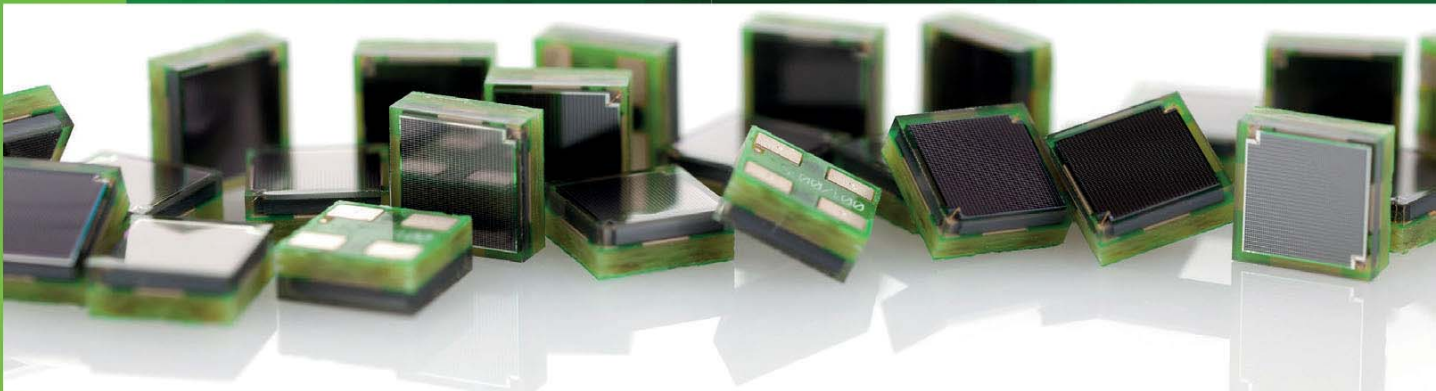


Thomas Rudolf Ganka

**Charakterisierung und Simulation  
von Silizium-Photomultipliern  
im Hinblick auf zeitkritische Applikationen**



**Cuvillier Verlag Göttingen**  
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag



**Charakterisierung und Simulation von  
Silizium-Photomultipliern  
im Hinblick auf zeitkritische Applikationen**





UNIVERSITÄT DER BUNDESWEHR MÜNCHEN  
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik

# Charakterisierung und Simulation von Silizium-Photomultipliern im Hinblick auf zeitkritische Applikationen

**Thomas Rudolf Ganka**

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für  
Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Universität der Bundeswehr München  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
**Doktor-Ingenieurs**  
genehmigten Dissertation.

Gutachter/Gutachterin: 1. Prof. Dr.-Ing. W. Hansch  
2. Prof. Dr. rer. nat S. Ziegler

Die Dissertation wurde am 26.05.2015 bei der  
Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch die Fakultät für  
Elektrotechnik und Informationstechnik am 17.02.2016 angenommen.  
Die mündliche Prüfung fand am 04.05.2016 statt.





## **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen: Cuvillier, 2016

Zugl.: (TU) München, Univ. der Bundeswehr, Diss., 2016

Das Bild auf dem Einband wurde mit freundlicher Genehmigung der Firma KETEK GmbH verwendet.

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2016

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

[www.cuvillier.de](http://www.cuvillier.de)

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2016

Gedruckt auf umweltfreundlichem, säurefreiem Papier aus nachhaltiger Forstwirtschaft

ISBN 978-3-7369-9276-4

eISBN 978-3-7369-8276-5



# Zusammenfassung

Silizium Photomultiplier (SiPM) stellen eine neuartige Detektortechnologie dar, die es ermöglicht, einzelne Photonen durch Geiger-Multiplikation zu einem nachweisbaren elektrischen Ladungspuls zu verstärken. Die stetige Weiterentwicklung von SiPM erlaubt die Erschließung neuer Applikationen in der Hochenergie-Physik, der Nuklearmedizin, der optischen Messtechnik und vielen weiteren Bereichen, in denen schnelle, kompakte und hochempfindliche optische Detektoren gefordert sind.

Um weitere technologische Verbesserungen erzielen zu können, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit zunächst ein Messaufbau entwickelt, welcher die umfassende Charakterisierung verschiedener Rauschparameter, der optische Sensitivität und des Zeitverhaltens von SiPMs ermöglicht. Damit konnte die Abhängigkeit der genannten Parameter vom Herstellungsprozess studiert werden. Die Messverfahren und Ergebnisse der Charakterisierung von zu Beginn dieser Arbeit vorliegenden  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (PM3350T, KETEK) wurde in [1] veröffentlicht.

Da die Zeitauflösung von großflächigen SiPM für viele Applikationen noch nicht ausreichend ist, konzentriert sich diese Arbeit auf die umfassende Untersuchung des Zeitverhaltens von SiPMs. Um mögliche Einflussgrößen des Zeitverhaltens aufzuzeigen, wurden Signallaufzeiten und Pulsformveränderungen von Signalen, generiert an unterschiedlichen Positionen auf der aktiven Fläche, detailliert untersucht und quantifiziert. Außerdem wurde die Zeitauflösung von SiPM, die sich in Herstellungstechnologie und Bauteilgröße unterscheiden, analysiert. Dazu wurden zunächst verschiedene Messaufbauten und Vorverstärkerkonzepte auf deren Eignung für zeitkritische Messungen überprüft.

Bei den orts aufgelösten Transit-Zeit-Differenz-Messungen (engl. *Transit Time Difference*, TTD) wurde beobachtet, dass Signale, die nahe am Signalabgriff generiert wurden, nahezu keine zeitliche Verzögerung aufwiesen. Signale von Positionen die weit vom Signalabgriff des SiPM generiert wurden, waren dagegen deutlich verzögert. Bei den untersuchten  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (PM3350T, KETEK) betrug die TTD ( $900 \pm 100$ ) ps. Zusätzlich wurde die intrinsische Zeitauflösung einer Mikrozele bzw. weniger Mikrozellen gemessen, bei denen die TTD aufgrund der geringen aktiven Fläche vernachlässigbar ist. Diese Untersuchung

sollte klären, welcher der beiden Faktoren einen größeren Einfluss auf das Zeitverhalten hat, um zukünftig bei der Verbesserung der Zeitauflösung die richtigen Größen zu beeinflussen. Die Zeitauflösung von einzelnen Mikrozellen, Arrays aus  $6 \times 6$  Mikrozellen und SiPM mit  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  (PM1150T, KETEK) erwies sich mit etwa  $(115 \pm 20) \text{ ps}$  als nahezu konstant. Großflächigere SiPM, wie PM3350T, lieferten eine deutlich schlechtere Zeitauflösung von  $(290 \pm 50) \text{ ps}$ , was durch die starke Ortsabhängigkeit der Pulsform und die TTD von  $(900 \pm 100) \text{ ps}$  begründet wurde. Zudem fiel bei den PM3350T auf, dass die Zeitverteilung deutlich von einer Gauß-Verteilung abwich. Der Grund hierfür konnte mit Hilfe von positionsaufgelösten Signalform- und Zeitverteilungsmessungen gefunden werden, aus denen die Form der Zeitverteilung bei ganzflächiger Beleuchtung des SiPM rekonstruiert werden konnte.

Um die Veränderung der Signalform entlang des Leitungsnetzwerks nachzubilden, wurde ein neuartiges, elektrisches Simulationsmodell entwickelt, bei dem die Verschaltung der Mikrozellen berücksichtigt wurde. Bei dem beschriebenen Simulationsmodell konnten Signale an verschiedenen Ursprungsorten generiert und somit der parasitäre Einfluss des Leitungsnetzwerks untersucht werden. Zahlreiche Vergleiche von Simulationsmodell und Messungen zeigten eine klare Übereinstimmung, wie etwa für die Skalierung der aktiven Fläche, Veränderung der Anschlusskonfiguration und mehrere technologische Modifikationen, wie die Verringerung parasitärer Leiterbahnwiderstände und -Kapazitäten. Die enge Korrelation von Modell und Messung ermöglichte es, den Einfluss von technologischen Modifikationen abschätzen zu können. Damit wurde die TTD der PM3350T in nur zwei Entwicklungsdurchläufen um einen Faktor 6 von  $(900 \pm 100) \text{ ps}$  auf  $(150 \pm 50) \text{ ps}$  reduziert. Die anfänglich festgestellte Abweichung der Zeitverteilung von einer Gauß-Funktion wurde dabei ebenfalls durch technische Modifikationen korrigiert, was bei den optimierten PM3350T zu einer Zeitauflösung von  $(215 \pm 7) \text{ ps}$  führte. Die gewonnenen Erkenntnisse zur Verbesserung der PM3350T werden derzeit bei einem neuen SiPM-Portfolio angewendet.



# Inhaltsverzeichnis

|  |          |
|--|----------|
| <b>Zusammenfassung</b>   | <b>I</b> |
| <b>1 Einleitung</b>  | <b>1</b> |
| <b>2 Theorie und Methoden</b>  | <b>7</b> |
| 2.1 Aufbau und Funktion eines SiPM . . . . .                                     | 7        |
| 2.2 Quasi-statisches Verhalten von SiPM . . . . .                                | 12       |
| 2.2.1 Sperrrichtung . . . . .  | 13       |
| 2.2.2 Durchlassrichtung . . . . .  | 15       |
| 2.3 Kapazität der Mikrozellen . . . . .  | 15       |
| 2.4 Signalform eines SiPM . . . . .  | 16       |
| 2.5 Überspannungsabhängige Vervielfachung von Photoelektronen . . . . .          | 19       |
| 2.6 Dunkelzählrate . . . . .   | 21       |
| 2.7 Optisches Übersprechen . . . . .   | 25       |
| 2.8 Afterpulse Wahrscheinlichkeit . . . . .                                      | 27       |
| 2.9 Einzel-Photonen-Zeitauflösung . . . . .                                      | 31       |
| 2.9.1 Messung und Analyse digitalisierter Signalformen . . . . .                 | 32       |
| 2.9.2 Analyse der Signalformen mit Analog-Elektronik . . . . .                   | 33       |
| 2.10 Transit-Zeit-Differenz . . . . .  | 37       |
| 2.11 Zeitauflösung und Energieauflösung mit Szintillator und radioaktiver Quelle | 38       |
| 2.11.1 Energieauflösung . . . . .  | 40       |
| 2.11.2 Koinzidenz-Zeitauflösung . . . . .  | 41       |
| 2.12 Absolute Photonen-Nachweis-Effizienz . . . . .                              | 42       |
| 2.13 Spektrale Empfindlichkeit . . . . .   | 46       |
| 2.13.1 Messung der spektralen Leistung der Lichtquelle . . . . .                 | 48       |
| 2.13.2 Kontrolle des Messverfahrens mit bekanntem Referenzdetektoren . .         | 51       |
| 2.13.3 Messung der spektralen Empfindlichkeit von SiPM . . . . .                 | 53       |



|          |  |            |
|----------|--|------------|
| <b>3</b> | <b>Verifizierung der Messverfahren für das Zeitverhalten von SiPM</b>  | <b>55</b>  |
| 3.1      | Vergleich verschiedener Vorverstärkerkonzepte . . . . .  | 55         |
| 3.1.1    | Beschreibung der verwendeten Vorverstärker . . . . .   | 56         |
| 3.1.2    | Vergleich der Vorverstärkerkonzepte hinsichtlich SPTR . . . . .  | 57         |
| 3.2      | Untersuchungen zur Genauigkeit der SPTR-Messverfahren . . . . .  | 60         |
| 3.2.1    | Untersuchung der Auflösungsgrenze bei der Analyse digitalisierter Pulsformen . . . . .   | 61         |
| 3.2.2    | Untersuchung der Auflösungsgrenze bei der Analyse der Pulsform mit Diskriminatoren und Koinzidenzschaltung . . . . .           | 64         |
| 3.2.3    | Vergleich der beiden SPTR-Messverfahren . . . . .  | 68         |
| 3.3      | Untersuchung der Messgenauigkeit der Transit-Zeit-Differenz-Messung . . .  | 70         |
| <b>4</b> | <b>Systematische Untersuchung der Zeitauflösung verschiedener SiPM</b>   | <b>75</b>  |
| 4.1      | Vergleich verschiedener Signalpfade . . . . .  | 76         |
| 4.2      | Quantifizierung der Abhängigkeit zwischen SPTR und Detektorfläche . . .  | 78         |
| 4.3      | Transit-Zeit-Differenz-Messungen zur Analyse von Signallaufzeiten . . . . .  | 81         |
| 4.3.1    | TTD-Messungen an SiPM mit $3 \times 3 \text{ mm}^2$ aktiver Fläche . . . . .   | 81         |
| 4.3.2    | TTD-Messungen an SiPM mit $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ und $6 \times 6 \text{ mm}^2$ aktiver Fläche . . . . .                 | 87         |
| 4.4      | Messung der Zeitauflösung mit verschiedenen Anschlusskonfigurationen . .   | 89         |
| <b>5</b> | <b>Simulation der Signalform und Transit-Zeit-Differenz von SiPM</b>   | <b>95</b>  |
| 5.1      | Grundlage des Simulationsmodells . . . . .   | 95         |
| 5.2      | Simulation der SiPM ohne optischer Barriere . . . . .  | 97         |
| 5.3      | Simulation der SiPM mit optischer Barriere . . . . .   | 101        |
| 5.3.1    | Skalierung des Simulationsmodells für SiPM mit verschiedener aktiver Fläche . . . . .  | 110        |
| 5.3.2    | Untersuchung der parasitären Leitungsparameter und deren Einfluss  | 113        |
| <b>6</b> | <b>Optimierung des Zeitverhaltens von SiPM</b>   | <b>117</b> |
| 6.1      | Untersuchung verschiedener Anschlusskonfigurationen mit Hilfe des Simulationsmodells und Vergleich mit TTD-Messungen . . . . . | 117        |
| 6.2      | Modifikation der Passivierungsschichtdicke zur Reduktion der TTD . . . .   | 119        |
| 6.3      | Modifikation des Leiterbahnwiderstandes . . . . .  | 126        |
| 6.4      | Auswirkung technologischer Modifikationen in Kombination mit verschiedenen Leiterbahnlayouts auf das Zeitverhalten . . . . .   | 133        |
| 6.5      | Vergleich der modifizierten SiPM hinsichtlich SPTR . . . . .   | 136        |
| 6.6      | Vergleich der Ergebnisse mit anderen Herstellern . . . . .   | 138        |



---

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 6.7      | Aufführung weiterer technischer Optimierungsmöglichkeiten . . . . . | 142        |
| <b>7</b> | <b>Diskussion und Ausblick</b>                                      | <b>145</b> |
|          | <b>Literatur</b>  | <b>151</b> |
|          | <b>Abkürzungen</b>  | <b>165</b> |
|          | <b>Formelzeichen</b>  | <b>167</b> |
|          | <b>Literatur</b>  | <b>169</b> |
|          | <b>Danksagung</b>   | <b>185</b> |



# Kapitel 1

## Einleitung

Die Erfindung der Silizium-Photomultiplier (SiPM) von den Forschungsgruppen um V.M. Golovin und Z.J. Sadygov in den 90er Jahren ermöglicht heute, nach zwei Jahrzehnten Optimierung und Verbesserung, die Erschließung neuer Applikationsfelder mit Silizium-basierten Photodetektoren [2, 3]. SiPMs sind hochempfindliche optische Sensoren, welche ähnlich wie Photomultiplier-Tubes (PMT) den quantitativen Nachweis von einzelnen Photonen ermöglichen. Sie besitzen eine hohe intrinsische Verstärkung im Bereich von  $10^5 - 10^6$  und verfügen über eine Zeitauflösung im Bereich von wenigen Hundert Picosekunden [4]. SiPMs werden in vielen Applikationsbereichen als mögliche Ersatztechnologie für Avalanche-Photodioden (APD) und PMTs diskutiert, da sie Vorteile beider, wie eine potentiell kostengünstige Herstellung, eine Insensitivität auf magnetische Felder, eine hohe intrinsische Verstärkung und eine geringe Baugröße bieten [5–7]. Eine Übersicht von möglichen und bereits realisierten Applikationen ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

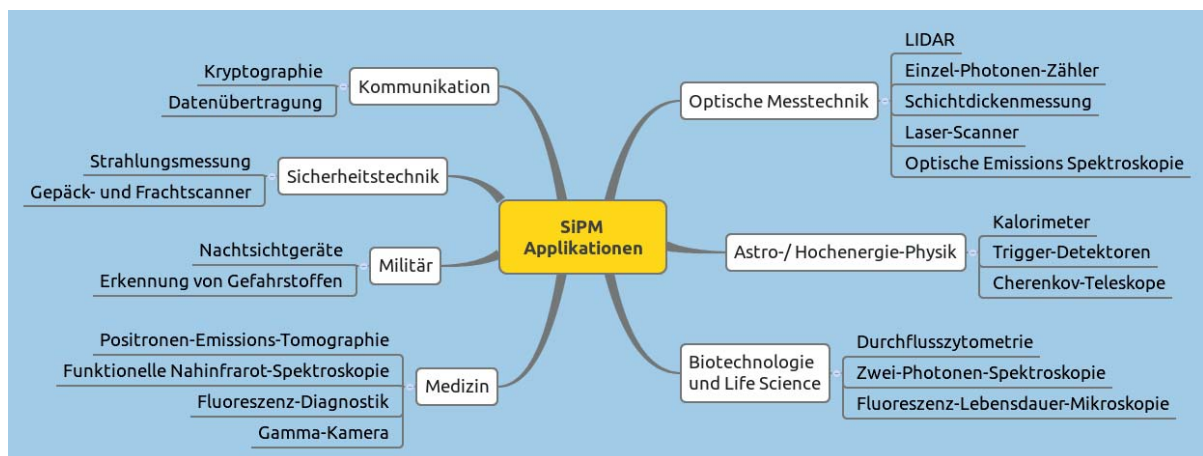


Abbildung 1.1: Übersicht möglicher Applikationen für SiPM.



Bereits erschlossene Anwendungsgebiete für SiPM sind Hochenergiephysik-Experimente, bei denen bisher PMTs oder Avalanche Photodioden (APDs) eingesetzt werden, um Szintillationsstrahlung von hochenergetischen Teilchen zu detektieren [8–11]. Besonders Kalorimeter stellen dabei hohe Ansprüche an den dynamischen Bereich der SiPM, da die Szintillationssignale im Bereich von wenigen 10 Photonen bis zu mehreren  $\approx 1000$  Photonen pro Interaktion skalieren können, je nach Energiedeposition und Teilchenart [12]. Hierzu werden derzeit optimierte SiPM entwickelt, welche einen großen dynamischen Bereich besitzen [13]. Außerdem wird der Einsatz von SiPM in der Atom-Absorptions-Spektroskopie, der Fluoreszenzdiagnostik in der Medizin und Biologie sowie für die zeitkorrelierte Einzelphotonenzählung untersucht [14–16].

Nachteile von großflächigen SiPMs gegenüber PMTs sind das höhere Dunkelrauschen im Bereich einiger Hundert Kilohertz pro Quadratmillimeter bei Raumtemperatur und die schlechtere Zeitauflösung für Einzelphotonen (engl. *Single Photon Time Resolution*, SPTR). Die typische SPTR von PMTs liegt im Bereich von 200-300 ps [17], wobei die derzeit besten Detektoren, bestehend aus einer Kombination von *Multi-Channel Plate* und PMT, eine SPTR von 70-120 ps erreichen [18]. Aktuell verfügbare SiPM besitzen dagegen geringfügig schlechtere SPTR im Bereich einiger Hundert Picosekunden. Es wurden bereits SiPM mit  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  aktiver Fläche vorgestellt, die eine Zeitauflösung von etwa 123 ps erzielten und damit die Eignung der Technologie für zeitkritische Applikationen bewiesen [6]. Weitere Arbeiten lieferten SPTR von  $\approx 150 - 180 \text{ ps}$  für  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  SiPM [19–21]. Bei SiPM mit größeren aktiven Flächen als  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  lässt sich aufgrund der steigenden parasitären Kapazität eine deutliche Verschlechterung der SPTR erkennen [22, 23]. Vorangegangene Untersuchungen haben außerdem gezeigt, dass die SPTR bei großflächigen SiPMs wesentlich durch Transit-Zeit-Unterschiede<sup>1</sup> (engl. *Transit Time Difference*, TTD) limitiert wird [24, 25]. Derzeit verfügbare  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM erreichen deshalb SPTR von 235 ps (S10262-33-50, Hamamatsu) [21] bis 460 ps (S10930-100P, Hamamatsu) [26]. SiPM vom Hersteller AdvanSiD erzielen Werte im Bereich von 460 ps (3SP-50, AdvanSid) [26].

Diese Arbeit konzentriert sich auf den Einsatz von SiPMs in Applikationen, die hohe Ansprüche an die Zeitauflösung des Detektors stellen, wie z.B. bei der Positronen-Emissions-Tomographie<sup>2</sup>. Diese gilt als eine der kommerziell vielversprechendsten Anwendungen für den Einsatz von SiPMs, da hierbei vergleichsweise große Stückzahlen von SiPMs pro Endgerät benötigt werden. Die Verwendung von SiPMs für PET wurde in den vergangenen Jahren von vielen Gruppen intensiv diskutiert [27–31].

<sup>1</sup>Laufzeitunterschiede von Signalen unterschiedlichen lokalen Ursprungs.

<sup>2</sup>Medizinisches, bildgebendes Verfahren basierend auf der koinzidenten Detektion zweier  $\gamma$ -Quanten.

Speziell *Time-of-Flight*-PET-Systeme (ToF-PET), bei denen aus der Zeitdifferenz zwischen den detektierten  $\gamma$ -Quanten der Ort der Annihilation eingegrenzt wird, stellen hohe Ansprüche an die Zeitauflösung der eingesetzten Detektoren. In derzeit verfügbaren PET-Systemen werden sowohl APDs als auch PMTs verwendet, wobei in ToF-PET-Systemen bis zuletzt ausschließlich PMTs verwendet werden. Die erzielte Koinzidenz-Zeitauflösung (engl. *Coincidence Time Resolution*, CTR) von APD-basierten PET-Systemen liegt typisch im Bereich von 2 bis 6 ns und ist damit zu ungenau für eine Rückrechnung auf den Ort der Annihilation [32]. Die PMT-basierten ToF-PET-Systeme erreichen derzeit CTR im Bereich von 500-600 ps (z.B. Philips Gemini TF, Siemens mCT, GE Discovery 690) [33]. Bei der zuletzt erschienenen, neuesten Gerätegeneration von kombinierten ToF-PET Magnet-Resonanz-Tomographen werden bereits SiPM eingesetzt und CTR von  $\approx 400$  ps erreicht [34].

In verschiedenen Laborexperimenten konnten mit SiPMs CTR im Bereich von 170-300 ps erzielt werden. Dabei wurden  $^{22}\text{Na}$   $\gamma$ -Quellen,  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPMs verschiedener Hersteller und das Szintillatormaterial Lutetium Yttrium Oxyorthosilikat ( $\text{Lu}_{1.8}\text{Y}_{0.2}\text{SiO}_5:\text{Ce}$ , LYSO) verwendet [22, 29, 35]. LYSO ist ein weit verbreitetes Szintillatormaterial für PET-Systeme und wird üblicherweise mit einer Länge von 15-30 mm verwendet.

Vergleicht man die erzielten CTR im Bereich von 170-300 ps mit der intrinsischen Zeitauflösung eines Szintillatorkristalls, welche in der Größenordnung der Transit-Zeit der generierten Photonen liegt, fällt auf, dass der SiPM einen maßgeblichen Einfluss auf die Zeitauflösung des Systems (Kombination aus Szintillator, SiPM und Elektronik) hat. Betrachtet man etwa einen LYSO-Szintillationskristall mit einer Länge von 20 mm und einem Brechungsindex von  $n \approx 1.8$  [36], liegt der Zeitversatz der direkt eintreffenden Photonen aufgrund der Interaktionstiefe im Kristall (engl. *Depth of Interaction*, DoI) bei bis zu  $(20 \text{ mm} \cdot 1.8) / (3 \cdot 10^8 \text{ m/s}) = 120 \text{ ps}$ .

Anhand dieses Vergleichs lässt sich ein deutlicher Einfluss der SPTR des SiPM erkennen. Dies lässt folgern, dass zur Verbesserung der Koinzidenz-Zeitauflösung des Systems die SPTR des Detektors optimiert werden muss. Die Motivation dieser Arbeit ist es daher, die limitierenden Einflussgrößen der Zeitauflösung von SiPMs aufzuzeigen und zu optimieren.

Wie Seifert *et al.* zeigten, wird die bestmögliche CTR erreicht, wenn der Zeitstempel durch die ersten eintreffenden Photonen erzeugt wird [23, 37]. Dies setzt eine niedrige Dunkelzählrate, optisches Übersprechen und Afterpulsing des SiPM voraus, wobei die Nachweiseffizienz möglichst hoch sein sollte. Daher konzentrierte sich der erste Teil dieser Arbeit auf der Entwicklung eines Messaufbaus, welcher die umfassende Charakterisierung

der genannten Parameter und deren Abhängigkeit vom Herstellungsprozess ermöglicht. Die anschließenden Kapitel beschäftigen sich mit der Messung, Simulation und Optimierung des Zeitverhaltens von SiPMs.

In **Kapitel 2** wird die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Testumgebung beschrieben, mit der SiPMs für zeitkritische Applikationen untersucht werden können. Die Testumgebung ermöglicht es, die wichtigsten Parameter, wie die Durchbruchspannung, Dunkelzählrate, optisches Übersprechen, Afterpulsing, Excess Noise, absolute Nachweiseffizienz, spektrale Empfindlichkeit, Signalform und das Zeitverhalten von SiPMs zu quantifizieren. Die verwendeten Methoden werden anhand der messtechnischen Charakterisierung von aktuell verfügbaren  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPMs (PM3350T/PM3360T/PM3375T von KETEK) beschrieben.

