

# **Konzeption und Bau eines Szintillationstriggers zur Detektion thermischer Neutronen**

Laura Mirjam Weber

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

August 2017

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

Bonn, .....  
Datum

.....  
Unterschrift

- 1. Gutachter: Prof. Klaus Desch
- 2. Gutachter: Dr. Jochen Kaminski

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Nachweis von Neutronen . . . . .	3
2.2	Organische Szintillatoren . . . . .	4
2.3	optische Halbleiterdetektoren . . . . .	5
2.3.1	Avalanche-Photodioden (APD) . . . . .	5
2.3.2	Silicon Photomultiplier (SiPM) . . . . .	6
2.3.3	Dunkelrauschen eines SiPM . . . . .	6
2.4	Lichtsamm lung . . . . .	6
2.5	Bodelaire-Detektor . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>9</b>
3.1	$\alpha$ -Quelle . . . . .	9
3.2	Szintillatoren und Lichtleiter . . . . .	10
3.3	Verschiedene Setups . . . . .	10
3.4	Photodetektor . . . . .	11
3.5	Triggerschaltung, Ausleseelektronik und Microcontroller-Firmware . . . . .	12
<b>4</b>	<b>Messungen</b>	<b>15</b>
4.1	Analoge Signale der verwendeten SiPMs . . . . .	15
4.2	Aufnahme des Dunkelspektrums eines SiPMs . . . . .	16
4.2.1	Bestimmung von Verstärkung und Offset . . . . .	16
4.2.2	Dunkelspektrum eines SiPMs in p.e.-Einheiten . . . . .	17
4.2.3	Dunkelspektren unterschiedlicher SiPMs . . . . .	18
4.3	Koinzidenzspektren mit und ohne $\alpha$ -Quelle . . . . .	19
4.3.1	Messungen der einzelnen Setups . . . . .	20
4.4	Einfluss von $\gamma$ -Strahlung auf die Messung . . . . .	27
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>29</b>
5.1	Verlauf der Koinzidenzspektren . . . . .	29
5.2	Vergleich der Typen a und b . . . . .	30
5.3	Vergleich der Setups des Typs a . . . . .	30
5.4	Pulshöhenspektren . . . . .	31
5.5	Lichtleitung . . . . .	34
<b>6</b>	<b>Redesign des Szintillationstriggers</b>	<b>37</b>

<b>7</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>39</b>
<b>8</b>	<b>Danksagung</b>	<b>43</b>
<b>A</b>	<b>Die Triggerschaltung - Microcontroller-Firmware und Schaltplan</b>	<b>45</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>47</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>49</b>

---

## Einleitung

---

Der Bau von Neutronendetektoren für thermische Neutronen ( $E_n < 100$  meV) mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung ist von vielfacher Bedeutung. Neutronendetektoren finden beispielsweise in der Archäologie in Form von Neutronentomographen Anwendung [1]. Im Gegensatz zur Röntgenstrahlung der herkömmlichen Röntgentomographen, durchdringen Neutronen Metalle wesentlich effektiver. Während thermische Neutronen durch 10 cm Blei um etwa 60 % [2] abgeschwächt werden, wird Röntgenstrahlung bereits nach wenigen Millimetern im Blei absorbiert. Die Neutronentomographen erlauben somit auch eine sehr genaue Materialanalyse. Da der Einfang- und Streuquerschnitt für Neutronen von Wasser besonders groß ist, gibt es außerdem Anwendungen von Neutronendetektoren zur Messung der Bodenfeuchte [3] und zur Strukturuntersuchung von Kristallographie über Polymerchemie bis hin zur Molekularbiologie [4]. Darüber hinaus ist das Neutron ein wichtiges Werkzeug zur Untersuchung fundamentaler Physik, wie etwa der schwachen Wechselwirkung oder der Gravitation [5].

Für die Detektion von thermischen Neutronen wurden bisher hauptsächlich Proportionalzählrohre mit Helium-3 verwendet. Aufgrund des starken Preisanstieges von  $^3\text{He}$  [6], wird nach alternativen Technologien gesucht. Der Bodelaire Detektor, der zurzeit in Bonn entwickelt wird, nutzt Bor-10 als Neutronenkonverter. Eine hohe zeitliche und räumliche Auflösung erreicht er durch das Verwenden eines Zeit-Projektions-Kammer (TPC) [7] Aufbaus, welcher durch Silizium-Pixel-Detektoren mit postprozessierter Gasverstärkungsstufe. Dies sind die in Bonn mitentwickelten GridPix-Chips [8], bestehend aus TimePix [9] und InGrid Mesh [10]. Dabei wird sich zunutze gemacht, dass bei der Konversion von Neutronen durch Bor-10 zwei Ionen entstehen. Während das eine Ion als schneller Trigger genutzt werden kann, wird die Spur des zweiten Ions in einer TPC aufgelöst (siehe auch [11]). Der schnelle Trigger wird hierbei durch einen Szintillator realisiert, der mit einer dünnen Borkarbitschicht versehen wurde. Um die Lichtleitung des Triggers zu erhöhen, wird der Szintillator auf einem Glasträger aufgebracht.

Der Szintillator bzw. Lichtleiter wird durch sogenannte Silicon-Photomultiplier (SiPMs) [12] ausgelesen. Diese bieten eine platzsparende und preisgünstige Alternative zu den konventionellen Photomultipliern (PMT). SiPMs benötigen außerdem eine wesentlich geringere Betriebsspannung ( $U_{\text{op}} < 100$  V) als konventionelle PMTs. Da die SiPMs ein hohes Dunkelrauschen besitzen, werden zur Auslese des Szintillationstriggers zwei SiPMs in Koinzidenz verwendet.

Diese Bachelorarbeit beschäftigt sich mit der Weiterentwicklung eines Triggers für den Bodelaire Detektor: Aufbauend auf der vorherigen Bachelorarbeit [13], die sich mit der Entwicklung und Inbetriebnahme einer ersten Version der Triggerschaltung beschäftigt, werden hier unterschiedliche Szintillatoren in verschiedenen Setups zur Lichtauslese getestet. Die Konversionsionen werden dabei durch eine  $\alpha$ -Quelle

simuliert, die an fünf verschiedenen Positionen am Szintillator angebracht werden kann. Somit kann auch die Abstandsabhängigkeit der detektierten Signale untersucht werden.

Die Lichtauslese in den Setups geschieht entweder über direkten optischen Kontakt der SiPMs mit dem Lichtleiter oder über lichtleitende und wellenlängenschiebende Fasern, die die Lichtsammel­fläche der SiPMs erhöhen können.

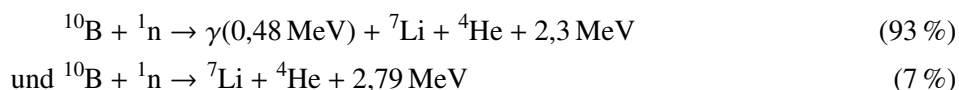
Die einzelnen Setups werden in dieser Arbeit charakterisiert und verglichen. Außerdem wird für einige Setups exemplarisch die Lichtleitung und das Pulshöhenspektrum untersucht.

## Theorie

### 2.1 Nachweis von Neutronen

Da Neutronen keine Ladung tragen, können sie nicht direkt über Ionisation nachgewiesen werden. Abhängig von der Energie des Neutrons  $E_n$  gibt es drei unterschiedliche Methoden zum Neutronennachweis: Für  $E_n < 1$  MeV erfolgt der Nachweis über die geladenen Reaktionsprodukte aus Absorption des Neutrons von einem Isotop mit genügend großem Einfangwirkungsquerschnitt. Weiterhin können auch angeregte Kerne entstehen, die unter Emission eines  $\gamma$ -Quants wieder in den Grundzustand übergehen ((n, $\gamma$ )-Reaktionen). Für  $1 \text{ MeV} < E_n < 1 \text{ GeV}$  können Messungen des Rückstoßprotons aus der elastischen Streuung von Neutronen an Protonen ( $n + p \rightarrow n + p$ ) vorgenommen werden. Hochenergetische Neutronen mit  $E_n > 1 \text{ GeV}$  lösen bei inelastischen Neutronen-Kern-Stößen hadronische Schauer aus, die in Hadron-Kalorimetern nachgewiesen werden können. [14][15]

Für den Nachweis von thermischen Neutronen mit einer Energie von  $E_n < 100 \text{ meV}$  kann zum Beispiel Borkarbit verwendet werden, wobei die Reaktionen



mit einem Wirkungsquerschnitt von  $3843 \text{ b}$  auftreten [16]. Beschichtet man nun einen Szintillator mit einer dünnen (wenige  $\mu\text{m}$ ) mit Bor-10 angereicherten Borkarbitschicht<sup>1</sup>, so lassen sich die aus der Reaktion mit Bor-10 entstehenden Ionen ( ${}^7\text{Li}^{3+}$  und  ${}^4\text{He}^{2+}$ ) über die im Szintillator freigesetzten Photonen nachweisen. Dabei ist die Anzahl der im Szintillator entstehenden Photonen abhängig von der Energie der Ionen, welche durch die Schichtdicke der Borkarbitschicht bestimmt ist. Für thermische Neutronen der Wellenlänge  $\lambda = 1,8 \text{ \AA}$  und eine Dicke der Borkarbitschicht von  $1 \mu\text{m}$ , beträgt die Energie der Konversionsprodukte nach Verlassen der Borkarbitschicht im Mittel  $\bar{E}({}^7\text{Li}) = 0,5 \text{ MeV}$  und  $\bar{E}({}^4\text{He}) = 1,2 \text{ MeV}$  [17].

<sup>1</sup> Die Reichweite der entstehenden Ionen im Borkarbit beträgt wenige  $\mu\text{m}$  [17].

## 2.2 Organische Szintillatoren

Wegen ihrer höheren mechanischen Widerstandsfähigkeit und der schnelleren An- und Abklingzeiten [18] der Signale (einige ns) bei organischen als bei anorganischen Szintillatoren, werden hier Plastikszintillatoren verwendet. Diese bestehen aus aromatischen Kohlenwasserstoffverbindungen, welche benzolartige Ringverbindungen enthalten. Durch einfallende (Teilchen-)strahlung werden die delokalisierten Elektronen des Benzolrings ( $\pi$ -Elektronen) auf höhere Energieniveaus angeregt. In Abbildung 2.1 sind die  $\pi$ -Elektronenübergänge eines organischen Moleküls zu sehen: Der Grundzustand ist der Singulettzustand  $S_0$ , darüber liegen die angeregten Singulettzustände ( $S_{1i}$ ,  $S_{2i}$ , ...) sowie die angeregten Triplettzustände ( $T_{1i}$ ,  $T_{2i}$ , ...). Jeder angeregte Zustand besitzt zusätzlich noch eine „Feinstruktur“ mit  $i$  Zuständen, die durch die Vibrationsmoden des Moleküls entsteht.

Fluoreszenz (in Abb. 2.1 in blau) tritt zwischen den Übergängen aus dem ersten angeregten Zustand  $S_1$  zu den Grundzustandsniveaus  $S_{0i}$  auf. Die Übergänge erfolgen auf einer Zeitskala von ns, die Energieabstände betragen typischerweise 3–4 eV, was Photonen mit einer Wellenlänge von 300–400 nm entspricht. Die Übergänge zwischen höheren Anregungszuständen erfolgen strahlungslos („internal degradation“). Weiterhin kann es durch Intersystem-Übergänge zu Phosphoreszenz (in Abb. 2.1 in grün),

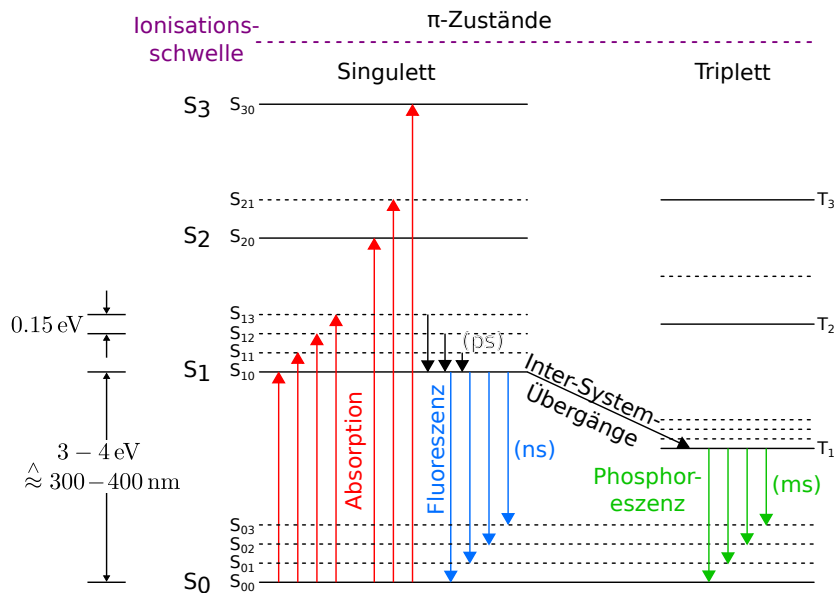


Abbildung 2.1:  $\pi$ -Energieübergänge bei organischen Molekülen (nach [19]).

das bedeutet zur Abregung der metastabilen Triplett-Zustände auf einer Zeitskala von ms, kommen. Durch weitere thermische Anregung bzw. Ionisation können aus den metastabilen T-Niveaus Rückübergänge ins S-Termschema auftreten. Diese führen dann zu verzögerter Fluoreszenz auf einer Zeitskala von  $\mu$ s bis ms. Phosphoreszenz und verzögerte Fluoreszenz sind möglichst zu vermeiden und treten in sehr reinen organischen Szintillatoren nicht auf. Zur Erhöhung der Transparenz des Szintillators werden in geringen Mengen (< 1 %) wellenlängenschiebende Substanzen hinzugegeben. [14]

Insgesamt ist es sinnvoll, möglichst dünne Szintillatoren zu verwenden, um die Rate von Szintillationsereignissen von kosmischer Strahlung bzw.  $\gamma$ -Quanten gering zu halten. Für den Szintillationstrigger werden zwei Polyvinyltoluene basierte Szintillatoren der Firma Saint-Gobain (BC400 und BC408) verwendet. Die Reichweite der in Abschnitt 2.1 diskutierten Konversionsprodukte im Szintillator beträgt



wenige  $\mu\text{m}$ . [20] Die Dicke des Szintillators sollte folglich wenigstens einige Hundertstel mm betragen, um zu gewährleisten, dass die vollständige Energie der Konversionsprodukte im Szintillator deponiert wird. In diesem Fall ergeben sich für ein Ion jeweils Photonenausbeuten von 100 (für  ${}^7\text{Li}$ ) bzw. 300 Photonen (für  ${}^4\text{He}$ ) bei einer Wellenlänge von 423 (BC400) bzw. 425 nm (BC408) [21].

## 2.3 optische Halbleiterdetektoren

### 2.3.1 Avalanche-Photodioden (APD)

Avalanche-Photodioden (APD) nutzen wie herkömmliche Photodioden den photoelektrischen Effekt, um Licht in ein elektrisches Signal umzuwandeln. Sie bestehen aus einer  $p^+ - i - p - n^+$ -dotierten Diode, an welche eine Hochspannung  $U_{\text{HV}}$  in Sperrrichtung angelegt wird (vgl. Abbildung 2.2). In der

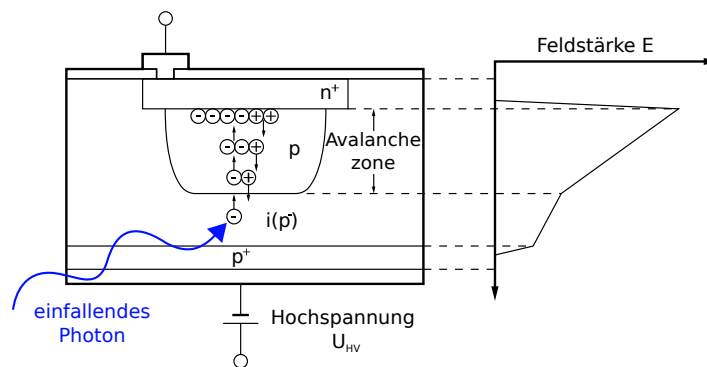


Abbildung 2.2: Avalanche-Photodiode mit eingezeichneter Avalanchezone, sowie der elektrischen Feldstärke  $E$  in den dotierten Bereichen (nach [12]).

schwach p-dotierten intrinsischen Zone werden durch einfallende Photonen freie Elektronen erzeugt, die im angelegten elektrischen Feld in Richtung der Anode driften und dabei die „Avalanchezone“ durchqueren. Aus der starken Dotierung in diesem Bereich resultiert eine hohe elektrische Feldstärke. Die Elektronen werden beschleunigt und erzeugen durch Stoßionisation Sekundärladungsträger, die wiederum beschleunigt werden und weitere freie Ladungsträger erzeugen (Lawineneffekt). Je nach angelegter Hochspannung können APDs im linearen oder Geiger-Modus betrieben werden. Im linearen Modus ist die Hochspannung kleiner als die Durchbruchspannung der Diode, das erzeugte Signal ist proportional zur Energie des eingefallenen Photons. APDs im Geigermodus werden dagegen 10 – 20 % oberhalb der nominellen Durchbruchspannung betrieben. Dadurch bricht die APD beim Signaleintritt durch und liefert einen großen Entladungsstrom, der unabhängig von der Größe der Primärionisation ist. Erst durch Verringern der Hochspannung kann der Durchbruch wieder beendet werden. Dies wird als (aktives oder passives) „Quenching“ bezeichnet. Während beim passiven Quenching die angelegte Hochspannung durch den Spannungsabfall an einen Vorwiderstand vermindert wird, erfordert das aktive Quenching eine Verringerung der angelegten Hochspannung durch spezielle Elektronik. Diese erkennt den Durchbruchstrom und senkt die Hochspannung unter die Durchbruchspannung ab, wodurch die Diode wieder sperrt. Danach wird die angelegte Hochspannung erneut angehoben und die APD ist wieder einsatzbereit. Das aktive Quenching besitzt wesentlich kürzere Totzeiten (einige ns) als das passive Quenching. [14][12]

### 2.3.2 Silicon Photomultiplier (SiPM)

Silicon Photomultiplier (SiPMs) bestehen aus einem Array aus APDs im Geigermodus, die zueinander parallel geschaltet sind und mit einer gemeinsamen Hochspannung bei einer Verstärkung von etwa  $10^6$  betrieben werden. Die einzelnen APDs werden als Pixel bezeichnet und besitzen Abmessungen im 15 – 80  $\mu\text{m}$ -Bereich. Durch ihre hohe Dichte und die gute Zeitauflösung der APDs, ist die Wahrscheinlichkeit, dass eine Zelle innerhalb des durch die Zeitauflösung begrenzten Zeitfensters von zwei Photonen getroffen wird, hinreichend gering. Die Anzahl der getroffenen Pixel kann daher als proportional zur detektierten Photonenzahl angenommen werden. Somit können SiPMs zum Nachweis von Einzelphotonen verwendet werden. [14][12] Die Zahl der detektierten Einzelphotonen wird im Folgenden als Photoelektronen (kurz p.e.) bezeichnet.

### 2.3.3 Dunkelrauschen eines SiPM

Neben Photonen können auch thermisch generierte Ladungsträger in den APDs (bzw. SiPMs) zum Durchbruch der APDs und damit zu einem Signal führen, das nicht von dem „echter“ Photonen zu unterscheiden ist. Dies bedingt eine *Dunkelrate*, die stark temperaturabhängig ist und bei den im Versuch verwendeten SiPMs bei einigen 100 kHz liegt. Ist die Dunkelrate so hoch, dass mehrere Ereignisse innerhalb einer Zeit erfolgen, die kürzer als die zeitliche Breite eines einzelnen Signals ist, kommt es zum sogenannten *Pile-up*. Das bedeutet, dass die einzelnen Signale sich überlagern und somit eine zu große Signalthöhe aufweisen. Weiterhin gibt es sogenannte *Nachpulse*, die dadurch entstehen, dass bei der Lawinentladung Ladungsträger eingefangen werden und erst nach einer charakteristischen Zeit von einigen ns wieder abgegeben werden und dann neue Lawinen auslösen. Außerdem kommt es aufgrund der räumlichen Nähe der einzelnen Zellen des SiPMs zu *optischen Übersprechern*: Ladungsträger, die während des Durchbruchs der APD entstehen, können Photonen im sichtbaren Bereich emittieren. Wenn diese Photonen in Nachbarzellen gelangen, können sie dort wiederum ein Signal auslösen. Die Wahrscheinlichkeit für optische Übersprecher ist abhängig von der Verstärkung (bzw. von der Betriebsspannung der SiPMs). Für  $U_{\text{HV}} = U_{\text{br}} + 3 \text{ V}$  liegt die Wahrscheinlichkeit für optische Übersprecher bei 3 %. Insgesamt kann das Dunkelrauschen durch Senken der Umgebungstemperatur, beispielsweise mit Peltier-Elementen, verringert werden. Außerdem steigt das Dunkelrauschen mit zunehmender Größe des SiPMs an. [14][12] Beim Szintillationstrigger werden aufgrund des nicht zu vernachlässigen Dunkelrauschens der SiPMs jeweils zwei SiPMs in Koinzidenz ausgelesen.

