



Carlo Licciulli

---

Präzise Zeitmessung für das Mu3e-Experiment

Masterarbeit

HD-KIP 13-69



Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Masterarbeit

Im Studiengang Physik

vorgelegt von

Carlo Licciulli

geboren in Monopoli

2013



# Präzise Zeitmessung für das Mu3e-Experiment

Die Masterarbeit wurde von Carlo Licciulli

ausgeführt am

Kirchhoff-Institut für Physik (KIP)

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon



## Zusammenfassung

Ziel des Mu3e-Experiments ist, nach dem Leptonzahl verletzenden Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  mit einer Sensitivität von eins in  $10^{16}$  zu suchen. Um die Untergrundprozesse zu unterdrücken, ist eine sehr hohe Impuls-, Zeit- und Vertexpföpfung erforderlich. Der Mu3e-Kacheldetektor, ein aus organischen Szintillatoren und Silizium-Photomultipliern (SiPM) bestehendes Detektor-System, wird zur Messung der Flugzeit der Elektronen verwendet. Eine Zeitaufpföpfung besser als 100 ps ( $\sigma$ ) wird als Ziel gesetzt.

In dieser Arbeit werden Effekte untersucht, die die Zeitaufpföpfung und die Signalform eines Szintillator-SiPM-Systems beeinflussen. Die Messungen wurden am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg mit einem Elektronenstrahl mit einer Energie von 1 GeV durchgeföhrt. Unterschiedliche Szintillator-Geometrien, -Materialien und Beschichtungen, sowie verschiedene SiPM-Modelle wurden getestet.

Die Pulsformen wurden mit dem DRS4-Chip digitalisiert, sodass die Analyse *offline* durchgeföhrt werden konnte. Die Zeitstempel wurden mit Hilfe der *Leading-Edge*-Methode zusammen mit einer *Timewalk*-Korrektur bestimmt. Für ein System mit einem  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  Szintillator aus dem Material BC-408 wurde eine Zeitaufpföpfung von  $\sigma=93$  ps gemessen. Mit einem  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  Szintillator aus demselben Material wurde eine Zeitaufpföpfung von  $\sigma=45$  ps gemessen. Eine schmale Szintillator-Geometrie ist entscheidend für eine exzellente Zeitaufpföpfung. Für beide Messungen wurden die Szintillatoren von einem SiPM der Firma Hamamatsu mit einer aktiven Fläche von  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  ausgelesen.

## Abstract

The aim of the Mu3e experiment is to search for the lepton flavour violating (LFV) decay  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  with a sensitivity of one in  $10^{16}$ . A very high momentum, time and vertex resolution is needed in order to suppress the background processes. The Mu3e tile detector, a detector-system made of organic scintillators and silicon photomultipliers (SiPM), is used for Time-Of-Flight measurements. The time resolution aimed for is below 100 ps ( $\sigma$ ).

In this thesis effects influencing the time resolution and the signal shape of a Scintillator-SiPM-System are studied. The measurements were performed at DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg with an electron beam energy of 1 GeV. Different tile geometries, materials and wrapping as well as different models of SiPMs were tested.

The signals of the SiPMs were digitized with the DRS4-Chip, such that the analysis could be done offline. The time-stamps were determined with the leading edge method together with a timewalk correction. A time resolution of  $\sigma=93$  ps was achieved for a  $7.5 \times 8.5 \times 5 \text{ mm}^3$  tile using the scintillator material BC-408. Using the same material a time resolution of  $\sigma=45$  ps was measured for a tile with a dimension of  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$ . A narrow tile geometry is crucial in order to achieve an excellent time resolution. For both measurements the tiles were readout by a Hamamatsu SiPM with an active area of  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ .



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das Mu3e-Experiment</b>	<b>3</b>
2.1	Physikalische Motivation . . . . .	3
2.2	Signal und Untergrund . . . . .	5
2.3	Der Mu3e-Detektor . . . . .	7
2.4	Der Kacheldetektor . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Detektoren zur Zeitmessung</b>	<b>13</b>
3.1	Wechselwirkung von Elektronen mit Materie . . . . .	13
3.2	Organische Szintillatoren . . . . .	14
3.3	Silizium-Photomultiplier . . . . .	16
3.4	Statistik der Photodetektion . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Messung der Zeitauflösung eines Szintillator-SiPM-Systems</b>	<b>29</b>
4.1	Messprinzip . . . . .	29
4.2	Der primäre Teilchenstrahl . . . . .	30
4.3	Versuchsaufbau . . . . .	32
4.4	Ausleseelektronik . . . . .	34
4.5	Getestete Szintillatoren und SiPMs . . . . .	36
<b>5</b>	<b>Datenanalyse</b>	<b>41</b>
5.1	Signalform . . . . .	41
5.2	Signalamplitude . . . . .	45
5.3	Korrelation zwischen Anstiegszeit des Signals und Amplitude . . . . .	49
5.4	Anstiegszeit des Signals . . . . .	50
5.5	Methoden zur Bestimmung der Zeitstempel . . . . .	52
5.6	Vergleich <i>Leading-Edge</i> - und <i>Constant-Fraction</i> -Methode . . . . .	56
5.7	Einfluss der Beschichtung und der optischen Kopplung . . . . .	57
5.8	Zeitauflösung von Systemen mit verschiedenen SiPM-Modellen . . . . .	59
5.9	Zeitauflösung von Systemen mit verschiedenen Szintillator-Geometrien . . . . .	61
5.10	Auftreffwinkelabhängigkeit . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>67</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>69</b>



# 1 Einführung

Die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen wurden sehr intensiv im Laufe der letzten Jahrzehnte untersucht. Die Vorhersagen des Standardmodells der Teilchenphysik, eine Quantenfeldtheorie zur Beschreibung der elektroschwachen und starken Wechselwirkungen, wurden von vielen Experimenten bestätigt. Vieles kann jedoch nicht durch das Standardmodell erklärt werden. Die gravitative Wechselwirkung zwischen Teilchen wird nicht im Standardmodell betrachtet. Die Parameter des Standardmodells, wie z.B. die Fermionenmassen, werden aus experimentellen Beobachtungen bestimmt und können nicht aus der Theorie hergeleitet werden. Warum mehr Materie als Antimaterie im Universum vorhanden ist (*Baryonenasymmetrie*), und warum die „Stärken“ der verschiedenen Wechselwirkungen so unterschiedlich sind (*Hierarchieproblem*), kann auch nicht vom Standardmodell erklärt werden. Außerdem entspricht die *baryonische* Materie, die das Standardmodell beschreibt, nur 4% der Materie des Universum, welches von der *dunklen* Materie dominiert ist. Aus diesen Gründen werden neue theoretische Modelle entwickelt. Beispiele solcher Modelle sind *grand unified*, supersymmetrische, *left-right* symmetrische und *extended Higgs sector* Modelle.

Die Neutrinomasse wird im Standardmodell als Null angenommen. Beobachtungen von Neutrino-Oszillationen zeigen allerdings, dass Neutrinos eine von Null verschiedene Masse besitzen. Im Standardmodell ist die Leptonenzahl erhalten. Jedoch ermöglichen Neutrino-Oszillationen, dass sich Leptonen einer Familie in Leptonen einer anderen Familie umwandeln. Solche Prozesse verletzen die Leptonenzahl (LFV) genannt. Mit der Erweiterung des Standardmodells auf massive Neutrinos sind LFV-Prozesse zugelassen, jedoch mit einer verschwindend kleinen Wahrscheinlichkeit. Bei den oben genannten neuen theoretischen Modellen werden LFV-Prozesse mit einem viel höherem Verzweigungsverhältnis als im Standardmodell vorhergesagt. Mit Präzisionsexperimenten kann nach solchen neuen Phänomenen gesucht werden und die Parameter der oben genannten neuen Theorien können bestimmt oder wenigstens auf einen engeren Wertebereich eingeschränkt werden.

In verschiedenen Experimenten wird nach LFV-Prozessen gesucht. Im Rahmen dieser Arbeit werden Messungen vorgestellt, die zur Entwicklung eines Detektors für das Mu3e-Experiment [Col12] durchgeführt wurden. Beim Mu3e-Experiment wird nach dem Leptonenzahl verletzenden Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$  gesucht. Ziel des Experiments ist es diesen Zerfall zu beobachten, falls sein Verzweigungsverhältnis höher als  $10^{-16}$  ist. Das erwartete Verzweigungsverhältnis des Zerfalls im auf Neutrino-Oszillationen erweiterten Standardmodell ist  $B \ll 10^{-50}$  [Col12], was experimentell nicht nachzuweisen wäre. Würde man diesen Zerfall innerhalb der angestrebten Sensitivität beobachten, wäre das ein eindeutiger Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells. Um eine so hohe Sensitivität zu erreichen, müssen die Untergrundprozesse beim Mu3e-Experiment sehr effizient unterdrückt werden. Daher wird beim Mu3e-Detektor eine sehr hohe Zeit-, Vertex- und Impulsauflösung gefordert.

Beim Mu3e-Experiment wird angestrebt, die Flugzeit der Zerfallselektronen mit einer Zeitauflösung besser als 100 ps zu messen. Die Flugzeit der Zerfallselektronen wird von vielen nebeneinander liegenden Szintillator-Kacheln bestimmt, die einzeln von Silizium-Photomultipliern (SiPMs) ausgelesen werden. Jeder zur Zeitmessung verwendete Detektor besitzt eine Zeitauflösung, die von mehreren Faktoren abhängt. Im Fall eines Szintillator-SiPM-Systems sind sol-

che Faktoren z.B. die Art des Szintillators (Material und Geometrie), das Modell des SiPMs, die optische Kopplung zwischen Szintillator und SiPM, die Art des primären einfallenden Teilchens, seine Energie, unter welchem Winkel es auf den Szintillator einfällt und welche Temperatur herrscht.

In dieser Arbeit wurde untersucht, wie die Zeitauflösung eines einzelnen Szintillator-SiPM-Systems optimiert werden kann. Hierzu wurde ermittelt, wie die Auflösung von den oben genannten Faktoren abhängt. Die Messungen wurden am DESY (Deutsches Elektronen-Synchrotron) in Hamburg durchgeführt, wo ein Elektronenstrahl mit einer Energie von  $\mathcal{O}(1 \text{ GeV})$  zur Verfügung gestellt wurde. Verschiedene Szintillator-Geometrien, -Materialien und -Beschichtungen wurden in Kombination mit verschiedenen SiPM-Modellen bezüglich der Zeitauflösung verglichen. Bei der Datenanalyse wurde ferner untersucht, wie sich die Amplitude und Anstiegszeit der gemessenen Pulsformen bei den verschiedenen Konfigurationen verändern.

Ein Überblick über den theoretischen Hintergrund und das Detektor-Design des Mu3e-Experiments wird in Kapitel 2 gegeben. Die angewandten Nachweismethoden zur Messung der Flugzeit der Elektronen werden in Kapitel 3 beschrieben, in welchem der Szintillationsmechanismus organischer Szintillatoren und das Funktionsprinzip eines SiPMs diskutiert werden. In Kapitel 4 werden der Messaufbau, die verwendeten Szintillatoren und SiPM-Modelle vorgestellt. Schließlich werden in Kapitel 5 die Methoden und Ergebnisse der durchgeführten Datenanalyse gezeigt und diskutiert.

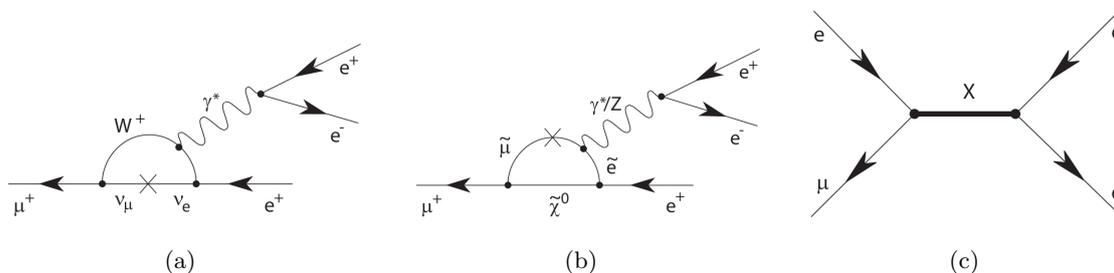
## 2 Das Mu3e-Experiment

Ein Überblick über das Mu3e-Projekt wird in diesem Kapitel gegeben. In Abschnitt 2.1 wird die Theorie des Zerfalls  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  vorgestellt und es wird begründet, warum man bei der Suche nach diesem Zerfall sehr sensitiv auf Physik jenseits des Standardmodells ist. Die Kinematik des Zerfalls und die Prozesse, die zum Untergrund beitragen, werden in Abschnitt 2.2 beschrieben. In Abschnitt 2.3 werden die unterschiedlichen Bestandteile des Mu3e-Detektors und ihre Aufgaben erklärt. Der Kachel-detektor, das Modul für die Messung der Flugzeit der Elektronen, wird separat in Abschnitt 2.4 erklärt, da er aus den Szintillator-SiPM-Systemen besteht, die im Rahmen dieser Arbeit bezüglich der Zeitaufösung untersucht werden.

### 2.1 Physikalische Motivation

Der Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  ist nach dem Standardmodell der Teilchenphysik ein verbotener Zerfall, da nach diesem Modell die Leptonenfamilienzahl an jedem Vertex erhalten ist. Verschiedene Experimente ([SKC03], [SC15] und [KC21]) haben gezeigt, dass sich Neutrinos einer Familie in Neutrinos einer anderen Familie umwandeln können. Diese Prozesse werden Neutrino-Oszillationen genannt. Wenn man das Standardmodell um die Neutrino-Oszillationen erweitert, ist der Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  erlaubt. In Abbildung 2.1a ist das zugehörige Feynman-Diagramm aufgezeichnet. Ein Myon-Neutrino wandelt sich in ein Elektron-Neutrino um. Das verbleibende Elektron-Positron-Paar wird aus einem virtuellen Photon erzeugt. Der experimentelle Nachweis des Myonzerfalls nach diesem Schema wäre allerdings unmöglich, da erwartet wird, dass sein Verzweigungsverhältnis  $B \ll 10^{-50}$  ist [Col12]. Wenn man den Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  mit einem viel höheren Verzweigungsverhältnis beobachten würde, würde das einen eindeutigen Hinweis auf neue Physik geben.

Bei verschiedenen theoretischen Modellen jenseits des Standardmodells ist die Leptonenfamilienzahl keine Erhaltungsgröße (*Lepton Flavor Violation*, kurz LFV) und der Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  wird mit einem viel höheren Verzweigungsverhältnis vorhergesagt [Col12].

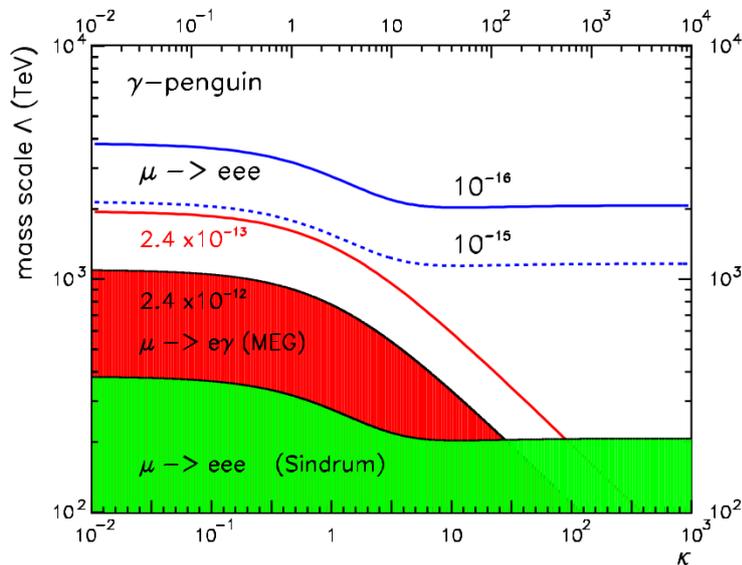


**Abbildung 2.1:** Feynman-Diagramme des Zerfalls  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ . a) Zerfall nach dem mit Neutrinooszillationen erweiterten Standardmodell. b)  $\gamma/Z$  - penguin-Diagramm mit supersymmetrischen Teilchen. c) tree-Diagramm mit einem unbekanntem Teilchen  $X$  [Col12].

In Abbildung 2.1b wird gezeigt, wie der Zerfall durch supersymmetrische Teilchen ermöglicht werden kann. Dieses Diagramm wird  $\gamma$ -*penguin*- oder  $Z$ -*penguin*-Diagramm genannt, je nachdem, ob ein virtuelles Photon oder ein  $Z$ -Boson enthalten ist [Col12]. Ein weiteres mögliches Zerfallsschema ist durch ein *tree*-Diagramm gegeben und ist in Abbildung 2.1c dargestellt. Der Zerfall wird durch ein Teilchen  $X$  ermöglicht [Col12].

Wie man in Abbildung 2.2 sehen kann, ist man bei der Suche nach dem Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  sensitiv auf sehr hohen Massenskalen  $\Lambda$ , die Skala der neuen Physik [Col12]. Für ein Verzweigungsverhältnis des Zerfalls  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  von  $10^{-16}$  ist man auf Massenskalen größer als  $10^3$  TeV sensitiv. Der Parameter  $\kappa$  gewichtet den Beitrag des *penguin*- und des *tree*-Diagramms. Hohe  $\kappa$ -Werte bedeuten hohe Beiträge des *tree*-Diagramms. Das genaue Verhältnis der Beiträge des  $Z$ -*penguin*- und des  $\gamma$ -*penguin*-Diagramms ist nicht bekannt. In Abbildung 2.2 wurden nur die Beiträge des  $\gamma$ -*penguin*-Diagramms mitberücksichtigt.

Die Sensitivität des Mu3e-Experiments auf neue Physik wird verglichen mit der Sensitivität von anderen Experimenten. Mit dem *SINDRUM*-Experiment wurde ebenfalls nach dem Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  gesucht. Mit diesem Experiment wurde gezeigt, dass das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  kleiner als  $10^{-12}$  ist [SC88]. Ziel des *MEG*-Experiments ist hingegen, nach dem leptonfamilienzahlverletzenden Zerfall  $\mu \rightarrow e\gamma$  zu suchen. Ein Verzweigungsverhältnis größer als  $2,4 \cdot 10^{-12}$  wurde bisher ausgeschlossen [MCex]. Ziel dieses Experiments ist, eine Sensitivität von  $2,4 \cdot 10^{-13}$  zu erreichen. Bei diesem Zerfall spielt nur das  $\gamma$ -*penguin*-Diagramm eine Rolle, sodass diese Messung nur bei kleinen  $\kappa$ -Werten auf neue Physik sensitiv ist [Col12].



**Abbildung 2.2:** Sensitivität des Mu3e-Experiments auf neue Physik. Für ein Verzweigungsverhältnis des Zerfalls  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  von  $10^{-16}$  ist man beim Mu3e-Experiment auf Massenskalen  $\Lambda$  im Bereich  $\mathcal{O}(10^3 - 10^4$  TeV) sensitiv. Der Parameter  $\kappa$  entspricht einem Maß für die Beiträge des *penguin*- und des *tree*-Diagramms [Col12].

## 2.2 Signal und Untergrund

Bei der Suche nach dem Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  wird nach drei Spuren von Elektronen/Positronen<sup>1</sup> gesucht, die besondere Eigenschaften besitzen. Diese Eigenschaften, die das gesuchte Signal kennzeichnen, werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Darauf werden andere mögliche Zerfallskanäle des Myons präsentiert, die den Untergrund darstellen, und es wird diskutiert, wie das gesuchte Signal aus diesen Prozessen herausgefiltert werden kann [Col12].

Beim Mu3e-Experiment werden die Myonen in einem Target<sup>2</sup> gestoppt. Aus Impulserhaltungsgründen beträgt dann die Vektorsumme der Elektronenimpulse Null [Col12]:

$$\vec{p}_{tot} = \sum_{i=1}^3 \vec{p}_i = 0 \quad (2.1)$$

Die Energie eines Zerfallselektrons kann aus Impulserhaltungsgründen maximal die Energie  $E_{max} = m_\mu c^2/2$  besitzen und aufgrund der Energieerhaltung entspricht die Summe aus allen drei Energien der Ruhemasse des Myons [Col12]:

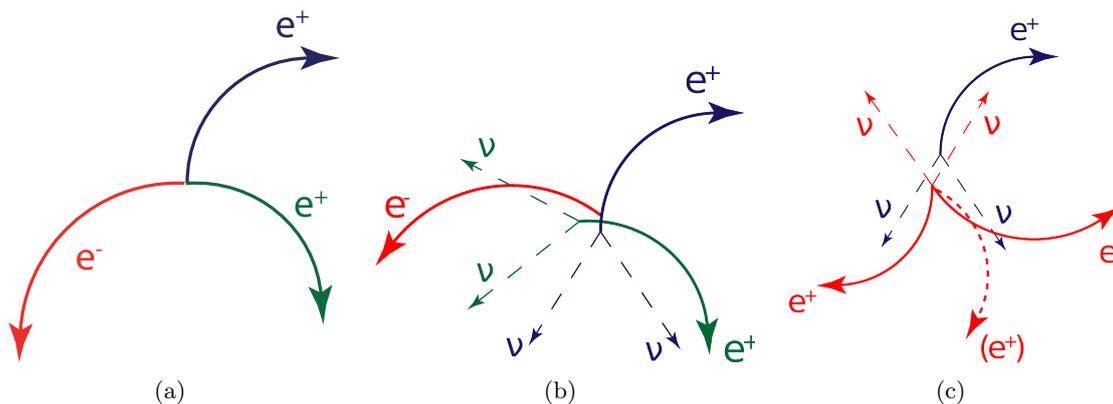
$$\sum_{i=1}^3 E_i = m_\mu c^2 \quad (2.2)$$

Die drei Elektronen stammen aus demselben Vertex und werden koinzident emittiert. Die drei Flugbahnen liegen in einer Ebene. Diese Eigenschaften entsprechen dann den Bedingungen, die die Zerfallselektronen erfüllen müssen, damit man behaupten kann, dass sie aus dem Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  stammen.

Bei der Suche nach dem Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  tragen viele Prozesse zum Untergrund bei. Man unterscheidet zwischen „nicht reduzierbarem Untergrund“ und „zufälligem Untergrund“

<sup>1</sup>Im Folgenden wird anstatt Elektronen/Positronen nur Elektronen geschrieben

<sup>2</sup>Der genaue Aufbau des Experiments wird in Abschnitt 2.3 vorgestellt



**Abbildung 2.3:** a) Topologie des Zerfalls  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ . b) „Zufälliger Untergrund“: Kombination aus einem Positron aus dem Michel-Zerfall und einem Positron-Elektron-Paar, welches aus der Bhabha-Streuung zwischen einem Positron und einem Elektron vom Target resultiert. c) „Zufälliger Untergrund“: Kombination aus „innerer Konversion“ und Michel-Zerfall [int13].

[Col12]. Unter „nicht reduzierbarem Untergrund“ versteht man Prozesse, wie z.B. der Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$ , woraus auch drei Elektronen produziert werden. Diese Art von Untergrund kann nicht unterdrückt werden, falls die Neutrinoimpulse kleiner als die Impulsauffö- sung des Detektors sind. Elektronen, die aus verschiedenen Zerfällen stammen, aber zufällig innerhalb eines sehr kurzen Zeitintervalls emittiert wurden, produzieren den sogenannten „zu- fälligen Untergrund“. Diese Art von Untergrund wächst mit der Rate der zerfallenden Myonen und kann unterdrückt werden, indem der Detektor zusätzlich eine sehr gute Vertex- und Zeit- auflösung besitzt.

Ein positiv geladenes Myon zerfällt in nahezu 100% der Fälle nach dem Schema  $\mu^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$  [PDG12]. Dieser Zerfall wird Michel-Zerfall genannt. Da bei diesem Zerfall nur Positronen er- zeugt werden und beim gesuchten Signal ein Elektron vorhanden ist, trägt dieser Prozess nicht direkt zum Untergrund bei. Es kann aber vorkommen, dass die Flugbahn falsch rekon- struiert wird, dass das Positron als Elektron betrachtet wird und dass es in Koinzidenz mit zwei anderen Positronen gemessen wird. Ein Positron aus dem Michel-Zerfall kann auch mit einem Elektron aus dem Target wechselwirken (Bhabha-Streuung), woraus ein Elektron und ein Positron mit einem gemeinsamen Vertex entstehen. Dieses Paar kann mit einem anderen Positron in Koinzidenz gemessen werden und ebenfalls zum zufälligen Untergrund beitragen (siehe Abbildung 2.3b).

Mit einem Verzweigungsverhältnis von  $1,4 \cdot 10^{-2}$  ist der Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma\bar{\nu}_\mu\nu_e$  der zweithäu- figste Myonzerfall [PDG12]. Aus dem Photon kann ein Elektron-Positron-Paar erzeugt wer- den, das mit einem Positron aus dem Michel-Zerfall zufällig in Koinzidenz gemessen werden könnte. Falls die Paarbildung nach wenigen Mikrometern im Target stattfindet, besitzt dieser Zerfall eine ähnliche Topologie wie die der Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$  (siehe unten). Falls die Paarbildung außerhalb des Targets stattfindet, können diese Ereignisse mit Hilfe einer guten Vertexauflösung ausgeschlossen werden.

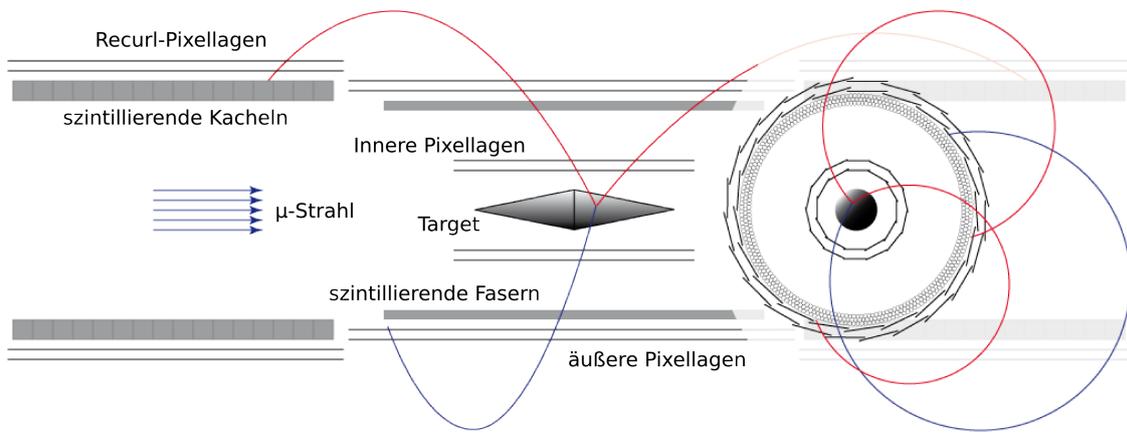
Der Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$  („innere Konversion“) entspricht einer nicht reduzierbaren Untergrundquelle. Das Verzweigungsverhältnis dieses Zerfalls beträgt  $3,4 \cdot 10^{-5}$  [PDG12]. Die zwei Positronen und das Elektron werden vom selben Vertex und koinzident emittiert. Da auch Neutrinos emittiert werden, beträgt die Summe der Impulse der Elektronen allerdings nicht Null. Dieser Untergrundprozess kann durch eine sehr präzise Impulsmessung unterdrückt werden. Der Myonzerfall mit „inneren Konversion“ kann auch zum „zufälligen Untergrund“ beitragen. Ein Elektron und ein Positron aus diesem Zerfall könnten nämlich zufällig in Ko- inzidenz mit einem Positron aus dem Michel-Zerfall gemessen werden (siehe Abbildung 2.3c). Der vom PSI<sup>3</sup> zur Verfügung gestellte Myonenstrahl, enthält eine Pionen-Kontamination im Bereich  $\mathcal{O}(10^{-12})$  [Col12]. Pionzerfälle, die als Untergrund auftreten könnten, sind die Prozesse  $\pi^+ \rightarrow e^+e^-e^+\nu_e$  mit einem Verzweigungsverhältnis von  $3,2 \cdot 10^{-9}$  [PDG12] und  $\pi^+ \rightarrow \mu^+\gamma\nu_\mu$  mit einem Verzweigungsverhältnis von  $2 \cdot 10^{-4}$  [PDG12]. Aufgrund der sehr kleinen Kontami- nation und der sehr niedrigen Verzweigungsverhältnisse ist diese Untergrundquelle vernach- lässigbar.

Aus Simulationsstudie ergibt sich, dass bei einer Rate von  $\approx 10^9$  Myonen/s der Beitrag des „zufälligen Untergrunds“ bei einer sehr guten Zeitaufö- sung und Vertexauflösung klein im Ver- gleich zu der des „nicht reduzierbaren Untergrunds“ ist [Col12]. Das bedeutet, dass für den Erfolg des Experiments eine u.a. exzellente Impulsaufö- sung erforderlich ist.

<sup>3</sup>Das Paul Scherrer Institut (<http://www.psi.ch/>) ist das Institut, an dem das Experiment stattfinden wird

## 2.3 Der Mu3e-Detektor

Ziel des Mu3e-Experiments ist den Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  zu beobachten, falls sein Verzweigungsverhältnis größer als  $10^{-16}$  ist [Col12]. Diese Sensitivität ist vier Größenordnungen höher als die Sensitivität, die beim *SINDRUM*-Experiment [SC88] erreicht wurde (siehe Abschnitt 2.1). Um eine so hohe Sensitivität zu erreichen, müssen entsprechend viele Myonenzerfälle mit einer sehr hohen Effizienz analysiert werden. Das Experiment wird am PSI stattfinden, wo in Zukunft ein Myonstrahl mit einer Rate  $> 2 \cdot 10^9$  Hz zur Verfügung gestellt werden kann. Bei der Realisierung dieses Experiments stößt man auf einige Herausforderungen. In Abschnitt



**Abbildung 2.4:** Der Mu3e-Detektor. Aus Platzgründen wurde nur das mittlere Modul und ein Kacheldetektor aufgezeichnet. Auf der rechten Seite ist der Querschnitt des mittleren Moduls zu sehen. Der gesamte Detektor ist ein 180 cm langer Zylinder mit einem Durchmesser von etwa 15 cm [Col12].

2.2 wurden verschiedene Untergrundprozesse vorgestellt. Um den Untergrund aufgrund des Zerfalls  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+\bar{\nu}_\mu\nu_e$  zu minimieren („nicht reduzierbarer Untergrund“) wird eine Impulsauflösung besser als  $0,5 \text{ MeV}/c$  gefordert. Eine Vertexpauflösung besser als  $200 \mu\text{m}$  und eine Zeitauflösung besser als  $100 \text{ ps}$  wird hingegen verlangt, um Zufallskoinzidenzen („zufälliger Untergrund“) zu unterdrücken.

Das Design des Mu3e-Detektors ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Der gesamte Detektor besteht aus fünf zylinderförmigen Detektormodulen: ein mittleres Modul und vier gleiche äußere Module (die Kacheldetektoren, siehe Abschnitt 2.4), zwei links und zwei rechts, die von zwei Pixellagen umgeben sind. Aus Platzgründen wurden nur das mittlere Modul und ein Kacheldetektor aufgezeichnet. In Abbildung 2.4 auf der rechten Seite ist ein Querschnitt des mittleren Moduls zu sehen. Der gesamte Detektor ist etwa 180 cm lang und sein Durchmesser beträgt etwa 15 cm.

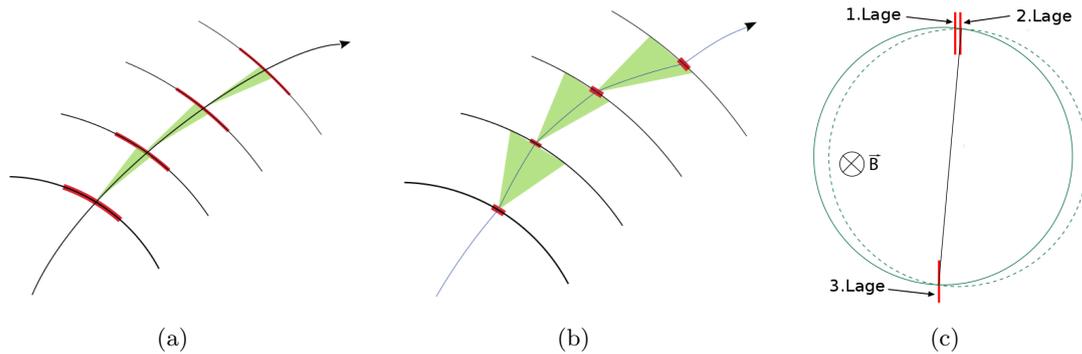
Der Myonstrahl trifft auf ein 100 mm langes Aluminium-Target, das die Form eines hohlen Doppelkegels hat. Die Dicke der Wände des Targets beträgt etwa  $50 \mu\text{m}$  und reicht aus um etwa 80% der Myonen<sup>4</sup> zu stoppen. Mit mehr Material würde man mehr Myonen stoppen, jedoch würde die Mehrfachstreuung der Zerfallelektronen im Target die Rekonstruktion der Flugbahnen der Elektronen behindern [Col12].