In **Kapitel 3** werden die Auflösungsgrenzen der verwendeten Messverfahren für das Zeitverhalten von SiPMs und der Einfluss elektronischer Komponenten untersucht. Die Verifizierung der Messverfahren liefert die Ausgangsbasis für die spätere Bewertung der Ergebnisse.

**Kapitel 4** beinhaltet die Untersuchung der Zeitauflösung von SiPMs, bei denen sich die technologische Realisierung des Kathoden-Kontakts unterscheidet. Außerdem werden SiPMs mit verschiedenen aktiven Flächen hinsichtlich ihrer Zeitauflösung untersucht. Mit Hilfe von ortsaufgelösten Messungen wird die Transit-Zeit-Differenz von SiPMs mit aktiven Flächen von  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ ,  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  und  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  quantifiziert. Zusätzlich wird untersucht, wie sich die Position der Kontaktanschlüsse des Leiterbahnnetzwerks auf die Form und Breite der Einzelphotonenzeitverteilung auswirkt.

Die in **Kapitel 5** beschriebenen Simulationsmodelle berücksichtigen den technologischen Aufbau der im vorangegangenen Kapitel charakterisierten SiPMs und ermöglichen die Identifikation von parasitären Einflussgrößen auf das Zeitverhalten. Das entwickelte Simulationsmodell der SiPMs mit optischen Barrieren zwischen den Mikrozellen<sup>3</sup> ist das derzeit erste bekannte Ersatzmodell, welches die elektrische Verschaltung aller Mikrozellen eines SiPM und sein parasitäres Leiterbahnnetzwerk berücksichtigt. Mit diesem Modell kann die Abhängigkeit der entstehenden Signalform von der Position der ausgelösten Mikrozellen beschrieben und somit Transit-Zeit-Differenzen nachvollzogen werden.

---

<sup>3</sup>Diese SiPM verfügen über einen Graben (engl. *Trench*) zwischen den Mikrozellen, der als optische Barriere und niederohmiger Kathodenkontakt verwendet wird.

**Kapitel 6** bildet den Schwerpunkt dieser Arbeit und beschreibt die Optimierung des Zeitverhaltens von SiPMs. Die Hauptarbeit liegt dabei auf der messtechnischen Charakterisierung der TTD von modifizierten SiPMs und die anschließende Korrelation mit dem Simulationsmodell. Es werden drei wesentliche Einflussfaktoren identifiziert und optimiert: Die parasitäre Kapazität des Leiterbahnnetzwerks, die Leiterbahnwiderstände und die Anschlusskonfiguration. Verschiedene modifizierte SiPMs werden anschließend hinsichtlich ihrer SPTR verglichen. Außerdem wird die SPTR eines im Rahmen dieser Arbeit optimierten SiPMs mit der SPTR eines unmodifizierten KETEK PM3350T bzw. mit SiPM anderer Hersteller verglichen. Zuletzt folgt eine theoretische Abschätzung mit Hilfe des entwickelten Simulationsmodells, an der erkannt werden kann, dass die TTD durch künftige technologische Modifikationen weiterhin reduziert werden kann.

In **Kapitel 7** werden die Ergebnisse zusammengefasst und es folgt ein Ausblick über weitere denkbare technologische Modifikationen.



# Kapitel 2

## Theorie und Methoden

Im folgenden Kapitel werden die theoretischen Grundlagen von Silizium-Photomultipliern (SiPM) erklärt und messtechnische Methoden zu deren Charakterisierung beschrieben. Dabei wird insbesondere auf die Eigenschaften der von KETEK hergestellten SiPM eingegangen. Die wichtigsten Unterschiede zu SiPM von anderen Herstellern werden beschrieben und wenn möglich anhand der technologischen Unterschiede erklärt. Alle hier vorgestellten Messmethoden wurden während dieser Arbeit angewendet und in Form eines automatisierten Messverfahrens etabliert.

### 2.1 Aufbau und Funktion eines SiPM

SiPM bestehen aus einer Parallelschaltung von mehreren Hundert bis mehreren Tausend Avalanche Photodioden, die im Geiger-Modus betrieben werden (siehe Abbildung 2.2 und 2.3). Jede APD ist mit einem Vorwiderstand zu einer sogenannten Mikrozele verschaltet. Durch eintreffende Photonen können freie Elektron-Loch-Paare im Bereich der Raumladungszone generiert werden und die Mikrozele auslösen. Dabei wird die Ladung der Mikrozele frei und kann am Ausgang des SiPM als Signalpuls gemessen werden. Beim gleichzeitigen Auftreffen mehrerer Photonen auf verschiedene Mikrozellen, superponieren sich die einzelnen Signale zu einem Gesamtsignal.

Der quantitative Nachweis von einzelnen Photonen wird durch die gleichmäßige Vervielfachung der Mikrozellen, den potentiell niedrigen zusätzlichen Rauschfaktoren (engl. *Excess Noise*) und geringes thermisches Rauschen des Detektors erzielt [38–40]. SiPMs verfügen im Gegensatz zu PMTs über eine geringe Baugröße von wenigen Millimetern und eine Insensitivität auf magnetische Felder.

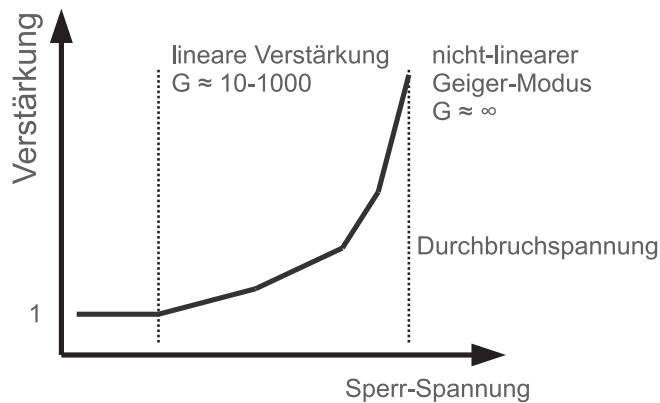


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Verstärkung einer Mikrozele in Abhängigkeit der Sperr-Spannung. Nach dem linearen Verstärkungsbereich folgt der sog. Geiger-Modus, in dem die Verstärkung nur noch durch die zur Verfügung stehende Ladung begrenzt wird.

Wie bereits beschrieben, werden die Avalanche-Photodioden oberhalb des Geiger-Durchbruchs betrieben. In diesem Betriebspunkt verhält sich das Bauteil instabil und kann schon durch ein einzelnes Photon bzw. Photo-Elektron ausgelöst werden.

Der Geiger-Modus befindet sich in Sperrrichtung der Diodenkennlinie oberhalb des linearen Verstärkungsbereichs (siehe Abbildung 2.1), in dem üblicherweise APDs betrieben werden. Die Vervielfachung im Geiger-Modus ist anders als im linearen Verstärkungsbereich nur noch abhängig von der zur Verfügung stehenden Ladung. Betreibt man eine handelsübliche Diode in diesem Modus kommt es durch den unlimitierten Stromfluss zu einer irreversiblen lokalen Schädigung des PN-Übergangs. Daher ist beim SiPM jede APD an einen Serienwiderstand geschaltet, welcher den maximalen Stromfluss limitiert [41].

Wird ein eintreffendes Photon im PN-Übergang des SiPM absorbiert und ein freies Photo-Elektron generiert, führt das hohe elektrische Feld zur Beschleunigung und anschließenden Multiplikation der freien Ladungsträger, wobei sowohl Elektronen als auch Löcher zur Vervielfachung beitragen. Es entsteht eine Ladungsträgerlawine, welche zu einem erheblichen Stromfluss durch die feuernde Zelle führt (Übergang von 3 nach 1 in Abbildung 2.2). Dieser Stromfluss erzeugt einen Spannungsabfall über dem Quench-Widerstand  $R_q$  und zieht damit das Potential an der Avalanche-Photodiode in den Bereich unterhalb des Geiger-Modus, was dazu führt, dass sich die Ladungsträgerlawine selbst reguliert (Übergang von 1 nach 2). Anschließend kann sich die Mikrozele wieder aufladen und erreicht somit wieder den Zustand, in dem sie für Einzel-Photonen empfindlich ist (Übergang von 2 nach 3).

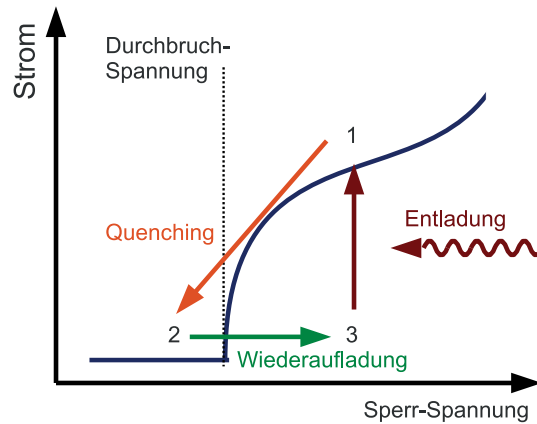


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der drei Prozesse, die bei Auslösung einer Mikrozele abfolgen. Während der Entladung der Mikrozele durch ein ankommendes Photon entsteht ein Stromfluss durch den vorgeschalteten Serienwiderstand. Dieser führt dazu, dass das Potential über der Diode in den Bereich unterhalb des Geiger-Modus abfällt. Die Ladungsträgerlawine wird dadurch reguliert und die Diode kann sich anschließend wieder aufladen.

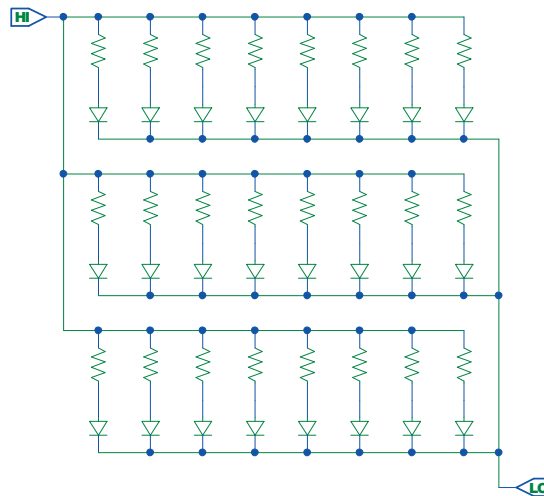


Abbildung 2.3: Vereinfachtes Ersatzschaltbild eines SiPM. *Hi* bezeichnet den Anschluss an den die negative Versorgungsspannung angeschlossen wird. *Lo* beschreibt den Anschluss an dem das Signal abgegriffen wird.

Jede ausgelöste (getriggerte) Mikrozele generiert eine diskrete Ladungsmenge  $Q_{Zelle}$ , welche im wesentlichen von der Überspannung und der Mikrozellenkapazität  $C_{Zelle}$  abhängt:

$$Q_{Zelle} = U_{OV} \cdot C_{Zelle} \quad (2.1.0.1)$$

Die Überspannung  $U_{OV}$  ist dabei die Differenz zwischen Betriebsspannung und Durchbruchspannung des SiPM. Werden mehrere Mikrozellen gleichzeitig getriggert, überlagern sich



die Signale durch Superposition. Aufgrund der hohen Verstärkung eines SiPM im Bereich von  $10^5 - 10^7$  kann die Menge der getriggerten Mikrozellen quantitativ unterschieden werden (siehe Abbildung 2.4) [4]. In dieser Abbildung wurde ein SiPM mit schwachen Lichtpulsen bestrahlt und das resultierende Ausgangssignal synchronisiert gemessen. Wie man erkennen kann, entstehen äquidistante Pulshöhen, die in einem Zeitfenster integriert und anschließend in einem Histogramm erfasst werden (in gelb dargestellt). Das Histogramm folgt der Poisson-Verteilung und liefert die mittlere detektierte Anzahl von Photonen pro Lichtpuls [42].

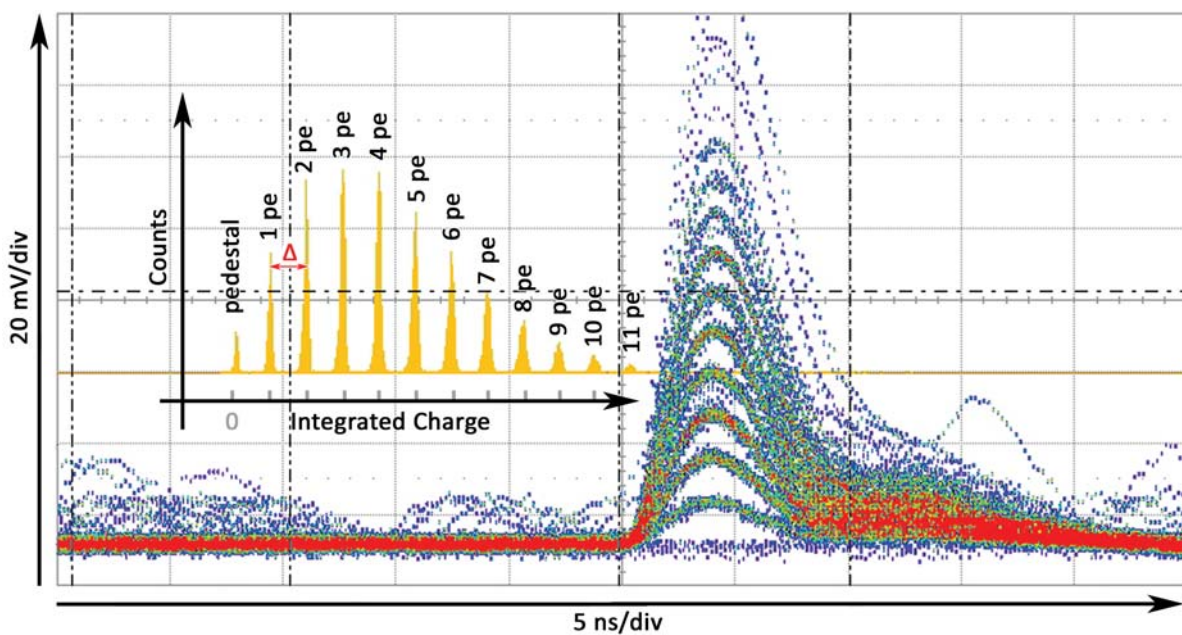


Abbildung 2.4: Graphische Darstellung des verstärkten Detektorsignals am Oszilloskop. Das Histogramm der integrierten Fläche unter dem Puls ist gelb dargestellt. Die darin erkennbaren diskreten Signalhöhen treten in äquidistanten Abständen auf und sind jeweils mit der entsprechenden Anzahl der detektierten Photo-Elektronen (pe) gekennzeichnet.

Wird eine Mikrozele durch zwei Photonen getriggert, ist das Ausgangssignal nicht unterscheidbar vom Signal eines einzelnen Photons. Dadurch kommt es zu einem Sättigungsverhalten und einem nichtlinearen Zusammenhang zwischen optischem Eingangs- und elektrischem Ausgangssignal des SiPM bei gepulster Bestrahlung. Dieses Verhalten kann mit folgender Gleichung beschrieben werden:

$$N_{out} = N * \left(1 - e^{-\frac{N_{ph} * PDE}{N}}\right) \quad (2.1.0.2)$$

Darin ist  $N$  die begrenzte Anzahl der Mikrozellen des SiPM,  $N_{out}$  die Signalhöhe am Ausgang des SiPM in der Einheit der Ladung einer einzelnen Mikrozele und  $N_{ph}$  die

Anzahl von Photonen im Lichtpuls [43]. Der Parameter PDE (engl. *Photon Detection Efficiency*) beschreibt die absolute Detektionseffizienz des SiPM [44].

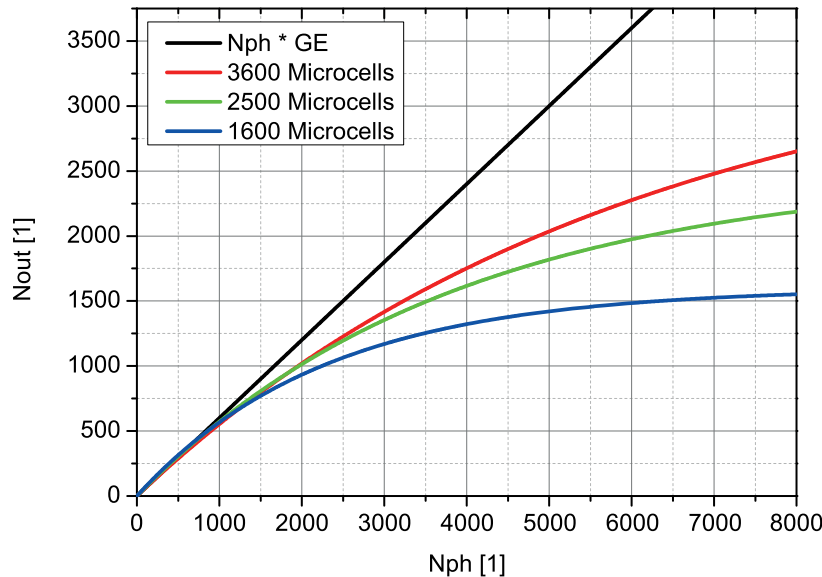


Abbildung 2.5: Graphische Darstellung des Zusammenhangs aus Gleichung 2.1.0.2 für verschiedene SiPM mit unterschiedlicher Anzahl an Mikrozellen und einer angenommenen geometrischen Effizienz von 60 %.

Die hohe intrinsische Verstärkung des SiPM ermöglicht somit den quantitativen Nachweis einzelner Photonen mit einer Zeitauflösung im sub-Nanosekundenbereich. Sie führt jedoch zu einem zusätzlichen Rauschfaktor (engl. *Excess Noise Factor*,  $ENF > 1$ ), welcher bei Avalanche Photodioden üblich ist [45].

Übliche Bauformen von SiPM variieren in der aktiven Fläche, Mikrozellengröße und Schichtfolge der APD (p- auf n-Gebiet oder invers). Unter aktiver Fläche versteht man den Bereich des Mikrozellenarrays in dem Photonen nachgewiesen werden können, wobei dies nicht berücksichtigt, dass zum Teil große Oberflächengebiete ( $< 70\%$  [13]) für die Strukturierung der Aluminium-Leiterbahnen und der Quench-Widerstände verwendet werden und in diesen Bereichen keine Photonen nachgewiesen werden können. Als Maß für den prozentualen Anteil von photosensitiver Fläche im aktiven Detektorbereich verwendet man die geometrische Effizienz (GE). Generell gilt, je kleiner die Mikrozellengröße, desto geringer fällt die geometrische Effizienz aus, da mehr Platz für die Verschaltung der Mikrozellen benötigt wird. Derzeit verfügbare SiPM mit  $50 \mu\text{m}$  Mikrozellengröße besitzen eine  $GE=60\%$  [46].

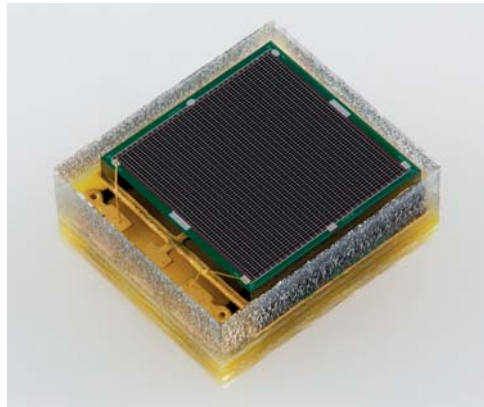


Abbildung 2.6: Typische Bauform eines Silizium-Photomultipliers [47]. Der Silizium-Die ist auf einer Platine (meist FR4 oder Keramik) verklebt, an die Gehäusekontakte gebondet und anschließend mit einem transparenten Epoxid vergossen. Die Herstellung dieses Gehäuses erfolgt im Nutzen, was eine Vereinzelung durch einen Sägeprozess verlangt.

Ein weiterer Unterschied von derzeit verfügbaren SiPM ist die Mikrozellengröße, welche im Bereich von  $7\ \mu\text{m}$  bis  $100\ \mu\text{m}$  variiert [48] [46]. Gängige Baugrößen von SiPM liegen bei  $1 \times 1\ \text{mm}^2$ ,  $3 \times 3$  und  $6 \times 6\ \text{mm}^2$  aktiver Fläche, wobei die bereits größere SiPM diskutiert wurden [49]. Aufgrund der Proportionalität von parasitärer Kapazität des gesamten Netzwerks des SiPM und dessen Fläche, wird das Verhältnis von Mikrozellenkapazität und Gesamtkapazität mit steigender Fläche immer geringer, was dazu führt, dass einzelne Photonen nicht mehr aufgelöst werden können.

Gängige Betriebsspannungen von SiPM liegen im Bereich von 25-100 V und somit mehr als einen Faktor 10 unter der von PMTs, bzw. ca. Faktor 4 unter der von APDs. Dies resultiert aus einem vergleichsweise flachen PN-Übergang im Bereich von wenigen Mikrometern [4, 50, 51]. Da jedoch vorzugsweise nur Ladungsträger multipliziert werden, die nahe an der Multiplikationsregion im PN-Übergang generiert werden, ist die spektrale Empfindlichkeit im niedrigen optischen Wellenlängenbereich hoch (blau-grün) und fällt zu längeren Wellenlängen hin ab. Zusätzlich limitiert die Bandlücke von etwa 1.1 eV die spektrale Empfindlichkeit auf unter 1100 nm [46, 52].

## 2.2 Quasi-statisches Verhalten von SiPM

Die Beschreibung der Eigenschaften von SiPM wird zunächst anhand des quasi-statischen Verhaltens begonnen. Dabei wird auf das Verhalten in Sperr- und Durchlassrichtung eingegangen und die daraus ableitbaren Parameter diskutiert.

## 2.2.1 Sperrichtung

Betrachtet man die Kennlinie in Sperrichtung erkennt man bei geringen Spannungswerten einen Leckstrom im Bereich von  $0.1 - 100 \text{ pA/cm}^2$ . Dieser Wert beschreibt die Summe aus Diffusionsströmen und Oberflächenströmen. Ab einer Sperrspannung von etwa 22-28 V erkennt man bei SiPM des Herstellers KETEK GmbH einen steilen Anstieg der Kennlinie, da ab hier die intrinsische Verstärkung des Bauelements einsetzt (siehe Abbildung 2.7). Ladungsträger, welche in die Hochfeld-Zone des PN-Übergangs diffundieren, werden in diesem Arbeitspunkt aufgrund des hohen elektrischen Feldes so stark beschleunigt, dass ihre kinetische Energie ausreicht, um weitere freie Ladungsträger zu erzeugen. Es erfolgt dabei eine exponentielle Vervielfachung freier Ladungsträger. Dieser Betriebszustand wird Geiger-Modus genannt. Thermisch angeregte Ladungsträger können ebenfalls zu Lawinendurchbrüchen und demnach messbaren Stromfluss führen. Dies ist in Abbildung 2.7 am Verlauf der Kennlinie eines unbeleuchteten SiPM zu erkennen.

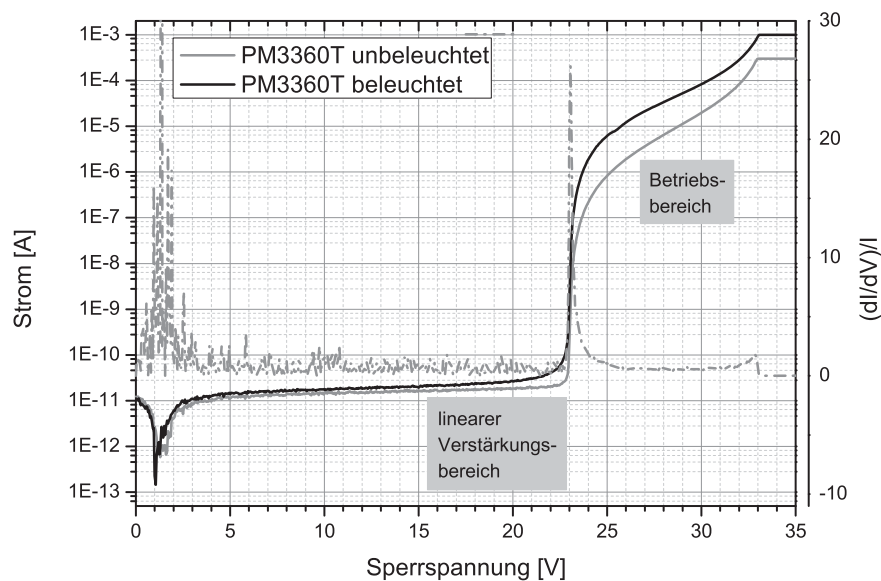


Abbildung 2.7: Strom-Spannungs-Kennlinie eines KETEK PM3360T, welche mit und ohne Beleuchtung gemessen wurde. Vor dem Durchbruch lässt sich der lineare Verstärkungsbereich der APD durch einen leichten Anstieg des Stroms erkennen.

Die in Abbildung 2.7 dargestellte Kennlinie eines schwach beleuchteten SiPM zeigt im Bereich von ca. 3V vor dem Durchbruch eine leichte Erhöhung, da ab hier der lineare Verstärkungsmodus der Avalanche-Diode beginnt.

