $320\text{ mm}$ . Das SiPM-Array ist in Abbildung 6.3b zu sehen. Da sich der optische Aufbau außerhalb des UHVs befindet, gibt es einen Mindestabstand von Leuchtschirm und Linse und damit auch eine Mindestbrennweite, die nicht ohne großen Aufwand unterschritten werden kann.



(a) Der Blick zur Linse in das Gehäuse für die optische Abbildung aus Sicht der SiPMs. Das Innere ist schwarz und matt verkleidet. Im Vordergrund ist die Halterung zu sehen, in die das SiPM-Array eingesetzt wird.

(b) Das SiPM-Array mit 3D-gedruckter Halterung. Die Halterung wird auf das Gehäuse der optischen Abbildung gesteckt.

**Abbildung 6.3:** Abgebildet sind der Blick in den optischen Aufbau und das SiPM-Array.

## 6.2 Nachweis des Spektrums

Das Signal des Gallium  $2p_{3/2}$ -Orbitals ist bei  $E = 1124,19\text{ eV}$  zu erwarten [44]. Dabei sind eventuelle Energieverschiebungen durch weitere Bindungen oder ein leichter Offset durch die Position des jeweiligen SiPMs am Spektrometerausgang nicht berücksichtigt. Daher wurde zur groben Übersicht beim ersten Versuch der Spektrenaufnahme ein  $40\text{ eV}$  breites Fenster rund um die erwartete Peakenergie durchgeführt. Da die Ausleseelektronik nicht mit der Schnittstelle der Spektrometerteuerung kommuniziert, wird die Energie manuell durchgeführt. Das heißt, eine

festen Energie wird über den PC eingestellt, der das Spektrometer steuert. Dann wird für die entsprechende Energie die Messung durchgeführt und im Anschluss die nächste Energie ausgewählt.

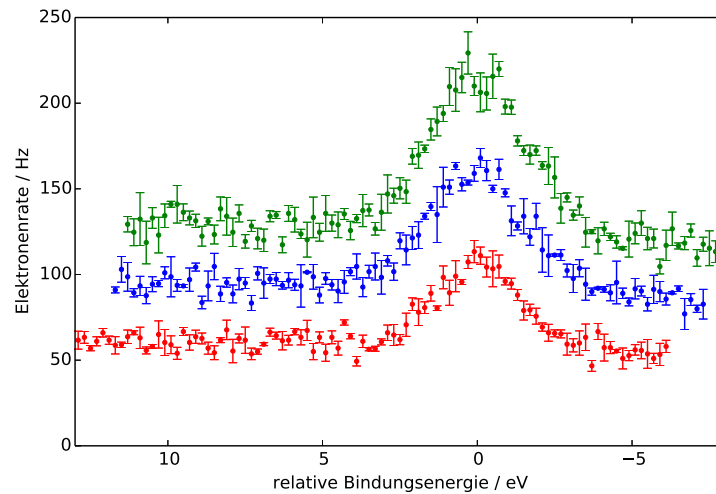
Für jede Energie werden drei Messwerte gemessen und daraus der arithmetische Mittelwert und der mittlere Fehler des Mittelwertes berechnet. Obwohl der mittlere Fehler des Mittelwertes bei einem derart geringen Stichprobenumfang nicht sehr aussagekräftig ist, ist dies an dieser Stelle ausreichend, um eventuelle Ausreißer oder Fehlmessungen zu erkennen.

In Abbildung 6.4 ist das Energiespektrum im Bereich des Gallium  $2p_{3/2}$ -Orbitals für drei verschiedene Pixel gezeigt. Die Zählrate ist in Abhängigkeit der relativen Bindungsenergie geplottet. Der Energienullpunkt wird für die jeweiligen Pixel auf die Peakmitte festgelegt. Die Raten sind unterschiedlich hoch, da nicht sichergestellt ist, dass alle drei Pixel gleich gut beleuchtet sind, denn Verstreuerungen am Spektrometerausgang werfen „Elektronenschatten“ auf den Schirm.

Damit ist gezeigt, dass das SiPM-MCP-Detektorsystem prinzipiell auch mit Röntgenstrahlung einer Röntgenröhre und damit wesentlich geringerer Intensität funktioniert.

**Tabelle 6.1:** Die Messeinstellungen zum Spektrum aus Abbildung 6.4. Der Threshold ist die Schwellspannung des Zählers und die Integrationszeit die Messzeit für die Zählung.

Threshold:	2,5 V
Integrationszeit:	1,0 s
Strahlenergie	1486,6 eV
Spektrometerenergie:	355,0 eV – 374,0 eV in 0,2 eV Schritten
Passenergie:	58,55 eV
SiPM-Spannungen:	Herstellerangaben + 0,1 V
MCP-Eingangsspannung:	200 V
MCP-Ausgangsspannung:	1650 V
Schirmspannung:	7650 V
Spektrometeröffnung:	5 mm



**Abbildung 6.4:** Spektrum im Energiebereich des Gallium  $2p_{3/2}$ -Orbitals. Dargestellt ist die Zählrate in Abhängigkeit der relativen Bindungsenergie für drei einzelne SiPMs. Die Datenpunkte sind Mittelwerte und die Fehlerbalken deren mittlere Fehler. Der Nullpunkt der relativen Bindungsenergie wurde auf die Peakmitte gesetzt.

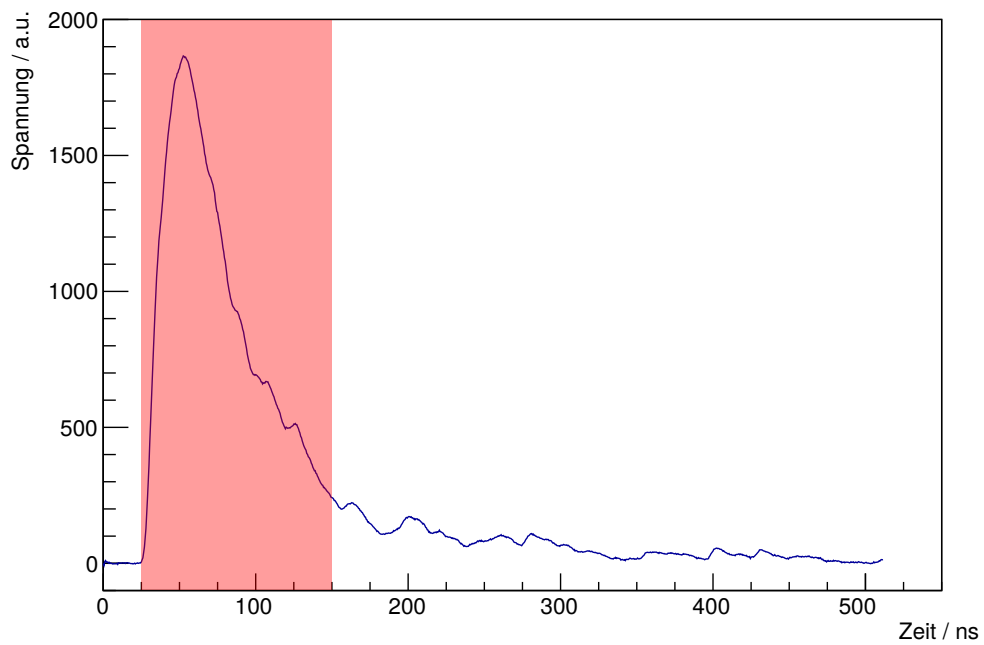
### 6.3 Crosstalk zwischen Silizium-Photomultipliern

Im Folgenden wird überprüft, ob die Energieauflösung des Spektrometers bei der Detektion per Leuchtschirm und optischer Abbildung erhalten bleibt. Dazu wird betrachtet, inwieweit das Licht benachbarte SiPM beeinflusst. Dieser Effekt wird an dieser Stelle Crosstalk genannt. Er ist nicht zu verwechseln mit dem Crosstalk zwischen einzelnen G-APD Zellen, der in Unterabschnitt 3.2.2 erwähnt wird.

Das Signal eines SiPMs wird zum Triggern des FAD-Boards verwendet. Sobald ein Puls mit ausreichender Größe von diesem SiPM registriert wird, wird der Signalverlauf von allen SiPMs gespeichert. Um die Menge des in jedem SiPM detektierten Lichtes zu bestimmen, wird die Spannungskurve jedes SiPMs über einen festen Bereich integriert. Dies ist in Abbildung 6.5 für einen SiPM eingezeichnet.

Anschließend wird das Integrationsergebnis farbcodiert in ein Kamerabild eingetragen. Das Kamerabild enthält als Pixel nur die eingefärbte photosensitive Fläche des SiPM. Die gemessenen Kamerabilder sehen für verschiedene Detektoreinstellungen unterschiedlich aus. Die Bilder mit gleichen Einstellungen ähneln sich sehr. Daher werden zur Veranschaulichung repräsentative Einzelevents für bestimmte Einstellun-





**Abbildung 6.5:** Zu sehen ist der aufgenommene Spannungsverlauf für einen SiPM. Der rot markierte Bereich stellt das Integrationsfenster dar. Es handelt sich in diesem Beispiel um einen hohen Puls, der allerdings noch nicht den Overflow des verbauten Analog-Digital-Wandlers erreicht.

gen gezeigt. Der triggernde Pixel ist in Abbildung 6.6a als einzelner heller Pixel zu erkennen. Auch in den danach folgenden Abbildungen ist dies der triggernde Pixel. Zur Übersicht werden hier vier Kamerabilder vorgestellt, bei denen jeweils Werte für eine hohe und niedrige Schirmspannung bzw. MCP-Spannung durchvariiert werden. Im Folgenden wird von niedrigen und hohen Spannungen für MCP und Schirm gesprochen. Für die MCP sind dies 1,3 kV und 1,6 kV und für den Schirm 3 kV und 6 kV. Abbildung 6.6a zeigt ein Kamerabild für eine niedrige Schirm- und MCP-Spannung. Lediglich der triggernde Pixel hat einen erwähnenswerten Eintrag. Die restlichen Pixel der Kamera haben nahezu keine Photonen vom Lichtblitz der auf dem Schirm einfallenden Elektronenwolke detektiert.

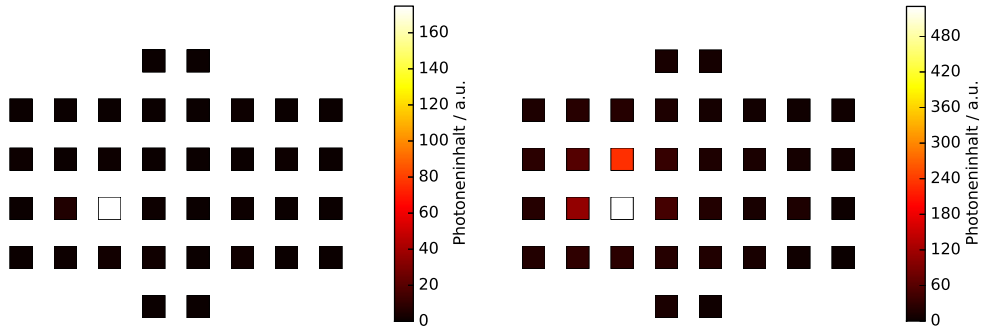
In Abbildung 6.6b wird die gleiche MCP-Spannung wie bei Abbildung 6.6a verwendet. Die Spannung am Leuchtschirm wurde jedoch um 3 kV erhöht. In den benachbarten Pixeln sind deutliche Einträge zu erkennen, die kleiner sind als die des triggernden Pixels.

In Abbildung 6.7a ist der umgekehrte Fall zu sehen. Die MCP Spannung ist hoch, aber die Schirmspannung niedrig. Das Kamerabild weist hohe Ähnlichkeit zu Abbildung 6.6b auf. In diesem Beispiel hat der triggernde Pixel nicht den größten Photoneninhalt. Das Maximum liegt weiter rechts. Auch das kann mit den vorherigen Einstellungen in anderen Beispielen beobachtet werden.

Zuletzt wird der Fall betrachtet, in dem sowohl die MCP-Spannung als auch die Schirmspannung hoch eingestellt sind. Dies ist in Abbildung 6.7b zu sehen. In diesem Fall ist sehr viel Licht von den SiPMs detektiert worden. Es ist ein Helligkeitszentrum erkennbar, das über zahlreiche Pixel verteilt ist. Aufgrund von Reflexionen und Abbildungsfehlern in Kombination mit einem sehr hellen Schirm sehen viele Pixel der Kamera das Signal von einem einzigen lokalen Event. Das hat zur Folge, dass die Energieauflösung des aufgenommenen Spektrums verschlechtert wird, denn ein SiPM sollte nur Fluoreszenzlicht von Elektronen messen, die auf einem bestimmten Bereich des Schirmes gefallen sind. Damit ist der wünschenswerte Betriebsmodus eigentlich der aus Abbildung 6.6a mit beiden Spannungen im niedrigen Bereich. Dabei sollte jedoch bedacht werden, dass die Zählraten mit diesen Einstellungen am geringsten sind. Daher muss bei der Einstellung der Betriebsparameter ein Kompromiss aus Crosstalk und Zählrate gefunden werden, denn nicht jeder Crosstalk erzeugt zwangsweise genug Photonen, um den Trigger auszulösen. Das in Abbildung 6.4 dargestellte Spektrum ist mit relativ hohen MCP- und Schirmspannungen aufgenommen worden. Daher ist auch hier ein Verlust der Energieauflösung zu erwarten.

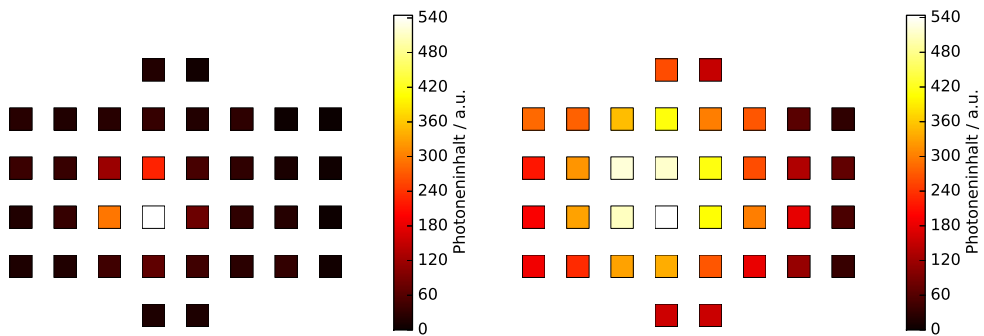
Beim Vergleich von Abbildung 6.6b und Abbildung 6.7a stellt sich die Frage, welcher Betriebsmodus vorzuziehen ist. Da eine höhere MCP-Spannung die Lebenszeit

der MCP verkürzt, sollte auf jeden Fall die Variante mit hoher Schirmspannung und niedriger MCP-Spannung vorgezogen werden.



(a) abs. Schirmspannung  $U_{\text{screen}} = 3 \text{ kV}$     (b) abs. Schirmspannung  $U_{\text{screen}} = 6 \text{ kV}$

**Abbildung 6.6:** Kamerabilder mit einer niedrigen absoluten MCP-Spannung von  $U_{\text{MCP}} = 1,3 \text{ kV}$ .



(a) abs. Schirmspannung  $U_{\text{screen}} = 3 \text{ kV}$     (b) abs. Schirmspannung  $U_{\text{screen}} = 6 \text{ kV}$

**Abbildung 6.7:** Kamerabilder mit einer hohen absoluten MCP-Spannung von  $U_{\text{MCP}} = 1,6 \text{ kV}$ .

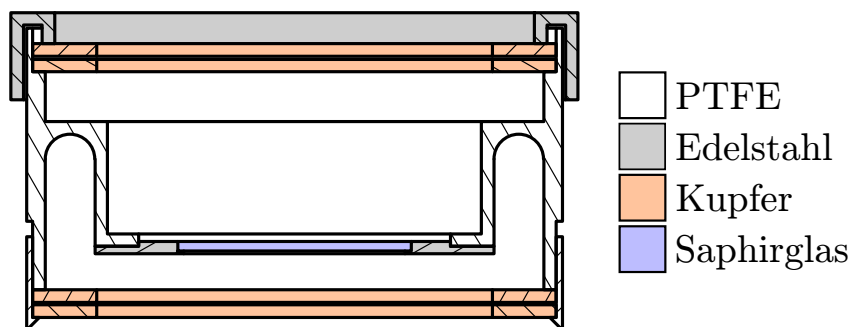


## 7 Das SiPM-HV-Detektorsystem

Wie bereits am Anfang von Kapitel 6 erwähnt, bleibt bei der Verwendung des MCP-Detektors der Nachteil, dass die Lebensdauer begrenzt ist. Neben der Elektronenvervielfachung zur Erhöhung der Lichtausbeute besteht die Möglichkeit die Spannung zu erhöhen, welche die Elektronen auf den Leuchtschirm beschleunigt. Daher wird ein Detektor konstruiert, der ausschließlich durch eine hohe Nachbeschleunigung der Elektronen ein Signal auf einem Leuchtschirm erzeugen soll.

### 7.1 Aufbau des HV-Detektors

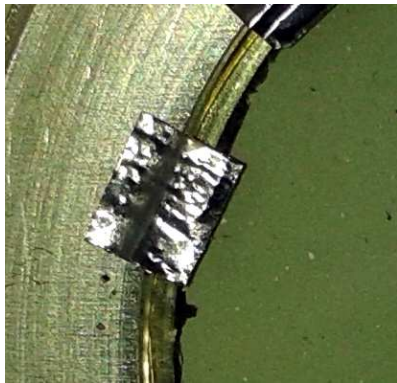
Ein Durchschnitt des rotationssymmetrischen Detektors ist in Abbildung 7.1 gezeigt. Die einzelnen Komponenten werden ineinandergesteckt. In Analogie zu Kapitel 6 wird der Detektorteil im UHV als HV-Detektor und die Gesamtheit des Detektionsaufbaus als SiPM-HV-Detektorsystem bezeichnet.



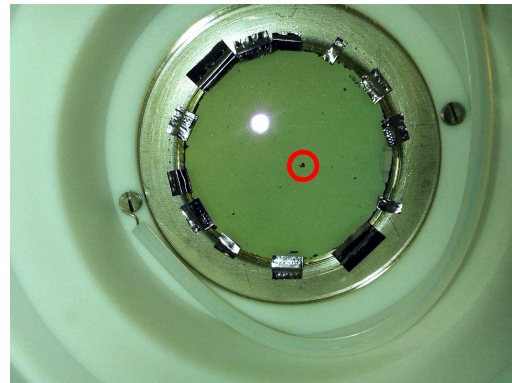
**Abbildung 7.1:** Zu sehen ist der Schnitt durch den Hochspannungsdetektor. Von oben ist der Blick auf den Leuchtschirm möglich. Von unten treten Elektronen in das Detektorinnere ein.

Wie auch schon beim MCP-Detektor werden sämtliche Komponenten des Detektors direkt in die Spektrometerdose eingebaut, die in den Spektrometerausgang eingesetzt wird. Diese Spektrometerdose ist in Abbildung 7.1 nicht eingezeichnet. Kernstück dieses Detektors ist der leitende Leuchtschirm. Dabei handelt es sich um ein Saphirglas mit einem Durchmesser von rund 37 mm, das leitend und mit P47 be-

schichtet ist (siehe Abschnitt 7.2). Dieser Schirm wird von einer Edelstahleinfassung umgeben und von punktgeschweißten Tantalblechen in seine Fassung gedrückt. Für eine rundum gute Kontaktierung zwischen Edelstahthalterung und Leuchtschirm, befindet sich dazwischen ein Golddraht, der in Abbildung 7.2a zu sehen ist. Als Material wurde Gold gewählt, da es ein weiches Metall ist, das beim Ausheizen der UHV-Kammer nicht schmilzt. Um die Kontaktierung sicherzustellen, wurde auf der Seite des Leuchtstoffes eine Widerstandsmessung durchgeführt. Damit wurde die Beschichtung an einer kleinen Stelle bewusst beschädigt. Dies ist in Abbildung 7.2b zu sehen. Die dadurch verlorene Detektionsfläche ist jedoch marginal und hat keine relevanten Auswirkungen auf den späteren Betrieb. An den bisher beschriebenen



(a) Ein Ausschnitt vom Rand des Leuchtschirms. Zu sehen ist rechts der Leuchtschirm und links die Stahloberfläche der Schirmhalterung. Im Übergangsbereich befindet sich ein Tantalblech, das an der Schirmhalterung befestigt ist und den Schirm in seine Fassung drückt. Am Schirmrand ist insbesondere oberhalb des Tantalbleches der Golddraht zu sehen, der den Kontakt zwischen Edelstahthalterung und Schirm verbessert.

