

Charakterisierung von Siliziumphotomultipliern



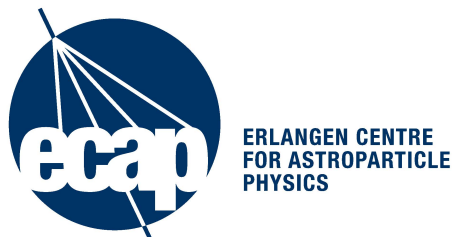
Bachelorarbeit aus der Physik

vorgelegt von

Judith Schneider

9. Oktober 2015

Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Physikalisches Institut IV
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



1. Gutachter: Prof. Dr. Gisela Anton
2. Gutachter: PD Dr. Thilo Michel

Inhaltsverzeichnis

I	Einführung	3
II	Physikalische Grundlagen	5
II.1	Siliziumphotomultiplier	5
II.1.1	Aufbau	5
II.1.2	Funktionsweise	7
II.1.3	Geometrische und elektrische Eigenschaften	11
II.1.4	Charakteristische Eigenschaften	13
II.1.4.1	Dunkelrate	13
II.1.4.2	Crosstalk	14
II.1.4.3	Afterpuls	15
II.1.4.4	Photonachweiswahrscheinlichkeit	17
II.1.5	Zusammenfassung der verschiedenen Temperatur- und Spannungsabhängigkeiten	18
III	Aufbau	19
III.1	Aufbau der Verstärkerschaltung	19
III.2	Messaufbau	20
IV	Messung und Auswertung	25
IV.1	Messablauf	25
IV.1.1	Allgemeiner Messablauf	25
IV.1.2	U-I-Kennlinie	26
IV.1.3	Dunkelrate	26
IV.1.4	Dunkelspektrum	26
IV.2	Auswertung	27
IV.2.1	Dunkelrate	27
IV.2.2	Dunkelspektrum	27
IV.2.3	Durchbruchspannung	27
IV.2.4	Crosstalkwahrscheinlichkeit	28
V	Ergebnisse und Diskussion	29
V.1	Dunkelspektrum	29

V.2	Verstärkung	30
V.3	Durchbruchspannung	32
V.4	Dunkelstrom	33
V.5	Dunkelrate	34
V.6	Crosstalkwahrscheinlichkeit	35
V.7	Technische Einschränkungen	36
VI	Zusammenfassung und Ausblick	39
A	Tabellen	41
B	Abbildungsverzeichnis	43
C	Literatur	47

Kapitel I

Einführung

Siliziumphotomultiplier (SiPMs) stellen eine neue Möglichkeit zum Nachweis einzelner Photonen vor allem im sichtbaren Wellenlängenbereich dar. Sie bieten viele Vorteile gegenüber konventionellen Photomultiplier Tubes (PMTs). Dazu zählen die niedrige Betriebsspannung von 20 V bis 70 V, die Unabhängigkeit von Magnetfeldern, die hohe Verstärkung und die gute Zeitauflösung. Besonders erwähnenswert ist auch die Tatsache, dass Silizium sehr rein hergestellt werden kann. Es enthält kaum radioaktive Verunreinigungen. Dieser Gesichtspunkt ist für viele low-background Experimente, wie beispielsweise nEXO („next Enriched Xenon Observatory“), von großer Bedeutung. nEXO ist ein geplantes Experiment, das sich mit der Suche nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall von ^{136}Xe beschäftigt. Hierbei handelt es sich um einen hypothetischen Zerfall, der im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik nicht erlaubt ist, da er unter anderem fordert, dass das Neutrino sein eigenes Antiteilchen ist. 1937 legte Majorana den mathematischen Grundbaustein für die Beschreibung solcher Fermionen [1]. Deshalb werden diese Art von Teilchen Majorana-Fermionen genannt. Das Vorgängerexperiment EXO-200 befindet sich in der Vorbereitung für Phase 2 und besteht aus einer mit 200 kg flüssigem Xenon gefüllten Kammer [2]. Die von EXO-200 bislang bestimmte untere Grenze für die Halbwertszeit des neutrinolosen Doppelbetazerfalls für ^{136}Xe beträgt $1,1 \cdot 10^{25}$ yr (90 % CL) [3]. Im Vergleich dazu ist das Alter des Universums ca. 10^{10} yr [4]. Die hohe Halbwertszeit bedeutet, dass der Zerfall sehr selten stattfindet. Um ihn dennoch zu detektieren, wird eine gute Energieauflösung, ein geringer radioaktiver Untergrund und eine hohe Masse benötigt. Zu diesem Zweck soll ein weiteres Projekt, nEXO, mit etwa 5 t flüssigem Xenon realisiert werden. Für die Verbesserung der Energieauflösung sollen statt der bisherigen Avalanche Photodioden (APDs) nun Silizium Photomultiplier verwendet werden, die vorher charakterisiert werden müssen.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Charakterisierung von SiPMs. In Kapitel II werden die physikalischen Grundlagen von SiPMs erläutert. Dazu zählen Aufbau und Funktionsweise eines SiPMs. Außerdem werden die charakteristischen Eigenschaften wie Dunkelrate, Crosstalk, Afterpuls und Photonachweiswahrscheinlichkeit erklärt. Das Kapitel III beschreibt den konkreten Versuchsaufbau. Dazu zählen sowohl die elektronische Schaltung als auch der mechanische Aufbau. In Kapitel IV wird der genaue Messablauf beschrieben. Gemessen wurden die U-I-Kennlinie, Dunkelrate und Dunkelspektrum. Weiterhin wird aufgezeigt, wie die genaue Auswertung der Messgrößen erfolgte, zum Beispiel die Bestimmung der Durchbruchspannung und der Crosstalkwahrscheinlichkeit. Kapitel V stellt schließlich die erzielten Ergebnisse der Messungen dar.

Kapitel II

Physikalische Grundlagen

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den grundlegenden Konzepten der SiPMs. Zunächst wird der Aufbau und die Funktionsweise selbiger beschrieben, welche wichtig zum weiteren Verständnis sind. Weiterhin wird auf die geometrischen und elektrischen Eigenschaften eines SiPMs eingegangen, welche von Detektor zu Detektor variieren können und Einfluss auf dessen Kenngrößen nehmen. Anschließend werden die charakteristischen Kenngrößen der SiPMs und deren Abhängigkeiten von weiteren physikalischen Größen, wie Temperatur und Spannung, erläutert. Zu den wichtigsten Charakteristika zählen die Dunkelrate, Crosstalk, Afterpuls und die Photonachweiswahrscheinlichkeit.

II.1 Siliziumphotomultiplier

SiPMs bestehen aus etwa 100 bis zu 90 000 einzelnen parallel geschalteten Pixeln mit einer Fläche von $10\text{ }\mu\text{m}$ bis $100\text{ }\mu\text{m}$ [5, 6, 7]. Hierbei stellt jeder Pixel eine Photodiode dar, welche in Sperrrichtung 10 % bis 20 % über der Durchbruchspannung, im sogenannten Geigermodus, betrieben wird [8]. Die Durchbruchspannung ist die Spannung, ab welcher eine in Sperrrichtung betriebene Diode leitend wird. In Abbildung II.1 ist ein SiPM der Firma KETEK gezeigt.

II.1.1 Aufbau

Abbildung II.2 zeigt den schematischen Querschnitt der Pixelanordnung eines SiPMs. Das Eintrittsfenster eines jeden Pixels besteht aus einer hochdotierten p-Schicht, welche auf einem hoch n-dotierten Siliziumsubstrat aufgebracht ist. Dazwischen wird eine sogenannte Avalanchezone eingefügt. Hier werden die Elektron-Loch-Paare beschleunigt. Jeder Pixel ist mit einer Schutzschicht, Passivierungsschicht genannt, überzogen, um Lichtverluste durch Reflexion zu vermeiden. Allerdings wird UV-Licht darin nahezu vollständig absorbiert. Zudem besitzt jeder Pixel einen integrierten Löschwiderstand. Der Widerstand ist notwendig, da der Pixel ansonsten durch den hohen Stromfluss Schaden nimmt. Zwischen p- und n-Schicht liegt eine externe Spannung (engl.: „Bias“) an.

Jeder Pixel stellt eine APD dar, welche eine in Sperrrichtung betriebene Photodiode ist. Häufig wird bei SiPMs ein p^+-i-p^+ -Dotierungsprofil verwendet, welches in Abbildung II.3 dargestellt ist. p^+ und n^+ bezeichnen hierbei eine hochdotierte p- bzw. n-Schicht. Dotieren ist das gezielte Einbringen von Fremdatomen in ein Material. Es gibt 2 verschiedene Arten der Dotierung.

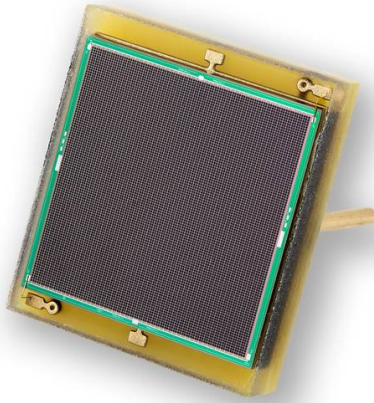


Abbildung II.1: SiPM der Firma KETEK der Größe $6\text{ mm} \times 6\text{ mm}$, einer Pixelgröße von $60\text{ }\mu\text{m} \times 60\text{ }\mu\text{m}$, 1000 Pixeln [9].

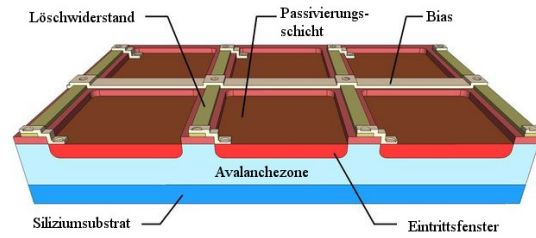


Abbildung II.2: Schematischer Querschnitt der Pixelanordnung nach [10]. Das Eintrittsfenster eines Pixels besteht aus einer hochdotierten p-Schicht, welche auf einem Siliziumsubstrat aufgebracht ist. Dazwischen befindet sich die Avalanchezone. Auf jedem Pixel wird eine Passivierungsschicht aufgebracht. Jeder Pixel ist mit einem Löschwiderstand versehen. Entlang der Pixel liegt die Bias an.

n-Dotierung bezeichnet das Einfügen eines Atoms mit $(m+1)$ Valenzelektronen ($(m+1)$ -wertig) in ein m -wertiges Element. Dadurch entsteht ein Elektronenüberschuss, obwohl das System insgesamt neutral ist. Die Anzahl der Elektronen ist zwar höher, jedoch vergrößert sich auch die Protonenzahl um den gleichen Faktor. Wird ein $(m-1)$ -wertiges Atom eingebaut, so spricht man von p-Dotierung. Es ergibt sich ein Überschuss an Löchern. Oft werden 4-wertige Materialien dotiert. Beim Zusammenfügen beider Schichten entsteht ein pn-Übergang. Elektronen diffundieren zu den Löchern bzw. umgekehrt. Durch die Rekombination entsteht ein Elektronenüberschuss auf der p- bzw. ein Elektronenmangel auf der n-Seite. Dadurch bildet sich ein internes elektrisches Feld aus. Zwischen p- und n-Schicht liegt im Betrieb ein starkes elektrisches Feld an. Die intrinsische Schicht i ist schwach p dotiert. Sie dient zur Absorption der Photonen. Die p-Schicht bildet zusammen mit der n^+ -Schicht die Avalanche- oder Multiplikationszone. In dieser werden die Ladungsträger stark beschleunigt.

Hierbei bestimmen Dotierprofil und die Anordnung des pn-Übergangs den sensitiven Wellenlängenbereich. Der in Abbildung II.3 gezeigte pn-Übergang ist überwiegend für blaues Licht empfindlich. Der Lichteinfall erfolgt hierbei in der Abbildung von links. Damit liegt die Absorptionsschicht über der Avalanchezone nahe dem Eintrittsfenster. Licht mit einer geringen Absorptionslänge wird besonders gut detektiert. Ein Sensor mit diesem Aufbau ist vorwiegend zum Nachweis von kurzwelligem Licht geeignet. Um langwelligeres Licht zu detektieren, wird die Avalanchezone über der Absorptionsschicht aufgebracht [11].

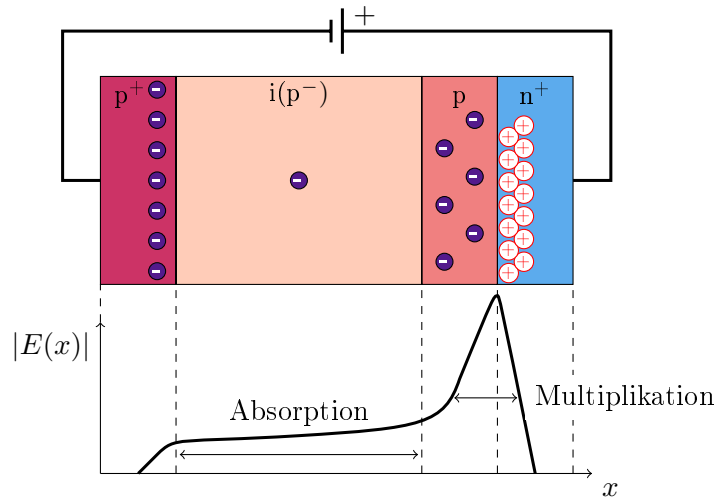


Abbildung II.3: Aufbau eines p^+ -i-p- n^+ -Dotierungsprofils. Zwischen hochdotierter p^+ - und n^+ -Schicht liegt eine externe Spannung an. Dazwischen liegt eine leicht p-dotierte intrinsische Schicht Silizium, in welcher die Elektronen absorbiert werden. Zwischen der i- und der n^+ -Schicht liegt nochmals eine stark p-dotierte Schicht. Diese bildet zusammen mit der n^+ -Schicht die Multiplikationszone. Der Betrag des elektrischen Feldes ist an der Grenze dieser beiden Schichten am stärksten [12].

II.1.2 Funktionsweise

Gelangt ein Photon in einen Pixel, findet in der intrinsischen i-Schicht der innere Photoeffekt statt. Dabei löst das eintreffende Photon ein stark gebundenes Elektron aus. Das Photon wird dabei vollständig absorbiert und überträgt seine gesamte Energie auf das sogenannte Photoelektron. Dieser Effekt kann allerdings nur stattfinden, wenn das Photon eine Mindestenergie W besitzt [13]:

$$W = E_i + f \cdot E_x + \bar{\epsilon}. \quad (\text{II.1})$$

E_i ist die Ionisierungsenergie für ein Elektron-Loch-Paar und E_x die notwendige Energie, um ein Exziton anzuregen. Ein Exziton ist ein gebundenes Elektron-Loch-Paar. Mit f wird die mittlere Anzahl der angeregten Exzitonen pro erzeugtem Elektron-Loch-Paar bezeichnet. Das Elektron-Loch-Paar besitzt die mittlere kinetische Energie $\bar{\epsilon}$.

Aufgrund des extern angelegten Feldes driften Elektronen in Richtung n^+ -Schicht, Löcher zur p^+ -Schicht. An der Grenze von p- und n^+ -Schicht ist der Betrag des elektrischen Feldes am größten. Die Elektronen werden sehr stark beschleunigt. Dabei gewinnen sie so viel Energie, dass sie durch Stoßprozesse weitere Elektron-Loch-Paare erzeugen. Wird die Photodiode unterhalb der Durchbruchspannung betrieben, so geschieht die Multiplikation linear. Dies ist in Abbildung II.4 gezeigt. Somit ist auch der Verstärkungsfaktor proportional zur Anzahl der primär erzeugten Elektron-Loch-Paare und damit zur Anzahl der einfallenden Photonen. Ist die angelegte Spannung jedoch größer als die Durchbruchspannung, wie es beim Betrieb eines SiPMs der Fall ist, gilt diese Proportionalität nicht mehr. Es entsteht eine überproportional große Anzahl an Ladungsträgern, aus welcher nicht mehr auf die ursprüngliche Anzahl an Photonen geschlossen werden kann. Dieser Effekt wird Lawinendurchbruch oder Avalanche-Effekt genannt. Man erhält nur eine Information

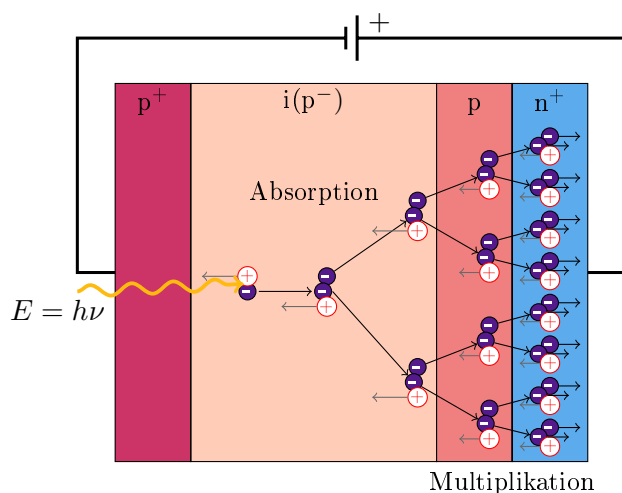


Abbildung II.4: Prinzip der Elektronenvervielfachung nach [16]. Ein einfallendes Photon der Energie $E = h \cdot \nu$ erzeugt mittels Photoeffekt ein Elektron-Loch-Paar. Durch das externe Feld werden Löcher und Elektronen in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt. In der Multiplikationszone erzeugt das Photoelektron Sekundärelektronen.

darüber, ob Licht die Photodiode getroffen hat oder nicht. Der Vorteil an diesem Betriebsmodus ist jedoch, dass durch die hohe interne Verstärkung einzelne Photonen nachgewiesen werden können. In Analogie zum Geiger-Müller-Zählrohr wird dieser Bereich auch Geigermodus genannt.

Die mittlere Anzahl der Sekundärelektronen pro Photoelektron bezeichnet die interne Verstärkung G des SiPMs. Sie berechnet sich wie folgt:

$$G = \frac{C_{\text{pixel}} \cdot U_{\text{Over}}}{e} . \quad (\text{II.2})$$

Hierbei bezeichnen C_{pixel} die Kapazität eines Pixels, U_{Over} die Overvoltage und e die Elementarladung. Die Overvoltage ist die Differenz von Bias und Durchbruchspannung:

$$U_{\text{Over}} = |U_{\text{Bias}} - U_{\text{Break}}| .$$

Die Verstärkung ist somit direkt proportional zu U_{Over} [14].

Die ausgelöste Lawine (engl.: „Avalanche“) ist dabei so stark, dass der Prozess nicht von selbst abklingt, sondern unterbrochen werden muss, da ansonsten die Diode beschädigt wird. Meist geschieht dies durch einen sogenannten Löschwiderstand R_Q , welcher zu der Diode in Reihe geschaltet ist. Der Widerstand kann im Bereich von $100 \text{ k}\Omega$ bis zu mehreren $\text{M}\Omega$ liegen [15]. R_Q und Photodiode werden mit einer konstanten Bias versorgt. Trifft ein Photon die Diode und löst eine Avalanche aus, so verringert sich der Widerstand der Diode und der Stromfluss steigt an. Die steigende Stromstärke bewirkt, dass sich die Spannung über dem Widerstand U_R nach $U = R \cdot I$ vergrößert. Die Gesamtspannung der Reihenschaltung bleibt aufgrund der konstanten Versorgungsspannung jedoch gleich. Somit verringert sich die Spannung U_D , welche über der Photodiode abfällt, bis sie unter die Durchbruchspannung fällt. Ab diesem Zeitpunkt wird die Avalanche gestoppt. Es fließt kein Strom mehr und die Photodiode sperrt.