Um die Durchbruchspannung aus der Strom-Spannungs-Kennlinie zu extrahieren wird folgende Methode angewendet: Es wird zunächst die numerische Ableitung  $m_{rel}$  berechnet

und anschließend durch den Stromfluss an der Stelle der Ableitung dividiert. Der Index  $i$  beschreibt dabei den jeweiligen Messwert.

$$m_{rel} = \frac{I_{i+1} - I_i}{U_{i+1} - U_i} * I_i^{-1} \quad (2.2.1.1)$$

Die daraus ermittelte Kurve von  $m_{rel}$  ist in Abbildung 2.7 ebenfalls dargestellt und wird auch als *Badewannen-Kurve* bezeichnet, da ihre Form einer Wanne ähnelt. Das Maximum stellt die ermittelte Durchbruchspannung dar. Diese Methode liefert jedoch nicht den exakten Wert der Durchbruchspannung, sondern nur eine hinreichend gute Abschätzung für Messungen im großen Volumen. Nach einer Konvention wird die Durchbruchspannung durch die Extrapolation der überspannungsabhängigen Vervielfachung  $G$  nach  $G = 0$  ermittelt [53]. Diese Methode ist in Abschnitt 2.5 beschrieben.

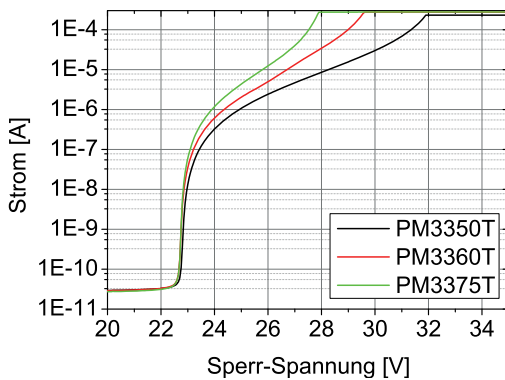


Abbildung 2.8: Strom-Spannungs-Kennlinie der PM33\*\*. Durch die unterschiedliche Verstärkung der drei SiPM laufen die Kurven nach dem Durchbruch auseinander.

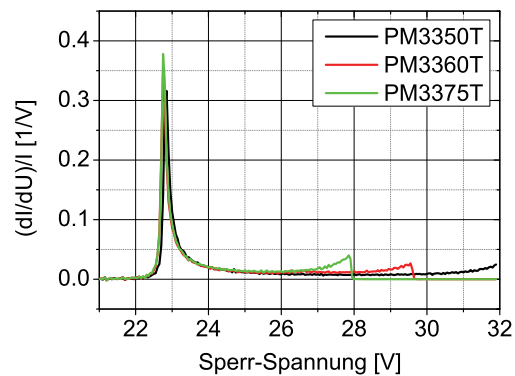


Abbildung 2.9: Relative numerische Ableitung  $(dI/dU \cdot 1/I)$  der Strom-Spannungs-Kennlinie der PM33\*\*.

Aus der IV-Kennlinie können zudem weitere Parameter, wie etwa die Dunkelzählrate näherungsweise abgeschätzt werden, da die Dunkelzählrate den größten Beitrag zum Dunkelstrom im Betriebsbereich generiert. Über den Zusammenhang

$$I_{dunkel} \approx f_{DCR} * U_{OV} * C_{Zelle} = f_{DCR} * Q_{Zelle} \quad (2.2.1.2)$$

lässt sich der Dunkelstrom im Betriebspunkt  $I_{dunkel}$  als Produkt von Dunkelzählrate  $f_{DCR}$  (engl. *Dark Count Rate*, DCR) und der Ladung einer Mikrozelle  $Q_{Zelle}$  berechnen.

Des Weiteren kann die Breite des Betriebsbereiches abgeschätzt werden. Im Betriebsbereich eines SiPM folgt die IV-Kennlinie näherungsweise einer exponentiellen Funktion, nehmen jedoch weitere Rauscheffekte wie Afterpulsing und Crosstalk deutlich zu, so knickt

die Kennlinie bei kleiner Zunahme der Sperrspannung nach oben ab. In solch einem Zustand ist der Betrieb des SiPM nicht sinnvoll, da Rauscheffekte dominieren. Diesen zweiten Anstieg der Kennlinie lässt sich auch in Abbildung 2.9 ab ca. 26 V erkennen.

Die Abbildung 2.8 und 2.9 zeigt die I-V-Kurven und deren normalisierte Differentiation  $dI/dU \cdot 1/I$  von  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM mit unterschiedlichen Mikrozellengrößen (50  $\mu\text{m}$ , 60  $\mu\text{m}$  und 75  $\mu\text{m}$ ). Alle drei SiPM zeigen eine vergleichbare Durchbruchspannung, jedoch unterscheiden sich die Arbeitsbereiche deutlich. Der Arbeitsbereich des SiPM mit 75  $\mu\text{m}$  Mikrozellgröße fällt mit 4.6 V am geringsten aus, da bei diesem SiPM stärkeres Rauschen auftritt. Die Ursache dafür wird in Kapitel 2.7 beschrieben.

## 2.2.2 Durchlassrichtung

Am Ersatzschaltbild in Abbildung 2.3 lässt sich erkennen, dass in Vorwärtsrichtung nach der Durchlassspannung der Dioden ein differentieller Widerstand  $R_{ges}$  mit dem Betrag

$$R_{ges} \approx \frac{R_q}{N_{Zelle}} = \frac{dU}{dI} \quad (2.2.2.1)$$

resultiert. Dabei ist  $R_q$  der mittlere Serienwiderstand (Quench-Widerstand) einer Mikrozele. Weitere Serienwiderstände, wie etwa Kontaktwiderstände zwischen Metall und Poly-Silizium des Quench-Widerstandes sowie zwischen Aluminium und n-dotiertem Gebiet, werden dabei vernachlässigt, da sie im Vergleich zum Quenching-Widerstand, der im Bereich von einigen Hundert Kilo-Ohm liegt, einen geringen Einfluss haben.

Mit der Messung des Quench-Widerstandes kann die Wiederauflade-Zeitkonstante

$$\tau \approx R_q \cdot C_{Zelle} \quad (2.2.2.2)$$

berechnet werden, wenn die Kapazität der Mikrozele bekannt ist.

## 2.3 Kapazität der Mikrozellen

Die Kapazität eines SiPM bzw. seiner Mikrozellen kann mit Hilfe eines LCR-Meters (Semiconductor Parameter Analyzer, Keithley 4200) gemessen werden. Damit wird gleichzeitig eine Gleichspannung und eine Wechselspannung an den SiPM angelegt. Die Gleichspannung dient dazu, die Raumladungszone des SiPM zu depletieren und wird während der Messung schrittweise bis zur Durchbruchspannung erhöht. Parallel wird eine Wechselspannung mit 10 kHz und 10 mV Amplitude angelegt, um das Bauteil zu be- und entladen. Die Kapazität der Anschlusskabel muss vor der Messung mit einer Referenzmessung kompensiert werden. Aus der gemessenen Gesamtkapazität des SiPM  $C_{SiPM}$  kann die Kapazität

einer einzelnen Mikrozelle  $C_{Zelle}$  näherungsweise entsprechend folgender Gleichung bestimmt werden

$$C_{Zelle} \approx \frac{C_{SiPM}}{N_{Zelle}} \quad (2.3.0.3)$$

wobei  $N_{Zelle}$  die Anzahl der Mikrozellen beschreibt.

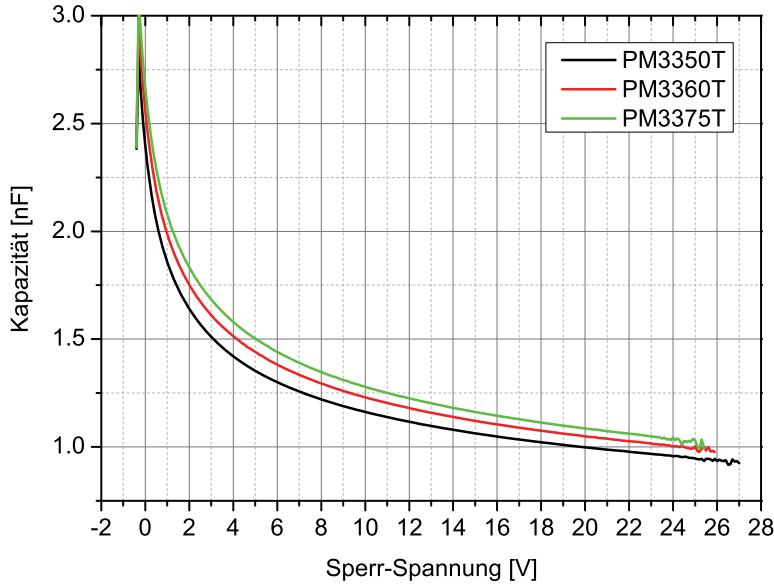


Abbildung 2.10: Kapazität der untersuchten  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  in Abhängigkeit der Sperrspannung. Die Kapazität des SiPM  $C_{SiPM}$  kann näherungsweise an der Stelle des Durchbruchs abgelesen werden.

In Abbildung 2.10 ist die SiPM-Kapazität in Abhängigkeit der Vorspannung dargestellt. Die daraus resultierende Zellkapazität  $C_{Zelle}$  ist durch die Summe aus parasitärer Kapazität des Quench-Widerstands  $C_q$  und Diodenkapazität  $C_d$  bestimmt. Der Beitrag der Kapazität des Netzwerks aus Leiterbahnen, welche die einzelnen Mikrozellen verschalten, ist bei dieser Messung vernachlässigbar, da die Kapazitäten der Mikrozellen dominieren [54]. Die unterschiedlichen Gesamtkapazitäten  $C_{SiPM}$  der drei vermessenen SiPM können durch die verschiedenen geometrischen Effizienzen der SiPM erklärt werden.

## 2.4 Signalform eines SiPM

Aus der Signalformmessung eines SiPM können Parameter wie Anstiegszeit und Abklingzeitkonstante entnommen werden. Die Auswirkung der im Folgenden genannten elektrischen Größen kann anhand des Simulationsmodells in Abbildung 2.11 erkannt werden [54]. Bei Betrachtung der in Abbildung 2.12 dargestellten Signalform erkennt man eine steile Anstiegsflanke im Bereich  $< 1 \text{ ns}$  gefolgt von zwei exponentiellen Abfallfunktionen. Dabei

entspricht die langsame Abklingzeitkonstante des gemessenen Signals der Wiederaufladezeitkonstante der Mikrozellen und ist somit über Gleichung 2.2.2.2 definiert.

Die Steigung der Signalanstiegsflanke ist limitiert durch den Widerstand des Siliziums im Durchbruchkanal, dem Widerstand zum Signalabgriff und die parasitäre Kapazität des Bauteils [4]. Die parasitäre Kapazität des Leiterbahnnetzwerks  $C_s$  eines SiPM mit  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  aktiver Fläche mit  $50 \text{ }\mu\text{m}$  Mikrozellengröße beträgt etwa einige  $10 \text{ pF}$  und stellt damit eine um Faktor 50 größere Kapazität dar, als eine feuernde Mikrozelle mit einer Kapazität von nur etwa  $C_d = 200 \text{ fF}$  [54]. An diesem Beispiel lässt sich erkennen, dass die Größe der aktiven Fläche nicht grenzenlos skaliert werden kann, da sonst keine Einzelphotonenauflösung mehr möglich wäre.

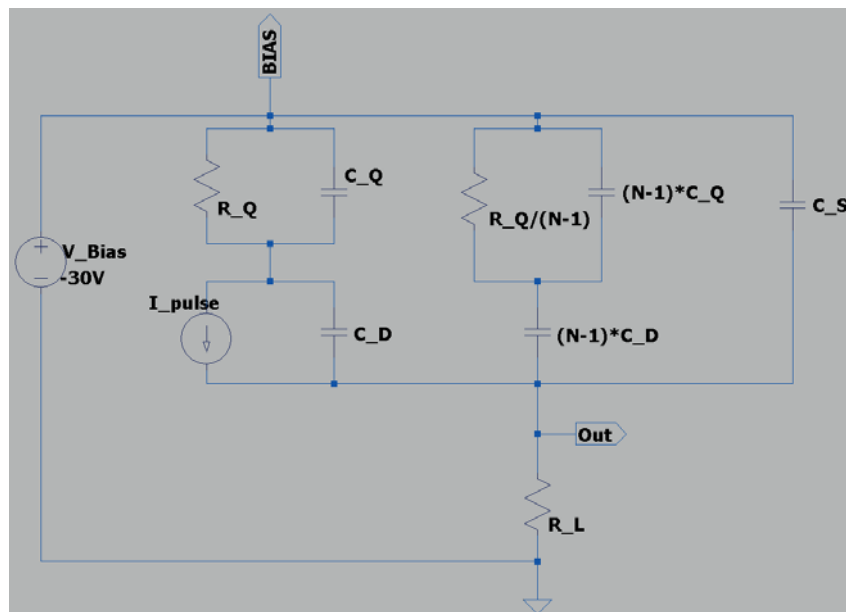


Abbildung 2.11: Simulationsmodell eines SiPM nach Corsi *et al.* [54]. Darin stellt der linke Teil des Modells eine feuernde Mikrozelle dar und der rechte Teil den restlichen, passiven Teil des SiPM. Die parasitäre Kapazität des Leiterbahnnetzwerks ist mit  $C_s$  gekennzeichnet.  $R_L$  beschreibt den Lastwiderstand, an dem das Signal abgegriffen wird.

Die beiden exponentiellen Abfallfunktionen stellen die Wiederaufladung der Mikrozelle dar. Für den ersten Teil der abfallenden Flanke des Detektorsignals ist die Kapazität des Quench-Widerstands  $C_q$  verantwortlich. Da Quench-Widerstände üblicherweise auf der Detektoroberfläche realisiert werden, kommt es zu einer parasitären, kapazitiven Kopplung von Diode und Quench-Widerstand. Da die parasitäre Kapazität des Quench-Widerstandes  $C_q$  im Verhältnis zur Diodenkapazität  $C_d$  klein ist, wird diese nach Entladung der Mikrozelle unverzüglich über den Quench-Widerstand  $R_q$  aufgeladen. Die beiden Kapazitäten  $C_d$  und  $C_q$  wirken dabei parallel verschaltet. Wenn die Kapazität  $C_q$  voll-



ständig geladen ist, fängt  $C_d$  an sich zu laden. Dabei ändert sich der Spannungsabfall am Widerstand, und die Kapazität  $C_q$  entlädt sich wieder [55].

Der schnelle Signalabfall ist gefolgt von einer weiteren langsamen Exponentialfunktion, welche die Aufladung der Mikrozele über den Quench-Widerstand  $R_q$  darstellt (siehe Gleichung 2.2.2.2). Aufgrund der Tatsache, dass die Signale der einzelnen Mikrozellen des SiPM nahezu gleich aussehen und sich durch Superpositionierung zu einem robusten Gesamtsignal mit einer Amplitude im Bereich von einigen Hundert Millivolt überlagern lassen, kann die Signalformmessung durch großflächige, homogene Bestrahlung eines SiPM durchgeführt werden. Somit ist es nicht nötig die genannten Parameter aus Signalformen von einzelnen Mikrozellen zu extrahieren, da hierbei oft elektronisches Rauschen und der Einfluss des verwendeten Vorverstärkers die Genauigkeit limitiert. Die Signalform ist außerdem nicht überspannungsabhängig, es kann jedoch sein, dass bei SiPM mit hohem Afterpulsing die langsame Wiederaufladezeitkonstante bei hohen Überspannungen verlängert wird, da einige Zellen wiederholt getriggert und wieder geladen werden müssen.

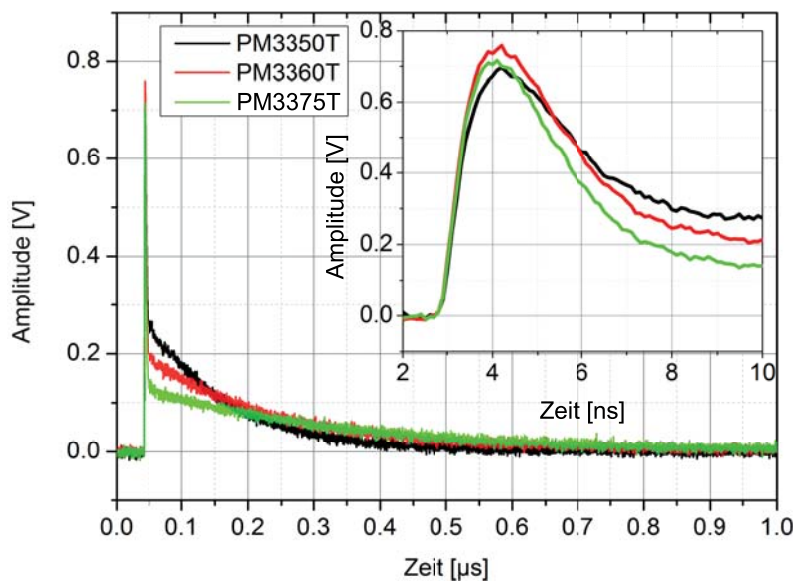


Abbildung 2.12: Signalform verschiedener SiPM mit  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  aktiver Fläche und  $50 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $60 \text{ }\mu\text{m}$  und  $75 \text{ }\mu\text{m}$  Mikrozellengröße. Die Detektoren wurde an einen Lastwiderstand von  $12 \text{ }\Omega$  geschaltet und mit einem kurzen Laserpuls ( $<100 \text{ ps}$ ) gesättigt, d.h. alle Mikrozellen wurden dabei gleichzeitig gefeuert.

Zur Messung der Signalform eines SiPM wird eine gepulste Lichtquelle, wie z.B. ein Laser verwendet, welcher den SiPM bestrahlt und nahezu zeitgleich alle Mikrozellen auf dem SiPM triggert. Das vom SiPM generierte Ausgangssignal wird anschließend über einen niederohmigen Lastwiderstand (wenige Ohm bis mehrere Zehn Ohm) abgegriffen und mit Hilfe eines Oszilloskops dargestellt. Die Signalverläufe in Abbildung 2.12 wurden an einem

Lastwiderstand von  $12.4 \Omega$  abgegriffen. Alle drei untersuchten KETEK PM33xx erreichen Anstiegszeiten zwischen 665 ps und 700 ps, welche im Wesentlichen durch die Bandbreite des Oszilloskops (1 GHz) limitiert sind. In der schnellen Signalkomponente sind ca. 5% der Gesamtladung enthalten, was auf den Einfluss der parasitären Kapazität des Poly-Widerstandes zurückzuführen ist.

Die Exponentialkonstante  $\tau$  der Wiederaufladefunktion wurden durch eine Anpassung an die langsame Komponente der gemessenen Signalformen bestimmt und sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Eine große Exponentialkonstante bzw. lange Wiederaufladezeit unterdrückt passiv das Afterpulsing, da eingefangene Ladungsträger noch innerhalb der Zeit freigelassen werden, in der die Mikrozelle noch nahezu entladen ist. Auf der anderen Seite generieren lange Signale den sogenannten *pile-up*, der bei hohen Zählraten die Signale gegenseitig überlappen lässt und somit eine Flanken-basierte Auswertung erschwert. Zusätzlich limitiert eine lange Wiederaufladezeit die maximale Ereignisrate.

|         | Anstiegszeit | Schnelle Komponente | Gesamtfläche | $C_{Zelle}$ | $R_q$         | $\tau$ |
|---------|--------------|---------------------|--------------|-------------|---------------|--------|
|         | [ps]         | [nVs]               | [nVs]        | [fF]        | [k $\Omega$ ] | [ns]   |
| PM3350T | 665          | 2.0                 | 40.6         | 270         | 540           | 145    |
| PM3360T | 690          | 2.2                 | 42.0         | 405         | 510           | 208    |
| PM3375T | 700          | 2.1                 | 37.2         | 650         | 500           | 327    |

Tabelle 2.1: Elektrische Eigenschaften der PM33\*\*, die aus Signalform-, Kapazitäts- und IV-Messungen extrahiert wurden.

## 2.5 Überspannungsabhängige Vervielfachung von Photoelektronen

Die Vervielfachung  $G$  eines Photoelektrons hängt von zwei wesentlichen Parametern des SiPM ab. Der Kapazität  $C_{Zelle}$  einer einzelnen Mikrozelle und der Überspannung  $U_{OV}$ , wobei die Überspannung die Differenz zwischen angelegter Spannung  $U$  und Durchbruchspannung  $U_{BD}$  ist.

$$G = (U - U_{BD}) * C_{Zelle} = U_{OV} * C_{Zelle} \quad (2.5.0.4)$$

Die Vervielfachung von Photoelektronen steigt demnach linear mit der Überspannung und wird über die Integration der Ladung im Ausgangssignal des SiPM ermittelt. Zur Messung der Vervielfachung wird das Signal des SiPM mit einem Vorverstärker verstärkt

und anschließend mit einem Oszilloskop dargestellt und integriert. Ein resultierendes Histogramm ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Der Abstand zwischen den verschiedenen Populationen im Histogramm stellt die Vervielfachung des SiPM dar, unter der Annahme, dass die gesamte Signalform des SiPM integriert wurde. Bei der Charakterisierung von SiPM mit hohem Rauschen (Dunkelzählrate oder Afterpulsing) oder langer Wiederaufladezeitkonstante werden die Integrationsgrenzen für die Ladung im Puls auf einen Teil des Gesamtsignals (mehrere 10 ns) reduziert. Dadurch erreicht man eine deutlich bessere Einzelphotonenauflösung.

Wird die Vervielfachung als spannungsabhängige Funktion dargestellt und linear angepasst, so wird die Durchbruchspannung durch den Schnittpunkt der linearen Funktion und der Abszisse definiert [53].

Wird diese Messung bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt, kann die Temperaturabhängigkeit der Vervielfachung ermittelt werden (siehe Abbildung 2.13). Der Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung ist in erster Näherung linear mit der Durchbruchspannung verbunden. Mit sinkender Temperatur kommt es zu einer Abnahme von  $U_{BD}$ , da die Mobilität der Ladungsträger im Silizium zunimmt [56].

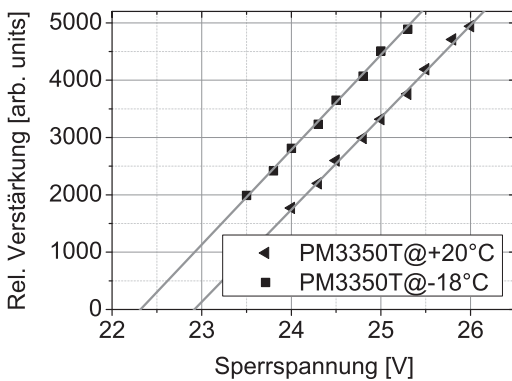


Abbildung 2.13: Durchbruchspannung und Verlauf der relativen Verstärkung eines PM3350T bei verschiedenen Temperaturen. Der Schnittpunkt der linearen Anpassung und der Abszisse definieren die Durchbruchspannung.

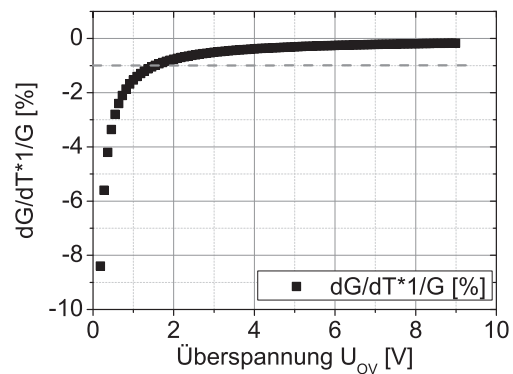


Abbildung 2.14: Temperaturkoeffizient der Verstärkung eines PM3350T in Abhängigkeit der Temperatur.

Eine geringe Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung verringert den Bedarf einer Spannungsregulierung um Temperaturveränderungen zu kompensieren. Die Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung der vorliegenden SiPM wurde in einem Bereich von -18 °C und 20 °C ermittelt und beträgt  $dU/dT < 16$  mV/K (siehe Tabelle 2.2). Dies wird durch die Ergebnisse von [57] bestätigt. Ab einer Überspannung von  $U_{OV} > 1.7$  V

verändert sich die Verstärkung um weniger als  $< 1\%/K$ , was in Abbildung 2.14 dargestellt ist. Außerdem verfügen die KETEK SiPM über eine hohe Verstärkung von  $G > 6 \cdot 10^6$ . Mit den vorliegenden SiPM ist es aufgrund der hohen Verstärkung möglich, z.B. Szintillationssignale ohne Vorverstärkung am 50  $\Omega$ -Eingang eines Oszilloskops zu messen.

Verglichen zur Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung der KETEK SiPM, betragen aktuelle Werte von Hamamatsu (HPK) MPPC S10362-33-050C  $dU/dT = 58.5 \text{ mV/K}$  [58], HPK MPPC S12572-050  $dU/dT = 60 \text{ mV/K}$  [59], SensL B-Serie  $dU/dT = 21.5 \text{ mV/K}$  [60], Dubna/Mikro pMP-3d-11  $dU/dT = 122 \text{ mV/K}$  [44] und AdvanSiD RGB-Serie  $dU/dT = 27 \text{ mV/K}$  [61].

|         | $U_{BD}$<br>@ 20°C [V] | $U_{BD}$<br>@ -18°C [V] | Temp. Abh.<br>[mV/K] | $G$ @ $U_{OV}=4V$<br>[ $\times 10^6$ ] |
|---------|------------------------|-------------------------|----------------------|--|
| PM3350T | 22.86                  | 22.30                   | 14.7                 | 6.7                                    |
| PM3360T | 22.77                  | 22.24                   | 14.0                 | 10.1                                   |
| PM3375T | 22.65                  | 22.05                   | 15.8                 | 16.3                                   |

Tabelle 2.2: Durchbruchspannung, Temperaturabhängigkeit und absolute intrinsische Verstärkung der untersuchten KETEK PM33xx.