<sup>4</sup>Die Myonenenergie beträgt  $\mathcal{O}(30 \text{ MeV})$

Der gesamte Detektor befindet sich in einem Magnetfeld von etwa 1 T, um die Messung der Elektronenimpulse über den Krümmungsradius der Flugbahn zu ermöglichen. Es ist essenziell die Flugbahnen der Elektronen möglichst gut zu rekonstruieren, da daraus nicht nur der Impuls der Elektronen, sondern auch die Zerfallsorte der Myonen (die Vertices) bestimmt werden können. In Abbildung 2.4 sind drei Flugbahnen beispielhaft aufgezeichnet worden. Die Flugbahn jedes Elektrons wird mit Hilfe von mehreren Pixellagen rekonstruiert, indem bei jeder Pixellage gemessen wird, bei welchem Pixel das Elektron hindurchgeflogen ist. Wie man in Abbildung 2.4 sehen kann, werden die Pixellagen auf einem Zylinder um die Strahlachse positioniert. Insgesamt gibt es beim mittleren Modul zwei innere Pixellagen, die etwa 2,5 cm von der Strahlachse entfernt sind, und zwei äußere mit etwa 8 cm Abstand von der Strahlachse. Als Sensor werden HV-MAPS<sup>5</sup> verwendet, die auf 50  $\mu\text{m}$  verdünnt werden, um Mehrfachstreuung zu minimieren. In Abbildung 2.6 ist ein Foto des MUPIX3-Chips, ein Prototyp mit  $40 \times 32 \times 92 \times 80 \mu\text{m}^2$  Pixeln, bei einem Teststrahl zu sehen. Durch noch kleinere Pixel würde man die Flugbahn nicht wesentlich genauer bestimmen, da die Mehrfachstreuung der limitierende Faktor ist (siehe Abbildung 2.5a und 2.5b). Damit die Elektronen durch möglichst wenig Material fliegen, werden 25  $\mu\text{m}$  dicke Kapton-Folien als Halterung für die Pixellagen verwendet. In Abbildung 2.6b ist ein Foto des Prototyps dieser Halterung zu sehen.

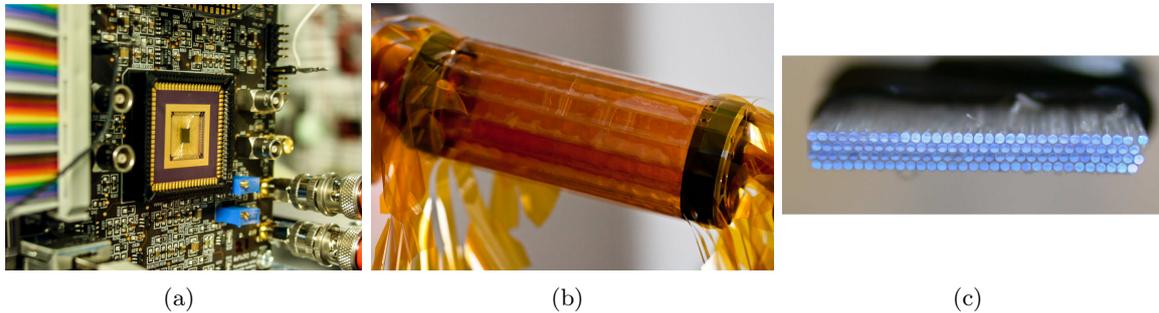
Um die äußeren vier Detektormodule sind weitere zwei Pixellagen platziert. Diese Pixellagen werden „Recurl“-Pixellagen genannt, da sie von den Elektronen getroffen werden, die aufgrund des Magnetfeldes von außen wieder den Detektor treffen. Das gesamte Detektordesign wurde so gewählt, dass bei den meisten Elektronenenergien die Elektronen nach einem Halbkreis wieder auf die äußeren Pixellagen treffen (siehe den Querschnitt des Detektors in Abbildung 2.4). Der Vorteil dieses Designs kann mit Hilfe von Abbildung 2.5c erklärt werden. Wenn das Elektron z.B. an der zweiten Lage mit einem kleinen Winkel gestreut wird, ist der Effekt dieser Streuung nach etwa einer halben Umdrehung bei der dritten Lage minimal.

Um zufällige Koinzidenzen möglichst gut zu unterdrücken, ist neben einer sehr guten Vertexauflösung auch eine sehr gute Zeitauflösung erforderlich. Beim mittleren Modul werden



**Abbildung 2.5:** Rekonstruktion der Flugbahn eines Elektrons [Col12]. a) Ortsauflösung durch die Pixelgröße limitiert. b) Ortsauflösung durch die Mehrfachstreuung limitiert. c) Minimierung der Mehrfachstreuung. Das Elektron bewegt sich auf einer Kreisbahn. Wenn es z.B. an der zweiten Lage mit einem kleinen Winkel gestreut wird, ist der Effekt der Streuung nach etwa einer halben Umdrehung minimal.

<sup>5</sup>High Voltage Monolithic Active Pixel Sensors [Per07], [PT10] and [PTF11]



**Abbildung 2.6:** Bilder von verschiedenen Prototypen [int13]. a) Testmessungen mit dem MUIX3-Chip. b) Prototyp für die Halterung der inneren Pixellagen. In orange ist die  $25\ \mu\text{m}$  dicke Kapton-Folie zu erkennen. c) Vier Lagen szintillierender Fasern mit  $250\ \mu\text{m}$  Durchmesser.

zur Zeitmessung szintillierende Fasern zwischen den inneren und äußeren Pixellagen verwendet. Aufgrund ihrer sehr dünnen Struktur ist die zusätzliche Mehrfachstreuung minimal. Es ist geplant, drei bis fünf Lagen von  $36\ \text{cm}$  langen und  $250\ \mu\text{m}$  dicken Fasern zu verwenden. Jede Faser wird an beiden Enden von einem SiPM ausgelesen. Mit diesem System kann eine Zeitauflösung von etwa  $1\ \text{ns}$  erreicht werden [Col12]. Die Zeitinformation aus den Fasern ist insbesondere für die Elektronen wichtig, die aufgrund ihrer geringen Impulskomponente in Strahlrichtung die äußeren Kacheldetektoren nicht erreichen.

Die Flugzeit der Elektronen, die die vier äußeren Kacheldetektoren erreichen, wird nochmals und viel genauer bestimmt. Da die Flugbahn der Elektronen schon davor bestimmt wurde, kann für diese Zeitmessung deutlich mehr Material verwendet werden. Der Kacheldetektor besteht aus vielen Szintillator-SiPM<sup>6</sup>-Systemen, die auf einer zylindrischen Oberfläche angeordnet sind (siehe Abbildung 2.7a). Die Szintillatorgröße liegt im Bereich  $\mathcal{O}(1\ \text{cm}^3)$ . Mit diesem System wird die Flugzeit der Elektronen mit einer Zeitauflösung besser als  $100\ \text{ps}$  gemessen. Details dieses Detektormoduls werden in Abschnitt 2.4 vorgestellt.

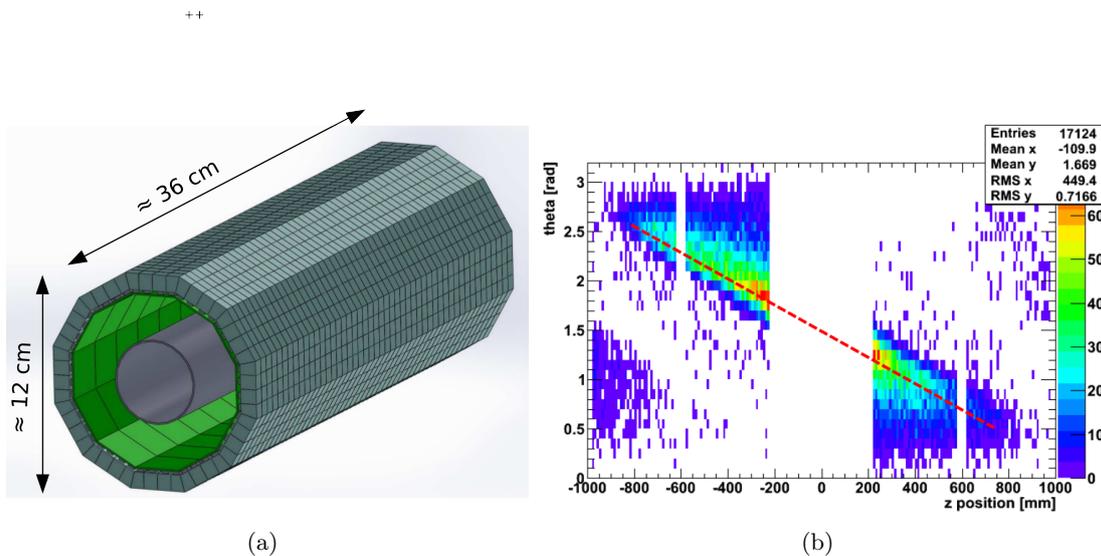
Eine weitere Herausforderung dieses Experiments ist die sehr hohe Trefferrate, die eine schnelle Ausleseelektronik benötigt und zu *Pile Up* Problemen führt. Die Orts- und Zeitinformationen aus den Pixellagen werden mit einer Frequenz von  $20\ \text{MHz}$  ausgelesen. Sowohl die Fasern als auch die Szintillatoren weisen eine Hit-Rate im Bereich  $\mathcal{O}(1\ \text{MHz/Kanal})$  auf [Col12]. Die komplette Ausleseelektronik darf außerdem nur in den wenigen Zentimetern zwischen Strahlrohr und Szintillatoren bei den äußeren Modulen positioniert werden, da sonst die Flugbahn der Elektronen gestört werden würde.

Es ist geplant, die erste Messdaten im Jahr 2015 mit einer reduzierten Myonrate von  $\mathcal{O}(10^8\ \text{Hz})$  aufzunehmen. In dieser ersten Phase wird nur das Pixelsystem des Detektors verwendet. Erst im Jahr 2016 werden auch die szintillierende Fasern und die vier äußere Kacheldetektoren eingesetzt. Das Experiment wird mit voller Strahlrate voraussichtlich ab den Jahren 2017-18 laufen. Um eine Sensitivität von  $10^{-16}$  zu erreichen, wird die Datenaufnahme etwa ein Jahr dauern.

<sup>6</sup>Silizium-Photomultiplier

## 2.4 Der Kacheldetektor

Die vier Kacheldetektoren sind beim Mu3e-Experiment dafür zuständig, die Flugzeit der Zerfallselektronen mit einer Zeitauflösung besser als 100 ps zu messen. Das Design eines solchen Moduls ist in Abbildung 2.7a zu sehen. Die Oberfläche des Detektors besteht aus szintillierenden Kacheln, die einzeln von einem SiPM ausgelesen werden. Die einzelnen Szintillatoren können mit einer reflektierenden Farbe bemalt oder mit einer reflektierenden Folie umwickelt werden, um sie optisch voneinander zu isolieren und um Lichtverluste zu vermeiden. Beim im Moment ausgewählten Design besitzt jedes Modul 48x48 Szintillatoren, die eine Basis von  $7,5 \times 8,5 \text{ cm}^2$  und eine Dicke von 5 mm besitzen. Die Länge eines Kacheldetektors beträgt



**Abbildung 2.7:** a) Skizze des Kacheldetektors mit 48x48 Szintillatoren. In grau ist das Strahlrohr gekennzeichnet, in grün die Ausleseplatte der SiPMs. b) Simulierte Auftreffwinkelverteilung der Elektronen auf die Szintillatoren in Abhängigkeit der Position des Szintillators [Eck13]. Die z-Richtung entspricht der Strahlrichtung. Bei dem ausgewählten z-Bereich sind alle vier Detektormodule inbegriffen. Bei  $z=0$  ist das Target platziert.

36 cm, während sein Durchmesser etwa 12 cm beträgt. Es gibt zur Zeit zwei offene Möglichkeiten, die SiPM-Signale auszulesen. Eine Möglichkeit ist, die Pulsformen zu digitalisieren und danach extern zu analysieren. Für diese Option kann der DRS5-Chip<sup>7</sup> verwendet werden. Eine andere Möglichkeit ist den STiC-Chip<sup>8</sup> zu verwenden, womit man mit Hilfe eines schnellen Diskriminators und einem TDC<sup>9</sup> den Zeitstempel digitalisieren kann [Col12].

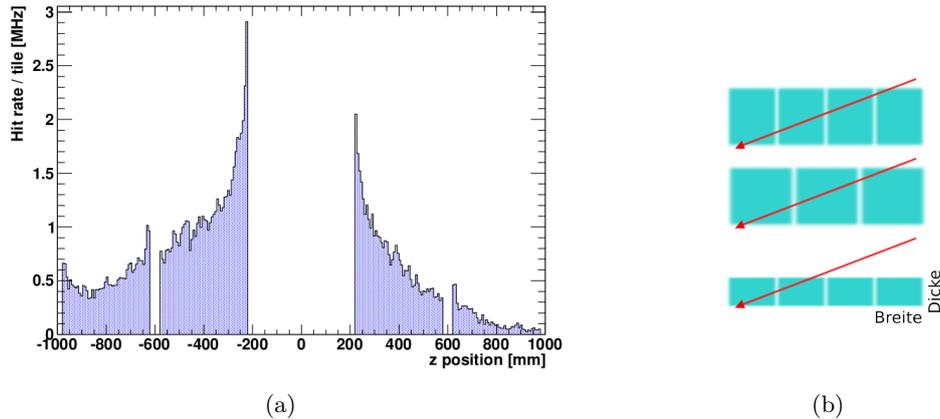
Die Anzahl der pro Zeiteinheit getroffenen Szintillatoren hängt mit der Szintillatorgröße zusammen. Dieser Effekt kann mit Hilfe von Abbildung 2.8b erklärt werden. Wenn die Szintillatoren dicker und weniger breit werden, trifft ein mit demselben Winkel ankommendes Elektron mehrere Szintillatoren, und die gesamte Trefferrate<sup>10</sup> wird höher. In Abbildung 2.8a ist die

<sup>7</sup><http://www.psi.ch/drs/drs-chip>

<sup>8</sup>Silicon-Photomultiplier Timing Chip. Der Chip wird am Kirchhoff-Institut für Physik in Heidelberg entwickelt

<sup>9</sup>Time to Digital Converter

<sup>10</sup>Trefferrate per Szintillator mal Anzahl von Szintillatoren



**Abbildung 2.8:** a) Simulierte Trefferrate pro Szintillator. Die Trefferrate auf den inneren (kleine  $z$ -Werte) Szintillatoren ist deutlich höher als die auf den äußeren (große  $z$ -Werte) [Col12]. b) Ein Elektron trifft mehrere Szintillatoren, wenn sie dicker und weniger breit sind. Für diese Szintillator-Geometrie erhöht sich die gesamte Trefferrate.

simulierte Trefferrate per Szintillator für eine Szintillator-Geometrie von  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  und eine Myonrate im Bereich  $\mathcal{O}(10^9 \text{ Hz})$  dargestellt [Col12]. Die Rate wird in Abhängigkeit der Position des Szintillators in  $z$ -Richtung (Strahlrichtung) bezüglich der Position des Targets angegeben. Man beobachtet, dass die Trefferrate im Bereich  $\mathcal{O}(1 \text{ MHz/Kanal})$  liegt und für höhere  $z$ -Werte immer niedriger wird.

In Abbildung 2.7b ist die simulierte Auftreffwinkelverteilung der Elektronen auf die Szintillatoren in Abhängigkeit der Position des Szintillators dargestellt. Die Simulation wurde von Patrick Eckert [Eck13] durchgeführt. Bei niedrigen  $z$ -Werten fallen die Elektronen nahezu senkrecht auf die Szintillatoren ein. Der Auftreffwinkel wird immer flacher, je weiter außen in  $z$ -Richtung sich die Szintillatoren befinden.

Einzelne Szintillator-SiPM-Systeme, aus denen der Kacheldetektor besteht, werden im Rahmen dieser Arbeit bezüglich ihrer Zeitaufösung getestet und optimiert.



## 3 Detektoren zur Zeitmessung

Die Flugzeit der Elektronen wird beim Mu3e-Experiment von den vier äußeren Kacheldetektoren bestimmt. Ein Kacheldetektor besteht aus vielen organischen Szintillatoren, die einzeln von Silizium-Photomultipliern (SiPM) ausgelesen werden. Zuerst werden in Abschnitt 3.1 die physikalischen Prozesse vorgestellt, durch die ein Elektron mit Materie wechselwirken kann. Durch diese physikalischen Prozesse deponiert ein Elektron Energie in einem Szintillator. Der Szintillationsmechanismus organischer Szintillatoren wird in Abschnitt 3.2 gezeigt. Das Funktionsprinzip eines SiPMs wird in Abschnitt 3.3 beschrieben. Dabei werden zuerst die Grundlagen der Halbleitertechnik und danach das Funktionsprinzip einer Avalanche-Photodiode (APD), der Baustein von SiPMs, eingeführt. Schließlich wird in Abschnitt 3.4 ein statistisches Modell zur Beschreibung der Fluktuationen der Zeit zwischen Anregung eines Szintillators und Detektion der emittierten Szintillationsphotonen von einem beliebigen Photodetektor vorgestellt.

### 3.1 Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

Beim Mu3e-Experiment wird mit dem Kacheldetektor die Flugzeit der Elektronen<sup>1</sup> gemessen. Die Messung wird mit Hilfe von einzelnen Szintillator-SiPM-Systemen durchgeführt. Das Elektron kann vom Szintillator nachgewiesen werden, indem es mit den Atomen oder Molekülen im Szintillator wechselwirkt. In diesem Abschnitt werden die physikalischen Prozesse zusammengefasst, durch welche ein Elektron mit Materie wechselwirken kann.

Ein geladenes Teilchen, das durch Materie fliegt, kann durch Coulomb-Wechselwirkung Atome anregen oder ionisieren. Für schwere Teilchen (deutlich schwerer als die Elektronen) ist der mittlere Energieverlust pro im Material zurückgelegter Strecke durch die Bethe-Bloch-Gleichung gegeben [PDG12]. Elektronen und Positronen benötigen jedoch eine besondere Behandlung, da sie dieselbe Masse wie die Elektronen im Material haben und sie im Fall von Elektronen nicht von den Elektronen im Material unterscheidbar sind. Werden Positronen komplett gestoppt, können sie zusätzlich mit den Elektronen im Material annihilieren und zwei Photonen mit einer Energie von jeweils 511 keV emittieren, die durch Compton-Streuung oder Photoeffekt weiter Energie deponieren können. Für Elektronen ist der mittlere Energieverlust pro im Material zurückgelegte Strecke durch die Berger-Seltzer-Gleichung gegeben [SB82], [SB84]:

$$-\frac{1}{\rho} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{1}{\beta^2} \frac{Z}{A} D(E) \quad (3.1)$$

mit

$$D(E) = D_0(E) - 2\ln(I/mc^2) - \delta$$

---

<sup>1</sup>und Positronen

und

$$D_0(E) = \begin{cases} \ln[\gamma^2(\gamma + 2)/2] + [1 + \gamma^2/8 - (2\gamma + 1)\ln 2]/(\gamma + 1)^2, & \text{für Elektronen} \\ \ln[\gamma^2(\gamma + 2)/2] + 2\ln 2 - (\beta^2/12)[23 + 14/(\gamma + 2) \\ + 10/(\gamma + 2)^2 + 4/(\gamma + 2)^3], & \text{für Positronen} \end{cases}$$

wobei  $N_A$  die Avogadro-Zahl,  $r_e$  und  $m_e$  der klassische Radius und die Masse des Elektrons,  $\rho$ ,  $Z$  und  $A$  Dichte, Kernladungszahl und Massenzahl des Absorbers,  $\beta$  die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit  $c$ ,  $\gamma$  der Lorentz-Faktor,  $\delta$  ein materialabhängiger Korrekturterm für relativistische Effekte, und  $I$  die Ionisationskonstante des Absorber-Materials sind.

Wenn ein Elektron vom Coulomb-Feld eines Atomkerns gebremst wird, kann es einen Teil seiner Energie in Form eines Photons abstrahlen. Dieser Prozess wird *Bremsstrahlung* genannt. Der mittlere Energieverlust eines beliebigen Teilchens aufgrund der Bremsstrahlung ist durch die folgende Gleichung gegeben [Gru93]:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = 4\alpha \cdot N_A \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot z^2 \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{mc^2} \right) \cdot E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad (3.2)$$

wobei  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante,  $z$  die Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung  $e$  und  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante sind. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist proportional zur Energie  $E$  des einfallenden Teilchens und umgekehrt proportional zum Quadrat seiner Masse. Aufgrund der Massenabhängigkeit spielt Bremsstrahlung nur bei Elektronen eine Rolle. Ab einer bestimmten Energie, die abhängig von der durchschnittlichen Kernladungszahl  $Z$  des Absorbermaterials ist, ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung höher als jener durch Ionisation. Für Elektronen in einem organischen Szintillator (im Wesentlichen Kohlenstoff) beträgt diese kritische Energie  $E_k \approx 90$  MeV. Der Energieverlust eines Teilchens durch Bremsstrahlung kann auch in Abhängigkeit der Strahlungslänge  $X_0$  angegeben werden [Gru93]:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad (3.3)$$

Die Strahlungslänge  $X_0$  entspricht der Strecke, die ein Teilchen in Materie zurücklegen muss, um seine Energie auf  $1/e$  der ursprünglichen Energie durch Bremsstrahlung zu reduzieren. Für Elektronen ist die Strahlungslänge  $X_0$  gegeben durch:

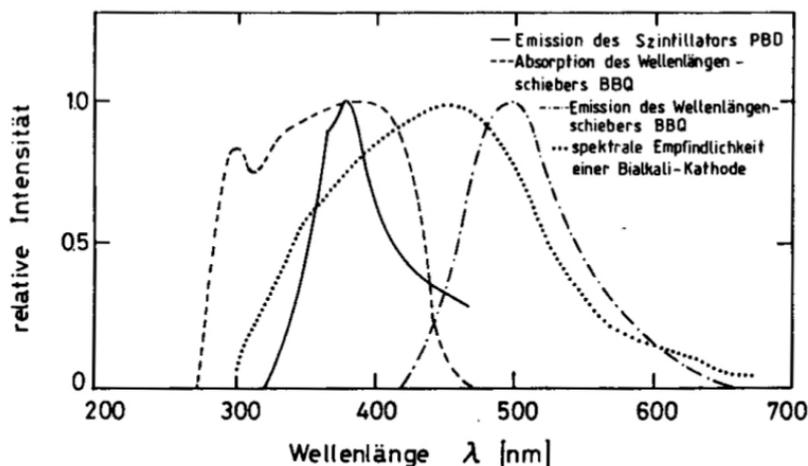
$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln(183 Z^{-1/3})} \quad \left[ \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \quad (3.4)$$

## 3.2 Organische Szintillatoren

Wenn ein Szintillator von einem geladenen Teilchen getroffen wird, wandelt er die vom Teilchen deponierte Energie in sichtbares Licht um. Szintillatoren können in zwei große Familien aufgeteilt werden: organische Szintillatoren und anorganische Szintillatoren. Da anorganische Szintillatoren typischerweise eine hohe Lichtausbeute und eine hohe Dichte besitzen, eignen sie sich sehr gut für die Messung der Energie von hochenergetischen Photonen. Mit dem Mu3e-Kachel-detektor wird die Flugzeit der Elektronen bestimmt. Für diese Aufgabe sind organische

Szintillatoren aufgrund ihres schnellen Ansprechverhaltens besser geeignet. Der Szintillationsmechanismus organischer Szintillatoren wird in diesem Abschnitt erklärt.

Diese Szintillatoren bestehen aus einer Mischung organischer Materialien. Das Basismaterial ist normalerweise ein Fluoreszenzstoff. Ein Teilchen, das Energie im Basismaterial deponiert,



**Abbildung 3.1:** Funktionsprinzip eines Wellenlängenschiebers. Die Photonen werden absorbiert und bei einer größeren Wellenlänge reemittiert. Die spektrale Empfindlichkeit des Photosensors wird an das Emissionsspektrum des Wellenlängenschiebers angepasst [Gru93].

regt Elektronen in höherenergetische Molekülorbitale an. Durch Abregung des Elektrons wird ein Photon emittiert (Fluoreszenz). Typische Zerfallszeiten dieser Zustände sind im Bereich  $\mathcal{O}(1\text{ ns})$ . Die Wahrscheinlichkeit, dass ein angeregter Zustand durch Emission von Fluoreszenzlicht abgeregt wird (die Quanteneffizienz der Fluoreszenz), ist allerdings bei den meisten Basismaterialien unter 20% [Bir64], sodass solche Materialien eine sehr geringe Lichtausbeute besitzen. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Reichweite der emittierten Photonen im Basismaterial. Aufgrund der Stokes-Verschiebung sind das Absorptions- und Emissionsspektrum des Basismaterials zueinander verschoben, sodass die Szintillationsphotonen nicht wieder absorbiert werden. Jedoch ist bei manchen Basismaterialien die Überlappung zwischen Absorptions- und Emissionsspektrum sehr groß, sodass die Reichweite der emittierten Photonen im Basismaterial sehr kurz ist und nur bei sehr dünnen Szintillatoren die Photonen den Photosensor erreichen. Darüber hinaus besitzen die Szintillationsphotonen eine Wellenlänge im UV-Bereich und eignen sich nicht, um effizient von einem Photosensor detektiert zu werden. Aus diesen Gründen wird der Basis-Fluoreszenzstoff mit anderen Materialien gemischt. Um die Quanteneffizienz zu erhöhen, wird der Basis-Fluoreszenzstoff mit einem zweiten Fluoreszenzstoff gemischt, der eine Quanteneffizienz nahe 100% besitzt. Die Konzentration dieses zweiten Stoffes liegt im Bereich  $\mathcal{O}(1\%)$ . Die Energie wird von den angeregten Molekülen des Basismaterials zu den Molekülen des zweiten Fluoreszenzstoffes übertragen, bei denen mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit bei der Abregung Fluoreszenzlicht emittiert wird. Damit das emittierte Szintillationslicht effizienter von einem Photosensor detektiert werden kann und damit die Szintillationsphotonen eine längere Reichweite im Szintillator besitzen, wird der Szintillator mit einem Wellenlängenschieber gemischt. Typische Konzentrationen eines Wellenlängenschiebers liegen im Bereich  $\mathcal{O}(0,01\%)$ . Die Moleküle des Wellenlängenschie-

bers absorbieren die vom Szintillator emittierten Photonen und reemittieren sie mit einer größeren Wellenlänge. Die spektrale Empfindlichkeit des Photosensors wird an das Emissionsspektrum des Wellenlängenschiebers angepasst (siehe Abbildung 3.1).

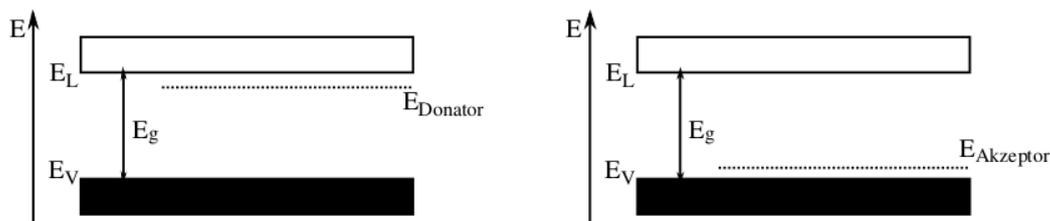
Organische Szintillatoren weisen in der Regel eine geringe Dichte von typischerweise  $\mathcal{O}(1 \text{ g/cm}^3)$  und eine moderate Lichtausbeute auf. Sie ermöglichen aufgrund der sehr schnellen Fluoreszenzemission sehr präzise Zeitmessungen mit einer Auflösung im Bereich von Pikosekunden. Darüber hinaus können organische Szintillatoren aufgrund der mechanischen Eigenschaften des Basis-Fluoreszenzstoffes praktisch in allen Geometrien hergestellt werden. Die wichtigsten Eigenschaften der im Rahmen dieser Arbeit getesteten Szintillatoren sind in Abschnitt 4.5 in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

### 3.3 Silizium-Photomultiplier

#### pn-Halbleiterkontakt

Halbleitermaterialien, die zur Photodetektion verwendet werden, sind Silizium oder Germanium. Die Energiebänderstruktur eines Halbleiters ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Besonderheit der Energiebänderstruktur eines Halbleitermaterials ist eine sehr kleine Energielücke  $E_g$  zwischen Valenzband  $E_V$  und Leitungsband  $E_L$ . Bei Halbleitern befindet sich die Fermikante zwischen Valenzband und Leitungsband, sodass sich Elektronen für eine Temperatur  $T > 0$  nach der Fermi-Verteilung im Leitungsband befinden können und zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen können. Im Fall von Silizium beträgt die Größe der Energielücke 1,14 eV [Gru93]. Wenn ein Photon mit einer Energie größer als die Energielücke auf den Halbleiter trifft, kann ein Elektron ins Leitungsband angehoben werden und ein Elektron-Loch-Paar erzeugt werden.

Wenn Fremdatome im Kristallgitter implantiert werden, können die Elektronen zusätzliche Energiezustände zwischen Valenzband  $E_V$  und Leitungsband  $E_L$  besetzen. In einem Kris-

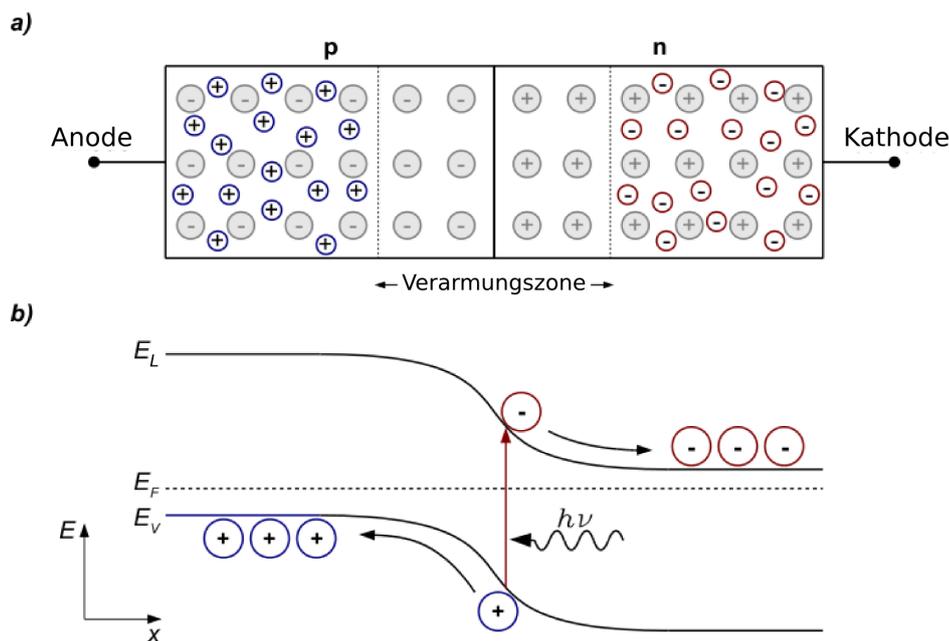


**Abbildung 3.2:** Energiebänderstruktur eines Halbleiters. Die Größe der Energielücke beträgt typischerweise 1 eV. Links: Fünfwertige Donatoratome wurden implantiert (n-Dotierung). Rechts: Dreiwertige Akzeptoratome wurden implantiert (p-Dotierung) [Har10].

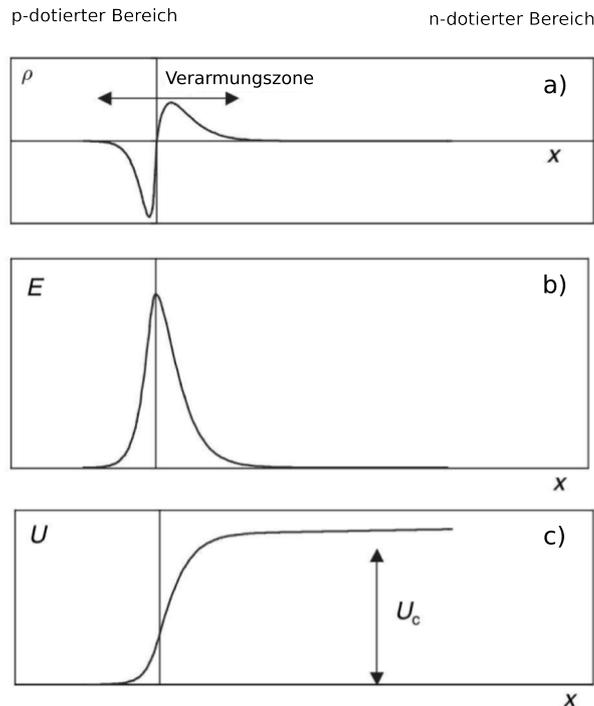
tallgitter von vierwertigen Silizium-Atomen können fünfwertige Atome implantiert werden (n-Dotierung). Das zusätzliche fünfte Elektron ist sehr schwach gebunden, sodass es leicht ins Leitungsband angehoben werden kann. Solche Fremdatome werden Donatoren genannt. Donatoren, die im Silizium implantiert werden können, sind Phosphor und Arsen [Gru93]. In Abbildung 3.2 (links) ist ein Donator-Energieniveau dargestellt. Der Unterschied in der Energie zwischen dem Donatorniveau und dem Leitungsband beträgt typischerweise 0,05 eV. Analog

können im Kristallgitter dreiwertige Atome implantiert werden (p-Dotierung). In diesem Fall gibt es in der Gitterstruktur ein Elektron zu wenig, also ein Loch. Ein Elektron, das dieses Loch füllt, ist ein bisschen schwächer als die andere Elektronen im Valenzband gebunden. Das Energieniveau dieses Elektrons wird Akzeptorniveau genannt und liegt typischerweise 0,05 eV über dem Valenzband. Akzeptoren, die im Silizium implantiert werden können, sind u.a. Bor und Indium [Gru93].

In Abbildung 3.3a wird dargestellt, was passiert, wenn ein n- und p-dotierter Halbleiter in Kontakt gebracht werden. Die Elektronen in der Nähe der Kontaktstelle des n-dotierten Bereichs diffundieren in den p-dotierten Bereich und umgekehrt diffundieren die Löcher in der Nähe der Kontaktstelle aus dem p-dotierten Bereich in den n-dotierten Bereich. Beim p-dotierten Bereich in der Nähe der Kontaktstelle werden die Elektronen von den dreiwertigen Akzeptoratomen eingefangen (Rekombination). In dieser Zone bildet sich eine hohe Konzentration an negativen Ladungsträgern (siehe Abbildung 3.4a). Analog bildet sich beim n-dotierten Bereich in der Nähe der Kontaktstelle eine hohe Konzentration an positiven Ladungsträgern, wodurch ein elektrisches Feld erzeugt wird (siehe Abbildung 3.4b). Die Zone um die Kontaktstelle weist eine sehr niedrige Konzentration an freien Ladungsträgern auf und wird Verarmungszone genannt. Das elektrische Feld bewirkt, dass Elektronen in Richtung des n-dotierten Bereichs und Löcher in Richtung des p-dotierten Bereichs gezogen werden. Dieser Strom (Feldstrom) ist dem Diffusionsstrom entgegengerichtet. Das elektrische Feld wird immer stärker, bis Feldstrom und Diffusionsstrom gleich stark werden und ein Gleichgewichtszustand erreicht wird.