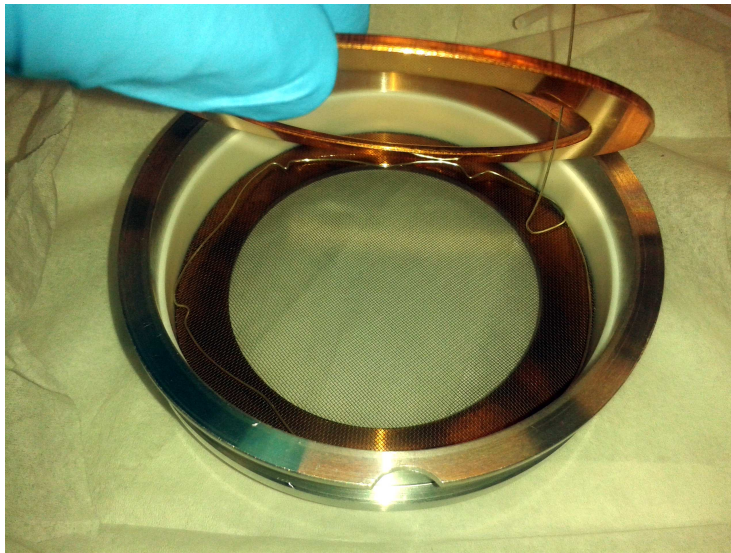


(b) Der Schirm in der Totalen. Rot markiert ist die Stelle auf der Schirmoberfläche, an der die Widerstandsmessung stattfand, um die Kontaktierung des Schirmes zu überprüfen. Außerdem ist hier zu erkennen, wie die Hochspannungszuleitung an einer der Halteschrauben kontaktiert wird.

**Abbildung 7.2:** Der Blick auf den Leuchtschirm während des Zusammenbaus.

Komponenten wird Hochspannung anliegen. Um Spannungsüberschläge zu verhindern, wurde der Detektor so geplant, dass eine möglichst große Isolationsstrecke zwischen der Schirmhalterung und den restlichen leitenden Teilen besteht. Aus diesem Grund besteht ein großer Teil des Detektors aus Polytetrafluorethylen (PTFE). Die leitende Schirmhalterung ist an einem isolierenden PTFE-Teil festgeschraubt.

Dieses PTFE-Teil wird an beiden offenen Enden mit einem Molybdängitter verschlossen, die jeweils von zwei Kupferringen gehalten werden. Diese Gitter liegen im Betrieb auf einem Potential von wenigen 100 V. Damit ist das Spektrometer, das im Betrieb den Detektor umgibt, vor der Hochspannung geschützt, da jeder mögliche Spannungsüberschlag nur zum Potential der Molybdängitter stattfindet. Die Spannungskontaktierungen erfolgen mit versilbertem Kupferdraht, der durch einen PTFE-Schlauch elektrisch isoliert ist. Die Hochspannung für den Schirm wird über eine der beiden Befestigungsschrauben der Schirmhalterung kontaktiert. Dies ist ebenfalls in Abbildung 7.2b zu sehen. Die beiden Molybdängitter werden kontaktiert, indem sie jeweils gemeinsam mit dem Draht zwischen den Kupferringen liegen. Dies ist für das untere Gitter in Abbildung 7.3 gezeigt. Die Kupferringe werden beim Zusammenstecken der einzelnen Komponenten aufeinandergedrückt. Der vollständig zusammengesetzte HV-Detektor ist in Abbildung 7.4 zu sehen.



**Abbildung 7.3:** Zu sehen ist die Spektrometerdose, in die der HV-Detektor gebaut wird. Das kleinere der beiden PTFE-Teile wurde in die Dose eingesetzt. Die Kontaktierung des Molybdängitters findet zwischen zwei Kupferringen statt.



**Abbildung 7.4:** Abgebildet ist der vollständig zusammengesetzte HV-Detektor. Er wurde beim Zusammenbau direkt in die Spektrometerdose eingebaut, die in den Ausgang des Spektrometers eingesetzt werden kann.

### 7.2 Leuchtschirmfertigung

Als UHV-tauglicher, transparenter Schirm wird ein Saphirglas von etwa 37 mm Durchmesser gewählt. Dieser Schirm wird auf ein elektrisches Potential von vielen kV gelegt. Dafür muss die Oberfläche des Saphirglases leitend beschichtet werden. Diese Beschichtung muss homogen und transparent sein. Dafür wird das Saphirglas beidseitig mit Indiumzinnoxid (ITO<sup>1</sup>) bedampft. Die Kante des Schirms ist ebenfalls leitend beschichtet, so dass eine elektrische Kontaktierung auch auf der nicht leuchtenden Seite angebracht werden kann.

Der Leuchtschirm wird mit dem Leuchtstoff P47 ( $\text{Y}_2\text{SiO}_5: \text{Ce}$ ) beschichtet. Er leuchtet blau, hat sein Maximum bei einer Wellenlänge von 400 nm [39] und befindet sich damit in der Nähe des Maximums der PDE von den verwendeten SiPMs. Die Abklingzeit von P47 beträgt weniger als 80 ns [39]. Die Detektorelektronik ist zwar in der Lage wesentlich kürzere Signale zu verarbeiten, aber auf schnellere Leuchtstoffe wurde zugunsten einer höheren Photonenausbeute verzichtet.

Um den Schirm mit dem Leuchtstoff P47 zu beschichten, wurde mit einem 3D-Drucker ein spezielles Gefäß gefertigt, das in Abbildung 7.5 zu sehen ist. In diesem

---

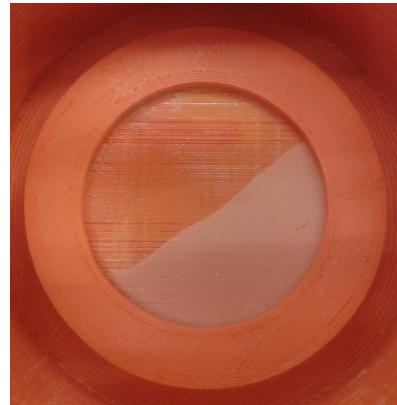
<sup>1</sup>indium tin oxide



Gefäß wird das Saphirglas auf einem kleinen Podest in der Gefäßmitte befestigt. Danach wird es mit einem aufsetzbaren Ring fixiert. Zudem bedeckt der Ring den Rand des Schirms, der nicht beschichtet werden soll, da dort die Kontaktierung stattfindet.



(a) Zu sehen ist das Gefäß zur Leuchtschirmbeschichtung. Auf dem Podest in der Gefäßmitte befindet sich der Leuchtschirm, dessen Rand mit einem ringförmigen Aufsatz verdeckt wird.



(b) Die Nahansicht des Schirms. Zu Anschauungszwecken ist nur eine Hälfte des Schirms beschichtet. Die andere Hälfte ist transparent.

**Abbildung 7.5:** Das gedruckte Gefäß zur Beschichtung des Leuchtschirms.

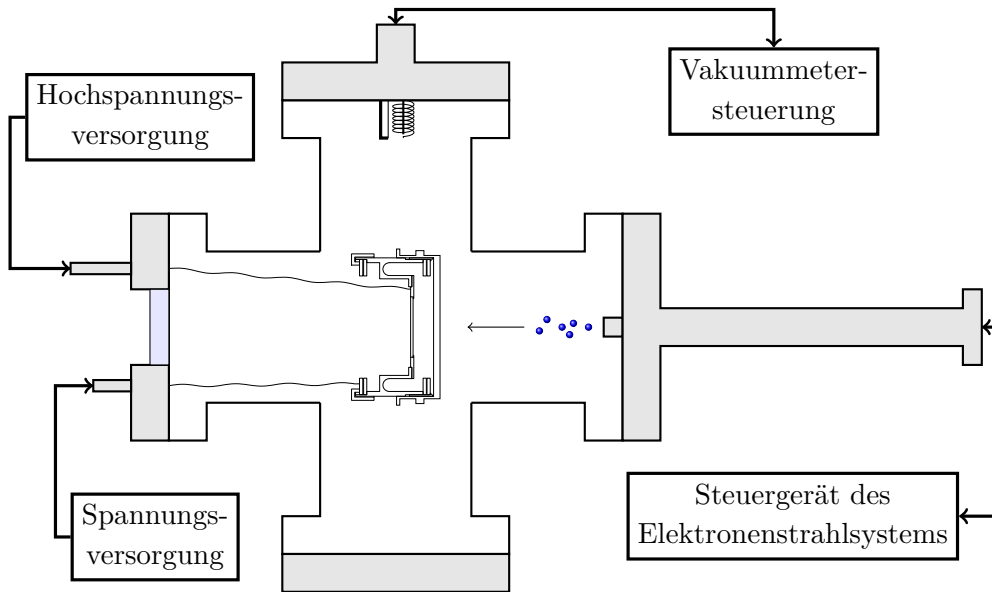
Um den Schirm zu beschichten wird der pulverförmige Leuchtstoff in Isopropanol aufgeschwemmt und in das Gefäß gegeben. Der Leuchtstoff setzt sich gleichmäßig auf dem Grund des Gefäßes ab, während das Isopropanol langsam verdunstet. Durch den Boden des Gefäßes kann das Isopropanol langsam aus dem Gefäß sickern und sich großflächig auf einem Tablett verteilen, auf dem das Gefäß steht. Durch die große Oberfläche kann das Isopropanol wesentlich schneller verdunsten als über die geringere Gefäßfläche. Innerhalb einiger Stunden ist der Leuchtschirm fertig beschichtet und trocken. Somit kann er aus dem Gefäß entnommen werden. Obwohl der Rand bei der Beschichtung abgedeckt ist, entstehen Ablagerungen, die zur Sicherstellung der Kontaktierung beseitigt werden müssen. Die Leuchtstoffmenge wurde so gering gewählt, dass der Schirm auch nach der Beschichtung noch leicht transparent ist. Dazu wurde eine Oberflächendichte von  $\rho_{P47} < 0,5 \text{ mg/cm}^2$  gewählt. Bei zu starker Beschichtung besteht die Gefahr, dass fluoreszierende Stellen der Schirmoberfläche von tiefer liegendem, nicht angeregtem Leuchtstoff optisch abgeschirmt werden.

### 7.3 Aufbau der Vakuumkammer zum Detektortest

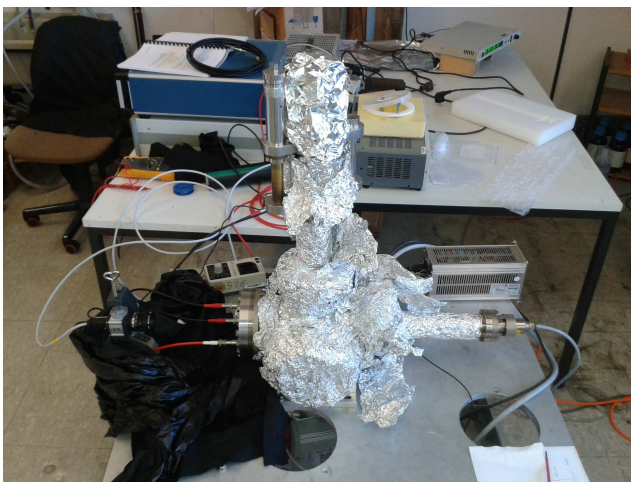
Bevor der Detektor am Spektrometer getestet wird, wird seine Funktion geprüft. Dazu wird die in Abbildung 7.6 schematisch dargestellte Vakuumkammer aufgebaut. Fotos des Aufbaus sind in Abbildung 7.7 gezeigt. Er besteht aus einem Doppelkreuz, das auf einem Montagetisch angebracht ist. Von unten ist eine Turbomolekularpumpe angeflanscht, die das Doppelkreuz evakuiert. An der Seite ist ein Ionisations-Vakuummeter angebracht, um den Druck zu erfassen. Der Betriebsdruck der Kammer liegt während des Experimentes in der Größenordnung von  $10^{-11}$  mbar. Von oben ist ein Lineartranslator mit Drehdurchführung angebracht. Die Achse der Drehdurchführung ragt in das Doppelkreuz und fixiert den HV-Detektor mit Hilfe einer Halterung im Zentrum. Der fixierte HV-Detektor ist in Abbildung 7.8 aus verschiedenen Richtungen zu sehen. Ein Elektronenstrahlssystem ist auf den Eingang zum Leuchtschirm des Detektors gerichtet. Auf der gegenüberliegenden Seite des Elektronenstrahlensystems befindet sich ein Fensterflansch. Durch ihn ist ein freier Blick auf den Leuchtschirm im HV-Detektor möglich. Der Fensterflansch verfügt über zwei SHV-5 Spannungsdurchführungen, an denen vakuumseitig die beiden Molybdän-Gitter angeschlossen werden. Außerdem besitzt er eine SHV-10 Spannungsdurchführung, an der der Leuchtschirm angeschlossen wird.

Damit kann der HV-Detektor mit allen nötigen Spannungen beschaltet werden. Zum Elektronenstrahlensystem gehört ein Steuergerät mit dem sich Ablenkung, Energie und Fokussierung des Elektronenstrahls einstellen lässt. Es gibt zwei verschiedene Regelbetriebe des Elektronenstrahls. Der erste und simplere ist die Regelung des Stroms  $I_{\text{Fil}}$  durch das Filament des Elektronenstrahlensystems. Dieser Strom kann auf  $\Delta I_{\text{Fil}} = 1 \text{ mA}$  genau eingestellt werden und wird konstant gehalten. Die zweite Regelgröße ist der tatsächliche Strom  $I_{\text{Emis}}$  des Elektronenstrahls. Diese Größe wird Emission genannt. Für deren Regelung wird der Filamentstrom vom Steuergerät so variiert, dass die gewünschte Emission gemessen werden kann. Diese Regelung kann auf  $\Delta I_{\text{Emis}} = 10 \text{ nA}$  genau eingestellt werden. Mit einer manuellen Steuerung des Filamentstromes können Emissionen erreicht werden, die unterhalb von  $I_{\text{Emis}} = 10 \text{ nA}$  liegen. Allerdings kann deren genauer Wert dann nicht mehr gemessen werden. Die Regelung der Emission neigt bei den kleinsten Regelwerten zu Schwingungen. Daher ist es in diesem Bereich manchmal zuverlässiger den Filamentstrom manuell zu steuern.

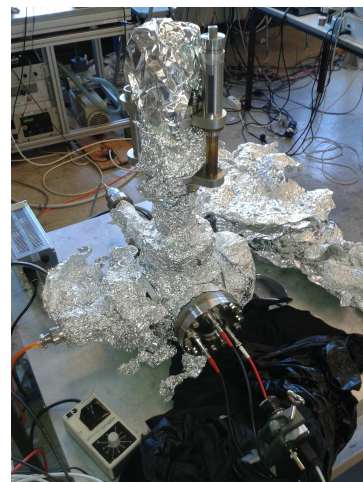
Das glühende Filament des Vakuummeters wird für alle Messungen ausgeschaltet, um unnötiges Störlicht zu vermeiden. Ein vorhandenes Störlicht, das ohne Weiteres nicht vermieden werden kann, ist das glühende Filament des Elektronenstrahlensystems.



**Abbildung 7.6:** Zu sehen ist die schematische Darstellung des Vakuumaufbaus zur Untersuchung des HV-Detektors. Im Zentrum des Doppelkreuzes befindet sich der HV-Detektor. Von rechts treffen die Elektronen auf den Leuchtschirm. Von links wird der Leuchtschirm betrachtet.

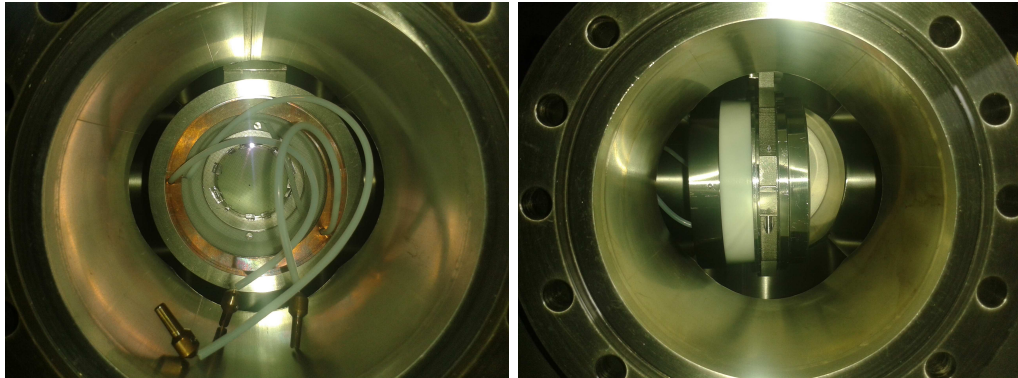


(a) Blick aus Richtung Blindflansch.



(b) Blick aus Richtung Fensterflansch / Vakuummeter.

**Abbildung 7.7:** Die Abbildungen zeigen den Vakuumaufbau zum Test des HV-Detektors aus verschiedenen Perspektiven.



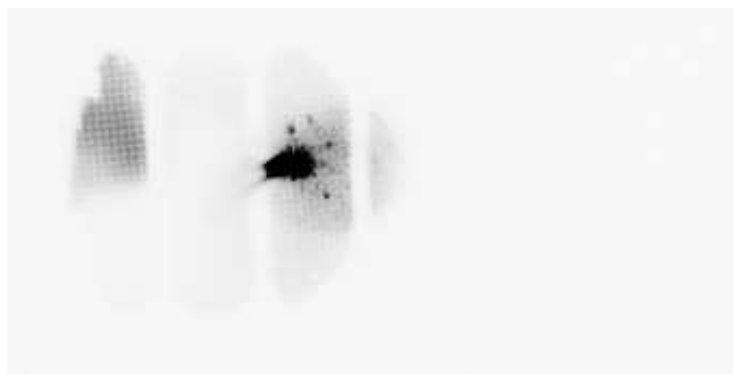
**Abbildung 7.8:** Zu sehen ist die Positionierung des HV-Detektors vor dem Verschließen der Kammer. Links ist er in der Frontalansicht gezeigt. Hier wird ein Fensterflansch mit Spannungsdurchführungen die Kammer verschließen. Rechts ist er in der Seitenansicht gezeigt. Hier wird ein Blindflansch die Kammer verschließen.

tems. Beim Blick durch das Flanschfenster befindet sich das Filament hinter dem Leuchtschirm und erhellt seinen zentralen Bereich. Für die Untersuchung wird daher, soweit es möglich ist, der linke oder rechte Randbereich des Schirms betrachtet. Der obere und untere Bereich ist aufgrund der rechteckigen Form der Öffnung des HV-Detektors nie beleuchtet.

### 7.3.1 Generelle Funktionsprüfung

Es muss sichergestellt werden, dass die Schirmfläche homogen fluoresziert und nicht etwa aufgrund des Herstellungsprozesses oder elektromagnetischer Streufelder im Detektor unerwünschtes Verhalten zeigt. Dies wird qualitativ geprüft, indem ein defokussierter Elektronenstrahl auf den Leuchtschirm gerichtet und über den Schirm gefahren wird. Dabei wird der komplette Schirm abgefahren, inklusive des vom Filament beleuchteten Teils. Ein Beispielfoto vom defokussierten Elektronenstrahl ist in Abbildung 7.9 zu sehen. Da das Filament orange und der Schirm blau leuchtet und das Filament aufgrund von Parallaxe nicht zwangsweise an einer festen Stelle des Schirmes zu sehen ist, ist es so möglich den kompletten Leuchtschirm auf Homogenität und Streufelder zu untersuchen. Der defokussierte Elektronenstrahl erscheint auf dem Leuchtschirm zwar inhomogen, allerdings liegt dies am Elektronenstrahl und der Stärke seiner Defokussierung und nicht am Schirm. Dies kann daran festgestellt werden, dass sich sowohl Form als auch Helligkeit des Elektronenstrahls an keiner Stelle des Leuchtschirms ändern, während die inhomogene Elektronenwolke über

den Schirm gefahren wird. Außerdem spielt es für Form und Helligkeit keine Rolle, ob die interne Beschleunigungsspannung des HV-Detektors ausgeschaltet ist und die Elektronen bereits mit beispielsweise  $E_{e^-} = 5 \text{ keV}$  aus dem Elektronenstrahlsystem austreten oder ob sie nur eine Energie von  $E_{e^-} = 1 \text{ keV}$  besitzen und die restlichen  $4 \text{ keV}$  erst durch das elektrische Feld im HV-Detektor hinzu kommen. Zudem sind die „Elektronenschatten“, die die Verstrebungen des HV-Detektoreingangs auf den Schirm werfen, scharf zu erkennen. Dies deutet auf eine Homogenität des elektrischen Feldes im HV-Detektor hin. Damit ist gezeigt, dass es keine störenden Streufelder im HV-Detektor oder Inhomogenitäten auf dem Leuchtschirm gibt.