## 2.6 Dunkelzählrate

Ein Lawinendurchbruch in einer Mikrozelle kann sowohl durch einfallende Photonen, als auch durch jede andere Entstehungsursache von freien Ladungsträgern im Hochfeldbereich ausgelöst werden. Weitere Möglichkeiten für die Entstehung freier Ladungsträger sind die thermische und die feldunterstützte Generation. Diese beiden Effekte sind in Abbildung 2.15 und 2.16 schematisch dargestellt.

Die Dunkelzählrate ist als mittlere Rate von detektierten Einzel- und Mehr-Photonen-Pulsen pro Sekunde definiert.

Zur Messung der Dunkelzählrate wurde ein im Rahmen dieser Arbeit ein LabVIEW-basiertes Messprogramm entwickelt, welches Signalformen des SiPM auf lokale Maxima mit einer Höhe von mehr als 0.5 pe zählt und daraus eine mittlere Rate pro Zeiteinheit berechnet. Die Signalformen werden dabei von einem Oszilloskop (Waverunner 64MXi, LeCroy) erfasst. In Abbildung 2.17 ist die Dunkelzählrate eines PM3350T in Abhängigkeit der Temperatur dargestellt. Man kann erkennen, dass sich die Dunkelzählrate in etwa alle 10 K halbiert, wodurch angenommen werden kann, dass bei Raumtemperatur die ther-

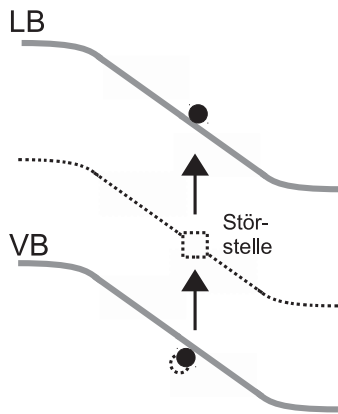


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung der Störstellen-gestützten Ladungsträgergeneration, die beim SiPM zur Dunkelzählrate führt. Das Energieniveau einer Störstelle begünstigt die Anregung von Ladungsträgern in das Leitungsband.

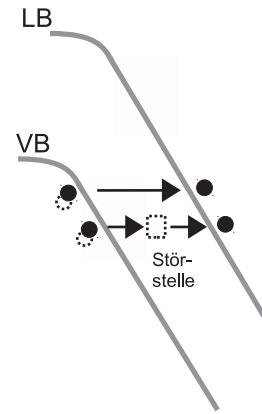


Abbildung 2.16: In Bereichen starker Bandverbiegung ist ein Feld-gestütztes Tunneln von Ladungsträger möglich.

mische Ladungsträgergeneration wesentlich stärkeren Einfluss hat als die feldunterstützte Anregung [62][63].

Die Dunkelzählrate der untersuchten KETEK  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM liegt im Bereich von  $340 \text{ kHz/mm}^2$  und  $450 \text{ kHz/mm}^2$  bei  $20^\circ\text{C}$  und  $3.4 \text{ V}$  Überspannung. Abbildung 2.18 zeigt die Dunkelzählrate in Abhängigkeit von der Überspannung. Darin fällt auf, dass SiPM mit größeren Mikrozellen eine höhere Dunkelzählrate generieren. Im Vergleich dazu liegen weitere verfügbare SiPM bei: HPK MPPCs (S10362-11-050C)  $\approx 1 \text{ MHz/mm}^2$  bei einer Überspannung von  $U_{\text{over}} = 1.3 \text{ V}$  [4] und die neueste Charge von HPK MPPCs S12572-050 bei  $\approx 100 \text{ kHz/mm}^2$  [64]. Abbildung 2.19 zeigt die Dunkelzählrate in Abhängigkeit von der Triggerhöhe und Überspannung.

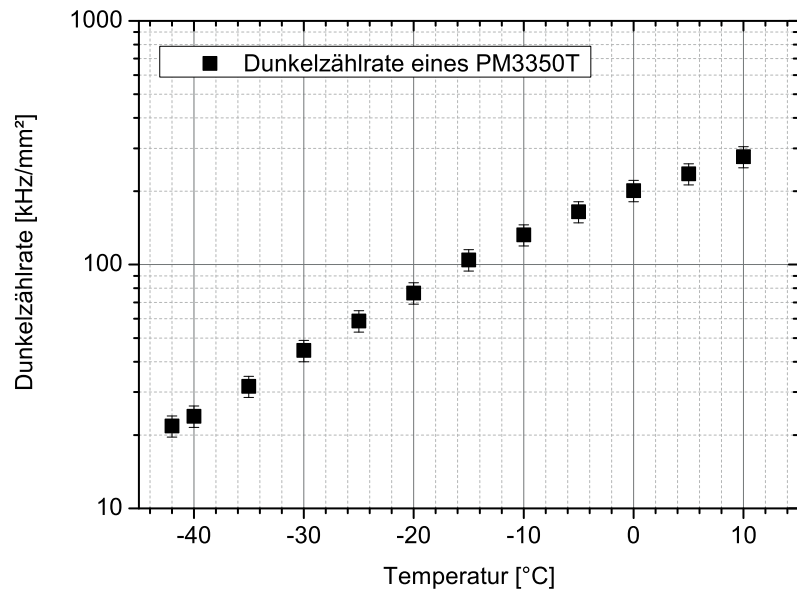


Abbildung 2.17: Dunkelzählrate eines PM3350T bei verschiedenen Temperaturen.

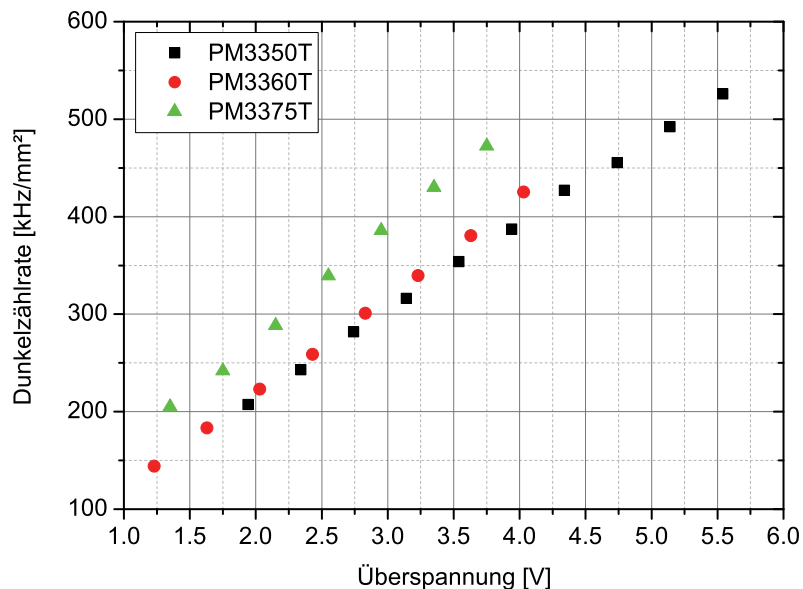


Abbildung 2.18: Dunkelzählrate der untersuchten  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM. Ein geringer Zuwachs der Dunkelzählrate zu großen Mikrozellen ist aufgrund der höheren geometrischen Effizienz ist erkennbar.

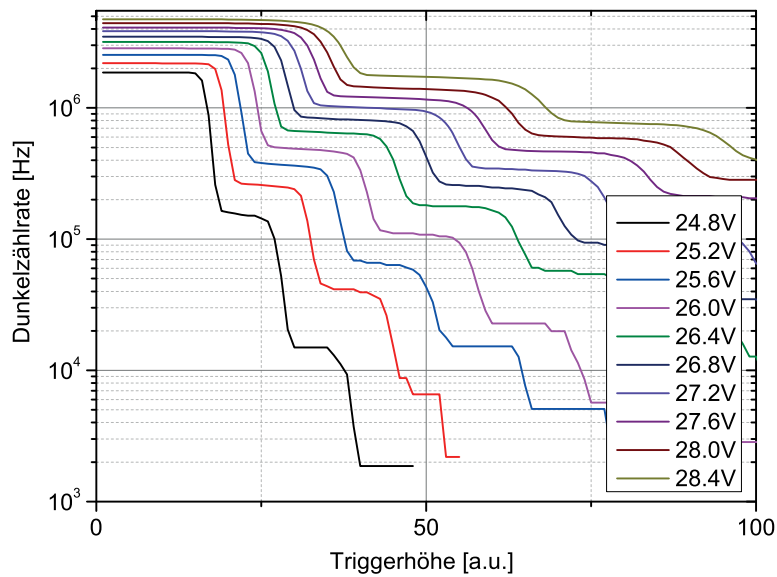


Abbildung 2.19: Dunkelzählrate bei verschiedenen Diskriminanthöhen. Die Plateaus weisen auf eine gute Auflösung zwischen 1, 2 und 3 pe hin. Aus dem Verhältnis zwischen erstem und zweiten Plateau kann das optische Übersprechen berechnet werden.

## 2.7 Optisches Übersprechen

Das optische Übersprechen (engl. *Optical Cross Talk*) führt beim SiPM zu zusätzlichem Rauschen, welches ein höheres optisches Eingangssignal als das tatsächlich auftreffende vortäuscht. Für das optische Übersprechen ist die hohe Verstärkung des SiPM verantwortlich, da bei jeder Mikrozellenentladung einige Sekundärphotonen frei werden, die benachbarte Mikrozellen auslösen können. Die Anzahl von Sekundärphotonen liegt dabei im Bereich von 3-5 Photonen pro  $10^5$  Elektronen [65]. Das optische Übersprechen führt durch die zusätzliche Auslösung benachbarter Mikrozellen zu einer Verringerung des dynamischen Bereiches des SiPM.

Charakteristisch ist für das optische Übersprechen der geringe zeitliche Versatz zwischen den Signalen der gefeuerten Mikrozellen [53]. Daran lässt sich die Messmethode für das optische Übersprechen erklären: Bei einer geringen Dunkelzählrate kann angenommen werden, dass die Wahrscheinlichkeit von zwei gleichzeitigen Dunkelpulsen sehr gering ist. Es kann angenommen werden, dass alle auftretenden Signale mit einer Höhe größer als der 1 pe Amplitude durch optisches Übersprechen generiert worden sind [66].

Triggert man nun auf die 0.5 pe Schwelle des Signals und fügt die auftretenden Amplituden in ein Histogramm  $A(x)$  erkennt man Populationen bei Vielfachen der 1 pe Amplitude. Zur Bestimmung der Auftrittswahrscheinlichkeit  $P_X$  des optischen Übersprechens werden die Populationen  $> 1.5$  pe in das Verhältnis der gesamten untersuchten Signalformen gesetzt:

$$P_X = \frac{\int_{1.5 \text{ pe}}^{\text{inf}} A \cdot dx}{\int_{0.5 \text{ pe}}^{\text{inf}} A \cdot dx} \quad (2.7.0.5)$$

Um das optische Übersprechen zu verringern, werden bei derzeit verfügbaren SiPM Gräben (engl. *Trench*) zwischen die Mikrozellen eingefügt, welche mit opaken Materialien, wie Aluminium, Wolfram oder anderen Metallen gefüllt sind [67]. Ebenfalls gibt es die Möglichkeit nass-chemisch Gräben zwischen die Mikrozellen zu ätzen, welche aufgrund der flachen Flanken wie totalreflektive Spiegel wirken [68].

Die Ergebnisse des optischen Übersprechens in Abhängigkeit der Überspannung von aktuell verfügbaren KETEK  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> SiPM sind in Abbildung 2.20 dargestellt. Darin lässt sich der Einfluss der Mikrozellenkapazität auf das optische Übersprechen deutlich erkennen.

Bei Betrachtung der SiPM unter dem Mikroskop konnte bei allen drei Mikrozellgrößen ein vergleichbarer inaktiver Rahmen um jede Mikrozele erkannt werden. Da der geometrische Aufbau der Mikrozellen vergleichbar ist, hängt das optische Übersprechen nahezu linear mit der Zellkapazität zusammen. Dies kann an den Verhältnissen der Mikrozellenkapazitätä-



ten, bzw. den Flächen der Mikrozellen erkannt werden. Vergleicht man etwa PM3375 und PM3360 ergibt sich:  $C_{PM3375T}/C_{PM3350T} \sim A_{PM3375T}/A_{PM3350T} = 5625 \mu\text{m}^2/2500 \mu\text{m}^2 = 2.25$  und  $P_{X;PM3375T}/P_{X;PM3350T} = 42\%/20\% = 2.1$  für 3,4 V Überspannung. Bei SiPM mit großflächigen Mikrozellen ( $>50 \mu\text{m}$ ) ist die maximale Überspannung vor allem durch das stärkere optische Übersprechen, im Vergleich zu SiPM mit kleineren Mikrozellen, limitiert. Dies ist am früheren zweiten Anstieg der relativen numerischen Ableitung des PM3375T in Abbildung 2.9 erkennbar.

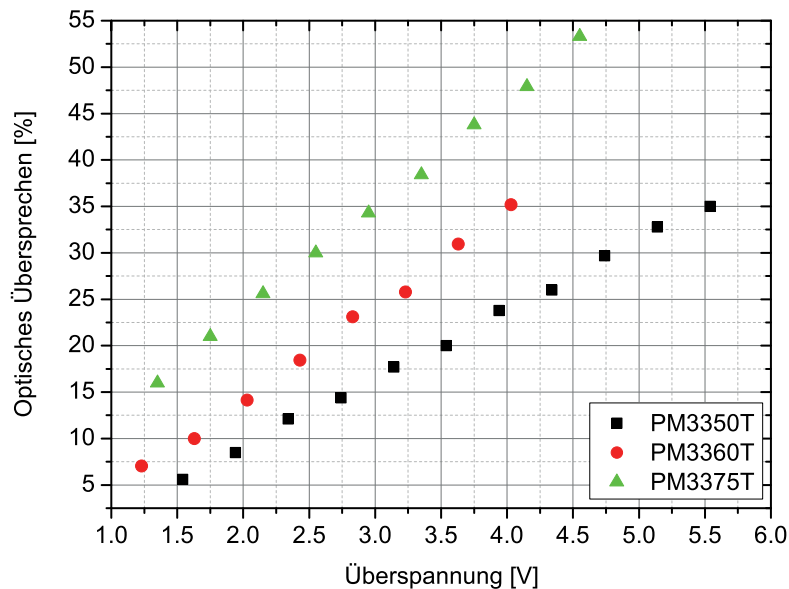


Abbildung 2.20: Optisches Übersprechen in Abhängigkeit der Überspannung der untersuchten  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM.

## 2.8 Afterpulse Wahrscheinlichkeit

Das Afterpulsing (AP) von SiPM ist ein zusätzlicher Rauscheffekt, welcher durch den Einfang von Ladungsträgern in der Raumladungszone während einer Entladung hervorgerufen wird. Diese eingefangenen Ladungsträger werden nach einer Dauer von wenigen bis Hunderten Nanosekunden wieder frei und können die Mikrozele erneut triggern [69].

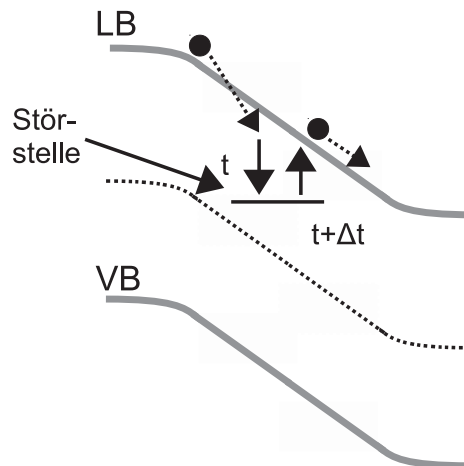


Abbildung 2.21: Einfang (engl. *Trapping*) von Ladungsträgern unterhalb der Leitungsbandkante. Nach kurzer Verweildauer kann der Ladungsträger wieder freigegeben werden und erneut die Mikrozele triggern, was zu einem nachträglichen Signalpuls mit unvollständiger Amplitude führt, dem sog. Afterpulsing.

Bei wiederholter Triggerung innerhalb der Wiederaufladezeit der Mikrozele, kommt es zur Freisetzung der unvollständigen Ladung der Mikrozele, was im zeitlichen Signalverlauf zu einem Puls mit einer verringerten Amplitude führt (siehe Abbildung 2.22).

Die Afterpulse-Wahrscheinlichkeit kann durch die Analyse des Signalverlaufs (ohne Beleuchtung) ermittelt werden [66] [70]. Dabei wird der Trigger auf die Signalhöhe von  $0.5 \text{ pe}$  gelegt und ein Zeitfenster von mehreren  $100 \text{ ns}$  aufgenommen. Dies wird  $10000$ -fach wiederholt. Ein Software-Algorithmus überprüft anschließend die nach dem initialen Puls (auf den der Trigger anspricht) aufgetretenen Dunkelpulse und speichert deren Amplitude und Zeitstempel. Die auftretenden Afterpulse-Amplituden folgen dem zeitlichen Verlauf der Wiederaufladezeit einer Mikrozele. Fügt man anschließend die aufgetretenen Pulse entsprechend ihres Zeitstempels in ein Histogramm, erhält man die in Abbildung 2.23 dargestellte Verteilung. In der resultierenden Verteilung kann man zwei Exponentialfunktionen erkennen: Die Exponentialfunktion des Afterpulsings (rot) und die Exponentialfunktion der Dunkelzählrate (blau). Die Verteilung der Dunkelpulse folgt einer Exponentialfunktion mit einer Zeitkonstante im Bereich von mehreren  $100 \text{ ns}$ . Die schnelle Freisetzung von Ladungsträgern aus Störstellen, und damit die Afterpulsing Verteilung, folgt dagegen einer Exponentialfunktion mit deutlich geringerer Zeitkonstante im Bereich weniger

10 ns. Die Afterpulsing Wahrscheinlichkeit berechnet sich aus der Anzahl detektierter Afterpulse-Ereignisse im Verhältnis zur Gesamtanzahl der untersuchten Signalformen.

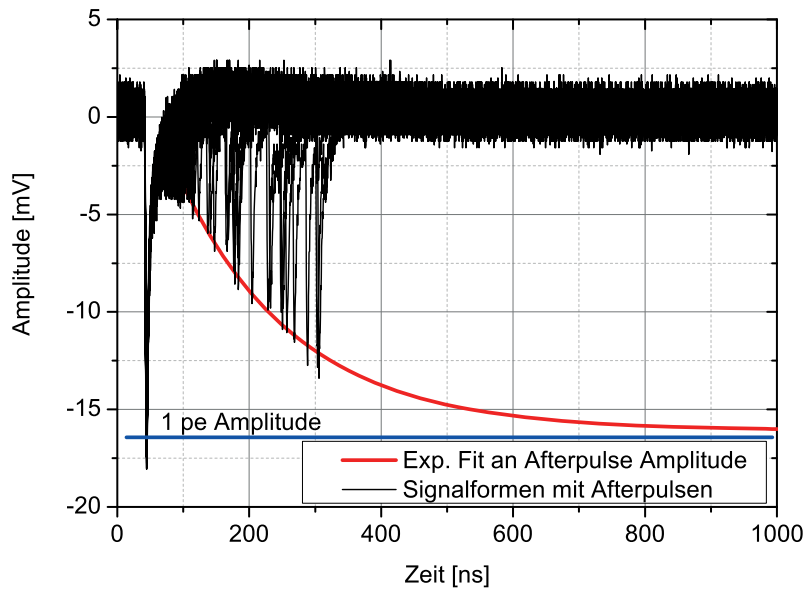


Abbildung 2.22: Die Überlagerung von etwa 1000 Signalformen zeigt das Auftreten von Afterpulsen, deren Amplitude gemäß der angepassten Exponentialfunktion (rot) steigt. Viele Afterpulse treten innerhalb von weniger als 50 ns auf, was durch das schwarze Areal hinter dem initialen 1 pe Puls erkennbar ist. Das Triggerniveau des Oszilloskops lag dieser Messung bei ca. 0.5 pe.

Abbildung 2.24 zeigt die Afterpulse-Wahrscheinlichkeit, welche bei  $-20^{\circ}\text{C}$  für drei verschiedene KETEK PM33\*\* gemessen wurde. Bei einer Überspannung von  $U_{\text{over}} = 3.4 \text{ V}$  liegt das AP bei allen drei SiPM unter  $< (7 \pm 2)\%$ . Es wurde keine Abhängigkeit von der Mikrozellengröße festgestellt.

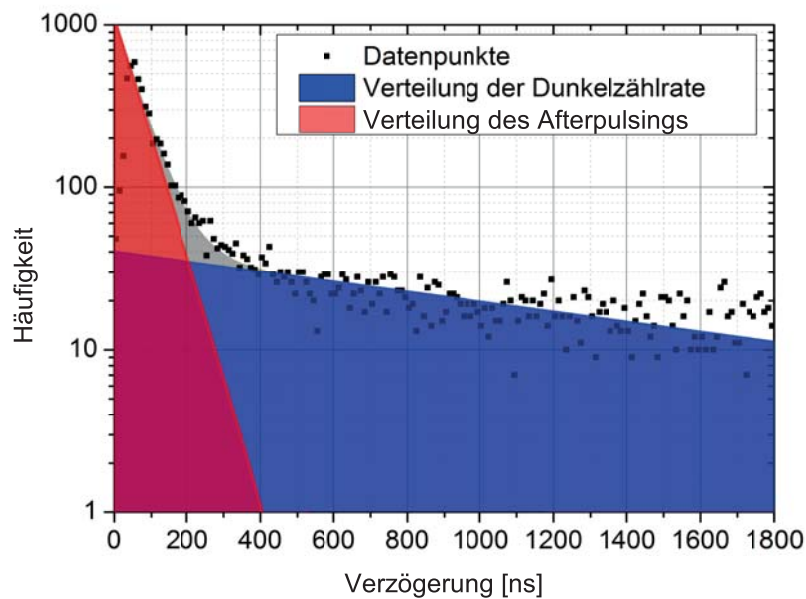


Abbildung 2.23: Zeitverteilung von Pulsen, die nach einem initialen Puls detektiert werden. Dazu wurden 10000 Signalformen mit anschließend auftretenden Afterpulsen oder Dunkelpulsen untersucht. Die Verteilung der Dunkelpulse folgt einer Exponentialfunktion mit einer Zeitkonstante im Bereich von mehreren 100 ns (blau). Die schnelle Freisetzung von Ladungsträgern aus Störstellen, und damit die Afterpulsing-Verteilung, folgt dagegen einer Exponentialfunktion mit deutlich geringerer Zeitkonstante im Bereich weniger 10 ns (rot). Das Bild wurde mit freundlicher Genehmigung von E. Engelmann aus folgender Arbeit entnommen: [63]

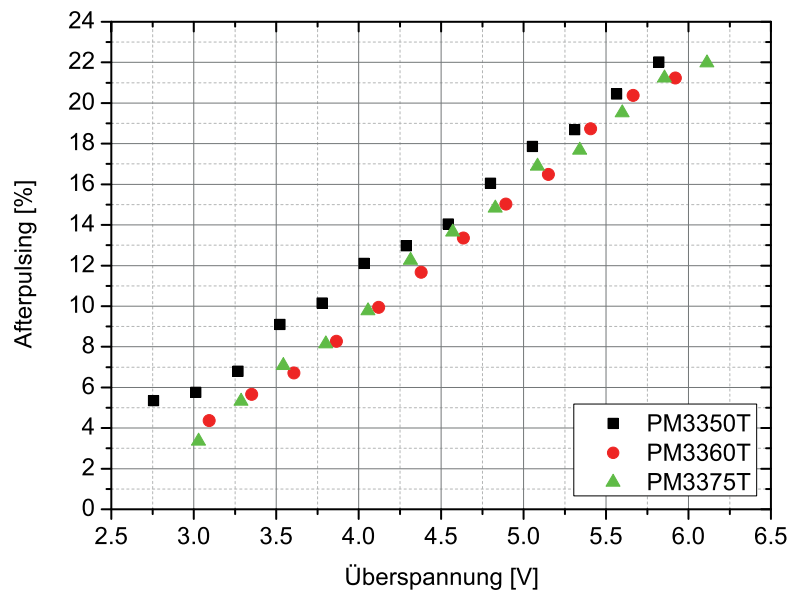


Abbildung 2.24: Afterpulse Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit der Überspannung der untersuchten  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM gemessen bei  $-20^\circ\text{C}$ .

## 2.9 Einzel-Photonen-Zeitauffösung

SiPM verfügen durch die sehr geringe Ausdehnung der Raumladungszone und durch die hohe Geschwindigkeit des Lawinendurchbruchs über eine potentiell sehr gute Zeitauffösung von wenigen Hundert Nanosekunden, die jedoch abhängig von der aktiven Fläche ist [7]. Die intrinsische Zeitauffösung einer einzelnen Mikrozele wird im Bereich von weniger als 100 ps angenommen, wenn der Ladungsträger in der Raumladungszone generiert wird [40]. Werden die freien Ladungsträger nicht im Bereich der Raumladungszone generiert, limitieren Diffusionszeiten von mehreren Hundert Picosekunden die SPTR [24]. Daher verfügen die KETEK SiPM über ein flachen PN-Übergang, in dem ein Großteil der Photonen absorbiert wird. Die Lage und Ausdehnung der Raumladungszone der KETEK SiPM ist für den Einsatz mit LYSO-Szintillatoren optimiert, was an der spektralen Empfindlichkeit in Abbildung 2.38 erkannt werden kann.

Im Folgenden werden zwei Messverfahren für die Einzel-Photonen-Zeitauffösungen (engl. *Single Photon Time Resolution*, SPTR) beschrieben. Die beiden Verfahren unterscheiden sich im Wesentlichen durch die elektronische Verarbeitung des vom SiPM generierten Signals, welches den Stop-Zeitpunkt für die Zeitdifferenzmessung zwischen Laser und SiPM liefert. Die Evaluierung der Messgenauigkeit erfolgt in Kapitel 3.2.