**Abbildung 3.3:** pn-Kontakt. a) Ein p- und ein n-dotierter Halbleiter werden in Kontakt gebracht. Bei der Kontaktstelle bildet sich eine Region mit einer sehr niedrigen Konzentration von freien Ladungsträgern. Diese Region wird Verarmungszone genannt. b) Wenn ein Photon auf die Verarmungszone trifft und ein Elektron-Loch-Paar erzeugt wird, wird das Elektron von der Kathode und das Loch von der Anode gesammelt, wodurch ein Strompuls erzeugt wird [Eck10].



**Abbildung 3.4:** a) Nahe der Kontaktstelle, in der Region wo die Rekombination stattgefunden hat, ist die Ladungsträgerdichte sehr hoch. b) Die unterschiedliche Polarität der Ladungsträger erzeugt ein elektrisches Feld. c) Aus dem Integral des elektrischen Feldes wird die Kontaktspannung  $U_c$  bestimmt [Gru93].

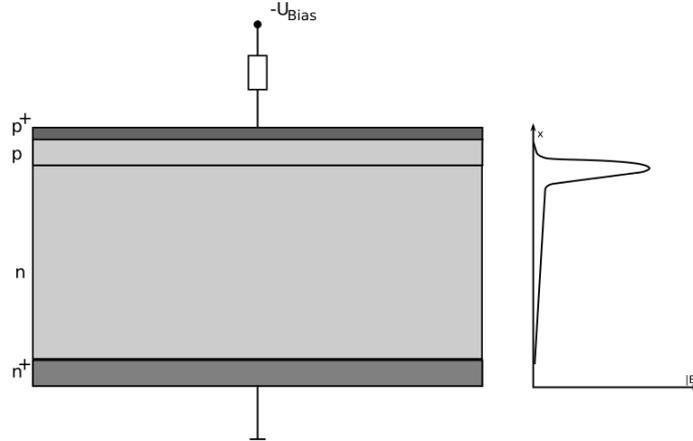
Zwischen p- und n-dotiertem Bereich bildet sich dann eine Spannung, die Kontaktspannung genannt wird (siehe Abbildung 3.4c). Wie in Abbildung 3.3b zu sehen ist, wenn ein Photon auf die Verarmungszone trifft und ein Elektron-Loch-Paar erzeugt wird, driftet aufgrund der Potentialdifferenz das Elektron zur Kathode und das Loch zur Anode, wodurch ein Strompuls erzeugt wird.

Aufgrund seiner Eigenschaften wird der pn-Kontakt auch Halbleiterdiode genannt. Durch das Anlegen einer äußeren positiven Spannung an den n-dotierten Bereich kann die Verarmungszone vergrößert werden. Die Halbleiterdiode wird somit in Sperrrichtung betrieben. Wenn die äußere Spannung umgepolt wird, wird die Halbleiterdiode in Durchlassrichtung betrieben.

### Avalanche-Photodioden

Mit einer geschickten Auswahl des Dotierungsprofils kann das in Abbildung 3.4b dargestellte elektrische Feld modifiziert werden. Das Dotierungsprofil einer Avalanche-Photodiode (APD) ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Das resultierende elektrische Feld ist nah an der Kontaktstelle sehr stark (siehe Abbildung 3.5, rechte Seite).

Wenn ein Photon auf den n- oder p-dotierten Bereich trifft, wird ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Elektron und Loch werden aufgrund des elektrischen Feldes getrennt. Die Elektronen aus dem p-dotierten Bereich und die Löcher aus dem n-dotierten Bereich driften in Richtung des pn-Kontakts. Aufgrund des hohen elektrischen Feldes gewinnen die Elektronen hinreichend Energie, um durch Stoßionisation weitere Elektron-Loch-Paare zu erzeugen, die selber weitere



**Abbildung 3.5:** Dotierungsprofil einer Avalanche-Photodiode (APD). Das Symbol  $n^+$  bzw.  $p^+$  steht für einen stark n- bzw. p-dotierten Bereich. Das resultierende elektrische Feld zeigt ein scharfes Maximum um die pn-Kontaktstelle [Har10].

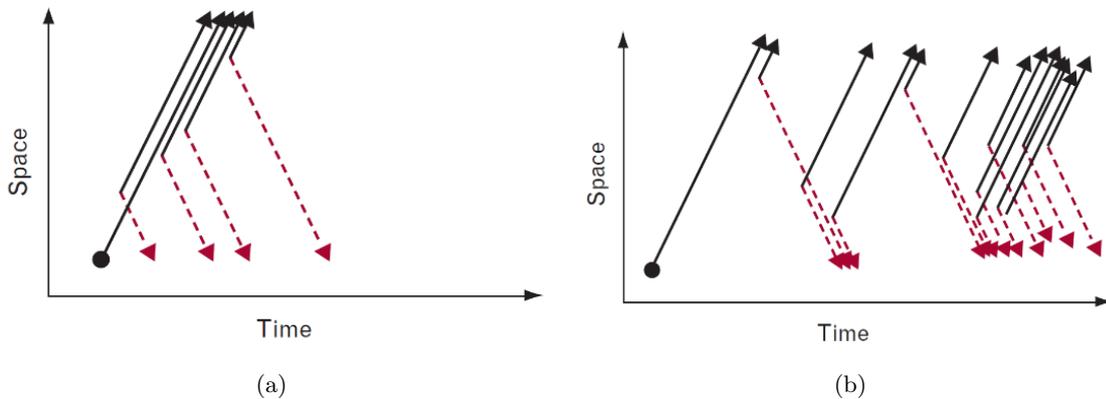
Paare erzeugen. Dieser Lawineneffekt verursacht eine Vervielfachung der Ladungsträger um einen Faktor  $\mathcal{O}(10^3)$ .

Der Ionisationskoeffizient<sup>2</sup> für Elektronen  $\alpha_e$  ist allerdings viel größer als der für Löcher  $\alpha_L$ . Das bedeutet, dass bei moderaten Sperrspannungen im Wesentlichen nur die Elektronen zur Lawine beitragen. Dieser Fall ist in Abbildung 3.6a schematisch aufgezeichnet. Die Elektronen (schwarze Pfeile) produzieren weitere Elektron-Loch-Paare, während die Löcher (rote Pfeile) nur zur Anode driften. Nur wenn die angelegte Betriebsspannung  $U_{bias}$  höher als die sogenannte Durchbruchspannung  $U_{break}$  ist, gewinnen die Löcher hinreichend hohe Energie, um selbst weitere Elektron-Loch-Paare zu erzeugen (siehe Abbildung 3.6b). Die Differenz, um die die Betriebsspannung  $U_{bias}$  höher als die Durchbruchspannung  $U_{break}$  ist, wird Überspannung  $U_{over}$  genannt.

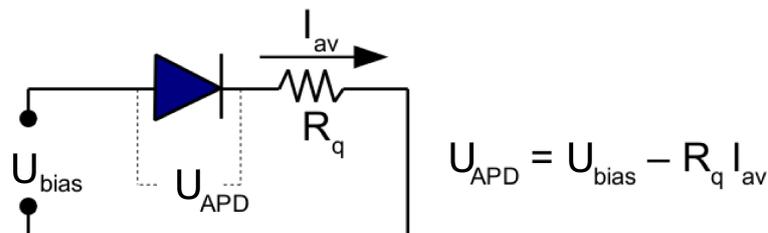
Aufgrund der hohen Verstärkung ist der gemessene Strompuls nicht mehr von der Energie des einfallenden Photons abhängig. Das bedeutet, dass man mit einer APD, die mit einer Betriebsspannung höher als die Durchbruchspannung betrieben wird, nur unterscheiden kann, ob ein Photon detektiert wurde oder nicht. Dieser Betriebsmodus wird Geiger-Modus genannt. Eine APD, die in Geiger-Modus betrieben wird, wird GAPD genannt.

Bei einer GAPD ist die Lawine selbsterhaltend. Elektronen die in Richtung Kathode driften, erzeugen Löcher, die auf dem Weg zur Anode weitere Elektronen erzeugen und so weiter. Nachdem die Lawine ausgelöst wurde, ist der Detektor nicht mehr auf weitere einfallende Photonen sensitiv. Die Lawine muss deswegen aktiv oder passiv unterbrochen werden (*quenching*). Eine Schaltung zum passiven *quenching* ist in Abbildung 3.7 aufgezeichnet. Ein Widerstand  $R_q$  wird mit der APD in Reihe geschaltet. Über den Widerstand  $R_q$  fällt eine Spannung  $R_q I_{av}$  ab, die entgegen der Betriebsspannung  $U_{bias}$  wirkt. Die an der APD angelegte Spannung  $U_{APD}$  wird dann bei zunehmendem Lawinenstrom  $I_{av}$  kleiner. Wenn der Strom  $I_{av}$  hinreichend hoch ist, fällt die Spannung  $U_{APD}$  unter die Durchbruchspannung und die Lawine wird unterbrochen. Nach einer Erholungszeit ist die APD wieder auf Photonen sensitiv.

<sup>2</sup>Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare pro von Elektron oder Loch im Halbleiter zurückgelegter Strecke. Der Ionisationskoeffizient hängt von der Energie der Ladungsträger bzw. von der Feldstärke im Halbleiter ab



**Abbildung 3.6:** Schematische Darstellung der Lawinenerzeugung. a) Bei moderaten Betriebsspannungen erzeugen nur Elektronen (schwarze Pfeile) weitere Elektron-Loch-Paare. b) Wenn die Betriebsspannung höher als die Durchbruchspannung ist, erzeugen auch die Löcher (rote Pfeile) weitere Elektron-Loch-Paare. Die Lawine ist somit selbsterhaltend [ALY<sup>+</sup>02].

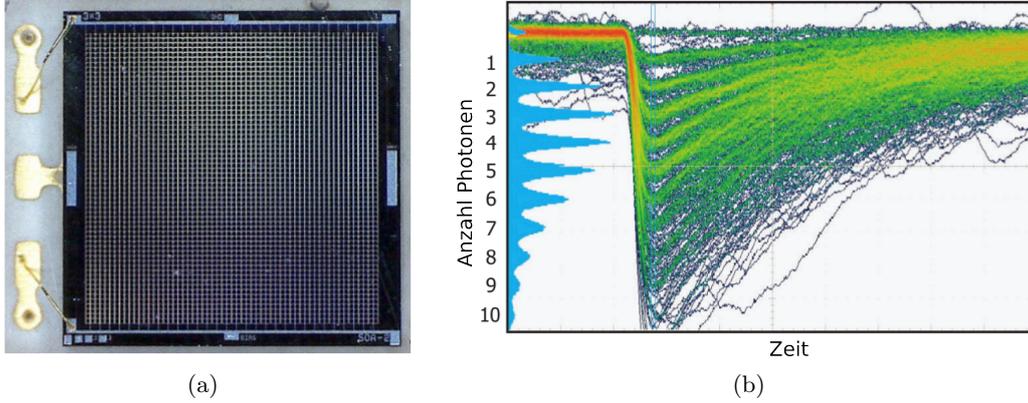


**Abbildung 3.7:** Schaltung zum passiven Abbruch der Lawine (*quenching*). Ein Widerstand  $R_q$  wird mit der APD in Reihe geschaltet. Die an der APD angelegte Spannung  $U_{APD}$  reduziert sich bei zunehmendem Strom  $I_{av}$ . Wenn die Spannung  $U_{APD}$  kleiner als die Durchbruchspannung wird, wird die Lawine unterbrochen [Eck10].

## Silizium-Photomultiplier

Ein Silizium-Photomultiplier (SiPM) besteht aus einer Pixelmatrix von Avalanche-Photodioden, die im Geiger-Modus betrieben werden (GAPDs). Jedes Pixel wird zum passiven Quenchen mit einem Widerstand in Reihe geschaltet. Die APDs werden alle mit derselben Spannung betrieben und an einen gemeinsamen Ausgang angeschlossen. Die Amplitude des Ausgangssignals eines SiPMs ist dann in erster Näherung proportional zur Anzahl an gefeuerten Pixeln. In Abbildung 3.8a ist ein Foto eines SiPMs zu sehen. Typische Größen eines SiPMs sind  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  bis  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ . Typische Pixelgrößen betragen  $25 \times 25 \mu\text{m}^2$  bis  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ . Die Räume zwischen den Pixeln, wo Leitungen und Widerstände platziert sind, sind insensitive auf einfallende Photonen. Das Verhältnis zwischen sensitiven Bereichen und gesamter Fläche des SiPMs wird *geometrischer Faktor* genannt und beträgt zwischen 40% und 70%. SiPMs mit größeren Pixeln weisen einen größeren geometrischen Faktor auf.

Aufgrund der hohen Verstärkung eignen sich SiPMs sehr gut, um einzelne Photonen nachzuweisen. In Abbildung 3.8b sind einander überlappende SiPM-Signale für eine unterschiedliche



**Abbildung 3.8:** a) Foto eines  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPMs mit  $60 \times 60$  Pixeln. b) Einander überlappende Ausgangssignale eines SiPMs bei einem bis zehn gefeuerten Pixeln sind dargestellt. Die Signalamplitude ist in erster Näherung proportional zur Anzahl an gefeuerten Pixeln. Das blaue Histogramm ist ein Ladungsspektrum und wird in Abbildung 3.9a erklärt [Ham13].

Anzahl an gefeuerten Pixeln dargestellt. Auf der y-Achse ist die Anzahl an gefeuerten Pixeln angegeben. Die Signalamplitude ist in erster Näherung proportional zur Anzahl an gefeuerten Pixeln. In Abbildung 3.9a ist ein typisches *Ladungsspektrum* eines SiPMs aufgetragen. Das SiPM wird mit einer schwachen gepulsten Lichtquelle beleuchtet, sodass nur wenige Photonen den SiPM erreichen. Die erzeugte Ladung wird über ein bestimmtes Zeitintervall integriert und das Ergebnis in einem Histogramm eingetragen. Der nullte Peak entspricht dem Fall, dass in diesem Zeitintervall kein Pixel gefeuert wurde und nur das elektrische Rauschen aufintegriert wurde. Der erste Peak entspricht der Fall, dass ein Pixel gefeuert wurde und so weiter. Die Abstände zwischen den Peaks sind idealerweise gleich und sind proportional zur Verstärkung des SiPMs. Die Verstärkung  $G$  eines SiPMs beträgt typischerweise  $10^5$ - $10^6$  und ist proportional zur angelegten Überspannung  $U_{over}$  und zur Pixelkapazität  $C_{Pixel}$ :

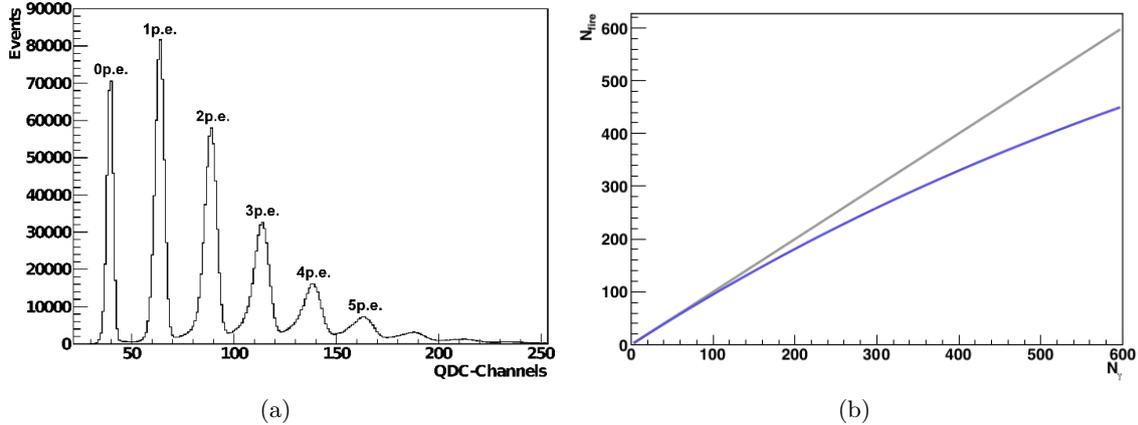
$$G = \frac{C_{Pixel}}{q_e} \cdot U_{over} \quad (3.5)$$

wobei  $q_e$  die Elementarladung ist.

Wenn ein Pixel von einem Photon getroffen wird, ist das Pixel für eine gewisse Zeit nicht sensitiv. Treffen innerhalb dieser Erholungszeit zwei Photonen auf denselben Pixel, wird nur eins davon nachgewiesen. Aus diesem Grund ist das Ausgangssignal des SiPMs nicht mehr proportional zur Anzahl der auftreffenden Photonen, falls die Anzahl der Photonen etwa gleich oder höher als die Pixelanzahl ist. Der Bereich, in dem diese Proportionalität gilt, wird *dynamischer Bereich* genannt. Wie das Ausgangssignal eines SiPMs bei zunehmender Anzahl auftreffender Photonen in Sättigung geht, ist in Abbildung 3.9b (blaue Kurve) zu sehen. Dieser Effekt wird von der folgenden Gleichung beschrieben [Pro08]:

$$N_{gefeuert} = N_{gesamt} \cdot \left(1 - e^{-\frac{PDE \cdot N_\gamma}{N_{gesamt}}}\right) \quad (3.6)$$

wobei  $N_{gefeuert}$  die Anzahl der gefeuerten Pixel,  $N_{gesamt}$  die gesamte Pixelanzahl und  $N_\gamma$  die Anzahl auftreffender Photonen ist. Bei gleicher Sensorgröße erreicht man mit einer höheren Pixelanzahl einen breiteren dynamischen Bereich. Bei einer erhöhten Pixelanzahl verschlechtert sich allerdings der geometrische Faktor.



**Abbildung 3.9:** a) Typisches Ladungsspektrum eines SiPMs. Beim nullten Peak wurde kein Photon nachgewiesen. Beim ersten Peak eins und so weiter. b) Dynamischer Bereich eines SiPMs. Die graue Kurve entspricht dem idealen Fall, dass alle auftreffenden Photonen detektiert werden. Die blaue Kurve hingegen berücksichtigt Sättigungseffekte aufgrund der limitierten Pixelanzahl und der Erholungszeit des Pixels. Die Kurve wurde mit Hilfe von Gleichung 3.6 mit  $N_{\text{gesamt}} = 1000$  und  $\text{PDE} = 100\%$  ermittelt [Eck10].

Ein wichtiger Parameter eines SiPMs ist die Photon-Detektionseffizienz (PDE). Die PDE hängt von verschiedenen Faktoren ab:

$$\text{PDE} = \text{QE} \cdot \varepsilon_{\text{geo}} \cdot \varepsilon_{\text{Lawine}} \cdot (1 - R) \quad (3.7)$$

Die Quanteneffizienz  $\text{QE}$  beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein einfallendes Photon ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit, dass daraus eine Lawine entsteht, ist durch den Faktor  $\varepsilon_{\text{Lawine}}$  gegeben. Diese Wahrscheinlichkeit hängt von der Überspannung ab und wird höher, wenn das Elektron-Loch-Paar weit weg vom pn-Kontakt erzeugt wird. Der Term  $\varepsilon_{\text{geo}}$  ist der oben beschriebene geometrische Faktor, und  $(1 - R)$  entspricht der Wahrscheinlichkeit, dass das Photon nicht an die Oberfläche des SiPMs reflektiert wird.

SiPMs weisen eine ähnliche Zeitauflösung, Verstärkung und PDE wie traditionelle Photomultiplier (PMT) auf. Im Vergleich dazu besitzen sie jedoch viele Vorteile. Während PMTs mit einer Spannung von etwa 2 kV betrieben werden, sind typische Betriebsspannungen eines SiPMs im Bereich  $\mathcal{O}(10^2 \text{ V})$ . SiPMs können auch in Anwesenheit von Magnetfeldern verwendet werden und besitzen eine deutlich kompaktere Bauweise als PMTs. Ein weiterer Vorteil von SiPMs sind die geringen Herstellungskosten, die bei einer Massenproduktion erreicht werden können. Zwei große Nachteile von SiPMs sind ihre hohe Temperaturabhängigkeit und Dunkelrate. Die Temperaturabhängigkeit kommt zustande, da Elektronen und Löcher an den Phononen des Festkörpers streuen. Mit zunehmender Temperatur verlieren Elektronen und Löcher bei der Streuung mehr Energie, sodass eine höhere Spannung nötig ist, um eine Lawine auszulösen. Typischerweise ändert sich die Durchbruchspannung um  $50 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ . Im folgenden wird einen Überblick über die wichtigsten Effekte gegeben, die zur Dunkelrate beitragen.

Es gibt mehrere physikalische Prozesse wodurch ein Elektron-Loch-Paar erzeugt werden kann, ohne dass ein Photon auf den SiPM auftrifft. Das erzeugte „dunkle“ Ein-Pixel-Signal kann nicht von einem Ein-Pixel-Signal, das von einem auftreffenden Photon stammt, unterschieden werden. Abhängig von der Pixelanzahl liegen typische Dunkelraten für einen SiPM im

Bereich  $\mathcal{O}(100 \text{ kHz/mm}^2)$ . Ein Elektron kann beispielsweise durch thermische Anregung ins Leitungsband angehoben werden. Das ist jedoch nur signifikant wahrscheinlich, falls aufgrund von Unreinheiten im Kristall zusätzliche Energieniveaus vorhanden sind, da sonst bei Raumtemperatur die Energielücke zwischen Leitungs- und Valenzband zu breit wäre. Ein Elektron-Loch-Paar kann auch aufgrund des Tunneleffekts bei der Potentialbarriere zwischen dem p- und n-dotierten Bereich gebildet werden. Die Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses wird bei stärkeren elektrischen Feldern höher.

Eine Lawine kann auch durch das sogenannte *optische Übersprechen* ausgelöst werden. Von einem Pixel, bei dem gerade eine Lawine ausgelöst wird, können aufgrund von Bremsstrahlung oder Rekombination von Ladungsträgern UV-Photonen emittiert werden. Diese Photonen können ein Nachbarpixel erreichen und dort eine zweite Lawine auslösen. Die Wahrscheinlichkeit für optisches Übersprechen liegt typischerweise bei 10%. Durch eine bessere optische Isolierung der Pixel kann die Reichweite der Photonen verkürzt werden und diese Wahrscheinlichkeit reduziert werden.

Bei einem SiPM können auch *Nachpulse* auftreten. Während der Lawinenauslösung können nämlich Ladungsträger durch Unreinheiten oder Kristalldefekte gefangen werden. Dieser metastabile Zustand zerfällt nach einer gewissen Zeit und eine zweite Lawine kann ausgelöst werden. Dieser Effekt kann durch eine längere Erholungszeit des Pixels unterdrückt werden, was jedoch den dynamischen Bereich des Sensors einschränkt.

Aufgrund von Unregelmäßigkeiten in der Produktion besitzen die einzelnen Pixel eines SiPMs nicht alle dasselbe Dotierungsprofil und dieselben Quenching-Widerstände. Durchbruchspannung und Verstärkung sind daher bei jedem Pixel ein bisschen anders. Die daraus folgenden Fluktuationen in der Signalamplitude werden vom *Excess-Noise-Faktor* (ENF) beschrieben:

$$ENF = 1 + \frac{\sigma_1^2 - \sigma_0^2}{G^2} \quad (3.8)$$

wobei  $\sigma_0$  das elektronische Rauschen,  $\sigma_1$  die Fluktuationen in der Ein-Pixel-Amplitude und  $G$  die Verstärkung des Geräts sind.

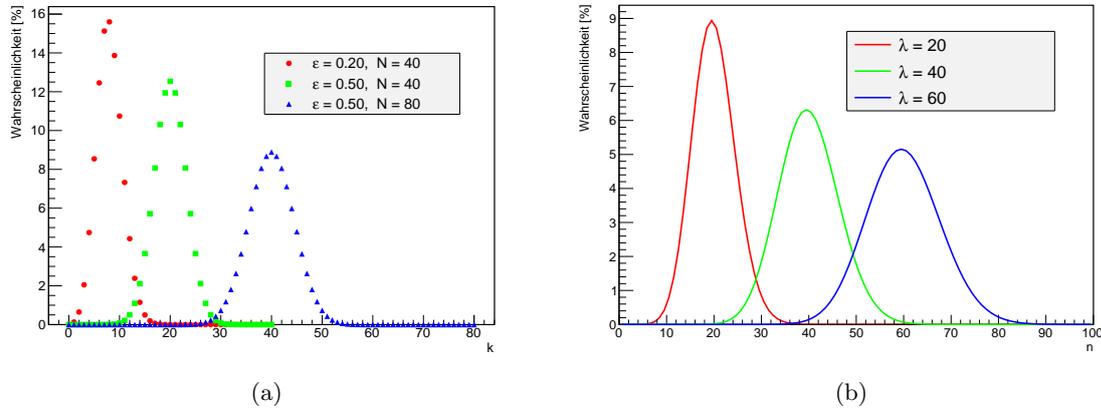
### 3.4 Statistik der Photodetektion

Im Rahmen der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen weist ein Photodetektor Photonen nach, die von einem Szintillator emittiert werden. Die Zeit zwischen Anregung des Szintillators und der Photodetektion ist allerdings für jedes Photon anders. In diesem Abschnitt wird ein statistisches Modell zur Beschreibung der Fluktuationen dieser Zeit vorgestellt, das aus [Pow09] zusammengefasst wurde.

Ein einziges Photon trifft auf einen Detektor. Die Wahrscheinlichkeit, dass dieses Photon nachgewiesen wird, ist durch die Photodetektionseffizienz  $\varepsilon$  des Detektor gegeben. Wenn  $N$  Photonen auf einen Detektor treffen, ist die Wahrscheinlichkeit, dass  $k$  Photonen nachgewiesen werden durch die Binomialverteilung gegeben:

$$P(k, \varepsilon, N) = \binom{N}{k} \cdot \varepsilon^k \cdot (1 - \varepsilon)^{(N-k)} \quad (\text{Binomialverteilung}) \quad (3.9)$$

$$\text{mit } \binom{N}{k} = \frac{N!}{k!(N-k)!}$$



**Abbildung 3.10:** a) Binominalverteilung. Die Wahrscheinlichkeit ist bei  $\varepsilon \cdot N$  nachgewiesenen Photonen am höchsten. Die Verteilung wird breiter für hohe  $N$ . b) Poisson-Verteilung.

Für  $N \rightarrow \infty$  und  $\varepsilon \rightarrow 0$  (mit konstantem  $N \cdot \varepsilon$ ) konvergiert die Binomialverteilung gegen die Poisson-Verteilung. Das bedeutet, wenn die Anzahl der auf den Detektor auftreffenden Photonen sehr groß wird, ist die Anzahl der in einem definierten Zeitintervall nachgewiesenen Photonen Poisson-verteilt. Es sei  $\lambda$  die durchschnittliche Anzahl der in einem festen Zeitintervall nachgewiesenen Photonen. Die Wahrscheinlichkeit, dass in demselben Zeitintervall  $n$  Photonen nachgewiesen werden, ist gegeben durch:

$$P(n, \lambda) = \frac{\lambda^n}{n!} \cdot e^{-\lambda} \quad (\text{Poisson-Verteilung}) \quad (3.10)$$

In Abbildung 3.10 sind Beispiele für die Binomialverteilung und die Poisson-Verteilung dargestellt.

Es wird angenommen, dass die Rate der vom Detektor nachgewiesenen Photonen durch eine Exponentialfunktion  $y(t)$  mit Zeitkonstante  $\tau$  gegeben ist:

$$y(t) = A \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{mit } A = \text{maximale Rate} \quad (3.11)$$

Die Zeitkonstante  $\tau$  hängt vom Szintillator-Material und Geometrie ab. Die Anstiegszeit des Szintillators wurde der Einfachheit halber vernachlässigt. Wenn die Funktion  $y(t)$  über die volle Zeit integriert wird, kann die gesamte Anzahl der vom Detektor nachgewiesenen Photonen  $R$  bestimmt werden:

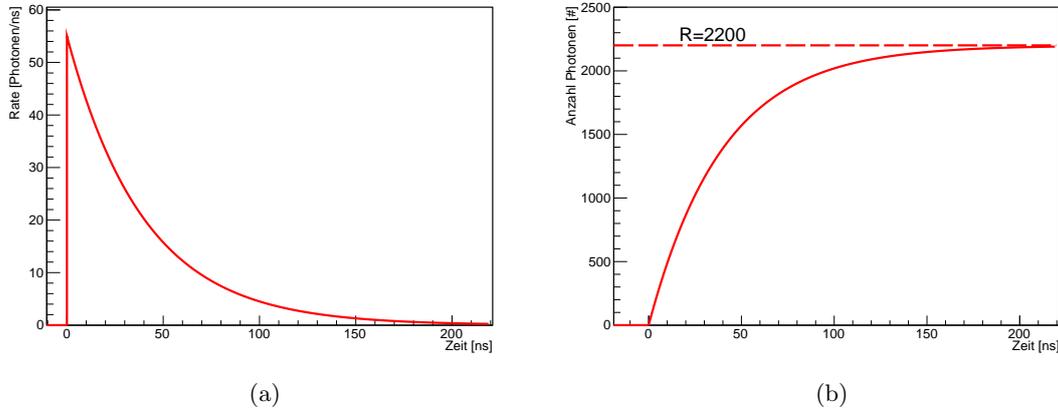
$$\int_0^{\infty} y(t) dt = A\tau = R \quad (3.12)$$

Es wird angenommen, dass die Zahl  $R$  nicht fluktuiert. Wenn man die Funktion  $y(t)$  nur bis zu einem bestimmten Zeitpunkt  $t$  integriert, kann man die durchschnittliche Anzahl  $f(t)$  der bei einem bestimmten Zeitpunkt  $t$  nachgewiesenen Photonen bestimmen:

$$f(t) = \int_0^t y(t') dt' = R \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (3.13)$$

In Abbildung 3.11 sind die Funktionen  $y(t)$  und  $f(t)$  dargestellt.

Wenn man beim Zeitpunkt  $t$  im Durchschnitt  $f(t)$  nachgewiesene Photonen erwartet, kann



**Abbildung 3.11:** a) Rate der von einem Detektor nachgewiesenen Photonen. Die Anstiegszeit des Szintillators wird vernachlässigt, sodass beim Zeitpunkt  $t = 0$  die Rate am höchsten ist. b) Durchschnittliche Anzahl der bei einer bestimmten Zeit  $t$  vom Detektor nachgewiesenen Photonen. Für  $t \rightarrow \infty$  konvergiert die Funktion gegen die gesamte Anzahl der Photonen  $R$ .

mit Hilfe von Gleichung 3.10 die Wahrscheinlichkeit ausgerechnet werden,  $Q$  Photonen nachzuweisen:

$$P(Q, t) = \frac{[f(t)]^Q}{Q!} e^{-f(t)} \quad (3.14)$$

Mit diesen Voraussetzungen kann jetzt die Wahrscheinlichkeit ausgerechnet werden, dass das  $Q$ te Photon zwischen der Zeit  $t$  und  $t + dt$  nachgewiesen wird. Diese Wahrscheinlichkeit ergibt sich aus dem Produkt zwischen der Wahrscheinlichkeit  $P(Q - 1, t)$ , dass  $Q - 1$  Photonen schon nachgewiesen wurden, und der Wahrscheinlichkeit  $\frac{df(t)}{dt} \cdot dt$ <sup>3</sup>, dass im Zeitintervall  $dt$  noch ein Photon nachgewiesen wird:

$$W(Q, t) \cdot dt = P(Q - 1, t) \times \frac{df(t)}{dt} \cdot dt \quad (3.15)$$

Der Term  $W(Q, t)$  wird Wahrscheinlichkeitsdichte<sup>4</sup> genannt. Um daraus eine Wahrscheinlichkeit auszurechnen, integriert man die Wahrscheinlichkeitsdichte über ein Zeitintervall. Das Photon wird dann am wahrscheinlichsten in einem Zeitintervall um das Maximum der Wahrscheinlichkeitsdichte nachgewiesen. Durch Einsetzen ergibt sich:

$$W(Q, t) \cdot dt = \frac{R^Q \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)^{Q-1} \cdot e^{-R\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) - \frac{t}{\tau}}}{\tau \cdot (Q - 1)!} \cdot dt \quad (3.16)$$

In Abbildung 3.12 ist die Wahrscheinlichkeitsdichte als Funktion der Zeit aufgezeichnet worden und es wird untersucht, wie sie sich bei unterschiedlichen  $Q$ ,  $\tau$  und  $R$  ändert. In Abbildung 3.12a wird untersucht, wie sich die Wahrscheinlichkeitsdichte bei verschiedenen  $Q$  und bei festen  $\tau$  und  $R$  verhält. Die Kurve für das erste nachgewiesene Photon ( $Q = 1$ ) ist die schmalste.