**Abbildung 7.9:** Der Blick der CMOS-Kamera durch das Flanschfenster. Das Bild ist zur besseren Erkennbarkeit invertiert. Der gesättigte schwarze Bereich, leicht links von der Bildmitte, ist das leuchtende Filament des Elektronenstrahlsystems. Der kreisförmige Bereich direkt um diesen gesättigten Bereich stammt auch vom orange leuchtenden Filament. Der große Kreis, der links ein Intensitätsmaximum hat, entsteht durch das Einfallen eines defokussierten Elektronenstrahls. Die senkrechten Streifen stammen von den Verstrebungen an der Öffnung der Spektrometerdose.

Als Nächstes wird der Zusammenhang zwischen der internen Beschleunigungsspannung des HV-Detektors und der Intensität des Leuchtschirmes für verschiedene Elektronenintensitäten geprüft. Dazu wird der zuvor beschriebene Vakuumaufbau in Kombination mit einer CMOS-Industriekamera vom Typ IDS uEye GigE UI-5240RE-M-GL Rev.2 [41] verwendet. Die Untersuchung findet bei Lichtintensitäten statt, die weit über den für SiPMs üblichen Intensitäten liegen. Mit dem Elektronenstrahlsystem wird ein defokussierter Elektronenstrahl auf den Leuchtschirm gerichtet. Dabei wird eine feste Energie der am HV-Detektor ankommenden Elektronen am Steuergerät des Elektronenstrahlsystems eingestellt. Die interne Beschleunigungsspannung des HV-Detektors wurde von  $0 \text{ V}$  bis  $12 \text{ kV}$  in  $500 \text{ V}$  Schritten durchgeföhren. Ziel ist

es zu bestimmen, wie sich die Intensität des vom Leuchtschirm ausgesandten Lichts in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung verhält. In Abbildung 7.10 ist die auf den Schirm gerichtete CMOS-Kamera zu erkennen. Zu Anschauungszwecken ist



**Abbildung 7.10:** Der Blick durch das Flanschfenster auf den Schirm. Im Vordergrund ist die CMOS-Kamera zu sehen, die auf den Schirm ausgerichtet ist. Für die Messung der Lichtintensitäten des Schirms wird der Aufbau abgedunkelt.

in der Abbildung keine Abdunkelung des Sichtbereiches zwischen Kamera und Fensterflansch aufgebaut. Während der Messung wurde der Aufbau vor Umgebungslicht geschützt.

Die Kamera wird von einem speziell für diese Messung geschriebenen C++-Programm gesteuert. Sie fertigt für jede Einstellung Schwarz-Weiß-Fotos mit identischen Belichtungseinstellungen an. Der Helligkeitswert eines Pixels ist direkt proportional zur Intensität der eingefallenen Photonen. Daher wird bei den aufgenommenen Bildern im Bereich der auftreffenden Elektronen ein Gebiet des leuchtenden Fluoreszenzschirms ausgewählt, um die Helligkeitswerte aller in ihm befindlichen Pixel aufzusummieren. In Abbildung 7.11 ist ein Ausschnitt für verschiedene Spannungen dargestellt.

Der aufsummierte Helligkeitswert kann damit in Abhängigkeit von verschiedenen Beschleunigungsspannungen dargestellt werden. Um den statistischen Fehler der Messung zu ermitteln, wird der Helligkeitswert von zehn Fotos gemittelt, die unter denselben Bedingungen aufgenommen wurden. Als Fehler wird der mittlere Fehler



**Abbildung 7.11:** Zu sehen sind exemplarische Ausschnitte eines zur Helligkeitsmessung verwendeten Bildausschnittes für Spannungen von 0 V bis 11 kV. Bei den dunklen senkrechten Strichen in jedem Einzelbild handelt es sich um einen der schmalen Zwischenräume der Öffnung an der Spektrometerdose. Dieser wirft einen „Elektronenschatten“ auf den Schirm, der als dunkler Bereich zu sehen ist.

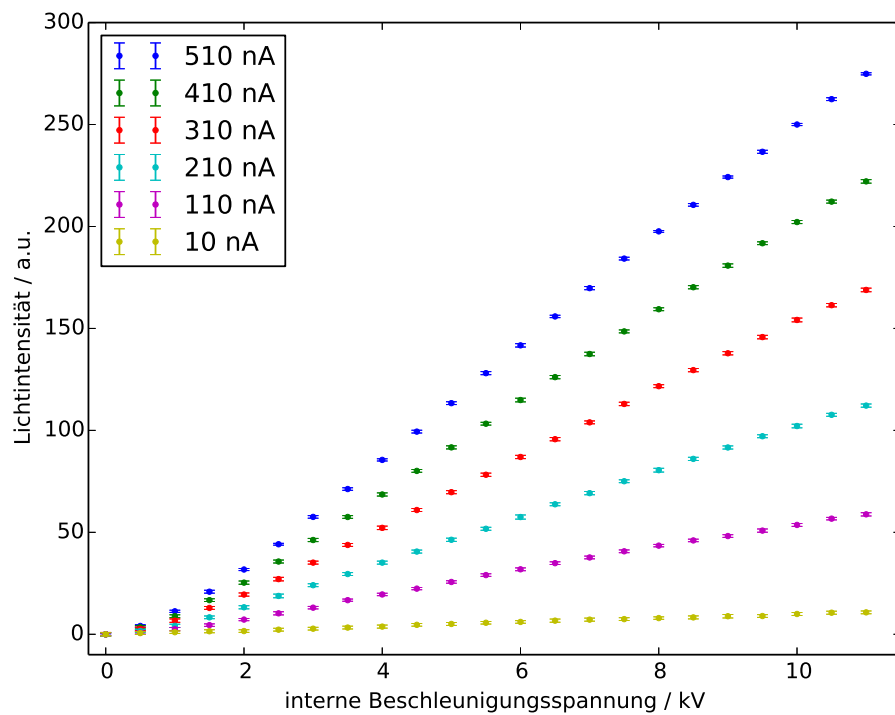
des Mittelwertes verwendet. In Abbildung 7.12 ist dieser Verlauf für verschiedene Strahl- und damit Lichtintensitäten zu sehen. Um den Einfluss von Restlicht durch das Filament aus der Messung zu entfernen, wurde der Intensitätswert der 0 kV-Messungen für jede Elektronenstrahlintensität von den zugehörigen Messwerten subtrahiert. Denn bei einer fehlenden Schirmspannung ist die einzige Lichtquelle das Filament der Elektronenröhre. Durch diese Korrektur liegen alle Messpunkte bei  $U = 0$  kV zwangsweise bei einer Intensität von  $I = 0$ . Ab  $U \approx 2$  kV hängt die Lichtintensität linear von der Nachbeschleunigung ab. Im Bereich kleiner Intensitäten bzw. Beschleunigungsspannungen flachen die Verläufe leicht ab.

Unabhängig von der ursprünglichen Elektronenenergie ergibt sich dabei immer ein sehr ähnliches Bild. In Anhang A befinden sich Vergleichsplots für initiale Energien von  $E_{e^-} = 30$  eV und  $E_{e^-} = 500$  eV.

Es ist außerdem wünschenswert, dass die Lichtintensität des Schirms direkt proportional zur Intensität der eingefallenen Elektronen ist, denn nur so entspricht das mit dem HV-Detektor gemessene Spektrum dem des Channeltrondetektors. Andernfalls müssen diese Nichtlinearitäten vermessen und korrigiert werden. Um die Linearität zu überprüfen, werden die in Abbildung 7.12 bereits geplotteten Messdaten in einer anderen Form in Abbildung 7.13 dargestellt.

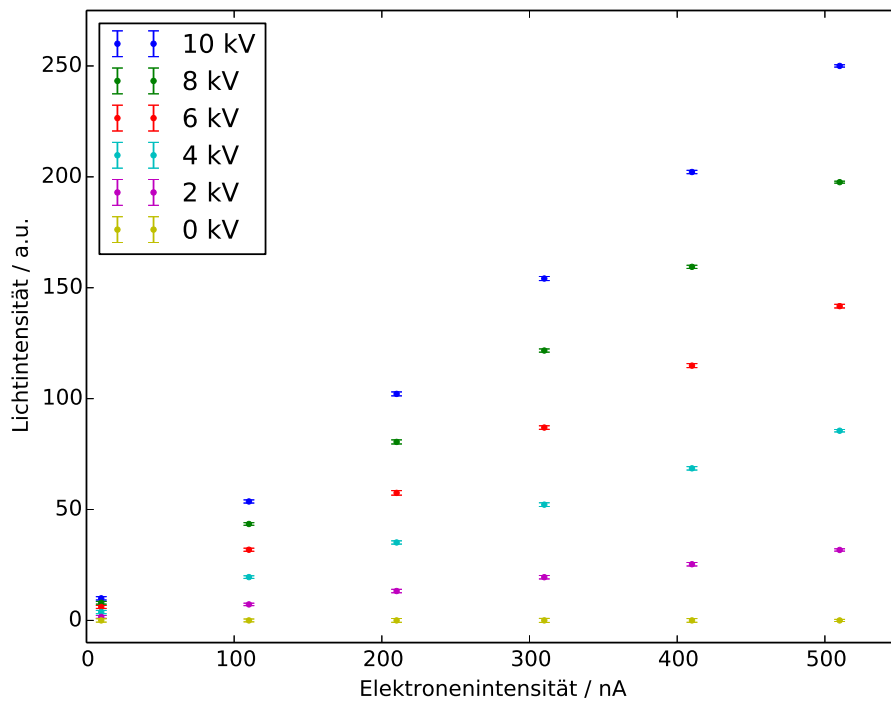
Für diese Darstellungsform ist die gemessene Lichtintensität in Abhängigkeit von der Intensität des Elektronenstrahls für verschiedene Beschleunigungsspannungen eingezeichnet. Zur besseren Übersicht sind nicht alle gemessenen Beschleunigungsspannungen verwendet worden. Es ist der gewünschte lineare Zusammenhang zu erkennen. Damit müssen keine Nichtlinearitäten korrigiert werden, um eine direkte Proportionalität zwischen Elektronenrate und Photonenrate zu erhalten.

Es wäre zu erwarten, dass die Geraden für verschiedene Beschleunigungsspannungen einen Schnittpunkt im Koordinatenursprung haben. Dies scheint nicht der Fall zu sein. Eine Extrapolation der Geraden ergibt, dass auch ohne einfallende Elektronen noch eine Lichtintensität gemessen wird. Dies deutet darauf hin, dass es noch einen unbekannt systematischen Fehler in der Messung gibt, der aber keinen



**Abbildung 7.12:** Lichtintensität in Abhängigkeit von der Nachbeschleunigung für verschiedene Elektronenstrahlintensitäten. Die Elektronen, die in den Detektor eingetreten sind, haben eine Energie von  $U_{e^-} = 80 \text{ eV}$ .





**Abbildung 7.13:** Lichtintensität in Abhängigkeit von der Elektronenintensität für verschiedene Beschleunigungsspannungen. Der lineare Zusammenhang zeigt, dass der Verlauf der Photonenrate direkt als Verlauf der Elektronenrate interpretiert werden kann. Die Elektronen, die in den Detektor eingetreten sind, haben eine Energie von  $U_{e^-} = 80 \text{ eV}$ .

Einfluss auf den Nachweis der Linearität hat. In Tabelle 7.1 sind die Einstellungen zur Messung aufgelistet.

**Tabelle 7.1:** Die Messeinstellungen zum Funktionstest des Leuchtschirms.  $U_{\text{vor}}$  gibt die Vorbeschleunigungsspannung am Eingang des HV-Detektors an. Bei  $U_{\text{Wehnelt}}$  handelt es sich um die Spannung des Wehneltzylinders der Elektronenröhre. Je kleiner die Elektronenenergie wird, desto kleiner muss  $U_{\text{Wehnelt}}$  gewählt werden damit genug Elektronen den Wehneltzylinder verlassen können. Die Belichtungszeit wird durch  $t_{\text{exp}}$  angegeben.

$E_{e^-} / \text{eV}$	$U_{\text{Wehnelt}} / \text{V}$	$U_{\text{vor}} / \text{V}$	Fokus / %	$t_{\text{exp}} / \text{ms}$
30	1,6	40	99,99	66,62
80	1,9	40	99,99	66,62
500	4,5	40	99,99	66,62

### 7.3.2 Messung mit SiPMs bei geringen Intensitäten

An diesem Versuchsaufbau wird außerdem versucht mit dem SiPM-Array bei geringen Elektronenraten zu messen. Dazu wird der Leuchtschirm mit einer Linse auf das SiPM-Array abgebildet. Auf den Leuchtschirm fällt eine defokussierte Elektronenwolke mit eindeutigem Intensitätsmaximum. Es ist zu beobachten, dass die SiPMs, die vom Intensitätsmaximum getroffen werden auch die höheren Zählraten messen. Allerdings ist das Störlicht des Filaments vom Elektronenstrahlensystem zu stark, um bei geringeren Elektronenintensitäten noch aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten. Zudem ist die Photonenintensität des glühenden Filaments zeitlich instabil. Die Zählrate driftet innerhalb weniger Minuten um bis zu mehrere  $10^5$  Zählungen. Unter diesen Umständen ist es nicht möglich eine feste Untergrundrate zu bestimmen und diese von einer Messung mit Signal zu subtrahieren. Daher wird der HV-Detektor als nächstes am Spektrometer bei DELTA getestet. Dort stehen unter Realbedingungen geringe Intensitäten von Photoelektronen zur Verfügung und es existiert kein leuchtendes Filament, das die Messung beeinflusst.

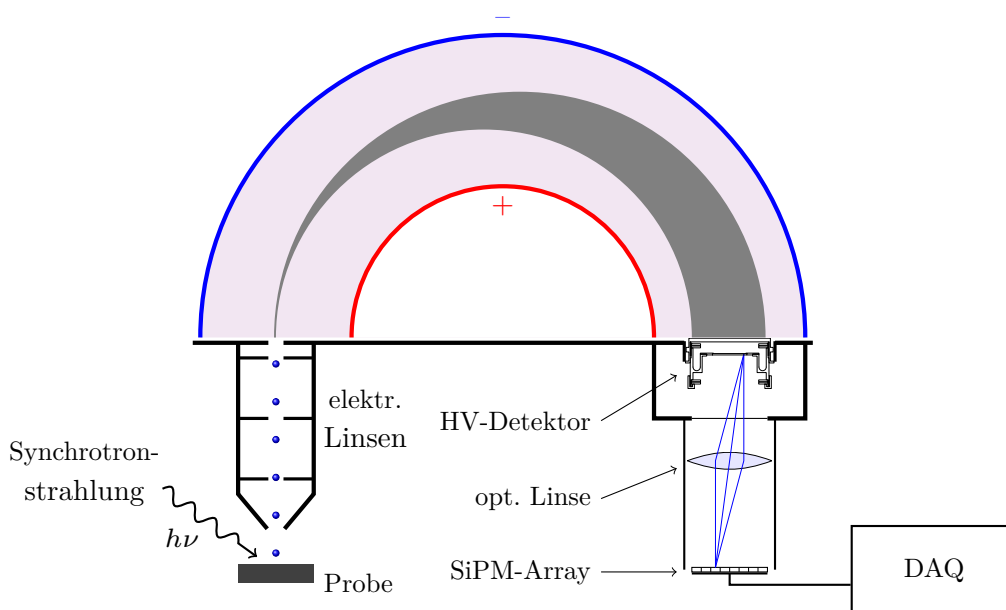
## 7.4 Messung mit Synchrotronstrahlung

Das SiPM-HV-Detektorsystem wird mit Synchrotronstrahlung am Elektronenspeicherung DELTA getestet. Ziel ist der Nachweis eines Signals der Photoelektronen

des Spektrometers. Bei erfolgreichem Nachweis werden die Signalstärke beurteilt und die Detektoreigenschaften weiter geprüft.

Wie schon bei der Messung mit dem MCP-Detektor in der vorangegangenen Masterarbeit [32] wird eine oxidierte Siliziumprobe verwendet, um auf dem Leuchtschirm ein Signal nachzuweisen. Dazu wird der Hochspannungsdetektor in den Spektrometerausgang gebaut.

### 7.4.1 Versuchsaufbau



**Abbildung 7.14:** Der schematische Versuchsaufbau zur Charakterisierung der Eigenschaften des SiPM-HV-Detektorsystems am Spektrometer.

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 7.14 schematisch dargestellt. Er ist dem des SiPM-MCP-Detektorsystems sehr ähnlich. Am Spektrometerausgang im UHV gibt es auch hier wieder einen Detektorteil mit Leuchtschirm. Ein Fensterflansch mit Spannungsdurchführungen bietet Blick auf den Leuchtschirm. Wie zuvor bildet ein optischer Aufbau die Leuchtschirmoberfläche im Verhältnis 1:1 auf das SiPM-Array ab. Da sich die Maße am HV-Detektor von denen des MCP-Detektors unterscheiden, haben sich die Maße des optischen Aufbaus ebenfalls verändert. Die verwendete Linse behält jedoch ihre Brennweite von  $f = 80$  mm und damit ändert sich der absolute Abstand von Schirm und SiPMs nicht. Dieser beträgt auch hier ca. 320 mm.

Das SiPM-Array wird wie zuvor von der Elektronik ausgelesen, die die Daten an den Messrechner übermittelt. Obwohl sich der optische Aufbau in einem lichtundurchlässigen Kunststoffrohr befindet, wird er dennoch inklusive Fensterflansch mit spezieller Folie der Firma Thorlabs abgedunkelt.

Der wesentliche Unterschied zwischen dem Aufbau in [32] und dem der Charakterisierungsmessung des SiPM-MCP-Detektorsystems besteht in der fehlenden Elektronenvervielfachung und einer höheren Nachbeschleunigung von bis zu  $U = 12\text{ kV}$ . Dieses Spannungslimit ist nicht durch den HV-Detektor gegeben, sondern bedingt durch die Spannungsdurchführung des Fensterflansches.

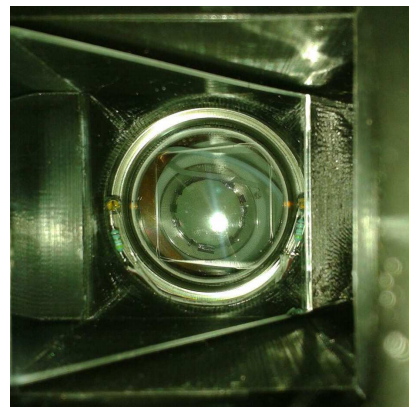
### 7.4.2 Inbetriebnahme des HV-Detektors

Noch bevor die Ausleseelektronik und die optische Abbildung aufgebaut sind, wird der Hochspannungsdetektor im UHV langsam auf seine maximale Spannung hochgefahren. Anschließend wird die Probe mit Synchrotronstrahlung bestrahlt und das Spektrometer auf den Energiebereich des  $\text{SiO}_2$ -Maximums eingestellt. Diese Energie liegt bei  $E_{\text{spek}} = 73\text{ eV}$ . Die aus dem Spektrometer austretenden Photoelektronen fallen in den HV-Detektor und werden auf den Leuchtschirm beschleunigt. Um die Elektronenintensität weiter zu erhöhen, wird die Beamshutteröffnung  $x_{\text{BS}}$  von  $50\text{ }\mu\text{m}$  auf  $300\text{ }\mu\text{m}$  gestellt. Dabei wird der Schirm mit Hilfe eines periskopischen Flanschsaufsatzes (siehe Abbildung 7.15) mit bloßem Auge beobachtet. Dieser Aufsatz ermöglicht eine abgedunkelte Beobachtung des Schirms. Er ist speziell für diesen Zweck entworfen worden und wurde mit einem 3D-Drucker hergestellt. Bei der Beobachtung mit bloßem Augen wird der HV-Detektor auf die Maximalspannung von  $U = 12\text{ kV}$  eingestellt, um die maximale Helligkeit zu erreichen. Trotz dieser Maßnahmen ist die vom Schirm emittierte Lichtintensität derartig gering, dass sie mit bloßem Auge nicht wahrgenommen werden kann. Daher ist davon auszugehen, dass der Leuchtschirm bei einer derart geringen Anzahl von Anregungen eine sehr lange Lebensdauer besitzt. Deshalb bleibt die Annahme gültig, dass ein Detektorsystem aus SiPMs und Fluoreszenzschirm im Normalfall nicht wieder ausgebaut werden muss, da es keine zwingenden Instandsetzungsarbeiten erfordert.