Die geringste erzielbare Zeitauffösung lässt sich allgemein für einen Detektor mit endlichem Signal-zu-Rausch-Verhältnis und einem Transit-Zeit-Jitter  $\sigma_{TTD}$  durch folgende empirische Formel beschreiben [71] [72]:

$$\sigma_{SPTR,1}^2 = \left(\frac{\sigma_{Rauschen}}{dU/dt}\right)^2 + \sigma_{TTD}^2 \quad (2.9.0.6)$$

Der darin enthaltene Wert  $\sigma_{SPTR}$  beschreibt die zu erwartene zeitliche Varianz des Zeitstempels,  $\sigma_{Rauschen}$  die Varianz des Detektorsignals (v.a. Nulllinienrauschen),  $dU/dt$  die Steigung des Ausgangssignals am Ort der Signalanalyse und  $\sigma_{TTD}$  die zeitliche Varianz des Transit-Zeit-Jitters. Die zusätzliche intrinsische Zeitauffösung des Messaufbaus  $\sigma_{Aufbau}$  erhöht die gemessene Zeitauffösung  $\sigma_n$  zu

$$\sigma_n = \sqrt{\sigma_{SPTR,n}^2 + \sigma_{Aufbau}^2} \quad (2.9.0.7)$$

wobei  $n$  die Anzahl detektierter Photo-Elektronen ist und damit die Signalhöhe beschreibt. Die verwendeten Messaufbauten sind in Abbildung 2.25 und 2.26 dargestellt und beinhalten jeweils einen gepulsten Halbleiter-Laser (PLP-10, Hamamatsu, 405 nm, <70 ps [73]) mit synchronisiertem elektrischem Ausgang. Bei beiden Messplätzen wird der zum optischen Ausgang synchronisierte TTL-Puls als Start-Signal für die Zeitdifferenz-Messung an das Oszilloskop (64MXi, LeCroy) angelegt. Das optische Ausgangssignal des Lasers wird durch einen Abschwächer so weit abgeschwächt, dass nur wenige Photonen pro Laserpuls

auf dem SiPM ankommen. Es wird eine Ein-Moden-Faser für die optische Signalführung verwendet, mit welcher eine möglichst geringe zeitliche Verbreiterung des optischen Pulses erzielt wird. Der Faserausgang wird bei allen Experimenten immer in ca. 5 cm Abstand zum Detektor aufgestellt, um eine großflächige und homogene Ausleuchtung des SiPM zu gewährleisten.

## 2.9.1 Messung und Analyse digitalisierter Signalformen

Beim der Analyse digitalisierter Signalformen wird als Stop-Signal das Ausgangssignal des SiPM verwendet, welches durch einen geeigneten Vorverstärker verstärkt wird. Die Evaluierung verschiedener Vorverstärkerkonzepte ist in Kapitel 3.1.2 beschrieben.

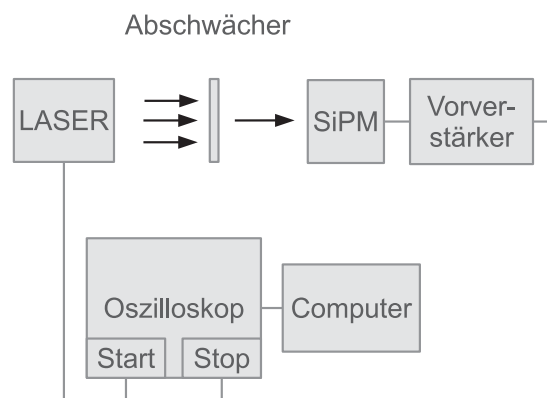


Abbildung 2.25: Schematischer Aufbau des SPTR-Messaufbaus, mit dem die verstärkten Signalformen des SiPM gemessen werden. Die Analyse der Signalformen erfolgt anschließend mit Hilfe von Software.

Die genaue Bestimmung der Zeitdifferenz zwischen Start- und Stop-Signal wird anschließend mit einer Software durchgeführt. Hierzu werden mit LabVIEW Signalverläufe des SiPM-Ausgangssignals ausgelesen und gespeichert. Die Signalverläufe werden hinsichtlich der Amplitude und Position der auftretenden Pulse untersucht. Zur weiteren Verarbeitung der Signalformen werden nur solche Signalverläufe verwendet, bei denen die Amplitude  $1 \text{ pe}$  entspricht und in einem diskreten Zeitfenster auftritt. Diese Signalformen werden anschließend mit Hilfe eines Software *Constant Fraction Discriminator* (CFD) bearbeitet, welcher anhand der Pulsamplitude einen Zeitstempel bei einem konstanten Teil der Amplitude ausgibt. Dabei wird auch die Schwankung der Nulllinie berücksichtigt, welche einen wesentlichen Beitrag zur Ableseungenauigkeit des Zeitstempels verursacht.

Aufgrund der limitierten Abtastrate des Oszilloskops (10 GS/s) wird der Zeitstempel linear an die Punkte der Anstiegsflanke interpoliert, was eine bestmögliche Genauigkeit

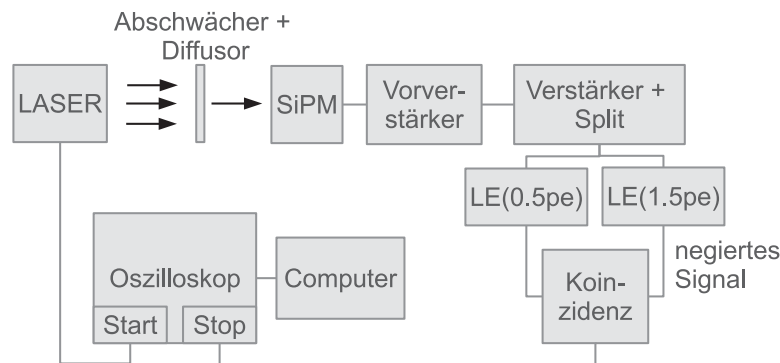


Abbildung 2.26: Schematischer Aufbau des SPTR-Messaufbaus mit Leading-Edge-Diskriminatoren und Koinzidenzschaltung. Mit Hilfe der Koinzidenz-Logik ist es möglich Signale mit 1 pe Amplitude zu filtern. Der Zeitstempel des 1 pe Signals wird bei diesem Aufbau vom LE-Diskriminator mit 0.5 pe Schwelle generiert.

erzielt. Die Zeitstempel werden anschließend in ein Histogramm übertragen, woraus die Einzel-Photonen-Zeitverteilung resultiert.

## 2.9.2 Analyse der Signalformen mit Analog-Elektronik

Ein weiterer möglicher Aufbau um die Einzel-Photonen-Zeitauflösung von SiPM zu charakterisieren ist eine Kombination aus Diskriminatoren (621S Leading-Edge, LeCroy) und einer Koinzidenzschaltung (N455, Caen).

Diese Schaltung ermöglicht es, das Ausgangssignal des SiPM entsprechend der Amplitude zu filtern und nur Einzel-Photonenpulse als zulässige Zeitgeber für das Stop-Signal der SPTR-Messung zu verwenden.

Als Eingangssignal der Schaltung liegt ebenfalls das verstärkte Ausgangssignal (AMP-0611, Photonique) des SiPM an, welches über einen weiteren Bipolar-Verstärker mit symmetrischem Ausgang (N979, Caen) zusätzlich um Faktor 10 verstärkt wird. Anschließend wird das Signal geteilt und an zwei LE-Diskriminatoren angelegt. Die LE-Diskriminatoren verfügen über einstellbare Schwellwerte (-50 bis -250 mV), welche festlegen ab welcher Eingangssignalamplitude ein Rechteck-Puls ausgegeben wird. Die Schwellwerte der LE-Diskriminatoren werden so eingestellt, dass einmal ab einem Signalstatus von 0.3 pe bis 0.5 pe und beim Diskriminator 2 ab 1.5 pe ein Ausgangssignal erzeugt wird.

Desweiteren verfügen die Diskriminatoren über negierte Ausgänge, welche es zusammen mit einer Koinzidenzschaltung ermöglichen, Pulse mit 1 pe Signalamplitude zu filter. In Tabelle 2.3 erkennt man, dass es mit Hilfe der Diskriminatoren und der Koinzidenzschal-



| Signalstatus | Diskriminator 1 | Diskriminator 2<br>negierter Ausgang | Koinzidenz<br>logisches UND |
|--------------|-----------------|--------------------------------------|-----------------------------|
| 0 pe         | 0               | 1                                    | 0                           |
| 1 pe         | 1               | 1                                    | 1                           |
| 2 pe         | 0               | 0                                    | 0                           |

Tabelle 2.3: Veranschaulichung der Erzeugung gültiger Stop-Signale für die SPTR-Messung. Die UND-Verschaltung der beiden Diskriminatoren ermöglicht eine gezielte Filterung von 1 pe Signalen.

tung möglich ist, nur Signale mit einer Amplitude von 1 pe als gültige Stop-Signale für die SPTR-Messung zu filtern. Die genannte Filterung wird durch die UND-Verschaltung der beiden Diskriminatoren erzielt, wobei das Ausgangssignal von Diskriminator 2 negiert ist. Somit wird nur ein gültiges Stop-Signal bei einer Signalamplitude von 0.5-1.5 pe von der Koinzidenzschaltung ausgegeben. In allen anderen Fällen (z.B. Amplitude zu klein bzw. zu groß) wird kein Stop-Signal generiert.

Die Messung der Zeitdifferenz zwischen synchronisiertem Triggerausgang des Lasers (Start-Signal) und Stop-Signal der Koinzidenzschaltung wird mit einer Messfunktion des Oszilloskops bestimmt und direkt in ein Histogramm eingetragen.

Anschließend wird das Histogramm mit einem Computer ausgelesen und die Halbwertsbreite bestimmt.

Die Evaluierung der Zeitauflösung von KETEK  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM wird zunächst mit dem in diesem Kapitel beschriebenen Messaufbau durchgeführt. Abbildung 2.27 zeigt die Ergebnisse der SPTR-Messungen verschiedener KETEK  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM. Bei allen drei untersuchten SiPM wird eine Asymmetrie in der Zeitverteilung festgestellt (siehe Abbildung 2.28). Das beste Ergebnis von  $\text{SPTR} = (230 \pm 20) \text{ ps}$  wird mit dem KETEK PM3350T ( $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM mit  $50 \text{ }\mu\text{m}$  Mikrozellengröße) erzielt. Die Halbwertsbreite wurde aufgrund der Asymmetrie der Zeitverteilung durch die Anpassung einer Gauß-Funktion an den rechten Teil der Verteilung ermittelt und anschließend von der Messplatzzeitauflösung  $\sigma_{\text{Aufbau}} \approx 170 \text{ ps}$  korrigiert. Wird die Halbwertsbreite der Verteilung direkt abgelesen und anschließend korrigiert, resultiert eine SPTR von etwa  $(290 \pm 20) \text{ ps}$ . Die erzielten Messwerte werden durch die Arbeit von Brunner *et al.* bestätigt [26]. Die Messplatzzeitauflösung wird mit der in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Methode ermittelt.

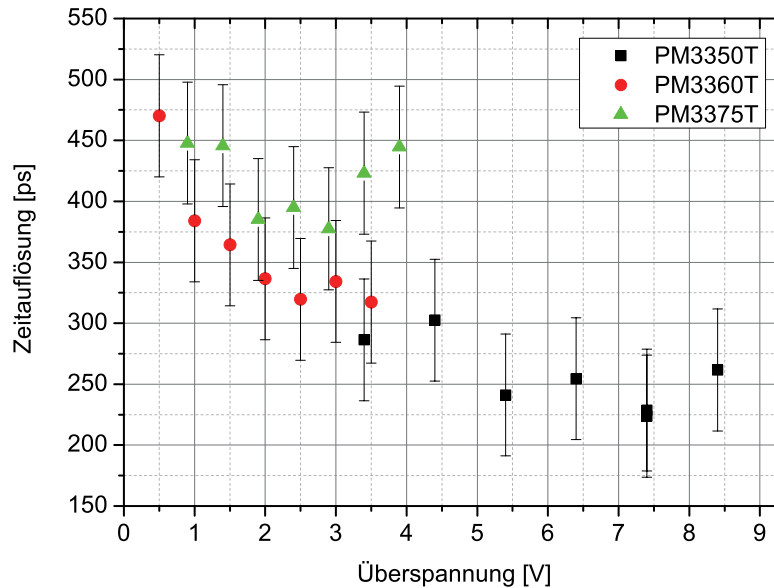


Abbildung 2.27: Korrigierte Einzelphotonenzeitauflösung der drei untersuchten  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM als Funktion der Überspannung.

Abbildung 2.28 zeigt die Einzelphotonen-Zeitverteilung eines  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM mit  $50 \mu\text{m}$  Mikrozellengröße, welche für unterschiedliche Signalstärken gemessen wurde. Als gültige Stoppsignale wurden bei der Messung 1, 2, 3 und 6 pe-Pulse verwendet. Mit zunehmender Signalstärke (Anzahl an Photonen) verringert sich die Asymmetrie der Verteilung und nimmt zunehmend eine Gauß-ähnliche Form an.

Die von anderen Herstellern untersuchten SiPM zeigten immer Gauß-förmige Zeitverteilungen, was darauf schließen lässt, dass der Unterschied durch die technologische Realisierung der KETEK SiPM verursacht wird. Mit dem vorliegenden Messaufbau kann die Ursache für die Asymmetrie nicht geklärt werden. Aufgrund der Abnahme der Asymmetrie in den Zeitverteilungen mit zunehmender Signalamplitude werden Laufzeitunterschiede als Ursache vermutet. Daher wird das Zeitverhalten im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit Hilfe von positionsaufgelösten Messungen untersucht.

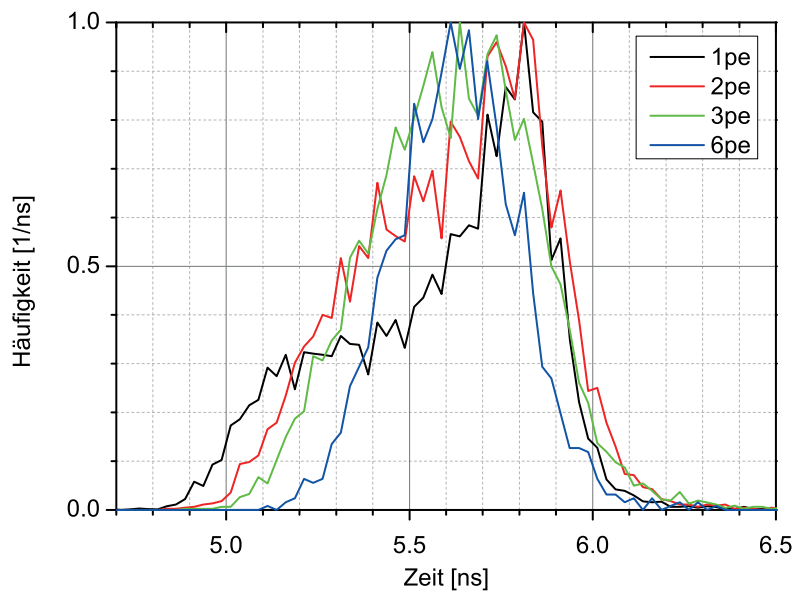


Abbildung 2.28: Darstellung der Zeitverteilungen, die mit Hilfe von 1, 2, 3 und 6 pe Signalen ermittelt wurden. Die 1 pe Zeitverteilung zeigt eine deutliche Asymmetrie, welche mit steigender Signalamplitude verschwindet.

## 2.10 Transit-Zeit-Differenz

Bei dieser orts aufgelösten Messung des Zeitverhaltens wird ebenfalls entsprechend der oben genannten Methode die zeitliche Antwort des Detektors gemessen. Einziger Unterschied ist dabei, dass bei dieser Messung die Photonen mit einer geeigneten Optik (Blende oder starke Fokussierung) auf einen sehr begrenzten Bereich der Detektoroberfläche verteilt werden. Mit diesem Verfahren können Laufzeit- und Signalformunterschiede zwischen Signalen von verschiedener Ursprungsorten gemessen werden.

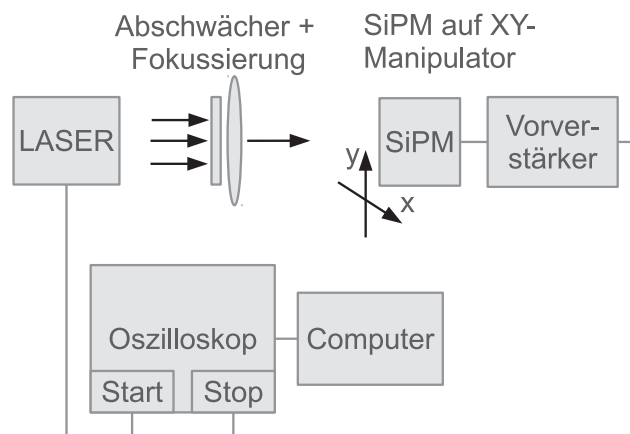


Abbildung 2.29: Schematischer Aufbau des Transit-Time-Difference-Messaufbaus. Zur Fokussierung des Lasers auf die aktive Fläche des SiPM wird ein Mikroskop mit 100-facher Vergrößerung verwendet.

Wenn sequentiell verschiedene Positionen untersucht werden, verschiebt sich der Zeitpunkt, an dem das Signal des Detektors im Mittel auftritt. Man spricht dabei von der Transit-Zeit-Differenz (engl. *Transfer Time Difference*, TTD). Strahlt man nahe am Signalabgriff ein, erreicht das Signal entsprechend früher den Abgriff.

Zur Messung der TTD wird die in Kapitel 2.9.1 beschriebene Methode angewendet. Zusätzlich dazu wird ein Mikroskop (Mitutoyo, 100-fache Vergrößerung) zur Fokussierung des 405 nm Lasers verwendet. Um den Laser in das Mikroskop zu koppeln wird eine optische Multi-Moden-Faser mit Gradienten-Index benutzt, welche bestmögliche Eigenschaften hinsichtlich zeitlicher Verbreiterung des übertragenen Signals verspricht. Bei der eingestellten Vergrößerung des Mikroskops befinden sich etwa 20 Mikrozellen im beleuchteten Bereich (Durchmesser ca. 250  $\mu\text{m}$ ).

Das vom SiPM generierte Signal wird von einem Verstärker (AMP-0611, Photonique) verstärkt und vom Oszilloskop digitalisiert. Durch die Analyse der Zeitdifferenz zwischen dem synchronisierten Trigger-Ausgang des Lasers und dem ermittelten Stop-Zeitpunktes kann die Zeitverteilung berechnet werden. Nach jeder Zeitverteilungsmessung wird der untersuchte SiPM mit Hilfe eines halbautomatischen Waferprobers (PA200, Süß-Mikrosysteme) in einer planparallelen Ebene zur Auskoppelfläche der optischen Faser bewegt. Insgesamt

werden neun Positionen auf der Detektoroberfläche beleuchtet und dabei die Zeitverteilungen bestimmt. Außerdem werden die gemessenen Signalformen jeweils gemittelt, um Veränderungen zwischen verschiedenen Beleuchtungspositionen erkennbar zu machen.

In Kapitel 3.3 wird die Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der TTD-Messung diskutiert. Die TTD-Messergebnisse von verschiedenen KETEK SiPM werden an späterer Stelle dieser Arbeit dargestellt (Kapitel 4.3.1 und 4.3.2). Im Rahmen der Zeitauflösungs- und Transit-Zeit-Charakterisierung der KETEK SiPM stellte sich heraus, dass die Zeitauflösung im wesentlichen durch die TTD limitiert ist. Daher stellt die TTD-Messung die wichtigste Methode für die Analyse des Zeitverhaltens von KETEK SiPM dar.

## 2.11 Zeitauflösung und Energieauflösung mit Szintillator und radioaktiver Quelle

Um die Zeitverhalten der untersuchten KETEK SiPM so applikationsnah wie möglich zu studieren, wurde ein Messplatz zur Analyse des Zeitverhaltens von SiPM in Kombination mit Szintillatoren aufgebaut. Wie bereits beschrieben, ist die Positronen-Emissions-Tomographie (PET) eine potentielle Applikation für die untersuchten SiPM. Bei dieser Applikation werden typischerweise Szintillatoren mit hoher Lichtausbeute und hoher Bremswirkung verwendet. Die Messungen werden mit dem neuartigen Szintillator GAGG (Gadolinium Aluminium Gallium Garnet,  $\text{Gd}_3(\text{Ga},\text{Al})_5\text{O}_{15}:\text{Ce}$ ) [74] und dem weit verbreiteten LYSO (Lutetium Yttrium Oxyorthosilicate,  $\text{Lu}_{1.8}\text{Y}_{0.2}\text{SiO}_5:\text{Ce}$ ) [75] durchgeführt. Die Eigenschaften der Szintillatoren sind in Tabelle 2.4 aufgeführt.

Als radioaktive Strahlungsquelle wird eine Na-22 Quelle verwendet, welche charakteristische Gamma-Strahlung bei 511 keV erzeugt.

Die 180 Grad zueinander ausgerichteten Gamma-Quanten werden mit Hilfe von polierten Szintillatoren ( $2 \times 2 \times 6 \text{ mm}^3$ ) zu messbaren Photonen bei 420 nm bzw. 520 nm umgewandelt. Die Kopplung zwischen Szintillator und SiPM wird mit hochtransmittierendem optischen Silikon (Dow Corning 1-2577) realisiert [76]. Die Szintillatoren werden mit dem optischen Silikon direkt auf die Epoxid-Oberfläche der SiPM-Gehäuse geklebt. Zusätzlich sind die Szintillatoren mit Teflon-Band auf den restlichen Oberflächen ummantelt, um durch die hohe Reflexion des Teflons möglichst viel Licht im Szintillator zu behalten.

Die mit Szintillator bestückten SiPM werden anschließend an jeweils einen Vorverstärker geschaltet und um 180 Grad verdreht zueinander aufgestellt. Als Vorverstärker wird ein modifizierter Komplementär-Paar Verstärker (Photonique AMP-0611) verwendet, der zum einen das verstärkte Signal ausgibt und außerdem um einen weiteren Anschluss erweitert ist, welcher das unverstärkte Energie-Signal liefert (siehe Abbildung 2.30). Vergleichbare Aufbauten wurden bereits in [37] und [22] vorgestellt.

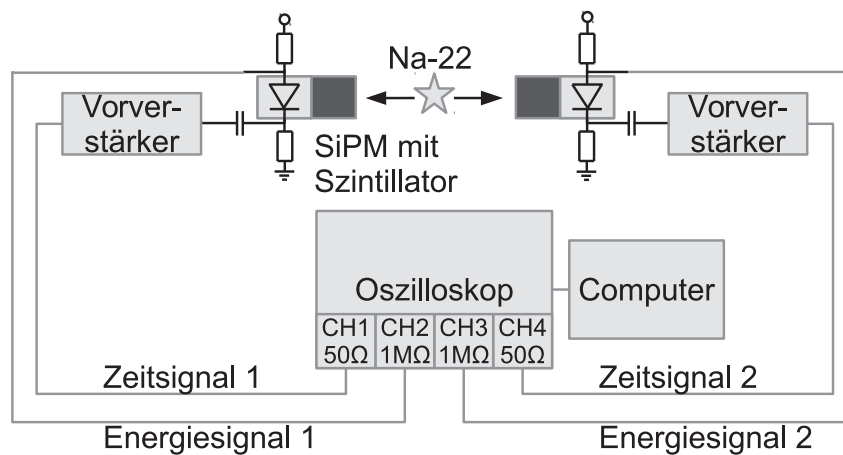


Abbildung 2.30: Elektrischer Aufbau zur Messung der Koinzidenz Zeitauflösung. Die beiden SiPM sind jeweils mit einem Szintillator bestückt und 180 Grad zueinander ausgerichtet. Die verwendeten Vorverstärker wurden um einen zusätzlichen Ausgang erweitert, über den das unverstärkte Energie-Signal betrachtet werden kann.

Die Signalhöhe am unverstärkten Ausgang des Vorverstärkers (gemessen über 50 Ohm) beträgt 0-200 mV, abhängig von der Betriebsspannung des SiPM. Dieses wird mit einem Trigger-Muster auf eine definierte Mindesthöhe untersucht, wobei die Mindesthöhe dabei der Signalhöhe im Bereich zwischen Compton-Untergrund und 511 keV Photopeak entsprach. Nur wenn beide SiPM Signale eine höherer Amplitude lieferten, wird der Zeitstempel untersucht.

Die verstärkten Signale werden ebenfalls mit dem Oszilloskop digitalisiert. Mittels einer festen Triggerschwelle im Bereich von wenigen Photo-Elektronen ( $\geq 1.5$  pe) wird der Zeitunterschied beider koinzidenter Signale untersucht und in einem Histogramm dargestellt [35]. Diese Methode entspricht einer Diskriminierung mit fester Schwelle (engl. *Leading Edge Discrimination*, LED) und berücksichtigt keine Amplitudenschwankungen der Signale.