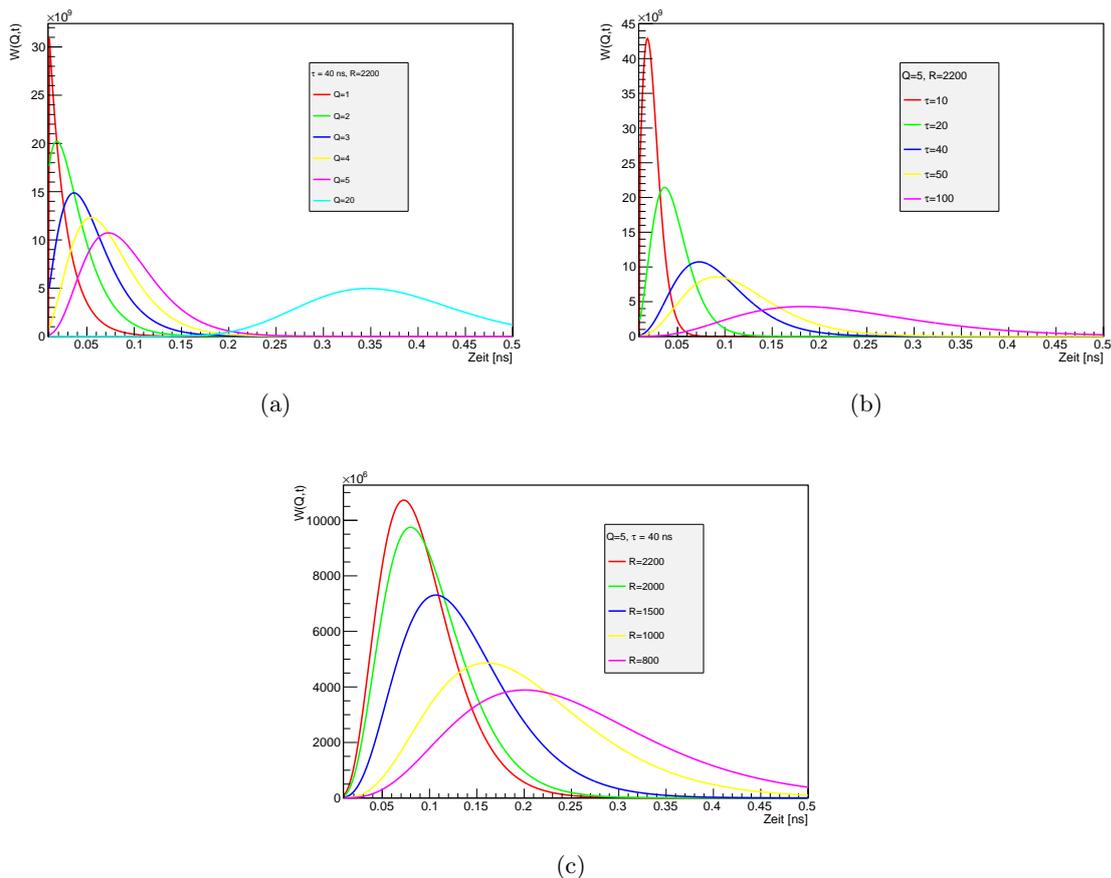
<sup>3</sup>Photonenrate mal Zeitintervall

<sup>4</sup>Wahrscheinlichkeit pro Zeitintervall

Das bedeutet, dass das erste nachgewiesene Photon die höchste Wahrscheinlichkeit hat, immer bei demselben Zeitintervall nachgewiesen zu werden. Die Zeit, bei der das erste Photon gemessen wird, entspricht dann am genauesten der Zeit, bei der der Szintillator von einem Teilchen getroffen wird. In Abbildung 3.12b werden die Wahrscheinlichkeitsdichten für unterschiedliche  $\tau$  miteinander verglichen. Wenn  $\tau$  klein ist, wird die Kurve schmaler und man kann die Zeit genauer messen, bei der ein Teilchen den Szintillator trifft. Zur Verdeutlichung dieses Verhaltens kann man überlegen, was passieren würde, wenn die Zeitkonstante Null wäre. Alle Photonen würden in demselben Moment nachgewiesen werden und die Zeitfluktuationen würden verschwinden. Die gesamte Anzahl der nachgewiesenen Photonen beeinflusst auch die Wahrscheinlichkeitsdichte. In Abbildung 3.12c erkennt man, dass je mehr Photonen auf den Detektor treffen, desto schmaler ist die Kurve und desto präziser kann die Zeit bestimmt werden.

Wichtige Ergebnisse wurden aus dieser Studie ermittelt. Früher<sup>5</sup> nachgewiesene Photonen

<sup>5</sup>Ergebnisse komplizierterer Modelle und Messungen lauten, dass nicht bei  $Q = 1$ , sondern bei  $Q$  etwas größer als eins die beste Zeitauflösung zu erreichen ist [MC12]



**Abbildung 3.12:** a) Wahrscheinlichkeitsdichte bei verschiedenen  $Q$ . b) Wahrscheinlichkeitsdichte bei verschiedenen  $\tau$ . c) Wahrscheinlichkeitsdichte bei verschiedenen  $R$ . Bei niedrigen  $Q$ , kurzen  $\tau$  und hohen  $R$  kann die Zeit, bei der der Szintillator von einem Teilchen getroffen wird, präziser bestimmt werden.

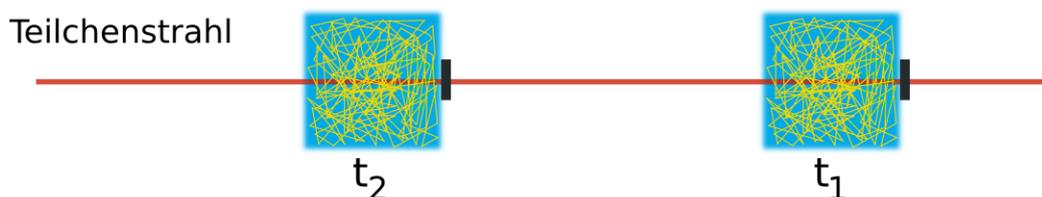
haben im Vergleich zu späteren eine höhere Wahrscheinlichkeit immer bei demselben Zeitintervall nachgewiesen zu werden. Im Allgemeinen wird ein Zeitstempel erzeugt, wenn das Ausgangssignal des Photodetektors eine einstellbare Schwelle überschreitet. Das bedeutet, dass präzise Zeitmessungen durchgeführt werden können, indem der Zeitstempel mit Hilfe einer sehr niedrigen Schwelle bestimmt wird, wodurch die Zeitinformation der früheren Photonen mitgenommen wird. Jedoch darf die Schwelle bei Zeitmessungen aufgrund des elektrischen Rauschens nicht zu niedrig gesetzt werden. Die Genauigkeit der Zeit, bei der der Szintillator von einem Teilchen getroffen wird, wird auch durch eine kurze Zeitkonstante und eine hohe Anzahl von Photonen verbessert.



## 4 Messung der Zeitauflösung eines Szintillator-SiPM-Systems

In diesem Kapitel wird ein Überblick der angewandten Methode gegeben, um die Zeitauflösung eines Szintillator-SiPM-Systems zu messen. Das Prinzip der Messung wird im Abschnitt 4.1 erklärt. Die Wahl des Teilchenstrahls für die Messung wird in Abschnitt 4.2 verdeutlicht. Der eigentliche Messaufbau und die verwendete Ausleseelektronik ist in den Abschnitten 4.3 und 4.4 beschrieben. Ein Überblick über die Eigenschaften der getesteten Szintillatoren und SiPMs sowie eine Begründung für deren Auswahl wird im Abschnitt 4.5 gegeben.

### 4.1 Messprinzip



**Abbildung 4.1:** Ein Teilchenstrahl trifft auf zwei Detektoren in Reihe. Aus den erzeugten elektrischen Signalen werden die Zeitstempel  $t_1$  und  $t_2$  bestimmt. Aus der Verteilung der Zeitintervalle  $\Delta T = t_1 - t_2$  kann man die Zeitauflösung des Systems bestimmen.

Beim Mu3e-Experiment wird nach drei in Koinzidenz gemessenen Elektronen gesucht. Um Zufallskoinzidenzen zu unterdrücken, soll die Entstehungszeit der Zerfallselektronen sehr präzise bestimmt werden. Eine Zeitauflösung  $\sigma < 100$  ps wurde als Ziel gesetzt.

Eine einfache Methode für die Bestimmung der Zeitauflösung eines beliebigen Detektorsystems ist, mehrmals ein festes Zeitintervall  $\Delta T$  zwischen zwei Signalen  $t_1$  und  $t_2$  zu messen. Da der Detektor, mit welchem man die Zeit misst, eine gewisse Zeitauflösung hat, wird das gemessene  $\Delta T$  gaußförmig schwanken. Aus der Verteilung der gemessenen  $\Delta T$  ist dann die Auflösung des Detektors bestimmbar. Ein Beispiel ist das Zeitintervall zwischen der Zeit  $t_1$  der Erzeugung eines Laserpulses und der Zeit  $t_2$ , wenn der Laserpuls in einem Photosensor das Signal erzeugt.

Beim Mu3e-Experiment werden die Elektronen durch Szintillator-SiPM-Systeme nachgewiesen. In Abbildung 4.1 ist eine Möglichkeit dargestellt, die Zeitauflösung dieses Detektorsystems zu messen. Der Elektronenstrahl wird durch beide Szintillatoren geleitet. Da der räumliche Abstand zwischen den Szintillatoren fest ist und die Flugzeitunterschiede durch Streuung im Szintillator viel kleiner als die Zeitauflösung des Systems sind, ist die Zeit  $\Delta T$ , die ein Elektron braucht, um von einem zum anderen Szintillator zu fliegen, klar definiert. Aus der Verteilung der Zeitintervallen  $\Delta T$  kann die Zeitauflösung des Systems bestimmt werden. Die Elektronen müssen hinreichend hohe Energie besitzen, um nicht im ersten Szintillator gestoppt zu wer-

den. Dieses Thema wird ausführlicher im Abschnitt 4.2 diskutiert. In Abbildung 4.2 ist eine typische Verteilung der Zeitintervalle  $\Delta T$  zwischen den Signalen in beiden Systemen dargestellt. Die Breite der gemessenen Verteilung  $\sigma_{Gesamt}$  entspricht der Zeitauflösung des gesamten System, die aus der Summe der Zeitaufösungen  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  der einzelnen Systeme besteht:

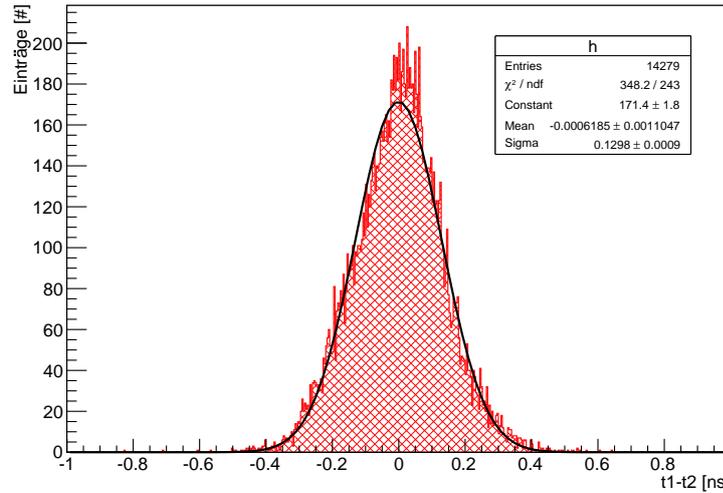
$$\sigma_{Gesamt} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (4.1)$$

Zwei Wege sind möglich, um aus der Zeitauflösung des gesamten System auf die Zeitauflösung eines einzelnen Systems zu kommen. Falls die zwei Systemen identisch sind ( $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_{System}$ ), ist die Zeitauflösung eines einzelnen Systems gegeben durch:

$$\sigma_{Gesamt} = \sqrt{2\sigma_{System}^2} \quad \Rightarrow \quad \sigma_{System} = \sigma_{Gesamt}/\sqrt{2} \quad (4.2)$$

Die andere Möglichkeit ist ein System mit bekannter Zeitauflösung als Trigger zu verwenden. Die Zeitauflösung des Triggers ist z.B. durch die erste Methode bestimmbar. Die Zeitauflösung des anderen Systems ist dann gegeben durch:

$$\sigma_{system} = \sqrt{\sigma_{Gesamt}^2 - \sigma_{Trigger}^2} \quad (4.3)$$

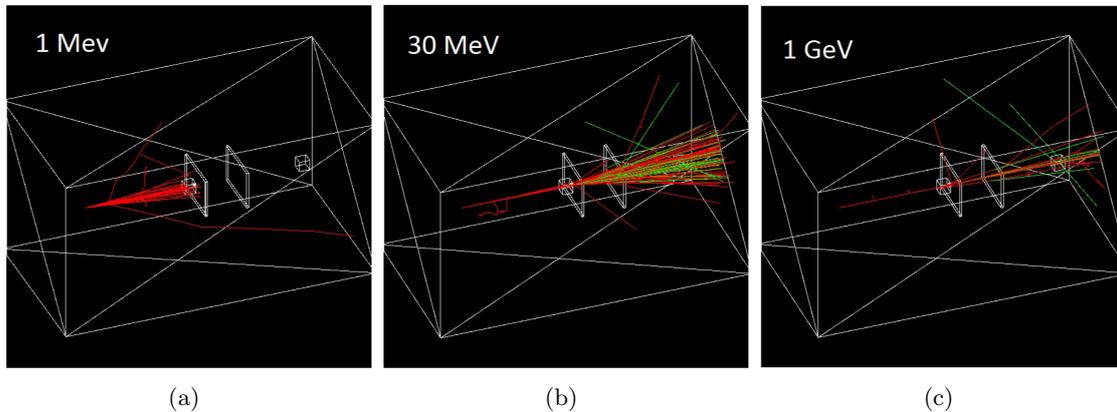


**Abbildung 4.2:** Beispielverteilung der Zeitintervalle  $\Delta T = t_1 - t_2$ . Das gemessene  $\Delta T$  schwankt, da der Detektor eine gewisse Zeitauflösung hat. Die Verteilung ist gaußförmig. Oben rechts sind die Ergebnisse des Gauß-Fits zusammengefasst.

## 4.2 Der primäre Teilchenstrahl

Es wurde eine Simulationsstudie durchgeführt<sup>1</sup>, um abschätzen zu können, welche Energie die Elektronen mindestens besitzen müssen, damit sie in beiden Szintillatoren Energie deponieren und mit der oben beschriebenen Methode die Zeitauflösung gemessen werden kann.

<sup>1</sup>Die Simulation einer einzelnen Szintillatorkachel wurde von Patrick Eckert programmiert [Eck13]



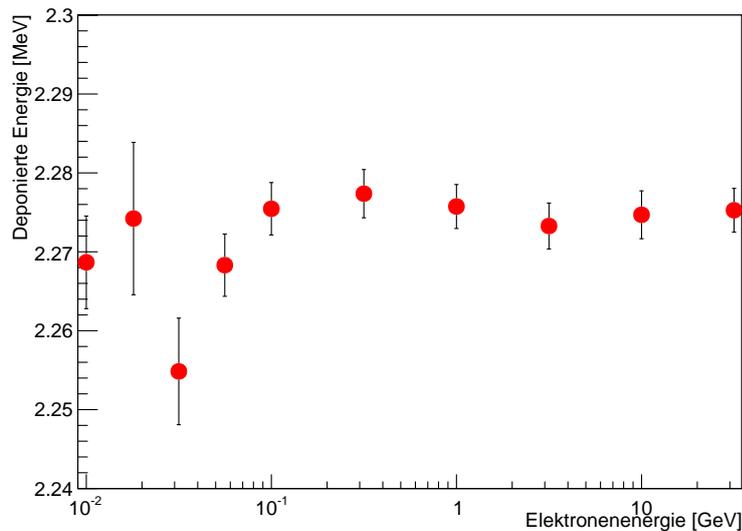
**Abbildung 4.3:** Simulationsstudie zur Untersuchung der notwendigen Elektronenenergie, um die Zeitaufösung eines Szintillator-SiPM-Systems messen zu können. In rot sind die Elektronen zu erkennen, in grün die Photonen. Die Szintillationsphotonen werden nicht angezeigt. a) 1 MeV Elektronen, b) 30 MeV Elektronen, c) 1 GeV Elektronen. Nur mit Elektronenenergien  $\mathcal{O}(1 \text{ GeV})$  kann man die Zeitaufösung des Systems mit der im Abschnitt 4.1 beschriebenen Methode messen.

Die Simulation wurde mit Hilfe der Simulationssoftware Geant4<sup>2</sup> durchgeführt. In Abbildung 4.3 ist der simulierte Aufbau visualisiert. Die Szintillatoren haben die Form zweier Würfel und bestehen aus dem organischen Material BC-408 (siehe Abschnitt 4.5) mit Abmessungen  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ . Zwei dünne Aluminiumplatten ( $51 \times 37 \times 2 \text{ mm}^3$ ) simulieren das Aluminiumgehäuse, das die Ausleseplatine für den SiPM enthält (siehe Abschnitt 4.4). Wie in Abbildung 4.3a zu sehen ist, werden Elektronen mit einer Energie von 1 MeV vollständig vom Szintillator oder von der ersten Aluminiumplatte gestoppt. Diese Energie entspricht der typischen Energie der Elektronen, die von einer radioaktiven Quelle emittiert werden, die man im Labor verwenden kann (z.B. Strontium-90). Aus der Kinematik des Myonzerfalls erwartet man, dass die Zerfallelektronen (-positronen) eine Energie im Bereich 0-53 MeV besitzen [Col12]. In Abbildung 4.3b wurden Elektronen mit einer Energie von 30 MeV simuliert. Die meisten Elektronen gelangen durch den ersten Szintillator und die zwei Aluminiumplatten. Allerdings werden sie so stark abgelenkt, dass die Elektronen selten den zweiten Szintillator treffen. In Abbildung 4.3c ist das Simulationsergebnis für Elektronen mit einer Energie von 1 GeV dargestellt. Bei solch hohen Energien fliegen die meisten Elektronen durch beide Szintillatoren, was die Messung der Zeitaufösung des Systems ermöglicht.

Eine einfache Möglichkeit mit hochenergetischen Teilchen zu messen ist, die kosmische Strahlung als Quelle zu verwenden. Die kosmische Strahlung, die auf der Erdoberfläche ankommt (die sekundäre Kosmische Strahlung), besteht im Wesentlichen aus Myonen, die im Durchschnitt eine Energie von wenigen GeV besitzen [PDG12]. Ein großer Nachteil ist allerdings die sehr niedrige Rate, die im Bereich von 1 Teilchen pro  $\text{cm}^2$  und pro Minute liegt [PDG12]. Für eine erfolgreiche Messung sollen die Teilchen durch zwei Szintillatoren fliegen. Diese Winkelschränkung erniedrigt die Rate auf wenige Ereignisse pro Stunde. Eine bessere Möglichkeit Messungen durchzuführen ist durch einen Teilchenbeschleuniger mit definiertem Strahlprofil

<sup>2</sup>Geometry and Tracking. Software zur Simulation hochenergetischer Prozesse von Teilchen in Materie unter Verwendung von Monte-Carlo Methoden. <http://geant4.cern.ch/>

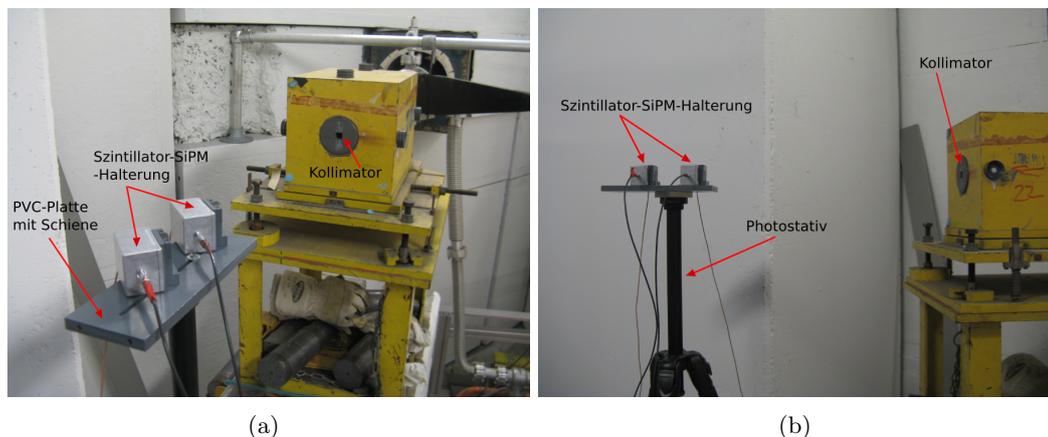
und hoher Rate gegeben. Nachteile sind dabei die lange Wartezeit auf begehrte Strahlzeit. Beim Mu3e-Experiment besitzen die Zerfallselektronen eine Energie im Bereich  $\mathcal{O}(10 \text{ MeV})$ . Die Zeitauflösung des Systems wird jedoch bei Elektronenenergien  $\mathcal{O}(1 \text{ GeV})$  gemessen. Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Zeitauflösung von der Energie der primären Elektronen wurde eine weitere Simulationsstudie durchgeführt. Der simulierte Aufbau ist derselbe wie in Abbildung 4.3. Wenn ein hochenergetisches geladenes Teilchen durch eine dünne Schicht Absorbermaterials fliegt, ist die im Material deponierte Energie Landau-verteilt [PDG12]. Die vom Elektron im Szintillator deponierte Energie (bzw. der wahrscheinlichste Wert der Landau-Verteilung) ist in Abhängigkeit der Energie der primären Elektronen in Abbildung 4.4 aufgetragen. Der betrachtete Szintillator ist jener, welcher vom Elektronenstrahl zuerst getroffen wird. Es werden nur Ereignisse berücksichtigt, wo beide Szintillatoren vom Elektron getroffen werden. Der angegebene Fehler wurde aus dem Landau-Fit abgeschätzt. Bei niedrigen Elektronenenergien werden die Elektronen häufiger im ersten Szintillator gestreut oder absorbiert, sodass sie nicht auf den zweiten Szintillator treffen. Aufgrund der geringeren Statistik wird dann die Ungenauigkeit der angegebenen Werte größer. Die Schwankung der deponierten Energie ist im Bereich von wenigen Prozent, d.h. die bei  $\mathcal{O}(1 \text{ GeV})$  gemessene Zeitauflösung ist annähernd dieselbe, die man bei primären Elektronenenergien im Bereich  $\mathcal{O}(10 \text{ MeV})$  messen würde.



**Abbildung 4.4:** Simulierte vom Elektron im Szintillator deponierte Energie, unter der Bedingung, dass beide Szintillatoren vom Strahl getroffen werden. Die deponierte Energie variiert im untersuchten Energiebereich nur um wenige Prozent.

### 4.3 Versuchsaufbau

Im vorherigen Abschnitt wurde ein allgemeines Messprinzip vorgestellt. In diesem Abschnitt soll erklärt werden, wie dieses Messprinzip im Detail aufgesetzt wurde. Das Experiment wurde



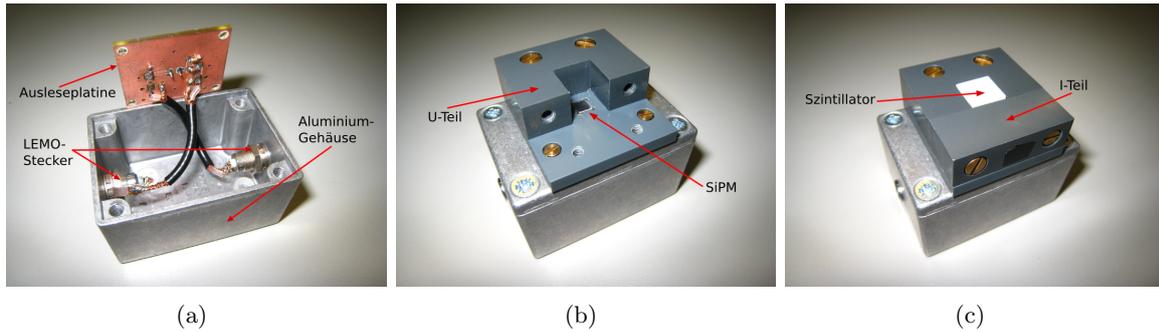
**Abbildung 4.5:** Versuchsaufbau der Messung am Elektronenbeschleuniger am DESY. a) Eine PVC-Platte mit Schiene ermöglicht den Abstand zwischen den Szintillatoren und dessen Winkel zu variieren. b) Der gesamte Aufbau wird mit einem Photostativ in den Strahl gestellt. In gelb ist die Halterung für den Kollimator zu erkennen.

am DESY<sup>3</sup> in Hamburg durchgeführt. Die Energie des Elektronenstrahls konnte im Bereich 1 bis 6 GeV variiert werden. Die meisten Messungen wurden bei einer Elektronenenergie von 3 GeV durchgeführt, da bei der Energie die Elektronenrate sehr hoch war. Bevor der Strahl auf die Szintillatoren trifft, wird er durch einen Kollimator aus Blei geleitet (siehe Abbildung 4.5). Der Kollimator ist etwa 30 cm lang und hat eine quadratische Öffnung mit Abmessungen  $\mathcal{O}(10 \times 10 \text{ mm}^2)$ . Die Rate der vom Beschleuniger gelieferten Elektronen lag bei  $\mathcal{O}(1 \text{ kHz})$ . Aufgrund der kleinen Fläche der Szintillatoren, der ungenauen Ausrichtung des Aufbaus im Strahl (es werden dann nicht beide Szintillatoren vom Strahl getroffen) und des Kollimators war allerdings die Rate der aufgenommenen Ereignissen nur im Bereich  $\mathcal{O}(100 \text{ Hz})$ .

Die Halterung für den Szintillator und für den SiPM ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Das Aluminium-Gehäuse enthält die Ausleseplatine (siehe Abschnitt 4.4) für den SiPM und fungiert als elektrische Abschirmung (Abbildung 4.6a). Jeweils ein LEMO-Kabel für die Spannungsversorgung und den Signalabgriff werden ans Gehäuse gesteckt. Die SiPM-Halterung wird mit einer PVC-Platte festgehalten, die an das Alu-Gehäuse festschraubt wird (Abbildung 4.6b). Eine weitere dickere PVC-Platte, zusammengesetzt aus einem I- und U-Teil, hält den Szintillator auf dem SiPM fest und zentriert ihn (Abbildung 4.6c). Mit einer Dunkelfolie werden alle Stellen abgedeckt, wo der Szintillator externem Licht ausgesetzt werden könnte. Die optische Kopplung zwischen Szintillator und SiPM ist entscheidend, um eine gute Zeitauflösung zu erhalten. Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurde ein optisches Gel verwendet, das per Hand zwischen Szintillator und SiPM angebracht wurde. Dieses Verfahren bereitet Probleme bezüglich der Reproduzierbarkeit der Messung. Eine im Allgemeinen bessere Option ist Szintillator und SiPM mit einem speziellen Kleber miteinander zu verkleben. Für Testmessungen ist dies allerdings nicht optimal, da Szintillator und SiPM nicht mehr abgelöst werden können. Zwei solcher Halterungen werden auf einer langen Platte ( $\approx 20 \text{ cm}$ ) montiert. Diese Platte ist mit einer Schiene ausgestattet, damit der Abstand zwischen den

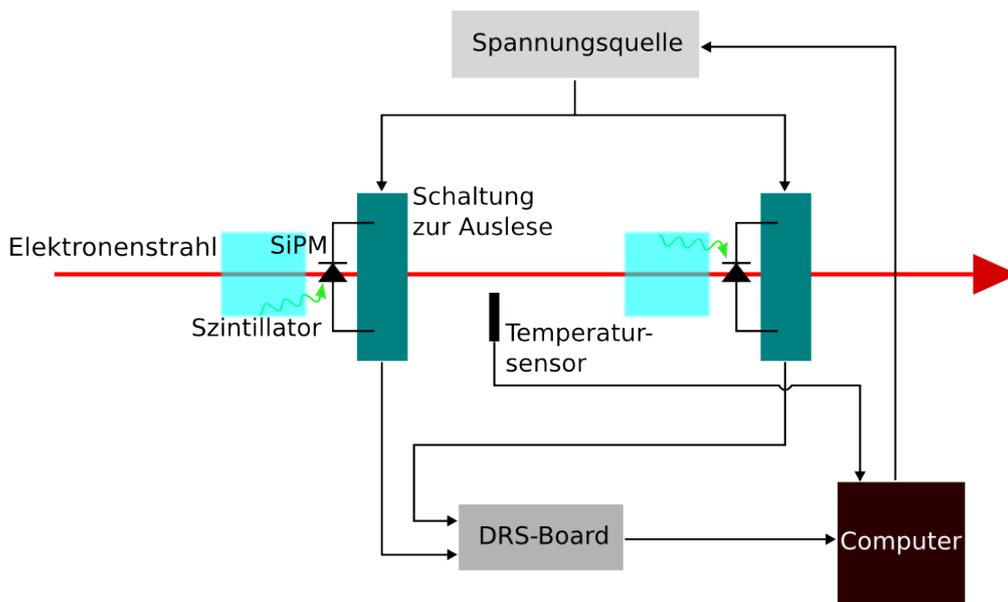
<sup>3</sup>Deutsches Elektronen-Synchrotron, ein Forschungszentrum der Helmholtz-Gemeinschaft  
<http://www.desy.de/>

Szintillatoren frei justierbar ist (Abbildung 4.5a). Die Szintillatoren können beliebig gedreht werden, um den Auftreffwinkel des Strahls variieren zu können. In Abbildung 4.5a sind die Szintillatoren beispielsweise um  $45^\circ$  gedreht. Der gesamte Aufbau wird auf ein gewöhnliches Photostativ geschraubt, um ihn in den Strahl zu stellen (Abbildung 4.5b). Die Ausrichtung des Aufbaus im Strahl wurde ausschließlich mit bloßem Auge durchgeführt. Ein Lasersystem zur Positionierung war in der Beschleunigeranlage nicht vorhanden.



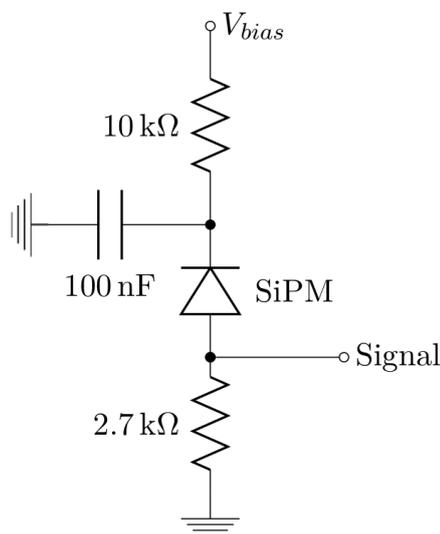
**Abbildung 4.6:** Halterung für Szintillator und SiPM. Die Ausleseplatine ist in einem Aluminiumgehäuse untergebracht. Eine an den Deckel festgeschraubte PVC-Platte hält den SiPM fest. Der Szintillator ist mit Hilfe einer dickeren PVC-Platte auf dem SiPM zentriert.

#### 4.4 Ausleseelektronik



**Abbildung 4.7:** Schematischer Messaufbau. Die SiPMs werden mit einer ansteuerbaren Spannungsquelle versorgt. Die Pulsformen werden mittels des *DRS<sub>4</sub> Evaluation Board* aufgenommen. Die vollständige Datenanalyse erfolgt *offline*.

In Abbildung 4.7 ist der Messaufbau schematisch aufgezeichnet. Mit dem Computer wird die Spannungsquelle<sup>4</sup> angesteuert. Da nur eine ansteuerbare Spannungsquelle zur Verfügung stand, wurden beide SiPMs bei den meisten Messungen mit derselben Betriebsspannung versorgt. In wenigen Fällen wurde einer von beiden SiPMs mit einer nicht ansteuerbaren Spannungsquelle bei fester Spannung betrieben. Da die zwei SiPMs nicht zwangsläufig dieselbe Durchbruchspannung haben, wurden sie dann mit verschiedenen Überspannungen getrieben. Der Schaltplan zum Betrieb und zur Auslese des SiPMs ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Ein Tiefpass, der aus einem Kondensator und einem Widerstand besteht, filtert das hochfrequente Rauschen der Eingangsspannung. In den meisten Fällen wurden die SiPMs mit positiver Spannung betrieben. Das Ausgangssignal wird dann über einen Widerstand von  $2,7\text{ k}\Omega$  abgegriffen und an die Platine mit dem DRS4-Chip<sup>5</sup> weitergeleitet, womit man ein etwa  $200\text{ ns}$  langes Signal ( $1024$  Messpunkte) aufnehmen kann. Der Chip wurde am PSI<sup>6</sup> entwickelt. In Abbildung 4.9 ist ein Bild der Platine mit dem DRS4-Chip zu sehen. Zur Aufnahme von koinzidenten Signalen wird ein UND-Trigger verwendet. Das bedeutet, nur falls die Signale in beiden Kanälen eine einstellbare Schwelle überschreiten, werden die Pulsformen aufgezeichnet. Eine Software<sup>7</sup> erlaubt direkt während der Aufnahme eine Parameter Überwachung: die Amplitude, die Form der Signale, die Rate der Koinzidenzen, die Verteilung der Zeitstempel und eine vorläufige Abschätzung der gemessenen Zeitaufösung. Die vollständige Datenanalyse wird danach *offline* durchgeführt. Da die Durchbruchspannung temperaturabhängig ist, wird die Temperatur zu jeder Minute in eine Datei geschrieben. Da allerdings die verwendeten SiPMs noch nicht vollständig charakterisiert wurden, wurden die gemessenen Daten nicht auf Temperaturabhängigkeiten korrigiert.



**Abbildung 4.8:** Schaltung zum Betrieb und zur Auslese des SiPMs.



**Abbildung 4.9:** Platine mit dem DRS4-Chip. Auf der linken Seite sind die vier  $50\ \Omega$  terminierte Input-Kanäle zu erkennen [Hom13].

<sup>4</sup>Keithley 6487 Picoammeter/Voltage Source

<sup>5</sup>DRS4 Evaluation Board, <http://www.psi.ch/drs/evaluation-board>

<sup>6</sup>Paul Scherrer Institut, <http://www.psi.ch/>

<sup>7</sup>Die Software wurde von Patrick Eckert programmiert [Eck13]

## 4.5 Getestete Szintillatoren und SiPMs

Verschiedene Szintillator-Materialien und Geometrien sowie verschiedene SiPMs-Modelle wurden im Rahmen dieser Arbeit verglichen. Ein Überblick über ihre Eigenschaften wird in diesen Abschnitt gegeben. Insbesondere für die Szintillatoren werden auch Bearbeitungsmethoden vorgestellt.