## 2.4 Lichtsammlung

Ein dünner, langer Streifenszintillator besitzt aufgrund der hohen Anzahl an notwendigen Reflexionen eine schlechte Lichtleiteffizienz. Zur Erhöhung der Lichtleiteffizienz wird der Szintillator mit optischem Kleber auf einem Lichtleiter aus Glas aufgebracht. Die Auslese dieses Lichtleiters erfolgt mit SiPMs, entweder direkt oder über lichtleitende (und wellenlängenschiebende) Fasern, die die Lichtausbeute erhöhen können. Dabei wird ausgenutzt, dass die Emission innerhalb der WLS-Faser isotrop erfolgt [22]. Somit kann mit dem SiPM eine größere Sammelfläche als die Detektionsfläche des SiPMs selbst ausgelesen werden. Außerdem kann die Wellenlänge der Photonen auf den empfindlichen Wellenlängenbereich des SiPMs angepasst werden. [14]

## 2.5 Bodelaire-Detektor

Der Bodelaire-Detektor (**B**oron **d**etector with **l**ight and **i**onization **r**econstruction) soll thermische Neutronen mit einer hohen zeitlichen und räumlichen Auflösung detektieren können. Er beruht auf dem Prinzip der Zeit-Projektionskammer (engl. „Time Projection Chamber“, kurz TPC). TPCs bestehen aus einem gasgefüllten Volumen mit einer Kathode, an der eine hohe Spannung angelegt wird, und einer Anode, in welcher die Auslese stattfindet. Zwischen Anode und Kathode wird ein homogenes Driftfeld erzeugt, in welchem die entlang der Teilchenspur erzeugten Elektronen zur Anode driften. Um die Homogenität des Driftfeldes zu gewährleisten, wird der ganze Aufbau von einem Feldkäfig umgeben. [14]

Als Neutronenkonverter wird Bor-10 verwendet. Bei der Konversion entstehen hier zwei geladenen Ionen (vgl. Abschnitt 2.1). Das eine Ion kann somit als schneller Trigger verwendet werden, während die Spur des zweiten Ions in einer TPC aufgenommen und der Konversionsort mit einem orts- und zeitauflösendem Pixelchip bestimmt werden kann. Der Trigger besteht, wie in den vorherigen Abschnitten bereits erörtert, aus einer dünnen (wenige  $\mu\text{m}$ ) Borkarbitschicht auf einem dünnen Plastikszintillator, der wiederum auf einem Lichtleiter befestigt ist, welcher von zwei SiPMs koinzident ausgelesen wird. Der Trigger wird von einem Feldkäfig umgeben, um die Homogenität des Driftfeldes im Gasvolumen der TPC zu gewährleisten. Die Rekonstruktion der Spuren geschieht mit einem GridPix Detektor. Hier wird die TPC mit hochgranularen Timepix Chips ausgelesen, die mit InGrids zur Gasverstärkung ausgestattet sind. In Abbildung 2.3 ist der Aufbau des Bodelaire-Detektors dargestellt.

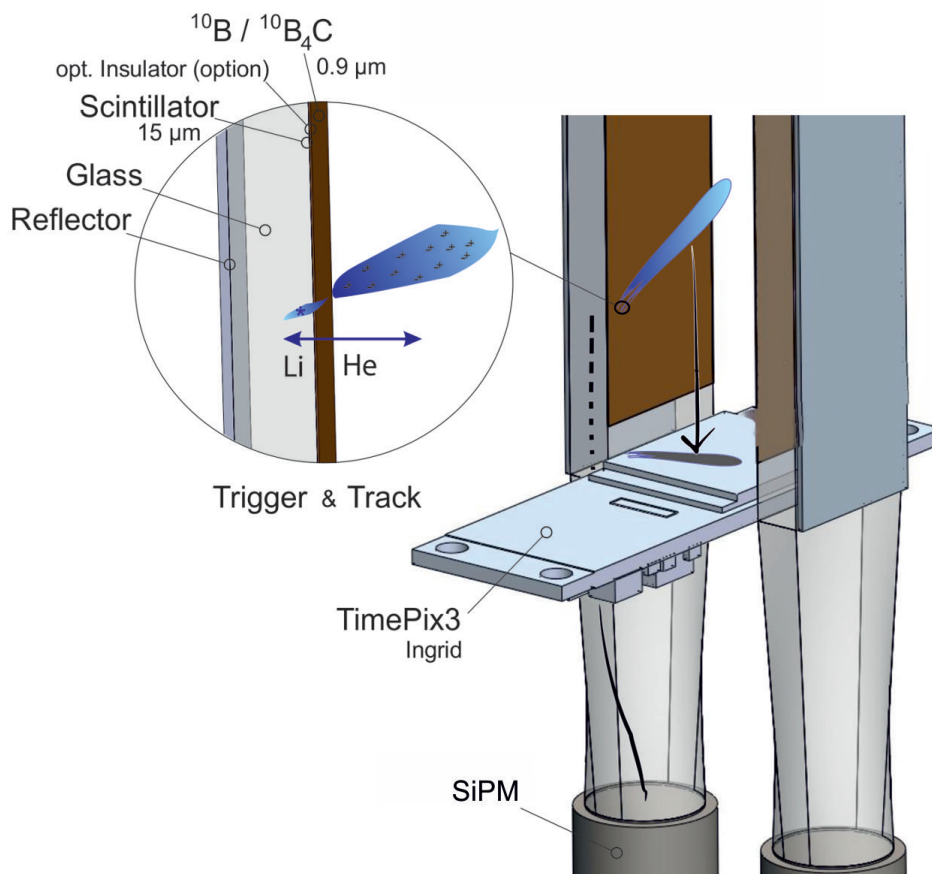


Abbildung 2.3: Aufbau des Bode-Laire Detektors: Der Detektor besteht aus mehreren Einzelzellen, die jeweils von einem TimePix-Chip ausgelesen werden, die Szintillationstrigger befinden sich jeweils links und rechts vom Timepix-Chip (senkrechte Module) und bestehen aus dünnen Szintillatoren auf Glasträgern, die mit Borkarbit beschichtet sind [23].

## Versuchsaufbau

Der Szintillationstrigger soll im finalen Aufbau möglichst effizient Ionen mit einer kinetischen Energie im MeV Bereich detektieren. Dafür wurden unterschiedliche Auslesen-Prototypen des Detektors über direkten optischen Kontakt, wellenlängenschiebende Fasern und Bündel aus einfachen Lichtfasern ausprobiert. Das ganze Setup aus Szintillator, Lichtleiter (und Fasern) wurde dazu jeweils in Alufolie eingepackt und mit lichtdichtem schwarzen Klebeband umwickelt, wobei nur zwei Flächen (des Lichtleiters, der Faserenden) zur Auslese mit den SiPMs freigelassen wurden. Weiterhin wurden in der Alufolie über dem Szintillator im Abstand von jeweils  $(30 \pm 2)$  mm insgesamt fünf Löcher mit einem Durchmesser von ca. 5 mm gestanzt, die mit kleinen „Deckeln“ aus Alufolie und lichtdichtem Klebeband abgedeckt werden können. Für die Simulation der Ionen, die bei der Neutronenkonversion entstehen, wurde eine  $\alpha$ -Quelle

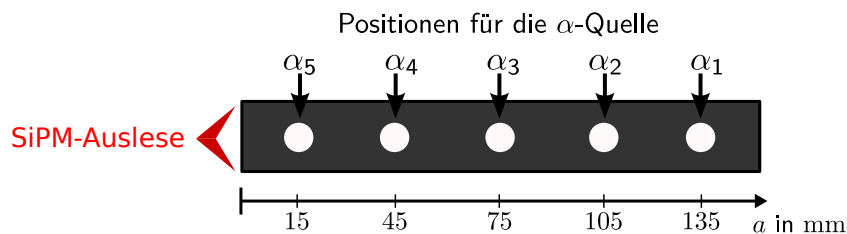


Abbildung 3.1: Draufsicht des eingepackten Setups mit gestanzten Löchern für die Messungen mit der  $\alpha$ -Quelle, die Auslese mittels SiPMs geschieht (außer bei koinzidenter Auslese zu beiden Seiten) nach links

verwendet (vgl. Abschnitt 3.1). Die gestanzten Löcher (vgl. Abb. 3.1) werden jeweils als Positionen für die  $\alpha$ -Quelle verwendet. In Abhängigkeit von der Position kann jeweils die koinzidente Lichtausbeute gemessen werden. Die SiPMs sind dabei entweder auf beiden schmalen Seiten des Lichtleiters angebracht oder wie in Abbildung 3.1 eingezeichnet. Das ganze Setup wird schließlich unter einem Pappkarton gelegt, welcher an den Kanten mit lichtdichtem Klebeband am Tisch befestigt wird. So ist sichergestellt, dass das ganze Setup lichtdicht eingepackt ist und die gemessenen Photonen tatsächlich nur Dunkelphotonen sind bzw. aus der Szintillation von  $\alpha$ -Teilchen stammen.

### 3.1 $\alpha$ -Quelle

Als  $\alpha$ -Quelle wurde  $^{241}\text{Am}$  verwendet. Americium-241 ist ein künstlich hergestelltes Isotop mit einer Halbwertszeit von 432,2 Jahren, welches unter Aussendung eines  $\alpha$ -Teilchens mit einer Energie von ca.

5,5 MeV und eines  $\gamma$ -Quants mit ca. 60 keV zu  $^{237}\text{Np}$  zerfällt [24]. Zur Messung wird die Quelle jeweils mittig auf die gestanzten Löcher in der Alufolie (vgl. Abb. 3.1) aufgelegt.

Die Aktivität der Quelle wurde auf  $(6,1 \pm 0,6)$  kBq bestimmt.

### 3.2 Szintillatoren und Lichtleiter

Es wurden zwei organische Szintillatoren der Firma Saint-Gobain getestet (vgl. auch Abschnitt 2.2). Die beiden Szintillatoren werden als BC400 und BC408 bezeichnet und unterscheiden sich technisch durch den Gehalt an Farbzentren und somit auch der optischen Transparenz und durch die nachweisbare Strahlung. Während BC400 für die Detektion von  $\alpha$ - $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung mit  $E_\gamma > 5$  MeV optimiert ist, können mit BC408 neben  $\alpha$ - $\beta$ -Strahlung auch weitere geladene Teilchen, kosmische Strahlung und  $\gamma$ -Strahlung mit  $E_\gamma < 100$  keV nachweisen werden. [20] Für  $\alpha$ -Teilchen mit einer Energie von 5,5 MeV beträgt die Reichweite im Szintillator in etwa 0,045 mm [20], wobei maximal 3000 Photonen [21] erzeugt werden. Durch Selbstabsorption und Grenzschichten wird diese Zahl aber deutlich niedriger liegen.

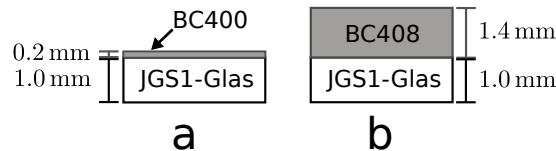


Abbildung 3.2: Seitenansicht von Szintillator und Lichtleiter der Typen a und b.

Die beiden Szintillatoren haben unterschiedliche Höhen (vgl. Abbildung 3.2) und werden mit optischem Kleber auf einem  $15 \times 150 \times 1$  mm<sup>3</sup> Lichtleiter aus hochreinem Quarzglas (JGS1-Glas) befestigt. Im Folgenden werden die unterschiedlichen Szintillatoren mit Lichtleiter als Typen a (BC400 auf JGS1-Glas) und b (BC408 auf JGS1-Glas) bezeichnet.

### 3.3 Verschiedene Setups

Für die Auslese der Szintillatoren wurden zehn unterschiedliche Setups ausprobiert (vgl. Abb. 3.3). Dabei wurden die Setups S und F1 jeweils für die Typen a und b getestet, die restlichen Setups nur für Typ a. Um eine möglichst gute optische Auskopplung des Lichts aus den Faserenden in die SiPMs zu erreichen, wurden die Fasern auf 1  $\mu\text{m}$  genau plan abgeschliffen. Die SiPMs wurden jeweils mittig auf die Faserenden bzw. den Lichtleiter (Setup S) aufgebracht und von außen mit lichtdichtem Klebeband befestigt. Die Fasern selbst wurden mit optisch durchsichtigem Klebeband auf dem Szintillator bzw. Lichtleiter befestigt. Dabei wurde darauf geachtet, dass sich direkt unterhalb der gestanzten Löchern für die  $\alpha$ -Quelle auf dem Szintillator kein Klebeband befindet.

In den Setups W1-W6 wurden wellenlängenschiebende Fasern (WLS-Fasern) mit einem Durchmesser von 1 mm verwendet. Dabei wurden die Fasern in Setup W1 mittig an den langen Seitenflächen angebracht. In Setup W2 wurden zwei Fasern parallel zur langen Seite mittig auf dem Glasträger platziert. In den Setups W3 bis W6 wurden die Fasern hingegen an der kurzen Seitenfläche beschäftigt. In Setup W3D wurden zur Auslese zwei WLS-Fasern an der schmaleren Seite von Szintillator und Lichtleiter befestigt. In Setup W5 und W6 wurden als Lichtleiter zwei  $15 \times 150 \times 1$  mm<sup>3</sup> Glasträger verwendet, die genau um 1 mm gegeneinander verschoben wurden. Die WLS-Fasern wurden dann so angebracht, dass sie beide Lichtträger berühren.

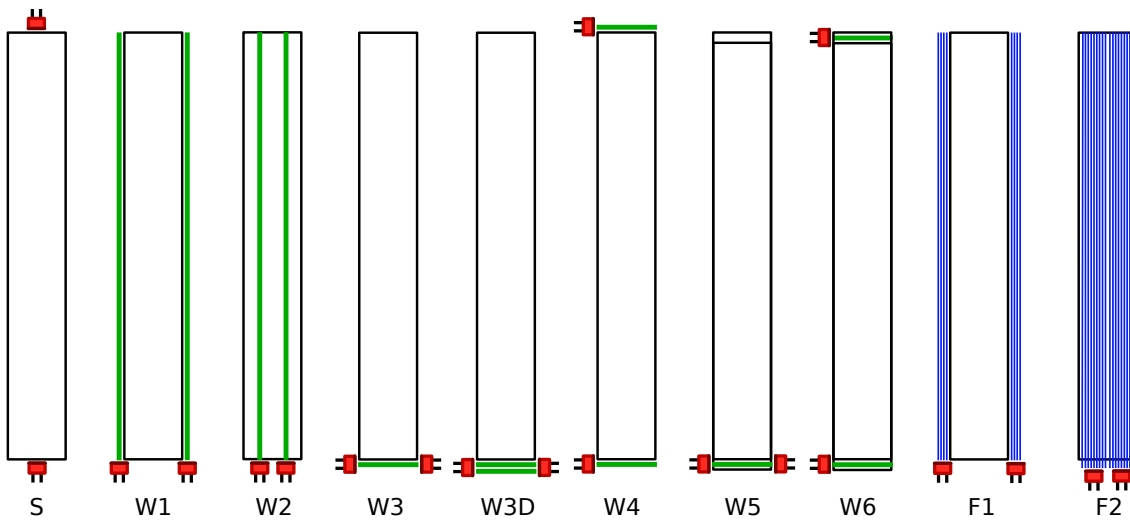


Abbildung 3.3: Unterschiedliche Setups zur Auslese des Szintillators: Direkte Anbringung der SiPM auf Szintillator bzw. Lichtleiter (S), Anbringung der SiPM an wellenlängenschiebenden Fasern (W1-W6), Anbringung der SiPM an mehreren lichtleitenden Fasern (F1-F2).

Für die Setups F1 und F2 wurden Fasern mit 0,5 mm Durchmesser verwendet, sie wurden, wie in Abb. 3.3 gezeigt, nach unten zusammengeführt und mit den SiPMs verbunden. Bei Setup F1 wurden an den langen Seiten jeweils 4 Fasern angebracht, bei Setup F2 wurden unter dem Lichtleiter jeweils neun Fasern befestigt. Sie wurden an der unteren Seite mit optischem Kleber zusammengeklebt und danach zusammen auf 1  $\mu\text{m}$  plan abgeschliffen.

### 3.4 Photodetektor

Als Photodetektor wurden zunächst verschiedene SiPMs des Herstellers Hamamatsu getestet. Die charakteristischen Eigenschaften der SiPMs [25] sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Für die Messungen der

	S13360-1375PE	S13360-2050VE	S13360-3050VE
effektive photosensitive Fläche	1,3×1,3 mm	2×2 mm	3×3 mm
Pixel pitch	75 $\mu\text{m}$	50 $\mu\text{m}$	50 $\mu\text{m}$
Spektralbereich	320 bis 900 nm	320 bis 900 nm	320 bis 900 nm
empfindlichste Wellenlänge (typ.)	450 nm	450 nm	450 nm
Dunkelrate (typ.)	90 kHz	300 kHz	500 kHz
Verstärkung	$4,0 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^6$	$1,7 \cdot 10^6$
Durchbruchsspannung $U_{\text{br}}$	$U_{\text{op}} - 3 \text{ V}$	$U_{\text{op}} - 3 \text{ V}$	$U_{\text{op}} - 3 \text{ V}$
empfohlene Betriebsspannung $U_{\text{op}}$	54,8 V	54 V	55,1 V

Tabelle 3.1: Charakteristische Eigenschaften der verwendeten SiPMs bei  $T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$  [25].

Koinzidenzspektren der verschiedenen Setups konnten nur die 1,3×1,3 mm SiPMs verwendet werden, da die anderen SiPMs ein zu großes Dunkelrauschen aufweisen. Dieses ist hier so groß, dass es zu Pile-up kommt (vgl. Abschnitt 2.3.3). Des Weiteren besitzen die beiden größeren SiPMs eine kleinere Verstärkung. Die verwendete Ausleseelektronik wurde auf eine Verstärkung der SiPMs von  $4,0 \cdot 10^6$

angepasst. In Abschnitt 4.2.3 werden die Dunkelspektren der hier aufgeführten SiPMs gegeneinander aufgetragen und weiter diskutiert.

### 3.5 Triggerschaltung, Ausleseelektronik und Microcontroller-Firmware

Die verwendete Triggerschaltung baut auf der vorherigen Version [13] auf. Ein wesentlicher Unterschied ist, dass die analogen Potentiometer durch ein digitales Potentiometer ersetzt wurden. In Abbildung 3.4 ist der Versuchsaufbau (insbesondere die Triggerschaltung) schematisch skizziert, in Abbildung 3.5 ist ein Foto der Triggerschaltung zu sehen. Die Funktionsweise der Triggerschaltung wird im Folgenden kurz erläutert. Der genaue Schaltplan findet sich im Anhang (vgl. Abb. A.1).

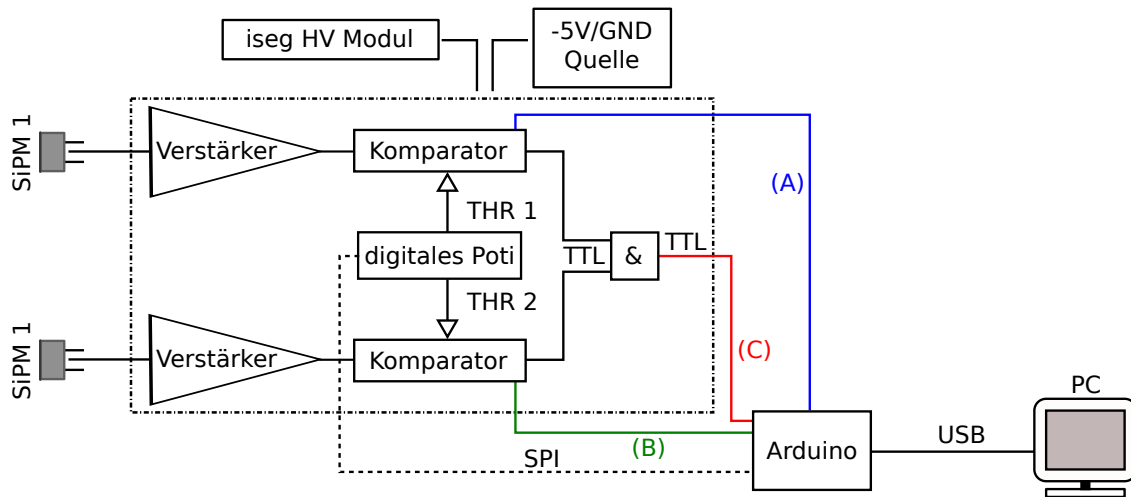


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des Versuchs: Die SiPMs werden über die Triggerschaltung mit Hochspannung, die Triggerschaltung wird mit  $-5\text{ V}$  versorgt, die Steuerung des digitalen Potis und die Aufnahme der Daten wird über einen Arduino gesteuert, es können entweder die digitalen Signale der einzelnen SiPMs ((A) und (B)) oder die koinzidenten digitalen Signale beider SiPMs (C) durch den Arduino aufgenommen werden.