Die Energiespektren der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle werden durch Integration der Ladungsmenge in einem 500 ns langen Fenster und anschließender Eintragung in ein Histogramm ermittelt. Dabei wird jedes getriggerte Signal analysiert. Mit Hilfe der Energiespektren ist es möglich einen Energiefilter einzurichten, der die Ereignisse aus Compton-Streuung unterdrückt. Bei Betrachtung der resultierenden Energiespektren in Abbildung 2.31 fällt auf, dass vor dem deutlich ausgeprägten 511 keV Maximum ein Minimum auftritt. Die Ereignisse vor diesem Minimum resultieren aus Compton-Streuung und sind irrelevant für die Analyse der CTR. Daher werden die Energiefilter so eingestellt, dass sie den Teil unterhalb des

Minimums abschneiden. Da Signale unterhalb dieser Schwelle eine wesentlich kleinere Gesamtladung beinhalten und daher über eine geringere Anstiegsflankensteigung verfügen, verringert die Energiefilterung den sog. *Time Walk*.

Die intrinsische Zeitauflösung des Messaufbaus wird mit Hilfe eines Pulsgenerators an Stelle der SiPM gemessen. Dabei resultiert eine intrinsische CTR des Messaufbaus von 117 ps. Alle angegebenen CTR Werte sind davon korrigiert.

|                                   | GAGG               | LYSO  |
|-----------------------------------|--------------------|-------|
| Effektive $Z$                     | 54                 | 65    |
| Dichte [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ] | 6.63               | 7.1   |
| Emissionsmaximum [nm]             | 520                | 420   |
| Lichtausbeute [Photonen/MeV]      | 46000              | 32000 |
| Abklingzeitkonstante [ns]         | 88 (92%), 230 (8%) | 41    |
| Hygroskopie                       | keine              | keine |

Tabelle 2.4: Eigenschaften der verwendeten Szintillatorkristalle.

### 2.11.1 Energieauflösung

Alle mit  $^{22}\text{Na}$  aufgenommenen Energiespektren zeigen einen 511 keV Photopeak, sowohl mit LYSO- als auch mit GAGG-Szintillator. In den Spektren kann die Sättigung der Detektoren erkannt werden, welche durch die begrenzte Anzahl an Mikrozellen und der hohen Zahl an emittierten Photonen begründet werden kann. Die Histogramme der Pulsflächen sind von einem PM3350T bei verschiedenen Überspannungen in Abbildung 2.31 dargestellt. Dabei erkennt man, dass das 1.275 MeV Emissionsmaximum von  $^{22}\text{Na}$  nicht an der 2.49-fachen Abszissenposition des 511 keV Emissionsmaximum liegt.

Daher wurden die Spektren von der Sättigung korrigiert und sowohl unkorrigierte als auch korrigierte Werte für die Energieauflösung (Quotient aus Halbwertsbreite des 511 keV Emissionsmaximums und dessen Position) angegeben. Die Halbwertsbreite des Photopeak wurde nach Subtraktion des hochenergetischen Compton-Hintergrunds aus den Spektren extrahiert.

Bei steigender Überspannung verbessert sich die Energieauflösung durch die zunehmende PDE und die damit erhöhte Photonenstatistik. Die intrinsische Energieauflösung mit GAGG ist besser als mit LYSO, wodurch das Energiespektrum stärker gestaucht wird (siehe Abbildung 2.31). Zusätzlich besitzt GAGG eine um Faktor 2 größere Abklingzeitkonstante im Vergleich zu LYSO, was den Mikrozellen während des optischen Pulses mehr Zeit zur Wiederaufladung gibt. Bei LYSO ist es daher wahrscheinlicher, dass bereits ge-

feuerte Mikrozellen während ihrer Wiederaufladung erneut getroffen werden und somit unvollständige Ladungspulse liefern. Mit zunehmender Mikrozellengröße wird die Sättigung stärker, was mit der sinkenden Anzahl an Mikrozellen begründet werden kann. Die Spektren von PM3360T und PM3375T zeigen eine sehr starke Stauchung bei hohen Energien, was das lokale 1.275 MeV Emissionsmaximum unidentifizierbar macht. Aus diesem Grund wurde auf die Angabe der unkorrigierten Energieauflösungen in Tabelle 2.5 verzichtet. Ein Vergleich der dargestellten Werte mit anderen Herstellern ist in [1] enthalten.

|               | $\Delta E/E$ FWHM [%] bei 511 keV       |       |       |                      |       |       |
|---------------|---|-------|-------|----------------------|-------|-------|
|               | unkorrigiert                            |       |       | Sättigung korrigiert |       |       |
|               | 2.3 V                                   | 3.4 V | 4.6 V | 2.3 V                | 3.4 V | 4.6 V |
| $U_{ov}$      |   |       |       |                      |       |       |
| rel. $U_{ov}$ | 10%                                     | 15%   | 20%   | 10%                  | 15%   | 20%   |
|               | LYSO $2 \times 2 \times 6 \text{ mm}^3$ |       |       |                      |       |       |
| PM3350T       | 9.3                                     | 8.8   | 8.4   | 13.5                 | 12.8  | 12.3  |
| PM3360T       | 9.2                                     | 7.8   | 7.3   | 16.2                 | 13.4  | 14.1  |
| PM3375T       | 8.0                                     | 7.1   | 6.1   | 14.5                 | 13.5  | 12.4  |
|               | GAGG $2 \times 2 \times 6 \text{ mm}^3$ |       |       |                      |       |       |
| PM3350T       | 7.3                                     | 7.2   | 7.2   | 10.8                 | 11.1  | 12.3  |

Tabelle 2.5: Energieauflösung der untersuchten  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM mit LYSO- und GAGG-Szintillator bei verschiedenen Überspannungen.

## 2.11.2 Koinzidenz-Zeitauflösung

Tabelle 2.6 beinhaltet die Ergebnisse der Koinzidenz-Zeitauf Lösungsmessungen (engl. *Coincidence Time Resolution*, CTR) von zwei SiPM mit entweder LYSO oder GAGG Szintillatoren. Für GAGG wurden nur Messungen mit PM3350T durchgeführt, da die gesättigten Signale von PM3360T und PM3375T keine Energiefilterung auf 511 keV zuließen. Dies war ebenso für PM3375T mit LYSO bei 4.6 V Überspannung der Fall.

Trotz der asymmetrischen Einzelphotonen-Zeitverteilung erzielen die SiPM Zeitaufösungen von weniger als 200 ps. Ein Grund für diese niedrigen Messergebnisse könnte die Größe der verwendeten Szintillatoren sein, die aufgrund ihrer geringen Grundfläche von  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  nicht die gesamte aktive Fläche der SiPM beleuchten. Somit tritt die Transit-Zeit-Differenz nur in einer reduzierten Form auf.

Die mit KETEK  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM erzielten Messwerte in Tabelle 2.6 sind vergleichbar zu denen anderer Herstellern [23][77][78][79].



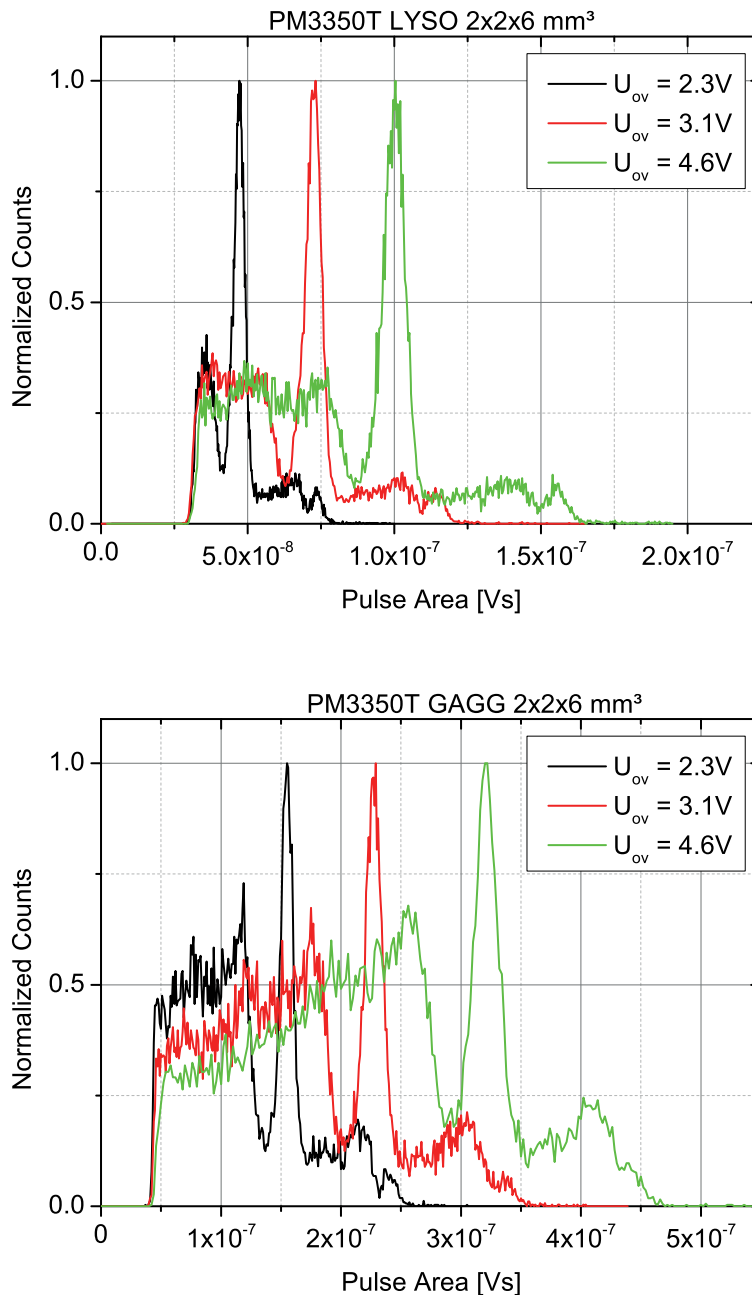


Abbildung 2.31: Energiespektren von  $^{22}\text{Na}$  aufgenommen mit einem Paar aus KETEK PM3350T welche an LYSO bzw. GAGG-Szintillatoren gekoppelt sind und bei verschiedenen Überspannungen betrieben werden. Auffällig ist die Sättigung des SiPM bei Verwendung des GAGG-Szintillators und die daraus resultierende Nichtlinearität.

## 2.12 Absolute Photonen-Nachweis-Effizienz

Eine der wichtigsten Eigenschaften von Photodetektoren, unabhängig von deren Funktionsprinzip, d.h. Avalanche Photodiode, Photomultiplier-Röhre oder Silizium Photomulti-

|               | CTR FWHM [ps]                           |       |       |       |
|---------------|---|-------|-------|-------|
|               | 1.7 V                                   | 2.3 V | 3.4 V | 4.6 V |
| $U_{ov}$      |   |       |       |       |
| rel. $U_{ov}$ | 7.5%                                    | 10%   | 15%   | 20%   |
|               | LYSO $2 \times 2 \times 6 \text{ mm}^3$ |       |       |       |
| PM3350T       | 245                                     | 207   | 174   | 187   |
| PM3360T       | 241                                     | 178   | 180   | 180   |
| PM3375T       | 157                                     | 179   | 158   |       |
|               | GAGG $2 \times 2 \times 6 \text{ mm}^3$ |       |       |       |
| PM3350T       | 501                                     | 491   | 430   |       |

Tabelle 2.6: CRT der untersuchten  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM mit LYSO- und GAGG-Szintillatoren bei verschiedenen Überspannungen.

plier, ist die Quanteneffizienz. Diese gibt an, wieviele Elektronen-Loch-Paare pro Anzahl eingestrahler Photonen im Detektor generiert und anschließend nachgewiesen werden können. Da die Quanteneffizienz beim SiPM in Kombination mit zwei weiteren Eigenschaften steht, der Geiger-Effizienz und der geometrischen Effizienz, wird beim SiPM von absoluter Photonen-Nachweis-Effizienz gesprochen (engl. *Photon Detection Efficiency*, PDE). Diese beschreibt wie viele Photo-Elektronen bei einer definierten Anzahl eingestrahler Photonen nachgewiesen werden können. Anders als bei Photodioden beschreibt die PDE nicht nur die Quanteneffizienz, sondern ein Produkt aus mehreren Faktoren: der Quanteneffizienz  $QE$ , der Geiger-Effizienz  $P_{Geiger}$  und der geometrischen Effizienz  $GE$ :

$$PDE = QE \cdot P_{Geiger} \cdot GE \quad (2.12.0.1)$$

Die Quanteneffizienz beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass aus einem einfallenden Photon ein freies Photo-Elektron (pe) generiert wird. Die Geiger-Effizienz beschreibt den darauf folgenden Vorgang, d.h. die Wahrscheinlichkeit für die Vervielfachung des generierten Photo-Elektrons durch einen Lawinendurchbruch. Dieser Wert ist als einziger überspannungsabhängig und führt daher zum charakteristischen Verlauf der PDE-Sättigungskurve (PDE in Abhängigkeit der Überspannung). Bei hohen Überspannungen strebt er gegen 100 %.

Als weiterer Einflussfaktor für die PDE ist die geometrische Effizienz zu nennen, welche das Verhältnis von photosensitiver Fläche und aktiver Fläche beschreibt. Dieser Wert ist stark von der Mikrozellengröße des SiPM abhängig, da es bei kleineren Mikrozellen ( $< 20 \mu\text{m}$ ) aufgrund der zur Verschaltung nötigen Metallleiterbahnen zu großen Flächenverlusten kommt [43].

Zur messtechnischen Bestimmung der PDE wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine Messvorrichtung gebaut. Als Lichtquelle wird ein gepulster Laser (Hamamatsu, PLP-10, 405 nm, <70 ps [73]) verwendet. Das optische Signal des Lasers wird mit Hilfe eines optischen 99%/1% Fasersplitters (Thorlabs, FCMM50-99A-FC) in zwei Pfade geteilt. Der 99% Ausgang wird verwendet um eine Referenz-Photodiode zu beleuchten und dient somit als Monitorausgang um die Leistungsstabilität des Lasers zu überwachen. Der 1% Ausgang wird in einen ca. 15 cm langen Tubus eingekoppelt, in dem sich keine weiteren optischen Komponenten befinden. Am Ende des Tubus befindet sich eine ca. 0.3 mm große Apertur, durch die achsennahe Strahlen austreten können. Hinter dieser Apertur werden die SiPMs anschließend befestigt. Da im vorliegenden Aufbau nur senkrecht einfallende Strahlen auf den SiPM treffen können, ist die gemessene PDE frei von winkelabhängigen Einflüssen.

Das Ausgangssignal des SiPM wird synchronisiert zum Laser mit Hilfe eines Oszilloskops analysiert und innerhalb eines ca. 15 ns langen Fenster integriert um die Einzelphotonen-Verteilung zu berechnen. Da die berechneten Einzelphotonen-Verteilung  $P(k, \sigma)$  einem Poisson'schen Verlauf folgt, kann der Erwartungswert  $\sigma$  mit Hilfe der Anzahl von Ereignissen im nullten Maximum  $k = 0$ , dem sog. Sockel, berechnet werden. Die allgemeine Gleichung der Poisson-Funktion lautet:

$$P(k, \sigma) = \frac{\sigma^k \cdot e^{-\sigma}}{k!} \quad (2.12.0.2)$$

Für  $k = 0$  ergibt sich der Erwartungswert  $\sigma$  zu:

$$\sigma = -\ln(P(0, \sigma)) = -\ln \frac{N_{\text{Sockel,Signal}}}{N_{\text{Total,Signal}}} \quad (2.12.0.3)$$

wobei die Wahrscheinlichkeit  $P(0, \sigma)$  als Flächenverhältnis vom Sockel der Poisson Verteilung  $N_{\text{Sockel,Signal}}$  und deren Gesamtfläche  $N_{\text{Total,Signal}}$  verstanden werden kann. Der Wert  $\sigma$  beschreibt nun die im Mittel nachgewiesene Anzahl von Photonen pro Laserpuls, ist jedoch aufgrund der Dunkelzählrate geringfügig höher als der wirkliche Wert. Es kann nämlich nicht ausgeschlossen werden, dass anstelle eines Signalphotoelektrons ein thermisch generierter Ladungsträger im Fenster nachgewiesen wird. Durch die Verwendung eines zweiten Zeitfensters wenige Nanosekunden vor dem eigentlichen Signalfenster kann die mittlere Anzahl an thermisch generierten Ladungsträger in einem gleichgroßen Fenster gemessen werden, und anschließend von der mittleren Anzahl an Photonen pro Laserpuls abgezogen werden. Somit erhält man die tatsächliche Anzahl nachgewiesener Photonen  $N_{\text{out}}$ :

$$N_{\text{out}} = -\ln \frac{N_{\text{Sockel,Signal}}}{N_{\text{Total,Signal}}} + \ln \frac{N_{\text{Sockel,0}}}{N_{\text{Total,0}}} \quad (2.12.0.4)$$

Der Erwartungswert für thermisch generierte Dunkelpulse in einem ca. 15 ns langen Signalfenster liegt bei KETEK PM3350T im Bereich von wenigen Hundertstel. Trotzdem kann die Vernachlässigung dieser Korrektur zu einem stetigen Anstieg des PDE Verlaufs bei hohen Überspannungen führen, bei denen die Geiger-Effizienz bereits im Bereich von 100% ist und keine Nachweiseffizienzsteigerung mehr zu erwarten ist.

Vergleicht man die gemessene, mittlere Anzahl von nachgewiesenen Photonen pro Laserpuls  $N_{out,SiPM}$  mit der eines Referenzsensors  $N_{out,Ref}$  mit bekannter  $PDE_{abs,Ref}$ , so kann die absolute Photonen-Nachweiseffizienz  $PDE_{abs,SiPM}$  des SiPM bestimmt werden:

$$PDE_{abs,SiPM} = PDE_{abs,Ref} \cdot \frac{N_{out,SiPM}}{N_{out,Ref}} \quad (2.12.0.5)$$

Im vorliegenden Versuchsaufbau wurde ein kalibrierter Referenz-SiPM (KETEK, PM3350T Charge SiPM06 W15) verwendet, dessen PDE in einer Vergleichsmessung mit einem kalibrierten PMT bestimmt wurde [80].

Die untersuchten SiPM zeigen eine hohe PDE im Bereich von 49-55% bei 405 nm (siehe Abbildung 2.32) und damit eine gute Empfindlichkeit auf LYSO-Szintillatoren (420 nm). Bei einer Verwendung von GAGG-Szintillatoren (520 nm) beträgt die PDE 29-33%. Wie aus Formel 2.12.0.1 hervorgeht, ist die PDE der untersuchten SiPM proportional zur geometrischen Effizienz.

Der asymptotische Verlauf der Kurven bei hohen Überspannungen kann als Sättigung der Geiger-Effizienz interpretiert werden, d.h. dass in diesem Betriebsbereich die Wahrscheinlichkeit der Ladungsträgervielfachung in der Hochfeldzone gegen 1 geht. Im Vergleich dazu liegen Werte von weiteren verfügbaren SiPM (420 nm) bei: HPK MPPC S10362-11-050 32% [53][42], die neueste Variante HPK MPPC S12572-050 37% [59], FBK RGB-HD 43% [81] und SensL MicroB-30035 41% [60].

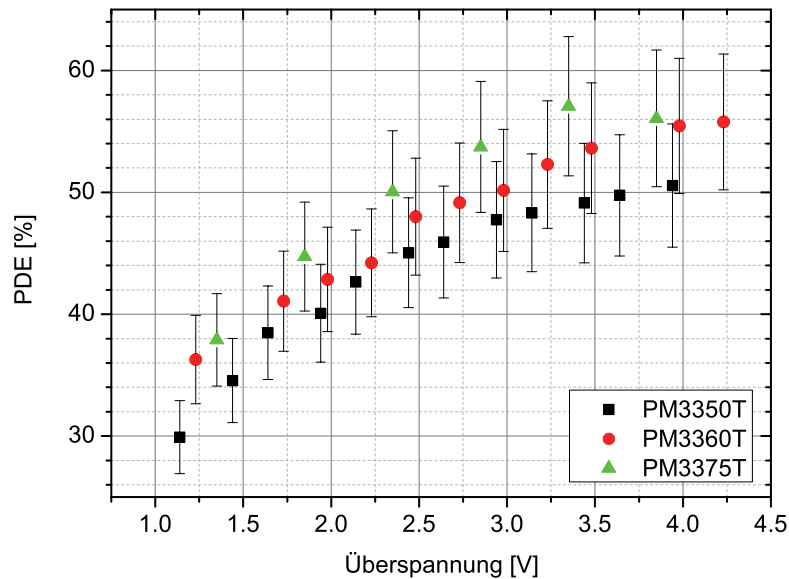


Abbildung 2.32: Absolute PDE der untersuchten drei untersuchten KETEK  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM bei 405 nm.

## 2.13 Spektrale Empfindlichkeit

Die spektrale Empfindlichkeit von Photodetektoren ist für die jeweilige Applikation mit eine der wichtigsten Eigenschaften. Hierbei spielt z.B. die Emissionswellenlänge von den verwendeten Szintillatoren oder von wellenlängen-schiebenden Fasern (engl. *Wavelength Shifting Fibres*, *WLS-fibres*) eine wichtige Rolle, welche z.B. im Fall des CERN CMS HCAL im Bereich von 515 nm liegt [82]. Bei Applikationen wie z.B. funktioneller Nah-Infrarot-Spektroskopie (f-NIRs) liegt die Emissionswellenlänge dagegen bei 600-800 nm [14]. Für PET geeignete Szintillatoren wie LYSO oder GAGG emittieren dagegen bei 420 nm bzw. 520 nm. Wie von Vinke *et al.* beschrieben wurde, kann die bestmögliche Zeitauflösung von koinzidenten  $\gamma$ -Quanten durch die Analyse der ersten auftretenden Photonen erzielt werden [37]. Dies erfordert demnach eine hohe PDE für das Szintillationslicht. Aus diesem Grund ist es entscheidend, die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit des SiPM zu kennen, um die Signalhöhe am Ausgang des Detektor abschätzen und optimieren zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Messplatz erstellt, der es ermöglicht, die spektrale Empfindlichkeit von Photodetektoren zu untersuchen. Da die absolute Empfindlichkeit durch einen Vergleich mit einem bekannten, kalibrierten SiPM gemessen werden kann (siehe Kapitel 2.12), wird bei dieser Messung lediglich die relative spektrale Empfindlichkeit untersucht, die anschließend mit der Absolutmessung normiert wird. Bei dieser

Messung kann der spektrale Verlauf der Empfindlichkeit aus dem wellenlängenabhängigen Ausgangssignal des SiPM und der spektralen Leistungsverteilung einer kalibrierten Lichtquelle berechnet werden [83] [84].

Hierbei wird die Substitutionsmethode von Larason et al. verwendet, bei der die Responsivität eines bekannten Photodetektors (in diesem Fall einer Photodiode) auf die eines unbekanntem Detektors (SiPM) transferiert wird [83]. Man nimmt zunächst an, dass durch lineare Antwort eines Detektors mit der Responsivität  $R_X$  (in  $[A/W]$ ) das Ausgangssignal  $Y_X$  (in  $[A]$ ) entsteht:

$$Y_X = R_X \cdot X_X \quad (2.13.0.6)$$

Der Detektor wird dabei mit einer optischen Eingangsleistung  $X_X$  (in  $[W]$ ) bestrahlt.

Da bei geringer Bestrahlung des SiPM eine lineare Antwort angenommen werden kann, folgt für diesen ebenfalls:

$$Y_{SiPM} = 1/k \cdot G \cdot R_{SiPM} \cdot X_{SiPM} \quad (2.13.0.7)$$

Zusätzlich wurden die Konstanten  $b$  und  $G$  eingeführt, wobei  $b$  den Faktor beschreibt, um den die eingestrahlte Leistung abgeschwächt werden muss, um den SiPM in einem linearen Betriebspunkt zu betreiben. Die Konstante  $G$  beschreibt die intrinsische Verstärkung des SiPM, da aus einem Photo-Elektron durch die Multiplikation ein Ladungspuls mit  $10^5 - 10^6$  Elektronen entsteht.

Durch die Division von 2.13.0.6 und 2.13.0.7 folgt:

$$\frac{Y_X}{Y_{SiPM}} = \frac{b}{G} \cdot \frac{R_X \cdot X_X}{R_{SiPM} \cdot X_{SiPM}} \quad (2.13.0.8)$$

Unter der Annahme, dass sich die spektrale Eingangsleistung der Apparatur während der Messungen nicht verändert, kann die Responsivität des SiPM wie folgt berechnet werden:

$$R_{SiPM} = \frac{b}{G} \cdot \frac{Y_{SiPM}}{Y_X} \cdot R_X \quad (2.13.0.9)$$

Dieser Zusammenhang skaliert die Responsivität des Referenzdetektors um das Verhältnis der Ausgangssignale und um einen Faktor  $b/G$ . Bei einem bekannten Wert von  $b/G$  erhält man die absolute Responsivität des untersuchten Detektors. Ist das  $b/G$  jedoch nicht exakt bekannt, kann die relative Responsivität aus der Messung bestimmt werden. Dieser Ansatz wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit verfolgt, da auf die Bestimmung der absolute Größe von  $b/G$  aufgrund geometrischer und technischer Unsicherheiten verzichtet wurde.

Nach Berechnung der relativen Responsivität des SiPM wird diese über den folgenden Zusammenhang in relative Quanteneffizienz umgerechnet:

$$QE = \frac{R}{\lambda} \cdot \frac{hc}{q} \quad (2.13.0.10)$$

Als Responsivität wird üblicherweise von einer Größe in  $[A/W]$  gesprochen, die das Verhältnis von spektraler Eingangsleistung und elektrischem Strom am Ausgang des Detektors beschreibt. Im Fall eines Einzelphotonen-Detektors, wie einem SiPM, ist es jedoch sinnvoll das Verhältnis von eingestrahlenen Photonen und detektierten Ausgangspulsen zu bestimmen, welche proportional zum Ausgangsstrom sind.