Das Ersatzschaltbild eines Pixels ist in Abbildung II.5a zu sehen. Vereinfacht dargestellt besteht ein Pixel aus einer Photodiode und einem zugehörigen Löschwiderstand R_Q . Die Diode wiederum

setzt sich aus einer Kapazität C_D und einem Innenwiderstand R_D zusammen. U_{Break} bezeichnet die Durchbruchspannung der Diode und I_D den Strom durch diese. Mit einem Schalter S können die Fälle Signal (*ON*) oder kein Signal (*OFF*) beschrieben werden. Über der Diode fällt die Spannung U_D und über dem Widerstand U_{RQ} ab. Der Strom durch den Löschwiderstand wird als I_{RQ} bezeichnet. Über der Diode und dem Löschwiderstand liegt die externe Bias an, welche betragsmäßig größer als U_{Break} ist. Der Zustand eines Pixel vor einer Avalanche zum Zeitpunkt $t < t_0$ kann nur durch den Löschwiderstand R_Q und die Kapazität C_D beschrieben werden. Der Schalter S ist geöffnet und sowohl I_D als auch I_{RQ} sind 0. Über den Löschwiderstand liegt U_{Bias} am Kondensator an. C_D ist auf U_{Bias} aufgeladen. Sobald ein Ladungsträger eine Avalanche erzeugt, sind Innenwiderstand und Durchbruchspannung der Diode von Bedeutung. Dieser Zustand kann beschrieben werden, indem man zur Kapazität einen Widerstand R_D und eine Spannungsquelle U_{Break} parallel zu C_D hinzufügt. Der Schalter wird in die *ON*-Position geschaltet. Dadurch steigt der Strom in der Diode I_D schlagartig auf den Wert $\frac{U_{\text{Bias}} - U_{\text{Break}}}{R_D}$ an. Der Kondensator entlädt sich exponentiell über den Innenwiderstand R_D mit der Zeitkonstante $\tau_{\text{dis}} = t_1 - t_0 = R_D \cdot C_D$. Voraussetzung ist $R_Q \gg R_D$. Der Stromfluss durch die Diode nimmt ab, während die Spannung U_{RQ} über R_Q steigt. Die Spannung der Diode sinkt bis sie den Wert von U_{Break} erreicht. Ab diesem Zeitpunkt t_1 sperrt die Diode und es fließt kein Strom mehr. S befindet sich wieder in der *OFF*-Schalterstellung. Somit kann sich der Kondensator C_D über R_Q auf die Bias aufladen. Dieser Vorgang dauert $\tau_{\text{re}} = t_2 - t_1 = R_Q \cdot C_D$. Die Abklingflanke oder -zeit ist die Zeit, in welcher U_{RQ} auf 5% von $|U_{\text{Bias}} - U_{\text{Break}}|$ abgeklungen ist. Die typischen Strom- und Spannungsverläufe innerhalb eines aktivierten Pixels sind in Abbildung II.5b zu sehen. Sie lässt erkennen, dass sowohl die Anstiegs- als auch die Abklingflanke durch den Löschwiderstand beeinflusst werden. Die Abklingflanke τ_{re} ist proportional zum Wert des Löschwiderstands. In dieser Zeitspanne verändert sich die an der Diode anliegende Spannung und damit auch die Overvoltage. Somit erhöht sich die Verstärkung bis zum Zeitpunkt t_2 . Aus diesem Grund besitzen Signale, welche in der Zeit $t_2 - t_1$ detektiert werden, eine geringere Amplitude, welche sich abhängig vom Zustand des Kondensators ändert. Für die Detektion ist es daher von Bedeutung, dass τ_{re} minimiert wird. Dafür muss der Löschwiderstand möglichst klein gewählt werden. Ist der Widerstandswert jedoch zu gering, kann er seine Funktion, den Stromfluss zu unterbrechen, nicht mehr erfüllen. Aus diesem Grund wird R_Q so gewählt, dass ein Kompromiss zwischen Strombegrenzung und Abklingzeit gefunden wird [17].

In der Zeit τ_{dis} , in welcher die Avalanche erzeugt und der Kondensator entladen wird, kann der Pixel keine weiteren Signale detektieren. Deshalb wird τ_{dis} auch die Totzeit des Pixels genannt. Typischerweise soll diese möglichst klein gehalten werden. Darauf hat der Löschwiderstand einen geringen Einfluss. Er darf, wie es auch für eine kurze Abklingzeit erforderlich ist, nicht zu groß sein. Auch die Kapazität der Diode nimmt Einfluss auf die Anstiegs- und Abklingflanke. Um beide zu minimieren, sollte C_D möglichst klein sein.

Wie bereits erwähnt, kann mit einem Pixel nicht gemessen werden, wie viele Photonen eingetroffen sind. Die Messung der Intensität erfolgt über die Parallelschaltung der einzelnen Pixel. Das Prinzip beruht dabei auf der Annahme, dass sich die Anzahl der auftreffenden Photonen auf eine entsprechende Anzahl an Pixeln verteilt, sodass möglichst nur ein Photon pro Pixel detektiert wird und nicht mehrere. Durch die Parallelschaltung werden die Ströme aller durchgebrochenen Pixel addiert und man erhält ein Spannungssignal, dessen Höhe in etwa proportional zur Photonenzahl ist. Man nennt die entsprechenden Signale auch 1-Photon-Äquivalent (1 p.e.), bei 2 Photonen analog 2 p.e. usw. Die Quantisierung in die verschiedenen Pulshöhen lässt sich in Abbildung II.6

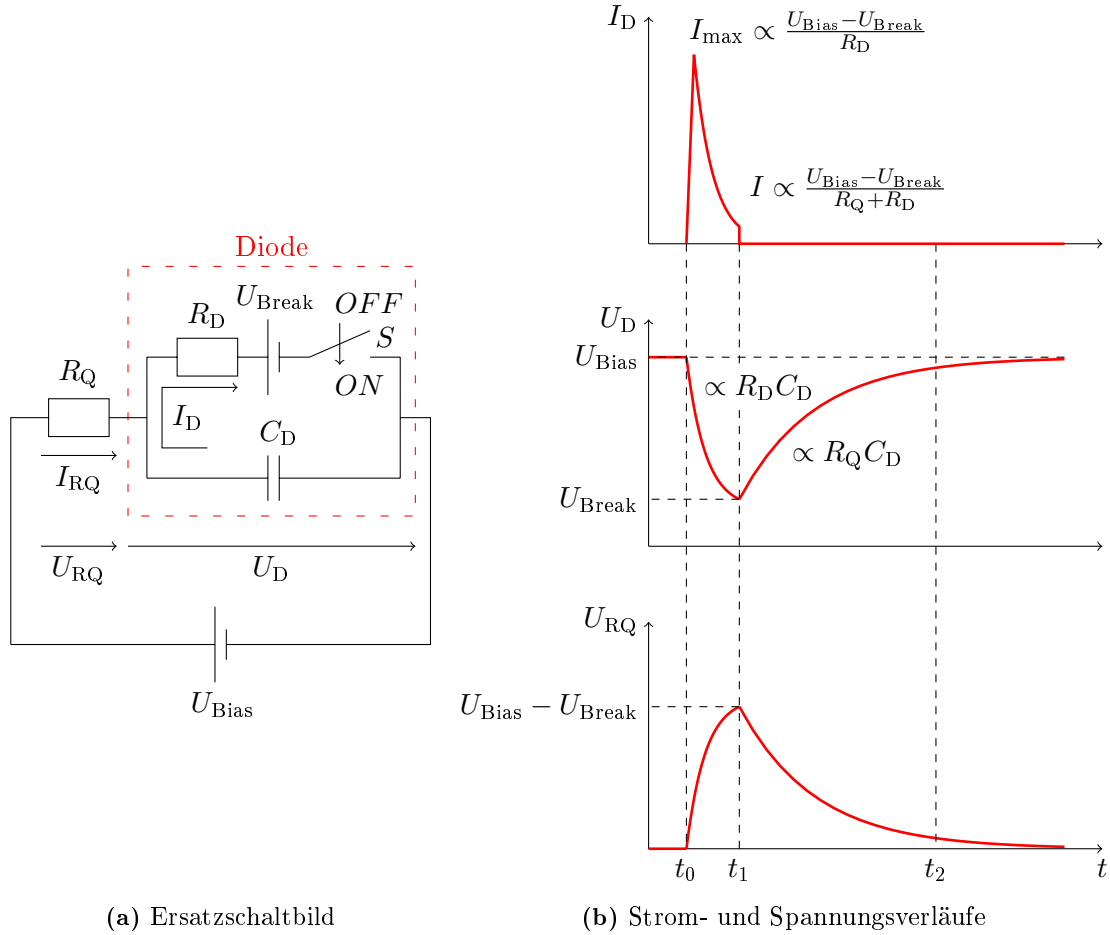


Abbildung II.5: Schematische Darstellung der Vorgänge in einem Pixel bei Eintreffen eines Photons nach [17]. Zum Zeitpunkt $t < t_0$ ist der Schalter geöffnet, es fließt kein Strom und über R_Q fällt keine Spannung ab. Die gesamte Bias liegt an der Diode an. Wird eine Avalanche innerhalb des Pixels ausgelöst ($t = t_0$), kann S als geschlossen angenommen werden. Der Strom durch die Diode steigt sprunghaft an und der Kondensator entlädt sich. Die Spannung über dem Pixel fällt bis auf die Durchbruchspannung ab. Dieser Vorgang dauert $\tau_{\text{dis}} = R_D \cdot C_D$. In diesem Zeitraum steigt die Spannung U_{RQ} über dem Löschwiderstand bis t_1 an. Erreicht die Diode U_{Break} , so wird sie automatisch nicht leitend. Der Schalter ist wieder geöffnet. I_D verschwindet und der Kondensator wird mit der Zeitkonstanten $\tau_{\text{re}} = R_Q \cdot C_D$ bis t_2 wieder auf U_{Bias} aufgeladen.

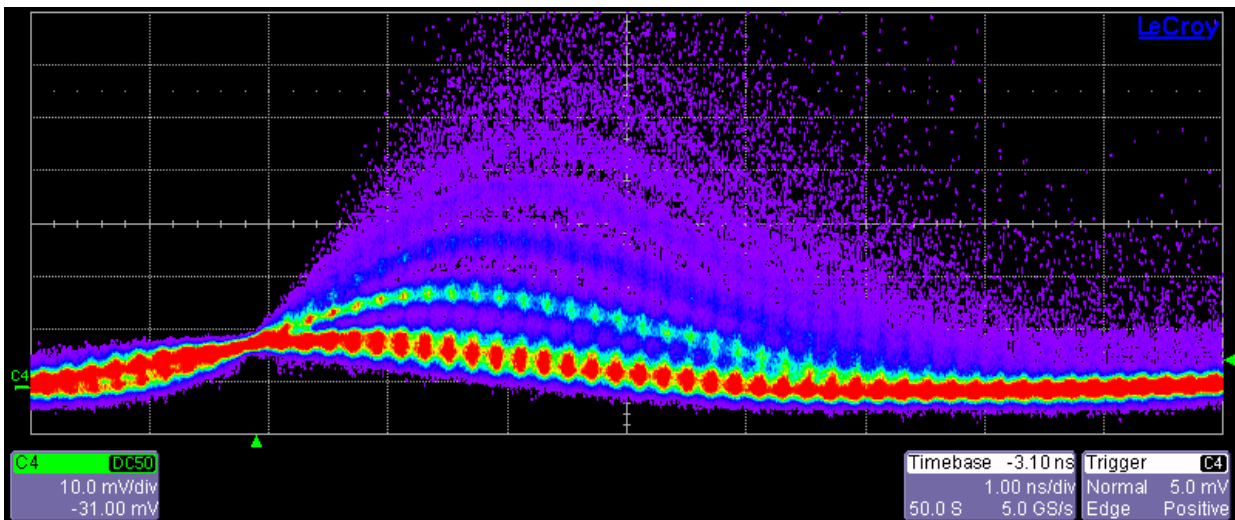


Abbildung II.6: Aufgenommenes Pulshöhenspektrum einer Dunkelmessung. Auf der x-Achse ist die Zeit in 1,00 ns pro Kästchen und auf der y-Achse die Spannung in 10 mV pro Kästchen aufgetragen. „Trigger Normal“ 5,0 mV bedeutet, dass nur Pulse, deren Maximum 5,0 mV übersteigt, angezeigt werden. Mit „Edge Positive“ wurde auf die positive Anstiegsflanke getriggert. Die Pulse sind im Persistence-Modus aufgenommen. Es werden alle Pulse, die detektiert werden, gespeichert und angezeigt. Die Farbkodierung gibt dabei die Häufigkeit an. Rot sind oft auftretende Spannungswerte, blau seltene. Die Quantisierung im Spektrum ist erkennbar. Rot entspricht dem 1-Photon-Peak, hellblau dem 2-Photon-Peak. Es lassen sich bis zu 6 p.e. erkennen.

erkennen. Hier ist die gemessene Spannung über die Zeit aufgetragen und es werden mehrere Millionen Pulse im Persistence-Modus (siehe Kapitel IV.1.1) integriert und farblich kodiert. Die Farbe gibt die Häufigkeit an. Rot entspricht häufig auftretenden Werten, blau seltenen. Es können etwa bis zu 6 Photonen unterschieden werden. Am häufigsten tritt 1 Ereignis auf. Die Höhe eines Pulses beträgt etwa 10 mV.

Jedoch besitzt jeder Detektor nur eine endliche Anzahl an Pixeln. Somit können keine beliebig hohen Lichtmengen detektiert werden. Ist die Anzahl der eingestrahnten Photonen größer als die Anzahl der Pixel, gelangt der SiPM in eine Sättigung und kann bei sehr starkem Lichteinfall auch defekt werden. Aber bereits vor Erreichen der Sättigung verhält sich der Detektor nicht mehr linear. Dies ist in Abbildung II.7 schematisch dargestellt. Hierbei ist die Anzahl der vorhandenen Pixel gegen die Anzahl der einfallenden Photonen aufgetragen. Rechts der gestrichelten Linie ist die Anzahl der ausgelösten Pixel nicht mehr proportional zur Anzahl der Photonen. In diesem Bereich kann der SiPM nicht mehr zur Intensitätsmessung verwendet werden. Bei Messungen muss darauf geachtet werden, so geringe Intensitäten zu benutzen, dass die Grenze zwischen linearem und nichtlinearem Bereich nicht überschritten wird.

II.1.3 Geometrische und elektrische Eigenschaften

Jeder SiPM besitzt einige geometrische und elektrische Eigenschaften, welche je nach Detektor variieren können. Es gibt SiPMs in unterschiedlichen Größen. Dabei spielt die Anzahl der Pixel, deren Größe, sowie die geometrische Effizienz ϵ_{geo} eine Rolle. Die Kantenlänge eines einzelnen Pixels

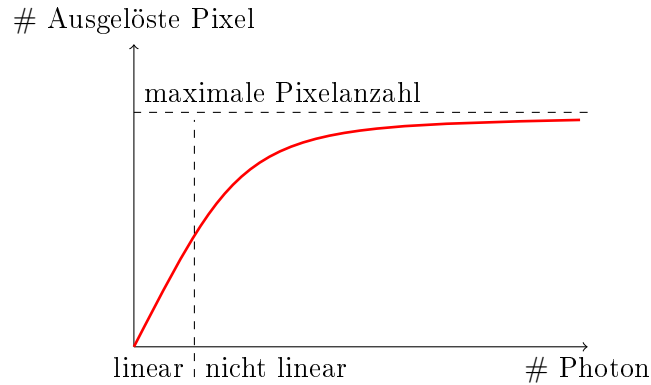


Abbildung II.7: Anzahl der Pixel eines Detektors über die Anzahl der eintreffenden Photonen. Bereits weit vor Erreichen der maximalen Pixelanzahl wird das Verhalten des Detektors stark nichtlinear (gestrichelte Linie). Links dieser Linie liegt der nutzbare Betriebsbereich.

A_{Pixel} liegt typischerweise im Bereich von $10\,\mu\text{m}$ bis $100\,\mu\text{m}$ [7]. Die Wahl der Pixelparameter hat Einfluss auf verschiedene Größen wie etwa die Größe des Detektors A_{SiPM} . Diese kann $1\,\text{mm}^2$ bis $6\,\text{mm}^2$ [5, 6, 7] betragen. Die Fläche des SiPMs ist in mehrere tausend Pixel aufgeteilt. Diese müssen räumlich voneinander abgegrenzt sein. Außerdem müssen sie elektrisch verschaltet werden, was teilweise durch Leiterbahnen auf der Oberfläche realisiert wird (vgl. hierzu auch Kapitel II.1.1). Beide Maßnahmen beanspruchen Platz auf der Oberfläche. Das Verhältnis von sensibler Fläche zu kompletter Detektorfläche ist die geometrische Effizienz. Sie liegt im Bereich von 30 % bis zu 80 % [7]. Man kann sie erhöhen, indem die Pixel vergrößert werden. Dadurch werden wiederum andere Eigenschaften negativ beeinflusst, wie die Dunkelrate (siehe Kapitel II.1.4.1) oder die Abklingzeit.

Zusätzlich zu diesen geometrischen Eigenschaften ist ein SiPM noch durch elektrische Eigenschaften gekennzeichnet. Hierzu zählt die Durchbruchspannung, welche je nach Hersteller und Detektortyp zwischen 20 V und 90 V schwanken kann. Das liegt daran, dass U_{Break} von vielen verschiedenen Faktoren abhängt, beispielsweise der Größe des Detektors oder dem Dotierprofil. Die Durchbruchspannung eines Detektors variiert auch mit der Temperatur. Je niedriger die Temperatur wird, desto geringer wird auch U_{Break} . Die Ursache hierfür liegt in der mittleren freien Weglänge der Elektronen. Bei niedrigen Temperaturen verringert sich die thermische Bewegung des Kristallgitters. Dadurch stoßen die ausgelösten Elektronen seltener mit diesem. Das führt dazu, dass die Elektronen eine längere Zeit bis zum nächsten Stoß beschleunigt werden können. Sie erreichen die nötige Energie, um Sekundärelektronen auszulösen, bereits bei einer geringeren Feldstärke. Somit kann eine Avalanche schon bei niedrigeren Spannungen ausgelöst werden.

Diese Eigenschaften beeinflussen auch die Kapazität eines einzelnen Pixels. Je größer ein einzelner Pixel ist, desto größer wird auch die Kapazität und damit die Abklingflanke. Letztere beträgt herstellerabhängig etwa 10 ns bis 300 ns [15, 6]. Elektronische Größen, wie etwa der Löschwiderstand und die Kapazität eines Pixels, nehmen Einfluss auf die Pulsform. Sowohl Kapazität als auch Löschwiderstand beeinflussen wiederum die Totzeit eines Pixels.

Eine weitere wichtige elektrische Größe ist der Verstärkungsfaktor. Dieser wurde bereits in Kapitel II.1.2 definiert. Er besitzt eine starke Abhängigkeit von der Overvoltage. Je größer U_{Over} wird, desto stärker ist das extern angelegte elektrische Feld. Die Photoelektronen werden stärker beschleunigt und erlangen nach kürzerem Weg die Energie, ab welcher sie weitere Sekundärelek-

tronen generieren können. Da die Beschleunigungsstrecke gleich bleibt, erreichen sie öfter diese Energie. Dadurch werden insgesamt mehr Sekundärelektronen erzeugt und die Verstärkung steigt. Sie ist direkt proportional zur Overvoltage, hängt aber nicht von der Temperatur ab [18].