Für alle folgenden Untersuchungen wird der optische Aufbau zusammen mit der Ausleseelektronik am Spektrometerflansch angebracht. Dies ist in Abbildung 7.16 zu sehen. Am rechten Bildrand ist der Flansch zu sehen, an den das Gehäuse der optischen Abbildung angebracht ist. Im linken Bildbereich ist die Ausleseelektronik zu erkennen.



(a) Der Fensterflansch mit angebautem Periskopaufsatz zur Überprüfung der Leuchtschirmaktivität.



(b) Blick durch den Periskopaufsatz auf den Schirm. Zur Aufnahme wurde der Kamerablitz verwendet.

**Abbildung 7.15:** Der 3D-gedruckte periskopische Flanschaufsatz dient zum abgedunkelten Betrachten des Leuchtschirmes. Er verfügt über eine LED-Beleuchtung zum Lokalisieren des Leuchtschirmes, die auf Knopfdruck eingeschaltet werden kann.

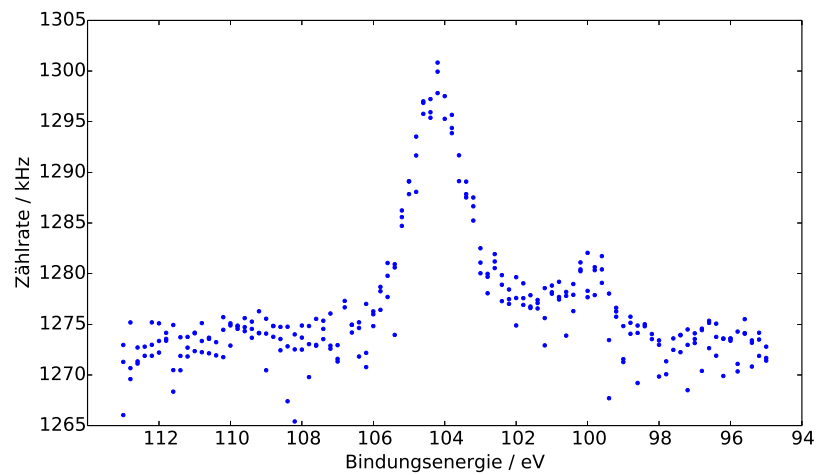


**Abbildung 7.16:** Der Aufbau der Elektronik am Spektrometer kurz vor der ersten Messung mit SiPMs. Im linken Bildbereich ist das Gehäuse der Elektronik zu sehen. Rechts am Flansch befindet sich das schwarze Gehäuse der optischen Abbildung. Am linken Ende der optischen Abbildung sind die weißen Signalleitungen der einzelnen SiPMs zu erkennen, die zur Ausleseelektronik führen.

### 7.4.3 Nachweis eines Signals

Im Idealfall erzeugt ein auf den Schirm einfallendes Elektron so viele Photonen, dass das Ausgangssignal eines beleuchteten SiPMs größer ist als die Pulshöhe von Crosstalk, der durch Darkcounts induziert wird. Ist dies der Fall, kann ein Threshold des Zählers so eingestellt werden, dass Signal und Untergrund getrennt sind. Daher wird als Erstes die Zählrate in Abhängigkeit vom Threshold mit und ohne Synchrotronstrahl vermessen. Während dieser Messung ist das Spektrometer auf eine Energie eingestellt, bei der ein Signal zu erwarten ist. Dabei stellt sich heraus, dass keine einfache Trennung von Signal und Darkcounts möglich ist.

Dennoch kann ein Signal nachgewiesen werden, wenn der Threshold auf einen sehr niedrigen Wert eingestellt ist. Das deutlichste Signal kann bei einem Threshold von  $U_{\text{thresh}} = 10 \text{ mV}$  nachgewiesen werden. Durch den niedrigen Threshold wird das Signal zusammen mit den Darkcounts der SiPMs und Anteilen von elektronischem Rauschen gemessen. In Photonenäquivalenten entspricht dies etwa der Höhe von Einzelphotonen. Da die Zählrate durch thermische Anregung im Bereich der Einzelphotonen naturgemäß am höchsten ist, wird daher auch hoher Untergrund detektiert. In Abbildung 7.17 ist das gemessene Spektrum eines einzelnen Pixels mit hohem Signalanteil gezeigt. Die zugehörigen Messeinstellungen sind in Tabelle 7.2 aufgeführt. Zum Vergleich ist das Spektrum einer oxidierten Siliziumprobe aus der vorangegangenen Masterarbeit [32] in Abbildung 7.18 dargestellt. Dieses Spektrum wurde mit dem SiPM-MCP-Detektorsystem mit Synchrotronstrahlung gemessen. Dabei ist zu beachten, dass es sich um eine Kombination aller Pixel des Detektors handelt. Das Spektrum eines einzelnen Pixels bei der Messung mit SiPM-MCP-Detektorsystem für eine Beamshutteröffnung von  $x_{\text{BS}} = 100 \mu\text{m}$  ist in Abbildung 7.19 gezeigt. Über die Energie der Synchrotronstrahlung wurde die Bindungsenergie nach Gleichung (2.1) bestimmt und zusätzlich eine Korrektur um  $1 \text{ eV}$  durchgeführt, um den Oxidpeak auf  $104 \text{ eV}$  zu bringen. Diese zusätzliche Korrektur berücksichtigt die Position des SiPM am Spektrometerausgang. Die Ähnlichkeit des gemessenen Signals mit den Vergleichsplots ist offensichtlich. Aufgrund des hohen Untergrundes ist der Verlauf verrauschter. Die Signalarate mit bis zu  $20 \text{ kHz}$  bei einem einzelnen SiPM ist höher als die Rate in Abbildung 7.19 für alle SiPMs zusammen. Dies ist allerdings auch auf die Beamshutteröffnung zurückzuführen, die hier für das Spektrum ohne Elektronenvervielfachung bei  $x_{\text{BS}} = 300 \mu\text{m}$  liegt und im Falle der Vergleichsspektren bei  $x_{\text{BS}} = 50 \mu\text{m}$  und  $x_{\text{BS}} = 100 \mu\text{m}$ . Die mehr als ausreichende Signalarate bei  $x_{\text{BS}} = 300 \mu\text{m}$  ist ein gutes Zeichen dafür, dass mit weiteren Optimierungen die Qualität des Spektrums verbessert werden kann.

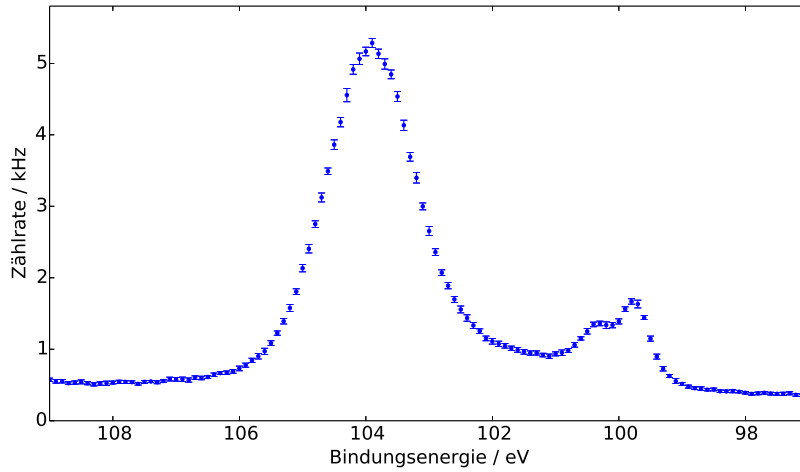


**Abbildung 7.17:** Das aufgenommene Spektrum für einen Pixel des SiPM-HV-Detektorsystems. Da das Signal von einem starken Untergrund aus Darkcounts überlagert ist, ist die Streuung der Messwerte größer als bei den Vergleichsplots.

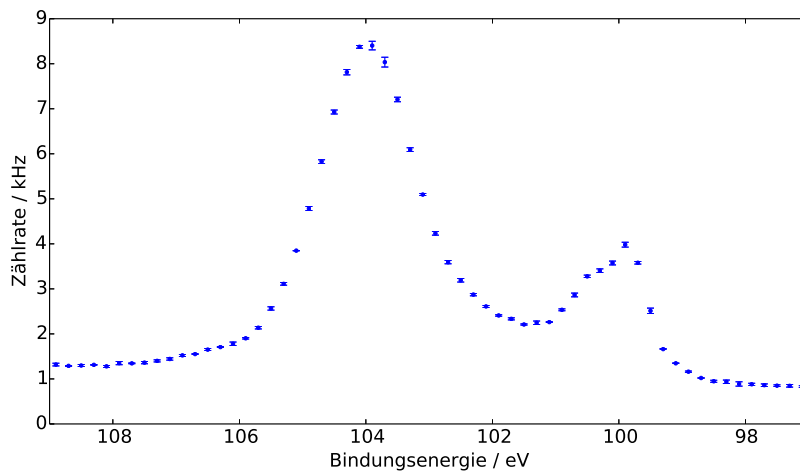
**Tabelle 7.2:** Die Messeinstellungen zum Spektrum aus Abbildung 7.17.

Threshold:	0,01 V
Integrationszeit:	0,5 s
Strahlenergie	180 eV
Spektrometerenergie:	66,0 eV – 84,0 eV in 0,2 eV Schritten
Passenergie:	58,55 eV
SiPM-Spannungen:	Herstellerangaben + 0,3 V
Vorbeschleunigung:	300 V
Schirmspannung:	12 kV
Spektrometeröffnung:	5 mm
Beamshutteröffnung:	300 $\mu$ m





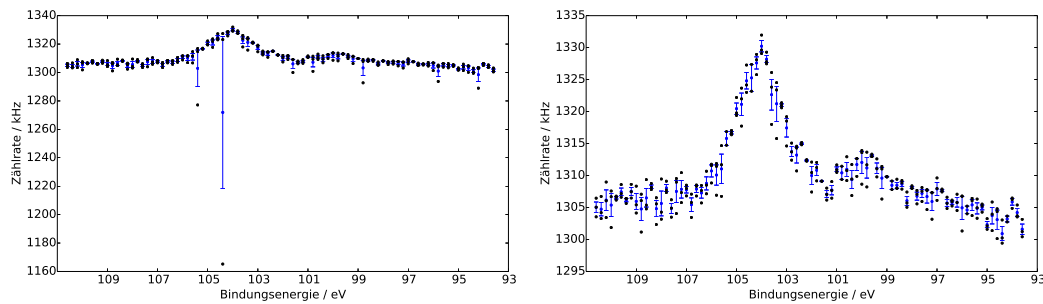
**Abbildung 7.18:** Ein Vergleichsspektrum, das mit dem SiPM-MCP-Detektor aufgenommen wurde. Für dieses Spektrum wurden alle Pixel kombiniert [32]. Die Beamshutteröffnung beträgt bei dieser Messung 50  $\mu\text{m}$ .



**Abbildung 7.19:** Ein Vergleichsspektrum, das mit dem SiPM-MCP-Detektor aufgenommen wurde. Hierbei handelt es sich um die Daten eines einzelnen Pixels. Die Beamshutteröffnung beträgt bei dieser Messung 100  $\mu\text{m}$ .

### 7.4.4 Ausreißerbehandlung

Obwohl die Diskriminatoren der FTU-Boards bereits mit Zählraten von 100 MHz erprobt wurden und zuverlässige Ergebnisse lieferten [32], scheint es bei Messungen in der Nähe des elektronischen Rauschens mit hohen Zählraten zu Fehlzählungen zu kommen. Es entstehen Messwerte, deren Werte systematisch zu niedrigeren Werten abweichen. Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen besteht darin, dass gelegentliche Schwingungen der Spannung den niedrigen Threshold übersteigen und erst nach einer gewissen Zeit wieder unterschreiten. Dadurch können schnellere Pulse, die in diesem Zeitraum auftreten, nicht gezählt werden und der endgültige Messwert wird systematisch unterschätzt. Um eine zuverlässige Ausreißerentfernung durchführen zu können, muss die zugrundeliegende Verteilung der Zählrate an jeder Stelle des Spektrums bekannt sein. In Unterabschnitt 7.4.5 wird noch genauer darauf eingegangen, dass die übliche theoretische Annahme zur Zählratenverteilung zur Beschreibung nicht geeignet ist. Anstatt eine theoretische Annahme über die Verteilung zu machen, kann diese auch gemessen werden. Aufgrund der begrenzten Messzeit ist es jedoch nicht möglich beim Durchfahren eines Spektrums für jede Energie genug Messwerte für eine verlässliche statistische Fehlerbestimmung eines jeden Datenpunktes aufzunehmen. Typischerweise werden drei Zählraten für jede Energie gemessen, um die Stabilität der Zählraten einschätzen zu können. Da die wahre Verteilung nicht bekannt ist, werden zur besseren Darstellung der Spektren nur die offensichtlichsten Ausreißer entfernt. Zudem gibt es eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, dass zwei von drei Messwerten Ausreißer sind. In diesem Fall wird kein Messwert entfernt. Als Beispiel dient Abbildung 7.27, in der ein großer Ausreißer zu sehen ist. Links ist das unveränderte Spektrum zu sehen und rechts das Spektrum nach der Entfernung der offensichtlichen Ausreißer. Zusätzlich sind Mittelwerte und Standardabweichungen in blau eingezeichnet. Dabei ist zu bedenken, dass die eingezeichneten Fehler aufgrund der geringen Stichprobenmenge nicht den tatsächlichen statistischen Fehler repräsentieren können.



**Abbildung 7.20:** Links sind die ursprünglichen Einzelmessungen der Zählrate zu sehen. Rechts sind die gleichen Messwerte ohne offensichtliche Ausreißer. In blau sind die Mittelwerte und deren mittlere Fehler gezeigt.

### 7.4.5 Signifikanz des Signals im Maximum

In diesem Abschnitt wird die Signifikanz des gemessenen Signals der Photoelektronen quantifiziert. Dazu wird berechnet, wie viele Standardabweichungen  $\sigma$  die Zählrate mit vorhandenem Photoelektronensignal von der Zählrate des Untergrundes, also ohne Photoelektronen, abweicht. Um die Signifikanz zu berechnen müssen die Zählratenverteilungen mit und ohne Photoelektronen bekannt sein. Theoretisch sollten beiden Verteilungen einer Poissonverteilung folgen [20]. Bei den betrachteten Zählraten der Größenordnung  $10^6$  kann die Poissonverteilung bedenkenlos durch eine Normalverteilung mit einer Standardabweichung von  $\sigma = \sqrt{\mu}$  angenähert werden [4]. Bei  $\mu$  handelt es sich um den Erwartungswert der Verteilung. Um zu überprüfen, ob diese theoretische Verteilung als Grundlage zur Ermittlung der Signifikanz verwendet werden kann, wird die Verteilung experimentell bestimmt und mit der theoretischen verglichen. Dazu wird das Signal eines einzelnen SiPMs verwendet und die Spektrometerenergie so eingestellt, dass die Zählrate in diesem Pixel maximal wird, während die Probe von Synchrotronlicht bestrahlt wird. Die Messeinstellungen sind in Tabelle 7.3 aufgelistet.

Es wird kontinuierlich für jede Sekunde die Zählrate gemessen. Um die Zählraten sowohl mit als auch ohne Photoelektronensignal zu erhalten, wird der Synchrotronstrahl mit Hilfe des Photonabsorbers zeitweise daran gehindert auf die Probe zu treffen. In Abbildung 7.21 ist der Verlauf der Zählrate dargestellt. Dieser Verlauf enthält bereits nur die zur Berechnung der Verteilungen verwendeten Punkte. Offensichtliche Ausreißer sind, wie in Unterabschnitt 7.4.4 erklärt, entfernt worden, um die Verteilung nicht zu verfälschen. Die Werte in den Übergangsbereichen, in denen der Photonabsorber aus- oder eingeschaltet wurde, sind ebenfalls entfernt worden.

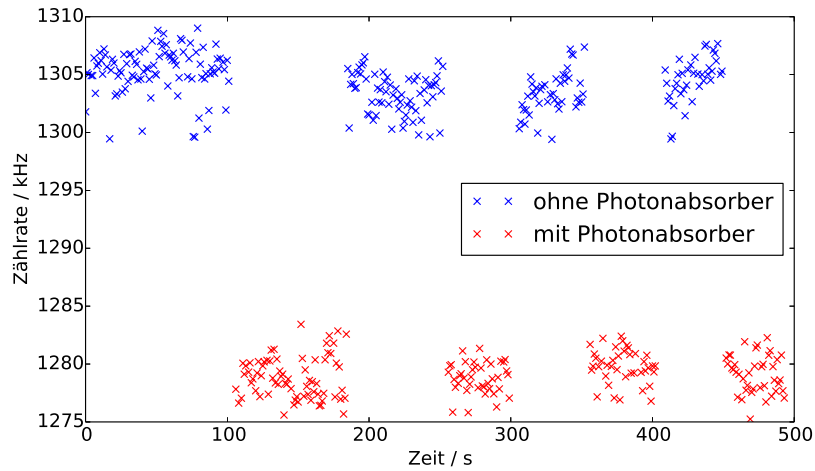
**Tabelle 7.3:** Die Messeinstellungen für die Bestimmung der Zählratenverteilung und der Signifikanz.

Threshold:	0,01 V
Integrationszeit:	1,0 s
Strahlenergie	180 eV
Spektrometerenergie:	73,5 eV
Passenergie:	58,55 eV
SiPM-Spannungen:	Herstellerangaben + 0,3 V
Vorbeschleunigung:	300 V
Schirmspannung:	12 kV
Spektrometeröffnung:	5 mm
Beamshutteröffnung:	300 $\mu$ m

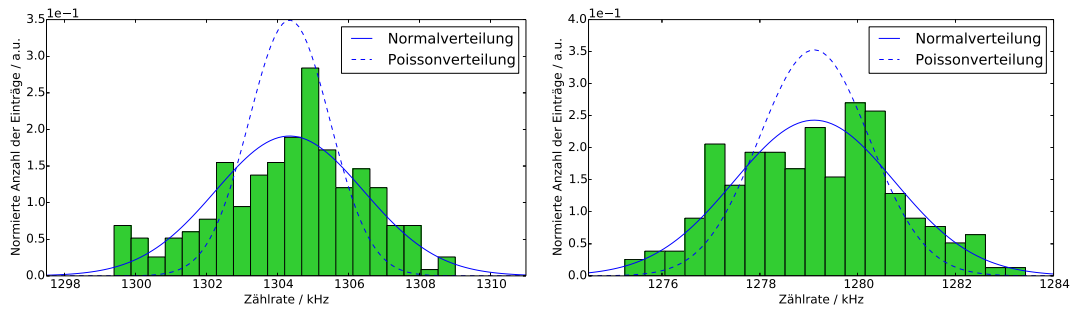
Zur Beurteilung der Zählratenverteilung sind die Zählraten mit und ohne Photoelektronensignal in Abbildung 7.22 in zwei verschiedene Histogramme eingetragen. Links sind die Zählraten mit und rechts ohne Photoelektronensignal histogrammiert. Zusätzlich sind die theoretische Poissonverteilung und eine Normalverteilung in die Histogramme geplottet.