Im folgenden soll die messtechnische und rechnerische Bestimmung der relativen Quanteneffizienz eines SiPM erklärt werden.

### 2.13.1 Messung der spektralen Leistung der Lichtquelle

Als Lichtquelle wird im vorliegenden Aufbau eine Halogen-Lampe verwendet, welche kollimiert und anschließend in eine Monochromator eingekoppelt wird. Die elektrische Leistung der Halogenlampe beträgt 20 W. Die Spaltbreite am Ein- und Ausgang des Monochromators misst  $600 \mu m$ . Hinter dem Ausgang des Monochromators können je nach Winkelstellung des Gitters 6 nm breite Ausschnitte aus dem kontinuierlichen Spektrum der Halogen-Lampe betrachtet werden. Über einen zusätzlichen Kollimator wird an dieser Stelle in eine optische Faser (Thorlabs,  $250 \mu m$  Kerndurchmesser) eingekoppelt.

Zur Messung der spektralen Leistung der Lichtquelle (Optometrics, TLS6) wird eine NIST-kalibrierte PIN-Photodiode (Thorlabs, FDS100-CAL) verwendet, welche unter ähnlichen geometrischen Verhältnissen wie bei der Kalibrierung bestrahlt wird [83]. Unter diesen Umständen kann die spektrale Leistung der Lichtquelle, nach Subtraktion des Dunkelstroms, durch die Division von gemessenem Strom am Ausgang der Photodiode und deren Responsivität ermittelt werden.

Der PIN-Photodiode liegt ein Datenblatt bei, aus welchem die Responsivität im Intervall von 350-1100 nm mit einer Genauigkeit von  $\pm 5\%$  entnommen werden kann. Der wellenlängenabhängige Verlauf der Responsivität der Photodiode ist in Abbildung 2.33 dargestellt.

Durch den Zusammenhang aus Formel 2.13.0.10 kann die wellenlängenabhängige Funktion der Quanteneffizienz errechnet werden, welche in Abbildung 2.34 dargestellt ist.

Das Ausgangssignal der Photodiode wird während der Bestrahlung mit der Halogen-Lampe bei verschiedenen Wellenlängen mit einem Picoamperemeter (Keithley, 6487) aufgenommen und anschließend normiert. Anschließend wird diese Messung mit dem SiPM wiederholt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.37 dargestellt.

Die Division der bekannten Quanteneffizienz des Referenzdetektors und der gemessenen Ausgangssignals liefert die spektrale Leistungsdichte der Lichtquelle (siehe Abbildung

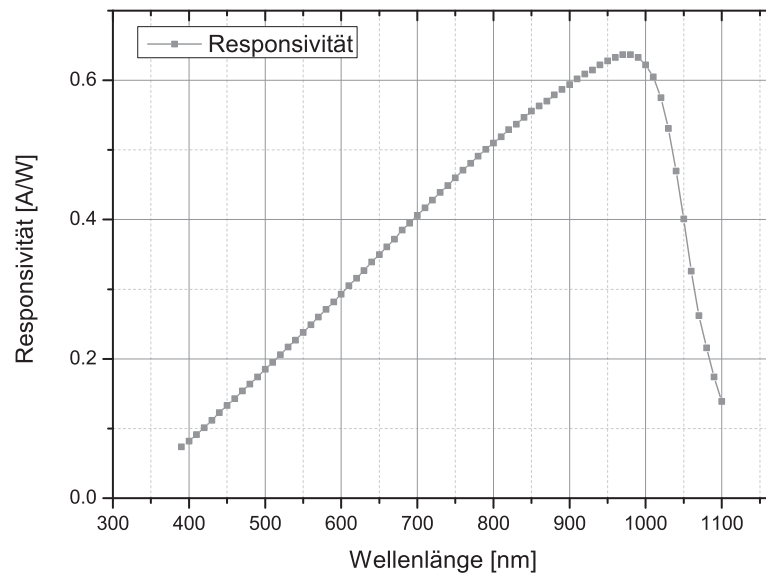


Abbildung 2.33: Responsivität der kalibrierten PIN-Photodiode als Funktion der Wellenlänge. Die Daten gehen aus dem Kalibrationsdatenblatt der Diode hervor.

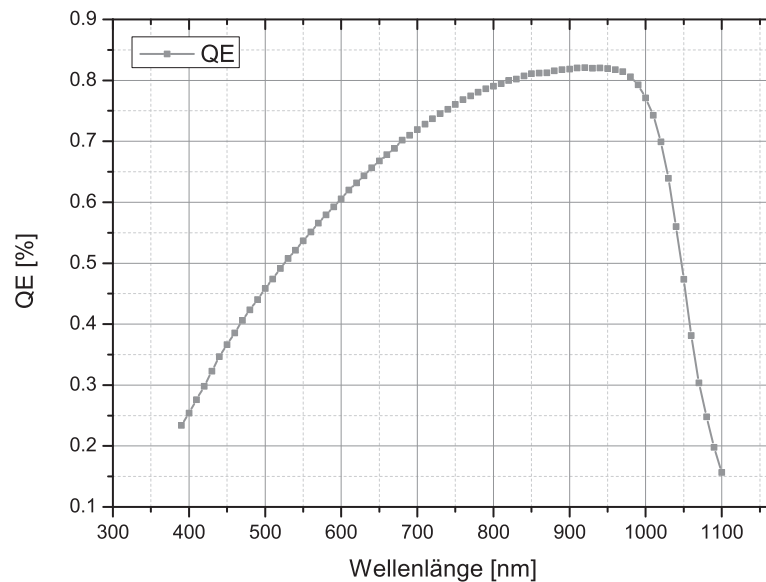


Abbildung 2.34: Quanteneffizienz als Funktion der Wellenlänge der verwendeten NIST-kalibrierten Referenz-Photodiode (Thorlabs, FDS100-CAL).



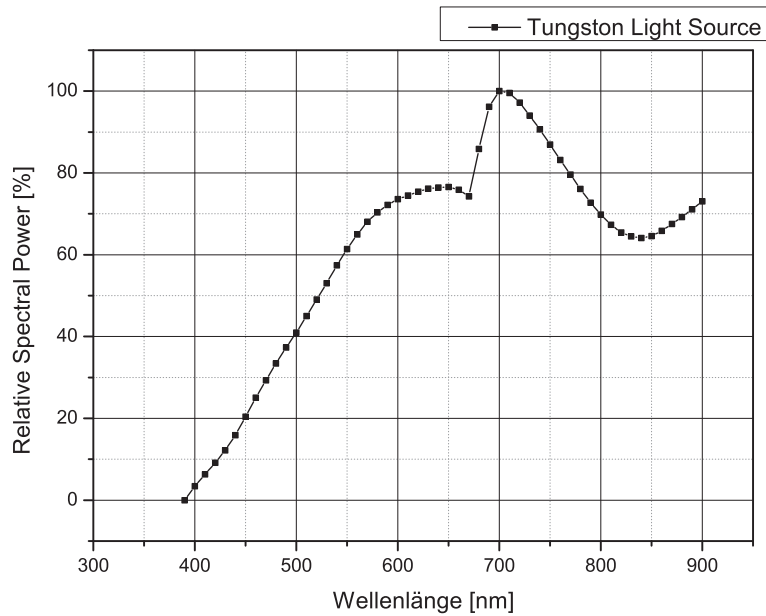


Abbildung 2.35: Normierte spektrale Leistungsdichte als Funktion der Wellenlänge. Diese Funktion wurde über den Zusammenhang aus Formel 2.13.0.6 bestimmt.

2.35). Die bei 660 nm auftretende Unstetigkeit des Kurvenverlaufs wird vom verwendeten Monochromator verursacht und ist ebenfalls im Datenblatt des Herstellers erkennbar [85].

## 2.13.2 Kontrolle des Messverfahrens mit bekanntem Referenzdetektoren

Bevor mit der Messung der spektrale Empfindlichkeit eines SiPM begonnen wird, muss der vorliegende Versuchsaufbau und die Berechnungsmethode überprüft werden. Dazu werden zwei der oben erwähnten kalibrierten Referenzphotodioden (Thorlabs, FDS100-CAL) verwendet, die jeweils mit einem Datenblatt vorliegen. Bei dieser Kontrolle sollte die Kalibrationskurve einer der beiden Photodioden durch die vorgestellte Berechnungsmethode reproduziert werden. Das Vorgehen ist dabei wie folgt:

- Messung des Ausgangssignals der Referenz-Diode 1 in Abhängigkeit der Wellenlänge
- Wiederholung der Messung mit Referenz-Diode 2 unter gleichen geometrischen Bedingungen
- Berechnung der Quanteneffizienz von Referenzdiode 2 nach Formel 2.13.0.9 und 2.13.0.10
- Vergleich der vom Hersteller gegebenen und der messtechnisch bestimmten Quanteneffizienz

Abbildung 2.36 zeigt die Quanteneffizienz der kalibrierten Referenz-Photodioden in Abhängigkeit der Wellenlänge. Die Werte wurden aus den Datenblättern entnommen. Außerdem lässt sich der berechnete Verlauf von Referenz-Photodiode 2 erkennen, der bei niedrigen Wellenlängen (350-380 nm) von der Kalibrationskurve des Herstellers abweicht. Diese Abweichung kann durch die niedrige spektrale Ausgangsleistung der Lichtquelle in diesem Bereich zurückgeführt werden. Die angegebene Messunsicherheit wurde aus dem Verhältnis aus Unsicherheit des Amperemeters (50 pA) und der gemessenen Signalstärke bestimmt.

Die Kontrolle der Kalibrierungskurve des Herstellers konnte im Rahmen der Messgenauigkeit reproduziert werden, was auf eine zuverlässige Funktion des Messaufbaus und der Methode schließen lässt.

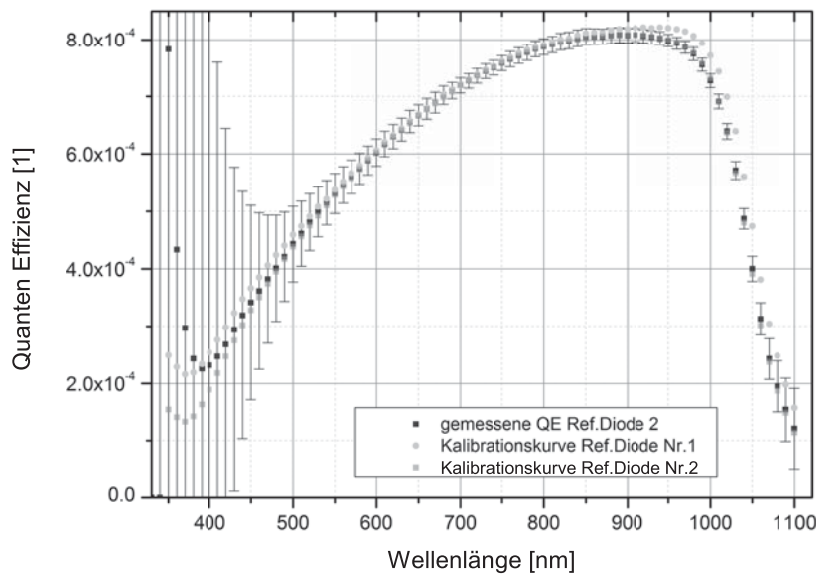


Abbildung 2.36: Kontrolle des Messverfahrens durch Vermessung einer zweiten Referenz-Photodiode und anschließender Vergleich mit den Kalibrationsdaten des Herstellers. Die gemessene Quanteneffizienz der Referenzdiode Nr.2 reproduziert die vom Hersteller angegebenen Daten im Rahmen der Messgenauigkeit, was die Tauglichkeit des Messaufbaus bestätigt.

### 2.13.3 Messung der spektralen Empfindlichkeit von SiPM

Durch die bekannte Quanteneffizienz des Referenzdetektors, die spektralen Leistungsdichte der Lichtquelle und das Ausgangssignal des SiPM (siehe Abbildung 2.37) kann die Quanteneffizienz des SiPM nach Formel 2.13.0.9 bestimmt werden.

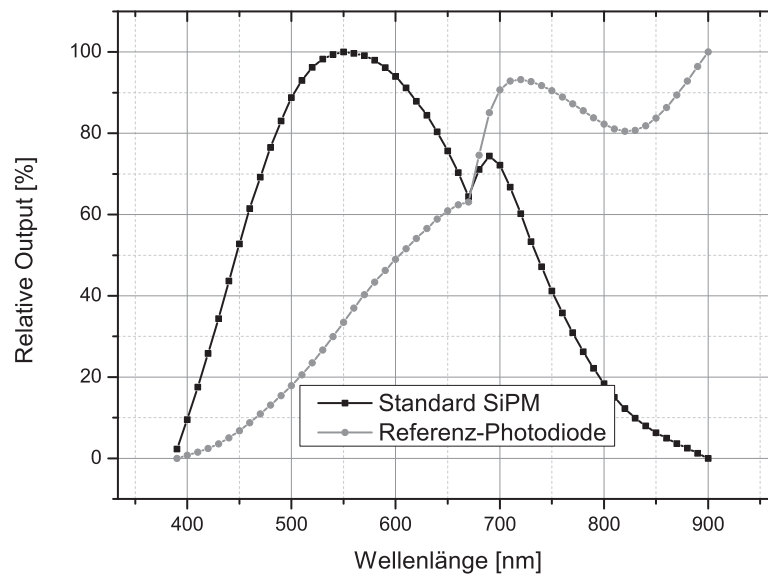


Abbildung 2.37: Normierte Ausgangssignale der Referenz-Photodiode und des SiPM. Der steile Anstieg der Kurve des SiPM bei kurzen Wellenlängen lässt die hohe Empfindlichkeit in diesem Wellenlängenbereich deutlich erkennen.

Abbildung 2.38 zeigt die spektrale Empfindlichkeit eines KETEK PM3350T in Abhängigkeit der Wellenlänge. Diese Kurve kann mit den angegebenen PDE-Werten der SiPM skaliert werden. Diese Messung wurde mit einem  $50\ \mu\text{m}$  SiPM bei 3.4 V Überspannung durchgeführt. Die hohe Empfindlichkeit im blauen Spektralbereich wird durch einen oberflächennahen und dünnen PN-Übergang in Kombination mit einer optimierten Anti-Reflexionsschicht erreicht. Im grünen Spektralbereich, z.B. bei 515 nm der Emissionswellenlänge von GAGG-Szintillatoren, ist die Empfindlichkeit bereits um 25 % niedriger als bei 420 nm. Im Rahmen einer Kollaboration mit Musienko *et al.* konnte die Empfindlichkeit von KETEK SiPM im grünen Spektralbereich mit Hilfe von technologischen Modifikationen optimiert werden [67][13].

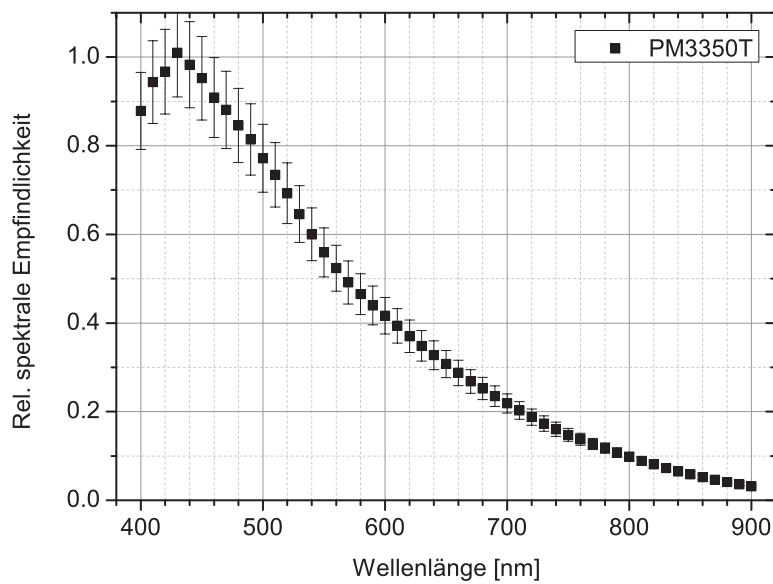


Abbildung 2.38: Relative spektrale Empfindlichkeit eines KETEK PM3350T in Abhängigkeit der Wellenlänge.

# Kapitel 3

## Verifizierung der Messverfahren für das Zeitverhalten von SiPM

Im folgenden Kapitel werden zunächst elektrische Vorverstärker unterschiedlicher Bauart im Hinblick auf die Eignung für zeitkritische Messungen evaluiert. Ziel ist es, einen Vorverstärker zu finden, der es ermöglicht systematische Untersuchungen der Einzelphotonenzeitauflösung (SPTR) und Transit-Zeit-Differenz (TTD) an verschiedenen SiPM durchzuführen. Die Anforderung an einen geeigneten Vorverstärker ist es daher, eine möglichst geringe intrinsische Zeitauflösung zu besitzen und ebenfalls niedriges Rauschen zu generieren.

Anschließend werden zwei SPTR-Messmethoden vorgestellt, bei denen einer der evaluierten Vorverstärker verwendet wird. Die beiden SPTR-Messmethoden werden ebenfalls hinsichtlich ihrer limitierenden intrinsischen Zeitauflösung untersucht. Es folgen weitere, statistische Untersuchungen zur Genauigkeit der TTD-Messung.

### 3.1 Vergleich verschiedener Vorverstärkerkonzepte

Im Rahmen der Messplatz-Verifizierung werden verschiedene Vorverstärker-Konzepte hinsichtlich ihrer Eignung für einen SPTR-Messaufbau untersucht. Dabei werden zunächst Parameter wie Verstärkung, Anstiegszeit und maximale Ausgangsspannung untersucht. Eine Übersicht der verwendeten Verstärker ist in Tabelle 3.1 dargestellt. In dieser Tabelle sind die grundlegende Funktionsweise, die Kopplung und die experimentell ermittelten Parameter für Verstärkung, Anstiegszeit und maximale Ausgangsspannung enthalten. Alle Vorverstärker wurden bei der Charakterisierung mit dem gleichen SiPM (PM1150T, KETEK) beschaltet, um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten.

### 3.1.1 Beschreibung der verwendeten Vorverstärker

Im folgenden Abschnitt werden die drei verwendeten Vorverstärker beschrieben und hinsichtlich ihrer Eignung für zeitkritische Messungen an SiPM verglichen.

**Komplementär-Paar-Verstärker V1** Der zweistufige Transistor-Verstärker (Photonique AMP0611 [86]) besteht aus einer ersten Verstärkerstufe, welche aus einem 3 GHz NPN-Transistor (BFS17A, Philips NXP) in Emitterschaltung. Daran ist ein 4 GHz PNP-Transistor (BFT92A, Philips NXP) in Kollektorschaltung als zweite Verstärkerstufe geschaltet. Beim Komplementär-Paar- oder auch Sziklai-Paar-Verstärker sind die Emitter auf gemeinsamen Potential verschalten [87]. Die Kollektorschaltung der zweiten Stufe dient hierbei als Impedanzwandler auf 20 Ohm Ausgangsimpedanz.

Die AC-Kopplung am Ein- und Ausgang des Verstärkers führt zu einer Differenzierung des Signals, wodurch die lange Wiederauflade-Zeitkonstante unterdrückt wird. Daraus resultiert eine stabile Nulllinie, da die Überlappung aufeinander folgender Pulse wird verringert. Die Simulation des Verstärkers ist in Abbildung 3.2 dargestellt und zeigt ein Bandpassverhalten für Frequenzen oberhalb von 600 kHz und unterhalb von 200 MHz. Durch Modifikation der Eingangskapazität  $C_{in}$  kann die untere Grenzfrequenz des Hochpasses eingestellt werden.

**Stromrückgekoppelter Operationsverstärker V2** Der vorliegende stromrückgekoppelte Operationsverstärker (engl. *Current Feedback Amplifier*) besitzt zwei interne Verstärkungsstufen, bei denen jeweils ein OP (AD8000, Analog Devices) verwendet wird. Der Verstärker verfügt über eine Ausgangsbandbreite von 650 MHz für Großsignal bis 1.8 V am Ausgang. Die Kleinsignalbandbreite liegt bei 1.5 GHz. Die Impedanz am Eingang und am Ausgang beträgt 50  $\Omega$ . Der Verstärker überträgt das Signal ohne Differentiation

| Modell | Typ                      | Kopplung        | Rise Time [ns] | Gain [1] | 1 pe Amplitude [mV] | Max. Output [mV] | Signalinvertierung |
|--------|--------------------------|-----------------|----------------|----------|---------------------|------------------|--------------------|
| V1     | Komplementär-Paar        | DC IN<br>AC OUT | 1.2            | 10-20    | 100                 | 2500             | Ja                 |
| V2     | Stromrückgekoppelter OPV | DC IN<br>DC OUT | 1.02           | 36       | 70                  | 1800             | Ja                 |
| V3     | Transimpedanz            | DC IN<br>AC OUT | 0.90           | 20       | 280                 | -                | Ja                 |

Tabelle 3.1: Charakteristische Eigenschaften der untersuchten Vorverstärker.

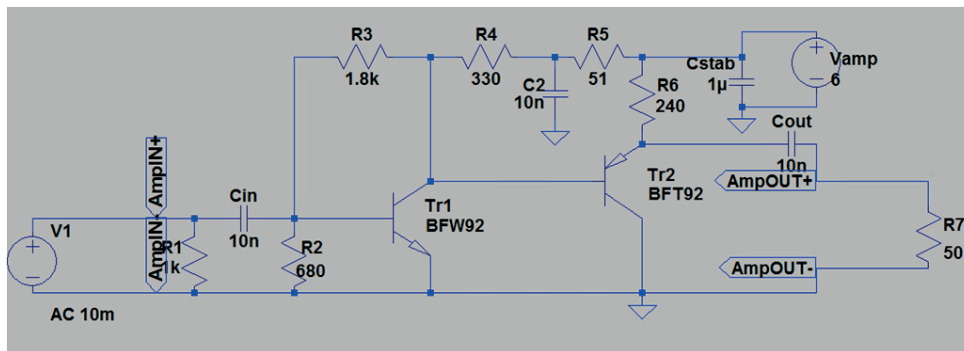


Abbildung 3.1: Elektrisches Schaltbild des verwendeten Komplementär-Paar Verstärkers.

oder Integration, d.h. dass die schnelle und langsame Signalkomponente nach dem Verstärker deutlich zu erkennen sind. Der Nachteil ist dabei, dass bei hohen Dunkelzählraten ( $>1$  MHz) eine deutliche Fluktuation der Nulllinie erkennbar ist.

Diese hat starken Einfluss auf das Messergebnis bei SPTR-Messungen, was bei der Diskussion in Abschnitt 3.1.2 näher beschrieben wird.

Für die Messung der Vervielfachung eines SiPM ist der Verstärker sehr gut geeignet, da er einen großen linearen Arbeitsbereich bietet und die Signalform unverändert überträgt.

**Transimpedanz-Verstärker V3** Der vorliegende Transimpedanz-Verstärker basierend auf einem nicht-invertierendem 3.5 GHz Breitband-Verstärker (ABA51-563, Avago) und einem nachgeschaltetem invertierendem Gain-Block-Verstärker (AVT-50663, Avago) mit einer Bandbreite von 6 GHz. Die Eingangs- und Ausgangsimpedanz des Verstärkers beträgt 50 Ohm. Der Verstärker arbeitet nur mit negativem Eingangssignal und erzeugt durch seine invertierende zweite Verstärkerstufe ein positives Ausgangssignal.

Generell fiel bei der Verwendung des Verstärkers die starke Differentiation auf, welche einen störenden Unterschwinger nach jedem Einzelphotonenpuls erzeugte. Bei der Untersuchung von  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> SiPM bei Raumtemperatur führte die Differentiation zu starken Schwankungen der Nulllinie.

### 3.1.2 Vergleich der Vorverstärkerkonzepte hinsichtlich SPTR

Um den Einfluss der Vorverstärker auf die SPTR-Messung zu untersuchen, werden drei Vorverstärker mit dem selben SiPM (PM3350T, KETEK) bei gleichen Umgebungsbedingungen beschalten. Der Test wird unter unveränderter geometrischer Anordnung des optischen Aufbaus durchgeführt, um sicher zu stellen, dass der verwendete Detektor immer gleichmäßig bestrahlt wird. Der SiPM ist während der Messung auf  $-18$  °C temperiert um die Dunkelzählrate zu reduzieren. Zur Messung der SPTR wird der in Kapitel 2.9.2 beschriebene Aufbau verwendet.



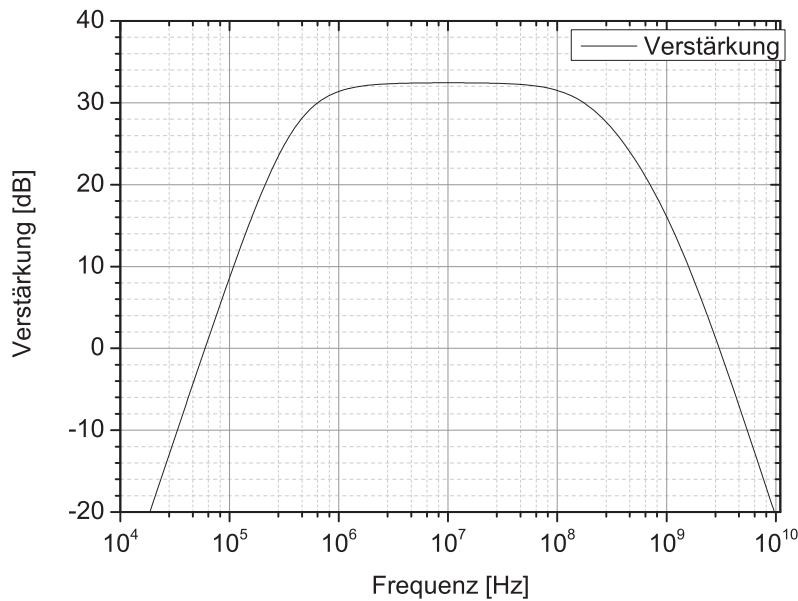


Abbildung 3.2: Bodediagramm des verwendeten Komplementär-Paar Verstärkers.