II.1.4 Charakteristische Eigenschaften

Für die Charakterisierung von SiPMs sind vor allem Kenngrößen wie Dunkelrate, Crosstalk, Afterpulse und die Photonachweiswahrscheinlichkeit (PDE) interessant. Diese Größen werden in den folgenden Kapiteln erklärt.

II.1.4.1 Dunkelrate

Die Dunkelrate ist die Anzahl an Pulsen pro Zeiteinheit, die ohne Lichteinfall detektiert wird. Der Grund hierfür liegt im thermischen Rauschen, welches durch die Bewegung der Elektronen verursacht wird. Dabei kann es passieren, dass ein Elektron durch die Bewegung so viel Energie gewinnt, dass die Bindung an das Gitter gelöst wird. Dieses freie Elektron wird genauso wie ein Photoelektron durch die Bias zur Kathode hin beschleunigt und erzeugt eine Avalanche. Es kann nicht unterschieden werden, ob das freie Elektron von einem Photon oder durch thermisches Rauschen ausgelöst wurde. Die Wahrscheinlichkeit, dass in zwei Pixeln innerhalb weniger Nanosekunden jeweils ein thermisches Elektron ausgelöst wird, kann vernachlässigt werden [19]. Es entsteht ein Signal, welches einem 1 p.e.-Lichtsignal gleicht. Bei Messungen mit geringen Lichtmengen verfälscht die Dunkelrate das Ergebnis. Je größer ein einzelner Pixel ist, desto mehr Gitteratome mit Elektronen enthält er und desto öfter wird ein Elektron durch thermisches Rauschen ausgelöst. Um die Dunkelrate zu minimieren, müsste die Größe der einzelnen Pixel verringert werden. Für die gleiche Detektorgröße müssten somit mehr Pixel verwendet werden, welche alle voneinander getrennt sein müssen. Dies verringert die geometrische Effizienz und damit auch die Photonachweiswahrscheinlichkeit.

Abgesehen von der Pixelgröße gibt es zwei Größen, welche die Dunkelrate maßgeblich beeinflussen. Zum einen hängt die Dunkelrate von der Overvoltage ab. Je größer U_{Over} wird, desto höher ist auch die Dunkelrate. Das extern angelegte Feld ist stärker und die Elektronen benötigen damit weniger thermische Energie, um ihre Bindung zu lösen. Die Anzahl der Elektronen, für die dies möglich ist, vergrößert sich mit steigender U_{Over} . Eine Verringerung der Bias reduziert die Dunkelrate auf Kosten einer schlechteren Photonachweiswahrscheinlichkeit (vgl. Kapitel II.1.4.4) und eines geringeren Verstärkungsfaktors.

Zum anderen besteht eine Temperaturabhängigkeit. Je niedriger die Temperatur wird, desto geringer wird auch die Rate. Das liegt daran, dass die Bewegung der gebundenen Elektronen bei niedrigeren Temperaturen sinkt und ihnen somit immer weniger thermische Energie zur Verfügung steht. Die Anzahl der thermisch ausgelösten Elektronen sinkt und damit auch die Dunkelrate.

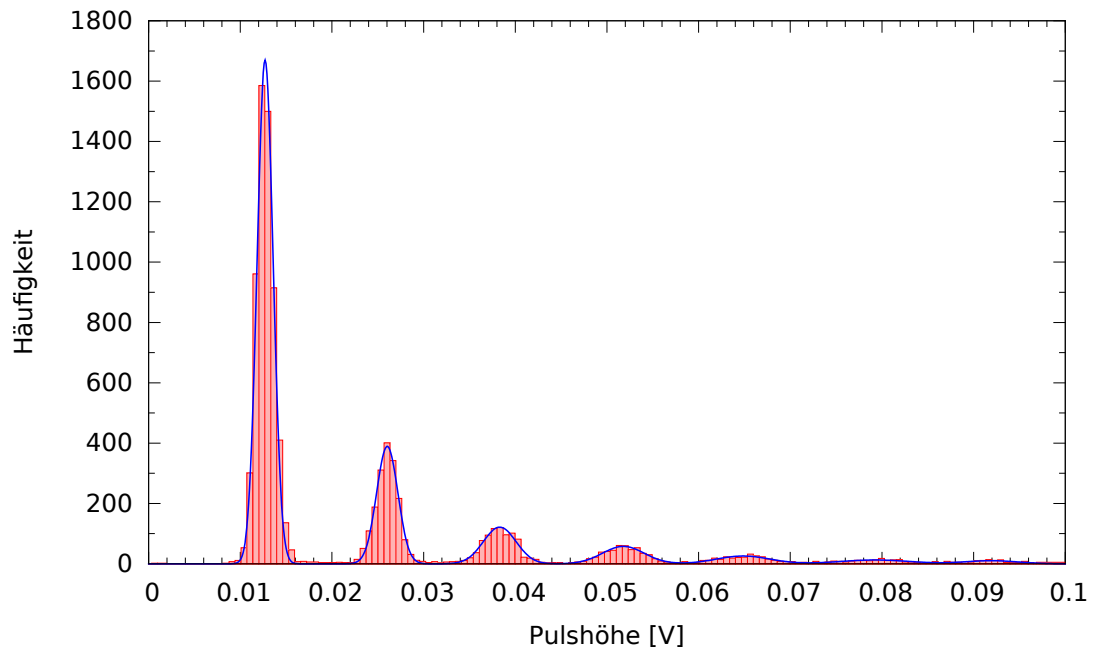


Abbildung II.8: Gezeigt ist das Dunkelspektrum für $12,8^{\circ}\text{C}$ und einer angelegten Spannung von $-26,4\text{ V}$. Der erste Peak entspricht einem 1 p.e.-, der zweite einem 2 p.e.-Puls, usw.. Die Peaks sind eindeutig voneinander getrennt. Jeder einzelner Peak kann durch eine Gaußfunktion beschrieben werden [19]. Die Gesamtverteilung lässt sich durch eine Summe mehrerer Gaußfunktionen zusammenfassen. Dieses Spektrum wird durch eine Summe von 7 Gaußfunktionen beschrieben.

II.1.4.2 Crosstalk

Betrachtet man ein Dunkelspektrum (vgl. Abbildung II.8), so ist auffällig, dass trotz Dunkelheit dennoch relativ viele 2- oder sogar 3-p.e.-Peaks vorkommen. Das Auftreten von Pulsen mit einer Pulshöhen von 2 p.e. im Dunkelspektrum ist aufgrund der geringen Wahrscheinlichkeit unterdrückt, kann aber durch optischen Crosstalk erklärt werden. In jeder Avalanche, welche durch einfallendes Licht oder thermische Elektronen ausgelöst wird, rekombinieren Elektronen aus dem Leitungsband mit Löchern aus dem Valenzband. Die entstandenen Photonen werden isotrop abgestrahlt und haben eine gewisse Wahrscheinlichkeit, in einem der benachbarten Pixel ein Photoelektron auszulösen. Dieses kann als Primärelektron ebenfalls eine Avalanche und damit ein Signal erzeugen. Aufgrund der geringen Laufzeitdifferenz des durch Licht erzeugten Photoelektrons und des durch Crosstalk hervorgerufenen Elektrons finden beide Avalanches im Rahmen der Zeitauflösung gleichzeitig statt. Hierdurch entsteht ein Puls mit einer Höhe von 2 p.e.. Crosstalk kann auch mehrfach stattfinden und Signale von beispielsweise 6 p.e. erzeugen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür nimmt allerdings stark ab. Abbildung II.9a fasst die verschiedenen Prozesse zusammen, welche innerhalb des Detektors auftreten können.

Durch Einfügen sogenannter Trenches zwischen den Pixeln kann Crosstalk reduziert werden. Die Technologie wird in Abbildung II.9b gezeigt. Es handelt sich hierbei um optische Barrieren, welche eingefügt werden, um eine Absorption der durch Crosstalk hervorgerufenen Photonen zu erreichen. Zu diesem Zweck fügt man in die Zwischenräume der Pixel ein Material mit hohen Absorptionsko-

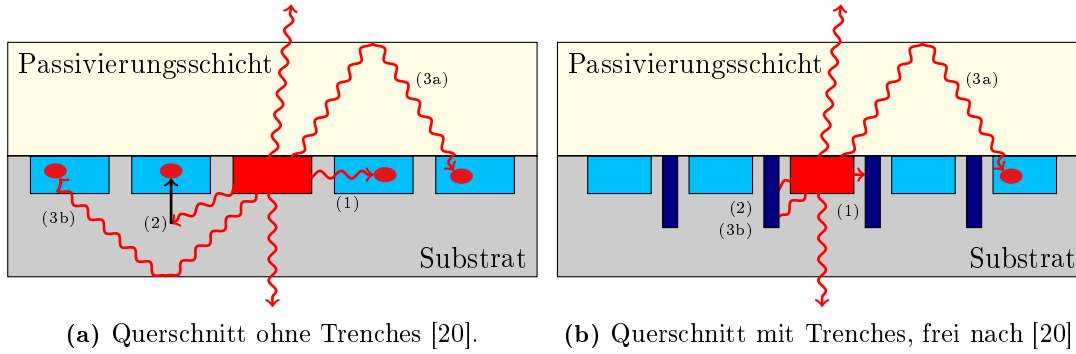


Abbildung II.9: Querschnitt einiger Pixel mit und ohne Trenches. Insgesamt gibt es drei verschiedene Prozesse, durch welche ein Photon in einen Nachbarpixel gelangen kann. 1) zeigt ein Photon, welches direkt einen Nachbarpixel trifft. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, dass das Photon in der Nähe eines Pixels ein Elektron erzeugt, welches in den Nachbarpixel driften kann (2). Zudem können Reflexionen auftreten. Diese können entweder an der Oberseite des SiPMs, der Passivierungsschicht (3a) oder an der Unterseite (3b) stattfinden. So können die Photonen sogar in einen nicht direkt angrenzenden Nachbarpixel gelangen (3a). Durch Trenches lassen sich die Crosstalkeffekte von 1), 2) und 3b) reduzieren.

effizienten ein. Wie in Abbildung II.10 erkennbar ist, kann damit die Crosstalkwahrscheinlichkeit P_C signifikant verringert werden.

Die Wahrscheinlichkeit für Crosstalk hängt, ähnlich wie die Dunkelrate, stark von der Overvoltage (vgl. Abbildung II.10) ab. Diese bestimmt, wie stark das Primärelektron beschleunigt wird. Je größer die Beschleunigung ist, desto öfter kann es mit weiteren Elektronen stoßen. Somit werden insgesamt mehr Elektronen pro Avalanche erzeugt. Hierdurch entstehen im Mittel mehr Photonen pro Avalanche, die einen Nachbarpixel triggern können. Die Temperatur hingegen beeinflusst die Crosstalkwahrscheinlichkeit nicht. Ist P_C bekannt, kann dieser Effekt in weiteren Messungen berücksichtigt werden.

II.1.4.3 Afterpuls

Wird in einem Pixel eine Avalanche ausgelöst, so kann mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit P_{AP} der Fall eintreten, dass ein Elektron in einem Gitterdefekt hängen bleibt. Erst nach einer gewissen Lebensdauer, welche in der Größenordnung mehrerer Nanosekunden liegt [11], löst sich das Elektron von dem Defekt. Im elektrischen Feld wird es erneut beschleunigt und löst eine weitere Avalanche aus und damit auch ein Signal, einen sogenannten Afterpuls. Die Höhe des Pulses ist davon abhängig, auf welche Spannung der Kondensator wieder aufgeladen ist. Je schneller sich das Elektron aus dem Defekt lösen kann, desto niedriger ist die Kondensatorspannung und das elektrische Feld, in welchem das frei gewordene Elektron beschleunigt wird. Somit entstehen weniger Sekundärelektronen und die resultierende Signalhöhe ist niedriger. Zusätzlich zu einem durch thermisches Rauschen erzeugten Signal (vgl. Abbildung II.11a) ist in Abbildung II.11b nach einer Zeit von etwa 30 ns ein weiterer, kleinerer Puls zu sehen. So könnte ein möglicher Afterpuls aussehen. Besitzt dieser Zustand eine größere Lebensdauer als das Aufladen des Kondensators dauert, entsteht ein Puls mit einer Pulshöhe von 1 p.e. und ist von einem echten Lichtsignal oder der Dunkelrate nicht zu unterscheiden. Diese Tatsache erschwert die Messung von Afterpulsen

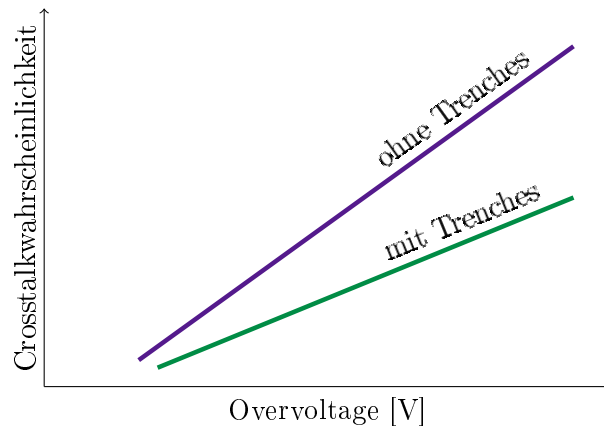


Abbildung II.10: Abhängigkeit der Crosstalkwahrscheinlichkeit von der Overvoltage nach [5]. Die blaue Kurve zeigt die Crosstalkwahrscheinlichkeit ohne Verwendung von Trenches, grün mit Trenches. Unter Verwendung der Trench-Technologie kann Crosstalk verringert werden.

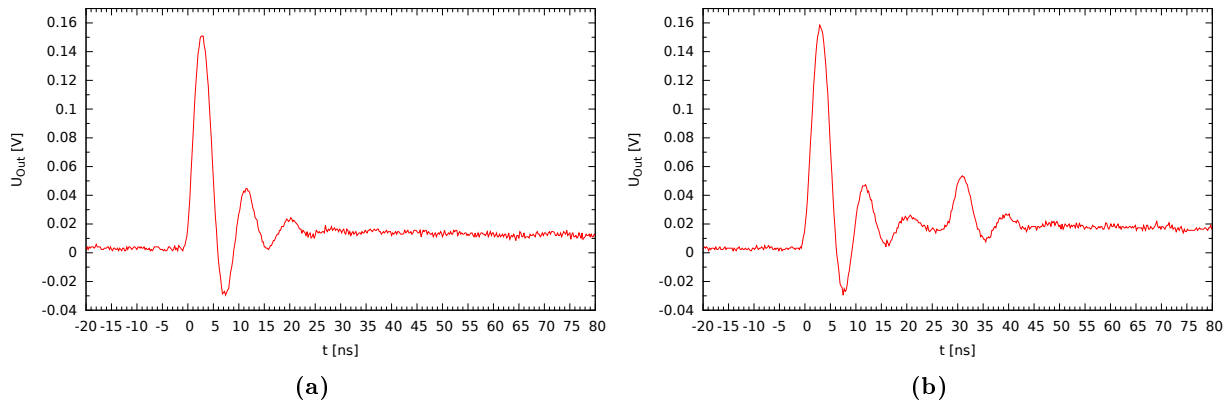


Abbildung II.11: Die Abbildungen zeigen jeweils einen Puls bei einer Temperatur von -50°C und einer Bias von $-26,0\text{ V}$. Es ist die gemessene Spannung U_{Out} über die Zeit t aufgetragen. Der Puls wird auf der Zeitachse bei etwa $t = 0\text{ ns}$ angezeigt. Abbildung II.11a zeigt einen Puls mit einer Höhe von ca. 37 mV . Ein beispielhaftes Aussehen für einen Afterpuls ist in Abbildung II.11b gezeigt. Nach dem Puls bei etwa 0 ns folgt zu der Zeit $t = 30\text{ ns}$ ein weiterer Puls.

erheblich [21].

Die Wahrscheinlichkeit für einen Afterpuls hängt im Wesentlichen über zwei Faktoren von der angelegten Overvoltage ab. Zum einen ist P_{AP} abhängig von der Verstärkung. Die Overvoltage wiederum bestimmt die Anzahl der Elektronen in einer Avalanche und damit die Verstärkung (vgl. Kapitel II.1.2). Je größer diese ist, desto höher ist auch die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron in einem Defekt gefangen wird. Der Zusammenhang ist linear, solange in einer Avalanche nicht alle Störstellen besetzt werden [17]. Zudem hängt P_{AP} von der Triggerwahrscheinlichkeit P_{Trigger} ab [17]. P_{Trigger} gibt an, wie hoch die Wahrscheinlichkeit ist, dass ein Photoelektron eine Avalanche auslöst. Mit einem stärkeren elektrischen Feld erhöht sich die Beschleunigung der Ladungsträger und sie gelangen mit größerer Wahrscheinlichkeit in die Multiplikationszone. Damit steigt P_{trigger} . Diese Abhängigkeit ist ebenfalls proportional. Somit hängt die Afterpulswahrscheinlichkeit linear von zwei Größen ab, welche ihrerseits direkt proportional zur Overvoltage sind. Für P_{AP} ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit von der Overvoltage [17, 22].

Außerdem ist die Lebensdauer der Afterpulse temperaturabhängig. Je höher die Temperatur ist, desto kürzer wird die Lebensdauer. Die Elektronen besitzen mehr thermische Energie und können sich somit schneller aus dem Defekt lösen. Ist die Lebensdauer so gering, dass das Elektron noch während der primär ausgelösten Avalanche frei wird, entsteht kein Afterpuls.

Nach jedem Afterpuls ist der Kondensator wieder vollständig entladen und muss erst wieder komplett neu aufgeladen werden. Dadurch, dass der Erholungsprozess von neuem gestartet wird, vergrößert sich die effektive Abklingzeit des Pixels.

II.1.4.4 Photonachweiswahrscheinlichkeit

Nicht jedes Photon, welches auf einen Detektor trifft, löst eine Avalanche aus. Die Wahrscheinlichkeit hierfür wird Photonachweiswahrscheinlichkeit (PDE = engl.: „photon detection efficiency“) genannt. Sie setzt sich aus drei Komponenten zusammen und ist folgendermaßen definiert:

$$\begin{aligned} \text{PDE} &= \epsilon_{\text{geo}} \cdot \text{QE} \cdot P_{\text{trigger}} = \\ &= \epsilon_{\text{geo}}(A_{\text{SiPM}}, A_{\text{Pixel}}) \cdot \text{QE}(R, \lambda, T) \cdot P_{\text{trigger}}(U_{\text{Over}}). \end{aligned} \quad (\text{II.3})$$

Dabei stellt ϵ_{geo} die geometrische Effizienz dar, welche berücksichtigt, dass nicht alle auf den Detektor auftreffenden Photonen auch die sensitive Fläche treffen. Sie ist abhängig von der Pixel- und der Gesamtgröße des Detektors. Mit QE wird die Quanteneffizienz bezeichnet. Sie ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein einfallendes Photon ein Photoelektron auslöst. Entscheidend hierfür sind die Reflektivität der Oberfläche, die Dicke des Eintrittsfensters und die Absorption in der intrinsischen Schicht [23]. Die Passivierungsschicht an der Oberfläche reduziert zwar die Reflektivität R , kann diese jedoch nicht vollständig eliminieren. Hinzu kommen noch Absorptionsverluste innerhalb dieser Schutzschicht, welche ebenfalls die Quanteneffizienz verringern. Die Quanteneffizienz ist damit wellenlängenabhängig. Außerdem wird die Quanteneffizienz von der Temperatur beeinflusst. Je höher die Temperatur ist, desto mehr thermische Energie besitzen die Elektronen. Dadurch steigt die Wahrscheinlichkeit, ein Photoelektron auszulösen. Damit nehmen auch die Quanteneffizienz und folglich die PDE zu. Die Triggerwahrscheinlichkeit beeinflusst ebenfalls die PDE. P_{trigger} hängt von zwei verschiedenen Faktoren ab. Zum einen vom Entstehungsort des Photoelektrons. Je näher es an der Multiplikationszone generiert wird, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, dass es nicht rekombiniert, sondern in die Multiplikationszone gelangt und dort eine Avalanche auslöst [24]. Ein weiterer Faktor ist die Overvoltage. P_{trigger} ist direkt proportional zu U_{Over} . Mit einem stärkeren

elektrischen Feld erhöht sich die Beschleunigung der Ladungsträger und sie gelangen mit größerer Wahrscheinlichkeit in die Multiplikationszone. Somit steigt P_{trigger} . Gleichung II.3 zeigt nochmals die Abhängigkeiten der einzelnen Faktoren.