Die SiPMs werden über möglichst kurze und geschirmte Kabel an die Triggerschaltung angeschlossen. Dies ist wichtig, da ansonsten Störungen aus dem digitalen Teil der Schaltung in die Verbindungskabel der SiPMs einkoppeln können und so die gemessenen Signale durch Rauschen überlagert werden. Die Betriebsspannung  $U_{\text{op}} = 54,8\text{ V}$  wird über ein iseg HV Modul [26] erzeugt und über das Board an die SiPMs angelegt. Das analoge Signal der SiPMs wird zunächst über einen invertierenden Verstärker verstärkt. Das verstärkte Signal wird nun von einem Komparator mit einer Referenzspannung verglichen: Überschreitet die Spannung des Signals die Referenzspannung, erzeugt der Komparator ein invertiertes digitales Logiksignal. Die Referenzspannung (THR 1 bzw. THR 2) wird durch ein digitales Potentiometer des Typs AD5144 [27] mit vier bzw. zwei Kanälen eingestellt. Es wird von einem Arduino MEGA 2560 [28] über SPI digital angesteuert. Aufgrund falscher Verschaltung können zwei Kanäle des digitalen Potis nicht genutzt werden. Diese sollten die Signaldauer des durch den Komparator erzeugten digitalen Pulses und somit die Koinzidenzzeit einstellen. Die beiden invertierten digitalen Signale (TTL) der SiPMs werden nun mit einem NOR-Logikgatter verglichen. Liefern beide Kanäle ein negatives Signal,



das heißt beide SiPMs haben innerhalb der eingestellten Zeitspanne ein Ereignis detektiert, so wird am Triggerausgang ein positives digitales Signal erzeugt.

Über den digitalen Eingang des Arduinos werden die Triggersignale (Interrupts) in einem definierten Zeitintervall (Integrationszeit) aufgezeichnet und zusammen mit dem eingestellten Schwellenwert als Rate in Hz auf einer seriellen Schnittstelle via USB ausgegeben. Mittels eines Terminal-Programms (wie zum Beispiel Cutecom [29]) kann über einen Computer die serielle Verbindung mit dem Arduino benutzt und der Arduino über bestimmte implementierte Befehle gesteuert werden. Der Programmcode des Arduinos (siehe auch Abschnitt A) erlaubt sowohl das Setzen von Schwellen als auch das Scannen von Schwellen mit einer definierten Schrittweite in den DAC (**D**igital-**t**o-**A**nalog Converter)-Werten des digitalen Potentiometers. So wird es möglich, das integrierte Spektrum eines SiPMs ((A) und (B) in Abb. 3.4), bzw. der SiPM-Koinzidenz ((C) in Abb. 3.4) aufzunehmen. Während des Scan-Vorgangs eines SiPMs wird der jeweils ungenutzte Kanal auf den höchsten einstellbaren Schwellenwert (256) gesetzt, um mögliches Übersprechen zu vermeiden.

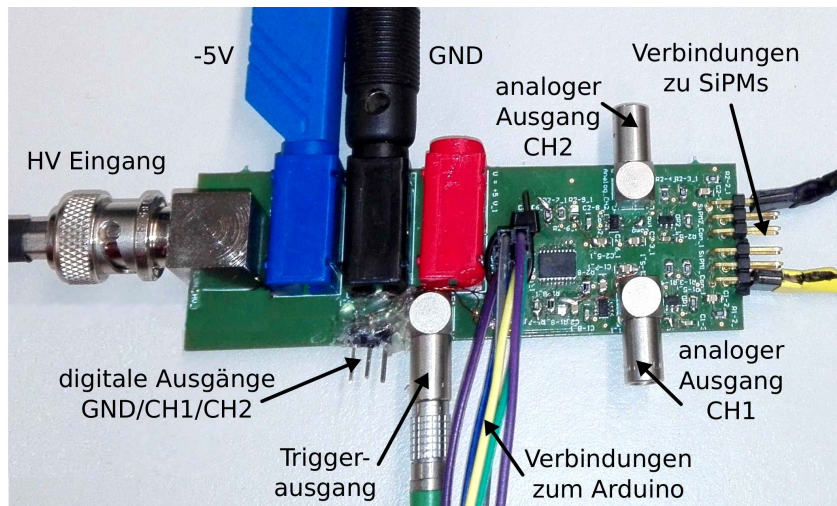


Abbildung 3.5: Foto der verwendeten Triggerschaltung, die SiPMs werden über geschirmte und möglichst kurze Kabel an das Board angeschlossen, zur Kalibrierung lassen sich die digitalen Ausgänge von CH1 und CH2 auch einzeln abgreifen (Pins unten links), das Triggersignal wird über eine LEMO-Buchse ausgegeben (unten Mitte), die 5 V-Spannungsversorgung wird nicht mehr benötigt, da der Arduino über den USB-Anschluss mit Strom versorgt wird.

Die Ausgabe der Messwerte erfolgt zeitlich direkt nach der Messung, zusätzlich wird während eines Scans jeder Messwert im Arduino gespeichert. Am Ende eines Scans werden die gespeicherten Messwerte in schneller Folge ausgegeben. Auf diese Weise wäre auch ein Betrieb der Auslese möglich, bei welcher während der Messungen jegliche serielle Kommunikation zur Reduktion von Störungen pausiert wird.

Da die Dunkelrate von SiPMs stark temperaturabhängig ist, wurde die Möglichkeit zur Messung der Temperatur mit einem externen digitalen Thermometer-IC (Bosch BME280) [30]. Optional kann die Ausgabe der aktuellen Schwellen, der Triggerrate, der Temperatur und, falls eine Echtzeituhr (RTC) angeschlossen ist, des Datums und der Uhrzeit über zwei angeschlossene LCDs erfolgen. Standardmäßig ist diese Funktion jedoch durch ein Software-Flag deaktiviert.



## Messungen

### 4.1 Analoge Signale der verwendeten SiPMs

Vor der Datennahme mit dem Arduino sollten die analogen Signale der lichtdicht eingepackten SiPMs auf dem Oszilloskop betrachtet werden. Dadurch kann einerseits sichergestellt werden, dass die Hochspannungsversorgung der SiPMs und die Betriebsspannung der Triggerschaltung angeschlossen sind. Andererseits kann auch die Funktionsweise der SiPMs und das auftretende Rauschen durch Einkopplung digitaler Störungen in die Kabel bzw. den analogen Teil der Schaltung untersucht werden. Die verstärkten Signale der beiden SiPMs werden über die analogen Ausgänge der Triggerschaltung auf dem Oszilloskop beobachtet (vgl. Abb. 3.5). Dies ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Dabei sind die in

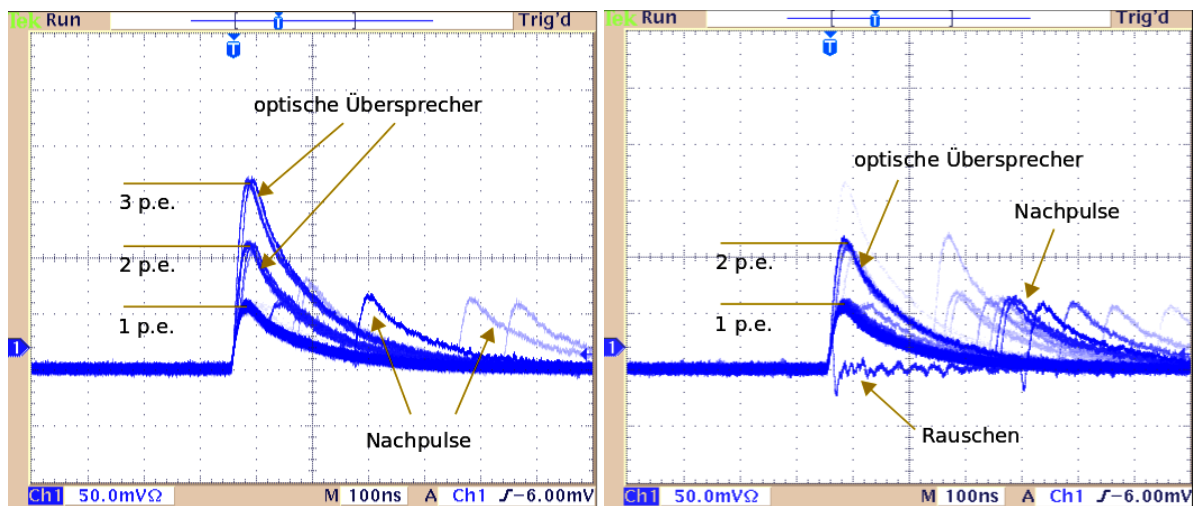


Abbildung 4.1: Signale des lichtdicht eingepackten SiPM bei einer Betriebsspannung von  $U_{op} = 54,8 \text{ V}$ , das unterste Signal entspricht dabei jeweils 1 p.e., Nachpulse und optische Übersprecher sind in beiden Aufnahmen deutlich zu erkennen: links mit bis zu 3 p.e. Signalen, rechts mit Rauschen durch den digitalen Teil der Schaltung.

Abschnitt 2.3.3 beschriebenen Phänomene wie optische Übersprecher (Durchbruch benachbarter Zellen) und Nachpulse (verzögerter, erneuter Durchbruch von Zellen) zu sehen. Die Triggerschwelle ist hier auf  $-6 \text{ mV}$  eingestellt, das verstärkte Signal von 1 p.e. ist ungefähr  $52 \text{ mV}$  hoch. Die Anstiegszeit des Signals

liegt bei etwa 20 ns, während die Abklingzeit ungefähr 300 ns beträgt. In der rechten Aufnahme aus Abbildung 4.1 ist zusätzlich das Rauschen zu sehen, das durch den digitalen Teil der Schaltung entsteht.

## 4.2 Aufnahme des Dunkelspektrums eines SiPMs

Für die weiteren Messungen ist es nötig, das Dunkelspektrum der einzelnen lichtdicht verpacktem SiPMs aufzunehmen. Dazu wird die Schwelle (Referenzspannung) am Komparator schrittweise (in DAC-Werten) erhöht (Schwellenscan) und durch den Arduino jeweils die Rate an Ereignissen in einer bestimmten Integrationszeit in Hz aufgezeichnet. Man erhält ein Spektrum, welches abhängig von den DAC-Werten des digitalen Potentiometers (vgl. Abb. 4.2 und 4.4) ist.

### 4.2.1 Bestimmung von Verstärkung und Offset

In Abbildung 4.2 ist exemplarisch das Dunkelspektrum eines verwendeten SiPMs bei einer Betriebsspannung von  $U_{op} = 54,8 \text{ V}$  in halblogarithmischer Auftragung zu sehen. Die Integrationszeit für jeden Messpunkt betrug jeweils 1 s. Die einzelnen Stufen im Spektrum entsprechen dabei den p.e.-Signalen. Weiterhin ist erkennbar, dass die Triggerschaltung einen nicht zu vernachlässigenden Offset besitzt. Für eine Umrechnung von DAC in p.e. muss die Verstärkung  $g$  („Länge der Stufen“) und der Offset  $\delta$

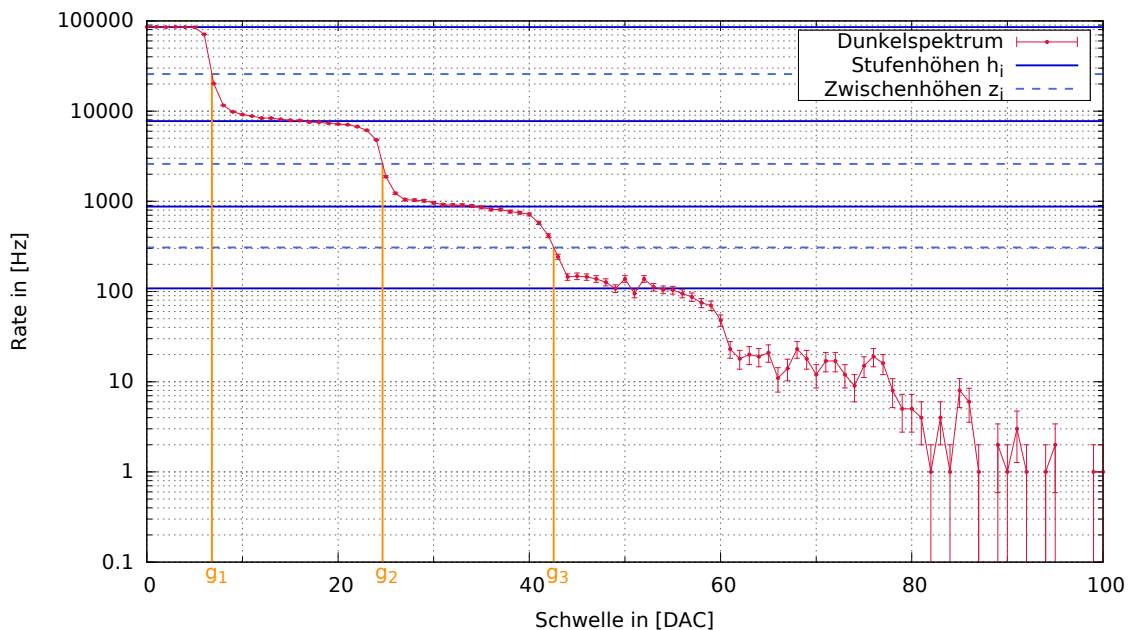


Abbildung 4.2: Dunkelspektrum eines SiPM bei einer Betriebsspannung von  $U_{op} = 54,8 \text{ V}$  und einer Integrationszeit von 1 s, Schwelle in DAC-Werten, eingezeichnet sind die Stufenhöhen  $h_i$ , die Zwischenhöhen  $z_i$  und die Stellen stärkster Steigung  $g_i$ .

bestimmt werden. Für die Schwelle  $s$  in [p.e.] gilt dann

$$s[\text{p.e.}] = \frac{s[\text{DAC}] + \delta}{g}, \quad (4.1)$$

wobei der Offset als  $\delta = g \cdot 1 \text{ p.e.} - g_1$  definiert wird (vgl. Abb. 4.2). Für die Bestimmung der Verstärkung werden die ersten drei Stufen verwendet, da diese aufgrund der hohen Raten am genauesten vermessen werden. Danach streuen die Messwerte (aufgrund der kleineren Raten bei gleicher Integrationszeit) zu stark. Für jede Stufe wird der Punkt der größten Steigung bestimmt ( $g_1$ ,  $g_2$  und  $g_3$  in Abb. 4.2). Dieser entspricht jeweils der Spitze der Peaks der p.e.-Signale in Abbildung 4.1. Die Schwelle  $g_1 = (6,80 \pm 0,03)$  DAC entspricht somit den 52 mV des 1 p.e. Signals. Die Stelle der stärksten Steigung  $g_i$  lässt sich abschätzen, indem in halblogarithmischer Auftragung jeweils der Abszissenwert bei der Zwischenhöhe  $z_i$  (vgl. Abb. 4.2) gemessen wird. Dazu werden zunächst die Stufenhöhen  $h_i$  durch Anpassen aller Plateau-Punkte der Stufe an eine Konstante bestimmt (vgl. Abb. 4.2). Danach werden die Zwischenhöhen  $z_i$  berechnet, bei denen die stärkste Steigung auftritt. Es gilt

$$z_i = \exp\left(\frac{\ln(h_i) + \ln(h_{i+1})}{2}\right). \quad (4.2)$$

Insgesamt ergeben sich so, die in Tabelle 4.1 dargestellten Werte, die auch in Abbildung 4.2 eingezeichnet wurden.

Stufe $i$	Plateaubereich in [DAC]	$h_i$ in [Hz]	$z_i$ in [Hz]	$g_i$ in [DAC]
1	0 bis 5	$85510 \pm 200$	$25750 \pm 410$	$6,80 \pm 0,03$
2	9 bis 23	$7760 \pm 250$	$2603 \pm 59$	$24,65 \pm 0,04$
3	27 bis 40	$874 \pm 28$	$308 \pm 11$	$42,56 \pm 0,08$
4	44 bis 59	$108,4 \pm 6,6$	-	-

Tabelle 4.1: Zur Bestimmung von Verstärkung und Offset notwendige Parameter: Stufenhöhe  $h_i$ , Zwischenhöhe  $z_i$  und abgeschätzter Abszissenwert der stärksten Steigung  $g_i$ .

Verstärkung und Offset ergeben sich aus den Werten in Tabelle 4.1 zu

$$g = \frac{(g_3 - g_2) + (g_2 - g_1)}{2 \text{ p.e.}} = (17,88 \pm 0,05) \frac{\text{DAC}}{\text{p.e.}} \quad \text{und} \quad \delta = (11,08 \pm 0,06) \text{ DAC}.$$

Zu dem statistischen Fehler der Bestimmung von Verstärkung und Offset, kommt ein systematischer Fehler von  $\sigma_T = 0,5 \text{ DAC/p.e.}$  durch Temperaturänderungen (vgl. [12]) während der Messung hinzu.

Wird dieser Fehler mit dem statistischen Fehler  $\sigma_{\text{stat}}$  quadratisch addiert, ergibt sich:

$$g = (17,88 \pm 0,50) \frac{\text{DAC}}{\text{p.e.}} \quad \text{und} \quad \delta = (11,08 \pm 0,50) \text{ DAC}.$$

#### 4.2.2 Dunkelspektrum eines SiPMs in p.e.-Einheiten

Um zu kontrollieren, ob Verstärkung und Offset korrekt bestimmt wurden, wird erneut ein Dunkelspektrum aufgenommen. Die Programmierung des Arduinos erlaubt es dabei, die Werte für Verstärkung und Offset einzugeben. Beim Schwellenscan wird dann vom Arduino jeweils auch die Schwelle in [p.e.] ausgerechnet und mit den Messwerten der Rate und der Schwelle in [DAC] ausgegeben. Es ergibt sich das Spektrum in Abbildung 4.3. Es ist zu erkennen, dass die Stellen stärkster Steigung gut mit 1 p.e., 2 p.e., usw. übereinstimmen. Leichte Abweichungen lassen sich durch Schwankungen der Verstärkungen erklären.

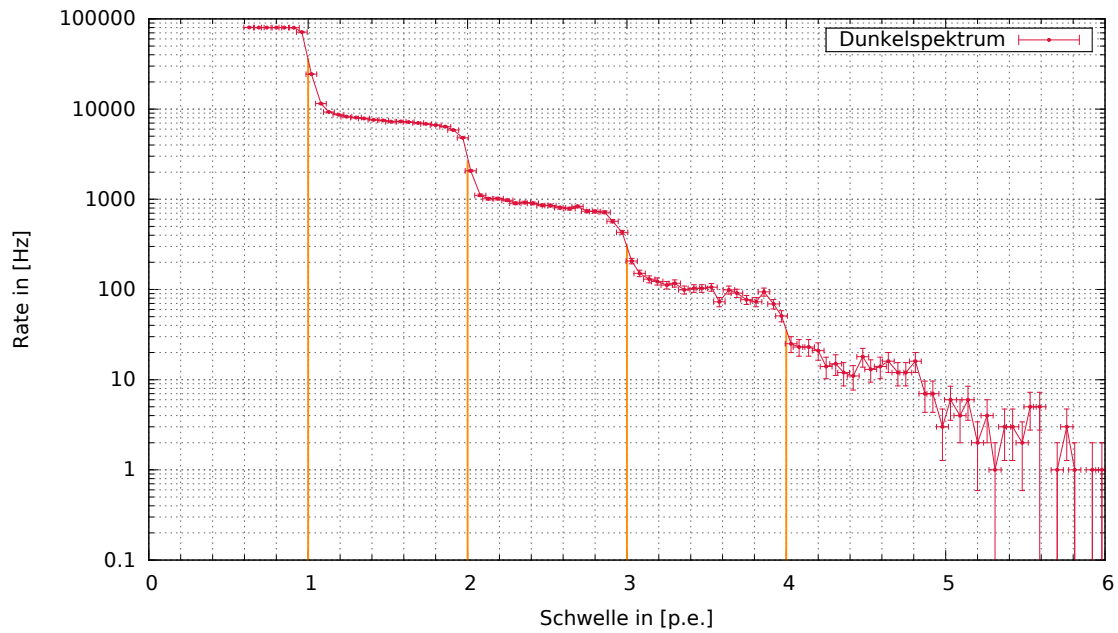


Abbildung 4.3: Dunkelspektrum eines SiPM bei einer Betriebsspannung von  $U_{op} = 54,8 \text{ V}$  und einer Integrationszeit von 1 s, Schwelle in p.e.-Einheiten.