Es zeigt sich, dass die Standardabweichung bei der Annahme einer Poissonverteilung zu klein ist, um mit den Daten übereinzustimmen. Eine bessere Beschreibung stellt eine Normalverteilung dar, deren Standardabweichung und Mittelwert aus den Zählraten ermittelt wurde. Aufgrund von nicht erkannten Ausreißern können die Verteilungen Bereich kleinerer Zählraten verfälschende Einträge enthalten, die vor allem in der Verteilung mit Photoelektronensignal den am Rand ansteigenden Verlauf erklären könnten. Eine Ursache für die breitere Streuung der Zählraten kann darin liegen, dass die Darkcountrate, die für die Untergrundrate verantwortlich ist, temperaturabhängig ist und sich die Sensortemperatur während der Messung geändert hat. Dadurch driftet die Zählrate leicht, wie in Abbildung 7.21 zu erkennen ist. Bei der Betrachtung von kürzeren Zeiträumen mit geringerer Drift ist die Verteilung jedoch immer noch nicht schmal genug, um hinreichend durch die Poissonverteilung beschrieben zu werden. Daher scheint es noch andere Anteile zu geben, die aus dem elektronischen Rauschen stammen können.

Soeben wurde gezeigt, dass eine Normalverteilung eine bessere Beschreibung der Zählraten bietet als eine Poissonverteilung. Daher wird als Annahme eine Normalverteilung genommen, deren Mittelwert und Standardabweichung aus den Messdaten bestimmt wird. Im Folgenden sind Mittelwerte  $\mu$  und Standardabweichungen  $\sigma$



**Abbildung 7.21:** Die Zählrate in Abhängigkeit der Zeit. Der Photonabsorber wurde während der Messung mehrfach ein- und ausgeschaltet. Es sind deutliche Sprünge in der Rate zu erkennen. Offensichtliche Ausreißer und Messwerte in den Übergangsbereichen sind entfernt worden, um die Verteilungen möglichst korrekt zu bestimmen. Aus diesen Messwerten wird die Signalsignifikanz bestimmt.



**Abbildung 7.22:** Histogramme der Zählraten mit (links) und ohne (rechts) Synchrotronstrahl. Zudem sind die theoretisch zu erwartenden Poissonverteilungen der Zählraten eingezeichnet und die Normalverteilungen. Einträge links: 242; Einträge rechts: 190

der Untergrundrate  $R_U$  und Signalrate  $R_S$  gerundet angegeben. Die Signifikanz  $S$  wird nach Gleichung (7.1) berechnet. Bei dem angegebenen Fehler der Signifikanz handelt es sich um die Standardabweichung der Signalverteilung, die in Einheiten der Standardabweichung des Untergrundes angegeben ist.

$$\begin{aligned}R_U &= \mu_U \pm \sigma_U = (1279,1 \pm 1,6) \text{ kHz} \\R_S &= \mu_S \pm \sigma_S = (1304,3 \pm 2,1) \text{ kHz} \\S &= \frac{\mu_S - \mu_U}{\sigma_U} \\&= 15 \pm 1\end{aligned}\tag{7.1}$$

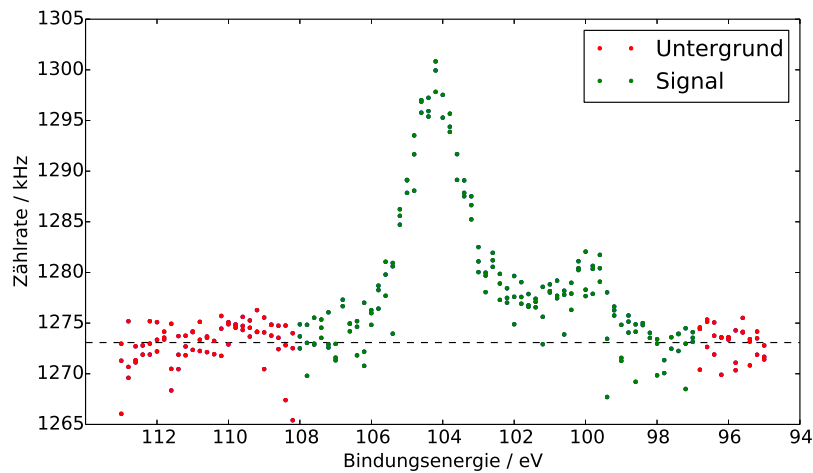
Damit liegt das Photoelektronensignal in einer  $15\sigma$ -Umgebung des Untergrundsignals.

### 7.4.6 Signalverhalten für verschiedene Schirmspannungen und Beamshutteröffnungen

In diesem Abschnitt wird als erstes die Proportionalität zwischen dem Photoelektronensignal und der Beschleunigungsspannung am Leuchtschirm untersucht. Dies führt die Untersuchungen aus Unterabschnitt 7.3.1 mit Photoelektronensignal unter Realbedingungen für geringere Elektronenintensitäten fort. Dabei wird jedoch nicht das konstante Signal bei einer einzelnen Spektrometerenergie verwendet, sondern das gesamte Signal des Spektrums im Energiebereich des  $2p_{3/2}$ -Orbitals. Dafür werden Energiespektren mit Schirmspannungen zwischen 0 und 12 kV aufgenommen. Die Einstellungen für die Messungen sind in Tabelle 7.4 aufgelistet. Als Maß für die Größe des Signals dient die Fläche zwischen dem Signal und dem Untergrund. Diese wird im Folgenden als integrale Signalthöhe  $A$  bezeichnet. Für die Berechnung muss ein Signal- und ein Untergrundbereich definiert werden. Da die integrale Signalthöhe  $A$  hier in beliebigen Einheiten angegeben wird, ist die genaue Position der Grenzen nicht entscheidend. Wichtig bei der Wahl der Grenzen ist, dass diese für alle Spektren identisch sind, damit die Vergleichbarkeit gegeben ist. In Abbildung 7.23 ist ein Beispiel gezeigt, in dem die entsprechenden Energiebereiche farblich markiert sind. Auch hier wurden wie in Unterabschnitt 7.4.4 beschrieben die offensichtlichsten Ausreißer entfernt. Diese Energiebereiche werden für alle Spektren identisch gewählt. Um den Untergrund im Signalbereich abzuschätzen, wird der Mittelwert aller Zählraten im Untergrundbereich berechnet. Dieser Wert ist in Abbildung 7.23 ebenfalls

**Tabelle 7.4:** Die Messeinstellungen für die Untersuchung des Signalverhaltens.

Threshold:	0,01 V
Integrationszeit:	0,5 s
Strahlenergie	180 eV
Spektrometerenergie:	66,0 eV – 84,0 eV in 0,2 eV Schritten
Passenergie:	58,55 eV
SiPM-Spannungen:	Herstellerangaben + 0,3 V
Vorbeschleunigung:	300 V
Schirmspannung:	12 kV für A vs. $x_B$
Spektrometeröffnung:	5 mm
Beamshutteröffnung:	300 $\mu\text{m}$ für A vs. $U_{\text{Schirm}}$

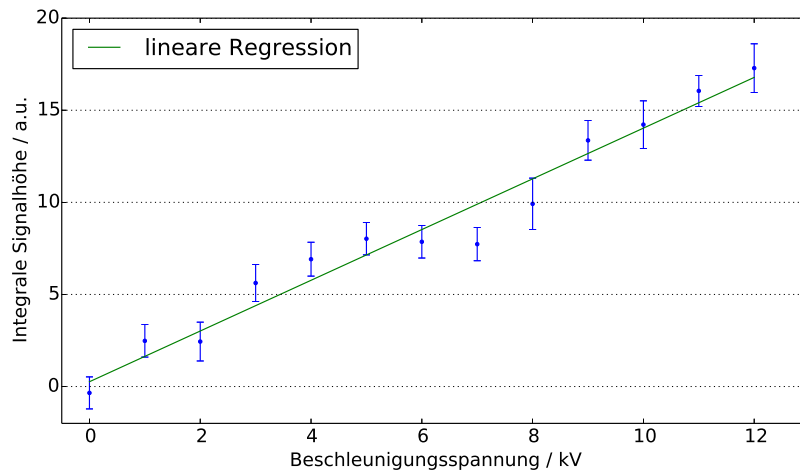
**Abbildung 7.23:** Bereits gezeigtes Spektrum mit Einteilung in Signal und Untergrund. Die gestrichelte horizontale Linie entspricht dem mittleren Untergrund  $\bar{r}_U$ .

beispielhaft als gestrichelte horizontale Linie eingezeichnet und wird im Folgenden als mittlerer Untergrund  $\bar{r}_U$  bezeichnet. Um die integrale Signalhöhe zu bestimmen, muss die Fläche des Untergrundes im Signalebereich  $N_S \cdot \bar{r}_U$  von der Summe der mittleren Signalzählraten  $\bar{r}_{S,i}$  subtrahiert werden. Dieser Zusammenhang ist in Gleichung (7.2) dargestellt. Der Fehler der integralen Signalhöhe wird über gaußsche Fehlerfortpflanzung ermittelt.

$$A = \sum_{i=0}^{N_S} \bar{r}_{S,i} - N_S \cdot \bar{r}_U \quad (7.2)$$

$\bar{r}_{S,i}$ : mittlere Zählrate im Signalebereich für eine bestimmte Energie;  $N_S$ : Anzahl der gemittelten Zählraten im Signalebereich;  $\bar{r}_U$ : mittlere Zählrate im Untergrundbereich;

Die Werte der integralen Signalhöhe sind in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung in Abbildung 7.24 dargestellt. Zudem ist eine lineare Regression eingezeichnet. Der Verlauf der integralen Signalhöhe ist im Rahmen der statistischen Fehler weitestgehend linear. Im Bereich von  $U_{\text{Schirm}} = 7 \text{ kV}$  ist eine Abweichung nach unten zu erkennen. Dabei ist zu beachten, dass systematische Fehler nicht berücksichtigt wurden. In Fällen mit mehreren Datenpunkten, bei denen zwei von drei Datenpunkte Ausreißer nach unten sind, kann der Wert für die integrale Signalhöhe ebenfalls unterschätzt werden.

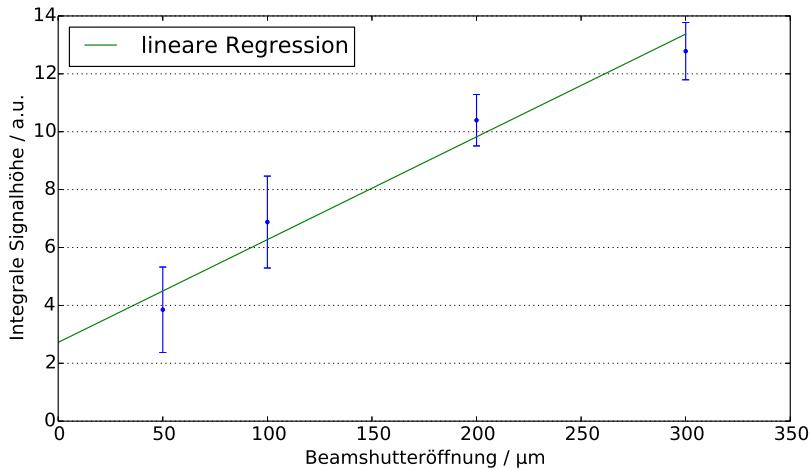


**Abbildung 7.24:** Die integrale Signalhöhe in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung am Leuchtschirm.

Die gleiche Analyse wird auch auf Spektren angewandt, die für verschiedene Beamshutteröffnungen und mit einer Schirmspannung von  $U_{\text{Schirm}} = 12 \text{ kV}$  aufgenommen



worden sind. Der entsprechende Plot ist in Abbildung 7.25 zu sehen. Auch hier ist eine lineare Regression eingezeichnet. Der Verlauf der integralen Signalthöhe ist linear im Rahmen der Fehler.



**Abbildung 7.25:** Die integrale Signalthöhe in Abhängigkeit der Beamshutter-Öffnung.

#### 7.4.7 Signalverhalten für verschiedene Thresholds

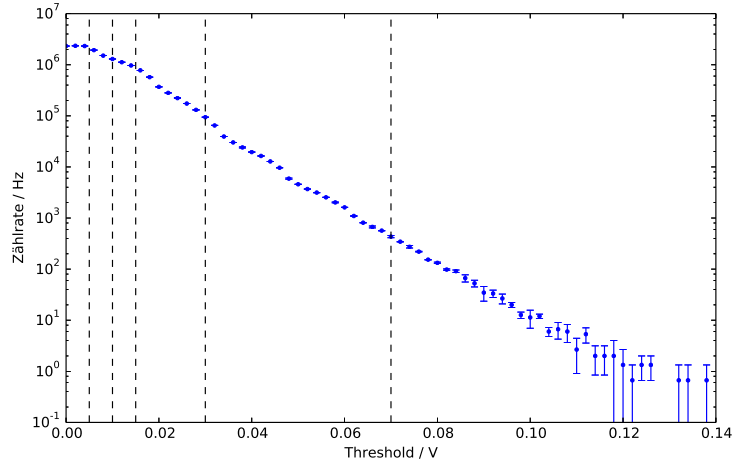
Sobald die Bedingung erfüllt ist, dass genug Licht zeitgleich die photosensitive Fläche eines SiPM trifft, ist es möglich den Threshold des Zählers auf höhere Photonenpulse einzustellen. Da die Rate der störenden, durch Crosstalk ausgelösten Pulse exponentiell mit der Pulshöhe abnimmt, reduzieren sich die Untergrundpulse stark. Um zu prüfen inwieweit der Threshold variiert werden kann ohne dabei das Signal des Spektrums zu verlieren, wird für verschiedene Thresholds ein Spektrum aufgenommen. Wie bereits erwähnt, wird das stärkste Signal bei  $U_{\text{thresh}} = 10 \text{ mV}$  gemessen. Bisher gezeigte Spektren wurden alle bei diesem Threshold gemessen. In Abbildung 7.26 ist das integrale Photonenspektrum eines unbeleuchteten SiPM zu sehen, das durch Durchfahren des Thresholds vermessen wurde. Die Abstufungen im Verlauf entstehen durch die Photonenpulse, die nicht mehr hoch genug sind, um den jeweiligen Threshold noch zu erreichen. Durch vertikale gestrichelte Linien sind die Threshold-Einstellungen für die durchgeführten Messungen markiert. Die Abbildung dient zur Veranschaulichung der Photonen-Niveaus bei denen die Messungen stattfinden.

Eine leichte Variation des Thresholds zu geringeren Spannungen auf  $U_{\text{thresh}} = 5 \text{ mV}$  führt dazu, dass kein Signal mehr zu erkennen ist. Die Schwelle befindet sich bei dieser Einstellung zu nah am elektronischen Rauschen. Eine leichte Erhöhung auf  $U_{\text{thresh}} = 15 \text{ mV}$  zeigt weiterhin ein deutliches Signal. Das zugehörige Spektrum ist in Abbildung 7.27a gezeigt. Hier wurden wieder die offensichtlichsten Ausreißer entfernt. Um die Signalqualität der bei verschiedenen Thresholds gemessenen Spektren besser vergleichen zu können, ist die relative Abweichung der Zählraten von der mittleren Zählrate des Spektrums geplottet. Das heißt die Zählraten wurden durch die mittlere Zählrate dividiert und dann auf Null korrigiert, um die Abweichungen besser zu erkennen. Damit ist die Signalthöhe ins Verhältnis zum Untergrund gesetzt worden. Bei einem Threshold von  $U_{\text{thresh}} = 15 \text{ mV}$  beträgt die maximale relative Abweichung vom Zählratenmittel ungefähr 3 %.

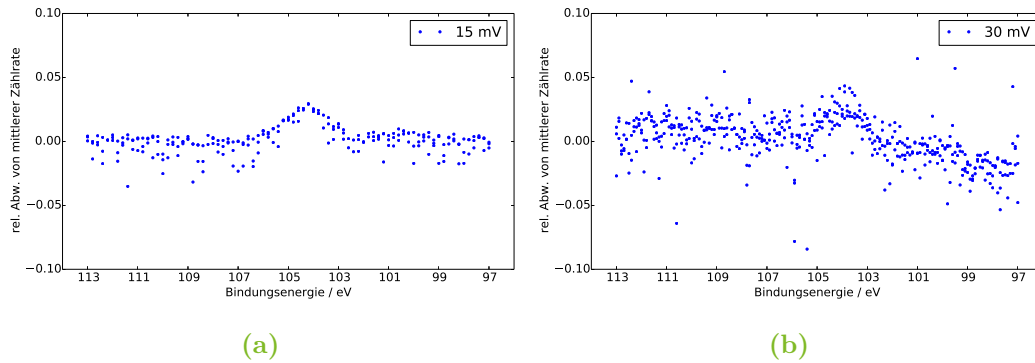
Wird der Threshold auf  $U_{\text{thresh}} = 30 \text{ mV}$  erhöht und damit im Bereich von doppelten Photonenpulsen gemessen, so ist nur noch in einem einzigen Pixel ein Signal erkennbar. Bei diesem einen Pixel handelt es sich um einen besonders gut beleuchteten, der bereits bei anderen Messreihen eine vergleichsweise hohe Zählrate besaß. Dies deutet darauf hin, dass dieser Pixel eine besonders günstige Position besitzt und nicht durch den Schatten der Streben der Spektrometerdose beeinträchtigt wird. Das entsprechende Spektrum ist in Abbildung 7.27b gezeigt. Auffällig ist, dass es hier viele Ausreißer zu höheren Zählraten gibt und nicht hauptsächlich zu niedrigeren. Aufgrund dieser Besonderheit sind keine Ausreißer im Plot entfernt worden. Außerdem fällt auf, dass die Abweichung von der mittleren Zählrate im Signalmaximum wieder etwa 3 % beträgt. Allerdings ist die relative Streuung der Zählrate bei der eingestellten Threshold wesentlich stärker, so dass das Signal fast im Rauschen untergeht.

Eine weitere Messung bei  $U_{\text{thresh}} = 70 \text{ mV}$ , die chronologisch als Erstes durchgeführt wurde, zeigt keinerlei Signal. Die Wahl fiel auf diesen Threshold, da hier ein niedriger Untergrund von der Größenordnung 100 Hz zu erwarten ist.

Zusammenfassend zeigt sich, dass auch auf Doppelphotonenhöhe noch ein Signal messbar ist, auch wenn noch Optimierungen nötig sind, damit alle SiPMs mit der gleichen Signalqualität messen. Mit jeder Erhöhung des Threshold auf das nächsthöhere Photonen-Niveau reduziert sich der Untergrund um ungefähr eine Größenordnung. Da bereits ein Signal von Photoelektronen für höhere Photonen-Niveaus nachweisbar ist, lohnt sich die Konstruktion eines, in Hinsicht auf Lichtausbeute, optimierten Detektors. Es ist nötig, die Anzahl der koinzidenten Photonen pro Pixel zu erhöhen, um ein tolerierbares Signal-Untergrund-Verhältnis zu erhalten. Zahlreiche Möglichkeiten dies zu erreichen werden in Kapitel 9 vorgeschlagen.



**Abbildung 7.26:** Dargestellt ist die Zählrate in Abhängigkeit des Threshold für einen unbeleuchteten SiPM. Die vertikalen gestrichelten Linien zeigen die Einstellungen für den Threshold (5 mV, 10 mV, 15 mV, 30 mV, 70 mV) bei versuchten Nachweisen des Spektrums.



**Abbildung 7.27:** Links ist das Spektrum für einen Threshold von  $U_{\text{thresh}} = 15 \text{ mV}$  zu sehen. Das Signal ist deutlich zu erkennen. Rechts ist das Spektrum für einen Threshold von  $U_{\text{thresh}} = 30 \text{ mV}$  gezeigt. Das Signal des Siliziumoxids ist bei  $E = 104 \text{ eV}$  noch zu erkennen. Die relative Streuung der Zählraten ist hier stärker als bei  $U_{\text{thresh}} = 15 \text{ mV}$ . Zudem ist eine Drift im Zählraten-Niveau zu erkennen.