II.1.5 Zusammenfassung der verschiedenen Temperatur- und Spannungsabhängigkeiten

Nahezu alle charakteristischen Größen sind von der Overvoltage abhängig. Dunkelrate, Crosstalkwahrscheinlichkeit und Afterpuls Wahrscheinlichkeit nehmen mit einer höheren Overvoltage zu. Um diese Effekte zu minimieren, kann die Overvoltage verringert werden. Dies geht jedoch zu Lasten der Verstärkung und der Photonachweiswahrscheinlichkeit. Beide Größen nehmen ebenfalls mit steigender Overvoltage zu. Somit muss ein Kompromiss gefunden werden. Auch der Dunkelstrom nimmt mit steigender Overvoltage zu. Zusätzlich sind Durchbruchspannung sowie Dunkelrate und damit der Dunkelstrom temperaturabhängig. Alle Größen steigen mit zunehmender Temperatur. Die Dunkelrate kann durch Kühlen verringert werden. Die Photonachweiswahrscheinlichkeit ist außerdem noch von der Wellenlänge der einfallenden Photonen und der geometrischen Effizienz abhängig. Tabelle II.1 zeigt einen Überblick über die verschiedenen Abhängigkeiten.

Tabelle II.1: Temperatur- und Spannungsabhängigkeiten verschiedener charakteristischer Größen. Die Form des Balkens stellt die qualitative Abhängigkeit dar. Grün bedeutet ein im Allgemeinen wünschenswerter Effekt, rot ein negativer. Grau besitzt weder einen positiven, noch einen negativen Einfluss. Ein X kennzeichnet keine Abhängigkeit.

	Overvoltage →	Temperatur →
Durchbruchspannung	X	
Verstärkung		X
Dunkelstrom		
Dunkelrate		
Crosstalkwahrscheinlichkeit		X
Afterpuls Wahrscheinlichkeit		
Photonachweiswahrscheinlichkeit		

Kapitel III

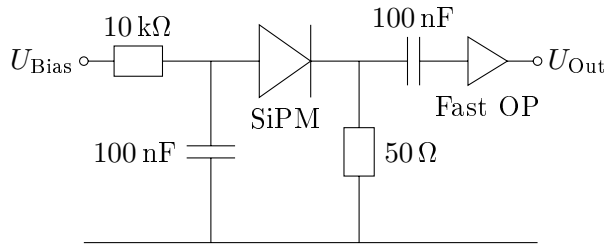
Aufbau

Dieses Kapitel ist in zwei Teile gegliedert. Im ersten Teil wird die Verschaltung des SiPMs auf dem Verstärkerboard beschrieben. Im Vordergrund steht dabei die Verarbeitung der Signale des SiPMs im Verstärker. Der zweite Teil geht auf die gesamte Versuchsanordnung ein. Es wird dargestellt, welche Geräte hierfür benötigt und wie diese miteinander verbunden wurden.

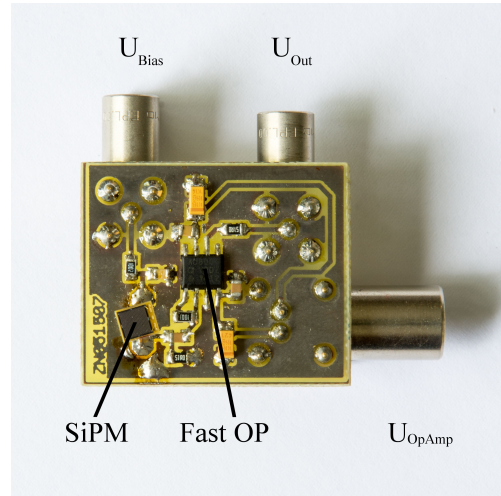
III.1 Aufbau der Verstärkerschaltung

In diesem Versuchsaufbau wurde ein SiPM 3350 der Firma KETEK mit Trench-Technologie verwendet [25]. Er besitzt eine Fläche von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ und die Kantenlänge der quadratischen Pixel beträgt $50 \mu\text{m}$. Es befinden sich insgesamt 3600 Pixel auf dem Detektor und er hat eine geometrische Effizienz von 63 %. Das Sensitivitätsmaximum liegt im blauen Wellenlängenbereich bei $\lambda = 420 \text{ nm}$ [25].

Der SiPM wurde auf einer Platine mit einem Verstärker angebracht, deren Abmessungen $3,15 \times 3,15 \text{ cm}^2$ betragen. Das verwendete Board mit Detektor ist in Abbildung III.1b gezeigt. In Abbildung III.1a ist das Schaltbild dargestellt. Um den Detektor in Sperrrichtung zu betreiben, muss eine negative Polarität verwendet werden. Die negative Bias wird an dem SiPM und dem Löschwiderstand ($10 \text{ k}\Omega$) gegen Masse angelegt. Hierzu wurde ein Spannungsgerät PS 2403 Pro der Firma Voltcraft verwendet [27]. Ein Kondensator mit einer Kapazität von 100 nF wird zwischen SiPM und Masse eingefügt. Dieser fungiert als Tiefpassfilter, um eine möglichst störungsfreie Spannungsversorgung zu garantieren. Der zweite Pin des SiPMs transportiert das Signal zu einem Operationsverstärker. Dieser wird benötigt, um die Signale des Detektors von Leitungsstörungen zu unterscheiden. Das eigentliche Signal ist ein sehr kurzer und kleiner Spannungspuls. Niederfrequente Spannungssignale und ein konstanter Offset werden herausgefiltert. Hierzu dienen ein 50Ω -Widerstand gegen Masse und ein 100 nF -Kondensator. Gleichspannungssignale fließen über den Widerstand ab, da dieser im Vergleich zum Kondensator einen geringen Widerstand besitzt. Nur das hochfrequente Detektorsignal wird zum Operationsverstärker weitergeleitet. Es handelte sich hierbei um einen AD 8000. Dieser besitzt eine nominale Anstiegsgeschwindigkeit (engl.: „slew rate“) von $4100 \text{ V } \mu\text{s}^{-1}$ und eine 3db-Bandbreite von etwa 600 MHz . Die Signale des SiPMs besitzen eine Anstiegszeit von etwa 2 ns und eine Abklingzeit von mehreren hundert Nanosekunden. 100 ns entsprechen einer Frequenz von 5 MHz . Somit sind die Signale weit unter der Leistungsgrenze des AD8000 und sollten unverzerrt verstärkt werden. Der Verstärker benötigt eine Versorgungsspannung von $\pm 5 \text{ V}$, welche von einer Spannungsquelle E3631A von Hewlett Packard [28] über ein



(a) Verschaltung des SiPMs nach [26].



(b) verwendetes Board mit SiPM

Abbildung III.1: Am SiPM wird eine negative Bias angelegt. Ein $10\text{ k}\Omega$ -Widerstand dient als Löschwiderstand und zusammen mit dem 100 nF -Kondensator bildet er einen Tiefpassfilter. Vor dem Eingang des Operationsverstärkers (Fast OP) befindet sich ein Hochpassfilter ($50\text{ }\Omega$ -Widerstand gegen Masse und ein 100 nF -Kondensator). Der Verstärker wird mit einer konstanten Versorgungsspannung $U_{\text{OpAmp}} = \pm 5\text{ V}$ betrieben. Das Signal U_{Out} wird am Ausgang des Operationsverstärkers abgegriffen.

vierpoliges Lemokabel angelegt wird. Auch hier werden wieder ein Widerstand und ein Kondensator gegen Masse verwendet, um Störsignale auszukoppeln. Der AD8000 wurde als invertierender Verstärker eingesetzt, sodass am Ausgang ein positives Signal gemessen wird. Das Signal wurde über ein zweipoliges Lemokabel am Board abgegriffen. Zur Speicherung der Daten diente ein Oszilloskop LeCroy Waverunner 6100A [29]. Der Abschlusswiderstand des Oszilloskops wurde mit $50\text{ }\Omega$ an die übrige Schaltung angeglichen.

III.2 Messaufbau

Das gesamte Board mit SiPM befand sich in einer Aluminiumbox. Diese diente sowohl zur Abschirmung von elektrischen Störsignalen als auch zum Schutz vor äußerem Lichteinfall. Elektrisches Rauschen kann die Messungen verfälschen und Signale unkenntlich machen. Da man in dieser Messung nur an Dunkelereignissen interessiert ist, mussten von außen einfallende Photonen abgeschirmt werden. Hierzu wurde eigens zu diesem Zweck eine Box konstruiert. Es handelte sich hierbei um eine modifizierte Aluminiumbox der Firma Endres. Ein Foto ist in Abbildung III.2 zu sehen. Die Abmessungen betragen $57,0\text{ cm} \times 37,7\text{ cm} \times 36,0\text{ cm}$. Die komplette Innenseite wurde mit schwarzem, 3 mm dickem Neopren ausgekleidet, um Streulicht noch weiter zu reduzieren. Da bestimmte Kenngrößen bei verschiedenen Temperaturen vermessen werden sollen, musste diese reguliert werden. Dazu wurde die Aluminiumbox in eine Klimakammer gestellt. Das Modell 1007C der Firma Testequity besitzt ein einstellbares Temperaturfenster im Bereich von $-75\text{ }^\circ\text{C}$ bis $175\text{ }^\circ\text{C}$ [30]. Die Innenabmessungen der Klimakammer betragen etwa $60\text{ cm} \times 44\text{ cm} \times 60\text{ cm}$. Damit die eingestellte Temperatur den Detektor erreicht, wurden 2 Luft- beziehungsweise Kabelschächte in die Alumi-



Abbildung III.2: Aluminiumbox zur Licht- und elektrischen Abschirmung. Eine Aluminiumbox der Firma Enders ist mit 3 mm dicken Neopren ausgekleidet. In der Box befinden sich zwei Löcher mit einem Durchmesser von jeweils 3,2 cm, welche die Luftzirkulation unterstützen sollen und gleichzeitig als Kabeldurchführungen verwendet werden können. Um die Luftlöcher ist eine Box angebracht. Sie dient als Kabellabyrinth und ist ebenfalls mit Neopren verkleidet (rot markiert). Mit einem Deckel kann die Box verschlossen werden.

umbox eingebaut. Sie befanden sich an Ober- und Unterseite der Kiste und bestanden aus Löchern mit jeweils einem Durchmesser von 3,2 cm. Darum wurde eine kleinere Box angeschraubt, welche ebenfalls mit Neopren verkleidet wurde und ein Kabellabyrinth enthält, um Lichteinfall zu minimieren (siehe Abbildung III.2).

Das Sichtfenster wurde mit einem schwarzen Stoff abgeklebt. Die Temperatur wurde manuell eingestellt. Zur Kontrolle der tatsächlichen Temperatur wurden zwei unterschiedliche Temperatursensoren verwendet. Der eine war ein MR 828 PT1000 der Firma Reichelt, welcher sich im Inneren der Box befand und der Messung der Lufttemperatur diente [31]. Er lieferte einen Widerstandswert, welcher mit einem Digitalmultimeter M-4660A der Firma Voltcraft gemessen wurde [32]. Die entsprechende Temperatur konnte in einer Tabelle nachgeschlagen werden. Der zweite Sensor wurde direkt auf die Rückseite des Boards platziert. Es handelte sich hierbei um einen Nickel-Chrom-Nickel-Temperatursensor der Firma B+B Thermo-Technik vom Typ K zum Einstechen [33]. Dieser wurde mit Panzertape festgeklebt und konnte über ein Cassymodul [34] mit dem Messprogramm CassyLab ausgelesen werden.

Der SiPM wurde mit einer Spannungsquelle PS 2403 Pro der Firma Voltcraft betrieben [27]. U_{Bias} wurde direkt am Ausgang der Spannungsquelle mit einem Präzisionsmultimeter 34401A der Firma Hewlett Packard gemessen [35]. Der Strom wurde in Serie mit einem Präzisionsmultimeter 8846A von Fluke bestimmt [36]. Der Operationsverstärker wurde an die Ausgänge ± 25 V und die gemeinsame Masse „common“ des Spannungsgeräts angeschlossen [28]. Das Signalkabel wurde anschließend aus der Kammer geführt und mittel einem Lemo-BNC-Adapter mit dem Oszilloskop verbunden. Alle Kabel wurden durch spezielle Kabeldurchführungen der Klimakammer geführt. Abbildung III.3 zeigt schematisch den Anschluss der Messgeräte. Eine Übersicht der verwendeten Geräte ist in Tabelle A.1 aufgelistet.

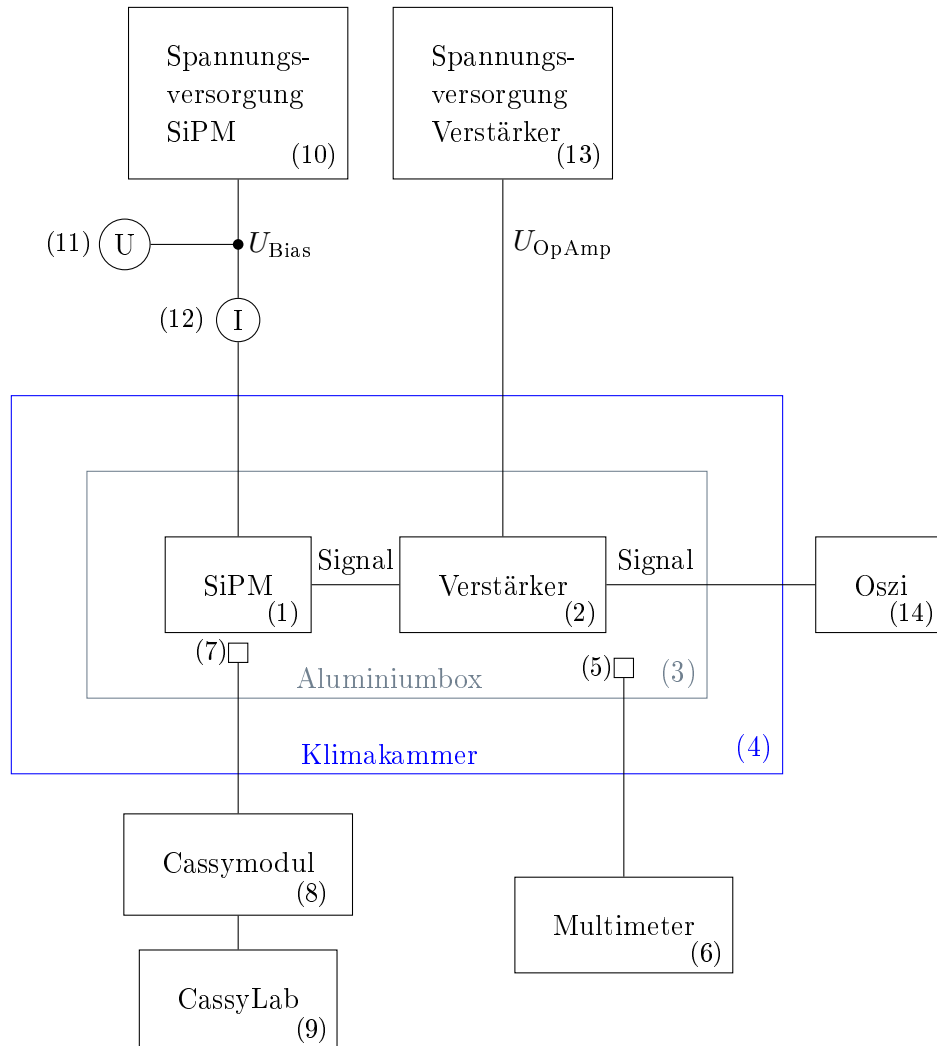


Abbildung III.3: Schematische Darstellung des Messaufbaus. Der SiPM (1) auf dem Board mit Verstärkerschaltung (2) wurde in eine lichtdichte Aluminiumbox (3) gelegt. Diese befand sich in einer Klimakammer (4). Die Temperaturüberwachung erfolgte über einen PT1000-Widerstand (5), welcher mit einem Multimeter (6) ausgelesen wurde. Ein weiterer Sensor (7) war direkt auf dem Board platziert und wurde über ein Cassymodul (8) mit CassyLab (9) ausgelesen. Die Bias (10) für den SiPM wurde direkt mit einem Präzisionsmultimeter (11) gemessen, ebenso wie der Dunkelstrom (12). Der Operationsverstärker wurde mit $\pm 5\text{ V}$ (13) betrieben und die Signale mit einem Oszilloskop (14) verarbeitet.

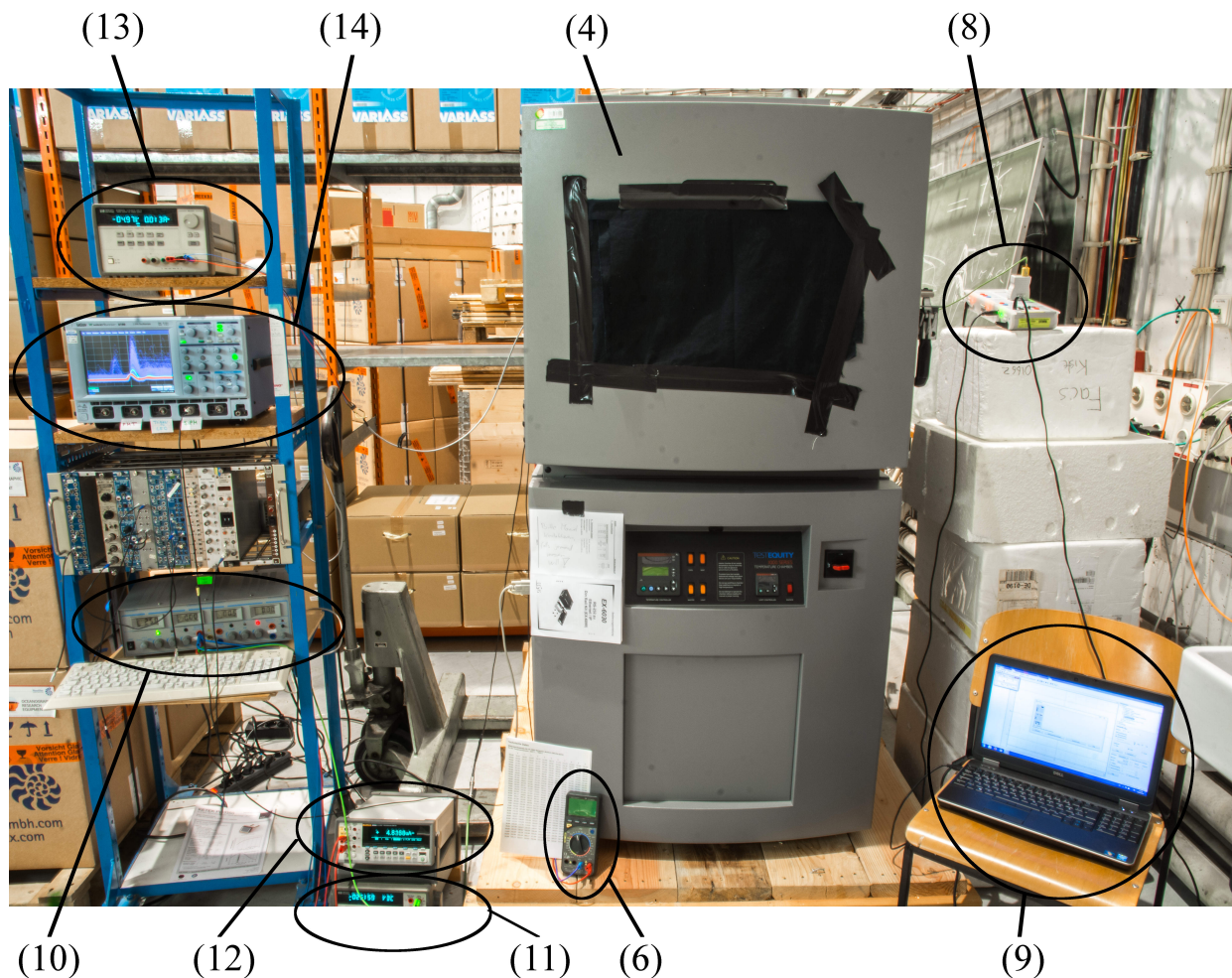


Abbildung III.4: Für diese Messung verwendeter Aufbau. Die Spannungsversorgung (13) für den Operationsverstärker, Oszilloskop (14) sowie die Spannungsquelle (10) für den SiPM wurden auf einem Rack platziert. SiPM und Verstärker in der Aluminiumbox befanden sich innerhalb der Klimakammer (4). Die Messung der Bias und des Stroms erfolgte über die jeweiligen Präzisionsmultimeter (11) und (12). Mit einem Digitalmultimeter (6) wurde der Widerstand des PT1000 bestimmt. Das Cassymodul (8) wurde mit einem Computer (9) ausgelesen.