### 4.2.3 Dunkelspektren unterschiedlicher SiPMs

In Abbildung 4.4 sind die Dunkelspektren der für den Versuchsaufbau getesteten SiPMs bei der jeweiligen Betriebsspannung zu sehen. Die Integrationszeit betrug dabei 1 s. Nur für die kleinste SiPM (S13360-

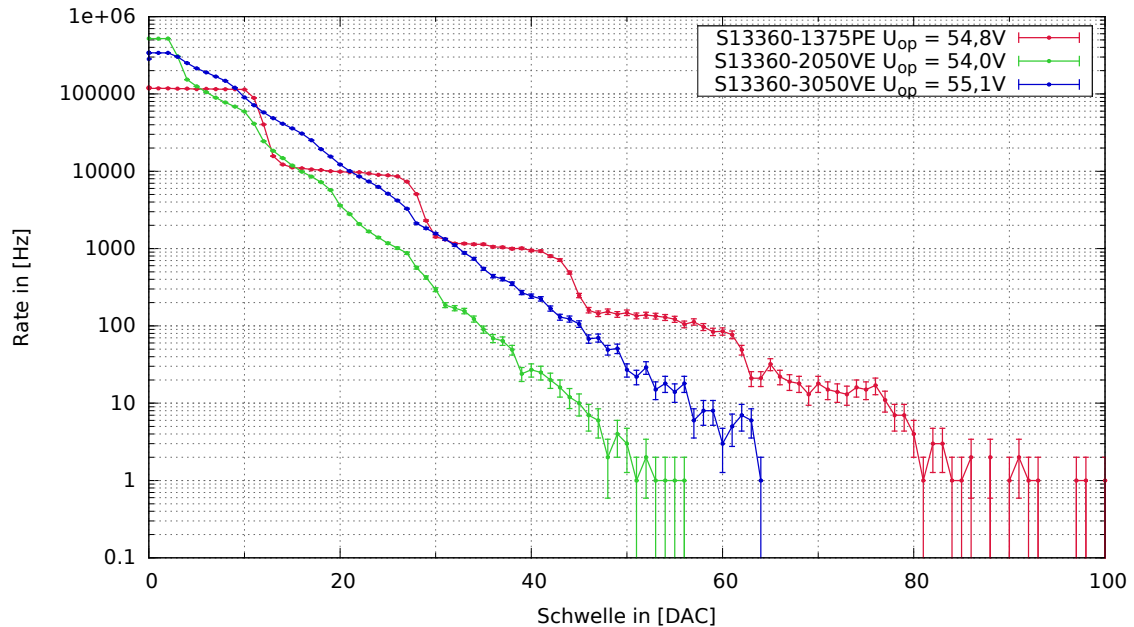


Abbildung 4.4: Dunkelspektren der unterschiedlichen SiPMs, die für den Versuchsaufbau getestet wurden, nur im Dunkelspektrum der kleinsten SiPM (S13360-1375PE) lassen sich Stufen erkennen.

1375PE) sind im Dunkelspektrum deutlich Stufen zu erkennen. Aufgrund des höheren Dunkelrauschens der anderen SiPMs (S13360-2050VE und S13360-3050VE) und dem damit verbundenen Pile-Up lassen sich in den anderen beiden Dunkelspektren die Stufen nur erahnen. Auch die unterschiedlichen Verstärkungen der verschiedenen SiPMs werden anhand der Steigung des Spektrums sichtbar. Dabei bedeutet eine größere Steigung eine kleinere Verstärkung.

### 4.3 Koinzidenzspektren mit und ohne $\alpha$ -Quelle

Um das Koinzidenzspektrum zweier SiPMs aufzunehmen, wird zunächst wie in den Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2 beschrieben, ein Dunkelspektrum aufgenommen, um daraus Verstärkung und Offset zu bestimmen. Für beide Kanäle auf der Triggerschaltung (CH1 und CH2) ist der Offset leicht unterschiedlich und liegt für CH1 ungefähr bei 11 und für CH2 bei 7 DAC-Werten, was in etwa 32 bzw. 20 mV entspricht. Die Verstärkung der beiden SiPMs ist ebenfalls leicht unterschiedlich (maximal einige DAC-Werte). Diese Unterschiede müssen bei der Messung des Koinzidenzspektrums berücksichtigt werden. Die Programmierung des Arduinos wurde dafür so erweitert, dass ein Scan in p.e.-Einheiten und einer Schrittweite von 0,1 p.e. erfolgen kann. Dafür wird durch den Arduino für beide Kanäle jeweils die geforderte Schwelle in [p.e.] in DAC-Werte umgerechnet und an das digitale Potentiometer weitergegeben. Der Schwellenscan beginnt beim größeren Offset der beiden Kanäle, also bei ca. 11 DAC, bzw. 0,6 p.e.. Durch die Diskretisierung der DAC-Werte am digitalen Potentiometer ist die Einstellung nur auf  $\sigma_{\text{DAC}} = 1$  DAC genau möglich. Dies entspricht bei einer Verstärkung von 17,88 DAC/p.e. in etwa 0,056 p.e.. Der Fehler auf die koinzidente Schwelle ist dabei unabhängig von  $\sigma_{\text{T}}$ , da sich die Verstärkung beider SiPMs während der Messung aufgrund von Temperaturänderungen um den gleichen Faktor ändert. Der statistische Fehler auf die Bestimmung der Verstärkung ist gegenüber  $\sigma_{\text{DAC}}$  vernachlässigbar klein. Insgesamt erhält man daher als Fehler  $\sigma_{\text{k}}$  der koinzidenten Schwelle, die vom Arduino vorgegeben wird

$$\sigma_{\text{k}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\text{DAC}}}{g(\text{SiPM1})}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\text{DAC}}}{g(\text{SiPM2})}\right)^2}, \quad (4.3)$$

wobei  $g(\text{SiPM1})$ , bzw.  $g(\text{SiPM2})$  die Verstärkungen der einzelnen SiPMs beschreiben.

Um den Fehler der gemessenen Raten bei höheren Schwellen (und damit geringeren Raten) und die benötigte Messzeit möglichst gering zu halten, wurde im Programmcode des Arduinos außerdem eine Anpassung der Integrationszeit implementiert. Die minimale Integrationszeit wurde dabei auf 0,1 s, die maximale Integrationszeit auf 5 s gesetzt. Für die angepasste Integrationszeit  $t_{\text{a}}$  gilt

$$t_{\text{a}} = \frac{t}{\Delta f_{\text{rel}} \cdot \sqrt{N}}, \quad (4.4)$$

wobei  $t$  die Integrationszeit der vorherigen Frequenzmessung ist und  $N$  die Anzahl der gemessenen Signale in dieser Zeit darstellt.  $\Delta f_{\text{rel}} = 0,04$  beschreibt den geforderten relativen statistischen Fehler der nächsten Frequenzmessung. Ist der so berechnete Wert für  $t_{\text{a}}$  kleiner/größer als die minimale/maximale Integrationszeit, wird  $t_{\text{a}}$  auf den minimalen/maximalen Wert gesetzt.

Sind Verstärkung und Offset für beide SiPMs entsprechend eingestellt, kann mit der Koinzidenzmessung begonnen werden. Zunächst wird ein Dunkelspektrum aufgenommen. Danach wird die  $\alpha$ -Quelle auf die fünf verschiedenen Positionen gelegt und es werden die jeweiligen Koinzidenzspektren gemessen. Insgesamt ist darauf zu achten, die Gesamtmesszeit zu minimieren, da sich die Verstärkung der einzelnen SiPMs infolge von Temperaturschwankungen während der Messung leicht ändern kann.

### 4.3.1 Messungen der einzelnen Setups

Im Folgenden sind die gemessenen Koinzidenzspektren zu allen Setups (vgl. Abb.3.3) zu sehen. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde jeweils der gleiche Bereich (Schwellen von 0 – 14 p.e. und Raten von 0,1 – 25000 Hz) in einem halblogarithmischen Diagramm aufgetragen. Raten  $> 25\,000$  Hz, die durch erhöhtes Rauschen, zum Beispiel aufgrund von längeren Anschlusskabeln der SiPMs hervorgerufen werden, sind für den Vergleich der Spektren nicht relevant. Der Fehler auf die koinzidente Schwelle ist konstant und wird der Übersicht halber nicht in das Diagramm eingezeichnet, sondern nur angegeben. Bei zwei Spektren wurden Glasfasern verwendet, die etwas schlechter abgeschliffen wurden. Diese Spektren werden mit einem Sternchen (\*) gekennzeichnet.

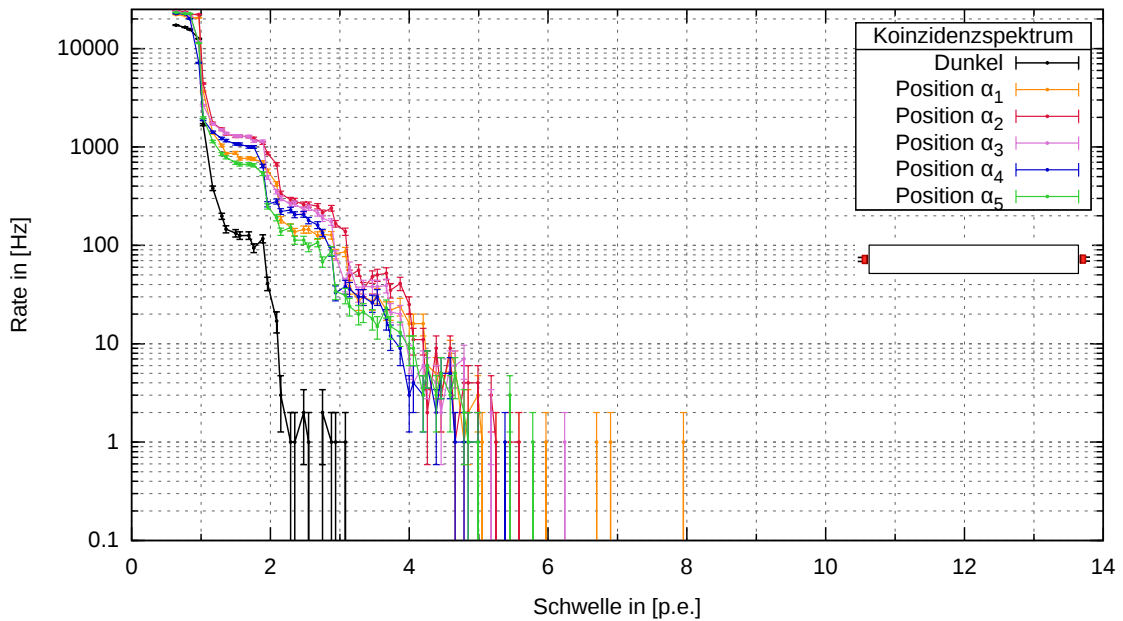


Abbildung 4.5: Koinzidenzspektren des Setups Sa mit  $\sigma_k = 0.086$  p.e.: An Position  $\alpha_2$  und  $\alpha_3$  wurden die höchsten Raten gemessen, die Raten mit  $\alpha$ -Quelle liegen insgesamt etwas über die der Dunkelkoinzidenz.



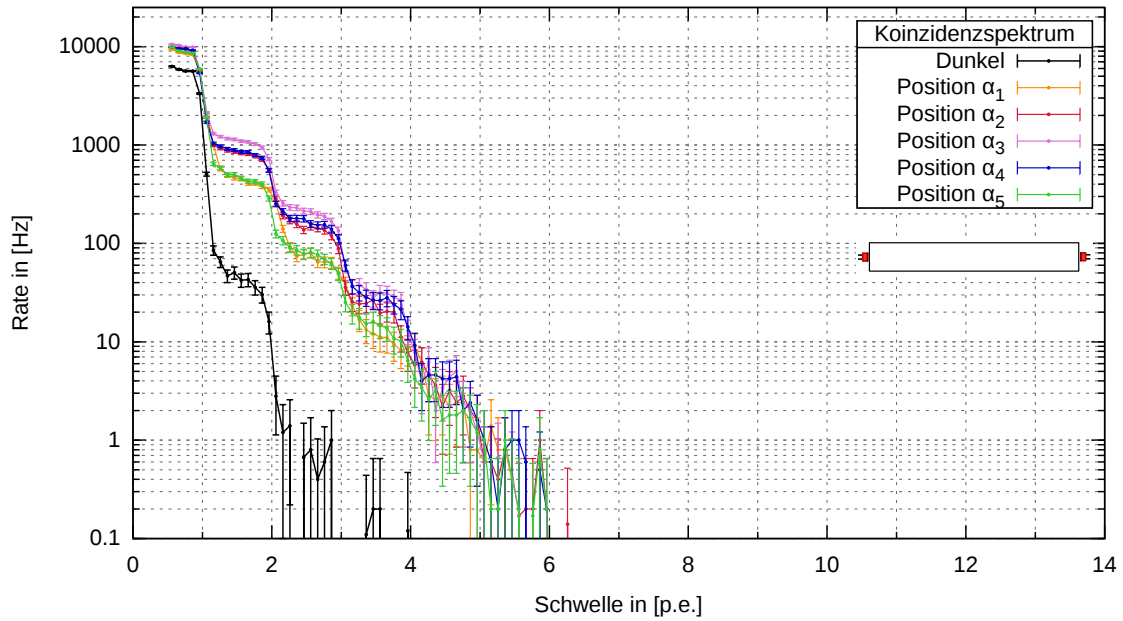


Abbildung 4.6: Koinzidenzspektren des Setups Sb mit  $\sigma_k = 0.082$  p.e.: An Position  $\alpha_5$  wurden die höchsten Raten gemessen, an den Positionen  $\alpha_1$  und  $\alpha_5$ , bzw.  $\alpha_2$  und  $\alpha_4$  wurden ähnliche Raten gemessen, die Raten mit  $\alpha$ -Quelle liegen insgesamt etwas über die der Dunkelkoinzidenz.

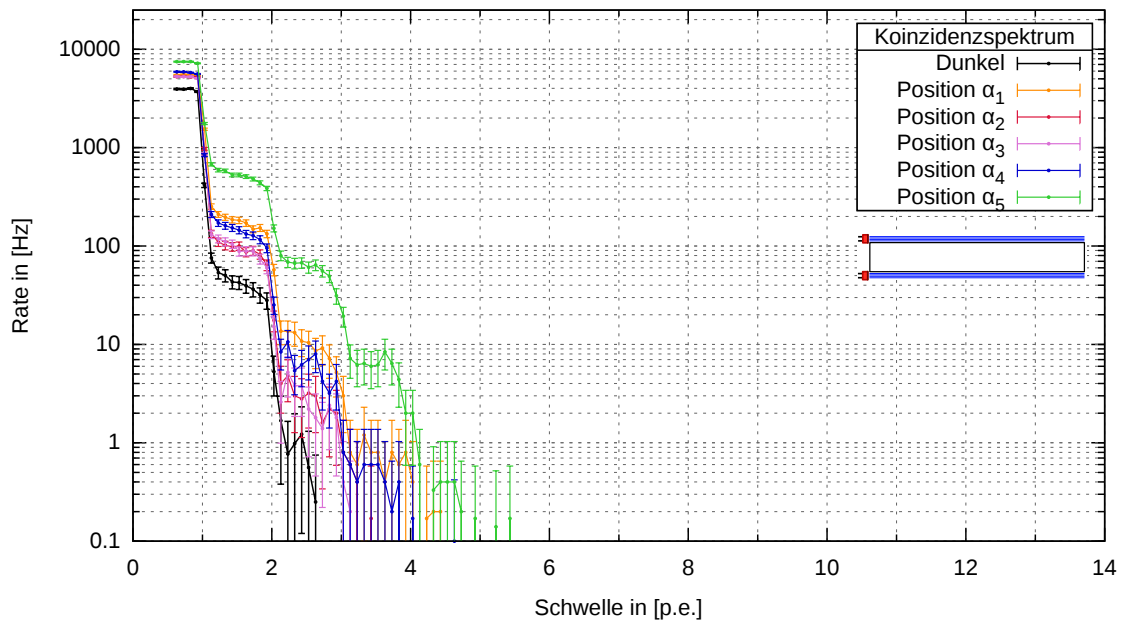


Abbildung 4.7: Koinzidenzspektren des Setups F1a mit  $\sigma_k = 0.072$  p.e.: Die Raten bei Position  $\alpha_5$  liegen deutlich über denen der anderen Positionen, die Raten mit  $\alpha$ -Quelle liegen insgesamt nur leicht über die der Dunkelkoinzidenz.

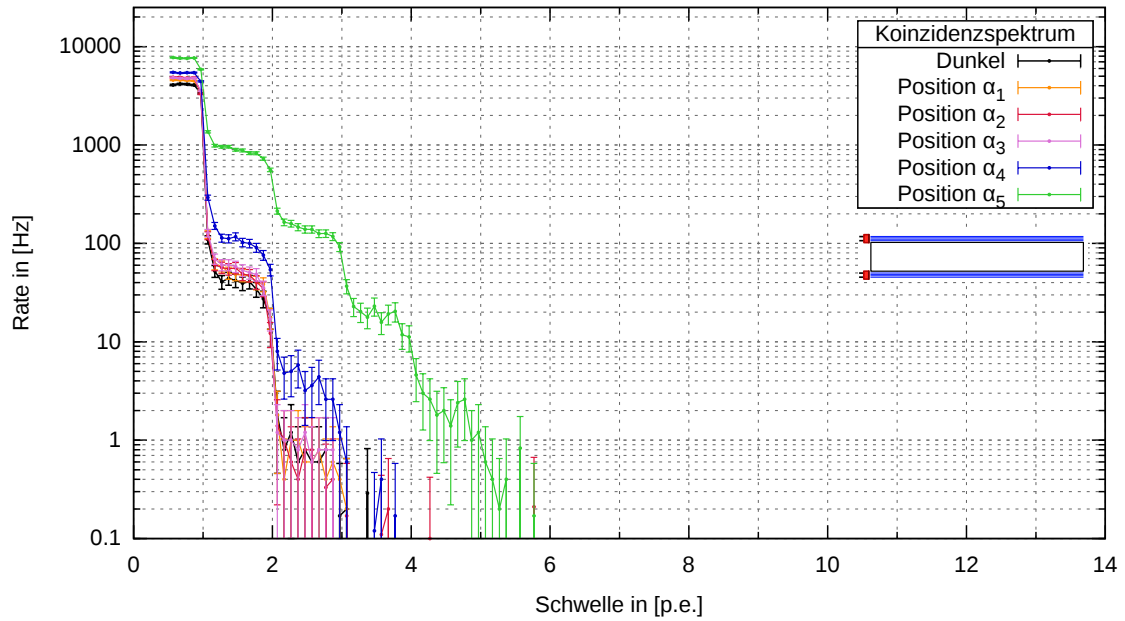


Abbildung 4.8: Koinzidenzspektrn des Setups F1b mit  $\sigma_k = 0.073$  p.e.: An Position  $\alpha_5$  wurden die höchsten Raten gemessen, die Raten bei Positionen  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  und  $\alpha_3$  unterscheiden sich kaum vom Dunkelspektrum, die Raten bei  $\alpha_4$  und  $\alpha_5$  liegen leicht darüber.

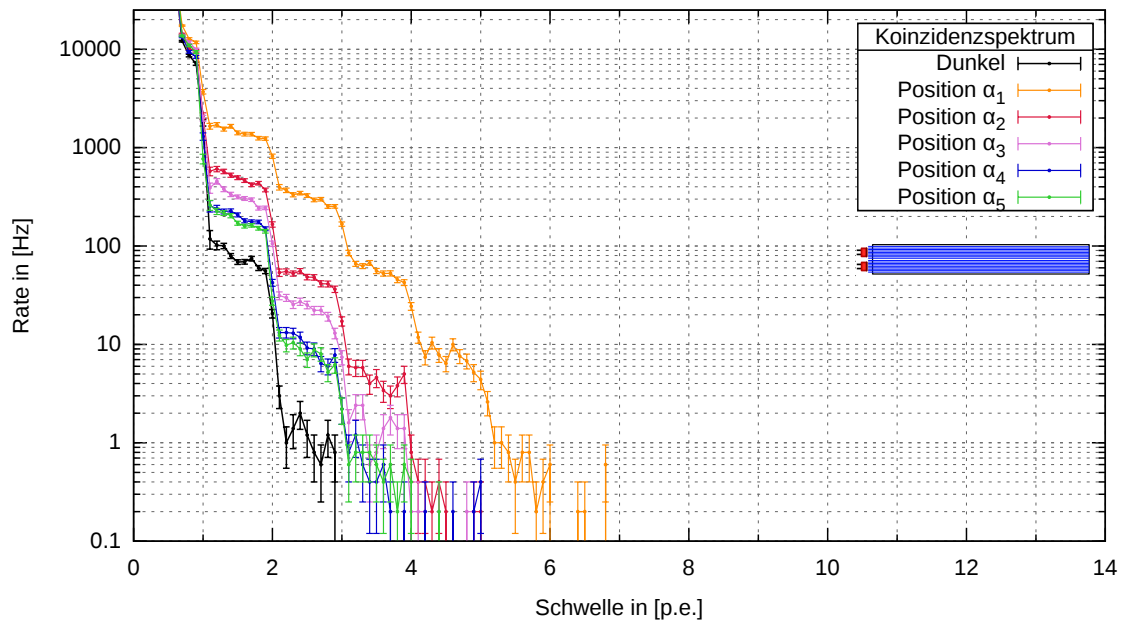


Abbildung 4.9: Koinzidenzspektrn des Setups F2a mit  $\sigma_k = 0.078$  p.e.: Die Raten bei Position  $\alpha_1$  liegen am weitesten über dem Dunkelspektrum, Position  $\alpha_5$  liegt nur leicht über dem Dunkelspektrum, insgesamt wurden Koinzidenzen mit maximal 6 Photonen gemessen.