## 8 Zusammenfassung

Zu Beginn dieser Arbeit war bereits bewiesen, dass mit dem SiPM-MCP-Detektorsystem und Synchrotronstrahlung ein Energiespektrum von Photoelektronen aufgenommen werden kann. In der vorliegenden Arbeit konnte der Nachweis erbracht werden, dass die Messung eines Spektrums auch mit dem SiPM-MCP-Detektorsystem und einer Röntgenröhre möglich ist. Dabei wurde das SiPM-MCP-Detektorsystem genauer charakterisiert. Es wurde untersucht, wie sich die Schirm- und MCP-Spannung auf die Auflösung des Detektorsystems auswirken. Das heißt es wurde vermessen, wie sich das Licht des Schirms auf das SiPM-Array verteilt. Zu hohe Schirm- und MCP-Spannungen, die für eine hohe Lichtausbeute sorgen, wirkten sich dabei negativ auf die Auflösung aus. Daher sollte für den Betrieb eine moderate MCP-Spannung und eine hohe Schirmspannung gewählt werden. Dadurch wird die MCP geschont und erhält eine längere Lebensdauer. Für optimale Betriebsparameter muss ein Kompromiss aus ausreichender Zählrate und Auflösung eingegangen werden.

Für die verwendete FACT-Elektronik wurde Software zur Auslese und Steuerung entwickelt. Die bereits vorhandene Software FTUdaq wurde in diesem Zuge erweitert und verbessert. Für die Kommunikation mit den FAD-Boards wurde eine neue Software FADdaq geschrieben und somit wurde es ermöglicht automatische Steuerungsprogramme zu schreiben, die sowohl die Steuerung des FTU-Boards als auch die des FAD-Boards übernehmen. Zur Datennahme mit den FAD-Boards wurde eine Performance-Messung durchgeführt.

Das Hauptziel dieser Arbeit ist der Nachweis eines Photoelektronensignals mit Hilfe von SiPMs, ohne dabei auf jegliche Vervielfachung von Elektronen zurückzugreifen. Dazu wurde ein Detektor entworfen, der mit Hilfe einer hohen Leuchtschirmspannung genug Photonen erzeugen soll, um ein Signal messen zu können. Für den Leuchtschirm, der in diesem Detektor verbaut wurde, ist ein spezielles Gefäß für den Beschichtungsvorgang entworfen worden.

Um den HV-Detektor zu testen wurde ein Vakuumaufbau konstruiert. Dabei wurde die Homogenität des Leuchtschirms überprüft und die Anwesenheit von Störfeldern im Detektor ausgeschlossen. Danach wurde die Proportionalität der Lichtintensität

zur Beschleunigungsspannung und zur Elektronenintensität überprüft.

Das SiPM-HV-Detektorsystem wurde anschließend am Spektrometer mit Synchrotronstrahlung getestet. Dabei konnte erfolgreich nachgewiesen werden, dass mit SiPMs und unter Verzicht auf die Vervielfachung von Elektronen ein Signal der Photoelektronen gemessen werden kann. Es konnten Spektren des  $2p_{3/2}$ -Orbitals von Silizium gemessen werden. Die Signifikanz des maximalen Signals wurde auf  $15\sigma$  bestimmt. Die Zählrate des gemessenen Spektrums ist im Rahmen der Fehler direkt proportional zur Beschleunigungsspannung des Schirmes und der Beamshutteröffnung.

Bei der Untersuchung des Photoelektronensignals für verschiedene Thresholds stellte sich heraus, dass das Signalmaximum auf dem Niveau einzelner Photonen liegt. Für das Niveau zweier koinzident einfallender Photonen konnte noch ein schwaches Signal gemessen werden. Da die Darkcount-Pulse die Höhe von einzelnen Photonen besitzen, ist das Signal vom Darkcount-Untergrund überlagert. Um bei einem höheren Threshold, und damit weniger Untergrund, messen zu können, sollte eine Optimierung der Photonenausbeute durchgeführt werden. Auf Empfehlungen für die Optimierung wird im folgenden Kapitel 9 eingegangen.

## 9 Ausblick

Durch den Nachweis des Signals und die gewonnenen Erkenntnisse über die Signalstärke kann gefolgert werden, dass die Konstruktion eines auf Lichtausbeute optimierten Detektors lohnenswert ist. Ziel ist es den Untergrund zu reduzieren und das Signal der Photoelektronen zu erhöhen. Es empfehlen sich folgende Optimierungen.

Zuallererst kann durch aktuelle SiPM-Generationen die Rate der Darkcounts grundsätzlich verkleinert werden. Die verwendeten SiPMs haben eine Darkcount rate von bis zu 6 MHz [28]. Die aktuellen SiPMs, die momentan erhältlich sind (Dezember 2015), besitzen bei ähnlicher Zellgröße und Sensorfläche Darkcount rates von 300 kHz bis 1350 kHz [29, 36, 40]. Geringere Untergrundraten von Einzelphotonenpulsen aus thermischer Anregung bedeuten auch eine geringere Anzahl an größeren Pulshöhen, die durch Crosstalk entstehen. Zudem gibt es SiPMs, mit stark reduzierter Crosstalk-Wahrscheinlichkeit [29]. Dies ermöglicht eine einfachere Trennung von Signal und Untergrund.

Da die Darkcount rate temperaturabhängig ist, stellt eine Kühlung der SiPMs eine weitere Möglichkeit dar, um den Signaluntergrund auf ein tolerierbares Niveau zu senken.

Neben einer Verringerung des Untergrundes gibt es auch Optimierungsmöglichkeiten bezüglich des Signals. Ziel ist es, ein auf den Schirm einfallendes Elektron genügend Fluoreszenzphotonen erzeugen zu lassen, damit mehrere Photonen zeitgleich auf einen Sensor treffen. Die Photonen werden nicht gerichtet, sondern zufällig im vollen Raumwinkel abgestrahlt. Daher ist es von Vorteil den optischen Aufbau näher am Schirm zu positionieren, um damit mehr Photonen einzusammeln und auf den SiPM-Detektor zu bringen. Es ist aus verschiedenen Gründen erheblich einfacher ist, den optischen Aufbau nicht im UHV zu positionieren, sondern atmosphärenseitig am Flanschfenster. Daher gibt es einen Mindestabstand zum Leuchtschirm aufgrund der Abmessungen der UHV-Kammer und des Fensterflansches. Für Abhilfe kann hier eine Spezialanfertigung eines Fensterflansches sorgen. Dabei handelt es sich um einen Fensterflansch, der in die Kammer des Spektrometersausgangs hineinragt und das Flanschfenster wesentlich näher an den Schirm bringt. Der optische Aufbau kann dann, ähnlich des Aufbaus in dieser Arbeit, atmosphärenseitig direkt auf das

Flanschfenster folgen und wird damit zumindest teilweise vom nach innen ragenden Flansch umgeben.

Ein wichtiger Punkt zur Erhöhung der Photonenausbeute ist die Vermeidung von Totfläche des SiPM-Arrays. Das in dieser Arbeit verwendete SiPM-Array setzt sich aus SiPMs zusammen, die ein Keramikgehäuse besitzen, das viel Platz um die photosensitive Fläche einnimmt. Aktuelle Modelle können wesentlich flächendeckender angeordnet werden, so dass mehr Licht des Leuchtschirms genutzt werden kann. Darüber hinaus stellen Lichtleiter, ähnlich wie sie bei FACT verwendet werden, eine Möglichkeit dar, die Totfläche zu reduzieren und den kompletten Leuchtschirm zu nutzen.

Eine weitere wesentliche Verbesserung, die bei einem zukünftigen Detektorprototypen angewendet werden sollte, ist eine Umstrukturierung der SiPM-Anordnung in Verbindung mit einer anderen optischen Abbildung. Bisher wurde der komplette Leuchtschirm im 1:1 Verhältnis mit Hilfe einer konvexen Linse auf ein zweidimensionales SiPM-Array abgebildet. Das heißt im Falle einer perfekten Abbildung treffen die Photonen einer  $3\text{ mm} \times 3\text{ mm}$  großen Leuchtschirmfläche auf die photosensitive Fläche eines einzelnen Sensors. Für eine feste x-Position des Spektrometerausgangs ist die Elektronenenergie identisch für alle y-Positionen. Das bedeutet für den Leuchtschirm, dass nur eine Separation der Photonen in verschiedene Sensoren in x-Richtung nötig ist. Für eine feste x-Position können die Photonen aller y-Richtungen zusammengefasst und von einem Sensor detektiert werden. Daher sollte idealerweise eine eindimensionale Reihe von möglichst flächendeckenden SiPMs in x-Richtung des Spektrometerausgangs ausgerichtet werden. Um das Licht des Schirmes auf diese, nur wenige Millimeter hohe, aber mehrere Zentimeter breite Detektionsfläche zu fokussieren, bieten sich zwei gekreuzte Zylinderlinsen an. Damit können x- und y-Richtung separat in zwei eindimensionalen Schritten unterschiedlich stark fokussiert und der Schirm genau auf die Detektionsfläche abgebildet werden. Der Vorteil einer solchen Kombination von optischer Abbildung und SiPM-Array liegt neben der größeren Anzahl der Signalphotonen pro Sensor darin, dass die Darkcounts, die den Untergrund darstellen, nur von einem Sensor stammen und nicht wie zuvor von mehreren.

Eine Möglichkeit, um noch zusätzliches Licht auf dem Schirm zu erzeugen, ist das Entfernen der Verstrebungen der Spektrometerdose. Diese Verstrebungen werfen einen „Elektronenschatten“ auf den Schirm und sorgen damit für dunkle Bereiche auf diesem, wie in Abbildung 7.9 zu sehen ist. Stattdessen kann ein durchgängiges Molybdängitter über der Öffnung befestigt werden.

Es ist außerdem möglich die Schirmfläche zu vergrößern. Die Öffnung des Spek-



---

trometers ist 55 mm breit. Der verwendete, kreisförmige Leuchtschirm hat einen Durchmesser von ungefähr 37 mm und deckt damit die Spektrometeröffnung nicht vollständig ab. Daher sollte bei einem verbesserten Detektor ein größerer Schirm gewählt werden, der nicht zwangsweise rund sein muss. Dadurch wird im Summenspektrum aller Pixel eine größere Zählrate erreicht.

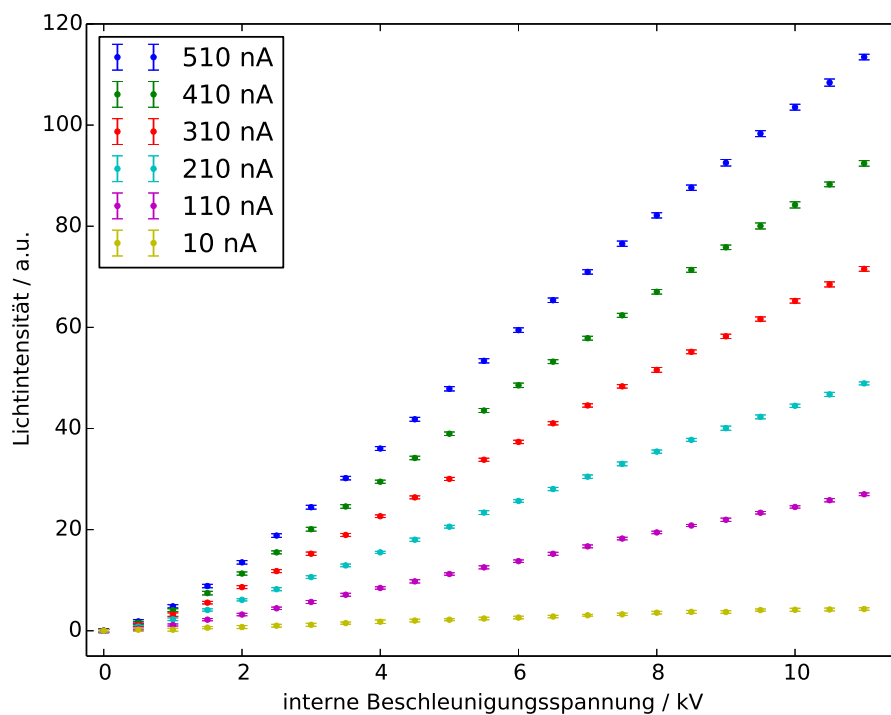
Eine Erhöhung der Schirmspannung sorgt für eine Erhöhung der Photonen pro einfallendem Elektron. In dieser Arbeit wurden maximal 12 kV verwendet. Dieses Limit wird aber nicht durch den HV-Detektor vorgegeben, sondern durch die Hochspannungsdurchführung des verwendeten Fensterflansches. Der Intensitätsverlauf in Abhängigkeit der Schirmspannung in Abbildung 7.12 legt nahe, dass bei  $U_{\text{Schirm}} = 12 \text{ kV}$  noch keine Sättigung der Intensität erreicht ist.

Inwieweit alle Punkte gleichzeitig angewendet werden können, muss durch konkretere Planungen beurteilt werden. So ist beispielsweise eine Kühlung der SiPMs umso schwerer umzusetzen, je kompakter der Detektoraufbau aufgrund von Abstandsminimierungen wird. Unter Berücksichtigung all dieser Optimierungen kann ein Prototyp mit vielversprechenden Signaleigenschaften geplant und konstruiert werden.

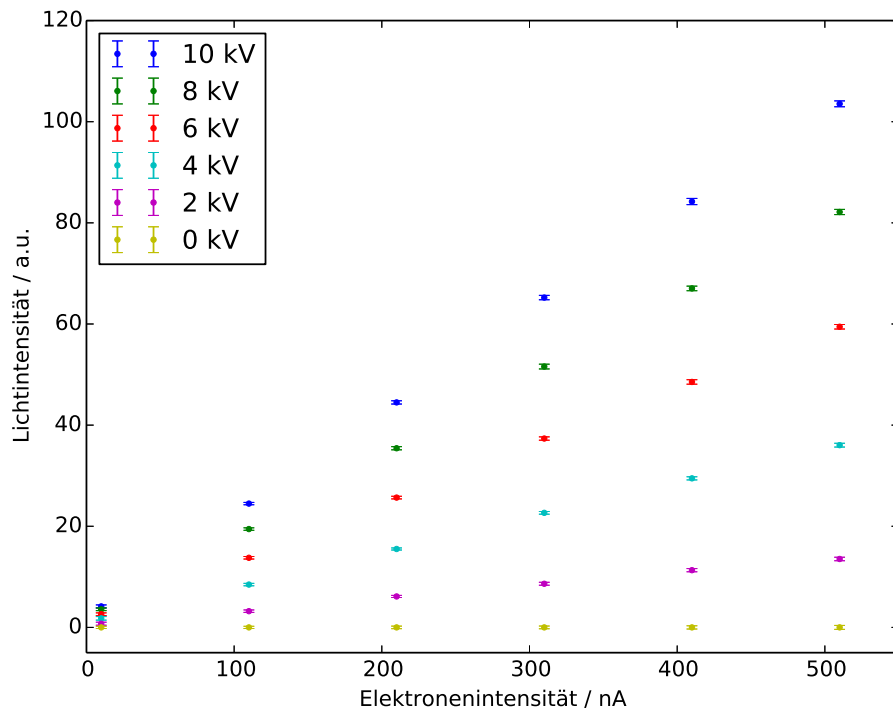


## A Intensitätsplots für 30 eV und 500 eV

### A.1 Initiale Elektronenenergie 30 eV

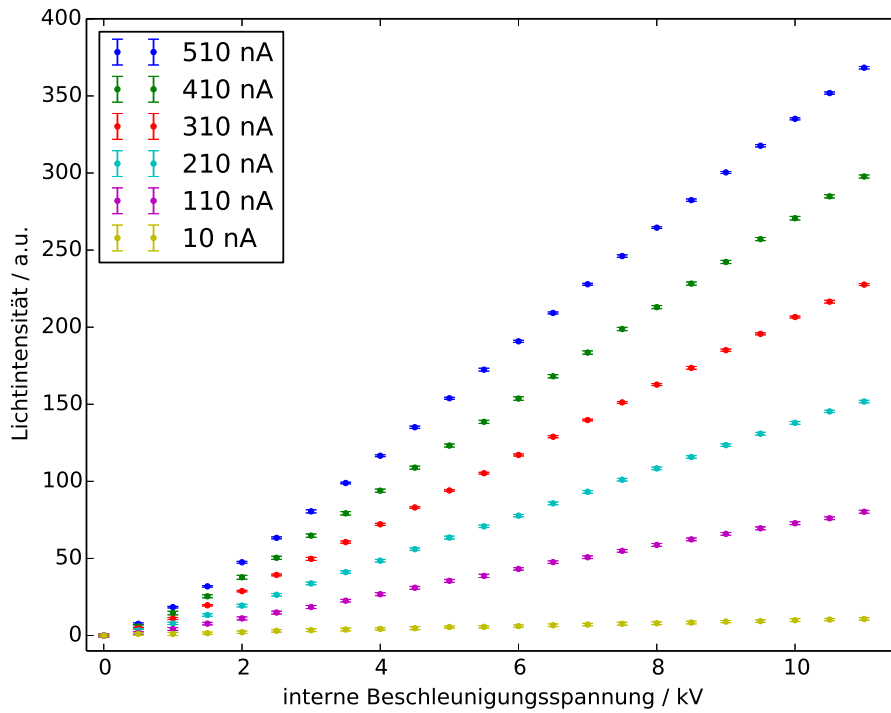


**Abbildung A.1:** Lichtintensität in Abhängigkeit von der Nachbeschleunigung für verschiedene Elektronenstrahlintensitäten bei einer initialen Elektronenenergie von 30 eV.

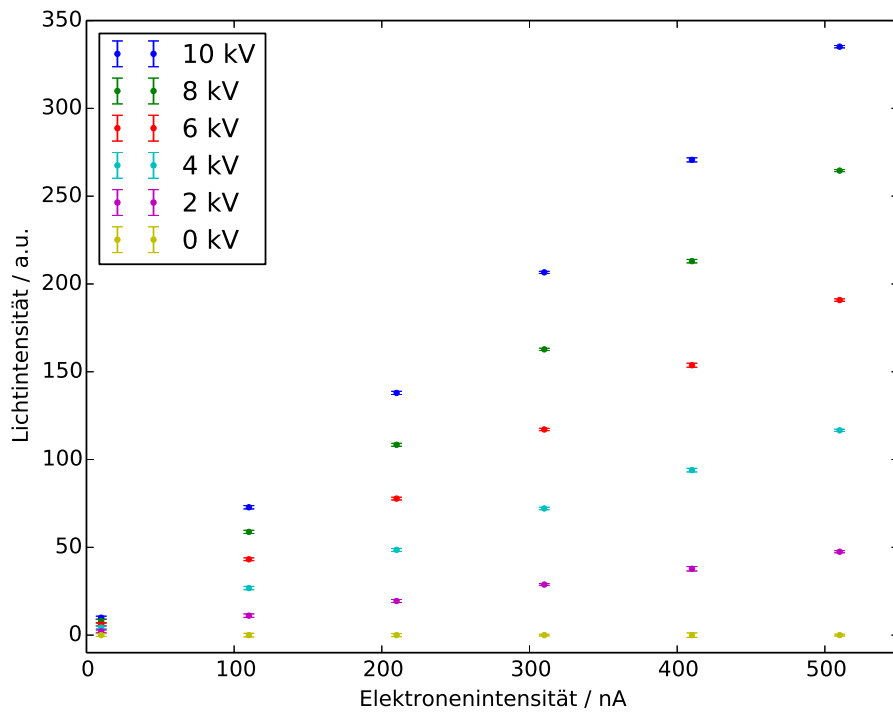


**Abbildung A.2:** Lichtintensität in Abhängigkeit von der Elektronenintensität für verschiedene Beschleunigungsspannungen bei einer initialen Elektronenenergie von 30 eV.

## A.2 Initiale Elektronenenergie 500 eV

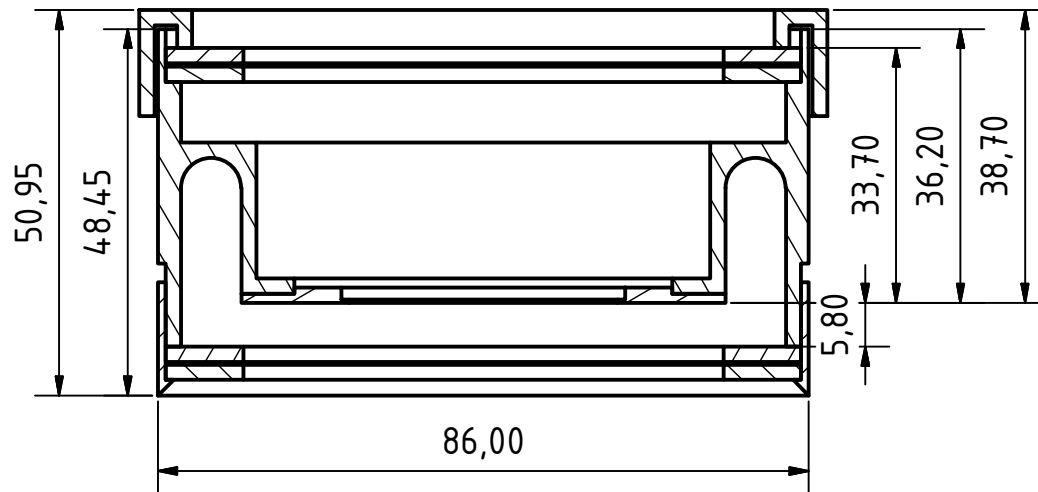


**Abbildung A.3:** Lichtintensität in Abhängigkeit von der Nachbeschleunigung für verschiedene Elektronenstrahlintensitäten bei einer initialen Elektronenenergie von 500 eV.