Kapitel IV

Messung und Auswertung

In diesem Kapitel werden Messablauf und Auswertung beschrieben. Dabei wird einerseits auf den allgemeinen Messablauf eingegangen, der für alle Temperaturen derselbe war. Andererseits wird die Messung von Spannung, Strom, Dunkelrate und Dunkelspektrum erklärt. Aus diesen Größen können in der Auswertung weitere Charakteristika wie Durchbruchspannung und Crosstalkwahrscheinlichkeit bestimmt werden.

IV.1 Messablauf

Es wurden Messungen bei verschiedenen Temperaturen und Spannungen durchgeführt. In einem Bereich von -70°C bis 25°C wurde bei 9 verschiedenen Temperaturen gemessen. Für jede Temperatur wurde die Versorgungsspannung des SiPMs in 0,4 V-Schritten variiert, sodass jeweils 10 verschiedene Spannungen untersucht wurden. Zu jeder Bias wurde bei jeder Temperatur der Strom I_D notiert, die Dunkelrate gemessen und ein Dunkelspektrum aufgenommen. Im Folgenden werden sowohl U_{Bias} als auch U_{Break} als der Betrag der jeweiligen Spannung bezeichnet.

IV.1.1 Allgemeiner Messablauf

Zunächst wurde die Temperatur eingestellt, mit welcher gemessen werden sollte. Die Einstellung erfolgte manuell. Die Klimakammer kühlt bzw. wärmt den inneren Bereich mit maximaler Kühlleistung bis der Sollwert erreicht ist. Sobald die Schwankung kleiner gleich $0,2^{\circ}\text{C}$ war, wurde Temperaturstabilität angenommen und mit den Messungen begonnen.

Als Erstes wurde die grobe Durchbruchspannung bestimmt. Eine genauere Bestimmung konnte erst in der Auswertung der Daten erfolgen. Allerdings ist eine ungefähre Schätzung sinnvoll, um zu ermitteln, ab welcher Spannung Pulse zu sehen sind. Ab dieser Spannung werden in 0,4 V-Schritten die Dunkelrate gemessen sowie ein Spektrum aufgezeichnet. Dafür wurde für jede Spannung zunächst die Triggerschwelle eingestellt. Das ist die Schwelle, ab welcher das Oszilloskop einen Puls als solchen detektiert. Sie sollte über dem Rauschen und etwa auf der halben Höhe des 1 p.e.-Pulses liegen, damit dieser noch gemessen werden kann. Es wurde auf die positive Anstiegsflanke getriggert. Als Nächstes wurde die Einteilung der y-Achse festgelegt. Die x-Achse blieb während der gesamten Messung fest auf 20 ns pro Kästchen mit einer Verschiebung von 80 ns nach links eingestellt, sodass nach etwa 20 ns die Anstiegsflanke zu finden war. Es ergab sich ein Zeitfenster von insgesamt 200 ns. Die y-Achse wurde so eingestellt, dass jeweils alle vorkommenden Pulse mög-

lichst vollständig auf dem Bildschirm zu sehen waren. Zur Kontrolle wurde die Funktion „Analog Persist“ eingesetzt. Sobald in diesen Modus geschaltet wird, werden alle Pulse, die das Oszilloskop detektiert, gespeichert und auf dem Bildschirm übereinander gelegt. Die Häufigkeit eines Punktes wird auf dem Bildschirm farblich gekennzeichnet. Rot sind häufige, blau seltene Pulse. Zusätzlich musste für jede andere y-Achseneinteilung der Offset neu justiert werden. Die Samplingrate wurde auf 5 GSs^{-1} eingestellt. Für die U-I-Kennlinie wurde die Messung bei etwa $U_{\text{Bias}} = 0,4\text{ V}$ unter der geschätzten Durchbruchspannung begonnen. Dann wurde U_{Bias} in $0,2\text{ V}$ -Schritten bis etwa 4 V Overvoltage erhöht. Zu jedem Spannungswert wurde der zugehörige Strom notiert.

Danach wurde die nächste Temperatur eingestellt und gewartet bis sie in einem Bereich von $\pm 0,2^\circ\text{C}$ konstant ist. Wieder wurden ein Schätzwert für die Durchbruchspannung und außerdem Strom in $0,2\text{ V}$ -, Dunkelrate, Dunkelspektrum für jede Spannung in $0,4\text{ V}$ -Schritten gemessen.

IV.1.2 Messung der U-I-Kennlinie

Die Bestimmung der U-I-Kennlinie erfolgte über die Messung von Strom und Spannung an den Präzisionsmultimetern. Diese besitzen eine Auflösung von 10^{-10} A für den Strom bzw. 10^{-3} V für die Spannung. Jedoch konnte der Wert nur auf etwa 3 Stellen Genauigkeit bestimmt werden. Die Ungenauigkeit ergab sich durch den Ablesefehler, da der Wert nur bis zu einer gewissen Nachkommastelle stabil war. Dieser geht als Messfehler in die Daten mit ein. Es wurden jeweils die absoluten Spannungen notiert, nicht die Overvoltage, da die genaue Durchbruchspannung zu diesem Zeitpunkt noch nicht bekannt war. Es wurden Messpunkte in $0,2\text{ V}$ -Schritten notiert.

IV.1.3 Messung der Dunkelrate

Die Dunkelrate (engl.: „dark count rate“) konnte mittels Oszilloskop gemessen werden. Hierzu wurde die Zeit zwischen zwei Ereignissen gezählt, welche sich oberhalb der Triggerschwelle befanden. Diese Einstellung erfolgte über das Menü. Das Oszilloskop berechnete dann automatisch Mittelwert und Standardabweichung.

Diese Methode funktioniert allerdings nur bei geringeren Raten als 1 kHz . In dieser Messreihe traten jedoch auch höhere Raten auf. Um diese zu messen, wurde die „Holdoff“-Funktion des Oszilloskops verwendet. Das Oszilloskop kann auch bei höheren Raten als 1 kHz noch jeden Puls zählen, jedoch kann es nicht mehr die Zeit zwischen zwei Ereignissen bestimmen. Aus diesem Grund fügt man einen sogenannten Holdoff ein. Es soll nicht die Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Ereignissen bestimmt werden, sondern die Zeit zwischen einer bestimmten Anzahl an Pulsen. In dieser Messung wurde der Holdoff teilweise auf bis zu $900\,000$ erhöht. Für jede Temperatur und Spannung wurde der Holdoff neu angepasst. Hierfür wurde er verringert, bis eine Sättigung in der Zeit zu erkennen war. Die Rate war somit zu hoch für das Oszilloskop. Nun wurde der Holdoff erhöht, bis die Ereignisse für die Zeitmessung zu selten auftraten. Dazwischen wurde der Holdoff eingestellt. Diese Vorgehensweise war vor allem bei höheren Temperaturen notwendig. Es wurde jeweils die mittlere Zeit zwischen dem i-ten Puls und dem i-ten Puls plus Holdoff sowie die Standardabweichung notiert.

IV.1.4 Messung des Dunkelspektrums

Die Dunkelspektren werden mit Hilfe des Oszilloskops aufgenommen. Wie bereits in Kapitel IV.1.1 erwähnt, werden Trigger, Offset und y-Achseneinteilung für jede Temperatur und Spannung angepasst. Die Zeitachse hingegen ist für alle Messungen auf ein Fenster von 200 ns eingestellt. Ebenso

die zeitliche Verschiebung (Delay). Diese beträgt -80 ns . Die Samplingrate wurde auf 5 GSs^{-1} eingestellt. Aufgrund der Einstellungen bestand jede gespeicherte Waveform aus 1002 Spannungswerten. Insgesamt werden für jedes Spektrum 10 000 Waveforms aufgenommen.

IV.2 Auswertung

IV.2.1 Bestimmung der Dunkelrate

Aus der Messung der Zeit zwischen 2 Triggerereignissen kann die Dunkelrate inklusive Fehler angegeben werden. Dafür wurde eine Berechnung mit Fehlerfortpflanzung durchgeführt. Die Rate ergibt sich wie folgt:

$$\text{DCR} = \frac{\text{Holdoff}}{\bar{t}}. \quad (\text{IV.1})$$

Die Anzahl der Holdoff-Ereignisse geteilt durch die mittlere Zeit \bar{t} , welche zwischen diesen detektiert wurde, ergibt die Dunkelrate. Der Fehler ΔDCR ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta\text{DCR} = \left| \frac{\partial\text{DCR}}{\partial\bar{t}} \cdot \Delta\bar{t} \right| = \frac{\text{Holdoff}}{\bar{t}^2} \cdot \Delta\bar{t}. \quad (\text{IV.2})$$

IV.2.2 Bestimmung des Dunkelspektrums

Das Dunkelspektrum ergibt sich aus den aufgenommenen Waveforms. Zur Auswertung der gespeicherten Pulsformen wurde ein C++-Programm innerhalb der Arbeitsgruppe verwendet. Der Puls, auf welchen getriggert wurde, war immer zu der Zeit 0 ns auf der Zeitskala zu finden. Es wurde innerhalb eines Zeitfensters von 3 ns um $t = 0\text{ ns}$ nach dem maximalem y-Wert gesucht. Um das Rauschen auf dem Puls zu eliminieren, wurde eine Rauschkorrektur durchgeführt. Dafür wurde der Mittelwert des Rauschens vor Beginn des Pulses bestimmt und vom Maximum subtrahiert. Die so erhaltenen Pulshöhen werden nacheinander in eine Datei gespeichert. In dem Programm Gnuplot wurde dann ein Histogramm für die Häufigkeit der Spannungswerte im Maximum des Pulses erstellt. Aus diesem Spektrum können Verstärkung, Durchbruchspannung und Crosstalkwahrscheinlichkeit berechnet werden. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, anstelle des Maximums das Integral eines Pulses zu bestimmen und dieses in ein Histogramm einzutragen.

IV.2.3 Bestimmung der Durchbruchspannung

Zunächst wurde die genaue Durchbruchspannung für jede Temperatur bestimmt. Dies ist wichtig, da die meisten Kenngrößen von der Overvoltage abhängig sind. Hierfür gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten. Zum einen kann die U-I-Kennlinie für jede Temperatur verwendet und die Spannung bestimmt werden, ab welcher sich ein exponentieller Anstieg ergibt. Eine weitere Methode ist die Bestimmung der Durchbruchspannung über den Verstärkungsfaktor. Dieser lässt sich aus dem Dunkelspektrum bestimmen. Relevant für den Verstärkungsfaktor ist vor allem die Position μ_1 des 1-Photonen- und μ_2 des 2-Photonen-Peaks. Diese werden mittels eines Gaußfits an den 1 p.e.- bzw. 2 p.e.-Peak mit dem Programm Gnuplot bestimmt. Die Differenz von μ_2 zu μ_1 ergibt den Verstärkungsfaktor. Um die mittlere Anzahl der Elektronen pro Avalanche zu bestimmen, müsste die Verstärkung umgerechnet werden. Da sie in dieser Arbeit jedoch nur zur Bestimmung von U_{Break}

verwendet wurde, wurde dieser Schritt nicht durchgeführt. Trägt man die Verstärkung gegen die zugehörige Bias auf, ergibt sich ein linearer Zusammenhang [14]. Die Nullstelle bezeichnet hierbei die Durchbruchspannung, da bei $U_{\text{Over}} = 0 \text{ V}$ keine Verstärkung vorliegt. Durch einen linearen Fit kann die Durchbruchspannung bestimmt werden. Hierzu wurde folgende Formel benutzt:

$$g(x) = m \cdot (x - x_1). \quad (\text{IV.3})$$

Dabei bezeichnen m die Steigung der Gerade und x_1 die Nullstelle. Der optimale Fitparameter für x_1 und dessen Fehler werden direkt in Gnuplot angegeben.

IV.2.4 Bestimmung der Crosstalkwahrscheinlichkeit

Die Crosstalkwahrscheinlichkeit lässt sich ebenfalls aus dem Dunkelspektrum bestimmen. Unter der Annahme, dass im Dunkelspektrum statistisch im Mittel nur ein Elektron pro Zeiteinheit durch thermisches Rauschen ausgelöst wird, kann jedes Ereignis oberhalb des 1-Photonen-Peaks als Crosstalk interpretiert werden. Damit ist die Crosstalkwahrscheinlichkeit die Gesamtwahrscheinlichkeit 1 minus die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis:

$$P_C = 1 - P_{\text{tot}}(1). \quad (\text{IV.4})$$

Dabei stellt $P_{\text{tot}}(1)$ die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis aus dem 1 p.e.-Peak dar. Diese wird jeweils aus dem Dunkelspektrum bestimmt. Dazu werden alle Werte im Bereich des 1 p.e.- beziehungsweise des 2 p.e.-Peaks aufsummiert und durch die Summe aller Einträge im Histogramm geteilt. Der Fehler für P_C lässt sich aus einer Fehlerfortpflanzung ermitteln. Die Crosstalkwahrscheinlichkeit berechnet sich aus der Größe $P_{\text{tot}}(1)$, welche einer Poissonstatistik folgt:

$$P_{\text{tot}}(1) = \frac{N_1}{N_{\text{tot}}}.$$

N_1 bezeichnet die Anzahl der Ereignisse innerhalb des 1 p.e.-Peaks. N_{tot} ist die Gesamtanzahl aller Ereignisse. Die Anzahlen sind jeweils mit einem Poissonfehler behaftet: $\Delta N_{1/\text{tot}} = \sqrt{N_{1/\text{tot}}}$. Somit kann der Fehler für $P_{\text{tot}}(1)$ berechnet werden:

$$\Delta P_{\text{tot}}(1) = \sqrt{\left(\frac{\partial P_{\text{tot}}(1)}{\partial N_1} \cdot \Delta N_1\right)^2 + \left(\frac{\partial P_{\text{tot}}(1)}{\partial N_{\text{tot}}} \cdot \Delta N_{\text{tot}}\right)^2} = \sqrt{\frac{P_{\text{tot}}(1)}{N_{\text{tot}}} + \frac{(P_{\text{tot}}(1))^2}{N_{\text{tot}}}}. \quad (\text{IV.5})$$

Der Fehler für die Crosstalkwahrscheinlichkeit ergibt sich schließlich abhängig von der Größe $P_{\text{tot}}(1)$ zu:

$$\Delta P_C = \left| \frac{\partial P_C}{\partial P_{\text{tot}}(1)} \cdot \Delta P_{\text{tot}}(1) \right| = \Delta P_{\text{tot}}(1).$$

Kapitel V

Ergebnisse und Diskussion

Es wurden verschiedene Abhängigkeiten und Charakteristische Eigenschaften des SiPMs 3350 von KETEK [5] untersucht. Dazu gehören Dunkelstrom, Dunkelrate, das Dunkelspektrum, Verstärkung, Durchbruchspannung sowie Crosstalkwahrscheinlichkeit. Die Ergebnisse werden in diesem Kapitel vorgestellt und diskutiert. Weiterhin werden technische Einschränkungen des Aufbaus aufgezeigt.

V.1 Dunkelspektrum

Das Dunkelspektrum verändert sich abhängig von Temperatur und Overvoltage. Je geringer die Temperatur ist, desto seltener sind 1 p.e.-Ereignisse zu erwarten. Die Overvoltage muss für die verschiedenen Temperaturen konstant gehalten werden. Für diese Messung war dies nicht möglich, da die Durchbruchspannung noch bestimmt werden musste (vgl. Kapitel V.3).

In Abbildung V.1 ist beispielhaft die Veränderung des Dunkelspektrums bei 22,8°C mit steigender Overvoltage dargestellt. Es sind Spektren für $U_{\text{Bias}} = \{-25,6 \text{ V}; -26,0 \text{ V}; -24,6 \text{ V}; 26,8 \text{ V}\}$ eingezeichnet. Zum einen ist erkennbar, dass die Höhe des 1 p.e.-Peaks im Histogramm mit zunehmender Spannung abnimmt. Dies ist dadurch zu erklären, dass mit höheren Spannungen auch öfter höhere Pulse als 1, 2 oder 3 p.e. erzeugt werden. Ursache hierfür ist Crosstalk. Er steigt mit zunehmender Overvoltage. Jedes Elektron in der Avalanche kann mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit rekombinieren und Crosstalk verursachen. Die Anzahl der Elektronen und damit auch P_C nimmt mit steigender Overvoltage zu. Es kann auch Crosstalk höherer Ordnung auftreten (vgl. Kapitel II.1.4.2). Damit verringert sich der Anteil des 1 p.e.-Pulses im Gesamtspektrum.

Zum anderen sieht man im Spektrum die Veränderung der Peakposition abhängig von der Spannung. Je größer sie wird, desto höher ist auch der Spannungswert des 1 p.e.-Pulses. Abhängig von dieser Position verschieben sich auch alle weiteren Peaks zu höheren Spannungswerten. Ursache hierfür ist die steigende Verstärkung mit zunehmender Overvoltage. Im Spektrum (vgl. Abbildung V.1) ist diese Verschiebung zu erkennen. Eine quantitativ genaue Beschreibung ist damit jedoch nicht möglich. Diese erfolgt über den Verstärkungsfaktor, der im folgenden Kapitel untersucht wird.