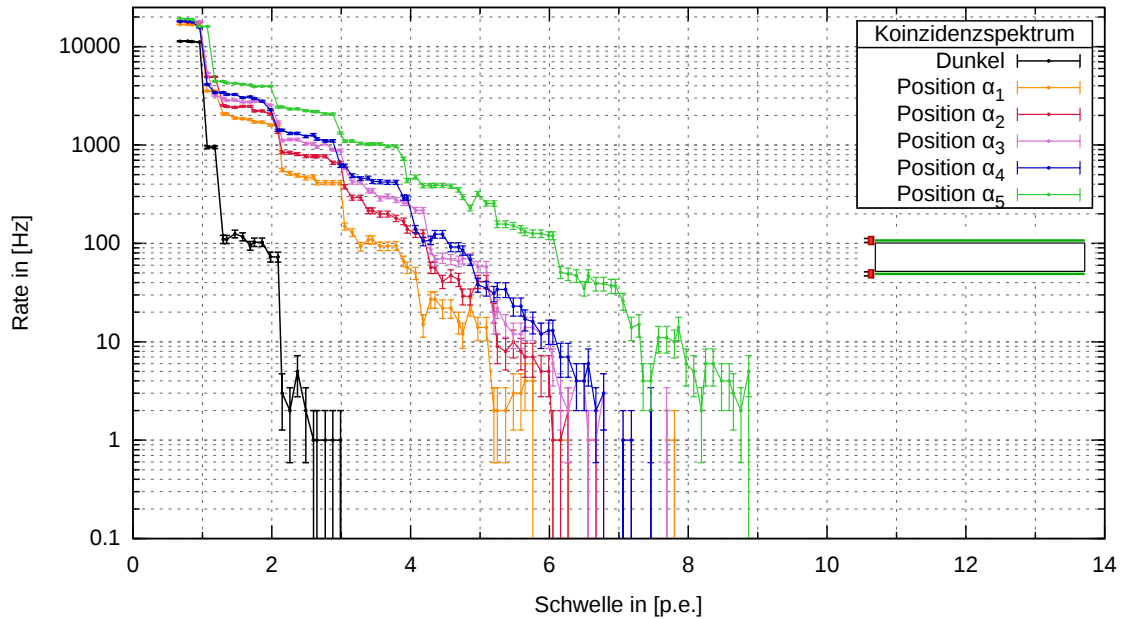


Abbildung 4.10: Koinzidenzspektren des Setups W1a mit  $\sigma_k = 0.080$  p.e.: Die gemessenen Raten nehmen mit steigender Entfernung zu den SiPMs ab, insgesamt wurden Koinzidenzen von maximal 6 bis 8 Photonen gemessen.

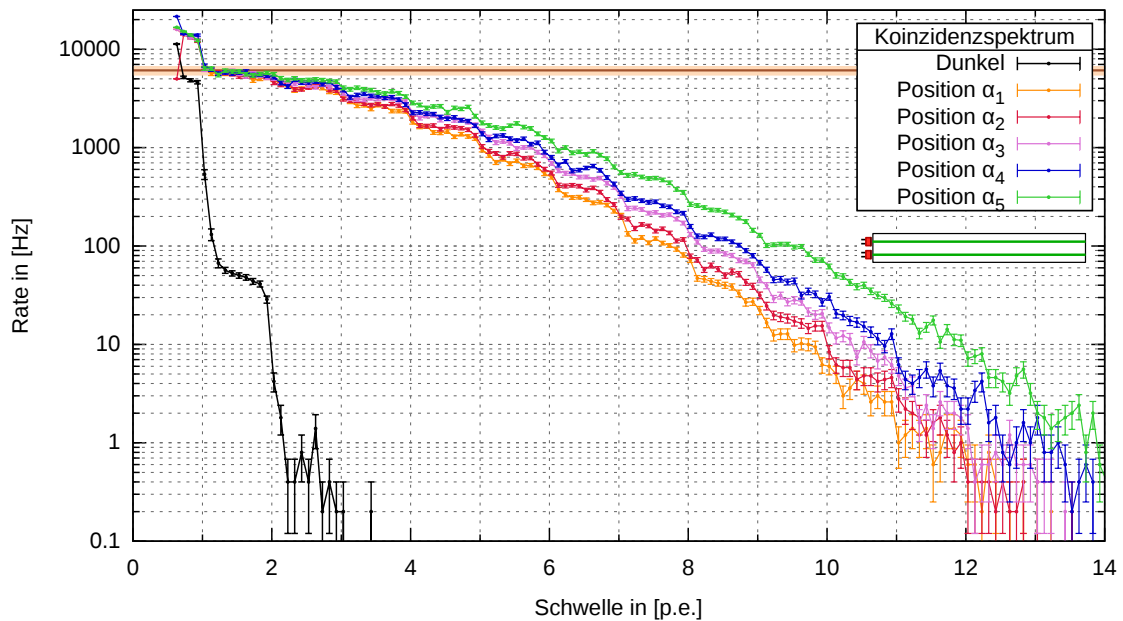


Abbildung 4.11: Koinzidenzspektren des Setups W2a mit  $\sigma_k = 0.079$  p.e.: Alle gemessenen Raten liegen deutlich über dem Dunkelspektrum und nehmen mit steigender Entfernung zu den SiPMs leicht ab, die hell hinterlegte braune Linie kennzeichnet die gemessene Aktivität der  $\alpha$ -Quelle.

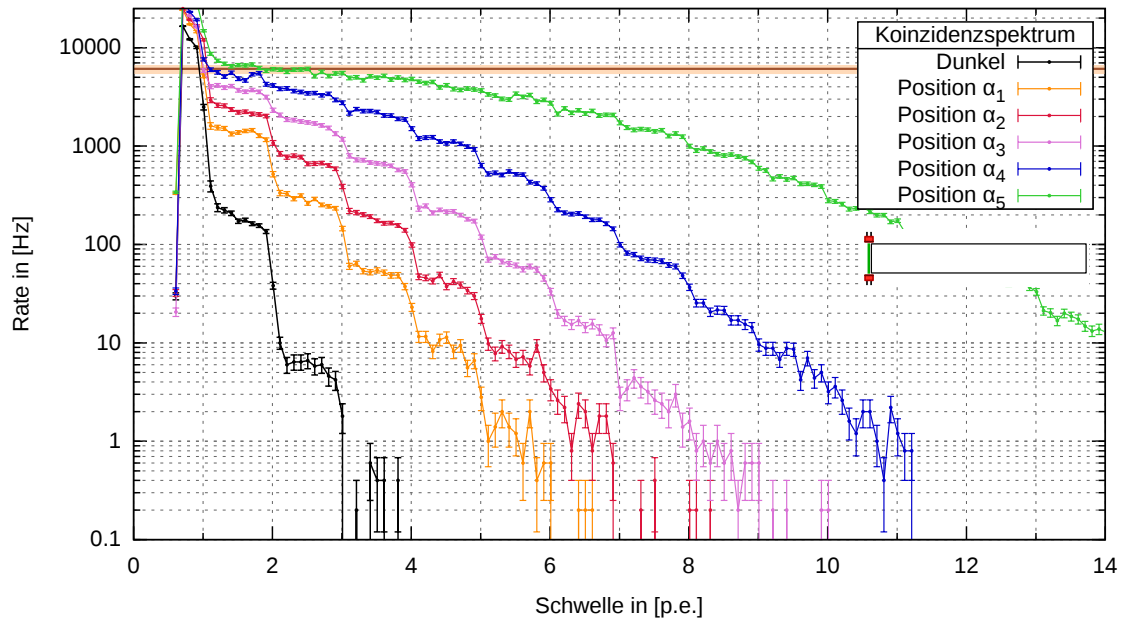


Abbildung 4.12: Koinzidenzspektren des Setups W3a mit  $\sigma_k = 0.079$  p.e.: Das Spektrum ist bei Schwellen  $< 1$  p.e. verrauscht, die gemessenen Raten liegen deutlich über dem Dunkelspektrum und nehmen mit steigender Entfernung zu den SiPMs stark ab, die hell hinterlegte braune Linie kennzeichnet die gemessene Aktivität der  $\alpha$ -Quelle, die gemessenen Raten für Position  $\alpha_5$  liegen bis etwa 2 p.e. über der Aktivität der  $\alpha$ -Quelle.

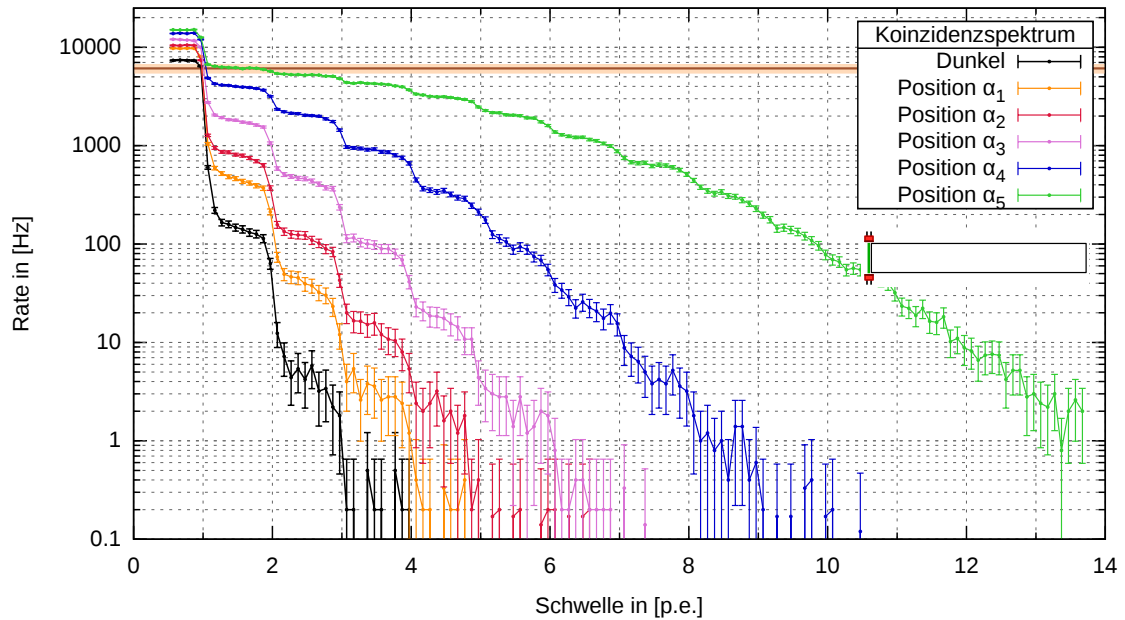


Abbildung 4.13: Koinzidenzspektren des Setups W3a\* mit  $\sigma_k = 0.075$  p.e.: Das Spektrum ist vom Verlauf sehr ähnlich nur etwas stetiger, die gemessenen Raten liegen leicht unter denen aus Abb. 4.12, die hell hinterlegte braune Linie kennzeichnet die gemessene Aktivität der  $\alpha$ -Quelle, die gemessenen Raten für Position  $\alpha_5$  liegen bis etwa 2 p.e. über der Aktivität der  $\alpha$ -Quelle.

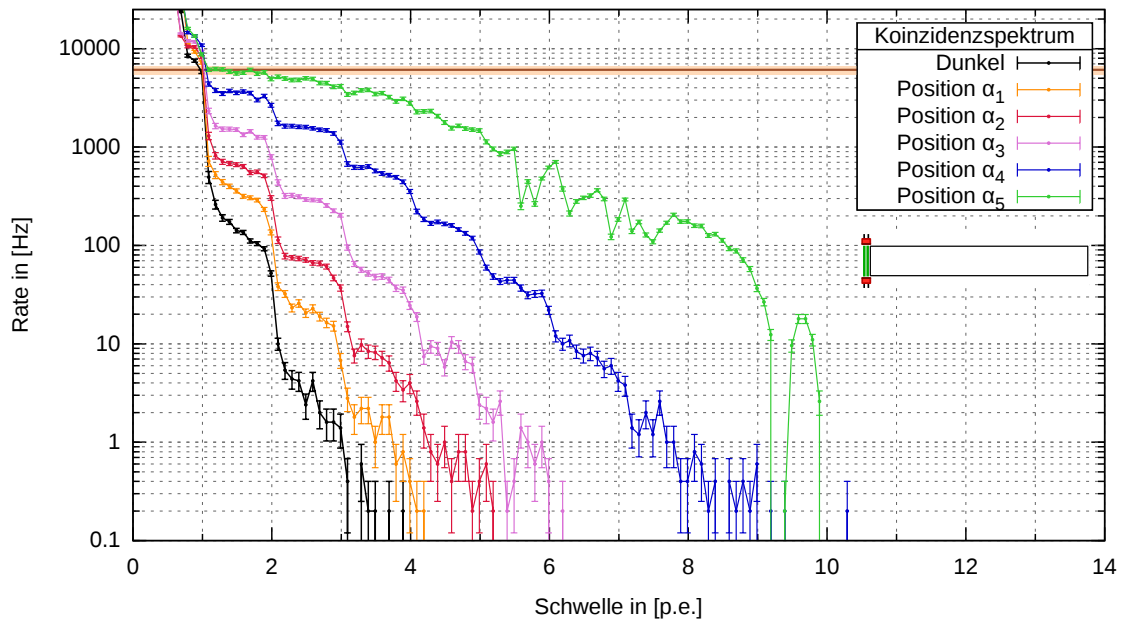


Abbildung 4.14: Koinzidenzspektren des Setups W3Da\* mit  $\sigma_k = 0.076$  p.e.: Bei den starken Schwankungen in der Messreihe zu Position  $\alpha_5$  sind vermutlich aufgrund von Messfehlern des Arduinos entstanden, die gemessenen Raten liegen leicht unter denen aus Abb. 4.13, die hell hinterlegte braune Linie kennzeichnet die gemessene Aktivität der  $\alpha$ -Quelle.

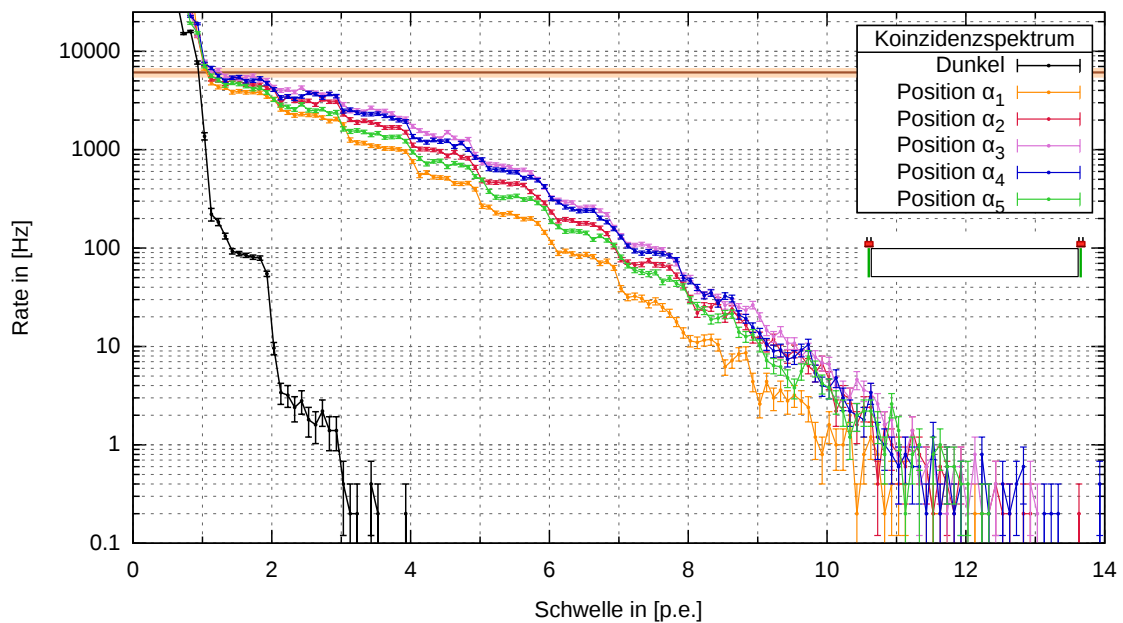


Abbildung 4.15: Koinzidenzspektren des Setups W4a mit  $\sigma_k = 0.081$  p.e.: Das Rauschen bei Schwellen unter 1 p.e. resultiert aus den längeren Kabeln, die zur Verbindung des zweiten SiPMs verwendet wurden, die gemessenen Raten liegen deutlich über dem Dunkelspektrum und sind bei Position  $\alpha_3$  am größten, die hell hinterlegte braune Linie kennzeichnet die gemessene Aktivität der  $\alpha$ -Quelle.

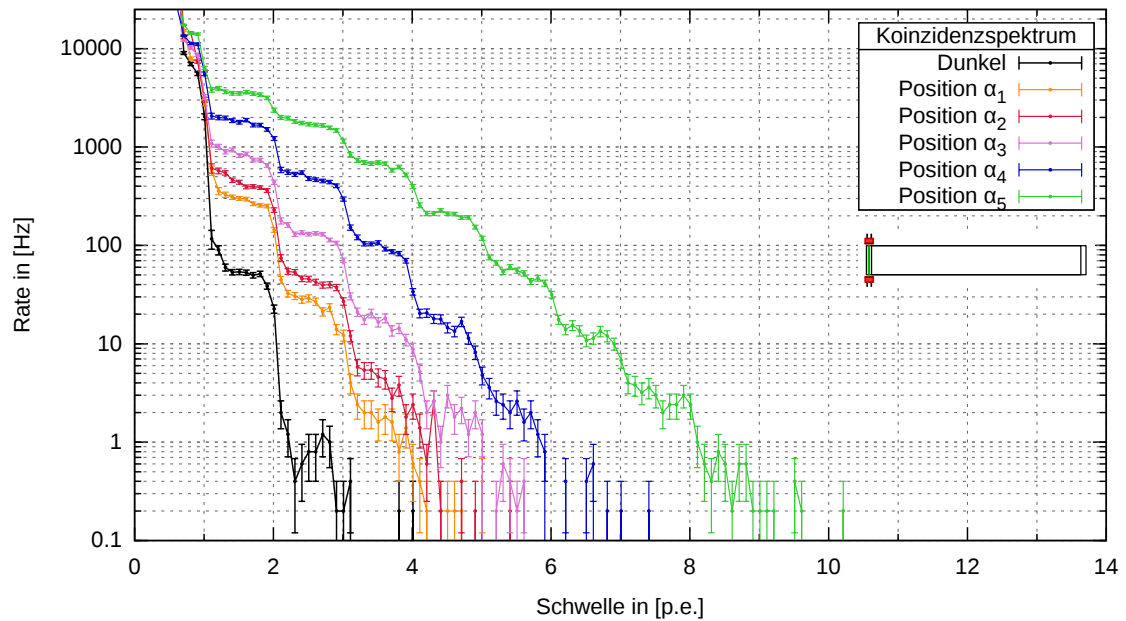


Abbildung 4.16: Koinzidenzspektren des Setups W5a mit  $\sigma_k = 0.078$  p.e.: Die gemessenen Raten liegen deutlich über dem Dunkelspektrum und nehmen mit steigender Entfernung zu den SiPMs stark ab, liegen aber insgesamt unter den vergleichbaren Raten in Abb. 4.12.

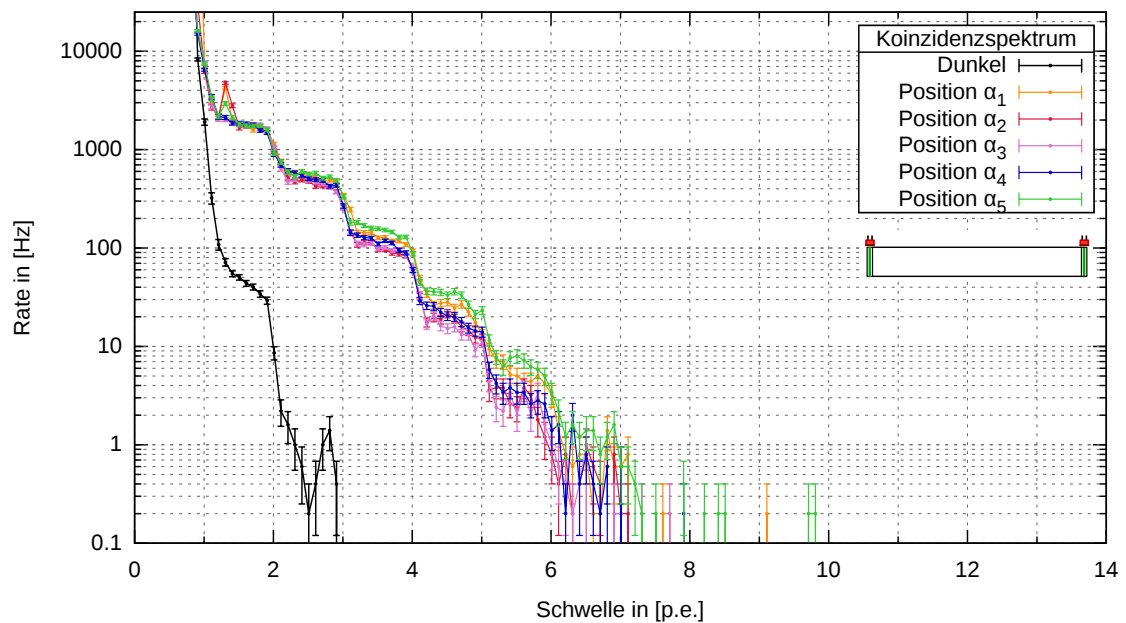


Abbildung 4.17: Koinzidenzspektren des Setups W6a mit  $\sigma_k = 0.083$  p.e.: Die gemessenen Raten mit  $\alpha$ -Quelle liegen deutlich über dem Dunkelspektrum und weichen nicht groß voneinander ab, die Raten liegen insgesamt unter den vergleichbaren Raten in Abb. 4.15.