### Szintillatoren

Für eine präzise Zeitmessung eignen sich organische Szintillatoren sehr gut. Aus Simulationsstudien ergibt sich, dass der Szintillator BC-420 sich am besten für die Anforderungen des Mu3e-Experiments eignet [Col12]. Für die ersten Messungen wurden allerdings die Szintillatoren BC-408 und NE-110 verwendet, die vergleichbare Eigenschaften besitzen. In Tabelle 4.1 sind die wichtigsten Eigenschaften dieser Szintillatoren zusammengefasst. Um eine gute Zeitauflösung zu erreichen, sind wichtige Eigenschaften: eine schnelle Anstiegszeit, eine schnelle Abklingzeit und eine schmale Pulsbreite. Sehr wichtig ist es auch, dass der Szintillator eine möglichst hohe Lichtausbeute besitzt, da bei größeren Signalen die Zeitauflösung des Systems besser wird. Unter Lichtausbeute versteht man, wie viele Photonen pro im Szintillator deponierter Energie emittiert werden. Ein anderer wichtiger Faktor ist die Wellenlänge, bei der der Szintillator am meisten Licht emittiert. Diese Wellenlänge soll nämlich an die Empfindlichkeit des Photosensors angepasst werden. Die Dichte der organischen Szintillatoren ist sehr gering und reicht nicht aus, um die Elektronen mit einer Energie  $\mathcal{O}(10 \text{ MeV})$  in etwa 1 cm Dicke zu stoppen. Da beim Kacheldetektor des Mu3e-Experiments keine Energiemessung vorgesehen ist, bereitet das kein Problem.

Ein wichtiger Punkt bei Experimenten mit Szintillatoren ist die Qualität ihrer Oberfläche. Eine möglichst gut polierte Oberfläche führt dazu, dass die erzeugten Szintillationsphotonen direkter zum Photosensor geleitet werden. Aufgrund der Empfindlichkeit des Materials müssen die Szintillatorkacheln besonders bearbeitet werden.

Der Szintillator wird zuerst aus einer großen Platten auf 4 mm Aufmaß ausgesägt. Die Schnittgeschwindigkeit darf nicht zu hoch sein, da sonst Wärmerisse im Material entstehen. Das Sägeblatt darf außerdem nicht mit Metallspäne verunreinigt sein, da sie sonst ins Material eindringen können. Kühlung darf ausschließlich mit Luft erfolgen, da flüssige Mittel die

	BC-408	BC-412 (NE-110)	BC-420
Basismaterial	Polyvinyltoluen	Polyvinyltoluen	Polyvinyltoluen
Anstiegszeit [ns]	0,9	1,0	0,5
Abklingzeit [ns]	2,1	3,3	1,5
Pulsbreite (FWHM) [ns]	$\approx 2,5$	4,2	1,3
Lichtausbeute [photons/1 MeV]	10000	9200	9700
Wellenlänge von Emissionsmax. [nm]	425	435	391
Dichte [g/cm <sup>3</sup> ]	1,023	1,023	1,023
Brechungsindex	1,58	1,58	1,58

**Tabelle 4.1:** Wichtige Eigenschaften der getesteten Szintillator-Materialien [Tec13]. Die angegebenen kommerziellen Namen stammen von der Firma Saint-Gobain. Äquivalente Szintillatoren gibt es auch von der Firma Eljen Technology (EJ-200, EJ-208, EJ-230) und NE Technologies (Pilot F, NE-110, Pilot U2) erhältlich.

Oberfläche beschädigen. Der Szintillator wird danach auf 1 mm Aufmaß vorgefräst. Am Ende wird die Feinbearbeitung mit einem Diamantkopf ausgeführt. Die Politur kann mit einem Diamantkopf oder per Hand mit einer speziellen Paste oder mit beiden Methoden zusammen durchgeführt werden. Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen konnten keine erheblichen Unterschiede zwischen den verschiedenen Politurmethode festgestellt werden. Für das Mu3e-Experiment sind insgesamt  $\mathcal{O}(10.000)$  Szintillatoren zu bearbeiten und zu polieren. Da die Bearbeitung möglichst homogen und automatisch ablaufen soll, ist dann eine Politur mit dem Diamantkopf vorzuziehen. In Abbildung 4.11a ist eine mit einem Diamantkopf polierte Oberfläche zu sehen. Zu erkennen sind die charakteristische Bearbeitungslinien in horizontaler Richtung. In Abbildung 4.11b kann man hingegen die Oberfläche eines Szintillators sehen, der schon lange genutzt wurde. Die Oberfläche zeigt einige Kratzer und Irregularitäten. Es ist daher sehr wichtig, dass man mit den Szintillatoren mit großer Vorsicht umgeht, d.h. Handschuhe verwendet und sie immer in Plastiktütchen aufbewahrt.

Wie schon erwähnt wurde, verbessert sich die Zeitaufösung, wenn hohe Signale im Detektor erzeugt werden. Damit möglichst wenige Szintillationsphotonen den Szintillator verlassen und verloren gehen, werden sie dann entweder mit einer reflektierenden Folie umwickelt oder mit einer reflektierenden Farbe<sup>8</sup> bemalt. Dieses Verfahren ist auch notwendig, um die Szintillatoren optisch voneinander zu isolieren und *crossstalk* zu vermeiden. Die Isolierung durch eine reflektierende Farbe ist für die Vorbereitung von  $\mathcal{O}(10.000)$  Szintillatoren aufgrund Homogenität und einfacherer Automatisierung vorzuziehen.



**Abbildung 4.10:** Verschiedene Szintillatoroberflächen. a) Mit einem Diamantkopf polierte Oberfläche. Die charakteristischen Bearbeitungslinien sind in horizontaler Richtung zu erkennen. b) Abgenutzte raue Oberfläche.

## SiPMs

Die allgemeinen Eigenschaften eines SiPMs eignen sich sehr gut für die Anforderungen des Mu3e-Experiments. Die Zerfallselektronen treffen den Kacheldetektor von der Außenseite. Da der Kacheldetektor einen Durchmesser von nur etwa 12 cm hat und die ganze Ausleseelektronik, das Kühlungssystem und das Strahlrohr umschließt (siehe Abschnitt 2.3), können nur Sensoren mit einer sehr kompakten Bauweise wie SiPMs zur Auslese der Szintillatoren

<sup>8</sup>EJ-510 Reflective Coating, Eljen Technology

verwendet werden. Im Gegensatz zu anderen Photosensoren sind SiPMs insensitiv gegenüber Magnetfeldern, was sehr wichtig ist, da sich der ganze Mu3e-Detektor in einem Magnetfeld befindet. Darüber hinaus wurden SiPMs aufgrund ihrer exzellenten Zeitauflösung, hohen Verstärkung und hohen Photodetektionseffizienz ausgewählt.

Die Granularität des Kacheldetektors wird durch die Größe des Detektors und die Datenrate limitiert. Mit schmalere Szintillatoren erhält man tendenziell eine bessere Zeitauflösung. Wenn die Szintillatoren allerdings sehr schmal sind, trifft jedes schräg ankommende Elektron auf mehrere Kacheln. Das bedeutet, jedes Elektron erzeugt mehrere Signale, und die Auslese wird aufwendiger. Die im Moment gewählte Szintillatorgröße beträgt  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$ . Der SiPM wird dann auf der  $7,5 \times 8,5$ -Seite des Szintillators positioniert. Da man möglichst viel Szintillationslicht sammeln möchte, sollte man SiPMs mit der aktiven Fläche ähnlich groß wie die Fläche der Szintillatorseite, mit welcher sie in Kontakt stehen, bevorzugen. Die aktive Fläche darf allerdings auch nicht zu groß sein, sonst wird die Kapazität des SiPMs zu groß. Die Signale würden dann zu langsam abfallen, was zu *Pile Up* Problemen führt und die Zeitauflösung verschlechtert. Getestet wurden vor allem SiPMs mit einer aktiven Fläche von  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ : das Modell S10362-33-050C der Firma Hamamatsu und das Modell PM3350-trench der Firma Ketek (siehe Tabelle 4.2). Das Ketek-Modell weist eine etwas höhere Verstärkung auf, aber auch einen langsameren Abfall des Signals im Vergleich zum Hamamatsu-Modell. Die Pixelgröße beträgt in beiden Fällen  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ , was einen guten Kompromiss zwischen hoher geometrischer Akzeptanz (hoher Füllfaktor) und einem großen dynamischen Bereich darstellt. Getestet wurde auch das Modell S10985-050C der Firma Hamamatsu mit einer aktiven Fläche von  $6 \times 6 \text{ mm}^2$ . Dieses Modell besteht aus einem  $2 \times 2$ -Array von SiPMs, jeder mit einer aktiven Fläche von  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ . SiPMs mit einer so hohen Anzahl von Pixeln besitzen eine sehr hohe Dunkelrate. Da man aus Simulationsstudien eine durchschnittliche Signalhöhe von  $\approx 350$  Pixeln erwartet [Col12], verursacht dieser Parameter keine Restriktion. Die getesteten

	Hamamatsu S10362-33-050C	Ketek PM3350 trench	Hamamatsu S10985-050C
Aktive Fläche [ $\text{mm}^2$ ]	3x3	3x3	6x6
Anzahl Pixel	3600	3600	3600 x 4 Kanäle
Pixelgröße [ $\mu\text{m}^2$ ]	50x50	50x50	50x50
Füllfaktor [%]	61,5	60	61,5
Sensitivitätsbereich (Maximum) [nm]	320-900 (440)	300-800 (420)	320-900 (440)
Photodetektionseffizienz <sup>a</sup> [%]	N.A.	$\geq 40$	N.A.
Durchbruchspannung [V]	$69,5 \pm 0,2^b$	$\approx 23$	N.A.
Dunkelrate <sup>c</sup> [MHz]	$5,8^d/7,9^e$	$\leq 2,7$	$\approx 16^f$
Verstärkung <sup>g</sup>	$7,50 \cdot 10^5$	$\approx 2 \cdot 10^6$	$\approx 7,50 \cdot 10^5$

<sup>a</sup>bei maximaler spektraler Sensitivität

<sup>b</sup>Wert bei  $T = 24^\circ\text{C}$  von Patrick Eckert gemessen [Eck13]

<sup>c</sup>0,5 p.e. Schwelle

<sup>d</sup>Seriennummer 9J002326, Wert aus der Verpackung abgelesen

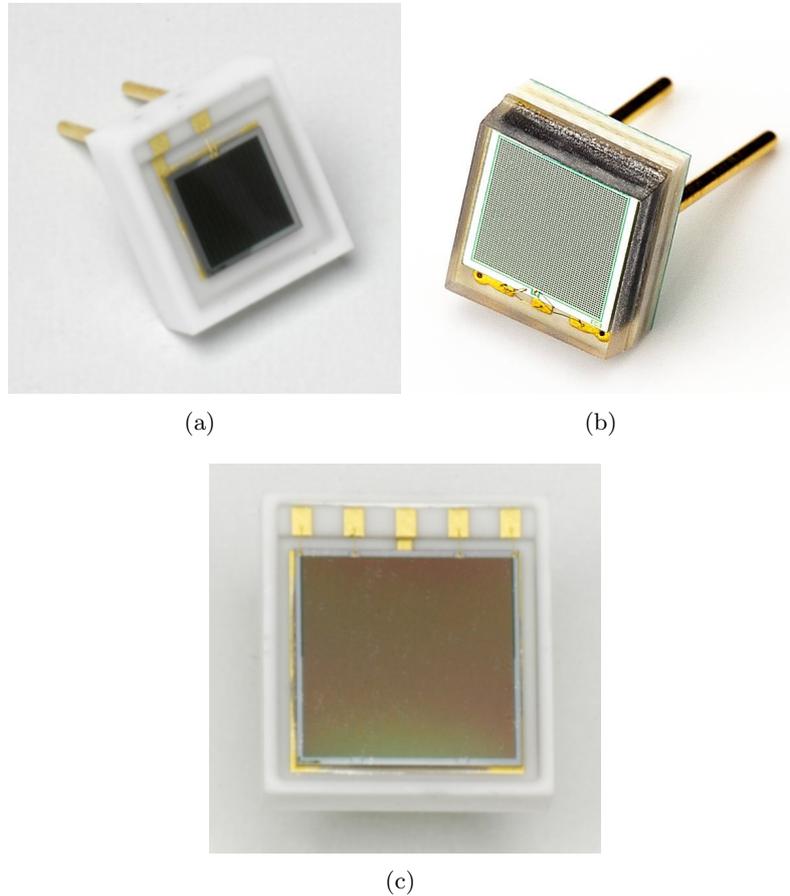
<sup>e</sup>Seriennummer 08J001602, Wert aus der Verpackung abgelesen

<sup>f</sup>Summe aus allen 4 Kanälen. Werte aus der Verpackung abgelesen

<sup>g</sup>bei empfohlener Betriebsspannung: 71,2 V, 27,6 V und 68,6 V

**Tabelle 4.2:** Wichtige Eigenschaften der getesteten SiPMs für  $T = 25^\circ\text{C}$ . Werte ermittelt aus [Ham13] und [Ket13], außer anders notiert.

SiPMs sind vorallem sensitiv auf einfallende Photonen mit Wellenlängen zwischen 420 und 460 nm, was ungefähr dem Maximum des Emissionsspektrums der getesteten Szintillatoren entspricht (siehe Tabelle 4.1).



**Abbildung 4.11:** a) Hamamatsu MPPC S10362-33-050C (aktive Fläche  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ ), b) KE-TEK SiPM PM3350 trench (aktive Fläche  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ ), c) Hamamatsu MPPC S10985-050C (aktive Fläche  $6 \times 6 \text{ mm}^2$ ).



## 5 Datenanalyse

Die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen wurden am Elektronenbeschleuniger am DESY<sup>1</sup> in Hamburg durchgeführt. Bei der Messkampagne wurden Signalformen aufgenommen, die danach *offline* analysiert wurden. In den ersten vier Abschnitten dieses Kapitels werden die gemessenen Signalformen, Signalamplituden und Anstiegszeiten von Systemen mit verschiedenen Szintillatoren und SiPMs vorgestellt. In Abschnitt 5.5 und 5.6 werden zwei Methoden zur Bestimmung der Zeitstempel vorgestellt und verglichen. Der Einfluss unterschiedlicher Beschichtungen des Szintillators und einer variierten optischen Kopplung zwischen Szintillator und SiPM auf die Zeitauflösung des Systems wird in Abschnitt 5.7 diskutiert. Die gemessenen Zeitauflösungswerte von Systemen mit verschiedenen Szintillator-Geometrien und SiPM-Modellen werden in Abschnitt 5.8 und 5.9 verglichen. Da beim Mu3e-Experiment die Elektronen mit verschiedenen Winkeln auf die Szintillatoren treffen, wird in Abschnitt 5.10 gezeigt, wie sich die Zeitauflösung des Systems in Abhängigkeit des Auftreffwinkels des Elektrons ändert.

Bei den in diesem Kapitel angegebenen Szintillatorgrößen beziehen sich die ersten zwei Zahlen immer auf die Szintillatorfläche im Kontakt mit dem SiPM und die dritte Zahl auf die Dicke des Szintillators. Wenn nicht explizit anders angegeben, trifft das Elektron immer auf die Szintillatorseite gegenüber des SiPMs und die Weglänge des Elektrons im Szintillator ist in erster Näherung die Dicke des Szintillators. Zum Beispiel wird bei einem Szintillator mit der Größe  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  der SiPM an der  $7,5 \times 8,5$ -Seite des Szintillators angebracht, das Elektron trifft auf die gegenüberliegende  $7,5 \times 8,5$ -Seite und fliegt durch 5 mm Szintillator-Material.

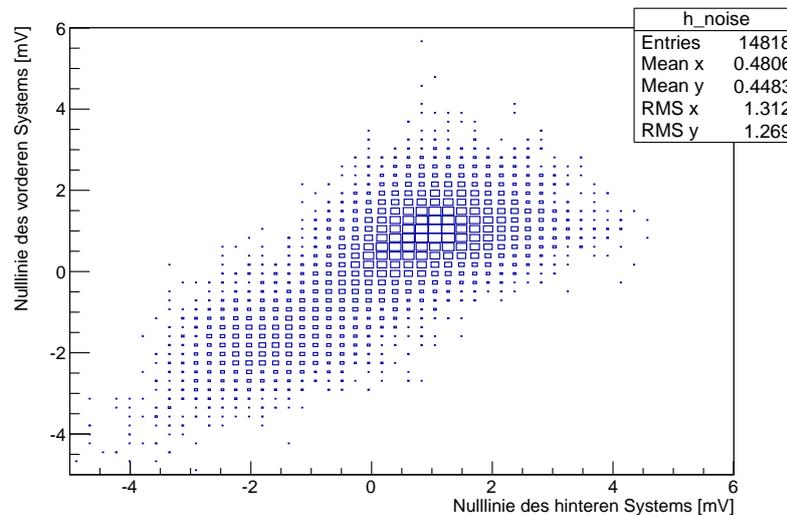
### 5.1 Signalform

Ein geladenes Teilchen, das auf ein Szintillator-SiPM-System trifft, erzeugt ein elektrisches Signal, dessen Form überwiegend vom SiPM-Modell und der Szintillatorart abhängt. Es ist wichtig die Signalform des Systems zu untersuchen, da davon stark die Zeiteigenschaften des Detektors abhängen. Systeme mit steileren Signalen weisen nämlich eine bessere Zeitauflösung auf. Darüber hinaus ist im Mu3e-Experiment auch für die Anwendung solcher Systeme wichtig die Abstiegsflanke des Signals zu untersuchen, da mit kürzeren Signalen weniger *Pile Up* Ereignisse auftreten. In diesem Abschnitt werden die vorgestellten Signalformen auf eins normiert, da nur die Form untersucht wird. Die Signalamplitude wird in Abschnitt 5.2 diskutiert. Bevor im Detail die verschiedenen gemittelten Signalformen verglichen werden, wird zuerst erklärt, wie sie ermittelt wurden.

Mit dem DRS4-Chip werden etwa 200 ns lange Signale mit 1024 Messpunkten aufgenommen (siehe Abschnitt 4.4). Der Abstand zwischen den Messpunkten ist nach jeder Zeitkalibration anders und beträgt im Durchschnitt etwa 200 ps. Die Nulllinie des Signals schwankt um wenige Millivolt bei jeder aufgenommenen Signalform. Diese Schwankungen sind vermutlich

---

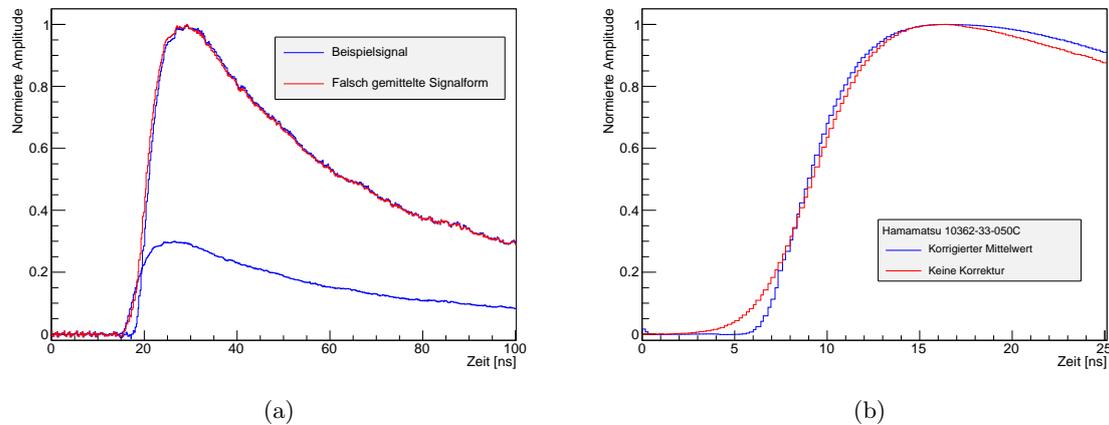
<sup>1</sup>Deutsches Elektronen-Synchrotron, ein Forschungszentrum der Helmholtz-Gemeinschaft  
<http://www.desy.de/>



**Abbildung 5.1:** Die Nulllinie der Signale im Fall einer Beispielkonfiguration. Der x- und y-Wert jedes Kästchens entspricht der Höhe der Nulllinie des Signals im hinteren und vorderen System. Je größer das Kästchen ist, desto häufiger ist dieser Fall vorgekommen. Eine deutliche Korrelation zwischen der Höhe der Nulllinie der Signale in beiden Systemen ist zu sehen.

auf Instabilitäten in der Spannungsversorgung zurückzuführen. In Abbildung 5.1 ist für beide Systeme die Höhe der Nulllinie aufgetragen. Um diesen Wert zu ermitteln wurde die gemessene Spannung zwischen den ersten 2 bis 4 ns des Signals gemittelt. Die Werte liegen auf einer Geraden, d.h. es gibt eine Korrelation zwischen den Schwankungen der Nulllinie im vorderen und hinteren System. Für die meisten aufgenommenen Ereignisse ist die Höhe der Nulllinie in beiden Systemen etwa gleich. Jedes Signal wurde auf diesen Effekt korrigiert, sodass die Nulllinie immer bei 0 mV liegt.

Für die Mittelung der Signalformen werden weitere Korrekturen durchgeführt. Die aufgenommenen Signale haben nicht alle dieselbe Amplitude. Die Steigung des Signals ist auch nicht konstant. Unter der Annahme dass alle Signale die gleiche Form haben, ist dann die Zeit zwischen dem Anfang des Signals und dem Erreichen der Triggerschwelle unterschiedlich für unterschiedliche Amplituden. Dieser Effekt kann mit Hilfe von Abbildung 5.2a erklärt werden. Ein Beispielsignal wurde zweimal mit verschiedener Skalierung aufgetragen (blaue Signale). Die Signale wurden so verschoben, dass sie an dem selben Zeitpunkt den Amplitudenwert 0,2 überschreiten, um eine Triggerschwelle von 0,2 zu simulieren. Das kleinere Signal fängt deutlich früher an anzusteigen. Das ohne Korrekturen normierte gemittelte Signal (rote Kurve) stimmt mit der Form der blauen Kurven nicht überein, obwohl die zwei blauen Signale die selbe Form haben (nur unterschiedliche Amplituden). Um die gemittelte Signalform zu erhalten, wurde aus diesem Grund zuerst jedes Signal normiert. Die normierten Signale wurden dann so verschoben, dass sich alle bei einem bestimmten Prozentwert (in dem Fall 20%) ihrer Höhe an einer bestimmten Stelle befinden. Erst danach wurden die so bearbeiteten Signale gemittelt. In Abbildung 5.2b wird bei einer Beispielkonfiguration die gemittelte Signalform mit und ohne die oben beschriebene Korrektur verglichen. Die gemittelte Signalform ohne Korrektur weist als Artefakt einen deutlich langsameren Anstieg des Signals auf.



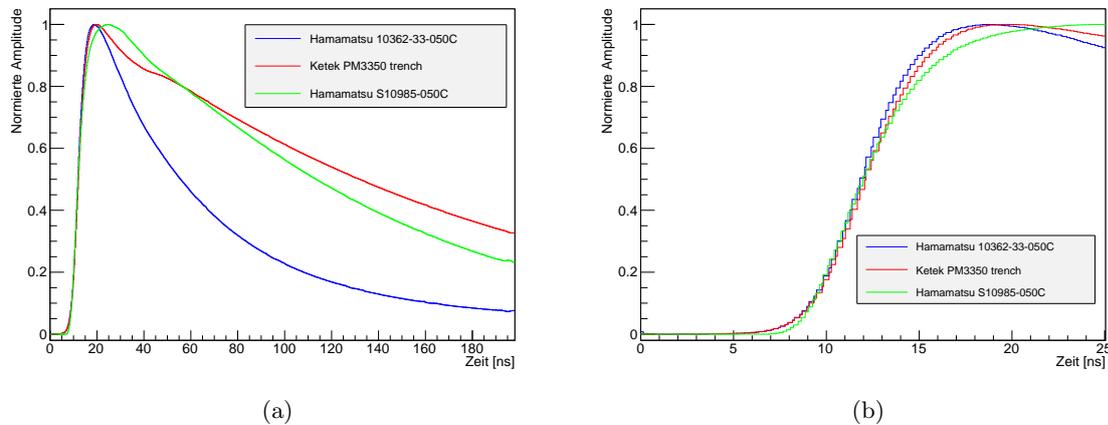
**Abbildung 5.2:** a) Ein Beispielsignal wurde zwei mal mit einer verschiedenen Skalierung aufgetragen. Wenn man die im Text beschriebene Korrektur nicht anwendet, entspricht das normierte gemittelte Signal nicht mehr der ursprünglichen Form. b) Ein Datensatz wurde jeweils mit und ohne die im Text beschriebene Korrektur ausgewertet. Die nicht korrigierte gemittelte Signalform weist einen fehlerbehafteten Anstieg des Signals auf.

In Abbildung 5.3 werden die gemittelten Signalformen von drei Systemen verglichen, die sich nur im verwendeten SiPM-Modell<sup>2</sup> unterscheiden. Als Szintillator wurde ein  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  Würfel des Materials NE-110<sup>3</sup> verwendet, der mit einer reflektierenden Folie umwickelt wurde. Die Anstiegsflanke des Signals ist für alle drei Systeme nahe der Nulllinie sehr ähnlich. Nur nah am Maximum ist die Anstiegsflanke des Signals des Systems mit dem Hamamatsu S10985-050C Modell deutlich flacher als die andere. Seine Anstiegszeit ist deswegen um 1-2 ns länger (siehe Abschnitt 5.4). Sehr unterschiedlich sind hingegen die Abstiegsflanken der Signale. Das Signal des Systems mit dem Hamamatsu 10362-33-050C Modell fällt aufgrund seiner geringeren Detektorkapazität ( $C \approx 300 \text{ pF}$ ) am schnellsten ab ( $\tau \approx 60 \text{ ns}$ ). Das Signal des Systems mit dem Hamamatsu S10985-050C Modell ( $6 \times 6 \text{ mm}^2$  aktive Fläche) fällt deutlich langsamer ab ( $\tau \approx 120 \text{ ns}$ ). Aufgrund der sehr hohen Anzahl an Pixeln ist nämlich seine Detektorkapazität sehr hoch ( $C \approx 1200 \text{ pF}$ ). Sehr hoch ist auch die Detektorkapazität des Ketek PM3350-trench Modells ( $C \approx 600 \text{ pF}$ ). Das Signal dieses Systems fällt mit einer Zeitkonstante  $\tau \approx 140 \text{ ns}$  ab. Etwa 30 ns nach dem Signalmaximum ist bei der Abstiegsflanke dieses Systems ein kleiner Buckel zu beobachten. Dieser Effekt wurde bei beiden getesteten Exemplaren beobachtet und hängt mit den parasitischen Kapazitäten des SiPMs zusammen. Aus diesem Vergleich ergibt sich, dass Systeme mit den drei getesteten SiPM-Modellen voraussichtlich eine ähnliche Zeitauflösung aufweisen. Aufgrund seiner sehr kurzen Abstiegsflanke ist die Wahrscheinlichkeit für *Pile Up* bei dem Hamamatsu 10362-33-050C Modell am kleinsten.

Weiterhin wurde untersucht, welchen Einfluss die Art des Szintillators auf die Signalform des gesamten Systems hat. In Abbildung 5.4a werden die Szintillator-Materialien NE-110 und BC-408 verglichen. Es wurden zwei Konfigurationen verglichen, die bis auf das Szintillator-Material möglichst gleich sind. Die Szintillatoren sind  $8,5 \times 7,5 \times 5 \text{ mm}^3$  groß, sind mit einer re-

<sup>2</sup>Die Eigenschaften der getesteten SiPMs sind in Tabelle 4.2 aufgelistet

<sup>3</sup>Die Eigenschaften der getesteten Szintillator-Materialien sind in Tabelle 4.1 aufgelistet



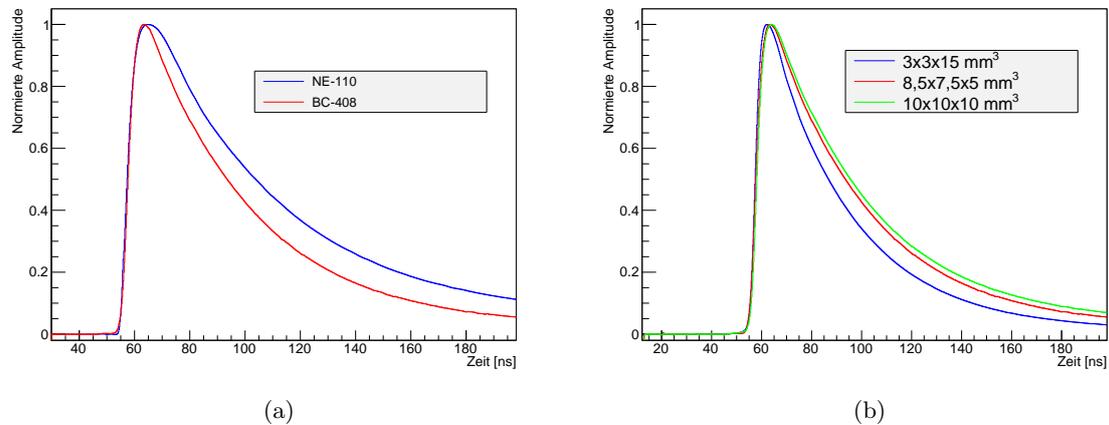
**Abbildung 5.3:** Signalformen verschiedener SiPMs. Die Signalform hängt stark vom SiPM-Modell ab. Die Anstiegsflanken der drei Signale sind nah an der Nulllinie sehr ähnlich. Das Signal des Systems mit dem Hamamatsu 10362-33-050C Modell weist die kürzeste Pulsbreite auf und eignet sich damit am besten für das Mu3e-Experiment.

flektierenden Folie umwickelt und werden von demselben Hamamatsu 10362-33-050C Modell ausgelesen. Die Betriebsspannung des SiPMs beträgt in beiden Fällen 72,0 V. Die Überspannung ist allerdings um etwa  $200 \text{ mV}^4$  unterschiedlich, aufgrund von Temperaturunterschieden bei der Messung. Der Einfluss auf die Signalform ist unvermeidbar unterschiedlich, aufgrund der unterschiedlichen optischen Kopplung zwischen Szintillator und SiPM, sowie auch der nicht perfekten Ausrichtung des Systems im Strahl ist vernachlässigbar. Wie erwartet sind die Anstiegsflanken der beiden Signale sehr ähnlich, da die Szintillatoren ähnliche Anstiegszeiten haben (siehe Tabelle 4.1). Der Unterschied beim Abfall des Signals ist deutlich, da der Szintillator BC-408 eine um 1,2 ns schnellere Abklingzeit besitzt.

In Abbildung 5.4b wurden hingegen Signale von Systemen mit verschiedener Szintillator-Geometrie verglichen. Das Szintillator-Material ist BC-408 und das Hamamatsu 10362-33-050C Modell wurde zur Auslese verwendet. Der  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  Szintillator wurde mit einem Teflon-Band umwickelt, während die anderen beiden mit einer reflektierenden Farbe bemalt wurden. Der Szintillator mit Abmessungen  $8,5 \times 7,5 \times 5 \text{ mm}^3$  und der mit  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  unterscheiden sich in der Geometrie nur wenig und erzeugen sehr ähnliche Signale. Das Signal des Systems mit dem Szintillator mit Abmessungen  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  weist hingegen eine kürzere Abklingflanke auf, was sich positiv auf die Zeitauflösung des Systems auswirkt (siehe Abschnitt 3.4).

Es wurde gezeigt, dass die Form des Signals eines Szintillator-SiPM-Systems hauptsächlich vom SiPM-Modell beeinflusst wird. Bezüglich der Zeitauflösung konnte allerdings aus dem Vergleich verschiedener SiPM-Modelle keine Folgerung festgestellt werden. Aufgrund seiner kurzen Pulsbreite erfüllt das Hamamatsu 10362-33-050C Modell die Ansprüche des Mu3e-Experiments am besten. Das Szintillator-Material beeinflusst die Signalform des Systems nur mäßig. Mit einer geschickten Wahl der Szintillator-Geometrie kann die Signalform bemerkbar verändert werden.

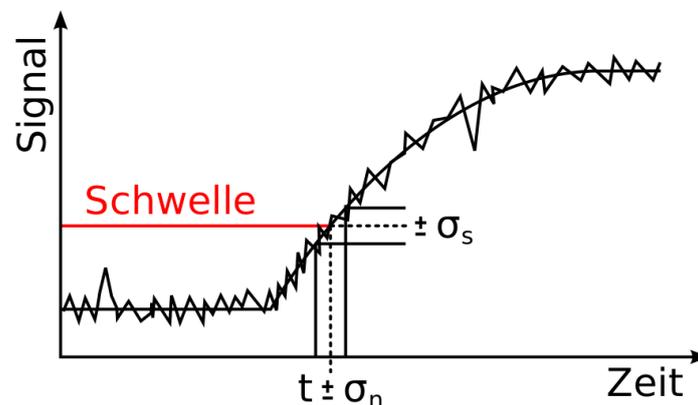
<sup>4</sup>Nach Datenblatt ändert sich die Durchbruchspannung um  $56 \text{ mV}/^\circ\text{C}$  [Ham13]



**Abbildung 5.4:** a) Die Szintillator-Materialien NE-110 und BE-408 werden verglichen. Das Signal des Systems mit dem BC-408 Szintillator fällt schneller ab, da dieses Material eine schnellere Abklingzeit besitzt. b) Verschiedene Szintillator-Geometrien werden verglichen. Die Signalform ändert sich nur, wenn große geometrische Unterschiede vorhanden sind.