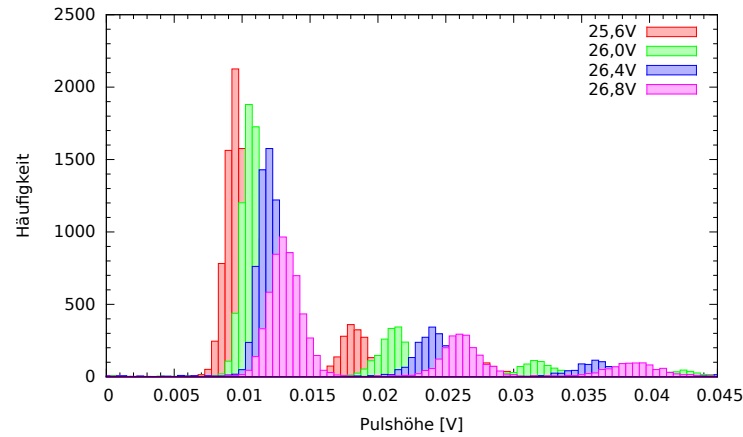


Abbildung V.1: Verschiedene Dunkelspektren bei einer Temperatur von $22,8^\circ\text{C}$ für die Spannungen $U_{\text{Bias}} = \{-25,6\text{ V}; -26,0\text{ V}; -26,4\text{ V}; -26,8\text{ V}\}$ mit einer Binbreite von $0,0005\text{ V}$. Je höher die angelegte Spannung wird, desto weiter liegen die Maxima im Histogramm voneinander entfernt. Dies ist an der Verschiebung des 1 p.e.-Peaks sowie an der immer stärkeren Verschiebung von 2 p.e. und 3 p.e. zu sehen.

V.2 Verstärkung

Der Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit der Bias wird bestimmt, um die Durchbruchspannung zu ermitteln und damit alle U_{Bias} -Werte in eine Overvoltage umrechnen zu können. Dafür wurde für jede Spannung die Differenz des 1 p.e.- und 2 p.e.-Peaks gebildet und graphisch aufgetragen. Es sollte sich ein linearer Zusammenhang ergeben. Mit einem linearen Fit (vgl. Kapitel IV.2.3) wurde die Durchbruchspannung ermittelt. Dies wurde für 9 verschiedene Temperaturen durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung V.2 dargestellt.

Die lineare Abhängigkeit der Verstärkung von U_{Bias} ist für alle Temperaturen erkennbar. Wird jedoch außerhalb des Bereichs von etwa 2 V bis 4 V Overvoltage gemessen, so ist das Verhalten nichtlinear. Dies ist bei den Temperaturen $-28,0^\circ\text{C}$ und $-17,6^\circ\text{C}$ für die beiden höchsten Spannungswerte und bei $22,8^\circ\text{C}$ für die größte Spannung zu sehen. Diese Werte wurden aus dem Fit ausgeschlossen. Es ist weiterhin auffällig, dass die Geraden nicht exakt parallel verlaufen. Erwartungsgemäß sollte dies jedoch der Fall sein. Die Abweichung deutet auf eine mögliche Temperaturabhängigkeit hin.

Um die Größenordnung der Abweichung darzustellen, wird die Änderung des Verstärkungsfaktors pro Volt als Funktion der Temperatur geplottet. Dies ist in Abbildung V.3 gezeigt. Mit abnehmender Temperatur wird die Steigung des Verstärkungsfaktors größer. Es lässt sich erkennen, dass eine signifikante Temperaturabhängigkeit gemessen wurde. Die Abweichungen sind statistische Fluktuationen und haben ihren Ursprung nicht in Messfehlern.

Der lineare Zusammenhang der Verstärkung zur Overvoltage ist erkennbar. Die Graphen in Abbildung V.2 besitzen in etwa die gleiche Steigung, variieren aber in der Durchbruchspannung. Für höhere Temperaturen ergibt sich ein höherer Wert für Durchbruchspannung. Dies wird folgenden Kapitel behandelt.

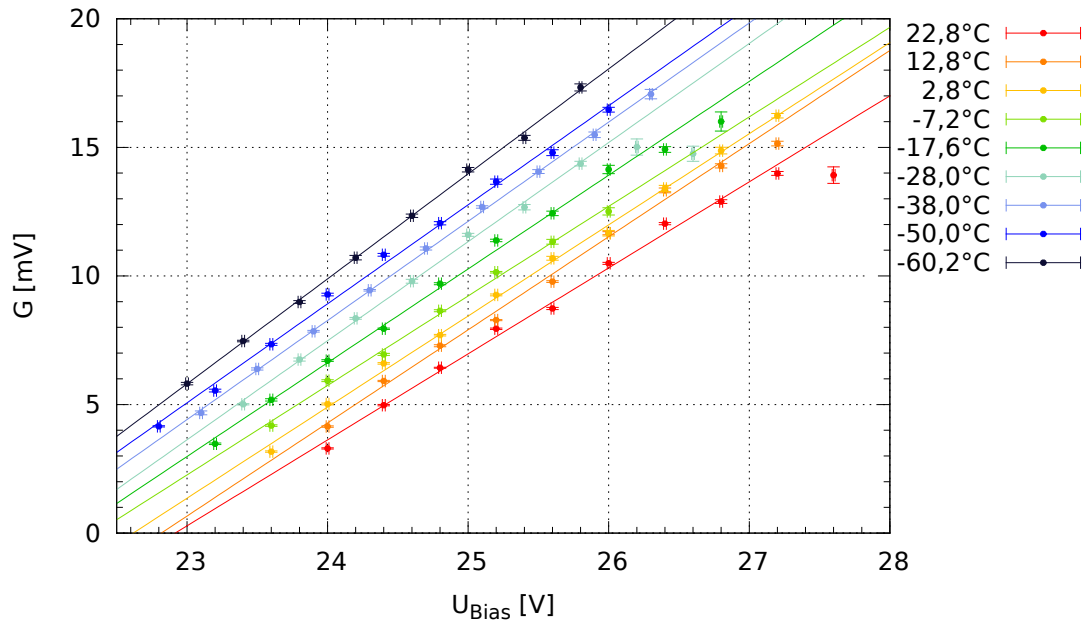


Abbildung V.2: Verstärkung G in Abhängigkeit der Bias U_{Bias} für verschiedene Temperaturen. Der Fehler der Bias ergibt sich aus dem Ablesefehler, der für die Temperatur aus der Schwankung der Temperatur während der Messung. Der Verstärkungsfaktor ist proportional zur angelegten Spannung. Diese Linearität gilt jedoch nur für 10 % bis 20 % Overvoltage. Die Nullstelle der Gerade entspricht der Durchbruchspannung.

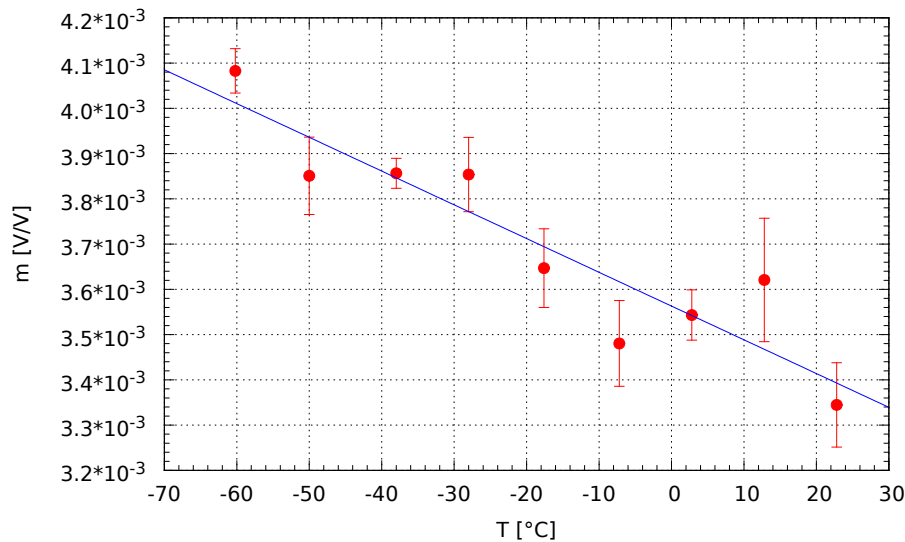


Abbildung V.3: Änderung m des Verstärkungsfaktors pro Volt in Abhängigkeit der Temperatur T . Der Fehler der Steigung resultiert aus dem Fitfehler. Es ist eine temperaturabhängige Tendenz erkennbar. Für steigende Temperaturen sinkt der Verstärkungsfaktor.

V.3 Durchbruchspannung

In Abbildung V.4 ist die Durchbruchspannung über der Temperatur aufgetragen. Die Werte lassen eine Temperaturabhängigkeit erkennen. Bei zunehmender Temperatur erhöht sich auch die Durchbruchspannung. Dies durch die Messung bestätigt werden. Die Datenpunkte samt Fehlern befinden auf einer Geraden. Ein linearer Zusammenhang wurde auch in [37] gemessen. Für den Fehler der Temperatur wurde der Ablesefehler verwendet, der Fehler der Durchbruchspannung ergibt sich aus dem Geradenfit. Über den Zusammenhang $U_{\text{Over}} = |U_{\text{Bias}} - U_{\text{Break}}|$ ist die Overvoltage zusätzlich zum Ablesefehler von U_{Bias} mit dem Fehler der Durchbruchspannung behaftet. Beide Fehler gehen in den Fehler von U_{Over} über gaußsche Fehlerfortpflanzung ein:

$$\Delta U_{\text{Over}} = \sqrt{\Delta U_{\text{Bias}}^2 + U_{\text{Break}}^2}.$$

Um vergleichbare Ergebnisse erzielen zu können, werden im folgenden alle Größen in Abhängigkeit der Overvoltage und nicht der Bias dargestellt.

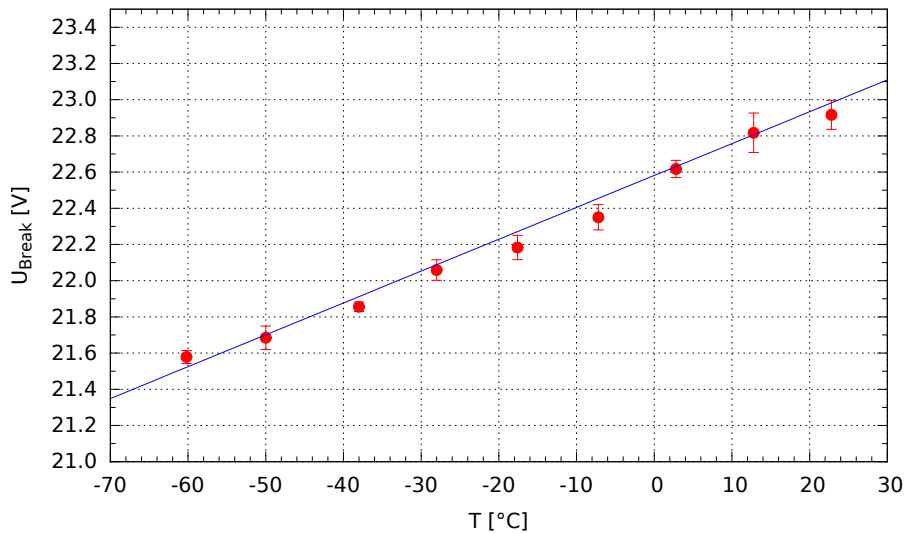


Abbildung V.4: Aufgetragen ist die Durchbruchspannung U_{Break} als Funktion der Temperatur T . Mit steigender Temperatur erhöht sich die Durchbruchspannung. In einem Temperaturfenster von etwa -60°C und 20°C beträgt die absolute Differenz etwa 1,3 V.

V.4 Dunkelstrom

Der Dunkelstrom ist abhängig von Temperatur und Overvoltage. Die genauen Abhängigkeiten sind in Abbildung V.6 gezeigt.

Der Dunkelstrom nimmt mit steigender Overvoltage zu. Dies lässt sich für jede der gezeigten Temperaturen verzeichnen. Bei geringer Overvoltage fließt fast kein Strom. Dies ist für alle Graphen erkennbar. Auffällig ist ein Abknicken des Graphen bei $-28,0^\circ\text{C}$ für $U_{\text{Over}} = 0,5\text{ V}$. Für $T = \{-17,6^\circ\text{C}; -28,0^\circ\text{C}; -38^\circ\text{C}\}$ lässt sich in der logarithmischen Darstellung annähernd eine Gerade erkennen. Dies deutet auf einen exponentiellen Zusammenhang hin. Alle anderen Kurven zeigen jedoch ein davon abweichendes Verhalten. Bei $T = \{22,8^\circ\text{C}; 12,8^\circ\text{C}; 2,8^\circ\text{C}; -7,2^\circ\text{C}\}$ lassen sich innerhalb eines Graphen zwei unterschiedliche Steigungen erkennen. Bis zu einer Overvoltage von etwa 1 V ist der Anstieg steiler als für die nachfolgenden Werte. Für $T = 22,8^\circ\text{C}$ ist dies besonders stark erkennbar. Mit sinkender Temperatur verringert sich der Effekt. Jedoch verhalten sich alle Graphen nichtlinear. Mit zunehmender Overvoltage vergrößert sich die Steigung. Bei einer Temperatur von $-60,2^\circ\text{C}$ sind die Fehler für den Dunkelstrom im Vergleich zu den anderen Temperaturen groß. Dieser Effekt tritt bei keiner anderen Messung auf und hat seine Ursache möglicherweise in elektrischen Störungen. Während der Messung waren auf dem Oszilloskop hochfrequente Störungssignale zu erkennen. Das war allerdings nur bei dieser Temperatur der Fall. Die asymmetrischen Fehlerbalken sind auf die logarithmische Darstellung zurückzuführen. Weiterhin ist bei $T = -28,0^\circ\text{C}$ der Datenpunkt bei etwa $U_{\text{Over}} = 3,5\text{ V}$ auffällig, da er nicht auf der Kurve liegt. Hierbei handelt es sich vermutlich um einen Ablesefehler. Die Fehlerbalken resultieren aus der Ungenauigkeit der Messgeräte.

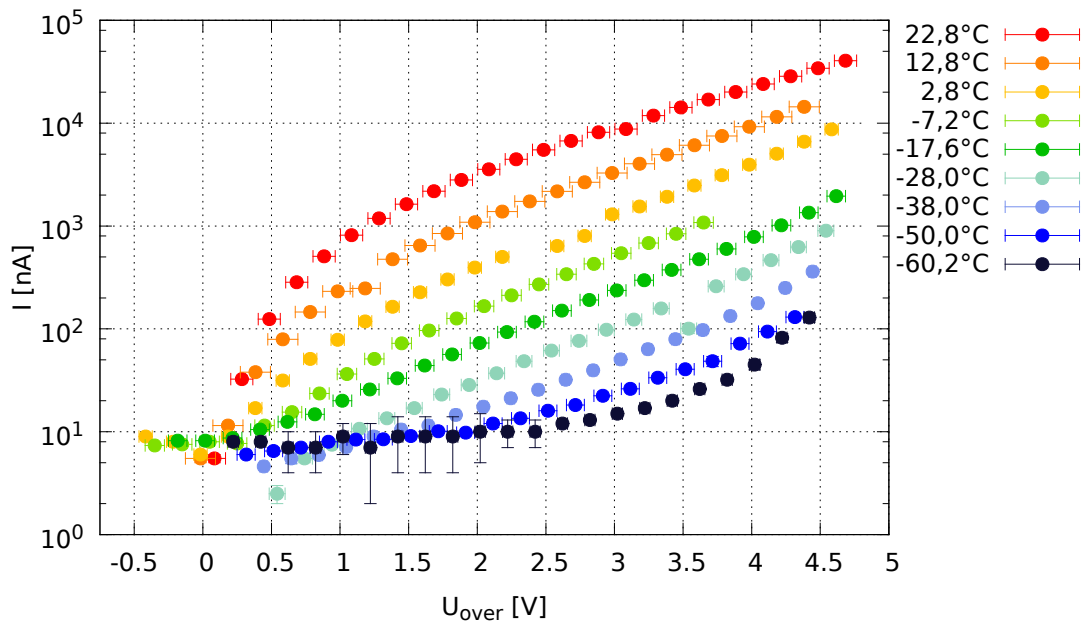


Abbildung V.5: Dunkelstrom I in Abhängigkeit der Overvoltage U_{Over} für verschiedene Temperaturen. Insgesamt lässt sich ein Anstieg sowohl für höhere Overvoltage als auch für höhere Temperaturen erkennen.

V.5 Dunkelrate

Ähnlich zum Dunkelstrom verhält sich die Dunkelrate. Abbildung V.6 zeigt die Temperatur- und Spannungsabhängigkeiten. Generell steigt die Dunkelrate mit steigender Temperatur und Overvoltage an. Dies entspricht den Erwartungen. Es sind aber auch Abweichungen sichtbar. Bei einer Temperatur von $22,8^\circ\text{C}$ sinkt die Dunkelrate bei steigender Overvoltage ab etwa $U_{\text{Over}} = 3,6\text{ V}$. Die Ursache hierfür könnte darin liegen, dass die Häufigkeit von Dunkelereignissen so hoch ist, dass trotz des Holdoffs, von 900 000 das Oszilloskop aufgrund seiner Totzeit nicht mehr Ereignisse verarbeiten kann. Eine weitere Möglichkeit ist, dass aufgrund der hohen Rate nicht alle Ereignisse detektiert werden können. Folglich sinkt die gemessene Dunkelrate. Weiterhin liegt der Bereich $U_{\text{Over}} \geq 4\text{ V}$ an der oberen Grenze des optimalen Betriebsmodus [25]. Dies könnte eine Erklärung für die sinkende Rate bei $T = -17,6^\circ\text{C}$ sein. Außerdem ist die Dunkelrate für $T = -60,2^\circ\text{C}$ größer als die für $T = -50,0^\circ\text{C}$. Die Messung bei $-60,2^\circ\text{C}$ ist aufgrund der bereits erwähnten Störungen im Allgemeinen unzuverlässig. Für Temperaturen unter etwa -25°C ergibt sich in der logarithmischen Darstellung eine Gerade mit einer geringen Steigung. Dies deutet auf eine exponentielle Abhängigkeit hin. Eine Ausnahme bildet der Datenpunkt bei $-60,2^\circ\text{C}$ und $U_{\text{Over}} \approx 0,7\text{ V}$. Möglicherweise ist dieser im Gegensatz zu den restlichen Messwerten bei dieser Temperatur nicht durch die Störung betroffen und besitzt daher einen geringeren Wert. Es könnte sich aber auch um einen Ablesefehler handeln. Für höhere Temperaturen als etwa -25°C ist der Anstieg nicht mehr linear. Bei $U_{\text{Over}} \lesssim 1\text{ V}$ ist die Dunkelrate gering im Vergleich zu den restlichen Datenpunkten bei gleicher Temperatur. Für eine Overvoltage $\lesssim 1,2\text{ V}$ ist der Anstieg in logarithmischer Darstellung zunächst steil und flacht dann ab. Mit einer linearen Achseneinteilung ist der Anstieg zunächst flach und wird anschließend immer steiler. Geringe Temperaturen besitzen kaum eine Abhängigkeit von der Overvoltage. Insgesamt ist erkennbar, dass die Rate durch Kühlung erheblich reduziert werden kann. Bei einer Temperatur von $22,8^\circ\text{C}$ beträgt sie etwa 3 MHz , bei $T = -50,0^\circ\text{C}$ etwa 40 Hz . Das entspricht einem mittleren Zeitabstand der Ereignisse von etwa 300 ns bzw. 25 ms . Eine Kühlung des Detektors zur Reduktion der Dunkelrate ist somit absolut notwendig. KETEK gibt als obere Grenze für die Dunkelrate bei 20 % Overvoltage (entspricht für diesen SiPM etwa $4,58\text{ V}$) eine Rate von $\leq 300\text{ kHz mm}^{-2}$ an. Somit befindet sich die gemessene Dunkelrate noch im nach Herstellerangaben zulässigen Bereich.