## 4.4 Einfluss von $\gamma$ -Strahlung auf die Messung

Es wurde außerdem der Einfluss von  $\gamma$ -Strahlung aus der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle auf die Messung untersucht. Dazu wurde die  $\alpha$ -Quelle mit Klebeband abgeklebt, um die  $\alpha$ -Strahlung abzufangen. Danach wurde eine erneute Messung der Koinzidenzspektren des Setups W3a durchgeführt, da hier insgesamt die höchsten Raten gemessen wurden. Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 4.18 zu sehen.

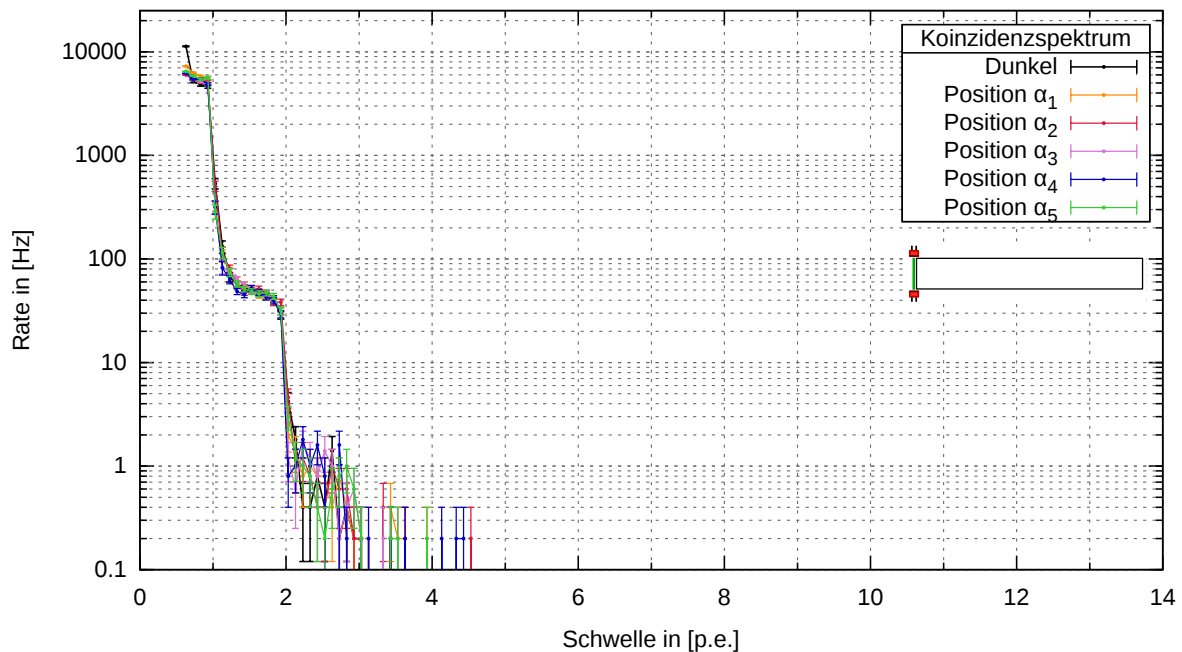


Abbildung 4.18: Erneute Messung der Koinzidenzspektren des Setups W3 (vgl. Abb.4.12) mit  $\sigma_k = 0.079$  p.e.: Die  $\alpha$ -Quelle wurde abgeklebt, um den Einfluss der  $\gamma$ -Strahlung der Quelle auf die gemessene Photonenzahl zu evaluieren, die Raten mit Quelle unterscheiden sich nicht signifikant vom Dunkelspektrum.

Die aufgenommenen Koinzidenzspektren mit Quelle unterscheiden sich nicht signifikant von der Dunkelkoinzidenz. Es kann somit gefolgert werden, dass die  $\gamma$ -Strahlung des  $^{241}\text{Am}$ -Präparates keinen Einfluss auf die gemessenen Koinzidenzen auf Szintillationsphotonen der  $\alpha$ -Teilchen beruhen.





---

## Auswertung

---

In diesem Kapitel sollen die aufgenommenen Spektren (vgl. Abschnitt 4.3.1) verglichen und analysiert werden. Dazu wird zunächst der generelle Verlauf der Koinzidenzspektren untersucht, bzw. Eigenschaften der Spektren aufgezählt. In einem zweiten Schritt werden dann die Typen a und b verglichen und die Entscheidung für Typ a erläutert. Danach werden die Koinzidenzspektren des Typs a diskutiert. In den letzten beiden Abschnitten wird exemplarisch die Pulshöhenspektren und die Lichtleitung einiger Setups untersucht.

### 5.1 Verlauf der Koinzidenzspektren

Die meisten der aufgenommenen Koinzidenzspektren verlaufen nicht stetig, sondern weisen innerhalb der Stufen Sprünge auf, die nicht im Fehlerbereich der Messwerte liegen. Eine Hypothese war, dass dies an der nicht vollständigen Trennung von analogen und digitalem Teil der Triggerschaltung liegt. Dies konnte jedoch noch nicht vollständig überprüft werden.

Das koinzidente Dunkelspektrum verläuft bei allen Messungen sehr ähnlich: Es werden jeweils maximal 3 p.e.-Signale bei Raten  $< 5$  Hz aufgezeichnet. Die gemessenen Raten sind im wesentlichen abhängig davon, wie lichtdicht das ganze Setup eingepackt ist. Teilweise ist es nicht ganz gelungen, das Setup vollkommen gegen Licht abzudichten. Die mittlere Rate des Dunkelspektrums von 1 bis 2 p.e. schwankt daher zwischen etwa 50 und 200 Hz. Ein Rauschartefakt sind die sehr hohen Raten für unter 1 p.e., die maßgeblich durch die Länge der verwendeten Kabel bestimmt sind. Bei Setup W3a wurde für die erste Stufe der Dunkelkoinzidenz eine mittlere Rate von etwa 7 000 Hz gemessen (vgl. Abb. 4.13), während die mittlere Rate der Dunkelkoinzidenz der ersten Stufe für Setup W4a nicht bestimmt werden kann (vgl. Abb. 4.15).

Betrachtet man nun die Koinzidenzspektren mit  $\alpha$ -Quelle, so fällt auf, dass die Länge des Plateaus einer Stufe (Bereich in dem die Rate annähernd konstant ist), mit steigender p.e.-Anzahl abnimmt. Dies liegt daran, dass die Verstärkung der SiPMs leicht abweicht, wie in Abbildung 5.1 nachvollzogen werden kann. Aus einer unterschiedlichen Verstärkungen zweier SiPMs resultieren unterschiedlich lange Stufen im Einzelspektrum. Bei steigender p.e.-Anzahl verschieben sich die Stufen immer mehr gegeneinander und die Stufen des resultierenden Koinzidenzspektrums weisen immer kleinere Plateaus auf. Eine solche Abweichung der Verstärkung entsteht durch den Zeitversatz zwischen der Bestimmung der Verstärkung von SiPM 1 und 2. Die Verstärkung von SiPM 1 kann sich während der Messung der Verstärkung von SiPM 2 aufgrund von Temperaturschwankungen noch ändern.

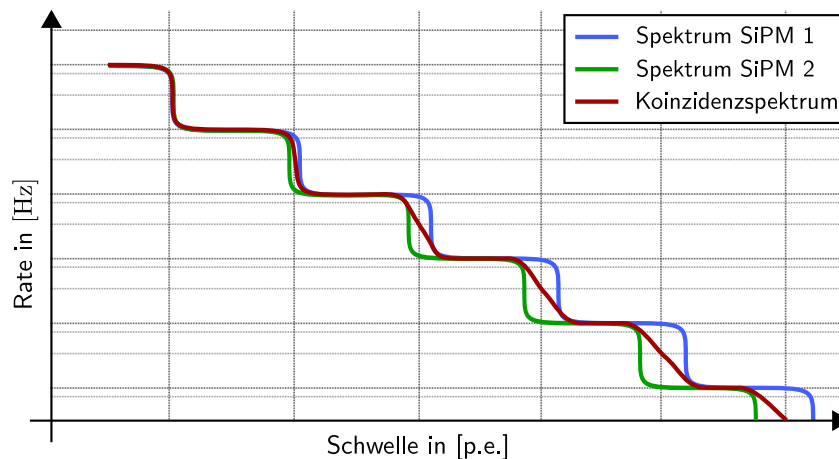


Abbildung 5.1: Schematischer Verlauf eines Koinzidenzspektrums aus den Einzelspektren zweier SiPMs mit leicht unterschiedlicher Verstärkung.

## 5.2 Vergleich der Typen a und b

Zunächst wird für beide Szintillatoren das Setup S verglichen (vgl. Abb. 4.5 und 4.6): Der Verlauf der beiden Koinzidenzspektren ist insgesamt sehr ähnlich, die Raten für Sa liegen unter anderem aufgrund des höheren Dunkelspektrums ein wenig höher als bei Sb. Es wurden bei beiden Spektren Koinzidenzen bis maximal 6 p.e. gemessen. Im Gegensatz zu Setup Sa, kann bei Setup Sb die gesamte Fläche des SiPMs ( $1,3 \times 1,3$  mm) zur Auslese verwendet werden, da Lichtleiter und Szintillator zusammen dicker sind (vgl. Abb. 3.2). Es wäre daher eher bei Setup Sb die Messung einer signifikant höheren Rate zu erwarten gewesen, falls der Szintillator die Lichtleitfähigkeit nicht zu sehr beeinträchtigt. Dies scheint hier allerdings der Fall zu sein.

Vergleicht man die Messungen für Setup F1 (siehe auch Abb. 4.7 und 4.8), fällt auch hier auf, dass die Lichtleitung bei Typ b schlechter ist, als bei Typ a. Bei Position  $\alpha_5$ , die der Auslese durch die SiPMs am nächsten ist, werden die höchsten Raten bei Koinzidenzen bis maximal 6 p.e. gemessen. Für die Positionen  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  und  $\alpha_3$  liegen die Raten nur etwa 20 % über dem Dunkelspektrum. Für Position  $\alpha_4$  liegen die Raten schon etwas höher. Insgesamt werden für diese Positionen Koinzidenzen bis maximal 3 p.e. gemessen (vgl. Abbildung 4.8). Bei Setup F1a (vgl. Abb. 4.7) dagegen liegen die Raten für die Positionen  $\alpha_1$  bis  $\alpha_4$  insgesamt etwas höher als bei Setup F1b. Es werden Koinzidenzen bis maximal 4 p.e. gemessen. Die Raten für  $\alpha_5$  liegen etwas unter denen mit Setup F1b.

Insgesamt hat sich also bestätigt, dass es von Vorteil ist, möglichst dünne Szintillatoren zu verwenden, bzw. dass auch in dünnen Szintillatoren die Energie der Konversionsprodukte vollständig absorbiert wird. Dickere Szintillatoren beeinträchtigen die Lichtleitfähigkeit stärker, was insgesamt zu einer geringeren Photonenausbeute führt. Die Wahl fällt daher auf den Typ a. Die weiteren Setups wurden daher nur für Typ a getestet und werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

## 5.3 Vergleich der Setups des Typs a

Vergleicht man die drei verschiedenen Möglichkeiten zur Lichtsammlung ohne und mit (WLS-) Fasern, so stellt man fest, dass mit WLS-Fasern am meisten Licht bzw. Photonen, gesammelt werden konnten. Dies liegt daran, dass das Licht in die nicht WLS-Fasern nicht gut einkoppeln kann. Dies liegt zu einen an dem

Einfallswinkel des Lichts und zum anderen an dem ähnlichen Brechungsindex von Lichtleiter und Faser. So wird das Licht in der Faser nicht totalreflektiert und koppelt direkt wieder aus. Bei den WLS-Fasern fällt das Licht zwar unter gleichen Winkeln ein, wird jedoch in der Faser in einer anderen Wellenlänge isotrop in alle Richtungen abgestrahlt. Dabei verhindert das „Cladding“, dass das Licht wieder aus der Faser auskoppelt [22]. Durch die WLS-Faser kann die Lichtsammelfläche folglich tatsächlich erhöht werden (vgl. Abschnitt 2.4).

Bei Setup Sa liegen die gemessenen Koinzidenzspektren mit  $\alpha$ -Quelle nur sehr wenig über der Dunkelkoinzidenz (vgl. Abb. 4.5). Gleiches gilt auch für die Setups mit normalen Lichtfasern, F1a und F2a (vgl. Abb. 4.7 und 4.9). Hier fällt außerdem auf, dass die gemessenen Raten nicht mit steigendem Abstand zu den SiPMs abnehmen, sondern teilweise sogar steigen (siehe auch Abb. 4.9). Dies liegt daran, dass das Licht nur unter bestimmten Winkeln in die Faser einkoppelt.

Mit den wellenlängenschiebenden Fasern wurden insgesamt bessere Ergebnisse erzielt. Das Abschleifen der Fasern hat dabei einen signifikanten Einfluss auf das gemessene Ergebnis, wie in Abbildungen 4.12 und 4.13 für das Setup W3a deutlich wird. Die gemessenen Koinzidenzspektren mit  $\alpha$ -Quelle in Abbildung 4.12 liegen deutlich über denen aus Abbildung 4.13. Durch Verdopplung der Fasern am Ende des Szintillators (Setup W3Da\* in Abbildung 4.14) konnte keine Erhöhung der Lichtausbeute erzielt werden, wie ein direkter Vergleich der beiden Spektren (W3a\* und W3Da\*) zeigt. Wird der Lichtleiter an einem Ende ausgelesen (Setup W3a, W3a\*, W3Da\* und W5a), so weichen die Koinzidenzspektren der unterschiedlichen Positionen sehr stark voneinander ab (siehe auch Abb. 4.12 bis 4.14 und 4.16). Bei der Verwendung von zwei Lichtleitern, die 1 mm gegeneinander verschoben werden, wird die Berührungsfläche zwischen Faser und Lichtleiter erhöht. Der Gedanke dahinter war, dass so die Lichtsammlung mit der Faser erhöht werden könnte. Dies ist allerdings nicht der Fall, wie in den Abbildungen 4.16 und 4.17 im Vergleich zu den Abbildungen 4.12 und 4.15 erkennbar wird. Die Lichtausbeute ist durch den doppelten Lichtleiter insgesamt geringer geworden.

Die höchste Photonenausbeute und beste Lichtleitung bieten die Setups W2a und W4a (vgl. Abbildungen 4.11 und 4.15). Hier werden für alle Positionen Koinzidenzen bis maximal 13 (Setup W2a) bzw. 12 p.e. (Setup W4a) gemessen. Bei beiden Setups fallen die Koinzidenzspektren bei unterschiedlichen Positionen nicht so stark ab. Während mit Setup W2a die höchste Rate bei Position  $\alpha_5$  gemessen wird, sind die Raten bei Setup W4a bei der mittleren Position ( $\alpha_3$ ) am höchsten.

## 5.4 Pulshöhenspektren

Für die Setups W2a, W3a und W3a\* wurden die Pulshöhenspektren berechnet. Dazu wird die Rate der 1 p.e.-, 2 p.e.-, 3 p.e.-Signale usw. aus dem koinzidenten Spektrum benötigt., die im Folgenden als Pulshöhe  $p_n$  des  $n$  p.e.-Signals bezeichnet wird.

Im koinzidenten Spektrum (vgl. zum Beispiel Abb. 4.13) entsprechen die Stufen jeweils den aufsummierten Pulshöhen aller Signale mit gleich vielen oder mehr Photonen. In der Stufe von 1 p.e. bis 2 p.e. stecken alle Signale mit 2 p.e. oder mehr. Es müssen also durch Anpassen aller Plateaupunkte an eine Konstante die Stufenhöhen  $h_n$  bestimmt werden, wobei  $n$  die Zahl der Stufe und somit die Anzahl der Photonen der zugehörigen Pulshöhe beschreibt. Für die Pulshöhe  $p_n$  gilt dann:

$$p_n = h_n - h_{n+1} \quad (5.1)$$

In Abbildung 5.2, 5.3 und 5.4 wurden die Pulshöhen um die Dunkelkoinzidenzen bereinigt und gegen die Zahl der gemessenen koinzidenten Photoelektronen aufgetragen.

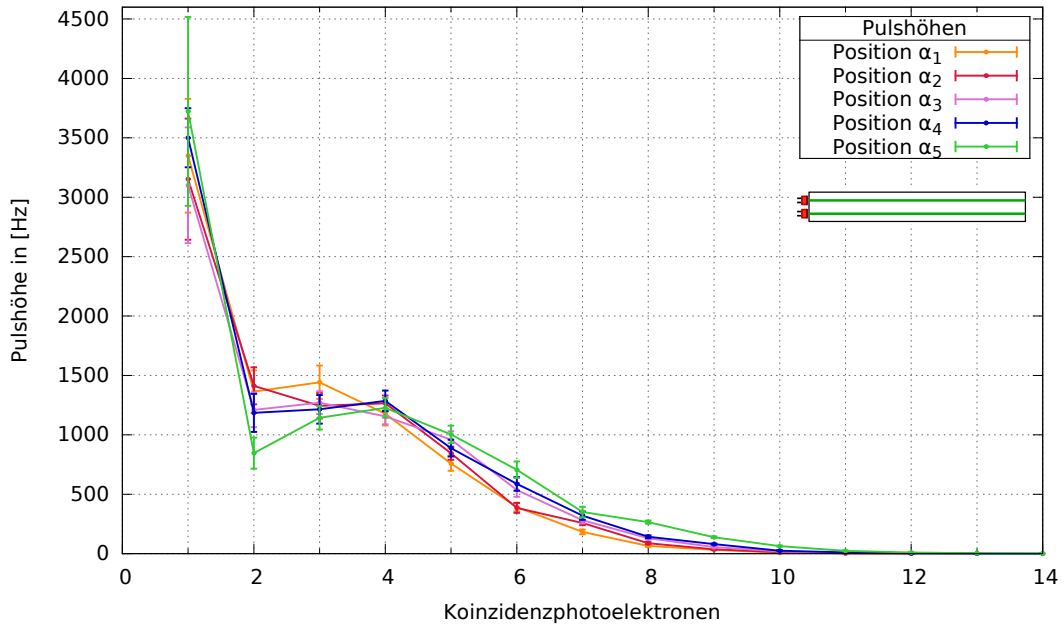


Abbildung 5.2: Pulshöhen in [Hz] abhängig von der Zahl der gemessenen koinzidenten Photoelektronen des Setups W2a: Das Spektrum weist für kleine Photoelektronenzahlen Raten bis zu 3 700 Hz auf, fällt dann stark ab und besitzt für alle Positionen einen Peak bei 3 bis 4 Photoelektronen.

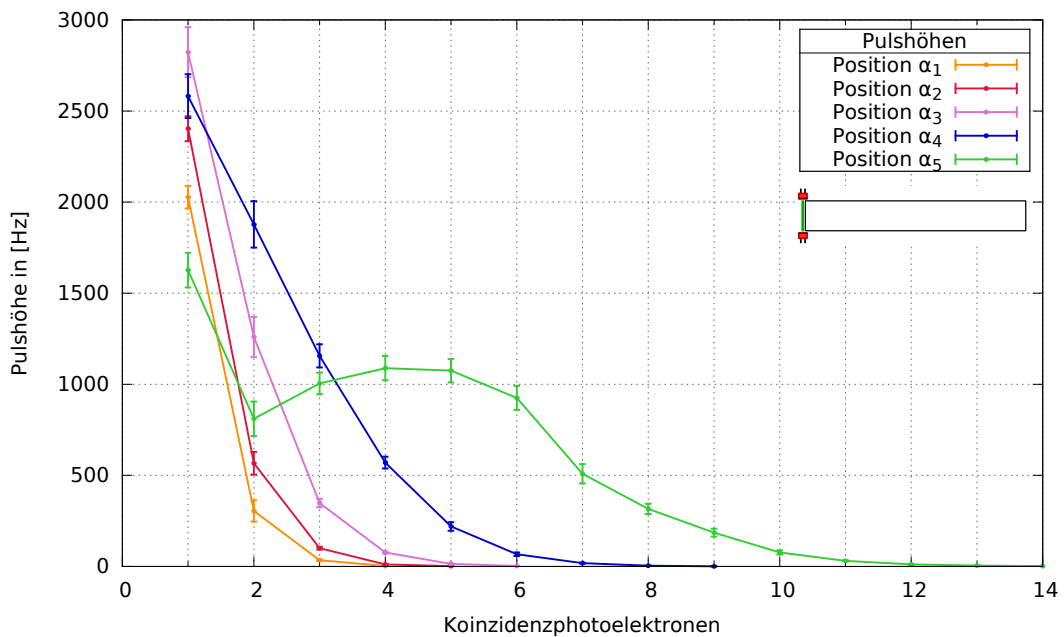


Abbildung 5.3: Pulshöhen in [Hz] abhängig von der Zahl der gemessenen koinzidenten Photoelektronen des Setups W3a\*: Das Spektrum weist für kleine Photoelektronenzahlen Raten bis zu etwa 2 700 Hz auf, für die Positionen  $\alpha_1$  bis  $\alpha_4$  fallen die Pulshöhen in etwa exponentiell ab, für Position  $\alpha_5$  fällt die Pulshöhen zunächst ab, besitzt einen Peak bei 4 bis 5 Photoelektronen.