## 5.2 Signalamplitude

Bei der Untersuchung der Zeitauflösung eines Szintillator-SiPM-Systems ist es wichtig die Signalamplitude des Systems zu untersuchen, da Zeitauflösung und Signalamplitude sehr stark miteinander korreliert sind. Wenn bei ähnlichen Anstiegszeiten die Signalamplitude höher wird, erhöht sich die Steigung des Signals entsprechend. Im Allgemeinen verbessert sich die Zeitauflösung des Systems, wenn die Steigung des Signals höher wird. Diesen Effekt kann man mit Hilfe von Abbildung 5.5 verstehen. Ein Zeitstempel wird erzeugt, wenn das Signal eine einstellbare Schwelle (die Triggerschwelle) überschreitet. Da die Amplitudenwerte (y-Werte



**Abbildung 5.5:** Zusammenhang zwischen Steigung des Signals und Zeitauflösung des Systems [Bri12]. Aufgrund des elektrischen Rauschens fluktuiert die Zeit  $t$ , wenn das Signal die Triggerschwelle überschreitet. Für steilere Signale verursachen Amplitudenfluktuationen kleinere Zeitfluktuationen (*Timejitter*).

jedes Messpunkts) aufgrund des elektrischen Rauschens  $\sigma_s$  fluktuieren, fluktuiert auch die Zeit  $t$ , wann diese Schwelle überschritten wird. Wenn  $a$  die Steigung des Signals ist und  $\sigma_n$  die Zeitfluktuationen (*Timejitter*) beschreibt, dann gilt [Spi08]:

$$\sigma_n = \frac{\sigma_s}{a} \quad (5.1)$$

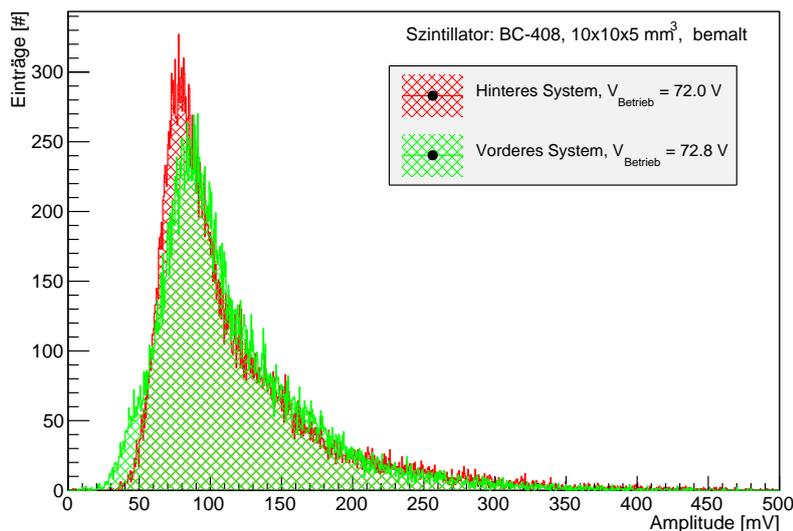
Wenn die Steigung des Signals groß ist, entsprechen dann große Amplitudenfluktuationen nur geringen Zeitfluktuationen und der Zeitstempel kann präziser bestimmt werden.

Es gibt noch einen weiteren Grund, warum hohe Signalamplituden eine bessere Zeitauflösung ergeben. Wenn viele Szintillationsphotonen detektiert werden, werden insgesamt auch mehrere Szintillationsphotonen detektiert, die sehr früh den SiPM erreichen. Da diese Photonen die besten Zeiteigenschaften besitzen (siehe Abschnitt 3.4), verbessert sich dann die Zeitauflösung des Systems.

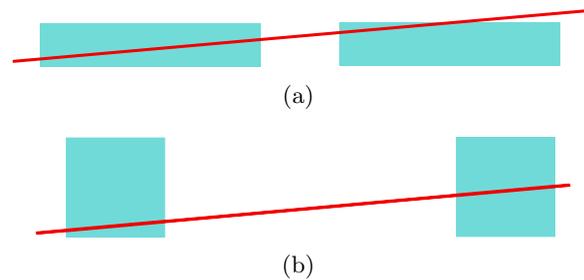
Solange der SiPM nicht in Sättigung ist, ist die Amplitude des Signals eines Szintillator-SiPM-Systems näherungsweise proportional zur vom Teilchen im Szintillator deponierten Energie. Da die von einem geladenen Teilchen in einem dünnen Absorbermaterial deponierte Energie Landau-verteilt ist [PDG12], erwartet man, dass auch die gemessene Signalamplitude Landau-verteilt sind. In Abbildung 5.6 ist eine typische gemessene Signalamplitudenverteilung aufgetragen. Die Amplitudenverteilungen des vorderen<sup>5</sup> und hinteren Systems wurden verglichen. Jedes System besteht aus einem  $10 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$  BC-408 mit reflektierender Farbe bemalten Szintillator, der von einem Hamamatsu 10362-33-050C Modell ausgelesen wird. Damit die Verteilungen besser verglichen werden können, wurden die Betriebsspannungen der SiPMs so justiert<sup>6</sup>, dass die Mittelwerte der Verteilungen möglichst nah aneinander liegen.

<sup>5</sup>Das System, das zuerst vom Strahl getroffen wird

<sup>6</sup>Bei dieser Messung wurden die zwei SiPMs mit unterschiedlichen Spannungsquellen versorgt



**Abbildung 5.6:** Typische Amplitudenverteilung eines Szintillator-SiPM-Systems. Die Verteilung ist landauförmig. Die Amplitudenverteilung des hinteren und vorderen Systems wird verglichen.

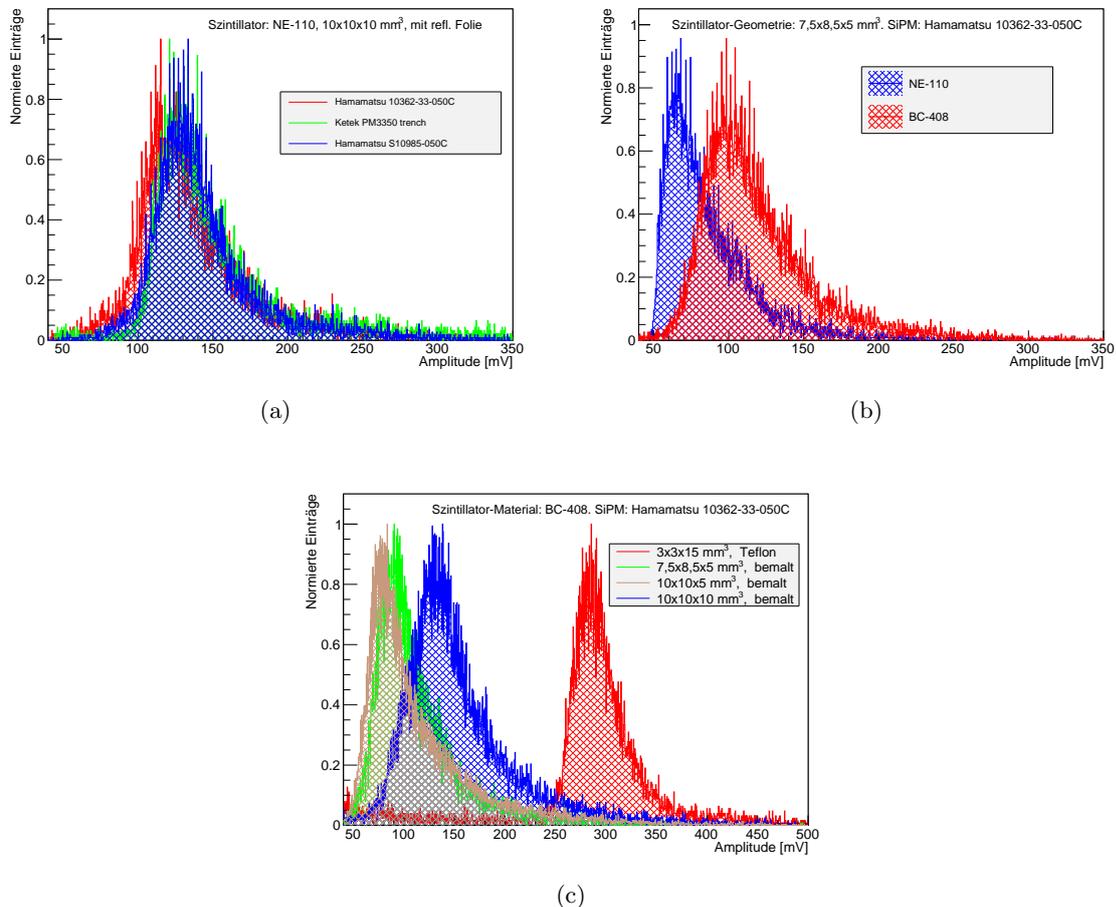


**Abbildung 5.7:** a) Aufgrund der falschen Ausrichtung des Messaufbaus im Strahl, kann ein Teilchen den Szintillator nur streifen und nur sehr wenig Energie in ihm deponieren. Die Messung wird verfälscht, da die gemessenen Signale künstlich kleiner sind. a) Das Elektron könnte den Szintillator nah an der Seite treffen. Das Ansprechverhalten des Szintillators an der Seite könnte anders als in der Mitte sein.

Man beobachtet, dass bei der Amplitudenverteilung des vorderen Systems ein Überschuss an kleinen Amplituden im Vergleich zum hinteren System vorhanden ist. Es wurde untersucht, ob die Elektronen, die im vorderen System kleine Signale erzeugen, sich besonders im hinteren System verhalten, aber es wurde keine Korrelation gefunden.

Viele Faktoren beeinflussen die mittlere Signalamplitude eines Szintillator-SiPM-Systems. Bevor im Detail der Einfluss des SiPM-Modells und die Szintillatorart diskutiert wird, wird ein Überblick über die Faktoren gegeben, die diese Studie schwierig machen. Die Ausrichtung des Messaufbaus im Strahl wurde ausschließlich mit bloßem Auge durchgeführt. Ein geladenes Teilchen, das durch einen Szintillator fliegt, deponiert Energie proportional zu seiner Weglänge im Absorbermaterial. Wenn der Messaufbau nicht perfekt im Strahl ausgerichtet ist, könnten die Elektronen möglicherweise nicht durch die komplette Szintillatorlänge fliegen und niedrigere Signale erzeugen (siehe Abbildung 5.7a). Für dünne und lange Szintillatoren ist dieser Effekt größer. Ein weiterer Effekt einer nicht perfekten Ausrichtung des Messaufbaus im Stahl ist in Abbildung 5.7b dargestellt. Das Elektron könnte einen oder beide Szintillatoren nur nah an der Seite treffen und das Ansprechverhalten des Szintillators könnte anders sein, falls er nah an der Seite getroffen wird. Der Übergang der Szintillationsphotonen zwischen Szintillator und SiPM wird durch ein optisches Gel verbessert. Wenn Luft dazwischen wäre, würde häufiger Totalreflektion an der Fläche zwischen Szintillator und SiPM auftreten und weniger Photonen würden den SiPM erreichen. Da dieses optische Gel bei jeder neuen Konfiguration erneut per Hand angebracht werden muss, ist sein Effekt bei jeder getesteten Konfiguration anders. Die Umwicklung oder die Bemalung der Szintillatoren wurde auch per Hand durchgeführt. Insbesondere beim Umwicklungsverfahren sind die Ecken der Szintillatoren schlechter beschichtet. Wenn eine Ecke frei bleibt oder Luft zwischen Szintillatortoberfläche und reflektierender Folie vorhanden ist, können Photonen verloren gehen. Ein weiterer Punkt ist die Temperaturabhängigkeit des SiPM-Signals. Die Verstärkung des SiPMs hängt von seiner Überspannung ab. Da die Durchbruchspannung temperaturabhängig ist, ist auch die Verstärkung bzw. die Signalamplitude des Systems temperaturabhängig.

Wie die Signalamplitude des Systems sich bei verschiedenen Szintillatorarten und SiPM-Modellen ändert, ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Als erstes werden in Abbildung 5.8a Systeme mit verschiedenen SiPM-Modellen verglichen. Als Szintillator wurde ein  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  mit reflektierender Folie umwickelter Würfel aus NE-110 verwendet. Unter den oben genannten



**Abbildung 5.8:** Abhängigkeit der Signalamplitude vom SiPM-Modell und Szintillatorart. a) Es werden Systeme verglichen, die von verschiedenen SiPM-Modelle ausgelesen werden. b) Systeme mit einem BC-408 Szintillator weisen eine etwas höhere Signalamplitude auf. c) Systeme mit unterschiedlichen Szintillatormaterialien werden verglichen. Das System mit dem  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  Szintillator erzeugt deutlich höhere Signale.

Messunsicherheiten sind keine signifikante Unterschiede zwischen den verschiedenen Amplitudenverteilungen zu beobachten. Dieses Ergebnis stimmt nicht mit der Erwartung überein. Da die aktive Fläche des Hamamatsu S10985-050C Modells um einen Faktor vier größer als die der anderen SiPM-Modelle ist, würde man bei diesem System die vierfache Signalamplitude erwarten. Obwohl vom Hamamatsu S10985-050C Modell mehr Photonen detektiert werden, wird vermutlich die erzeugte Ladung aufgrund der hohen Detektorkapazität über eine längere Zeit gesammelt, wodurch sich eine niedrigere Signalamplitude ergibt. Das Integral der Signale des Hamamatsu S10985-050C Modells ist nämlich etwa um einen Faktor zwei größer als das Integral der Signale des Hamamatsu 10362-33-050C Modells.

In Abbildung 5.8b werden Systeme mit verschiedenen Szintillatormaterialien miteinander verglichen. Die Szintillatoren sind  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  groß und wurden mit einer reflektierenden Folie umwickelt. Zur Auslese wurde das Hamamatsu 10362-33-050C Modell verwendet. Man beo-

bachtet, dass Systeme mit Szintillatoren aus BC-408 im Rahmen der oben beschriebenen Unsicherheiten, mit ihrer leicht höheren Lichtausbeute und kürzeren Abklingzeit (siehe Tabelle 4.1) eine etwa höhere Signalamplitude aufweisen. Wenn die Abklingzeit des Szintillators kürzer ist, dann ist die Rate der an den SiPM ankommenden Szintillationsphotonen höher, sodass mehrere Pixel gleichzeitig gefeuert werden und höhere Signale erzeugt werden.

Schließlich werden Systeme mit unterschiedlichen Szintillatorgeometrien verglichen (Abbildung 5.8c). Die Szintillatoren bestehen aus dem Material BC-408 und werden mit dem Hamamatsu 10362-33-050C Modell ausgelesen. Wie erwartet werden höhere Signale produziert, wenn die Dicke des Szintillators bzw. die Weglänge des Elektrons im Szintillator größer wird. Man beobachtet, dass das System mit dem  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  Szintillator eine Signalamplitude um einen Faktor 2-3 größer als die des Systems mit dem  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  Szintillator besitzt, obwohl die Weglänge des Elektrons im Szintillator nur um einen Faktor 1,5 größer ist. Da der  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  Szintillator sehr lang und schmal ist, weist die bei dieser Geometrie gemessene Amplitudenverteilung eine große Messunsicherheit auf (siehe Abbildung 5.7). Dennoch kann man deutlich erkennen, dass tendenziell Systeme mit schmalere Szintillatoren Signale mit höheren Amplituden erzeugen.

Die Signalamplitude ist sehr stark mit der Zeitauflösung des Systems korreliert. Aus den in diesem Abschnitt vorgestellten Studien erschließt man, dass das Szintillator-Material BC-408 und die Szintillator-Geometrie  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  die besten Zeiteigenschaften besitzen. Zwischen den getesteten SiPM-Modelle konnte keiner signifikante Unterschied beobachtet werden.

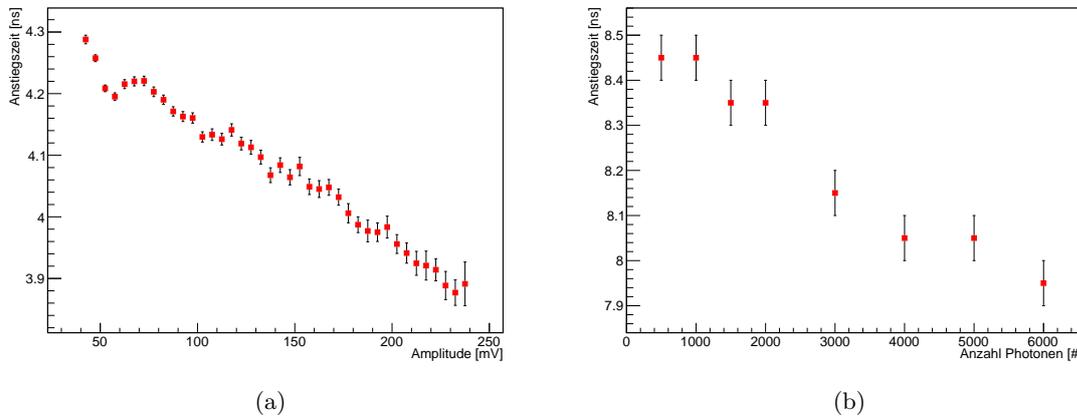
### 5.3 Korrelation zwischen Anstiegszeit des Signals und Amplitude

Um die Korrelation zwischen Anstiegszeit des Signals und Amplitude zu untersuchen, wurde ein Datensatz mit möglichst vielen aufgenommenen Ereignissen ausgesucht. Die so gewählte Konfiguration besteht aus einem  $10 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$  Szintillator aus dem Material BC-408, der von einem Hamamatsu 10362-33-050C SiPM ausgelesen wird. Die Signale wurden in Abhängigkeit ihrer Amplitude in einem Histogramm mit 2 mV breiten *bins* eingetragen. Bei jedem *bin* wurde der Mittelwert aus den Anstiegszeiten der Signale gebildet, die das *bin* enthält. Bei dieser Analyse definiert man die Anstiegszeit als die Zeit, die das Signal braucht, um von 10% auf 90% seiner Amplitude anzusteigen.

In Abbildung 5.9a ist das Ergebnis dieser Analyse dargestellt. Als Fehler wurde der Fehler des Mittelwerts angegeben. Der Fehler wird bei zunehmenden Amplituden größer, da die Anzahl der Signale pro *bin* kleiner wird. Eine deutliche Korrelation zwischen Anstiegszeit des Signals und Amplitude ist zu erkennen. Bei der ausgewählten Konfiguration und im betrachteten Amplitudenbereich beträgt diese Korrelation etwa 100 ps/50 mV.

Um diesen Effekt genauer zu untersuchen, wurde mit Hilfe der Simulationssoftware GosSiP<sup>7</sup> eine erste Simulationsstudie durchgeführt. Bei der verwendeten SiPM-Simulationssoftware werden Signale simuliert, indem viele bei verschiedenen Zeitpunkten erzeugte Ein-Pixel-Signale aufsummiert werden. Ziel dieser Simulation ist es, zu überprüfen, ob bei einer zunehmenden Anzahl der auf den SiPM auftreffenden Photonen eine kürzere Anstiegszeit des Signal zu beobachten ist. Eine exakte Reproduktion des Effekts erfordert eine genauere Anpassung der Simulationsparameter, die noch nicht durchgeführt wurde. Der simulierte SiPM besitzt eine aktiven Fläche von  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  und  $60 \times 60 \times 50 \times 50 \mu\text{m}^2$  große Pixel. Um den Lichtausgang

<sup>7</sup>Generic framework for the simulation of Silicon Photomultipliers [ESSC54], <http://www.kip.uni-heidelberg.de/hep-detektoren/gossip>



**Abbildung 5.9:** Korrelation zwischen Anstiegszeit des Signals und Amplitude. a) Gemessene Korrelation. b) Simulierte Korrelation. Die Anstiegszeit wird als Funktion der auf den SiPM auftreffenden Photonen aufgetragen. Ziel der Simulation ist nur zu überprüfen, ob eine Korrelation vorhanden ist. Es wurde nicht versucht die genaue Korrelation zu reproduzieren.

eines Szintillators zu simulieren, erreichen die Photonen den SiPM exponentiell verteilt (mit exponentiellem Anstieg und Abklingen). Die Photonen werden auf der ganzen aktiven Fläche verteilt. Die bei der Messung in Abbildung 5.9a beobachtete Amplitudenunterschiede stammen im Wesentlichen aus Schwankungen der Energiedeposition des Elektrons im Szintillator. Aus diesem Grund wurde in der Simulation nur die Anzahl der am SiPM ankommenden Photonen variiert. In Abbildung 5.9b ist das Ergebnis der durchgeführten Simulation dargestellt. Die Anstiegszeit der simulierten Signale ist als Funktion der Anzahl der auftreffenden Photonen aufgetragen. Die angegebene Anstiegszeit ist die Zeit zwischen Signalanfang und Signalmaximum. Der Fehler wurde aus den Schwankungen der Lage des Signalmaximums abgeschätzt. Wie bei den Messdaten ist auch bei den simulierten Signalen eine Korrelation zwischen Anstiegszeit und Amplitude vorhanden.

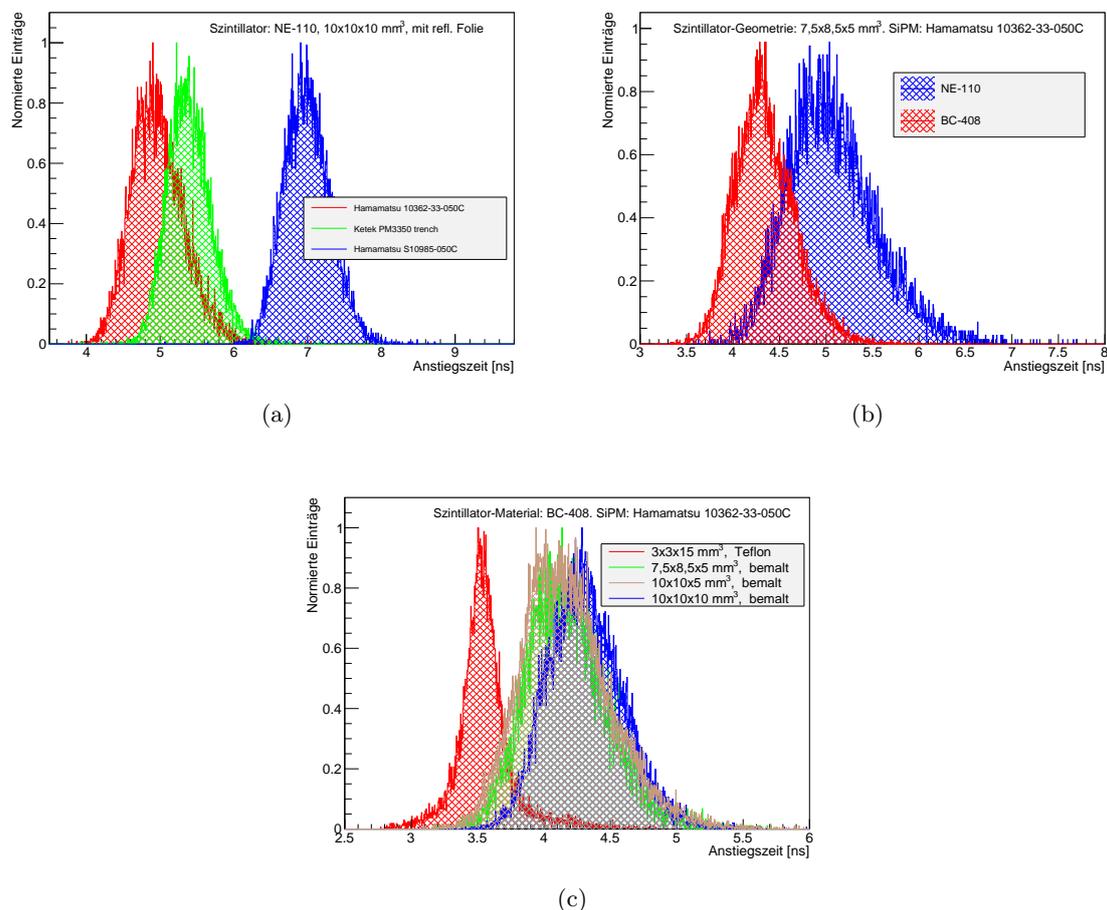
Man vermutet, dass diese Korrelation mit der Sättigung des SiPMs zusammenhängt. Bei einer zunehmenden Anzahl an auf dem SiPM auftreffenden Photonen ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon auf einem schon ausgelösten bzw. insensitiven Pixel auftrifft höher. Das bedeutet, dass die spät ankommenden Photonen mit einer höheren Wahrscheinlichkeit nicht detektiert werden können. Deshalb fällt die Rate der detektierten Photonen schneller ab, wenn eine höhere Photonenanzahl den SiPM erreicht, wodurch sich eine Verschiebung des Signalmaximums und eine kürzere Anstiegszeit ergibt.

## 5.4 Anstiegszeit des Signals

Je steiler das Signal ist, desto kleiner ist der Einfluss des elektrischen Rauschens auf die Zeitauflösung des Systems (siehe Abbildung 5.5). Aus diesem Grund ist es wichtig die Faktoren zu untersuchen, die die Anstiegszeit des Signals beeinflussen. Bei der in diesem Abschnitt vorgestellten Analyse definiert man die Anstiegszeit als die Zeit, die das Signal braucht, um von 10% auf 90% seiner Amplitude anzusteigen.

Dieselben Konfigurationen die in Abschnitt 5.2 in Bezug auf die Signalamplitude verglichen wurden, werden jetzt in Abbildung 5.10 in Bezug auf ihre Anstiegszeit verglichen. In Abschnitt 5.3 wurde gezeigt, dass eine Korrelation zwischen Signalamplitude und Anstiegszeit des Signals vorhanden ist. Aufgrund dieser Korrelation gelten die in Abschnitt 5.2 aufgelisteten Messfehlerquellen bei der Untersuchung der Signalamplitude auch bei der Untersuchung der Anstiegszeit des Signals. Da diese Korrelation nicht stark ist (etwa  $100 \text{ ps}/50 \text{ mV}$ ), ist die Messunsicherheit bei der Untersuchung der Anstiegszeit kleiner. Wenn zum Beispiel aufgrund einer schlechten Ausrichtung des Aufbaus im Strahl eine Signalamplitude von  $100 \text{ mV}$  anstatt  $150 \text{ mV}$  gemessen wird ( $\approx 30\%$  Fehler), ist der entsprechende Fehler der Anstiegszeit nur im Bereich  $2\%$  (bei einer typischen Anstiegszeit von  $5 \text{ ns}$ ). Messfehlerquellen, die die Anstiegszeit des Signal direkt beeinflussen können, sind nicht bekannt.

In Abbildung 5.10a werden zuerst Systeme mit verschiedenen SiPM-Modellen verglichen. Der



**Abbildung 5.10:** Abhängigkeit der Anstiegszeit des Signals vom SiPM-Modell und Szintillatorart. a) Das System mit dem Hamamatsu S10985-050C Modell besitzt eine deutliche langsamere Anstiegszeit. b) Aufgrund seiner kürzeren Pulsbreite besitzt das System mit dem BC-408 Szintillator eine kürzere Anstiegszeit. c) Das System mit dem  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  Szintillator weist eine sehr kurze Anstiegszeit.

verwendete Szintillator ist ein  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  Würfel aus NE-110, der mit einer reflektierenden Folie umwickelt wurde. Das System mit dem Hamamatsu S10985-050C Modell weist eine deutlich langsamere Anstiegszeit auf, was auch aus dem qualitativen Vergleich der Signalformen in Abbildung 5.3 zu sehen ist. Die Anstiegszeit des Systems mit dem Hamamatsu 10362-33-050C und die des Systems mit dem Ketek PM3350-trench Modell unterscheiden sich hingegen nur wenig. Aus diesem Vergleich erwartet man, dass die Zeitauflösung der Systeme mit diesen zwei SiPM-Modellen die beste ist.

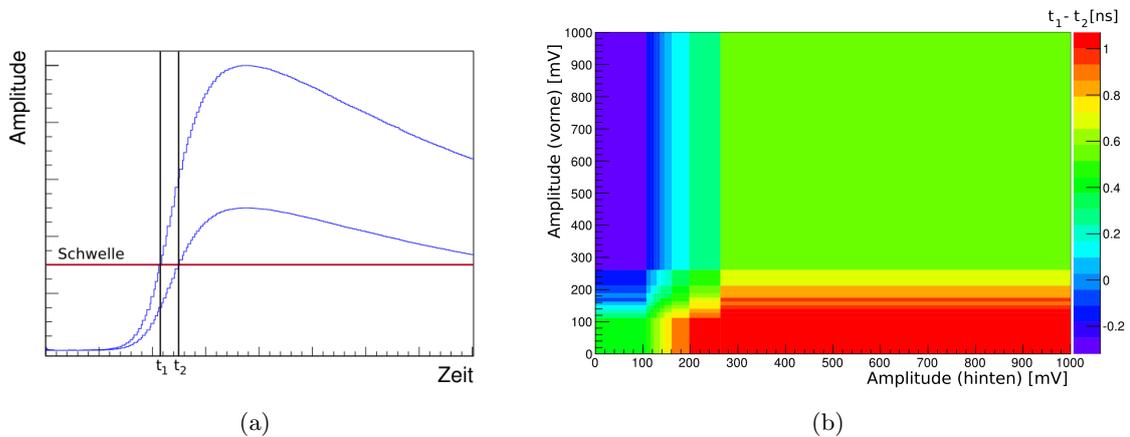
Wie sich die Anstiegszeit des Signals mit dem verwendeten Szintillator-Material ändert, wird in Abbildung 5.10b dargestellt. Die Szintillatoren sind  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  groß und wurden mit einer reflektierenden Folie umwickelt. Das Hamamatsu 10362-33-050C Modell wurde zur Auslese verwendet. Wie erwartet sind die Anstiegszeiten der Signale des Systems mit dem Szintillator aus BC-408 etwas kürzer. Wie man in Tabelle 4.1 sehen kann, besitzt das Szintillator-Material BC-408 im Vergleich zum NE-110 eine kürzere Abklingzeit. Im Vergleich zum System mit dem Szintillator aus NE-110 trifft auf den SiPM deshalb etwa dieselbe Anzahl von Szintillationsphotonen, jedoch innerhalb eines kürzeren Zeitintervalls. Da das gesamte SiPM-Signal die Summe aus allen gefeuerten Pixeln ist, kommt das Maximum des Signals auch früher, was einer schnelleren Anstiegszeit des Signal entspricht. Dieses Ergebnis ist mit dem Ergebnis aus Abbildung 5.8 verträglich.

In Abbildung 5.10c werden letztlich Systeme mit unterschiedlichen Szintillatorgeometrien verglichen. Die Szintillatoren bestehen aus dem Szintillatormaterial BC-408 und werden vom SiPM Hamamatsu 10362-33-050C ausgelesen. In Vergleich zu den anderen Geometrien weist das System mit dem  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  Szintillator eine deutlich kürzere Anstiegszeit des Signal auf. Da Szintillatoren mit dieser Geometrie sehr hohe Signale erzeugen (siehe Abbildung 5.8) und eine Korrelation zwischen Signalamplitude und Anstiegszeit des Signals vorhanden ist (siehe Abschnitt 5.3), erwartet man bei dieser Geometrie Signale mit kürzeren Anstiegszeiten. Die oben genannte Korrelation reicht allerdings allein nicht aus, um solch kurze Anstiegszeiten zu begründen. Man vermutet, dass die Szintillationsphotonen durch schmale Geometrie schneller an das SiPM geleitet werden. Diese Hypothese wird von einer weiteren Beobachtung unterstützt. Das System mit dem  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  Szintillator erzeugt höhere Signale im Vergleich zum System mit dem  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  (siehe Abbildung 5.8). Die Anstiegszeit des Signals des Systems mit dem  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  Szintillator ist allerdings länger. Um dieses Thema zu vertiefen sind Simulationsstudien erforderlich.

Aus der in diesem Abschnitt vorgestellten Analyse erwartet man, dass Systeme mit dem Hamamatsu 10362-33-050C Modell und mit dem Ketek PM3350-trench Modell die beste Zeitauflösung besitzen. Ergebnisse bezüglich des Szintillator-Materials und Szintillator-Geometrie sind mit den Ergebnissen aus der Analyse der Signalamplitude verträglich.

## 5.5 Methoden zur Bestimmung der Zeitstempel

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei Methoden für die Bestimmung der Zeitstempel angewendet und verglichen: *Leading-Edge*- und *Constant-Fraction*-Methode. Bei der *Leading-Edge*-Methode wird eine feste Schwelle gesetzt und ein Zeitstempel wird zu dem Zeitpunkt erzeugt, wenn das Signal diese Schwelle überschreitet. Ein Vorteil dieser Methode ist, dass man mit Hilfe einer niedrigen Schwelle konstant auf die früh ankommenden Photonen triggern kann, wodurch sich eine bessere Zeitauflösung ergibt (siehe Abschnitt 3.4). Diese Methode zeigt ihre Schwäche, wenn man Signale mit sehr unterschiedlicher Amplitude misst. Wie man

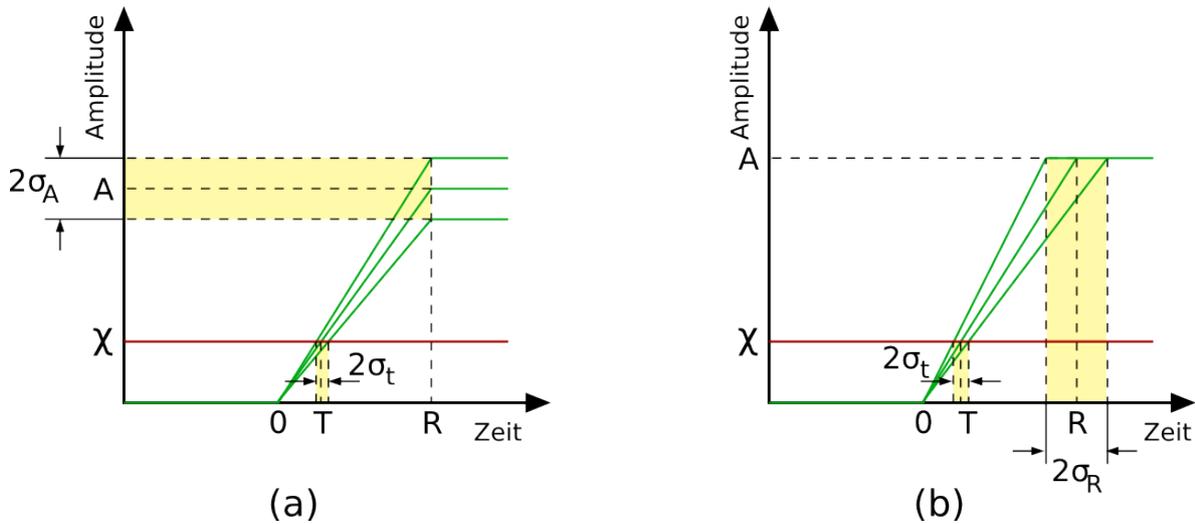


**Abbildung 5.11:** a) Das gleiche Signal wurde mit zwei unterschiedlichen Skalierungen aufgetragen. Das Signal mit höherer Amplitude erreicht die Schwelle früher (*Timewalk*-Effekt). b) Zweidimensionales Histogramm zur *Timewalk*-Korrektur. Auf der x- und y-Achse sind die Amplituden vom hinteren und vorderen System aufgetragen. Auf der z-Achse ist der Zeitunterschied zwischen den beiden Signalen  $\Delta T = t_1 - t_2$  aufgetragen. Alle *bins* enthalten dieselbe Anzahl von Ereignissen.

in Abbildung 5.11a sehen kann, erreichen Signale mit größeren Amplituden eine fest gesetzte Schwelle früher. Dieser Effekt wird *Timewalk*-Effekt genannt und verschlechtert die gemessene Zeitauflösung. Ein Verfahren um diesen Effekt zu korrigieren wird später in diesem Abschnitt vorgestellt.