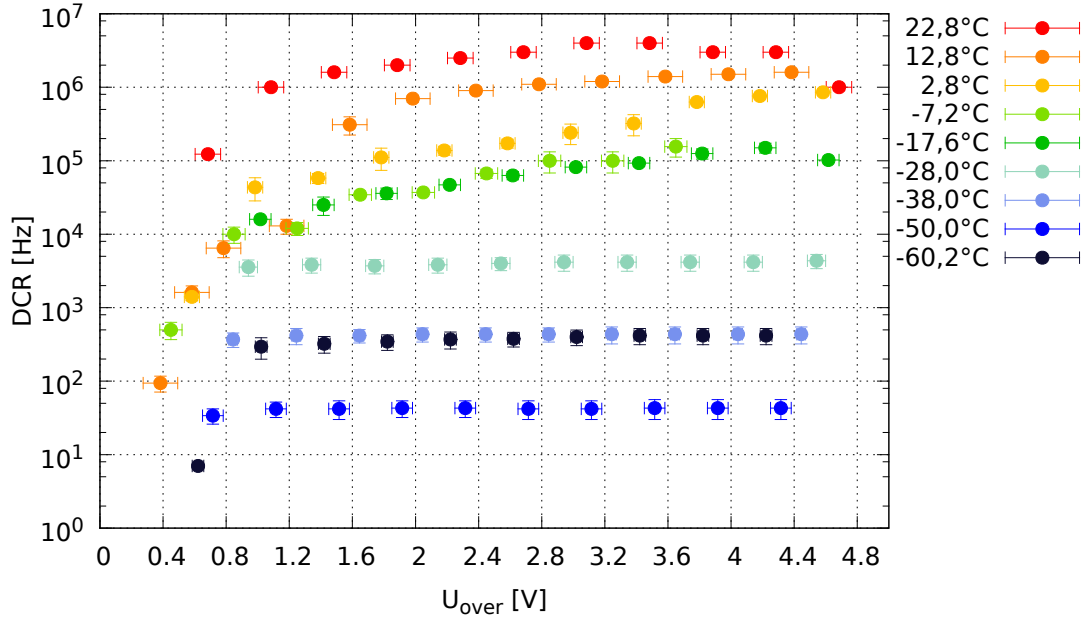


Abbildung V.6: Dunkelrate DCR für unterschiedliche Overvoltage U_{Over} und Temperaturen. Für hohe Temperatur steigt die Dunkelrate stark an, bei $-22,8^\circ\text{C}$ sind es im Durchschnitt etwa 3 MHz, bei $T = -50,0^\circ\text{C}$ etwa 40 Hz. Bei Temperaturen über -28°C steigt die Rate für höhere Overvoltage an, für niedrigere bleibt sie für alle Spannungen etwa konstant.

V.6 Crosstalkwahrscheinlichkeit

Die Ergebnisse der Temperatur- und Spannungsabhängigkeiten der Crosstalkwahrscheinlichkeit P_C sind in Abbildung V.7 dargestellt. Aufgetragen ist die Crosstalkwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Overvoltage bei verschiedenen Temperaturen. P_C steigt mit größerer Overvoltage an. Dieses Verhalten ist zu erwarten. Die Daten für verschiedene Temperaturen liegen übereinander. Eine Temperaturabhängigkeit scheint somit nicht zu bestehen. Das entspricht ebenfalls den Erwartungen. Allerdings ist die aus den Messdaten bestimmte Crosstalkwahrscheinlichkeit insgesamt viel zu hoch. KETEK gibt eine Crosstalkwahrscheinlichkeit von bis zu 20 % bei einer relativen Overvoltage von 20 % an [25]. In dieser Messreihe werden jedoch Wahrscheinlichkeiten von bis zu über 50 % ermittelt. Auffällig sind außerdem die hohen Werte für P_C bei $U_{\text{Over}} \geq 4,5 \text{ V}$ für $22,8^\circ\text{C}$ und $-7,2^\circ\text{C}$. Das kann ein Hinweis darauf sein, dass diese Messwerte außerhalb des Betriebsbereichs liegen. Vor allem für höhere Temperaturen sollte der zulässige Betriebsbereich somit nicht überschritten werden.

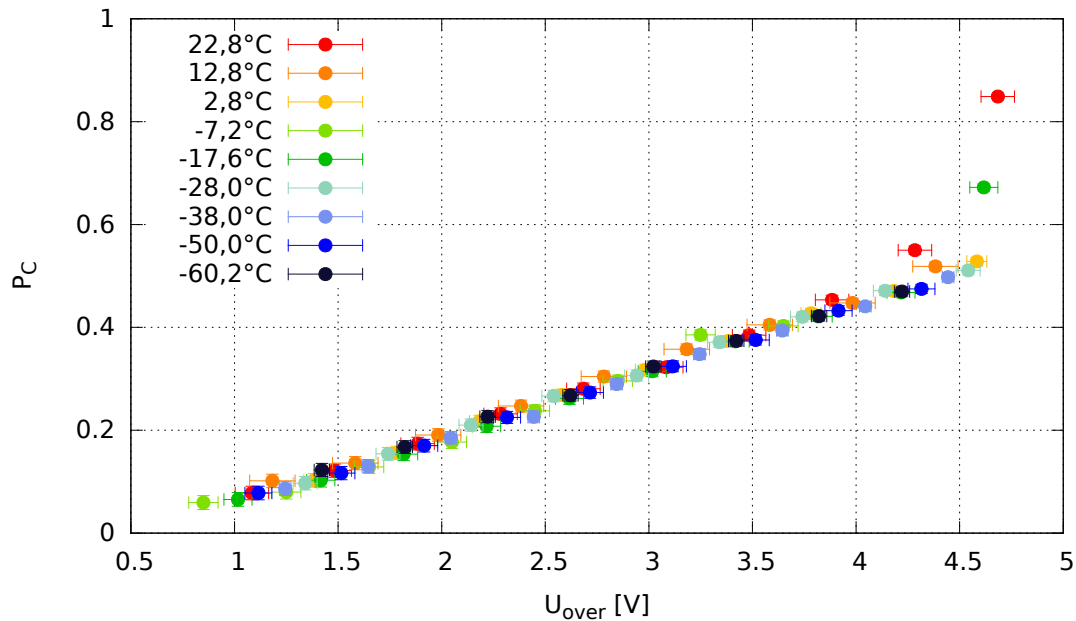


Abbildung V.7: Einfluss der Overvoltage U_{Over} auf die Crosstalkwahrscheinlichkeit P_C für verschiedene Temperaturen. P_C steigt für größere Overvoltage an. Eine Temperaturabhängigkeit ist nicht zu erkennen.

V.7 Technische Einschränkungen

Ein Problem der bisherigen Messungen stellt elektronisches Rauschen dar. Abbildung V.8 zeigt einen Puls bei 22,8°C und 23,6 V Bias. Es handelt sich um einen 1 p.e.-Puls, welcher beinahe vom Rauschen überlagert wird. Diese Tatsache erschwert die Trennung von echten Signalen zu Störsignalen. Um dieses Problem zu beheben, kann eine zusätzliche elektronische Abschirmung verwendet werden. Dazu ist eine geerdete Metallbox geeignet. Entweder wird die bereits verwendete Aluminiumbox durch ein zusätzliches Kabel geerdet oder es wird eine weitere Box nur für die elektrische Abschirmung benutzt.

Problematisch hinsichtlich der Auswertung ist auch ein Nachschwingen der Signale verursacht durch die Schaltung. In Abbildung V.9 ist diese Störung deutlich sichtbar. Vermutlich handelt es sich hierbei um eine unpassende Wahl eines Bauteils in der elektrischen Schaltung. Mögliche Lösungen sind ein anderer Verstärker oder die Verwendung des positiven Eingangs des AD8000. Auch könnte eine andere Kapazität am Verstärkereingang das Nachschwingen beheben.

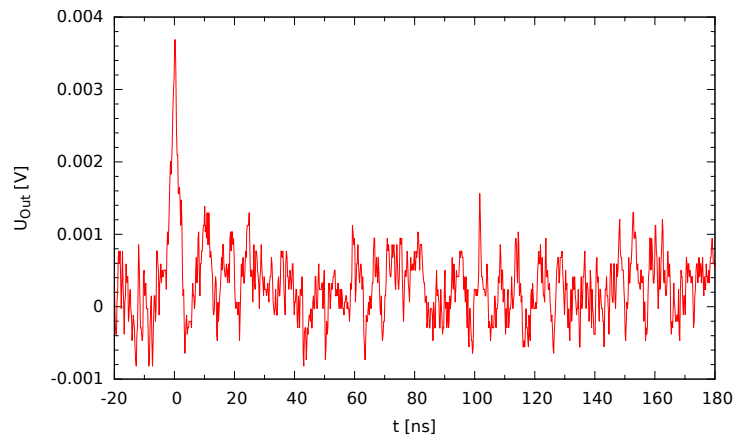


Abbildung V.8: Bei $t = 0$ ns ist ein 1 p.e. -Puls zu sehen. Der Puls wurde bei einer Temperatur von $22,8^\circ\text{C}$ und $U_{\text{Bias}} = 23,6$ V aufgenommen. Das Maximum des Peaks beträgt etwa 3,7 mV und wird massiv von elektronischem Rauschen überlagert. Ein Peak bei etwa 100 ns ist ungefähr 1,5 mV hoch und es ist nicht eindeutig erkennbar, ob es sich um Rauschen oder einen Afterpuls handelt. Das Rauschen liegt beinahe auf der Hälfte des 1 p.e. -Peaks.

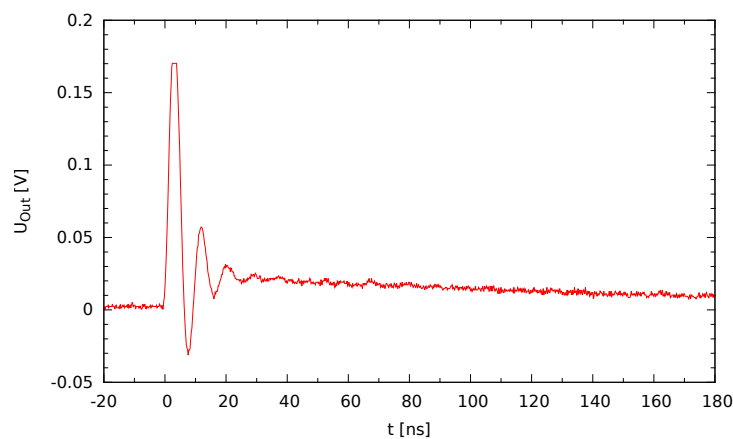


Abbildung V.9: Ein Spannungspuls bei einer Temperatur von $38,0^\circ\text{C}$ und 26,3 V Bias. Der Peak befindet sich auf der Zeitachse bei etwa 0 ns. Danach ist statt der Abklingflanke ein Unterschwingen mit etwa 2 Nachschwingungen zu sehen.

Kapitel VI

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Dunkelspektrum, Verstärkung, Durchbruchspannung, Dunkelstrom, Dunkelrate und Crosstalkwahrscheinlichkeit untersucht. Innerhalb der Erwartungen konnten gute Ergebnisse erzielt werden. Es wurden eine direkte Proportionalität der Verstärkung zur Overvoltage gemessen und die Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung. Außerdem wurden die Abhängigkeiten des Dunkelstroms, der Dunkelrate und der Crosstalkwahrscheinlichkeit von Temperatur und Overvoltage überprüft.

Für zukünftige Messungen muss das elektronische Rauschen minimiert und das Nachschwingen eliminiert werden. Außerdem ist zu überprüfen, ob durch feinere Messschritte sowie der Integralbildung Unsicherheiten verringert werden können. Auch sollten die funktionale Abhängigkeiten von Dunkelstrom, Dunkelrate und Crosstalkwahrscheinlichkeit noch genauer untersucht werden. Zudem können in der Auswertung weitere Abhängigkeiten betrachtet werden. Aus der Veränderung der Höhe der 1 p.e.-Pulse unter Einfluss der Temperatur und Overvoltage können Kalibrationskurven für die Spannungswerte erstellt werden. Des Weiteren können auch die Abstände höherer p.e.-Pulse zum jeweils vorherigen untersucht werden.

Außerdem sind weitere Charakterisierungen notwendig. Das Verhalten der Afterpulswahrscheinlichkeit sowohl spannungs- als auch temperaturabhängig ist zu überprüfen. Mit dem in dieser Messung verwendeten Oszilloskop von LeCroy [29] ist dies nicht möglich. Die Samplingrate ist zu gering, um ein so großes Zeitfenster mit ausreichenden Messpunkten aufnehmen zu können. Eine mögliche Lösung ist ein Waveform Digitizer mit einer geringeren Totzeit.

Zu betrachten ist auch das Verhalten der PDE. Sie gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit auftreffendes Licht ein Signal erzeugt. Verringert wird sie beispielsweise durch Crosstalk. Für eine gute Energieauflösung ist eine möglichst hohe PDE erwünscht. Um diese zu bestimmen, werden eine Lichtquelle sowie ein Referenzdetektor benötigt. Es ist geplant, hierfür einen PMT R8520-406 von Hamamatsu zu verwenden [38]. Dieser besitzt sein Sensitivitätsmaximum im blauen Wellenlängenbereich. Aus diesem Grund könnte eine blaue LED als Lichtquelle benutzt werden. Referenzdetektor und SiPM werden so ausgerichtet, dass jeweils die gleiche Lichtmenge pro Fläche den Detektor trifft. Die PDE kann auf die Abhängigkeit von der Overvoltage bzw. auf die Unabhängigkeit von der Temperatur untersucht werden. Außerdem kann eine Überprüfung der Crosstalkwahrscheinlichkeit durchgeführt werden. Dazu werden die Ereignisse ohne Lichteinfall (0 p.e.) und die 1 p.e.-Ereignisse verwendet. Für eine genauere Betrachtung siehe [19].

Im Hinblick auf das nEXO-Experiment stehen vor allem Messungen bei Temperaturen unter -100°C im Vordergrund. Xenon ist bei etwa 108°C flüssig. Somit ist es von Bedeutung, die Cha-

rakterisierung von SiPMs bei diesen Temperaturen vorzunehmen. Planungen für Messungen in diesem Temperaturbereich sind bereits vorhanden. Der SiPM soll in einer mit gasförmigem und später flüssigem Xenon gefüllten abgeschlossenen Kammer getestet werden. Die gesamte Kammer wird auf etwa -108°C gekühlt. Dabei gilt es zu bedenken, dass die Elektronik der Verstärkerschaltung des SiPMs nicht für solche Temperaturen ausgelegt ist. Eine mögliche Lösung ist, die Verstärkung außerhalb der Kammer vorzunehmen. Dies hätte zur Folge, dass ein unverstärktes Signal mit einer Signalthöhe von etwa $0,5\text{ mV}$ über etwa 1 m bis 2 m lange Kabel transportiert werden muss. Dafür ist es unerlässlich, alle Rauschquellen möglichst vollständig zu eliminieren und abgeschirmte Kabel zu verwenden. In welcher Größenordnung das unverstärkte Detektorsignal auf einer solchen Strecke beeinträchtigt wird, ist noch zu testen.

Im nEXO-Experiment wird das zu detektierende Lichtsignal im UV-Wellenlängenbereich sein. Wie bereits in Kapitel II.1.1 erwähnt wurde, wird UV-Licht von der Passivierungsschicht absorbiert. Um trotzdem in diesem Wellenlängenbereich messen zu können, werden verschiedene Möglichkeiten untersucht. Zum einen kann die Passivierungsschicht entfernt werden. Damit wird das UV-Licht nicht mehr von selbiger absorbiert und gelangt auf die Detektorfläche. Problematisch bei dieser Methode ist einerseits die Tatsache, dass mit fehlender Schutzschicht die PDE verringert wird (siehe dazu auch Kapitel II.1.1). Wie gravierend dieser Effekt ist, muss durch Vergleichsmessungen überprüft werden. Andererseits werden solche Detektoren bislang nicht serienmäßig hergestellt. Das bislang einzige Verfahren, solche SiPMs zu erhalten, besteht darin, die Passivierungsschicht rückzuätzen. Dies ist in der Herstellung jedoch schwierig, da die gesamte Schicht entfernt werden muss ohne den Detektor zu beschädigen. Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Wellenlänge des einfallenden Lichts zu höheren Wellenlängen zu verschieben, sodass blaues Licht die sensitive Detektorfläche trifft. Realisiert wird dies mit einem sogenannten Wellenlängeschieber. Dies ist eine zusätzliche Schicht, welche über die Passivierungsschicht aufgebracht ist. Für weiterführende Informationen siehe auch. Es ist bereits geplant, mit einem solchen SiPM zu messen.

Insgesamt lässt sich sagen, dass die Temperatur- und Spannungsabhängigkeiten der charakteristischen Größen gut vermessen werden konnten. Jedoch sind noch weitere Messungen notwendig. Mit einem modifizierten Versuchsaufbau können zudem weitere Kenngrößen wie die Photonachweiswahrscheinlichkeit oder die Afterpulswahrscheinlichkeit vermessen werden.