**Abbildung A.4:** Lichtintensität in Abhängigkeit von der Elektronenintensität für verschiedene Beschleunigungsspannungen bei einer initialen Elektronenenergie von 500 eV.

## B Technische Zeichnungen



**Abbildung B.1:** Der Durchschnitt durch den HV-Detektor im Maßstab 1:1. Es sind alle wichtigen Bemaßungen in Bezug auf die Leuchtschirmposition eingezeichnet. Sie sind wichtig, um eine optische Abbildung des Leuchtschirmes zu planen.

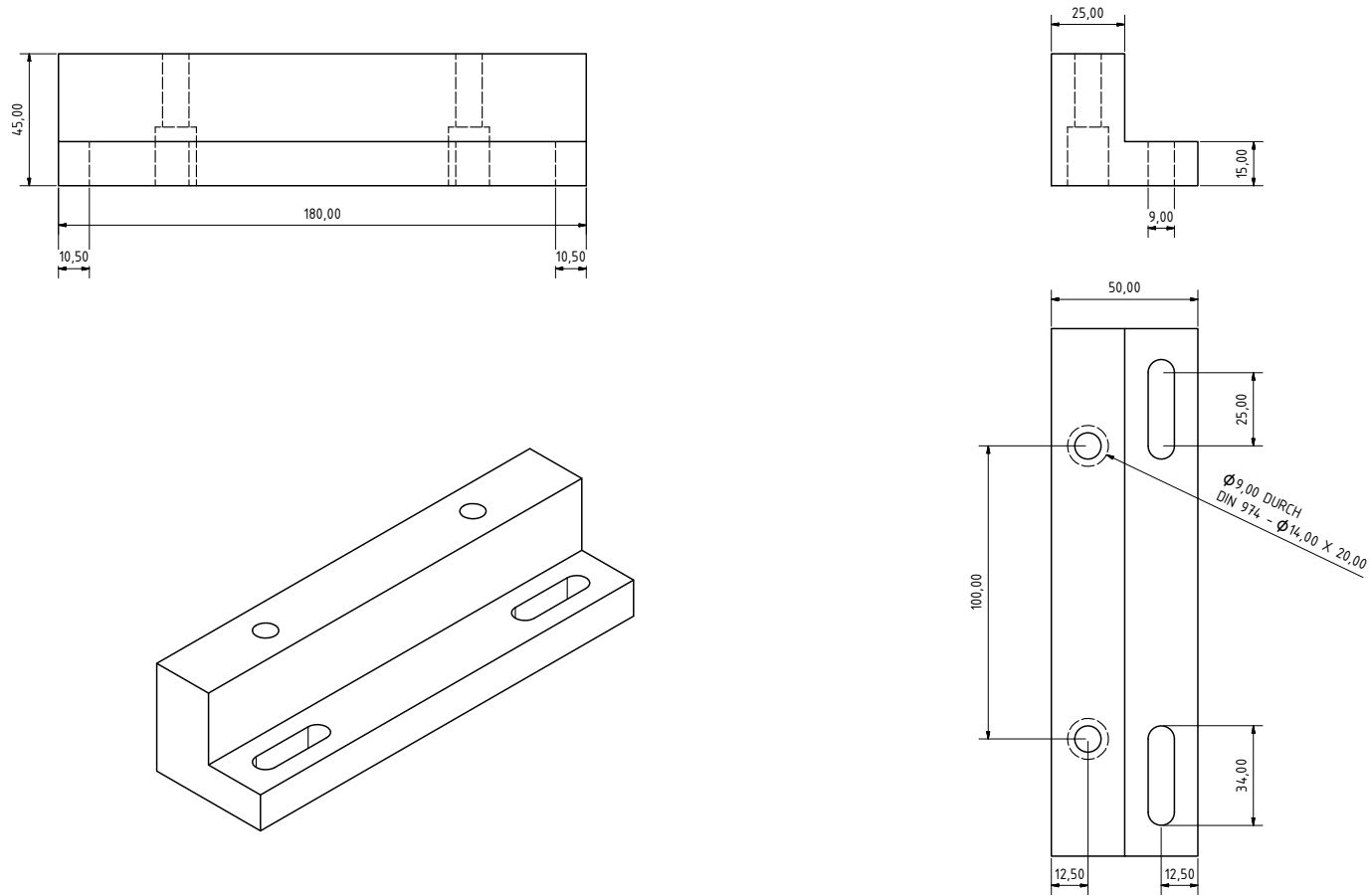
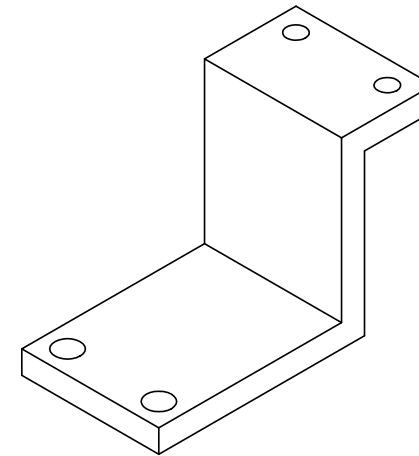
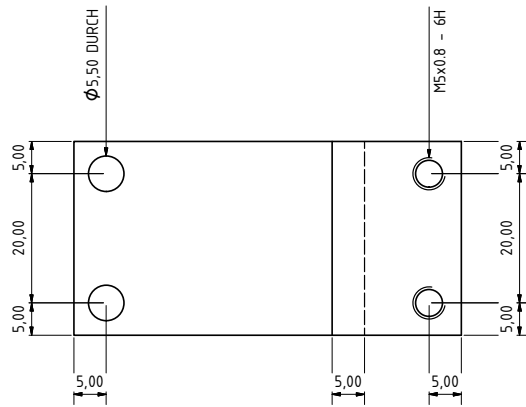
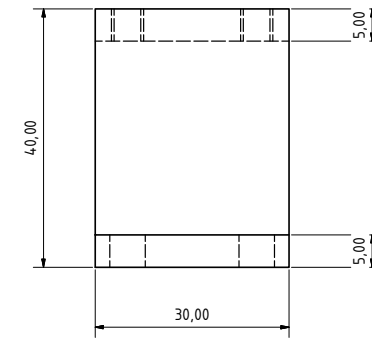
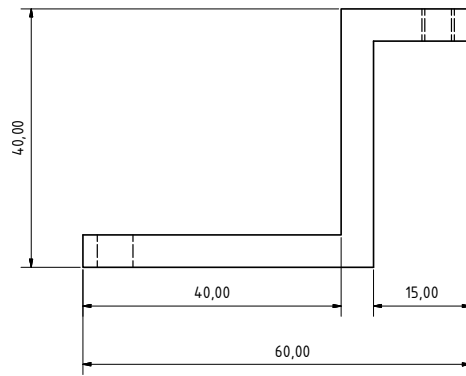
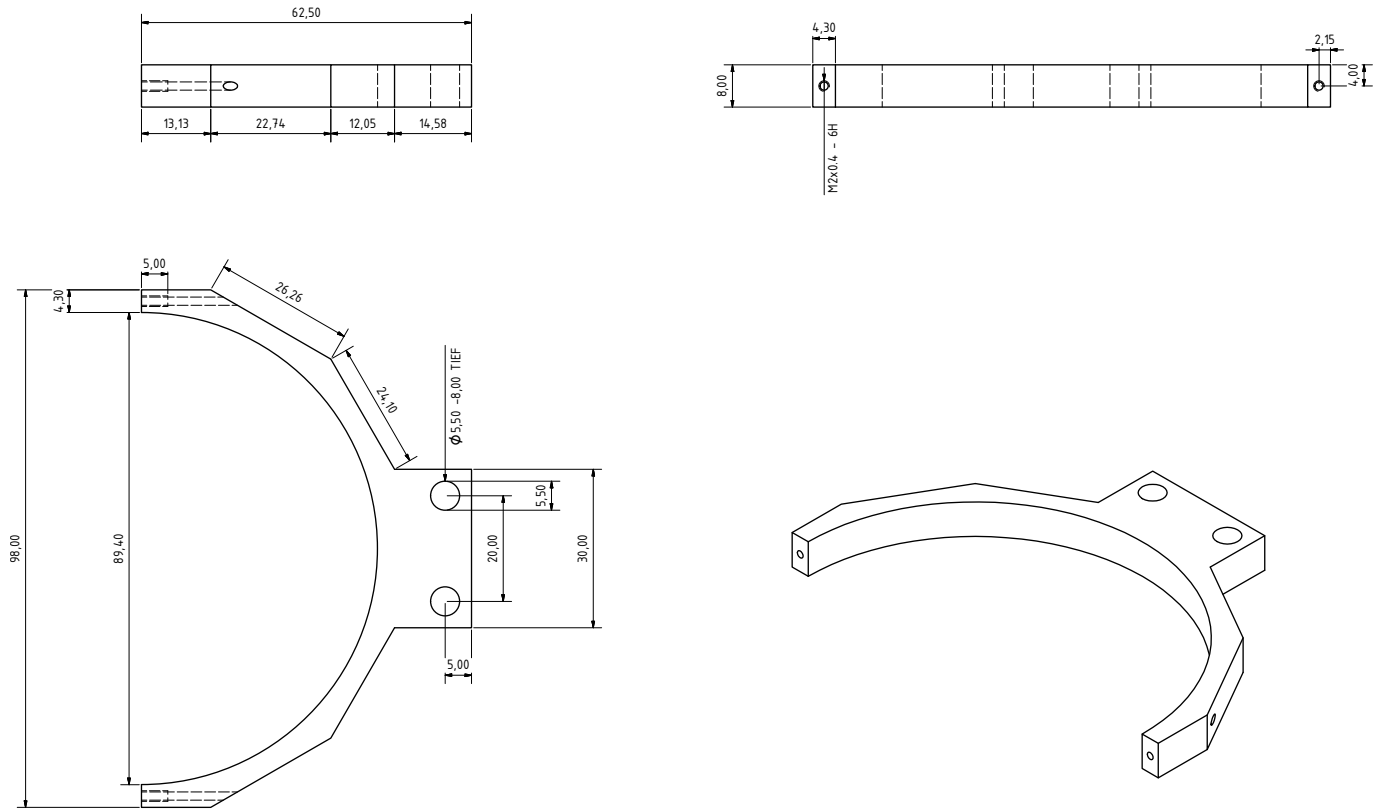


Abbildung B.2: Winkel zur Befestigung des Doppelkreuzes am Montagetisch.





**Abbildung B.3:** Halterungswinkel zur korrekten Positionierung des HV-Detektors im Vakuumaufbau. Er verbindet die Achse der Drehdurchführung und die Halterung des HV-Detektors.



**Abbildung B.4:** Das erste von zwei Halterungsteilen zur Fixierung des HV-Detektors. Aufgrund des geringen Platzes im Doppelkreuz musste die Halterung sehr schlank geplant werden.

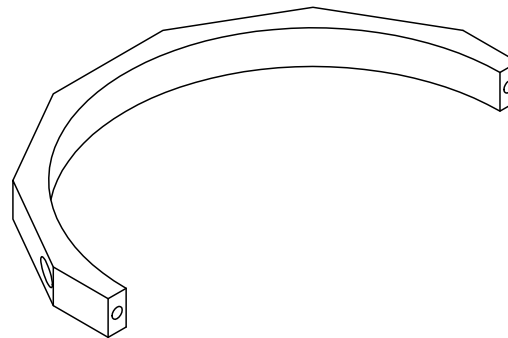
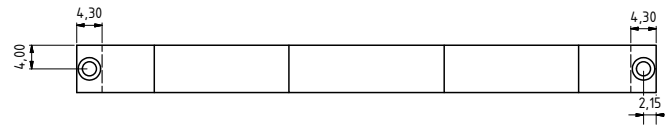
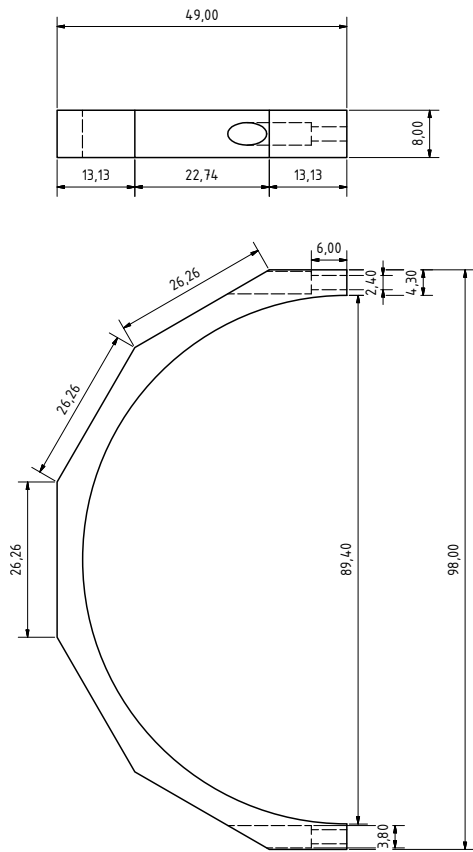


Abbildung B.5: Das zweite Halterungsteil zur Fixierung des HV-Detektors.

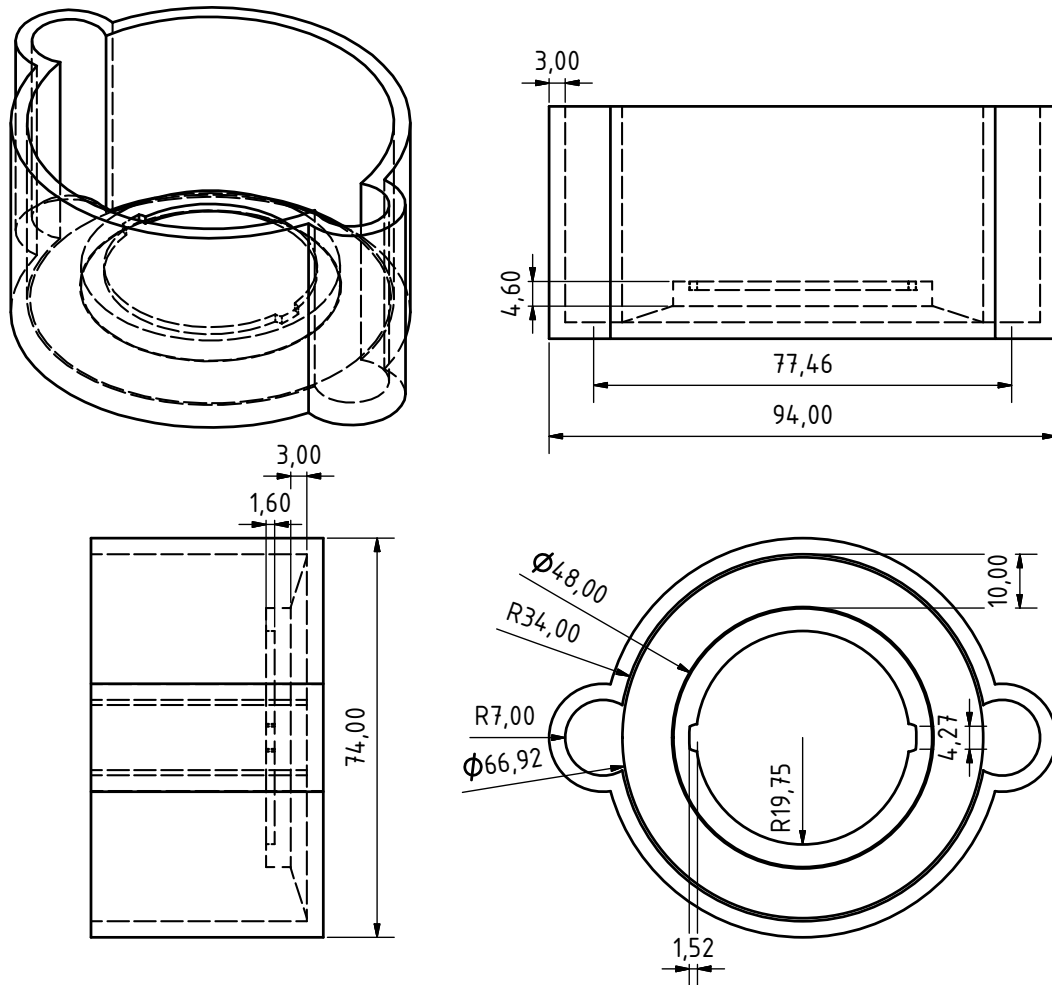
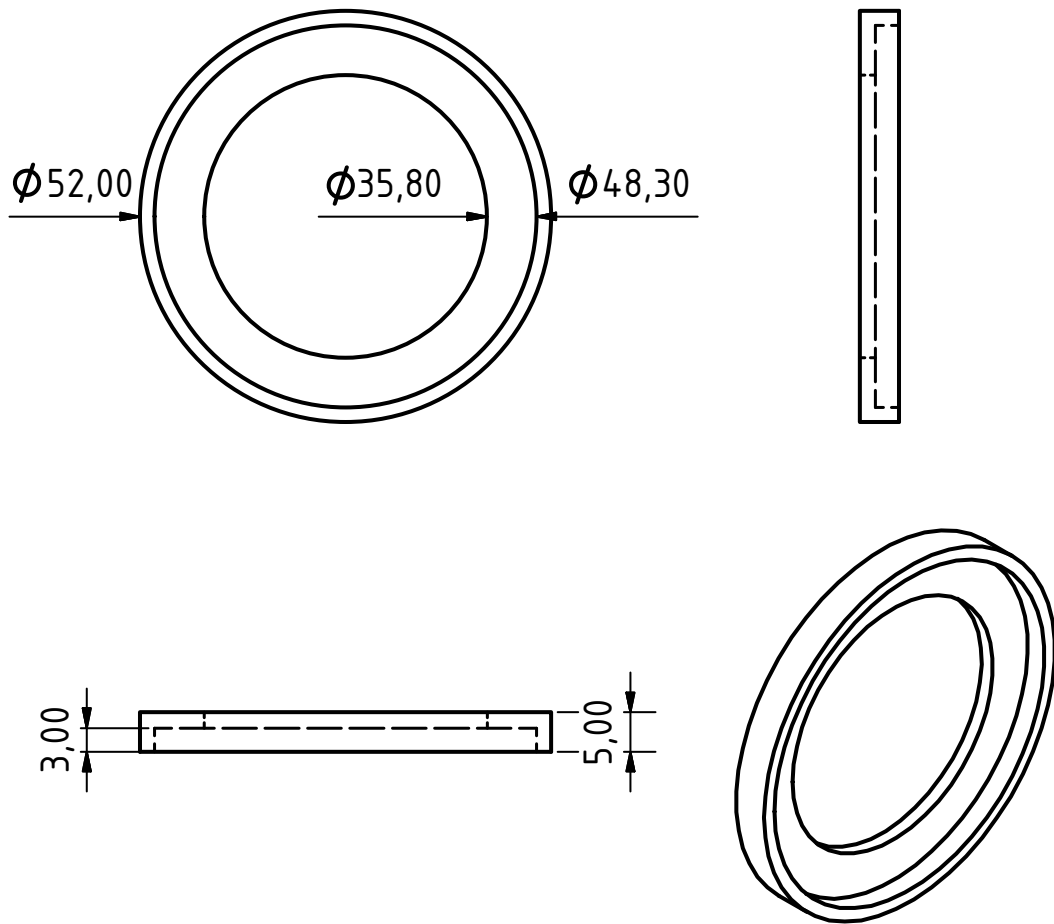
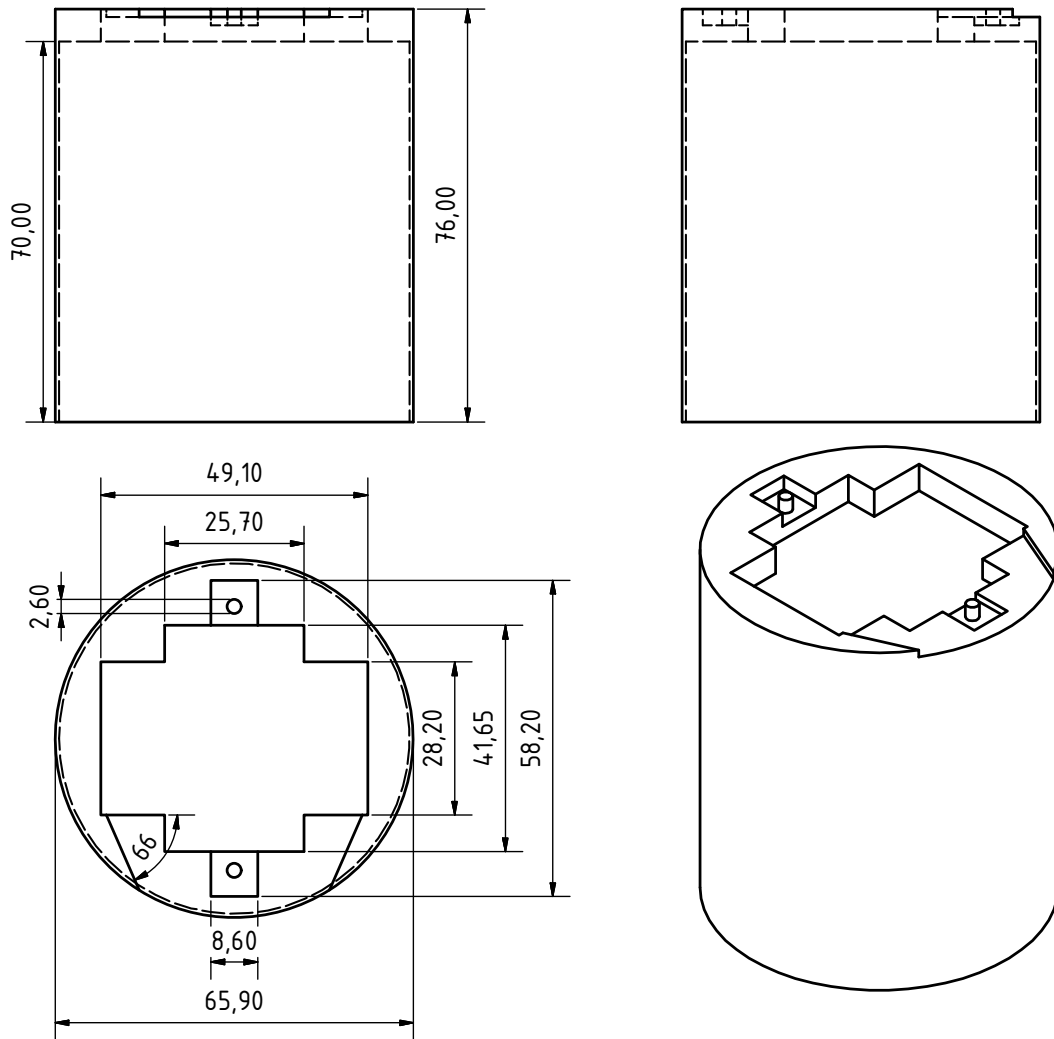