Im Gegenteil zur *Leading-Edge*-Methode ist die Schwelle bei der *Constant-Fraction*-Methode nicht konstant, sondern wird bei einem bestimmten Prozentwert der Signalthöhe gesetzt. Mit dieser Methode wird der *Timewalk*-Effekt nahezu kompensiert, da die Schwelle in Abhängigkeit der Signalthöhe gesetzt wird. Ein Nachteil dieser Methode ist, dass bei großen Signalamplituden die Schwelle sehr hoch gesetzt wird, was die Zeitauflösung des Systems verschlechtert (siehe Abschnitt 3.4).

Der *Timewalk*-Effekt kann korrigiert werden, wenn die Korrelation zwischen *Timewalk* und Amplitude bekannt ist. Diese Korrelation kann durch verschiedene Methode bestimmt werden. Die Methode, die bei der in dieser Arbeit vorgestellten Datenanalyse verwendet wurde, wurde von Patrick Eckert implementiert und kann mit Hilfe von Abbildung 5.11b erklärt werden. Da bei der Messung der Zeitauflösung der Zeitunterschied zwischen zwei Signalen gemessen wird und der *Timewalk*-Effekt bei beiden Signalen auftritt, wird eine zweidimensionale Korrektur durchgeführt. Jedes Ereignis wird in Abhängigkeit der Signalamplitude im hinteren und im vorderen System in einem zweidimensionalen Histogramm eingetragen. Die *bins* des Histogramms haben eine unterschiedliche Breite, sodass jedes *bin* die gleiche Anzahl von Ereignissen enthält. Für jedes Ereignis wird der Zeitunterschied zwischen den beiden Signalen  $\Delta T = t_1 - t_2$  bestimmt und bei jedem *bin* wird der Mittelwert solcher Zeitunterschiede gebildet. Diese Werte sind in Abbildung 5.11b auf der z-Achse aufgetragen. Bei jedem Ereignis wird der Zeitunterschied  $\Delta T$  um den Mittelwert der Zeitunterschiede vom ganzen *bin* verschoben. Aus der Verteilung der korrigierten Zeitunterschiede kann die Zeitauflösung des Systems ohne *Timewalk*-Effekt bestimmt werden. Diese Methode erfordert eine sehr hohe Anzahl aufgenom-



**Abbildung 5.12:** Abschätzung des *Timejitters* aus den Schwankungen in der Signalamplitude und Anstiegszeit. In dieser Abbildung sind zwei extreme Fälle dargestellt. a) Die Signale haben alle dieselbe Anstiegszeit, aber unterschiedliche Amplituden. b) Die Signale besitzen verschiedene Anstiegszeiten, jedoch gleiche Amplituden.

mener Ereignisse. Damit diese Korrektur möglichst präzise ist, müssen nämlich die Ereignisse in möglichst feine *bins* unterteilt werden und die *bins* möglichst populiert sein.

Durch geometrische Überlegung wird im Folgenden hergeleitet, wie die Zeitauflösung für die *Leading-Edge-* und *Constant-Fraction-Methode* mit den Schwankungen in der Signalamplitude und Anstiegszeit korreliert. In Abbildung 5.12 sind zwei extreme Fälle aufgezeichnet. In Abbildung 5.12a werden Signale mit gleicher Anstiegszeit und unterschiedlichen Amplituden dargestellt, in Abbildung 5.12b hingegen Signale mit gleicher Amplitude und verschiedenen Anstiegszeiten. Ziel dieser Betrachtung ist abzuschätzen, welche der oben beschriebenen Methoden sich besser für die Bestimmung der Zeitstempel eignet, je nachdem ob die Signale große Schwankungen der Amplitude oder der Anstiegszeit aufweisen.

Der Einfachheit halber wurde das elektrische Rauschen vernachlässigt und es wurde angenommen, dass die Signale linear ansteigen. Wenn  $A$  die durchschnittliche Amplitude des Signals,  $R$  die durchschnittliche Anstiegszeit und  $\chi$  die Schwelle zur Bestimmung des Zeitstempels ist, ist der Zeitstempel  $T$  gegeben durch:

$$T = \frac{R \cdot \chi}{A} \quad (5.2)$$

Wenn  $\sigma_A$  und  $\sigma_R$  die Schwankungen der Signalamplitude und der Anstiegszeit beschreiben, kann der *Timejitter*  $\sigma_t$  mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung abgeschätzt werden:

$$\sigma_t = \sqrt{\left(\frac{\sigma_R \cdot \chi}{A}\right)^2 + \left(\frac{R \cdot \chi \cdot \sigma_A}{A^2}\right)^2} \quad (5.3)$$

Mit einer fest eingestellten Schwelle  $\chi$  beschreibt Gleichung 5.3 den mit Hilfe der *Leading-Edge-Methode* erhaltenen *Timejitter*  $\sigma_t$ . Im Fall der *Constant-Fraction-Methode* wird die Schwelle  $\chi$  durch  $f \cdot A$  ersetzt, wobei  $f$  ein fester Prozentwert ist. Der *Timejitter*  $\sigma_t$  ist dann

gegeben durch:

$$T = R \cdot f \quad \Rightarrow \quad \sigma_t = \sigma_R \cdot f \quad (5.4)$$

Eine *Timewalk*-Korrektur sorgt dafür, dass die Schwankungen des Zeitstempels aufgrund der Schwankungen in der Signalamplitude kompensiert werden. Um diesen Fall zu beschreiben wird deshalb der Beitrag der Amplitudenschwankungen zum *Timejitter* mit einem Faktor  $\xi$  multipliziert, wobei  $0 \leq \xi \leq 1$ . Je besser die *Timewalk*-Korrektur, desto kleiner ist der Wert von  $\xi$ . Der *Timejitter* für die *Leading-Edge*-Methode zusammen mit einer *Timewalk*-Korrektur wird somit durch die folgende Gleichung beschrieben:

$$\sigma_t = \sqrt{\left(\frac{\sigma_R \cdot \chi}{A}\right)^2 + \left(\frac{R \cdot \chi \cdot \sigma_A}{A^2} \cdot \xi\right)^2} \quad (5.5)$$

Die Korrelation zwischen Signalamplitude und Anstiegszeit, die in Abschnitt 5.3 vorgestellt wurde, kann berücksichtigt werden, indem man die Anstiegszeit  $R$  durch die folgende Beziehung ersetzt:

$$R = R_0 + \kappa \cdot A \quad (5.6)$$

wobei  $\kappa$  und  $R_0$  aus dem linearen Fit der Messdaten zu bestimmen sind. Für eine beliebige Schwelle  $\chi$  ist der Zeitstempel  $T$  gegeben durch:

$$T = \frac{(R_0 + \kappa \cdot A) \cdot \chi}{A} = \frac{R_0 \cdot \chi}{A} + \kappa \cdot \chi \quad (5.7)$$

woraus der *Timejitter*  $\sigma_t$  für die verschiedene Methode analog wie oben mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung bestimmt werden kann. Für die *Leading-Edge*-Methode gilt:

$$\sigma_t = \frac{R_0 \cdot \chi \cdot \sigma_A}{A^2} \quad (5.8)$$

Für die *Constant-Fraction*-Methode ( $\chi = f \cdot A$ ) gilt:

$$\sigma_t = \kappa \cdot f \cdot \sigma_A \quad (5.9)$$

Für ein System mit einem  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  Szintillator wurde eine durchschnittliche Signalamplitude  $A \approx 100 \text{ mV}$  mit  $\sigma_A \approx 25 \text{ mV}$  und eine durchschnittliche Anstiegszeit  $R = 4,15 \text{ ns}$  mit  $\sigma_R = 285 \text{ ps}$  gemessen. Wenn man diese Messdaten in die oben hergeleiteten Gleichungen einsetzt, erhält man für die *Leading-Edge*-Methode mit  $\chi = 10 \text{ mV}$  eine Zeitauflösung von  $107 \text{ ps}$ , die sehr nah an den gemessenen  $130 \text{ ps}$  liegt. Für die *Constant-Fraction*-Methode und die *Leading-Edge*-Methode kombiniert mit einer *Timewalk*-Korrektur ( $\xi=0$  angenommen) ergibt sich mit den oben hergeleiteten Beziehungen für denselben Datensatz eine Zeitauflösung von  $30 \text{ ps}$ . Dieser Wert ist deutlich kleiner als die gemessenen  $90 \text{ ps}$ , da die Schwankungen der Form der Anstiegsflanke nicht berücksichtigt wurden.

Trotz einschränkender Annahmen kann mit Hilfe dieser Formeln abgeschätzt werden, bei welcher Art von Datensatz welche Methode besser geeignet ist, um die Zeitstempel zu bestimmen. Für alle drei Methoden resultieren die besten Ergebnisse mit der niedrigsten Schwelle. Wenn die Schwankungen der Signalamplituden dominant gegenüber den Schwankungen der Anstiegszeiten sind, liefert die *Constant-Fraction*-Methode den niedrigsten *Timejitter*. Bei großen Signalamplituden ist die *Leading-Edge*-Methode zusammen mit einer *Timewalk*-Korrektur die beste Methode. Bei kleinem Parameter  $\kappa$ , das bedeutet bei kleiner Korrelation zwischen Signalamplitude und Anstiegszeit, liefert die *Constant-Fraction*-Methode bessere Ergebnisse als die *Leading-Edge*-Methode.

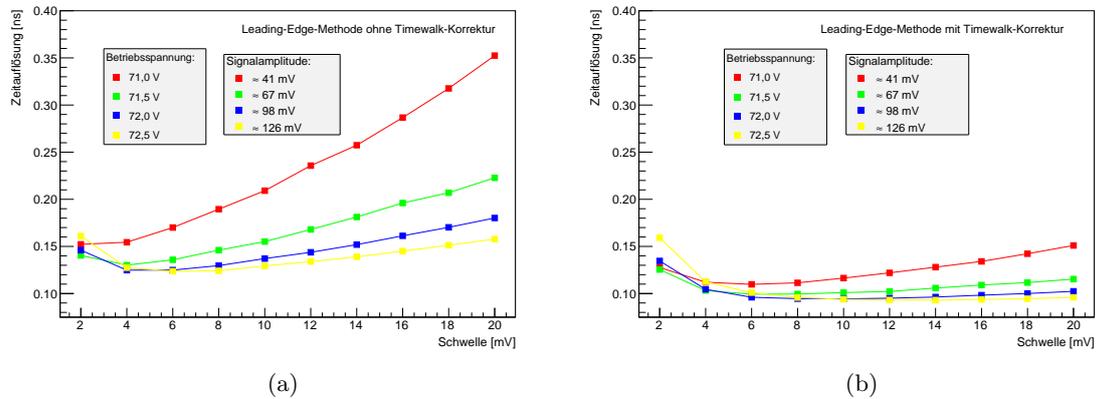
## 5.6 Vergleich Leading-Edge- und Constant-Fraction-Methode

Zwei Methoden für die Bestimmung der Zeitstempel wurden in Abschnitt 5.5 vorgestellt. In diesem Abschnitt werden diese zwei Methoden auf denselben Datensatz angewendet. Aus den erhaltenen Zeitstempeln wird die Zeitauflösung des Systems bestimmt und damit werden die zwei Methoden verglichen. Der Einfluss des *Timewalk*-Effekts auf die gemessene Zeitauflösung wird auch analysiert. Das untersuchte System besteht aus einem  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  Szintillator und einem Hamamatsu 10362-33-050C SiPM. Das Szintillator-Material ist BC-408 und wurde mit einer reflektierenden Farbe bemalt.

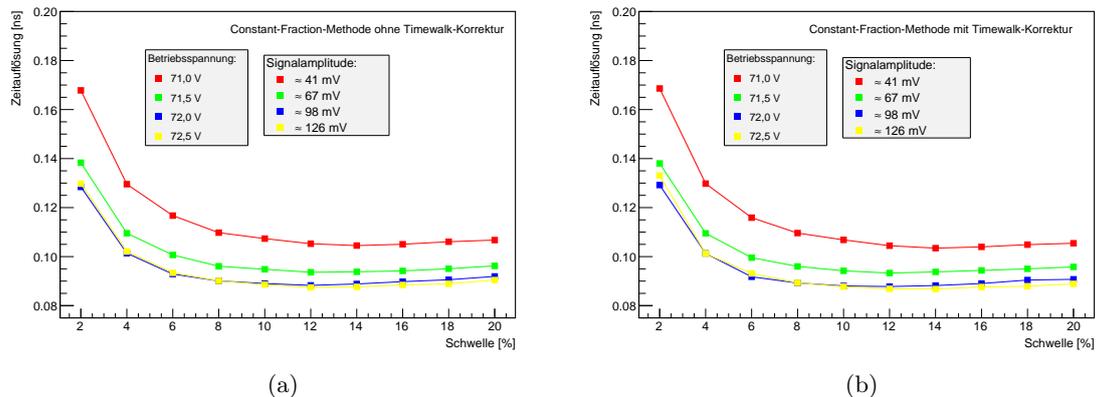
In Abbildung 5.13a wird untersucht, wie sich die mit der *Leading-Edge*-Methode bestimmte Zeitauflösung mit der Höhe der Schwelle ändert. Es wurden nur Schwellen bis 20 mV untersucht, da für höhere Schwellen eine schlechtere Zeitauflösung zu erwarten ist. Dieser Verlauf wird bei verschiedenen Betriebsspannungen des SiPMs dargestellt, da die Amplitude des SiPM-Signals, sowie auch seine Dunkelrate, seine Wahrscheinlichkeit für Nachpulse und optisches Übersprechen mit zunehmender Überspannung höher werden. In Abbildung 5.13b wird zusätzlich eine *Timewalk*-Korrektur durchgeführt. Eine analoge Analyse wurde für die *Constant-Fraction*-Methode durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Abbildung 5.14a und 5.14b dargestellt.

Wie erwartet, verbessert sich die Zeitauflösung des Systems bei zunehmender Betriebsspannung des SiPMs, da die Signalamplitude höher wird. Wenn die Betriebsspannung zu hoch gedreht wird, erwartet man aufgrund einer höheren Dunkelrate, Nachpulsen und optischen Übersprechens eine schlechtere Zeitauflösung. Wenn bei der *Leading-Edge*-Methode eine *Timewalk*-Korrektur durchgeführt wird, verbessert sich die Zeitauflösung des System massiv. Da die *Constant-Fraction*-Methode selbst den *Timewalk*-Effekt nahezu kompensiert, verbessert sich hingegen die Zeitauflösung des Systems kaum, wenn bei dieser Methode zusätzlich eine *Timewalk*-Korrektur durchgeführt wird. Im Gegensatz zur Erwartung ist die beste Zeitauflösung bei beiden Methoden nicht durch die niedrigste Schwelle gegeben, da bei zu niedrigen Schwellen der Zeitstempel sehr nah am Rauschen der Nulllinie erzeugt wird. Beim untersuchten Datensatz liegt das Minimum der Zeitauflösung bei einer Schwelle von etwa 10 mV für die *Leading-Edge*-Methode zusammen mit einer *Timewalk*-Korrektur und bei etwa 10% für die *Constant-Fraction*-Methode. Die Zeitauflösung des Systems wird bei der *Leading-Edge*-Methode ohne *Timewalk*-Korrektur für höhere Schwellen schlechter, da der *Timewalk*-Effekt stärker wird. Man beobachtet, dass die Zeitauflösung des Systems bei der *Leading-Edge*-Methode mit *Timewalk*-Korrektur für hohe Schwellen etwas schlechter wird, während sie bei der *Constant-Fraction*-Methode konstant niedrig bleibt. Das bedeutet, dass bei dem untersuchten Datensatz die Schwankungen der Anstiegszeiten klein gegenüber den Schwankungen der Signalamplitude sind. Man vermutet, dass die Ergebnisse für die *Leading-Edge*-Methode mit einer besseren *Timewalk*-Korrektur verbessert werden können.

Beim untersuchten Datensatz liefern die *Leading-Edge*-Methode zusammen mit einer *Timewalk*-Korrektur und die *Constant-Fraction*-Methode etwa die selben Ergebnisse. In den nächsten Abschnitten werden Zeitauflösungswerte präsentiert, die mit Hilfe der *Leading-Edge*-Methode kombiniert mit der in Abschnitt 5.5 beschriebenen *Timewalk*-Korrektur ermittelt wurden. Die verwendete Schwelle ist die, die beim untersuchten Datensatz die beste Zeitauflösung geliefert hat.



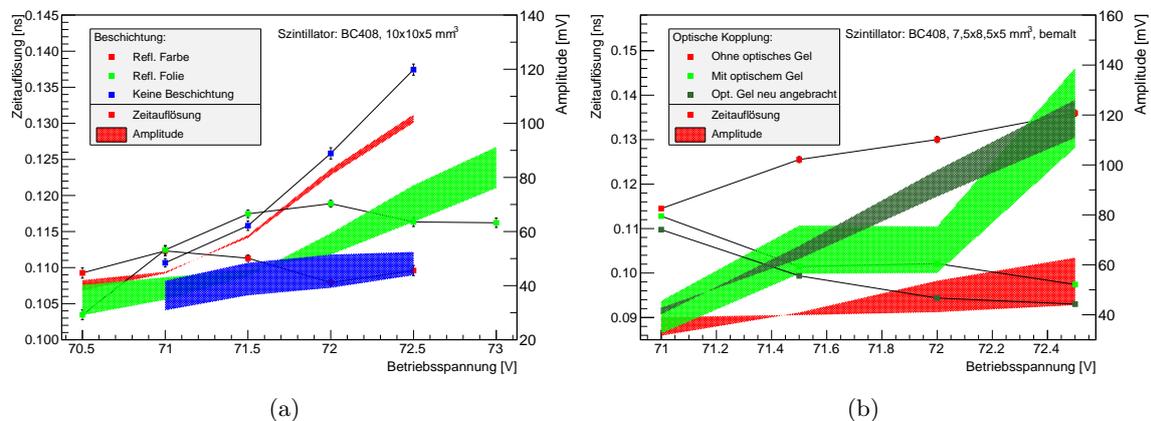
**Abbildung 5.13:** Zeitauflösung mit Hilfe der *Leading-Edge-Methode* bestimmt. Ein mit reflektierender Farbe bemalter  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  Szintillator aus BC-408 wird von einem Hamamatsu 10362-33-050C SiPM ausgelesen. Die Schwelle wird von 2 bis 20 mV variiert. a) *Leading-Edge-Methode* ohne *Timewalk-Korrektur*. b) *Leading-Edge-Methode* mit *Timewalk-Korrektur*. Die beste Zeitauflösung ist bei einer Schwelle von etwa 10 mV.



**Abbildung 5.14:** Zeitauflösung mit Hilfe der *Constant-Fraction-Methode* bestimmt. Gleicher Datensatz wie in Abbildung 5.13. Die Schwelle wird von 2 bis 20% variiert. a) *Constant-Fraction-Methode* ohne *Timewalk-Korrektur*. b) *Constant-Fraction-Methode* mit *Timewalk-Korrektur*. Die beste Zeitauflösung ist bei einer Schwelle von etwa 10%.

## 5.7 Einfluss der Beschichtung und der optischen Kopplung

Um Photonenverluste und optisches Übersprechen zwischen Kacheln zu vermeiden, werden die Szintillatoren mit einer reflektierenden Folie umwickelt oder mit einer reflektierenden Farbe bemalt (siehe Abschnitt 4.3). Außerdem wird ein optisches Gel zwischen Szintillator und SiPM angebracht, damit der Übergang der Szintillationsphotonen zum SiPM verbessert wird. In diesem Abschnitt wird diskutiert, welchen Einfluss diese zwei Verfahren auf die Signalamplitude und Zeitauflösung des Systems haben. Da sowohl die Beschichtung des Szintillators,



**Abbildung 5.15:** a) Einfluss der Beschichtung des Szintillators auf die Zeitauflösung und auf die Signalamplitude. Die Signalamplitude beider Systeme ist aufgetragen. Der Platz zwischen den beiden Amplitudenverläufen ist farblich ausgefüllt. Eine dünne farbige Region bedeutet sehr geringe Amplitudenunterschiede zwischen beiden Systemen. b) Einfluss der optischen Kopplung zwischen Szintillator und SiPM. Um die Reproduzierbarkeit der Messung zu testen, werden zwei Messreihen verglichen, bei denen das optische Gel mit einem Tuch entfernt und erneut angebracht wurde.

als auch das Anbringen des Gels per Hand durchgeführt wird, es ist insbesondere wichtig abzuschätzen, wie gut die in den nächsten Abschnitten vorgestellten Ergebnisse reproduziert werden können.

Der Unterschied zwischen einem bemalten, einem umwickelten und einem unbeschichteten Szintillator wird in Abbildung 5.15a dargestellt. Der getestete Szintillator ist ein  $10 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$  Würfel aus BC-408, der von einem Hamamatsu 10362-33-050C SiPM ausgelesen wird. Neben den Zeitauflösungswerten werden auch die Signalamplituden (der wahrscheinlichste Wert der Landau-Verteilung) von beiden Systemen aufgetragen. Der Platz zwischen den Amplitudenverläufen des vorderen und hinteren Systems ist farblich ausgefüllt. Wenn die zwei Systeme „exakt“ identisch und perfekt im Strahl ausgerichtet wären, wären die Amplitudenwerte der Signale auch gleich und somit die farbige Region sehr schmal. Eine breite farbige Region gilt dann als Zeichen für eine Messung, bei der u.a. der Aufbau nicht perfekt im Strahl ausgerichtet wurde oder bei der die SiPMs im vorderen und hinteren System mit unterschiedlichen Überspannungen betrieben wurden. Der im Graph angegebene Fehler für die Zeitauflösung wurde aus dem Gaußfit bestimmt und berücksichtigt nicht systematische Effekte, wie z.B. eine falsche Ausrichtung des Aufbaus im Strahl. Wie erwartet, weisen Systeme mit beschichteten Szintillatoren eine höhere Signalamplitude und eine bessere Zeitauflösung auf. Bezüglich der Zeitauflösung ist kein signifikanter Unterschied zwischen Systemen mit einem bemalten und einem umwickelten Szintillator zu sehen.

In Abbildung 5.15b wird der Einfluss auf die Messung des zwischen Szintillator und SiPM angebrachten optischen Gels untersucht. Das System besteht aus einem  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  BC-408 mit reflektierender Farbe bemalten Szintillator, der von einem Hamamatsu 10362-33-050C SiPM ausgelesen wird. Bei den mit grün gekennzeichneten Messungen wird das optische Gel auf dem Szintillator und auf der SiPM-Oberfläche angebracht. Zwischen der mit hellgrün ge-

kennzeichneten Messung und der mit dunkelgrün wurde das optische Gel mit einem Tuch entfernt und erneut angebracht. Dabei wurde aufgepasst, dass ungefähr dieselbe Menge des Gels verwendet wird und dass keine Luftbläschen zwischen Szintillator und SiPM vorhanden sind. Aus den geringeren Signalamplituden erkennt man, dass ohne das optische Gel deutlich weniger Szintillationsphotonen den SiPM erreichen, woraus eine schlechtere Zeitauflösung des Systems folgt. Nachdem das optische Gel erneut angebracht wurde, konnten die Zeitauflösungswerte des Systems auf etwa 10 ps genau reproduziert werden. Mit diesem Wert wird der Fehler der Zeitauflösung aufgrund unterschiedlicher optischer Kopplung abgeschätzt.

Sowohl in Abbildung 5.15a als auch in 5.15b beobachtet man, dass bei geringer Überspannung des SiPMs die Unterschiede bezüglich der Amplitude und der Zeitauflösung sehr klein sind und sie nur bei zunehmender Überspannung größer werden. Dieser Effekt kann mit der Abhängigkeit der PDE<sup>8</sup> und der Verstärkung des SiPMs von der Überspannung erklärt werden. Wenn  $N_\gamma$  die Anzahl der an den SiPM ankommenden Photonen ist, ist die Anzahl  $N_e$  der vom SiPM detektierten Photonen gegeben durch:

$$N_e = N_\gamma \cdot PDE \quad (5.10)$$

Falls an zwei SiPMs eine unterschiedliche Anzahl an Photonen ankommt, wird der Unterschied  $\Delta N_e$  der Anzahl an detektierten Photonen mit zunehmender Überspannung  $V_{over}$  größer, da die PDE des SiPMs mit zunehmender Überspannung höher wird:

$$\Delta N_e = \Delta N_\gamma \cdot PDE(V_{over}) \quad (5.11)$$

Die Signalamplitude  $A$  des SiPMs ist proportional zur Verstärkung  $G$  und zur Anzahl  $N_e$  der detektierten Photonen. Die Verstärkung des SiPMs ist proportional zur Überspannung. Unterschiede  $\Delta N_\gamma$  in der Anzahl der angekommenen Photonen verursachen Unterschiede  $\Delta A$  in der Signalamplitude, die mit zunehmender Überspannung größer werden:

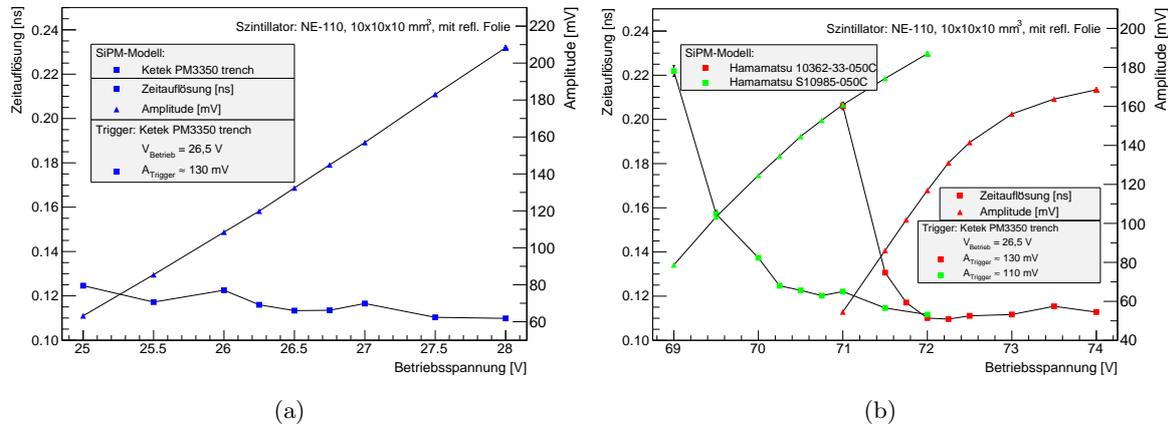
$$\begin{aligned} A &\propto N_e \cdot G(V_{over}) \\ \Rightarrow \Delta A &\propto \Delta N_e \cdot G(V_{over}) \\ &\propto \Delta N_\gamma \cdot PDE(V_{over}) \cdot G(V_{over}) \end{aligned} \quad (5.12)$$

Es wurde gezeigt, dass beschichtete Szintillatoren und optisches Gel zwischen Szintillator und SiPM die Zeitauflösung des Systems deutlich verbessern. Bezüglich der Beschichtung des Szintillators weisen Systeme mit bemalten Szintillatoren die höchste Signalamplitude und die beste Zeitauflösung auf. Der Fehler der Zeitauflösung aufgrund unterschiedlicher optischer Kopplung wurde mit 10 ps abgeschätzt. Der Fehler durch Unterschiede in der Beschichtungsqualität des Szintillators ist im Vergleich vernachlässigbar.

## 5.8 Zeitauflösung von Systemen mit verschiedenen SiPM-Modellen

Systeme mit drei verschiedenen SiPM-Modellen wurden getestet und bezüglich ihrer Zeitauflösung verglichen: das Ketek PM3350-trench und das Hamamatsu 10362-33-050C mit einer aktiven Fläche von  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  und das Hamamatsu S10985-050C Modell mit einer aktiven Fläche von  $6 \times 6 \text{ mm}^2$ . Andere wichtige Eigenschaften dieser Modelle sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Bei dieser Messung sind das vordere und das hintere System nicht identisch. Beim hinteren

<sup>8</sup>Photon Detection Efficiency



**Abbildung 5.16:** a) Zeitauflösung eines Systems mit dem Ketek PM3350-trench Modell ( $3 \times 3 \text{ mm}^2$  aktive Fläche). b) Zeitauflösung eines Systems mit dem Hamamatsu 10362-33-050C ( $3 \times 3 \text{ mm}^2$  aktive Fläche) und eines Systems mit dem Hamamatsu S10985-050C Modell ( $6 \times 6 \text{ mm}^2$  aktive Fläche). Alle drei Systeme weisen etwa die selbe Zeitauflösung von 120 ps auf. Bei diesen Messungen wurde das hintere System als Trigger verwendet.

System<sup>9</sup> wird ein Ketek PM3350-trench Modell verwendet, das mit einer konstanten Spannung bei 26,5 V betrieben wird. Dieses System fungiert als Trigger. Um die Zeitauflösung des vorderen Systems zu bestimmen, wird von der gesamten gemessenen Zeitauflösung die Zeitauflösung des Triggers abgezogen (siehe Gleichung 4.3 in Abschnitt 4.1). Die Zeitauflösung des Triggers beträgt etwa 113 ps und wurde mit Hilfe von Gleichung 4.2 aus einer Messung bestimmt, bei der die Ketek-SiPMs im vorderen und hinteren System mit 26,5 V Betriebsspannung betrieben wurden.

In Abbildung 5.16 sind die Messergebnisse dargestellt. Als Szintillator wurde ein  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  Würfel aus dem Material NE-110 verwendet, der mit einer reflektierenden Folie umwickelt wurde. Aus dem Vergleich ergibt sich, dass unterschiedliche SiPM zu einer ähnlichen Zeitauflösung des Systems führen. Dieses Ergebnis entspricht nicht der Erwartung, da in Abschnitt 5.4 gezeigt wurde, dass Signale von Systemen mit verschiedenen SiPM-Modellen unterschiedliche Anstiegszeiten besitzen. Obwohl mit den drei getesteten SiPM-Modellen etwa dieselbe Zeitauflösung erreicht wurde, trifft das Hamamatsu 10362-33-050C Modell die Anforderungen des Mu3e-Experiments am besten, da seine Pulsbreite die kürzeste ist (siehe Abbildung 5.3). Durch eine kurze Pulsbreite reduziert sich nämlich die Wahrscheinlichkeit für *Pile Up* Ereignisse.

Bei der Messung mit dem System, in welchem das Hamamatsu S10985-050C Modell verwendet wird, erkennt man, dass die Signalamplitude des Triggers um etwa 20 mV gesunken ist. Dieser Effekt ist vermutlich auf eine nicht perfekte Ausrichtung des Aufbaus im Strahl zurückzuführen und könnte die Messung verfälschen, da die Triggerauflösung nicht erneut bestimmt wurde. Die gemessene Zeitauflösung wird allerdings sehr wenig davon beeinflusst, da aus Abbildung 5.16a ersichtlich ist, dass sich die Triggerauflösung nicht stark mit zunehmender Signalamplitude ändert.

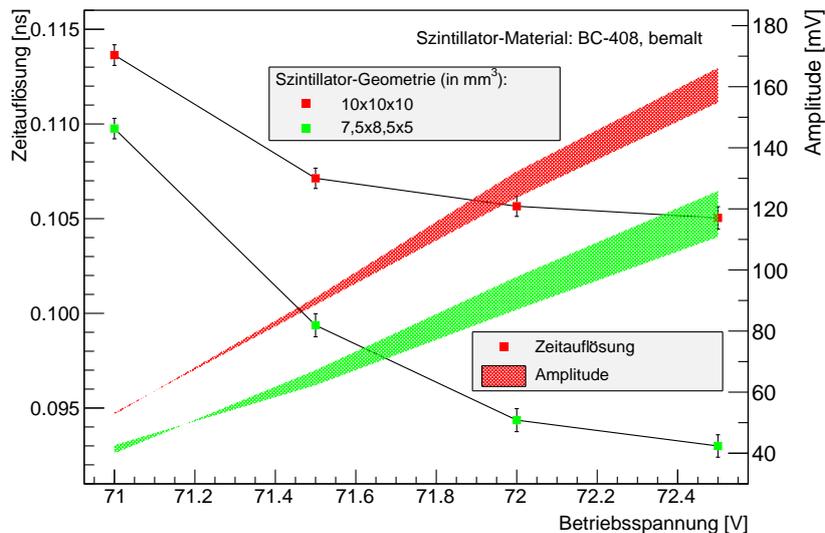
<sup>9</sup>Das System, das zuletzt vom Strahl getroffen wird

In den in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen konnte kein signifikanter Unterschied bezüglich der Zeitauflösung bei Systemen mit unterschiedlichen SiPM-Modellen festgestellt werden.