Anhang A

Tabellen

Tabelle A.1: Auflistung der verwendeten Bauteile und elektronischen Geräte

Gerät	Verwendungszweck	Firma	Bezeichnung
SiPM	Detektor	KETEK	PM 3350
Operationsverstärker	Verstärkung	Analog Devices	AD8000
Klimakammer	Kühlung/Kontrolle der Temperatur	Testequity	1007C
Oszilloskop	Datenverarbeitung	LeCroy	Waverunner 6100A
Präzisionsmultimeter	Messung von U_{Bias}	Hewlett Packard	34401A
Präzisionsmultimeter	Messung von I_D	Fluke	8846A
Spannungsquelle	Spannungsversorgung SiPM	Voltcraft	PS 2403 Pro
Spannungsquelle	Spannungsversorgung AD8000	Hewlett Packard	E3631A
Temperatursensor	Temperaturmessung der Luft in Aluminiumbox	Reichelt Elektronik	MR 828 PT1000
Temperatursensor	Temperaturmessung auf Board	B+B Thermo-Technik GmbH	Nickel-Chrom-Nickel Typ K
Multimeter	Anzeige des Widerstandswerts des PT1000	Voltcraft	M-4660A
Cassymodul	Auslese des Ni-Cr-Ni-Temperatursensors	LD DIDACTIC	524 013
Neopren	Streuung des einfallenden Lichts	Kautschukprofi24	Zellkautschuk Platte Zuschnitt CR/NBR Neoprene selbstklebend 3mm Stärke
Aluminiumbox	(Licht-)Abschirmung	Enders	3893

Anhang B

Abbildungsverzeichnis

II.1	SiPM der Firma KETEK der Größe $6\text{ mm} \times 6\text{ mm}$, einer Pixelgröße von $60\text{ }\mu\text{m} \times 60\text{ }\mu\text{m}$, 1000 Pixeln [9].	6
II.2	Schematischer Querschnitt der Pixelanordnung nach [10]. Das Eintrittsfenster eines Pixels besteht aus einer hochdotierten p-Schicht, welche auf einem Siliziumsubstrat aufgebracht ist. Dazwischen befindet sich die Avalanchezone. Auf jedem Pixel wird eine Passivierungsschicht aufgebracht. Jeder Pixel ist mit einem Löschwiderstand versehen. Entlang der Pixel liegt die Bias an.	6
II.3	Aufbau eines p^+ -i-p- n^+ -Dotierungsprofils. Zwischen hochdotierter p^+ - und n^+ -Schicht liegt eine externe Spannung an. Dazwischen liegt eine leicht p-dotierte intrinsische Schicht Silizium, in welcher die Elektronen absorbiert werden. Zwischen der i- und der n^+ -Schicht liegt nochmals eine stark p-dotierte Schicht. Diese bildet zusammen mit der n^+ -Schicht die Multiplikationszone. Der Betrag des elektrischen Feldes ist an der Grenze dieser beiden Schichten am stärksten [12].	7
II.4	Prinzip der Elektronenvervielfachung nach [16]. Ein einfallendes Photon der Energie $E = h \cdot \nu$ erzeugt mittels Photoeffekt ein Elektron-Loch-Paar. Durch das externe Feld werden Löcher und Elektronen in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt. In der Multiplikationszone erzeugt das Photoelektron Sekundärelektronen.	8
II.5	Schematische Darstellung der Vorgänge in einem Pixel bei Eintreffen eines Photons nach [17]. Zum Zeitpunkt $t < t_0$ ist der Schalter geöffnet, es fließt kein Strom und über R_Q fällt keine Spannung ab. Die gesamte Bias liegt an der Diode an. Wird eine Avalanche innerhalb des Pixels ausgelöst ($t = t_0$), kann S als geschlossen angenommen werden. Der Strom durch die Diode steigt sprunghaft an und der Kondensator entlädt sich. Die Spannung über dem Pixel fällt bis auf die Durchbruchspannung ab. Dieser Vorgang dauert $\tau_{\text{dis}} = R_D \cdot C_D$. In diesem Zeitraum steigt die Spannung U_{RQ} über dem Löschwiderstand bis t_1 an. Erreicht die Diode U_{Break} , so wird sie automatisch nicht leitend. Der Schalter ist wieder geöffnet. I_D verschwindet und der Kondensator wird mit der Zeitkonstanten $\tau_{\text{re}} = R_Q \cdot C_D$ bis t_2 wieder auf U_{Bias} aufgeladen.	10

- II.6 Aufgenommenes Pulshöhenspektrum einer Dunkelmessung. Auf der x-Achse ist die Zeit in 1,00 ns pro Kästchen und auf der y-Achse die Spannung in 10 mV pro Kästchen aufgetragen. „Trigger Normal“ 5,0 mV bedeutet, dass nur Pulse, deren Maximum 5,0 mV übersteigt, angezeigt werden. Mit „Edge Positive“ wurde auf die positive Anstiegsflanke getriggert. Die Pulse sind im Persistence-Modus aufgenommen. Es werden alle Pulse, die detektiert werden, gespeichert und angezeigt. Die Farbkodierung gibt dabei die Häufigkeit an. Rot sind oft auftretende Spannungswerte, blau seltene. Die Quantisierung im Spektrum ist erkennbar. Rot entspricht dem 1-Photon-Peak, hellblau dem 2-Photon-Peak. Es lassen sich bis zu 6 p.e. erkennen. 11
- II.7 Anzahl der Pixel eines Detektors über die Anzahl der eintreffenden Photonen. Bereits weit vor Erreichen der maximalen Pixelanzahl wird das Verhalten des Detektors stark nichtlinear (gestrichelte Linie). Links dieser Linie liegt der nutzbare Betriebsbereich. 12
- II.8 Gezeigt ist das Dunkelspektrum für 12,8 °C und einer angelegten Spannung von -26,4 V. Der erste Peak entspricht einem 1 p.e., der zweite einem 2 p.e.-Puls, usw.. Die Peaks sind eindeutig voneinander getrennt. Jeder einzelner Peak kann durch eine Gaußfunktion beschrieben werden [19]. Die Gesamtverteilung lässt sich durch eine Summe mehrerer Gaußfunktionen zusammenfassen. Dieses Spektrum wird durch eine Summe von 7 Gaußfunktionen beschrieben. 14
- II.9 Querschnitt einiger Pixel mit und ohne Trenches. Insgesamt gibt es drei verschiedene Prozesse, durch welche ein Photon in einen Nachbapixel gelangen kann. 1) zeigt ein Photon, welches direkt einen Nachbapixel trifft. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, dass das Photon in der Nähe eines Pixels ein Elektron erzeugt, welches in den Nachbapixel driften kann (2). Zudem können Reflexionen auftreten. Diese können entweder an der Oberseite des SiPMs, der Passivierungsschicht (3a) oder an der Unterseite(3b) stattfinden. So können die Photonen sogar in einen nicht direkt angrenzenden Nachbapixel gelangen (3a). Durch Trenches lassen sich die Crosstalkeffekte von 1), 2) und 3b) reduzieren. 15
- II.10 Abhängigkeit der Crosstalkwahrscheinlichkeit von der Overvoltage nach [5]. Die blaue Kurve zeigt die Crosstalkwahrscheinlichkeit ohne Verwendung von Trenches, grün mit Trenches. Unter Verwendung der Trench-Technologie kann Crosstalk verringert werden. 16
- II.11 Die Abbildungen zeigen jeweils einen Puls bei einer Temperatur von -50 °C und einer Bias von -26,0 V. Es ist die gemessene Spannung U_{Out} über die Zeit t aufgetragen. Der Puls wird auf der Zeitachse bei etwa $t = 0$ ns angezeigt. Abbildung II.11a zeigt einen Puls mit einer Höhe von ca. 37 mV. Ein beispielhaftes Aussehen für einen Afterpuls ist in Abbildung II.11b gezeigt. Nach dem Puls bei etwa 0 ns folgt zu der Zeit $t = 30$ ns ein weiterer Puls. 16
- III.1 Am SiPM wird eine negative Bias angelegt. Ein 10 k Ω -Widerstand dient als Löschwiderstand und zusammen mit dem 100 nF-Kondensator bildet er einen Tiefpassfilter. Vor dem Eingang des Operationsverstärkers (Fast OP) befindet sich ein Hochpassfilter (50 Ω -Widerstand gegen Masse und ein 100 nF-Kondensator). Der Verstärker wird mit einer konstanten Versorgungsspannung $U_{\text{OpAmp}} = \pm 5$ V betrieben. Das Signal U_{Out} wird am Ausgang des Operationsverstärkers abgegriffen. 20

III.2	Aluminiumbox zur Licht- und elektrischen Abschirmung. Eine Aluminiumbox der Firma Enders ist mit 3 mm dicken Neopren ausgekleidet. In der Box befinden sich zwei Löcher mit einem Durchmesser von jeweils 3,2 cm, welche die Luftzirkulation unterstützen sollen und gleichzeitig als Kabeldurchführungen verwendet werden können. Um die Luftlöcher ist eine Box angebracht. Sie dient als Kabellabyrinth und ist ebenfalls mit Neopren verkleidet (rot markiert). Mit einem Deckel kann die Box verschlossen werden.	21
III.3	Schematische Darstellung des Messaufbaus. Der SiPM (1) auf dem Board mit Verstärkerschaltung (2) wurde in eine lichtdichte Aluminiumbox (3) gelegt. Diese befand sich in einer Klimakammer (4). Die Temperaturüberwachung erfolgte über einen PT1000-Widerstand (5), welcher mit einem Multimeter (6) ausgelesen wurde. Ein weiterer Sensor (7) war direkt auf dem Board platziert und wurde über ein Cassymodul (8) mit CassyLab (9) ausgelesen. Die Bias (10) für den SiPM wurde direkt mit einem Präzisionsmultimeter (11) gemessen, ebenso wie der Dunkelstrom (12). Der Operationsverstärker wurde mit ± 5 V (13) betrieben und die Signale mit einem Oszilloskop (14) verarbeitet.	22
III.4	Für diese Messung verwendeter Aufbau. Die Spannungsversorgung (13) für den Operationsverstärker, Oszilloskop (14) sowie die Spannungsquelle (10) für den SiPM wurden auf einem Rack platziert. SiPM und Verstärker in der Aluminiumbox befanden sich innerhalb der Klimakammer (4). Die Messung der Bias und des Stroms erfolgte über die jeweiligen Präzisionsmultimeter (11) und (12). Mit einem Digitalmultimeter (6) wurde der Widerstand des PT1000 bestimmt. Das Cassymodul (8) wurde mit einem Computer (9) ausgelesen.	23
V.1	Verschiedene Dunkelspektren bei einer Temperatur von $22,8^\circ\text{C}$ für die Spannungen $U_{\text{Bias}} = \{-25,6 \text{ V}; -26,0 \text{ V}; -26,4 \text{ V}; -26,8 \text{ V}\}$ mit einer Binbreite von $0,0005 \text{ V}$. Je höher die angelegte Spannung wird, desto weiter liegen die Maxima im Histogramm voneinander entfernt. Dies ist an der Verschiebung des 1 p.e.-Peaks sowie an der immer stärkeren Verschiebung von 2 p.e. und 3 p.e. zu sehen.	30
V.2	Verstärkung G in Abhängigkeit der Bias U_{Bias} für verschiedene Temperaturen. Der Fehler der Bias ergibt sich aus dem Ablesfehler, der für die Temperatur aus der Schwankung der Temperatur während der Messung. Der Verstärkungsfaktor ist proportional zur angelegten Spannung. Diese Linearität gilt jedoch nur für 10 % bis 20 % Overvoltage. Die Nullstelle der Gerade entspricht der Durchbruchspannung.	31
V.3	Änderung m des Verstärkungsfaktors pro Volt in Abhängigkeit der Temperatur T . Der Fehler der Steigung resultiert aus dem Fitfehler. Es ist eine temperaturabhängige Tendenz erkennbar. Für steigende Temperaturen sinkt der Verstärkungsfaktor.	31
V.4	Aufgetragen ist die Durchbruchspannung U_{Break} als Funktion der Temperatur T . Mit steigender Temperatur erhöht sich die Durchbruchspannung. In einem Temperaturfenster von etwa -60°C und 20°C beträgt die absolute Differenz etwa $1,3 \text{ V}$	32
V.5	Dunkelstrom I in Abhängigkeit der Overvoltage U_{Over} für verschiedene Temperaturen. Insgesamt lässt sich ein Anstieg sowohl für höhere Overvoltage als auch für höhere Temperaturen erkennen.	33

V.6	Dunkelrate DCR für unterschiedliche Overvoltage U_{Over} und Temperaturen. Für hohe Temperatur steigt die Dunkelrate stark an, bei $-22,8^\circ\text{C}$ sind es im Durchschnitt etwa 3 MHz, bei $T = -50,0^\circ\text{C}$ etwa 40 Hz. Bei Temperaturen über -28°C steigt die Rate für höhere Overvoltage an, für niedrigere bleibt sie für alle Spannungen etwa konstant.	35
V.7	Einfluss der Overvoltage U_{Over} auf die Crosstalkwahrscheinlichkeit P_C für verschiedene Temperaturen. P_C steigt für größere Overvoltage an. Eine Temperaturabhängigkeit ist nicht zu erkennen.	36
V.8	Bei $t = 0 \text{ ns}$ ist ein 1 p.e.-Puls zu sehen. Der Puls wurde bei einer Temperatur von $22,8^\circ\text{C}$ und $U_{\text{Bias}} = 23,6 \text{ V}$ aufgenommen. Das Maximum des Peaks beträgt etwa 3,7 mV und wird massiv von elektronischem Rauschen überlagert. Ein Peak bei etwa 100 ns ist ungefähr 1,5 mV hoch und es ist nicht eindeutig erkennbar, ob es sich um Rauschen oder einen Afterpuls handelt. Das Rauschen liegt beinahe auf der Hälfte des 1 p.e.-Peaks.	37
V.9	Ein Spannungspuls bei einer Temperatur von $38,0^\circ\text{C}$ und 26,3 V Bias. Der Peak befindet sich auf der Zeitachse bei etwa 0 ns. Danach ist statt der Abklingflanke ein Unterschwingen mit etwa 2 Nachschwingungen zu sehen.	37

Anhang C

Literatur

- [1] Ettore Majorana. „A symmetric theory of electrons and positrons“. In: *Nuovo Cimento* 14 (1937), 171–184.
- [2] M. Auger u. a. „The EXO-200 detector, part I: detector design and construction“. In: *Journal of Instrumentation* 7 (Mai 2012), S. 5010. DOI: 10.1088/1748-0221/7/05/P05010. arXiv: 1202.2192 [physics.ins-det].
- [3] J. B. Albert u. a. „Search for Majorana neutrinos with the first two years of EXO-200 data“. In: *Nature* 510 (2014), S. 229–234. DOI: 10.1038/nature13432. arXiv: 1402.6956 [nucl-ex].
- [4] P. A. R. Ade u. a. „Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results“. In: *Astron. Astrophys.* 571 (2014), A1. DOI: 10.1051/0004-6361/201321529. arXiv: 1303.5062 [astro-ph.CO].
- [5] 27.06.2015. URL: <http://www.ketek.net/>.
- [6] 24.09.2015. URL: <http://www.sensl.com>.
- [7] 24.09.2015. URL: <http://www.hamamatsu.com>.
- [8] Brian F. u. a. „Geiger-Mode Avalanche Photodiodes for Three-Dimensional Imaging“. In: *Lincoln Laboratory Journal* 13 (2002), S. 335–350.
- [9] 3.09.2015. URL: <http://www.ketek.net/ketek/ketek-c5.jpg>.
- [10] 3.09.2015. URL: <http://www.ketek.net/ketek/ketek-33.jpg>.
- [11] D. Renker und E. Lorenz. „Advances in solid state photon detectors“. In: (2009). DOI: 10.1088/1748-0221/4/04/P04004.
- [12] 30.09.2015. URL: https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/9/92/APD2_German.png.
- [13] E. M. Gullikson und B. L. Henke. „X-ray-induced secondary-electron emission from solid xenon“. In: *Phys. Rev. B* 39 (1 Jan. 1989), S. 1–9. DOI: 10.1103/PhysRevB.39.1. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.39.1>.
- [14] H. Otono u. a. „Study of the internal mechanisms of Pixelized Photon Detectors operated in Geiger-mode“. In: *ArXiv e-prints* (Aug. 2008). arXiv: 0808.2541 [physics.ins-det].
- [15] 14.09.2015. URL: <http://www.ketek.net/products/sipm-technology/working-principle/>.
- [16] 30.09.2015. URL: https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/3/3a/APD3_German.png.

- [17] I. Dinu. „Instrumentation on Silicon Detectors: from properties characterization to applications“. Habilitation. Université Paris-Sud - Paris XI, 2013.
- [18] A. Ramilli. „Characterization of SiPM: temperature dependencies“. In: ().
- [19] L. Gallego u. a. „Modeling crosstalk in silicon photomultipliers“. In: *JINST* 8 (2013), P05010. DOI: 10.1088/1748-0221/8/05/P05010. arXiv: 1302.1455 [physics.ins-det].
- [20] 3.09.2015. URL: <http://www.ketek.net/typo3temp/pics/a8ad0953d3.jpg>.
- [21] Y. Du und Retiere F. „After-pulsing and cross-talk in multi-pixel photon counters“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* (2008), S. 396–401.
- [22] J. Pulko. „A Monte-Carlo Model of a Silicon Photomultiplier“. Dissertation. Technische Universität München, 2012.
- [23] J. Barral. „Study of Silicon Photomultipliers“. Dissertation. Ecole Polytechnique, 2004.
- [24] K. A. Tadday. „Scintillation Light Detection and Application of Silicon Photomultipliers in Imaging Calorimetry and Positron Emission Tomography“. Dissertation. Ruperto-Carola-Universität Heidelberg, 2011.
- [25] 3.09.2015. URL: <http://www.ketek.net/products/sipm/pm3350/>.
- [26] URL: <http://www.ketek.net/products/sipm/>.
- [27] 8.10.2015. URL: http://www.produktinfo.conrad.com/datenblaetter/500000-524999/510075-an-02-ml-Power_Supply_PS_2403_Pro_de_en_fr.pdf.
- [28] 8.10.2015. URL: <http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/E3631-90002.pdf>.
- [29] 8.10.2015. URL: https://www.valuetronics.com/Manuals/LeCroy_WR6100A.pdf.
- [30] URL: <http://www.testequity.com/documents/chambers/1007C-EZ.pdf>.
- [31] 27.07.2015. URL: http://cdn-reichert.de/documents/datenblatt/B400/MR828_DE.pdf.
- [32] 8.10.2015. URL: http://www2.produktinfo.conrad.de/datenblaetter/100000-124999/123730-an-02-ml-Digitalmultimeter_M_4660_A_de_en_fr_nl.pdf.
- [33] 8.10.2015. URL: http://www.electronic.hu/hasznalati_utmutato/de/Kopeny_Erzekelo_K-Tipus_NiCrNi.pdf.
- [34] 8.10.2015. URL: <http://www.ld-didactic.de/documents/de-DE/GA/GA/5/524/524013d.pdf>.
- [35] 8.10.2015. URL: <https://www.physics.rutgers.edu/ugrad/327/HP34401.pdf>.
- [36] 8.10.2015. URL: http://www.pk-elektronik.de/up/downloads/produkt Daten/pro_fluke_8845_46_engl.pdf.
- [37] Pierre-André Amaudruz u. a. „Pixelated Geiger-Mode Avalanche Photo-Diode Characterization through Dark Current Measurement“. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 61.3 (2014), S. 1369–1375. DOI: 10.1109/TNS.2014.2319080. arXiv: 1312.0545 [physics.ins-det].
- [38] 12.07.2015. URL: http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R8520-406_TPMH1342E.pdf.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei folgenden Personen bedanken, die mich während meiner gesamten Arbeit unterstützt und begleitet haben. Mein besonderer Dank geht an:

- Frau Prof. Dr. Gisela Anton für mein interessantes und spannendes Thema. Es war sehr abwechslungsreich gestaltet und gewährte viele Einblicke in die unterschiedlichsten Themenbereiche.
- Dr. Thilo Michel, der immer so viele Ideen und Diskussionsmaterial hatte. Bei Problemen wusste er immer Rat und hat versucht, die diese zu lösen.
- Ako Jamil, für die hervorragende Betreuung und Unterstützung, die Hilfe bei Experimenten und diverse Hilfestellungen in den unterschiedlichsten Bereichen. Dafür bin ich sehr dankbar.
- Patrick Hufschmidt, Tobias Ziegler und Michael Wagenpfeil für die vielen interessanten Einblicke in die verschiedensten Themengebiete. Dadurch habe ich viel gelernt.
- Die gesamte nEXO-Arbeitsgruppe für die freundliche Aufnahme und viele interessante Diskussionen.
- Meine Zimmerkollegen in 306 bzw. 108 für die persönlichen Gespräche und Unterstützung. Es war eine sehr angenehme Arbeitsatmosphäre.
- Albert Lehmann für den Detektor, ohne den keine Messung zustande gekommen wäre. Vielen Dank!
- Lew Claasen und Oleg Kalekin für das Oszilloskop und die Aluminiumbox. Ein großes Dankeschön. Ohne diese Bauteile wäre eine Messung kaum möglich gewesen. Außerdem für die vielen Informationen, die ich über PMTs gelernt habe.
- Die CTA-Arbeitsgruppe für die Hilfe und Erklärungen zu SiPMs und die Nutzung der Klimakammer. Nur so konnten Temperaturabhängigkeiten gemessen werden.
- Max Schuster, der mir viele Ratschläge und Tipps geben konnte. Dadurch wurden so manche Probleme vereinfacht.
- Lisa Ackermann für die tollen Fotos von dem Aufbau.
- Jutta Dziwis, der Sekretärin des Lehrstuhls.
- Meiner gesamten Familie für die großartige Unterstützung, Ermutigung und Aufopferung.

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Erlangen, den 9. 10. 2015

Judith Schneider