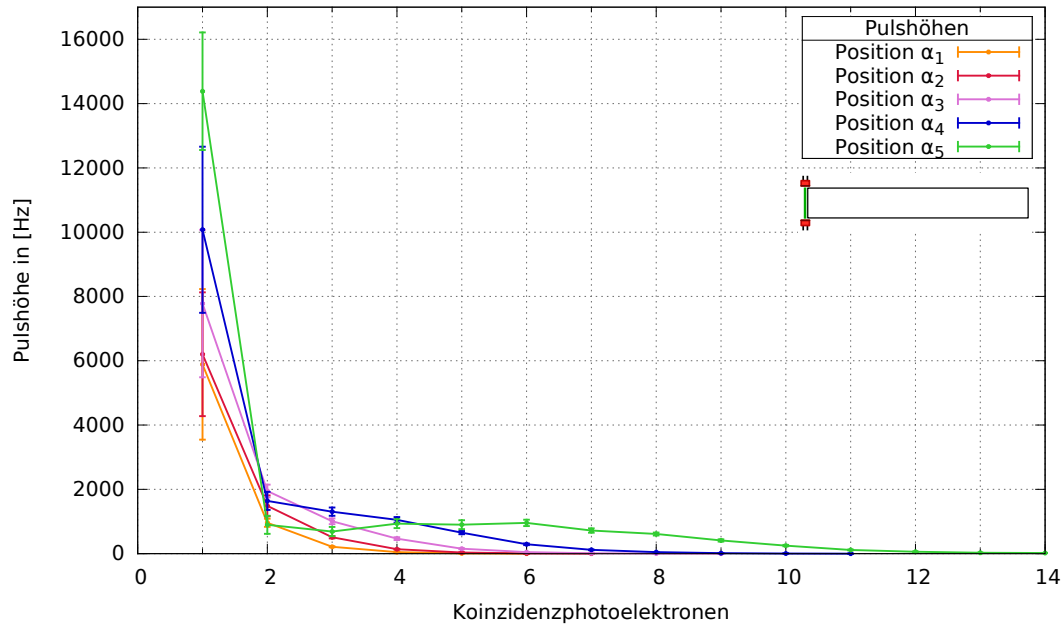


Abbildung 5.4: Pulshöhen in [Hz] abhängig von der Zahl der gemessenen koinzidenten Photoelektronen des Setups W3a: Das Spektrum weist für kleine Photoelektronenzahlen Raten bis über 14 000 Hz auf, für die Positionen  $\alpha_1$  bis  $\alpha_4$  fallen die Pulshöhen in etwa exponentiell ab, für Position  $\alpha_5$  fällt die Pulshöhen zunächst ab, besitzt einen Peak bei 4 bis 6 Photoelektronen.

Betrachtet man Abbildung 5.2, so fällt auf, dass die Pulshöhen zunächst abfallen und dann abhängig von der Position bei 3 bis 4 koinzidenten Photoelektronen peaken. Dabei wandert der Peak mit sinkendem Abstand zu den SiPMs zu höheren Photoelektronenzahlen. Gleiches zeigt sich auch in Abbildung 5.3, also bei Setup W3a\*. Hier wurde jedoch nur für die Position  $\alpha_5$  ein Peak bei etwa 4 bis 5 Photoelektronen gemessen. Das liegt an den insgesamt geringeren Raten für die anderen Positionen. Für Setup W3a (vgl. Abb. 5.4) sind die Pulshöhen für 1 p.e. viel höher, ansonsten verläuft das Pulshöhenspektrum ähnlich wie das des Setups W3\*. Bei Position  $\alpha_5$  wurde für 4 bis 6 Photoelektronen ein Peak gemessen, für die anderen Positionen fallen die Pulshöhen für mehr Photoelektronen ab.

Die hohen Raten für 1 p.e. lassen sich dadurch erklären, dass Messung des Koinzidenzspektrums mit  $\alpha$ -Quelle neben Dunkel-Dunkel-Koinzidenzen, Dunkel-Rauschen<sup>1</sup>-Koinzidenzen, Rauschen-Rauschen-Koinzidenzen und Photon-Photon-Koinzidenzen auch Dunkel-Photon-Koinzidenzen, Rauschen-Photon-Koinzidenzen auf. Die Rate dieser Koinzidenzen  $\sigma_{\text{koin}}$  lässt sich in den Pulshöhenspektren durch die hohen Raten für 1 p.e. abschätzen. Wird der Kurvenverlauf mit Peak für 1 p.e. extrapoliert, so erhält man  $\sigma_{\text{koin}}$  als Differenz zwischen dem extrapolierten und dem für 1 p.e. gemessenen Wert. Für die Pulshöhenspektren von W2a und W3a\* (Abb. 5.2 und 5.3) lässt sich  $\sigma_{\text{koin}}$  für alle Pulshöhen in etwa auf

$$\sigma_{\text{koin}}(\text{W2a}) = 3\,000 \text{ Hz} \quad \text{und} \quad \sigma_{\text{koin}}(\text{W3a}^*) = 900 \text{ Hz}$$

abschätzen. Für Setup W3a\* wird dabei für die Positionen  $\alpha_1$  bis  $\alpha_4$  für einen ersten groben Näherung von  $\sigma_{\text{koin}}$ , der gleiche Wert für  $\sigma_{\text{koin}}$  wie für Position  $\alpha_5$  angenommen. Für die Positionen  $\alpha_1$  bis  $\alpha_4$  müsste der Wert aufgrund des größeren Abstandes zu den SiPMs und dementsprechend geringeren

<sup>1</sup> „Dunkel“ bezieht sich dabei auf das Dunkelrauschen der SiPMs und „Rauschen“ auf das Rauschen des digitalen Teils der Schaltung.

Szintillationsphotonen als kleiner angenommen werden.

Für Setup W3a war das Spektrum für kleine p.e.-Zahlen insgesamt sehr verrauscht (vgl. Abb. 4.12), daher treten hier mehr Rauschen-Photon-Koinzidenzen auf. Da die Pulshöhen für 1 p.e. für die einzelnen Positionen stark abweichen, ist es nicht mehr möglich  $\sigma_{\text{koin}}$  für alle Positionen gleich abzuschätzen. Für die Abschätzung wird angenommen, dass die Pulshöhe für 1 p.e. für alle Positionen in einer ähnlichen Größenordnung liegt (wie auch bei W3a\*).

$\sigma_{\text{koin}}(\alpha_1)$	$\sigma_{\text{koin}}(\alpha_2)$	$\sigma_{\text{koin}}(\alpha_3)$	$\sigma_{\text{koin}}(\alpha_4)$	$\sigma_{\text{koin}}(\alpha_5)$
3 000 Hz	3 500 Hz	5 000 Hz	8 000 Hz	13 000 Hz

Tabelle 5.1: Abgeschätzte Werte für die Rate der Rauschen-Photon und Dunkel-Photon-Koinzidenzen  $\sigma_{\text{koin}}$  für das Setup W3a, die Werte nehmen mit steigendem Abstand zu den SiPMs ab.

Die abgeschätzten Werte für  $\sigma_{\text{koin}}(\text{W3a})$  sind in Tabelle 5.1 dargestellt.

## 5.5 Lichtleitung

Um die Lichtleitung der Setups näher zu untersuchen, muss die Gesamtrate der detektierten Photonen für jede Position bestimmt werden. Die Gesamtrate ergibt sich als Summe über die Pulshöhen, die jeweils mit der Anzahl der Photonen der Signale und einem Faktor 2 gewichtet werden. Der Faktor 2 begründet sich dadurch, dass jedes koinzidente Signal von beiden SiPMs detektiert wird.

Für die Setups W2a (vgl. Abb. 4.11), W3a (vgl. Abb. 4.12) und W3a\* (vgl. Abb. 4.13) wurden die Gesamtraten bei jeder Position der  $\alpha$ -Quelle bestimmt. Dabei wurden jeweils die Gesamtraten der Dunkelkoinzidenz abgezogen. Für das Setup W3a wurde außerdem eine Korrektur der Gesamtraten um  $\sigma_{\text{koin}}$  (vgl. Abschnitt 5.4) durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.5 zu sehen. Es wurde die gemessene Gesamtrate in [p.e.] gegen den Abstand  $a$  der Position zu den SiPMs aufgetragen.

Die Lichtleitung in den Setups W3a und W3a\* wird hauptsächlich durch die Lichtleitung im Glasträger beschrieben, wohingegen die Lichtleitung in Setup W2a maßgeblich von der Lichtleitung in den Fasern abhängt. Aufgrund der isotropen Abstrahlung innerhalb der Faser koppeln die durch den Szintillator erzeugten Photonen leicht in die Faser ein. Die Lichtleitung innerhalb der Fasern ist insgesamt effektiver als im Glasträger.

Dies lässt sich auch in Abbildung 5.5 verfolgen. Die abstandsabhängige Photonenzahl der Setups ergibt sich hier im Vergleich von Position  $\alpha_5$  und  $\alpha_1$  wie folgt:

- In W3a fällt die Gesamtrate von  $(101900 \pm 4700_{-13000}^{+0})$  p.e./s auf  $(17400 \pm 4700_{-6000}^{+0})$  p.e./s, entsprechend 83 %.
- In W3a<sub>korr</sub> fällt die Gesamtrate von  $(75900 \pm 4700)$  p.e./s auf  $(11400 \pm 4700)$  p.e./s, entsprechend 85 %.
- In W3a\* fällt die Gesamtrate von  $(61300 \pm 1600_{-1800}^{+0})$  p.e./s auf  $(5500 \pm 270_{-1800}^{+0})$  p.e./s, entsprechend 91 %.
- In W2a fällt die Gesamtrate von  $(59800 \pm 2300_{-6000}^{+0})$  p.e./s auf  $(46900 \pm 1900_{-6000}^{+0})$  p.e./s, entsprechend 22 %.

Bei Setup W2a fällt die gemessene Gesamtrate damit wesentlich schwächer ab als bei den anderen Setups.

Es hat einen großen Einfluss auf die gemessenen Gesamtraten wie gut die Fasern abgeschliffen sind,

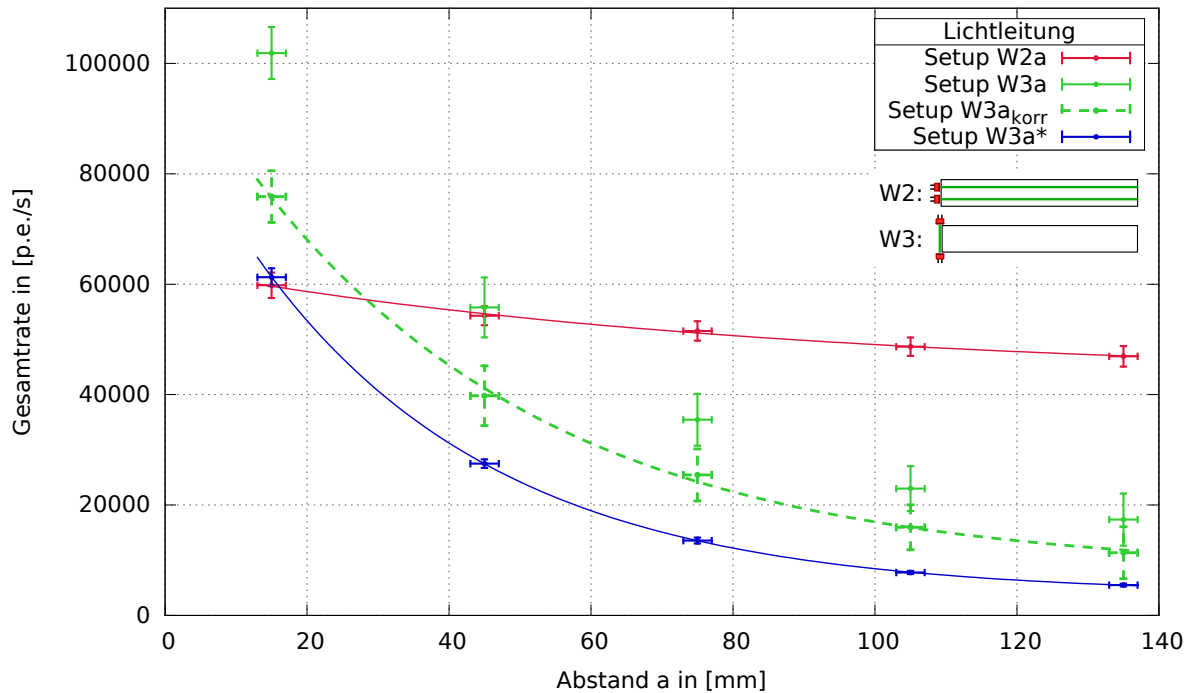


Abbildung 5.5: Gesamtraten an detektierten Photonen jeder Position für die Setups W2a, W3a, W3a um  $\sigma_{\text{koin}}$  korrigiert und W3a\* abhängig vom Abstand  $a$  zu den SiPMs, die Messdaten der Setups W2a, W3a<sub>korr</sub> und W3a\* wurden durch Exponentialfunktionen angepasst: Während die Gesamtraten für Setup W3a und W3a\* für größere Abstände  $a$  um etwa 83 % (85 % für W3a um  $\sigma_{\text{koin}}$  korrigiert) bzw. 91 % abfallen, nehmen sie bei Setup W2a insgesamt nur um etwa 22 % ab.

das heißt, wie gut die Photonen aus dem Lichtleiter in den SiPM auskoppeln. Dies zeigt sich auch in Abbildung 5.5: Die Gesamtraten des unkorrigierten und korrigierten Setups W3a liegen deutlich über den mit Setup W3a\* gemessenen. Der Verlauf der Gesamtraten bei beiden Setups ähnelt sich jedoch. Bei der Korrektur von W3a um  $\sigma_{\text{koin}}$  fällt auf, dass sich die Gesamtraten W3a<sub>korr</sub> und W3a\* bei allen Positionen um in eine ähnlich große Photonenelektronenzahl unterscheiden.

Durch den Szintillator sollte pro einfallendem  $\alpha$ -Teilchen der Americium-Quelle etwa 3000 Photonen erzeugt werden, die Aktivität der  $\alpha$ -Quelle wurde auf  $(6, 10 \pm 0, 60)$  kBq bestimmt (vgl. Abschnitte 3.1 und 3.2). Teilt man die gemessenen Gesamtraten durch die Aktivität der Quelle, so erhält man die Anzahl an Photonen die pro  $\alpha$ -Teilchen von den SiPMs detektiert wurden. Für die maximalen Gesamtraten bei Position  $a_5$  wären das circa 17 für Setup W3a, 12 für das korrigierte Setup W3a und ungefähr 10 für Setup W3a\* und W2a.

An die gemessenen Gesamtraten der unterschiedlichen Setups werden als rein empirisches Modell Exponentialfunktionen der Form

$$N(a) = N_0 \cdot \exp(-a/l) + c \quad (5.2)$$

angepasst. Hier entspricht  $l$  der Abschwächungslänge des Lichts. Sie beschreibt den Intensitätsverlust in Abhängigkeit der Länge. Der Offset  $c$  repräsentiert in einem möglichen theoretischen Modell die Photonen, die verlustfrei (Totalreflexion) durch den Glsträger geleitet werden.

Die Anpassungsparameter der Exponentialfunktionen sind in Tabelle 5.2. Die hier bestimmten Abschwä-

Setup	W2a	W3a <sub>korrr</sub>	W3a*
$N_0$ in [p.e./s]	$19800 \pm 1400$	$96700 \pm 2500$	$89704 \pm 460$
$l$ in [mm]	$83 \pm 18$	$42.1 \pm 3.5$	$33.7 \pm 0.2$
$c$ in [p.e./s]	$43100 \pm 1900$	$8000 \pm 1900$	$3843 \pm 57$

Tabelle 5.2: Anpassungsparameter der Exponentialfunktionen an die gemessenen Gesamtraten der Setups W2a, W3a<sub>korrr</sub>, W3a\* aus Abbildung 5.5.

chungslängen sind als instrumentelle Charakteristika zu betrachten. Die Abschwächungslänge des Setups W2a ist dabei deutlich länger als die des Setups W3a.



## Redesign des Szintillationstriggers

In Abbildung 6.1 ist das neue Design für den Szintillationstrigger zu sehen. Dieses baut auf die vorherige Version (vgl. Abb. 2.3) auf. Die Länge eines Elements, bzw. des Szintillators mit Lichtleiter aus Quarzglas, bezieht sich hier auf ein Timepix-Octoboard mit 8 Chips in linearer Anordnung. Beim vorherigen Design bestand ein Element dagegen nur aus einem Timepix-Chip mit Szintillationstrigger an beiden Seiten. Beim neuen Design wird der Lichtleiter, anstatt direkt über einen Taper, mit WLS-Fasern ausgelesen. Abgeleitet von Setup W2a werden diese auf dem Lichtleiter befestigt. An den WLS-Fasern werden SiPMs

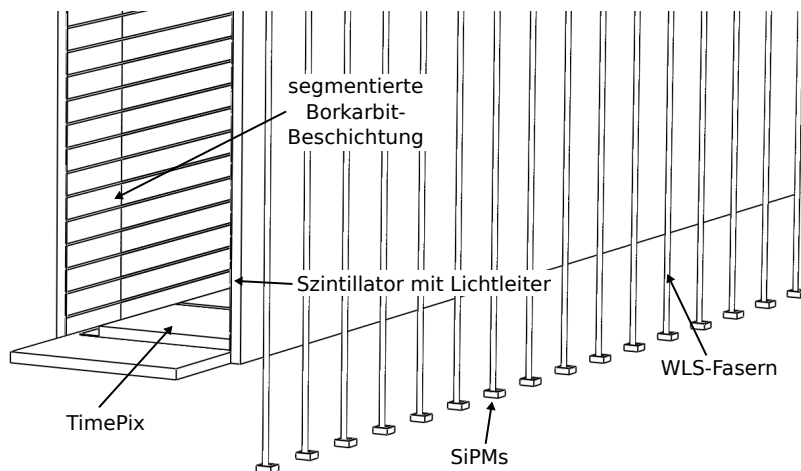


Abbildung 6.1: Redesign des Szintillationstriggers: Anstatt von mehreren Szintillatoren für Einzelzellen, wird ein großflächiger Szintillator mit Glasträger als Lichtleiter für alle 8 Timepix-Chips des Octoboards verwendet, die Auslese des Szintillators erfolgt durch WLS-Fasern, die auf dem Glasträger angebracht werden, jeweils zwei WLS-Fasern werden mit SiPMs koinzident ausgelesen und liefern den Szintillationstrigger für den zugehörigen Timepix-Chip.

befestigt, die jeweils paarweise, nach der Geometrie des dahinterliegenden Timepix ausgelesen werden und damit den Trigger für den zugehörigen Timepix Chip. Die SiPMs befinden sich dabei auf einem Carrierboard als mechanische Halterung. Das Redesign erfordert im Gegensatz zur vorherigen Version eventuell keinen rückseitig angebrachten Reflektor. Sofern eine Borkarbit-Beschichtung verwendet wird, muss die Beschichtung wie in Abbildung 6.1 für den Feldkäfig des Szintillators segmentiert werden.



---

## Fazit und Ausblick

---

Ziel dieser Arbeit war es, den Szintillationstrigger für den thermischen Neutronendetektor Bodelaire weiterzuentwickeln. Dazu wurden unterschiedliche Anordnungen aus Szintillator, Lichtleiter und normalen sowie wellenlängenschiebenden Fasern zur Lichtauslese getestet. Die Photonendetektion des Szintillationstriggers geschieht mittels SiPMs, die aufgrund des hohen Dunkelrauschens in Koinzidenzschaltung verwendet werden.