## 5.9 Zeitauflösung von Systemen mit verschiedenen Szintillator-Geometrien

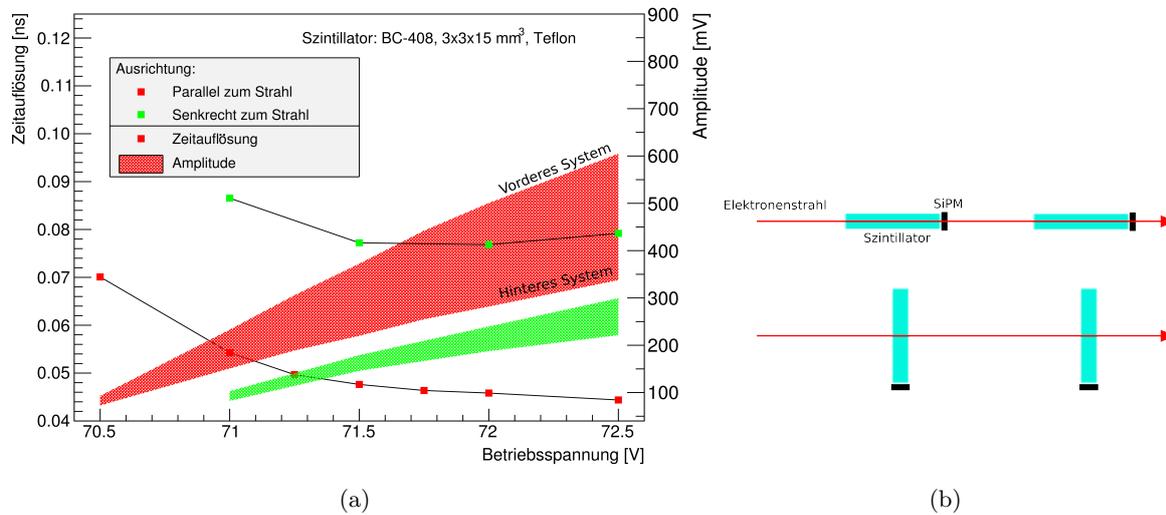
Die Szintillatorgröße beträgt beim Kacheldetektor des Mu3e-Experiments  $\mathcal{O}(1\text{ cm}^3)$  [Col12]. Verschiedene Szintillatorgrößen im Bereich  $\mathcal{O}(1\text{ cm}^3)$  werden in diesem Abschnitt verglichen, um die Geometrie zu finden, die die beste Zeitauflösung liefert. Die Szintillator-Geometrie  $3\times 3\times 15\text{ mm}^3$  wurde auch getestet, um zu untersuchen, ob man mit schmalen und längeren Szintillatoren eine noch bessere Zeitauflösung erreichen kann. Da schon mit einer Geometrie im Bereich  $\mathcal{O}(1\text{ cm}^3)$  eine Zeitauflösung von 100 ps erreicht werden kann, ist beim Mu3e-Kacheldetektor der Einsatz der Szintillator-Geometrie  $3\times 3\times 15\text{ mm}^3$  im Moment nicht nötig, da sonst mit so schmalen Geometrien die Anzahl der Szintillatoren bzw. der Auslesekanäle sehr hoch wäre.

In Abbildung 5.17 werden die Szintillator-Geometrien  $10\times 10\times 10$  und  $7,5\times 8,5\times 5\text{ mm}^3$  verglichen. Beide Szintillatoren sind aus dem Material BC-408 und mit einer reflektierenden

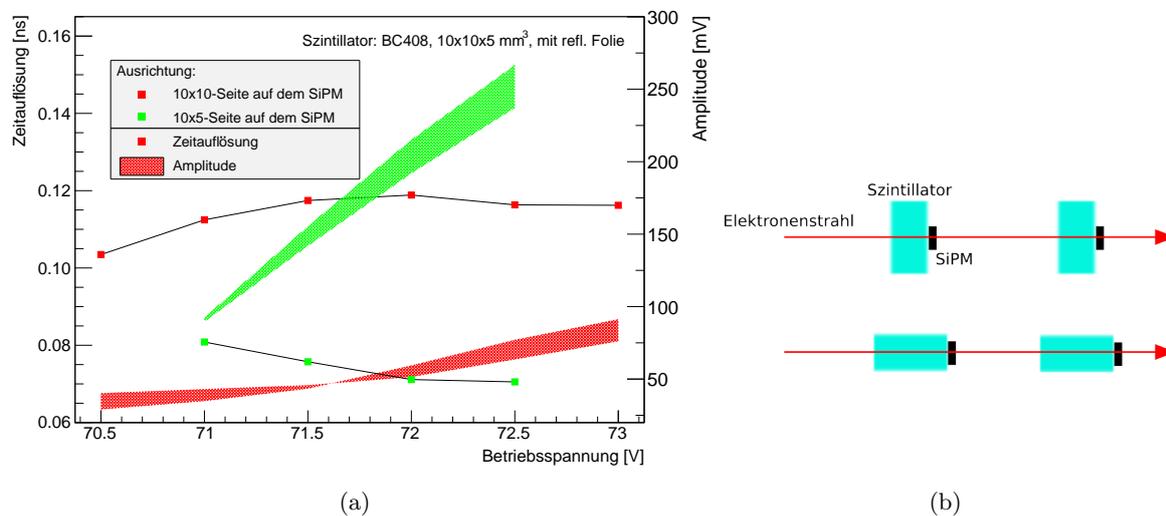


**Abbildung 5.17:** Untersuchung der Szintillator-Geometrie  $7,5\times 8,5\times 5\text{ mm}^3$  und  $10\times 10\times 10\text{ mm}^3$ . Das System mit dem  $7,5\times 8,5\times 5\text{ mm}^3$  Szintillator besitzt eine bessere Zeitauflösung, obwohl das System mit dem  $10\times 10\times 10\text{ mm}^3$  Szintillator eine höhere Signalamplitude aufweist. Die Zeitauflösung des Systems mit dem  $7,5\times 8,5\times 5\text{ mm}^3$  Szintillator beträgt etwa 93 ps.

Folie umwickelt. Zur Auslese wird das Hamamatsu 10362-33-050C Modell verwendet. Die Zeitauflösungswerte wurden mit Hilfe der *Leading-Edge*-Methode zusammen mit einer *Time-walk*-Korrektur bestimmt. In beiden Systemen erhöht sich die Signalamplitude und verbessert sich die Zeitauflösung bei zunehmender Betriebsspannung des SiPMs. Das System mit dem  $10\times 10\times 10\text{ mm}^3$  Szintillator weist eine schlechtere Zeitauflösung auf, obwohl von diesem Sys-



**Abbildung 5.18:** Untersuchung der Szintillator-Geometrie  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  a) Mit der Szintillator-Geometrie  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  ist eine Zeitauflösung von 45 ps erreichbar. Selbst wenn die Elektronen auf der  $3 \times 15$ -Seite des Szintillators treffen, bleibt die Zeitauflösung unter 80 ps. b) Obere Skizze: Die Szintillatoren sind parallel zum Strahl ausgerichtet. Untere Skizze: Die Szintillatoren sind senkrecht zum Strahl ausgerichtet.



**Abbildung 5.19:** Untersuchung der Szintillator-Geometrie  $10 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$ . a) Die Zeitauflösung des Systems verbessert sich massiv, wenn der SiPM an der 10x5- anstatt an der 10x10-Seite des Szintillators angebracht wird und das Elektron durch 10 statt 5 mm Material fliegt. b) Obere Skizze: 10x10-Seite des Szintillators auf dem SiPM. Untere Skizze: 10x5-Seite des Szintillators auf dem SiPM.

tem höhere Signale erzeugt werden. Die Zeitauflösung des Systems mit dem  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  Szintillator beträgt bei einer Betriebsspannung von 72,5 V etwa 93 ps mit einer statistischen Unsicherheit von etwa 1 ps. Diese Geometrie ist diejenige, die beim aktuellen Design des Mu3e-Kacheldetektors gewählt wurde. Mit dieser Messung wurde gezeigt, dass mit dieser Geometrie eine bessere Zeitauflösung als die beim Mu3e-Experiment angestrebten 100 ps erreicht werden kann.

In Abbildung 5.18a ist die Zeitauflösung und die Amplitude eines Systems mit einem  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  Szintillator aufgetragen. Die Zeitauflösung dieses Systems ist wie erwartet sehr gut und beträgt etwa 45 ps bei einer Betriebsspannung von 72,5 V. Bei einer so schmalen Geometrie spielen Ungenauigkeiten bei der Ausrichtung des Aufbaus im Strahl eine wichtige Rolle (siehe Abbildung 5.7). Aus diesem Grund beobachtet man sehr große Unterschiede in der Signalamplitude zwischen hinterem und vorderem System. Die Signalamplituden der hinteren Kachel sind deutlich niedriger als die der vorderen, da bei so langen und dünnen Szintillatoren die Wahrscheinlichkeit hoch ist, dass das Elektron leicht gestreut wird und den Szintillator verlässt. Das Elektron kann auch im vorderen Szintillator gestreut werden. Allerdings würde das Elektron den hinteren Szintillator in diesem Fall nicht treffen und man würde keine Koinzidenz messen.

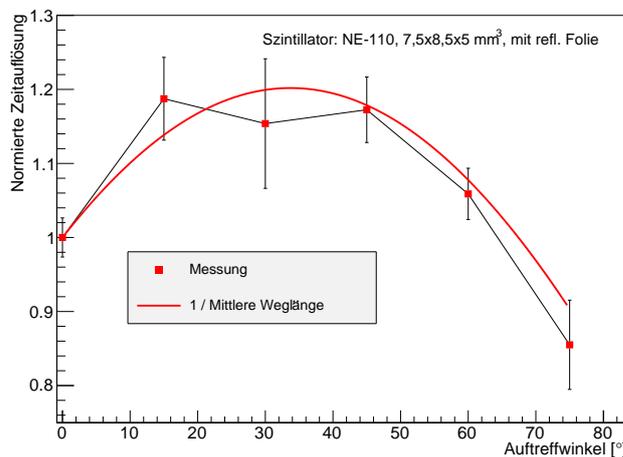
Ferner wurde untersucht, ob die große Länge oder die schmale Form des Szintillator zu einer so guten Zeitauflösung führt. Beide Systeme mit dem  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  Szintillator wurden um  $90^\circ$  gedreht, sodass die Elektronen senkrecht auf die  $3 \times 15$ -Seite des Szintillators treffen. Der SiPM bleibt wie zuvor an der  $3 \times 3$ -Seite des Szintillators (siehe Abbildung 5.18b untere Skizze). Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 5.18a mit grünen Punkten dargestellt. Die Signalamplitude ist wie erwartet deutlich kleiner geworden, da die Weglänge der Elektronen im Szintillator nur 3 mm beträgt. Die Zeitauflösung des System bleibt allerdings unter 80 ps, was deutlich besser als die Zeitauflösung des Systems mit dem 10 mm dicken Szintillator ist. Analog wurde die Zeitauflösung eines Systems mit einem  $10 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$  Szintillator bei zwei verschiedenen Ausrichtungen gemessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5.19a dargestellt. Mit roten Punkten ist die Zeitauflösung des Systems bei der gewöhnliche Ausrichtung mit dem SiPM auf der  $10 \times 10$ -Seite des Szintillators dargestellt. Bei der mit grünen Punkten dargestellten Messung wurde der Szintillator hingegen so umgestellt, dass die Elektronen auf die  $10 \times 5$ -Seite des Szintillator treffen und durch 10 mm Material fliegen. Der SiPM wird an die gegenüberliegende  $10 \times 5$ -Seite angebracht. Der Szintillator ist somit „länger“ und „schmäler“ geworden (siehe 5.19b untere Skizze). Die Signalamplitude ist wie erwartet nach der Umstellung größer, da die Weglänge der Elektronen im Szintillator 10 statt 5 mm beträgt. Die Zeitauflösung des Systems nach der Umstellung beträgt etwa 70 ps. Wenn man dieses veränderte System mit dem System des  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  Szintillators vergleicht, verbessert sich die Zeitauflösung um mehr als 30 ps, obwohl die Szintillatoren in Strahlrichtung gleich lang sind. Aufgrund dieser Vergleiche kann vermutet werden, dass schmale Szintillatoren die Zeitauflösung des Systems effektiver verbessern als lange Szintillatoren. Man vermutet insbesondere, dass sich die Zeitauflösung sehr verbessert, wenn die aktive Fläche des SiPMs und die Seite des Szintillator, an der der SiPM angebracht wird, ähnlich groß sind. Wenn die Fläche des Szintillators, die mit dem SiPM in Kontakt steht, nämlich größer als die aktive Fläche des SiPMs ist, wird ein Teil der Photonen, die diese Fläche erreichen, den SiPM nicht erreichen. Das ist vermutlich einer der Gründe, warum mit schmalen Szintillatoren eine bessere Zeitauflösung erreicht wird.

Für das System mit dem  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  Szintillator wurde eine Zeitauflösung von 93 ps gemessen. Diese Zeitauflösung ist leicht besser als die 100 ps, die beim Mu3e-Experiment als Ziel

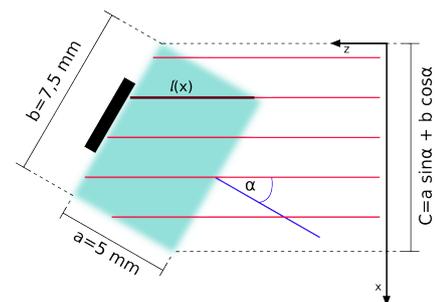
gesetzt wurden. Eine deutlich bessere Zeitauflösung von 45 ps wurde mit einem  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  Szintillator gemessen. Damit wurde gezeigt, dass falls beim Mu3e-Experiment eine noch bessere Zeitauflösung gefordert wäre, man diese auf Kosten einer höheren Anzahl an Auslesekanälen erreichen könnte. Aus mehreren Vergleichen wird vermutet, dass das System mit dem  $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$  Szintillator hauptsächlich aufgrund seiner schmalen Form eine so gute Zeitauflösung aufweist.

## 5.10 Auftreffwinkelabhängigkeit

Die Zerfallselektronen werden beim Mu3e-Experiment durch ein Magnetfeld abgelenkt und treffen auf die vier äußeren Detektormodule (siehe Abschnitt 2.3). Die Winkelverteilung, mit der sie auf die Szintillatoren treffen, ist sehr breit und hängt u.a. von der Position des Szintillators in Strahlrichtung ab (siehe Abbildung 2.7b). In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich die Zeitauflösung des Systems in Abhängigkeit des Auftreffwinkels des Elektrons ändert. Wenn ein Elektron schräg anstatt senkrecht auf den Szintillator trifft, variiert seine Weglänge im Szintillator und folglich die Menge der im Szintillator deponierten Energie. Da die Signalamplitude mit der Menge der deponierten Energie zusammenhängt und die Zeitauflösung des Systems mit der Signalamplitude verknüpft ist, erwartet man eine Korrelation zwischen Auftreffwinkel des Elektrons und Zeitauflösung des Systems. Die Messergebnisse sind in Abbildung 5.20a dargestellt. Der Szintillator ist  $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$  groß, besteht aus dem Material NE-110 und wurde mit einer reflektierenden Folie umwickelt. Zur Auslese wurde das Hamamatsu 10362-33-050C Modell verwendet. Der Szintillator wird um eine Achse rotiert, die senkrecht auf die  $7,5 \times 5$ -Seiten des Szintillators steht. Der betrachtete Winkel  $\alpha$  ist der Win-



(a)



(b)

**Abbildung 5.20:** Auftreffwinkelabhängigkeit der Zeitauflösung eines Szintillator-SiPM-Systems. a) Die Messergebnisse und die analytisch ermittelte mittlere Weglänge des Elektrons im Szintillator werden verglichen. Es wurde das Inverse der mittleren Weglänge aufgezeichnet, da mittlere Weglänge und Zeitauflösung invers proportional sind. b) Skizze des Messaufbaus und Erläuterung der in Formel 5.14 verwendeten Parameter.

kel zwischen der Strahlrichtung und dem Lot auf die Szintillatoroberfläche (siehe Abbildung 5.20b). Man erwartet, dass die Form der Kurve in Abbildung 5.20a nicht von der Überspannung des SiPMs abhängt. Aus diesem Grund wurden die aufgetragenen Zeitauflöswerte über verschiedene Spannungseinstellungen des SiPMs gemittelt. Die angegebenen Werte wurden auf den Zeitauflöswert bei  $\alpha = 0^\circ$  normiert, um relative Unterschiede darzustellen. Im Bereich  $\alpha = 0^\circ - 30^\circ$  verschlechtert sich die Zeitauflösung des Systems, da die Elektronen, die den Szintillator an den Ecken treffen, eine kleine Weglänge  $l$  im Szintillator zurücklegen und wenig Energie deponieren (siehe Abbildung 5.20b). Bei größeren Auftreffwinkeln ist die Zeitauflösung hingegen besser als bei  $\alpha = 0^\circ$ , da die Szintillator-Seite  $b$  größer als die Seite  $a$  ist. Die gemessenen Schwankungen liegen im Bereich 15%.

Die Relation zwischen Auftreffwinkel und mittlerer Weglänge des Elektrons im Szintillator wurde durch geometrische Überlegungen analytisch abgeleitet. Der Szintillator wurde als zweidimensional betrachtet, da er nur um eine Achse rotiert wird. Es wird angenommen, dass die Elektronen alle parallel in z-Richtung fliegen und im Szintillator nicht gestreut werden. Die x- und z-Richtung sind in Abbildung 5.20b definiert. Sei  $l(x)$  die Weglänge des Elektrons im Szintillator in Abhängigkeit der x-Koordinate des Elektrons. Die mittlere Weglänge ergibt sich aus der Summe aller möglichen parallelen Wege mit Länge  $l(x)$  und Dicke  $dx$  des Elektrons im Szintillator geteilt durch die Summe aller  $dx$ :

$$\bar{l} = \frac{\int_0^c l(x) dx}{\int_0^c dx} \quad (5.13)$$

Das Integral im Zähler entspricht der Fläche des Szintillators, während das Integral im Nenner die Projektion des Szintillators auf die x-Achse ist. Wenn  $a$  und  $b$  die Seitenlängen des Szintillators sind und  $c$  seine Projektion, dann ist die mittlere Weglänge  $\bar{l}$  gegeben durch:

$$\bar{l} = \frac{a \cdot b}{c} = \frac{a \cdot b}{a \sin \alpha + b \cos \alpha} \quad (5.14)$$

Das Inverse<sup>10</sup> dieser Funktion wurde in Abbildung 5.20a mit der gemessenen Zeitauflösung des Systems verglichen. Damit der Vergleich möglich ist, wurde die Funktion skaliert, verschoben und so normiert, dass sie bei  $\alpha = 0^\circ$  den Wert Eins annimmt. Die Funktion beschreibt die gemessenen Daten sehr gut.

Die Abhängigkeit der Zeitauflösung eines Szintillator-SiPM-Systems vom Auftreffwinkel des Elektrons wurde in diesem Abschnitt untersucht. Die gemessene Zeitauflösung variiert im Bereich 15%. Die beobachteten Änderungen in der Zeitauflösung werden sehr gut durch die Änderungen der mittleren Weglänge des Elektrons im Szintillator beschrieben. Die Tatsache, dass die Elektronen in den meisten Fällen schräg auf die Szintillatoren auftreffen, ist für das Mu3e-Experiment vorteilhaft, da die Zeitauflösung des gesamten Mu3e-Kacheldetektors verbessert wird. Die Zeitauflösung verbessert sich sowohl bei großen Einfallswinkeln  $\alpha$  (wie in Abbildung 5.20a gezeigt), als auch bei kleinen. Da die Szintillatoren beim Mu3e-Kacheldetektor alle nebeneinander platziert werden, würde nämlich ein Elektron, das einen Szintillator nur an der Ecke trifft, viel Energie im Szintillator daneben deponieren. Schräg ankommende Elektronen legen über mehrere Szintillatoren eine längere Strecke zurück und deponieren entsprechend mehr Energie im Vergleich zu senkrecht ankommenden. Wenn ein Elektron mehrere Szintillatoren trifft, kann seine Flugzeit genauer bestimmt werden, auch weil sie von mehreren Systemen gleichzeitig bestimmt wird.

<sup>10</sup>Die mittlere Weglänge  $\bar{l}$  und die Zeitauflösung des System sind invers proportional



## 6 Zusammenfassung

Das Mu3e Experiment ist derzeit in seiner Designphase und soll nach dem Leptonzahl verletzenden Zerfall  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$  suchen. Die angestrebte Sensitivität beträgt eins in  $10^{16}$ . Die Beobachtung dieses Zerfalls wäre ein eindeutiger Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells. Die Elektronen aus dem Myonzerfall sollen mit einer Zeitauflösung die kleiner als  $\sigma=100\text{ps}$  ist, gemessen werden, um den Untergrund aus Zufallskoinzidenzen zu minimieren. Die Flugzeit der Zerfallselektronen wird von einem System aus organischen Szintillatoren bestimmt, die einzeln von Silizium-Photomultipliern (SiPMs) ausgelesen werden. Mit den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurde die Optimierung der Zeitauflösung eines einzelnen Szintillator-SiPM-Systems angestrebt. Die Experimente wurden am DESY in Hamburg durchgeführt, wo ein Elektronenstrahl mit einer Energie von  $\mathcal{O}(1\text{ GeV})$  zur Verfügung stand. Die Elektronen fliegen durch zwei möglichst identische Systeme, die hintereinander in Reihe positioniert wurden. Ein Elektron erzeugt in beiden Systemen ein elektrisches Signal, woraus die Zeitstempel  $t_1$  und  $t_2$  bestimmt werden. Aus der Verteilung der Zeitintervalle  $\Delta T=t_1-t_2$  wird die Zeitauflösung des gesamten Systems  $\sigma_{Gesamt}$  bestimmt. Da beide Systeme identisch sind, ist die Zeitauflösung eines einzelnen Systems  $\sigma_{System}$  gegeben durch die gesamte Zeitauflösung  $\sigma_{Gesamt}$  geteilt durch  $\sqrt{2}$ . Die Pulsformen wurden mit dem DRS4-Chip digitalisiert und die Analyse wurde *offline* durchgeführt. Die Zeitstempel wurden mit Hilfe der *Leading-Edge*-Methode zusammen mit einer *Timewalk*-Korrektur bestimmt.

In Rahmen dieser Arbeit wurden die Faktoren untersucht, die die Zeitauflösung eines Szintillator-SiPM-Systems beeinflussen. Die analysierten Faktoren sind: das Szintillator-Material, die Szintillator-Geometrie, das SiPM-Modell, die optische Kopplung zwischen Szintillator und SiPM, die Beschichtung des Szintillators und der Winkel, unter welchem die Elektronen auf den Szintillator treffen.

Für ein System mit einem  $7,5 \times 8,5 \times 5\text{ mm}^3$  Szintillator aus dem Material BC-408 wurde eine Zeitauflösung von  $93\text{ ps}$  gemessen. Als SiPM wurde das Hamamatsu 10362-33-050C Modell verwendet. Diese Geometrie entspricht der Szintillator-Geometrie, die für das aktuelle Design des Mu3e-Kacheldetektors ausgewählt wurde. Bei einer veränderten Geometrie mit einem  $3 \times 3 \times 15\text{ mm}^3$  Szintillator und der Verwendung des gleichen Materials BC-408 sowie desselben SiPM-Modells wurde eine Zeitauflösung von  $45\text{ ps}$  erreicht. Systematische Studien ergaben, dass die verbesserte Zeitauflösung auf die gute Abstimmung des Szintillators auf die aktive Fläche des SiPMs zurückzuführen ist. Die Weglänge des Elektrons im Szintillator und eine damit verbundene höhere Signalamplitude ist von untergeordneter Bedeutung. Damit wurde gezeigt, dass falls beim Mu3e-Experiment eine noch bessere Zeitauflösung gefordert wäre, man diese durch den Einsatz schmalere Szintillatoren bzw. auf Kosten einer höheren Anzahl an Auslesekanälen erreichen könnte.

Eine Korrelation zwischen Anstiegszeit des Signals und Signalamplitude wurde festgestellt. Es wurde bei gleichen Konfigurationen beobachtet, dass sich die Anstiegszeit des Signals ändert, wenn die Anzahl der vom SiPM detektierten Photonen variiert. Die Korrelation wurde auch bei simulierten Pulsformen beobachtet und hängt mit der Sättigung des SiPMs zusammen.

Beim Mu3e-Experiment treffen die Zerfallselektronen mit unterschiedlichen Einfallswinkeln auf die Szintillatoren. Die Abhängigkeit der Zeitauflösung des Systems vom Einfallswinkel ist

mit der Abhängigkeit der mittleren Weglänge des Elektrons im Szintillator vom Einfallswinkel verträglich.

Mit den durchgeführten Studien konnte gezeigt werden, dass die Anforderungen des Mu3e Experiments an die Zeitauflösung des Kacheldetektors erfüllt werden können. Es besteht das Potential die Zeitauflösung noch weiter zu verbessern, z.B. durch die Verwendung schnellerer Szintillator-Materialien (BC-420) oder neu hergestellter SiPM-Modelle.

## Literaturverzeichnis

- [ALY<sup>+</sup>02] Brian F. Aull, H. Andrew Loomis, Douglas J. Young, Bradley M. Heinrichs, Richard J. Felton, Peter J. Daniels, and Deborah J. Landers. Geiger-mode avalanche photodiodes for three-dimensional imaging. *LINCOLN LABORATORY JOURNAL*, 13(2):335–350, 2002.
- [Bir64] J. B. Birks. *The Theory and Practise of Scintillation Counting*. Pergamon Press, 1964.
- [Bri12] K. Briggel. KLAuS und STiC - Zwei ASICs zur präzisen Energie- und Zeitmessung. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2012.
- [Col12] The Mu3e Collaboration. Research Proposal for an Experiment to Search for the Decay  $\mu \rightarrow eee$ , 2012.
- [Eck10] P. Eckert. Advanced Silicon-Photomultiplier Characterization for Calorimetric Applications. Diploma thesis, Universität Heidelberg, 2010.
- [Eck13] Patrick Eckert. Private Kommunikation, 2013.
- [ESSC54] Patrick Eckert, Rainer Stamen, and Hans-Christian Schultz-Coulon. Study of the response and photon-counting resolution of silicon photomultipliers using a generic simulation framework. *JINST*, 7(P08011), 2012, (arXiv:1206.4154).
- [Gru93] C. Grupen. *Teilchendetektoren*. BI-Wiss.-Verl., 1993.
- [Ham13] Hamamatsu. Datasheet. <http://www.hamamatsu.com>, 2013.
- [Har10] T. Harion. Entwicklung eines hochauflösenden Zeitauslesesystems für Silizium-Photomultiplier. Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2010.
- [Hom13] DRS Chip Homepage. <http://www.psi.ch/drs/evaluation-board>, 2013.
- [int13] Mu3e Wiki intern, 2013.
- [KC21] K. Eguchi et al. [KamLAND Collaboration]. First results from KamLAND: Evidence for reactor antineutrino disappearance. *Phys. Rev. Lett.*, 90(021802), 2003, (arXiv:hep-ex/0212021).
- [Ket13] Ketek. Datasheet. <http://www.ketek.net/products/sipm/pm3350/>, 2013.
- [MC12] Shingo Mandai and Edoardo Charbon. Multi-Channel Digital SiPMs: Concept, Analysis and Implementation. *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record (NSS/MIC)*, 2012.
- [MCex] J. Adam et al. [MEG Collaboration]. New limit on the lepton-flavour violating decay  $\mu \rightarrow e \gamma$ . *Phys. Rev. Lett.*, 107(171801), 2011, (arXiv:1107.5547 [hep-ex]).

- [PDG12] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group). Phys. Rev. D86, 010001, 2012.
- [Per07] I. Peric. A novel monolithic pixelated particle detector implemented in high-voltage CMOS technology. *Nucl.Instrum.Meth.*, A582:876–885, 2007.
- [Pow09] F. Powolny. Characterization of time resolved photodetector systems for Positron Emission Tomography. Dissertation, Université de Neuchatel, 2009.
- [Pro08] K. Prothmann. Comparative measurements of silicon photomultipliers for the readout of a highly granular hadronic calorimeter. Diploma thesis, Max-Planck-Institut für Physics Munich, 2008.
- [PT10] I. Peric and C. Takacs. Large monolithic particle pixel-detector in high-voltage CMOS technology. *Nucl.Instrum.Meth.*, A624(2):504–508, 2010.
- [PTF11] I. Peric, C. Takacs, and P. Fischer. Particle pixel detectors in high-voltage CMOS technology - New achievements. *Nucl.Instrum.Meth.*, A650(1):158–162, 2011.
- [SB82] S. M. Seltzer and M. J. Berger. Evaluation of the collision stopping power of elements and compounds for electrons and positrons. *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, vol. 33:1189–1218, 1982.
- [SB84] S. M. Seltzer and M. J. Berger. Improved procedure for calculating the collision stopping power of elements and compounds for electrons and positrons. *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, vol. 35(no. 7):665–676, 1984.
- [SC88] U. Bellgardt *et al.* [SINDRUM Collaboration]. Search for the Decay  $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ . *Nucl.Phys.*, B299(1), 1988.
- [SC15] Q. R. Ahmad *et al.* [SNO Collaboration]. Measurement of the charged current interactions produced by B-8 solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 87(071301), 2001, (arXiv:nucl-ex/0106015).
- [SKC03] Y. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration]. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, 1998, (arXiv:hep-ex/9807003).
- [Spi08] H. Spieler. *Semiconductor detector systems*. Number 12. Oxford Univ. Press, repr. edition, 2008.
- [Tec13] Eljen Technology. <http://www.eljentechnology.com/index.php/products/plastic-scintillators>, 2013.

## Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Diagramme des Zerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ . . . . .	3
2.2	Sensitivität des Mu3e-Experiments auf neue Physik . . . . .	4
2.3	Topologie des Zerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ und Beispiele für „zufälligen Untergrund“ . . . . .	5
2.4	Der Mu3e-Detektor . . . . .	7
2.5	Rekonstruktion der Flugbahn eines Elektrons . . . . .	8
2.6	Bilder von verschiedenen Prototypen . . . . .	9
2.7	Skizze des Kacheldetektors und simulierte Auftreffwinkelverteilung . . . . .	10
2.8	Simulierte Trefferrate pro Szintillator . . . . .	11
3.1	Funktionsprinzip eines Wellenlängenschiebers . . . . .	15
3.2	Energiebänderstruktur eines Halbleiters . . . . .	16
3.3	pn-Kontakt: Skizze . . . . .	17
3.4	pn-Kontakt: Ladungsträgerdichte, elektrisches Feld und Kontaktspannung . . . . .	18
3.5	Dotierungsprofil einer Avalanche-Photodiode . . . . .	19
3.6	Schematische Darstellung der Lawinenerzeugung . . . . .	20
3.7	Schaltung zum passiven Abbruch der Lawine ( <i>quenching</i> ) . . . . .	20
3.8	Silizium-Photomultiplier (SiPM) . . . . .	21
3.9	Ladungsspektrum und dynamischer Bereich eines SiPMs . . . . .	22
3.10	Die Binominalverteilung und Poisson-Verteilung . . . . .	24
3.11	Rate $y(t)$ und durchschnittliche Anzahl $f(t)$ der vom Detektor nachgewiesenen Photonen . . . . .	25
3.12	Wahrscheinlichkeitsdichte bei verschiedenen $Q$ , $\tau$ und $R$ . . . . .	26
4.1	Prinzip der Messung der Zeitauflösung eines Detektorsystems. . . . .	29
4.2	Beispielverteilung der Zeitintervalle $\Delta T = t_2 - t_1$ . . . . .	30
4.3	Simulationsstudie zur Untersuchung der notwendigen Elektronenenergie zur Messung der Zeitauflösung . . . . .	31
4.4	Simulierte vom Elektron im Szintillator deponierte Energie . . . . .	32
4.5	Versuchsaufbau der Messung am Elektronenbeschleuniger am DESY . . . . .	33
4.6	Halterung für Szintillator und SiPM . . . . .	34
4.7	Schematischer Messaufbau . . . . .	34
4.8	Schaltung zum Betrieb und zur Auslese des SiPMs . . . . .	35
4.9	Platine mit dem DRS4-Chip . . . . .	35
4.10	Verschiedene Szintillatoroberflächen . . . . .	37
4.11	SiPM-Modelle . . . . .	39
5.1	Die Nulllinie der Signale . . . . .	42
5.2	Bestimmung der gemittelten Signalformen . . . . .	43
5.3	Signalformen verschiedener SiPMs . . . . .	44
5.4	Signalformen verschiedener Szintillator-Materialien und -Geometrien . . . . .	45
5.5	Zusammenhang zwischen Signalamplitude und Zeitauflösung des Systems . . . . .	45
5.6	Typische Amplitudenverteilung eines Szintillator-SiPM-Systems . . . . .	46
5.7	Folge der falschen Ausrichtung des Messaufbaus im Strahl . . . . .	47
5.8	Abhängigkeit der Signalamplitude vom SiPM-Modell und Szintillatorart . . . . .	48
5.9	Korrelation zwischen Anstiegszeit des Signals und Amplitude . . . . .	50

---

5.10	Abhängigkeit der Anstiegszeit des Signals vom SiPM-Modell und Szintillatorart	51
5.11	<i>Timewalk</i> -Effekt und Korrektur . . . . .	53
5.12	Abschätzung des <i>Timejitters</i> . . . . .	54
5.13	Zeitauflösung mit Hilfe der <i>Leading-Edge</i> -Methode bestimmt . . . . .	57
5.14	Zeitauflösung mit Hilfe der <i>Constant-Fraction</i> -Methode bestimmt . . . . .	57
5.15	Einfluss der Beschichtung und der optischen Kopplung . . . . .	58
5.16	Zeitauflösung von Systemen mit verschiedenen SiPM-Modellen . . . . .	60
5.17	Untersuchung der Szintillator-Geometrie $7,5 \times 8,5 \times 5 \text{ mm}^3$ und $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ . .	61
5.18	Untersuchung der Szintillator-Geometrie $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$ . . . . .	62
5.19	Untersuchung der Szintillator-Geometrie $10 \times 10 \times 5 \text{ mm}^3$ . . . . .	62
5.20	Auftreffwinkelabhängigkeit der Zeitauflösung eines Szintillator-SiPM-Systems .	64

Erklärung:

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

Heidelberg, den 1. Oktober 2013

.....