Abbildung B.6: Das Gefäß zur Beschichtung des Leuchtschirmes.



**Abbildung B.7:** Der Ring zur Fixierung des Leuchtschirmes. Er wird auf das Podest im Gefäß gesteckt.



**Abbildung B.8:** 3D-Druck-Halterung zur Befestigung des SiPM-Arrays am Gehäuse der optischen Abbildung.

## Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzipieller Aufbau zur Spektroskopie von Photoelektronen . . . . .	4
2.2	Schematische Abbildung von DELTA . . . . .	6
3.1	Aufbau der Dotierungsschichten einer einzelnen APD . . . . .	10
3.2	SiPM von Hamamatsu Typ S10362-33-050C . . . . .	12
4.1	Foto des Cherenkov-Teleskops FACT . . . . .	15
4.2	Schematischer Aufbau der Elektronik von FACT . . . . .	17
4.3	Schematischer Aufbau der Elektronik zur Photoelektronenspektroskopie	19
4.4	Baugleiche Elektronik zu FACT im Gehäuse . . . . .	19
5.1	Screenshot des Programms ftuctrl . . . . .	22
5.2	Schematische Abbildung des Aufbaus von FADdaq . . . . .	23
5.3	Eventrate in Abhängigkeit der Region Of Interest . . . . .	25
6.1	Schematische Darstellung einer MCP . . . . .	28
6.2	Schematischer Versuchsaufbau des SiPM-MCP-Detektorsystems . . .	29
6.3	Blick in den optischen Aufbau und auf das SiPM-Array . . . . .	30
6.4	Spektrum mit SiPM-MCP-Detektor für drei verschiedene SiPMs . .	32
6.5	Spannungsverlauf zur Veranschaulichung des Integrationsfensters . .	33
6.6	Kamerabilder mit einer niedrigen absoluten MCP-Spannung . . . . .	35
6.7	Kamerabilder mit einer hohen absoluten MCP-Spannung . . . . .	35
7.1	Schnitt durch den HV-Detektor . . . . .	37
7.2	Blick auf den Leuchtschirm . . . . .	38
7.3	Spektrometerdose während des Zusammenbaus des Detektors . . . .	39
7.4	Vollständig zusammengesetzter HV-Detektor . . . . .	40
7.5	Gedrucktes Gefäß zur Beschichtung des Leuchtschirmes . . . . .	41
7.6	Schematische Darstellung des Vakuumaufbaus . . . . .	43
7.7	Vakuumaufbau zum Test des HV-Detektors . . . . .	43
7.8	Positionierung des HV-Detektors im Vakuumaufbau . . . . .	44
7.9	Blick auf den Leuchtschirm mit defokussiertem Elektronenstrahl . .	45
7.10	Blick auf den Fensterflansch mit CMOS-Kamera . . . . .	46

7.11	Helligkeitsverlauf der Leuchtschirmoberfläche . . . . .	47
7.12	Lichtintensität vs. Schirmspannung ( $U_{e^-} = 80 \text{ eV}$ ) . . . . .	48
7.13	Lichtintensität vs. Elektronenintensität ( $U_{e^-} = 80 \text{ eV}$ ) . . . . .	49
7.14	Schematischer Versuchsaufbau des SiPM-HV-Detektorsystems . . . . .	51
7.15	Periskopischer Flanschsaufsatz zum Betrachten des Leuchtschirms . . . . .	53
7.16	Aufbau der Elektronik am Spektrometer . . . . .	54
7.17	Spektrum für einen Pixel des SiPM-HV-Detektorsystems . . . . .	56
7.18	Vergleichsspektrum 1 des SiPM-MCP-Detektor . . . . .	57
7.19	Vergleichsspektrum 2 des SiPM-MCP-Detektor . . . . .	57
7.20	Veranschaulichung der Ausreißerentfernung . . . . .	59
7.21	Zählratenmessung zur Bestimmung der Signifikanz . . . . .	61
7.22	Histogrammierte Zählraten zur Signifikanzbestimmung . . . . .	61
7.23	Einteilung des Spektrums in Signal und Untergrund . . . . .	63
7.24	Integrale Signalhöhe in Abhängigkeit der Schirmspannung . . . . .	64
7.25	Integrale Signalhöhe in Abhängigkeit der Beamshutter-Öffnung . . . . .	65
7.26	Zählrate in Abhängigkeit der Threshold für einen unbeleuchteten SiPM . . . . .	67
7.27	Spektren für unterschiedliche Thresholds . . . . .	67
A.1	Lichtintensität vs. Schirmspannung ( $U_{e^-} = 30 \text{ eV}$ ) . . . . .	75
A.2	Lichtintensität vs. Elektronenintensität ( $U_{e^-} = 30 \text{ eV}$ ) . . . . .	76
A.3	Lichtintensität vs. Schirmspannung ( $U_{e^-} = 500 \text{ eV}$ ) . . . . .	77
A.4	Lichtintensität vs. Elektronenintensität ( $U_{e^-} = 500 \text{ eV}$ ) . . . . .	78
B.1	Durchschnitt HV-Detektor 1:1 . . . . .	79
B.2	Winkel zur Befestigung des Doppelkreuzes am Montagetisch . . . . .	80
B.3	Halterungswinkel zur Positionierung des HV-Detektors . . . . .	81
B.4	Halterungsteil 1 für HV-Detektor . . . . .	82
B.5	Halterungsteil 2 für HV-Detektor . . . . .	83
B.6	Das Gefäß zur Beschichtung des Leuchtschirmes . . . . .	84
B.7	Ring zur Fixierung des Leuchtschirmes . . . . .	85
B.8	3D-Druck-Halterung für SiPM-Array . . . . .	86



## Tabellenverzeichnis

6.1	Messeinstellungen zum Spektrum des SiPM-MCP-Detektorsystem . . . . .	31
7.1	Messeinstellungen zum Funktionstest des Leuchtschirms . . . . .	50
7.2	Messeinstellungen zum Spektrennachweis mit SiPM-HV-Detektorsystem	56
7.3	Messeinstellungen für die Bestimmung der Signifikanz . . . . .	60
7.4	Messeinstellungen für die Untersuchung des Signalverhaltens . . . . .	63



## Literatur

- [1] N. Akil et al. „A multimechanism model for photon generation by silicon junctions in avalanche breakdown“. In: *Electron Devices, IEEE Transactions on* 46.5 (Mai 1999), S. 1022–1028. ISSN: 0018-9383. DOI: 10.1109/16.760412.
- [2] H. Anderhub et al. „A G-APD based Camera for Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 628.1 (2011). {VCI} 2010 Proceedings of the 12th International Vienna Conference on Instrumentation, S. 107–110. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2010.06.296.
- [3] H. Anderhub et al. „Design and operation of FACT – the first G-APD Cherenkov telescope“. In: *Journal of Instrumentation* 8.06 (2013), P06008. DOI: 10.1088/1748-0221/8/06/P06008.
- [4] V. Blobel und E. Lohrmann. *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*. Teubner, 1998.
- [5] Jens Buss. *Foto von Hamamatsu Typ S10362-33-050C*.
- [6] Miguel Claro. *Gran Telescopio Canarias and FACT Telescope against Milky Way*. 21. Sep. 2015. URL: <http://www.miguelclaro.com>.
- [7] S. Cova, A. Lacaita und G. Ripamonti. „Trapping phenomena in avalanche photodiodes on nanosecond scale“. In: *Electron Device Letters, IEEE* 12.12 (Dez. 1991), S. 685–687. ISSN: 0741-3106. DOI: 10.1109/55.116955.
- [8] Sven Döring. „Grundlagen zur Charakterisierung der Undulatorbeamline U55 (B11) an der Synchrotronstrahlungsquelle DELTA“. Diplomarbeit. Universität Dortmund, 2007.
- [9] Patrick Eckert et al. „Characterisation studies of silicon photomultipliers“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 620.2–3 (2010), S. 217–226. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2010.03.169.

- [10] A. Einstein. „Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt“. In: *Annalen der Physik* 322.6 (1905), S. 132–148. ISSN: 1521-3889. DOI: 10.1002/andp.19053220607.
- [11] Perkin Elmer. *Avalanche photodiode - A User Guide*. 16. Dez. 2015. URL: [http://www.perkinelmer.com/CMSResources/Images/44-6538APP\\_AvalanchePhotodiodesUsersGuide.pdf](http://www.perkinelmer.com/CMSResources/Images/44-6538APP_AvalanchePhotodiodesUsersGuide.pdf).
- [12] Matthew W. Fishburn. „Fundamentals of CMOS Single-Photon Avalanche Diodes“. Delft University of Technology, 2012.
- [13] Erika Garutti. „Silicon photomultipliers for high energy physics detectors“. In: *Jour. of Instr.* 6.10 (2011), S. C10003. DOI: 10.1088/1748-0221/6/10/C10003.
- [14] Pradip K. Ghosh. *Introduction to Photoelectron Spectroscopy*. 1. Auflage. John Wiley & Sons, 1983.
- [15] tectra GmbH. *MCP detectors for in-vacuum mount and flange mounted*. 2013. URL: <http://www.tectra.de/MCP%20specsheets.pdf>.
- [16] IAU FITS Working Group. *FITS Standard*. URL: [http://fits.gsfc.nasa.gov/fits\\_standard.html](http://fits.gsfc.nasa.gov/fits_standard.html).
- [17] Wilhelm Hallwachs. „Ueber den Einfluss des Lichtes auf electrostatisch geladene Körper“. In: *Annalen der Physik* 269.2 (1888), S. 301–312. ISSN: 1521-3889. DOI: 10.1002/andp.18882690206.
- [18] Hamamatsu. *Hamamatsu MCP & MCP assembly selection guide*. 2013.
- [19] Hamamatsu. *Overview of avalanche photodiodes and MPPCs*. 16. Dez. 2015. URL: [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e03\\_handbook\\_si\\_apd\\_mppc.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/e03_handbook_si_apd_mppc.pdf).
- [20] Earl Hergert, Maridel Lares und Hamamatsu Corporation. *What is an MPPC?* 16. Dez. 2015. URL: [http://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical\\_sensors/tutorials/what\\_is\\_mppc/index.html](http://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical_sensors/tutorials/what_is_mppc/index.html).
- [21] H. Hertz. „Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung“. In: *Annalen der Physik* 267.8 (1887), S. 983–1000. ISSN: 1521-3889. DOI: 10.1002/andp.18872670827.
- [22] J.A. Hinton und W. Hofmann. „Teraelectronvolt Astronomy“. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 47.1 (2009), S. 523–565. DOI: 10.1146/annurev-astro-082708-101816.

- 
- [23] DELTA Homepage. *Beschleunigeranlage*. 15. Dez. 2015. URL: <http://www.delta.tu-dortmund.de/cms/de/Beschleuniger/Anlage/index.html>.
- [24] Stefan Hübner. *Photoelectron Spectroscopy*. 2. Auflage. Springer, 1996.
- [25] Paul Scherrer Institute. *DRS4 datasheet rev. 0.9*. 2009. URL: [https://www.psi.ch/drs/DocumentationEN/DRS4\\_rev09.pdf](https://www.psi.ch/drs/DocumentationEN/DRS4_rev09.pdf).
- [26] J. V. Jelley. *Cherenkov Radiation and its Applications*. Pergamon Press, 1958.
- [27] Armin Kolb et al. „Evaluation of Geiger-mode APDs for PET block detector designs“. In: *Physics in Medicine and Biology* 55.7 (2010), S. 1815. URL: <http://stacks.iop.org/0031-9155/55/i=7/a=003>.
- [28] Hamamatsu Photonics. *S10362-33-050C*. URL: [http://www.datasheetlib.com/datasheet/1424500/s10362-33-050c\\_hamamatsu-photonics.html](http://www.datasheetlib.com/datasheet/1424500/s10362-33-050c_hamamatsu-photonics.html).
- [29] Hamamatsu Photonics. *S13360 series*. URL: [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360\\_series\\_kapd1052e.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf).
- [30] Slawomir S. Piatek, Hamamatsu Corporation und New Jersey Institute of Technology. *Physics and Operation of an MPPC*. 5. Okt. 2015. URL: [http://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical\\_sensors/tutorials/physics\\_of\\_mppc/index.html](http://www.hamamatsu.com/us/en/community/optical_sensors/tutorials/physics_of_mppc/index.html).
- [31] Ivan Rech et al. „Optical crosstalk in single photon avalanche diode arrays: a new complete model“. In: *Opt. Express* 16.12 (Juni 2008), S. 8381–8394. DOI: 10.1364/OE.16.008381.
- [32] Kai Schennetten. „Röntgen-Photoelektronenspektroskopie auf Basis von SiPMs und FACT-Elektronik“. Masterarbeit. TU Dortmund, 2012.
- [33] Kai Schennetten. „Softwareentwicklung für die Datennahmeelektronik des FACT-Experiments“. Bachelorarbeit. TU Dortmund, 2010.
- [34] Johannes Schmalstieg. „Voruntersuchungen zum Bau eines Detektors für die Röntgen-Photoelektronenspektroskopie auf Basis von Silizium-Photomultipliern“. TU Dortmund, Sep. 2011.
- [35] Sensl. *An Introduction to the Silicon Photomultiplier - TECHNICAL NOTE*. URL: <http://www.sensl.com/downloads/ds/TN%20-%20Intro%20to%20SPM%20Tech.pdf>.
- [36] Sensl. *C-Series Datasheet*. URL: <http://sensl.com/downloads/ds/DS-MicroCseries.pdf>.

- [37] Sensl. *J-Series Datasheet*. URL: <http://sensl.com/downloads/ds/DS-MicroJseries.pdf>.
- [38] G. C. Smith. *Surface Analysis by Electron Spectroscopy: Measurement and Interpretation*. Springer Science + Business Media, 1994.
- [39] SPI Supplies. *SPI-Chem P-47 Scintillator*. 25. Jan. 2015. URL: <http://www.2spi.com/item/04165-ab/>.
- [40] Excelitas Technologies. *C30742-33 Series Datasheet*. URL: [http://www.excelitas.com/Downloads/DTS\\_C30742-33\\_Series\\_SiPM.pdf](http://www.excelitas.com/Downloads/DTS_C30742-33_Series_SiPM.pdf).
- [41] *UI-5240RE-M-GL Datasheet*. 2015. URL: <http://www.opteamx.com/0pteamX/userdata/SendFile.asp?DBID=1&LNGID=1&GID=858>.
- [42] Trevor C. Weekes. *Very High Energy Gamma-Ray Astronomy*. 1. Auflage. Institute of Physics Publishing Bristol und Philadelphia, 2003.
- [43] Quirin Weitzel und Patrick Vogler. *FTU Firmware Specifications*. 2010.
- [44] J.J. Yeh und I. Lindau. „Atomic subshell photoionization cross sections and asymmetry parameters:  $1 \leq Z \leq 103$ “. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 32.1 (1985), S. 1–155. ISSN: 0092-640X. DOI: 10.1016/0092-640X(85)90016-6.
- [45] F. Zappa et al. „Monolithic active-quenching and active-reset circuit for single-photon avalanche detectors“. In: *Solid-State Circuits, IEEE Journal of* 38.7 (Juli 2003), S. 1298–1301. ISSN: 0018-9200. DOI: 10.1109/JSSC.2003.813291.

## Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Bedanken ohne die diese Arbeit nicht in dieser Form hätte entstehen können.

Als erstes möchte ich mich bei Prof. Dr. Dr. Wolfgang Rhode dafür bedanken, dass er mir diese Dissertation an seinem Lehrstuhl ermöglicht hat. Außerdem für seine Unterstützung und sein Interesse beim Betreuen dieser Arbeit.

Mein Dank geht auch an Prof. Dr. Westphal, der mir ermöglicht hat meine Messungen bei DELTA durchzuführen.

Ich möchte mich bei Dominik Neise bedanken, der mir mit großem Wissen über die FACT-Elektronik hilfsbereit zur Seite stand.

Mein Dank geht an die Mitarbeiter des Lehrstuhls E5 für zahlreiche interessante, fachliche Diskussionen und für ihre Gesellschaft auch außerhalb der Forschung.

Mein herzlicher Dank geht an alle aus der Arbeitsgruppe Westphal, die auf die eine oder andere Weise an meiner Arbeit beteiligt waren. Ohne ihre Hilfe wären die Messungen bei DELTA und der Detektortest am Vakuumaufbau nicht möglich gewesen. Dazu gehören Ulf Berges, Lothar Brosda, Philipp Espeter, Christoph Keutner, Dominique Krull und Frank Schönbohm.

Ein großer Dank geht auch an Kai Warda und Matthias Domke, die bei zahlreichen Gelegenheiten geholfen und sich mit guten Ideen beteiligt haben.

Den Mitarbeitern der mechanischen und elektronischen Werkstatt danke für die schnelle Fertigung bzw. Durchführung von diversen Aufträgen.

Zum Schluss bedanke ich mich bei allen, die diese Arbeit zur Korrektur gelesen haben.