Zum Testen der Setups wurde zunächst die verbesserte Version der Triggerschaltung in Betrieb genommen. Hier kann die Triggerschwelle über ein digitales Potentiometer eingestellt werden, was die Aufnahme von Koinzidenzspektren der SiPMs ermöglicht. Durch die modulare Schrittweitensteuerung und die Offsetkorrektur durch den Mikrocontroller konnten dabei die unterschiedlichen Verstärkungscharakteristiken der SiPMs wie auch der Auslesekanäle berücksichtigt werden, wodurch genaue Messungen erst möglich sind. In der Revision dieser Triggerschaltung kann weiterhin die Signaldauer und der Offset über analoge Potentiometer eingestellt werden.

Zur Simulation der Neutronenkonversionen im Laboraufbau wurde ein  $\alpha$ -Strahlungsemitter verwendet. Die Spektren koinzidenter Photonen aller Setups wurden positionsabhängig verglichen und es stellte sich heraus, dass wellenlängenschiebende Fasern die größte Photonenausbeute liefern. Die Anordnung, bei welcher zwei WLS-Fasern mittig rückseitig kontaktiert auf dem Glasträger angebracht wurden, erzielte die beste Photonenausbeute. Hier sind die Lichtverluste zwischen den unterschiedlichen Positionen entlang des Lichtleiters am geringsten. Von den maximal 3000 im Szintillator entstehenden Photonen pro  $\alpha$ -Teilchen konnten durch zwei SiPMs in etwa 10 Photonen nachgewiesen werden.

Um die Lichtleitung des Setups zu erhöhen, können die WLS-Fasern mit optischem Kleber am Lichtleiter befestigt werden. Außerdem sollten die Fasern an der Seite, die nicht ausgelesen wird, verspiegelt werden. Die Auskopplung des Lichts in die SiPMs kann durch die Verwendung eines optischen Kontaktmittels und präzises Abschleifen der Faserenden verbessert werden.

Aufbauend auf den Ergebnissen dieser Arbeit wurde ein Redesign für den Szintillationstrigger entworfen und vorgestellt, welches den deutlich effektiveren Photonennachweis mittels wellenlängenschiebender Fasern zu Nutze macht. Hierbei wird auf eine physische Trennung des Lichtleiters und des zugehörigen Szintillators verzichtet und statt dessen eine geometrische Segmentierung durch die darauf aufliegenden Fasern realisiert.

## Literatur

- [1] T. U. München, *Archäologie wird mit Neutronen sichtbar: Nippes aus dem alten Rom*, 2009, URL: <https://www.frm2.tum.de/aktuelles-medien/presse/newsarchiv/news-single-view/article/archaeologie-wird-mit-neutronen-sichtbar-nippes-aus-dem-alten-rom/> (siehe S. 1).
- [2] G. Knoll, *Radiation detection and measurement*, 4. Aufl., Wiley, 2010, ISBN: 0-471-49545X (siehe S. 1).
- [3] M. Zreda u. a., *Measuring soil moisture content non-invasively at intermediate spatial scale using cosmic-ray neutrons*, *Geophysical Research Letters* **35** (2008) L21402, ISSN: 1944-8007, URL: <http://dx.doi.org/10.1029/2008GL035655> (siehe S. 1).
- [4] F. Fernandez-Alonso und D. Price, *Neutron Scattering – Applications in Biology, Chemistry, and Materials Science*, Bd. 49, *Experimental Methods in the Physical Sciences*, Elsevier Science, 2017 782, ISBN: 9780128053249, URL: <https://www.elsevier.com/books/neutron-scattering-applications-in-biology-chemistry-and-materials-science/fernandez-alonso/978-0-12-805324-9> (siehe S. 1).
- [5] H. Abele, *The neutron. Its properties and basic interactions*, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **60** (2008) 1, ISSN: 0146-6410, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641007000622> (siehe S. 1).
- [6] D. Shea und D. Morgan, *The Helium-3 Shortage: Supply, Demand, and Options for Congress*, CRS Report for Congress (2010), R41419, URL: <https://www.fas.org/sqp/crs/misc/R41419.pdf> (siehe S. 1).
- [7] D. Nygren, „The Time Projection Chamber: A New 4pi Detector for Charged Particles“, *1974 PEP summer study*, Bd. C740805, 1974 58, URL: <http://lss.fnal.gov/conf/C740805/p58.pdf> (siehe S. 1).
- [8] M. Chefdeville u. a., *An electron-multiplying Micromegas grid made in silicon wafer post-processing technology*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **556** (2006) 490, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900205021418> (siehe S. 1).
- [9] X. Llopart u. a., *Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **581** (2007) 485, VCI 2007, *Proceedings of the 11<sup>th</sup> International Vienna Conference on Instrumentation*, ISSN: 0168-9002, URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207017020> (siehe S. 1).
- [10] M. Lupberger u. a., „InGrid: Pixelated Micromegas detectors for a Pixel-TPC“, *Proceedings of Science*, Bd. TIPP 2014, 2014 9, URL: [https://pos.sissa.it/archive/conferences/213/225/TIPP2014\\_225.pdf](https://pos.sissa.it/archive/conferences/213/225/TIPP2014_225.pdf) (siehe S. 1).
- [11] T. Wagner, *Design and prototyping of two high resolution boron based neutron detectors BODELARIRE and BASTARD*, to be published, Master Thesis: University of Bonn, 2017 (siehe S. 1).

- 
- [12] K. Ghassemi u. a., „MPPC - Technical note“, hrsg. von Y. Ohashi u. a., HAMAMATSU PHOTONICS K.K., 2017,  
URL: [http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc\\_kapd9005e.pdf](http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd9005e.pdf)  
(siehe S. 1, 5, 6, 17).
- [13] F. Schmidt, *Entwicklung eines SiPM-Szintillationstrigger für einen Neutronendetektor*, Bachelor Thesis: University of Bonn, 2017 (siehe S. 1, 12).
- [14] H. Kolanski und N. Wermes, *Teilchendetektoren - Grundlagen und Anwendungen*, Springer Spektrum, 2016, ISBN: 978-3-662-45349-0 (siehe S. 3–7).
- [15] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, 1984, ISBN: 3-519-03058-6 (siehe S. 3).
- [16] P. Convert und J. B. Forsyth, *Position-Sensitive Detection of Thermal Neutrons*, Academic Press, 1983, ISBN: 978-0-121-86180-3 (siehe S. 3).
- [17] M. Köhli u. a., *Efficiency and spatial resolution of the CASCADE thermal neutron detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **828** (2016) 242,  
URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S01689002163037226>  
(siehe S. 3).
- [18] C. Leroy und P.-G. Rancoita, *Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection*, 3. Aufl., World Scientific, 2011, ISBN: 978-981-4360-51-7 (siehe S. 4).
- [19] J. B. Birks u. a., *The theory and practice of scintillation counting*, Pergamon Press, 1964, ISBN: 978-0-08-010472-0 (siehe S. 4).
- [20] Saint-Gobain Ceramics & Plastics, *BC-400,BC-404,BC-408,BC-412,BC-416 Premium Plastic Szintillators*, 2016,  
URL: <http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/sgc-bc400-404-408-412-416-data-sheet.pdf> (siehe S. 5, 10).
- [21] Saint-Gobain Ceramics & Plastics, *Organic Scintillation Materials and Assemblies*, 2016,  
URL: <http://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/sgc-organics-plastic-scintillators.pdf> (siehe S. 5, 10).
- [22] KURARAY CO., *Plastic Scintillating Fibers (Materials and Structures)*,  
URL: <http://kuraraypsf.jp/psf/index.html> (siehe S. 6, 31).
- [23] M. Köhli, *Persönliche Korrespondenz*, (2017) (siehe S. 8).
- [24] C. Grupen, *Grundkurs Strahlenschutz - Praxiswissen für den Umgang mit radioaktiven Stoffen*, 4, überarbeitete und ergänzte Auflage, Springer Spektrum, 2008, ISBN: 978-3-540-75848-8 (siehe S. 10).
- [25] HAMAMATSU PHOTONICS K.K., *MPPCs and MPPC modules for precision measurement*, Cat. No. KAPD0004E04, 2016,  
URL: [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc\\_kapd0004e.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/mppc_kapd0004e.pdf)  
(siehe S. 11).
- [26] iseg Spezialelektronik GmbH, *VHS Standard HV Modules with Common-GND and VME Interface*, 2012,  
URL: <http://download.iseg-hv.com/SYSTEMS/VME/VHS/VHSCxxx.pdf> (siehe S. 12).

- [27] Analog Device, *AD5124/AD5144/AD5144A Data Sheet*,  
URL: [http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD5124\\_5144\\_5144A.pdf](http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD5124_5144_5144A.pdf) (siehe S. 12).
- [28] A. AG, *Arduino Mega 2560*, 2016,  
URL: <https://store.arduino.cc/arduino-mega-2560-rev3> (siehe S. 12).
- [29] A. Neundorf, *Cutecom - A graphical serial terminal*, 2017,  
URL: <https://github.com/neundorf/CuteCom> (siehe S. 13).
- [30] Bosch, *BME280 Combined humidity and pressure sensor*, 2016,  
URL: [https://ae-bst.resource.bosch.com/media/\\_tech/media/datasheets/BST-BME280\\_DS001-11.pdf](https://ae-bst.resource.bosch.com/media/_tech/media/datasheets/BST-BME280_DS001-11.pdf) (siehe S. 13).
- [31] F. Schmidt, *SiPM Trigger Controller&Counter*, 2017,  
URL: <https://github.com/ffschm/SiPMTriggerFirmware> (siehe S. 45).
- [32] A. AG, *Arduino IDE*, 2017, URL: <https://www.arduino.cc/en/Main/Software>  
(siehe S. 45).

### Danksagung

---

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Zunächst einmal bei Klaus und Jochen, für ein Bachelorarbeitsthema, in dem man basteln kann und eine tolle Arbeitsgruppe, in der man sich wirklich wohl fühlt.

Vielen, vielen Dank auch an Markus und Fabian, für die unermüdliche Hilfe (vor allen Dingen auch bei der Korrektur der Bachelorarbeit) und dafür, dass man euch einfach alles fragen kann und ihr fast immer eine Antwort wisst. Fabian außerdem noch besonderer Dank für die große Hilfe bei der Entwicklung der Microcontroller-Firmware.

Weiterhin bin ich auch sehr dankbar für den Rückhalt meiner Familie und meiner Freunde, die mich, in dem was ich gemacht habe, immer wieder bestärkt haben und auch in einigen verzweifelten Momenten Mut gemacht haben.





---

## Die Triggerschaltung - Microcontroller-Firmware und Schaltplan

---

Die Firmware ist frei verfügbar unter der GNU General Public License in Version 3 (GNU GPLv3) [31]. Zum Aufspielen der Firmware auf den Arduino wird die Arduino IDE [32] verwendet. Dazu werden einige Bibliotheken verwendet, welche teils schon mit der Arduino IDE mitgeliefert werden, teils manuell installiert werden müssen.

- **FreqCount**: Misst die Frequenz des Triggersignals durch das Zählen der Triggerpulse in einem festen Zeitintervall.
- **SPI**: Ermöglicht die Kommunikation mit Geräten (hier das digitale Potentiometer) über einen SPI (Serial Peripheral Interface)-Bus.
- **AD5144**: Stellt Befehle zum Lesen und Schreiben der einzelnen Kanäle des digitalen Potentiometers zur Verfügung.
- **OneWire** (mitgeliefert): Ermöglicht die Kommunikation mit Geräten (hier der Umweltsensor) über One-Wire. One-Wire ist eine serielle Schnittstelle bestehend aus nur einer Datenleitung, welche gleichzeitig zur Stromversorgung des Gerätes genutzt wird.
- **SparkFun BME280**: Dient der Nutzung eines Bosch BME280 Umweltsensors zur Messung der Temperatur, relativen Luftfeuchte und des Luftdrucks.
- **AnotherSerialCommand**: Eine Bibliothek zum Parsen von Nutzer-Befehlen, welche mit dem Computer auf der seriellen Schnittstelle zum Arduino gesendet wurden.
- **LiquidCrystal** (mitgeliefert): Ermöglicht die Ansteuerung von LCDs, welche mit dem Hitachi HD44780-Chipsatz kompatibel sind. Dies ist ein typischer Chipsatz für kleine ein- bzw. mehrzeilige LCDs.
- **RTCLib**: Stellt Methoden zur Nutzung verschiedener Echtzeituhr (RTC)- ICs zur Verfügung, mit denen das aktuelle Datum und die Uhrzeit gesetzt und gelesen werden können.

Das Aufspielen der Firmware werden benötigt bis auf die Angabe der Hardware-Version des SiPM-Boards (Scinti\_Readout v1 oder Scinti\_Readout v2) keine weitere Konfiguration.

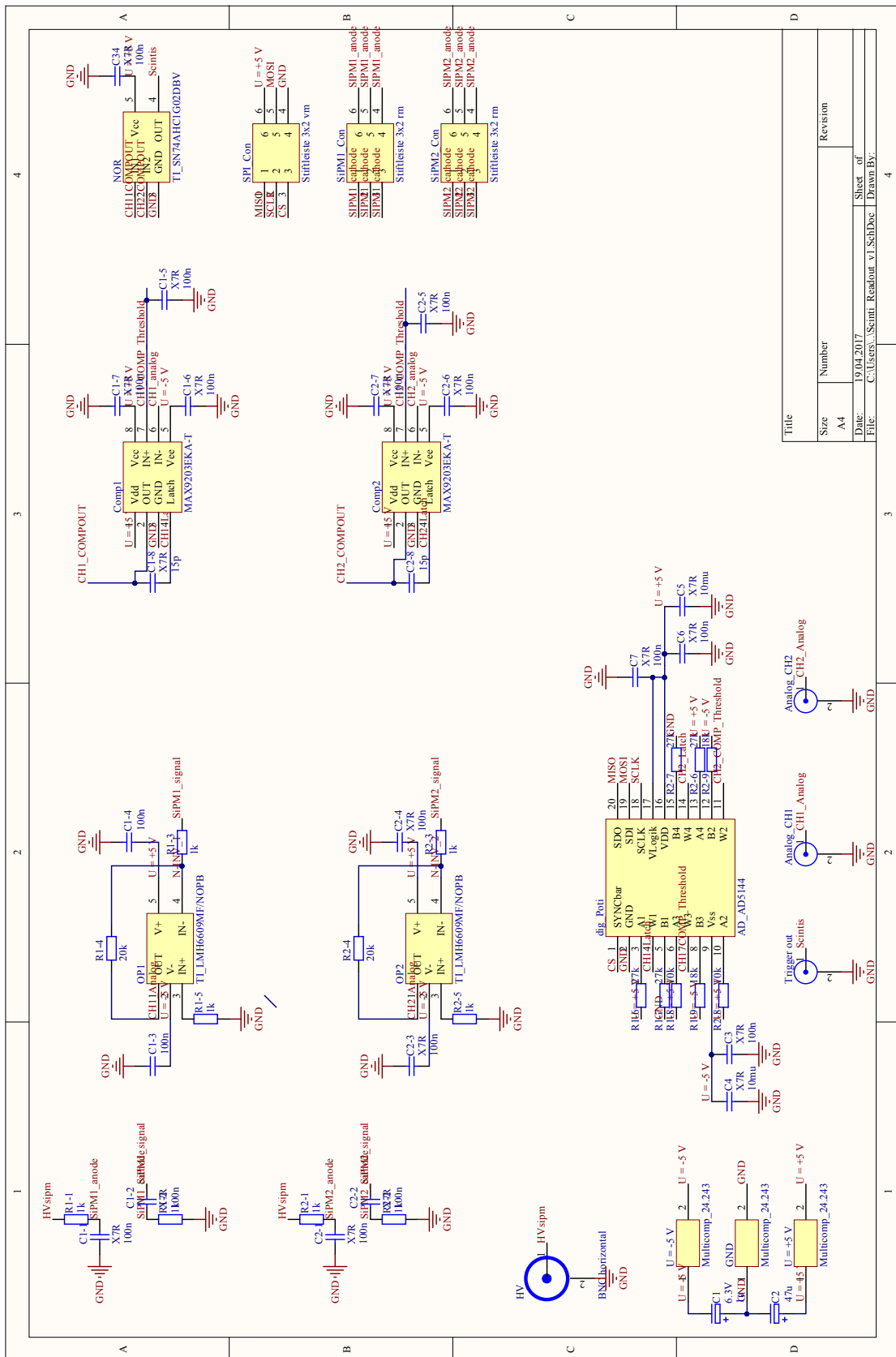


Abbildung A.1: Schaltplan des verwendeten Triggerschaltung Version Scinti\_Readout v1

# Abbildungsverzeichnis

---

2.1	$\pi$ -Energieübergänge bei organischen Molekülen . . . . .	4
2.2	Avalanche-Photodiode mit Feldstärke $E$ in den verschiedenen Bereichen . . . . .	5
2.3	Aufbau des Bodelaire Detektors . . . . .	8
3.1	Draufsicht des eingepackten Szintillatorsetups mit Positionen der $\alpha$ -Quelle . . . . .	9
3.2	Seitenansicht von Szintillator und Lichtleiter der Typen a und b. . . . .	10
3.3	Unterschiedliche Setups zur Auslese des Szintillators . . . . .	11
3.4	Schematischer Versuchsaufbau mit SiPMs, Triggerschaltung, Spannungsversorgung, Arduino und PC . . . . .	12
3.5	Foto der verwendeten Triggerschaltung . . . . .	13
4.1	Signale des lichtdicht eingepackten SiPM bei einer Betriebsspannung von $U_{op} = 54,8$ V	15
4.2	SiPM-Dunkelspektrum bei $U_{op} = 54,8$ V, Schwelle in DAC-Werten . . . . .	16
4.3	SiPM-Dunkelspektrum bei $U_{op} = 54,8$ V, Schwelle in p.e.-Einheiten . . . . .	18
4.4	Dunkelspektren der unterschiedlichen SiPMs, die für den Versuchsaufbau getestet wurden	18
4.5	Koinzidenzspektren des Setups Sa mit $\sigma_k = 0.086$ p.e. . . . .	20
4.6	Koinzidenzspektren des Setups Sb mit $\sigma_k = 0.082$ p.e. . . . .	21
4.7	Koinzidenzspektren des Setups F1a mit $\sigma_k = 0.072$ p.e. . . . .	21
4.8	Koinzidenzspektren des Setups F1b mit $\sigma_k = 0.073$ p.e. . . . .	22
4.9	Koinzidenzspektren des Setups F2a mit $\sigma_k = 0.078$ p.e. . . . .	22
4.10	Koinzidenzspektren des Setups W1a mit $\sigma_k = 0.080$ p.e. . . . .	23
4.11	Koinzidenzspektren des Setups W2a mit $\sigma_k = 0.079$ p.e. . . . .	23
4.12	Koinzidenzspektren des Setups W3a mit $\sigma_k = 0.079$ p.e. . . . .	24
4.13	Koinzidenzspektren des Setups W3a* mit $\sigma_k = 0.075$ p.e. . . . .	24
4.14	Koinzidenzspektren des Setups W3Da* mit $\sigma_k = 0.076$ p.e. . . . .	25
4.15	Koinzidenzspektren des Setups W4a mit $\sigma_k = 0.081$ p.e. . . . .	25
4.16	Koinzidenzspektren des Setups W5a mit $\sigma_k = 0.078$ p.e. . . . .	26
4.17	Koinzidenzspektren des Setups W6a mit $\sigma_k = 0.083$ p.e. . . . .	26
4.18	Koinzidenzspektren des Setups W3 mit abgeklebter $\alpha$ -Quelle zur Evaluierung des Einflusses von $\gamma$ -Strahlung auf die Messung . . . . .	27
5.1	Schematischer Verlauf des Koinzidenzspektrums aus zwei Einzelspektren . . . . .	30
5.2	Pulshöhen abhängig von der Zahl der gemessenen koinzidenten Photoelektronen des Setups W2a . . . . .	32
5.3	Pulshöhen abhängig von der Zahl der gemessenen koinzidenten Photoelektronen des Setups W3a* . . . . .	32

5.4	Pulshöhen abhängig von der Zahl der gemessenen koinzidenten Photoelektronen des Setups W3a . . . . .	33
5.5	Gesamtraten an detektierten Photonen jeder Position für die Setups W2a, W3a, W3a um $\sigma_{\text{koin}}$ korrigiert und W3a* abhängig vom Abstand $a$ zu den SiPMs . . . . .	35
6.1	Redesign des Szintillationstriggers . . . . .	37
A.1	Schaltplan des verwendeten Triggerschaltung Version Scinti_Readout v1 . . . . .	46

# Tabellenverzeichnis

---

3.1	Charakteristische Eigenschaften der verwendeten SiPMs bei $T = 25\text{ °C}$ . . . . .	11
4.1	Parameter zur Bestimmung von Verstärkung und Offset . . . . .	17
5.1	Abgeschätzte Werte für die Rate der Rauschen-Photon und Dunkel-Photon-Koinzidenzen $\sigma_{\text{koin}}$ für das Setup W3a . . . . .	34
5.2	Anpassungsparameter der Exponentialfunktionen an die gemessenen Gesamtraten der Setups W2a, W3a <sub>korrr</sub> , W3a* aus Abbildung 5.5 . . . . .	36