Die in Abbildung 3.3 dargestellten Ergebnisse sind nicht von der Zeitauflösung des Messplatzes korrigiert. Dadurch ist der Effekt des verwendeten Vorverstärkers auf das Messergebnis direkt erkennbar. Der Komplementär-Paar-Verstärker V1 erzielt die beste Zeitauflösung, die ohne Korrektur im Bereich von  $(320 \pm 20)$  ps liegt. Die beiden anderen Vorverstärker erzielen eine schlechtere Zeitauflösung, wobei als Hauptursache die deutlich höhere Nulllinienfluktuation und das schlechtere Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu nennen sind. Aufgrund des vorliegenden Messergebnisses werden die nachfolgenden Experimente mit dem Komplementär-Paar-Verstärker V1 durchgeführt.

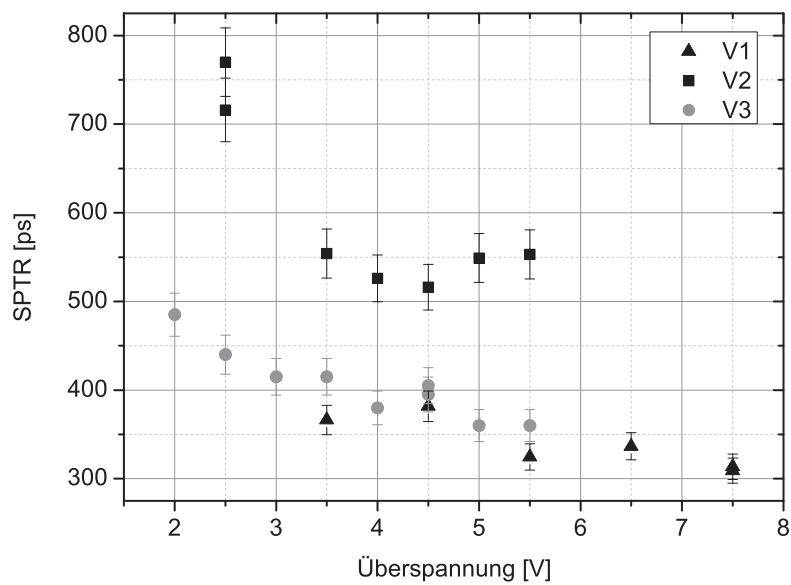


Abbildung 3.3: Vergleich der SPTR-Messergebnisse von drei verschiedenen Vorverstärkern. Als SiPM wurde ein KETEK PM3350T bei  $-18^{\circ}\text{C}$  verwendet.

## 3.2 Untersuchungen zur Genauigkeit der SPTR-Messverfahren

Im Folgenden werden zwei Verfahren evaluiert, die zur Messung der SPTR verwendet werden. Generell wird bei der SPTR die zeitliche Fluktuation zwischen einem Start-Signal, welches zum Beispiel von einem Laser synchronisiert zum optischen Ausgangssignal generiert wird, und dem ersten detektierten Photon (Stop-Signal) untersucht. Dabei liegt die größte Herausforderung der Messung in der exakten Bestimmung der Ankunftszeit des Photons, die stark vom Detektorrauschen, der Bandbreite, dem Rauschverhaltens der verwendeten Elektronik und der Signalqualität abhängt (siehe Gleichung 3.2.1.1). Weitere beeinflussende Größen sind z.B. der Jitter des verwendeten Lasers oder des Oszilloskops. Die Pulsbreite des verwendeten Lasers, sollte bestmöglich deutlich kleiner als die zu messende Zeitaufösung sein ( $<100$  ps).

Die vom Detektor generierte Dunkelzählrate führt dauerhaft zu einer Instabilität der Nulllinie. Fluktuationen in der Signalhöhe verursachen zusätzlich den sogenannten *Time Walk*, d.h. dass sich der ermittelte Stop-Zeitpunkt bei Diskriminatoren mit festem Schwellwert verschiebt (siehe Abbildung 3.4).

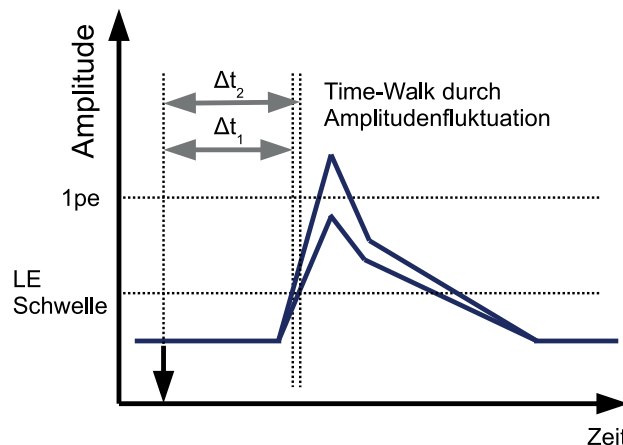


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des *Time Walk*, der bei Diskriminatoren mit fester Schwelle durch Amplitudenfluktuationen der Nulllinie verursacht wird.

Im Folgenden werden zwei mögliche Messverfahren evaluiert und deren Ergebnisse miteinander verglichen. Daran soll ebenfalls aufgezeigt werden, welche Herausforderungen bei SPTR-Messungen entstehen und wie die ermittelten Messwerte zu bewerten sind.

### 3.2.1 Untersuchung der Auflösungsgrenze bei der Analyse digitalisierter Pulsformen

Im folgenden Abschnitt wird die SPTR-Messung unter Verwendung von digitalisierten Pulsformen beschrieben. Für die Messung wird der in Kapitel 2.9 beschriebene Aufbau verwendet. Die Signalverläufe werden von einem Computer erfasst und anschließend mit Hilfe einer Software auf den Stop-Zeitpunkt untersucht. Die Softwareanalyse bietet dabei hohe Flexibilität, somit kann sowohl ein fester Schwellwert (engl. *Leading Edge Discrimination*, LED) oder ein konstanter Bruchteil der jeweiligen Signalhöhe (engl. *Constant Fraction Discrimination*, CFD) als Diskriminatorschwelle verwendet werden (siehe Abbildung 3.5). Beim CFD wird das Signal mit sich selbst verglichen, um den Zeitpunkt, bei dem es z.B. die eigene 30% Schwelle seines Amplitudenmaximums überschreitet, herauszufinden. Übliche elektrische Schaltungen teilen dazu das zu untersuchende Signal in zwei Pfade auf. Der Pfad 1 bleibt zunächst unverändert, während Pfad 2 mit einem konstanten Faktor (z.B. 3) multipliziert und negiert wird. Außerdem wird das Signal im Pfad 2 um eine definierte Zeit gegenüber dem Signal in Pfad 1 verzögert (z.B. 50% der Anstiegszeit). Anschließend werden die beiden Signale aus Pfad 1 und 2 wieder addiert und der Nulldurchgang als resultierender Zeitpunkt notiert. Dieser Algorithmus wurde mit Hilfe von LabVIEW in Form von Software umgesetzt, um aus den digitalisierten Pulsformen die Stop-Zeitstempel zu ermitteln. Zusätzlich ist es mit der Software möglich eine Nulllinienkorrektur für alle untersuchten Signalformen durchzuführen.

Die ermittelten Zeitstempel werden in einem Histogramm dargestellt und die Halbwertsbreite der Verteilung abgelesen. Der wesentliche Vorteil des CFD ist die Unabhängigkeit gegenüber Amplitudenschwankungen, welche eine Veränderung der Anstiegsflanke mit sich bringen und daher bei der Leading-Edge-Diskrimination zum sogenannten *Time Walk* führen. Trotzdem kann CFD keine gänzlichen Veränderungen der Pulsform kompensieren und ist daher auf einen gleichbleibenden Pulsverlauf angewiesen.

Die resultierende Halbwertsbreite repräsentiert die Zeitauflösung von SiPM und Messaufbau entsprechend des Zusammenhangs:

$$FWHM_n = \sqrt{FWHM_{SiPM,n}^2 + FWHM_{Aufbau}^2} \quad (3.2.1.1)$$

Darin steht  $FWHM_n$  für die gemessene Zeitauflösung die sich aus der Summe der quadrierten Zeitauflösung des Messaufbaus  $FWHM_{Aufbau}$  und der quadrierten Zeitauflösung des SiPM  $FWHM_{SPTR,n}$  ergibt. Der Index  $n$  gibt dabei die Signalhöhe in Photoelektronen (pe) an, da denkbar ist, die Zeitauflösung jeweils mit 1 pe, 2 pe oder höheren Signalen zu messen. Unter Annahme einer Gauß-förmigen Zeitverteilung, kann entsprechend des Zusammenhangs  $FWHM = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sigma$  von Halbwertsbreite und Standardabweichung ebenfalls geschrieben werden

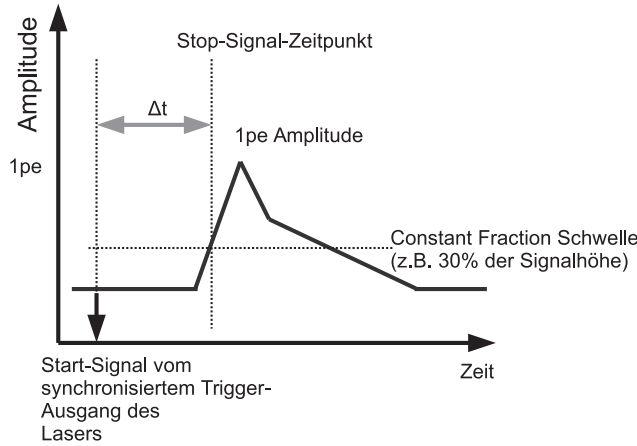


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Funktion eines CFD. Da die Diskriminatorschwelle immer relativ zum Amplitudenmaximum berechnet wird, tritt hier der Effekt es *Time Walk* nicht auf.

$$\sigma_n = \sqrt{\sigma_{SPTR,n}^2 + \sigma_{Aufbau}^2}, \quad (3.2.1.2)$$

wobei  $\sigma_n$  die Standardabweichung der gemessenen, unkorrigierten Einzelphotonenzeitauflösung beschreibt.

Die statistische Untersuchung des Nulllinienrauschens ergibt die Schwankungsbreite  $\sigma_{Rauschen}$ . Diese wird anschließend durch die Steigung der Pulsanstiegsflanke  $dU/dt$  dividiert und liefert dadurch den aufgrund von Amplitudenschwankungen entstehenden Zeitversatz in der Detektion. Dazu addiert sich die Unsicherheit durch Transit-Zeit-Differenzen  $\sigma_{TTD}$ .

$$\sigma_{SPTR,n} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{Rauschen}}{dU/dt}\right)^2 + \sigma_{TTD}^2} \quad (3.2.1.3)$$

Desweiteren ist zu berücksichtigen, dass der verwendete Laser einen Gauß-ähnlichen optischen Ausgangspuls mit einer Halbwertsbreite von  $FWHM_{Laser} = 65$  ps bzw.  $\sigma_{Laser} = 28$  ps liefert (Angabe aus Datenblatt [73]). Da beim Aufbau des Experiments darauf geachtet wurde, mit Hilfe von geeigneten optischen Gradienten-Index-Fasern eine zeitliche Verbreiterung des Ausgangspulses zu vermeiden, ist anzunehmen, dass die Einzelphotonen ebenfalls in einem Intervall von 65 ps auf den SiPM treffen. Für den Jitter von sonstigen elektronischen Komponenten werden  $\sigma_{Elektronik} = 30$  ps angenommen. Die resultierende Zeitauflösung des Aufbaus ergibt sich damit zu:

$$\sigma_{Aufbau} = \sqrt{\sigma_{Elektronik}^2 + \sigma_{Laser}^2} \quad (3.2.1.4)$$

Eine Möglichkeit die Zeitauflösung des Messaufbaus  $FWHM_{Aufbau}$  bzw.  $\sigma_{Aufbau}$  quantitativ zu ermitteln, nutzt den funktionellen Zusammenhang der Zeitauflösung des Detektors und der Anzahl eingestrahelter Photonen [7]:

$$\sigma_{SPTR,n} \approx \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (3.2.1.5)$$

Da es bei diesen Messverfahren möglich ist Signalverläufe entsprechend ihrer Amplitude zu filtern und die Zeitstempel nur für entsprechende Pulshöhen zu ermitteln, lässt sich für  $n=1$  und  $n=2$  folgendes Gleichungssystem aufstellen:

$$\sigma_1 = \sqrt{\sigma_{Aufbau}^2 + \sigma_{SPTR,1}^2} \quad (3.2.1.6)$$

$$\sigma_2 = \sqrt{\sigma_{Aufbau}^2 + \sigma_{SPTR,2}^2} = \sqrt{\sigma_{Aufbau}^2 + \sigma_{SPTR,1}^2/2} \quad (3.2.1.7)$$

Dabei ist  $\sigma_1$  die gemessene Zeitauflösung bei 1 pe Amplitude und entsprechend  $\sigma_2$  bei 2 pe Amplitude ( $n=2$ ).

Subtrahiert man nun diese beiden Funktionen, erhält man unter der Annahme, dass sich die Zeitauflösung des Messaufbaus nicht verändert:

$$\sigma_1^2 - \sigma_2^2 = \sigma_{Aufbau}^2 + \sigma_{SPTR,1}^2 - \sigma_{Aufbau}^2 - \sigma_{SPTR,1}^2/2 \quad (3.2.1.8)$$

$$\sigma_1^2 - \sigma_2^2 = \sigma_{SPTR,1}^2 - \sigma_{SPTR,1}^2/2 \quad (3.2.1.9)$$

Löst man diese Funktion nach  $\sigma_{SPTR,1}$  auf, erhält man die korrigierte Einzelphotonenzeitauflösung des Detektors unter Berücksichtigung der Zeitauflösung des verwendeten Messaufbaus. Außerdem lässt sich damit die Zeitauflösung des Messaufbaus bestimmen:

$$\sigma_{Aufbau} = \sqrt{\sigma_1^2 - \sigma_{SPTR,1}^2} \quad (3.2.1.10)$$

Die Bestimmung der Zeitauflösung des Messaufbaus wird mit der gemessenen Zeitauflösung, von 1 pe, 2 pe und 3 pe Signalhöhe ermittelt. Dazu wird ein SiPM bestehend aus  $6 \times 6$  Mikrozellen und  $50 \mu\text{m}$  Mikrozellengröße untersucht. Abbildung 3.6 zeigt die Messergebnisse der SPTR für unterschiedliche Pulshöhen, welche sich nach Gleichung 3.2.1.5 mit folgender Funktion anpassen lässt:

$$\sigma_n = \sqrt{\sigma_{Aufbau}^2 + \sigma_{SPTR,1}^2/n} \quad (3.2.1.11)$$

Daraus resultiert eine Zeitauflösung des Messaufbaus von  $(90 \pm 10)$  ps, welche elektronisches Rauschen und die Pulsbreite des Lasers beinhaltet. Zur Kontrolle dieses Ergebnisses wird der selbe SiPM mit einem intensiven Laserpuls bestrahlt, welcher alle vorhandenen Mikrozellen auslöst. Anschließend wird die Zeitauflösung bei gesättigtem Detektor mit dem selben Messaufbau ermittelt, welche sich zu  $\sigma_{SPTR,36} = (100 \pm 10)$  ps ergibt. Die Zeitauflösung des Detektors selbst ist im Fall von vollständiger Sättigung aufgrund von

Gleichung 3.2.1.5 zu vernachlässigen, da in diesem Fall die Zeitauflösung des Messaufbaus dominiert. Wie man erkennen kann, korrelieren die beiden ermittelten Zeitauflösungen des Messaufbaus im Rahmen der Messgenauigkeit. Die Fehlerangabe von  $\pm 10$  ps wurde durch mehrfache Durchführung der SPTR-Messung statistisch ermittelt.

Die gleiche Untersuchung unter Verwendung eines  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM erzielte eine Zeitauflösung des Messaufbaus von  $(117 \pm 10)$  ps (siehe Abbildung 3.7). Die Verschlechterung der Messplatz-Zeitauflösung ist durch die Abnahme der Signalanstiegsflankensteigung  $dU/dt$  und die höhere Dunkelzählrate zu begründen. Durch die 576-fach größere aktive Fläche des  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM im Vergleich zum SiPM mit  $6 \times 6$  Mikrozellen (Fläche  $A = (6 \cdot 6 \cdot 50 \text{ } \mu\text{m})^2 = 0.0025 \text{ mm}^2$ ), ergibt sich eine entsprechend größere Gesamtkapazität des  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM, die integrierend auf die Signalform wirkt und eine proportionale Zunahme der Dunkelzählrate, die zu stärkerem Rauschen der Nulllinie führt.

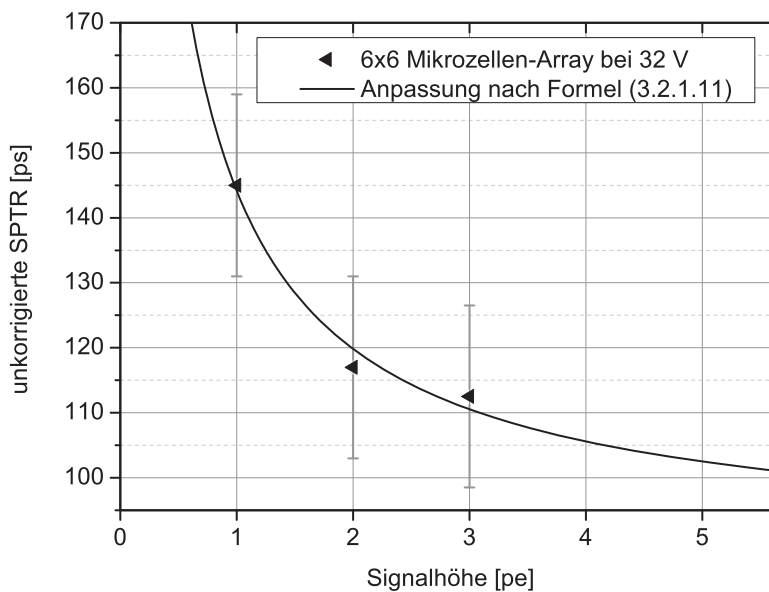


Abbildung 3.6: Einzel-Photonen-Zeitauflösung eines SiPM bestehend aus  $6 \times 6$  Mikrozellen, welche für 1, 2 und 3 pe Signalhöhe gemessen wurde. Durch Anpassung von Gleichung 3.2.1.11 kann die intrinsische Zeitauflösung des Messaufbaus ermittelt werden.

### 3.2.2 Untersuchung der Auflösungsgrenze bei der Analyse der Pulsform mit Diskriminatoren und Koinzidenzschaltung

Im Folgenden wird die Messung der intrinsischen Zeitauflösung des in Kapitel 2.9.2 dargestellten Messaufbaus beschrieben. Bei der Verwendung von Leading-Edge-Diskriminatoren

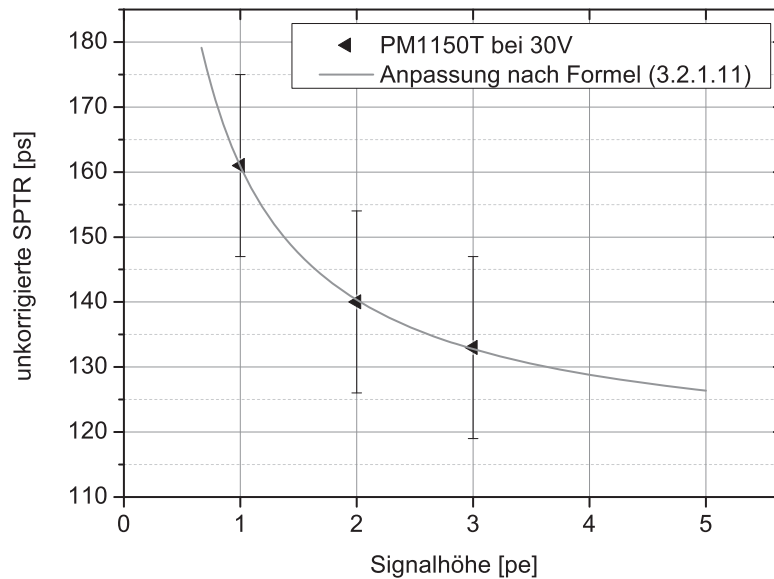


Abbildung 3.7: Einzel-Photonen-Zeitauflösung eines  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM, welcher für 1, 2 und 3 pe Signalhöhe gemessen wurde. Aufgrund der flacheren Anstiegsflanke des Signals und der höheren Dunkelzählrate im Vergleich zum  $6 \times 6$  Mikrozellen-SiPM resultiert ein schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis, welches sich negativ auf die Zeitauflösung des Messaufbaus auswirkt. Für den  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM resultiert eine Messplatz-Zeitauflösung von  $(117 \pm 10) \text{ ps}$ .

und einer Koinzidenzschaltung zur Analyse der Zeitauflösung von SiPM, kann die intrinsische Zeitauflösung des Messaufbaus nicht durch die Analyse von Signalen unterschiedlicher Höhe ermittelt werden. Der Grund dafür ist, dass die Schwelle von Diskriminator 1 (siehe Tabelle 2.3) für die Filterung von 2 pe Pulsen auf mindestens 1.5 pe gesetzt werden muss. Bei dieser Signalhöhe flacht die Pulsform bereits ab und verfügt somit nicht mehr über die maximale Steigung, an der die beste Zeitauflösung erzielt wird. Dies hat zur Folge, dass durch Anwendung von Gleichung 3.2.1.11 eine verfälschte Zeitauflösung des Messplatzes resultiert.

Statt dessen wird eine andere Methode verwendet, bei der ein SiPM mit einem starken Laserpuls gesättigt wird, d.h. alle Mikrozellen zeitgleich getriggert werden. Wie in Gleichung 3.2.1.11 beschrieben, verringert sich der Einfluss des SiPM auf die gemessene Zeitauflösung mit steigender Anzahl gefeuerter Mikrozellen. Werden alle Mikrozellen eines SiPM gleichzeitig ausgelöst, resultiert als Messwert näherungsweise die Zeitauflösung des Messaufbaus. Der SiPM wird dabei bei sehr kleiner Überspannung (ca. 0.1 V) betrieben. Die Pulsform von Signalen mit 1 pe Höhe lässt sich somit reproduzieren, wodurch die Steigung der Anstiegsflanke konstant bleibt. Abbildung 3.8 zeigt die verstärkte Signalform eines  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM bei starker Beleuchtung und kleiner Überspannung, sowie ein



Einzelphotonenpuls bei ca. 5.5 V Überspannung. Wie sich erkennen lässt, reproduzieren sich die Pulse. Aus einer Zeitauflösungsmessung mit gesättigtem SiPM bei kleiner Überspannung kann somit direkt die Zeitauflösung des Messaufbaus ermittelt werden (siehe Abbildung 3.9).

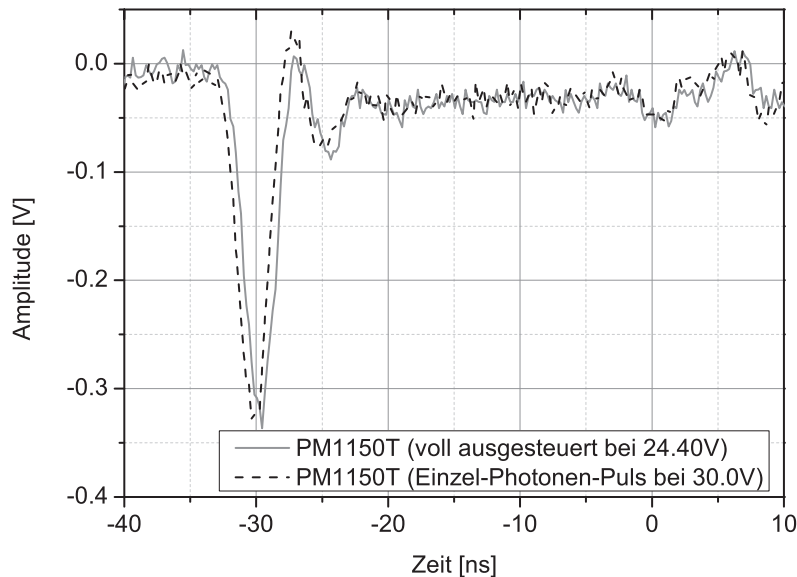


Abbildung 3.8: Zeitlicher Verlauf der verstärkten 1 pe Signalform eines PM1150 mit optischer Barriere. Zusätzlich ist die Signalform des gleichen SiPM abgebildet, der durch einen intensiven Laserpuls voll gesättigt ist und bei einer geringen Überspannung von ca. 0.1 V betrieben wird. Diese Signalform wird zur Ermittlung der intrinsischen Zeitauflösung des Messaufbaus verwendet.

Die daraus ermittelte Zeitauflösung des Messaufbaus wird als Halbwertsbreite der Verteilung abgelesen und beträgt  $(145 \pm 15)$  ps. Die anschließende Messung der Einzelphotonenverteilung eines  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM liefert eine unkorrigierte SPTR von  $(195 \pm 15)$  ps. Nach Korrektur der Messplatzzeitauflösung ergibt sich eine SPTR von  $(130 \pm 15)$  ps. Dieses Beispiel zeigt, dass das Messverfahren bereits einen signifikanten Einfluss auf das gemessene Ergebnis hat.

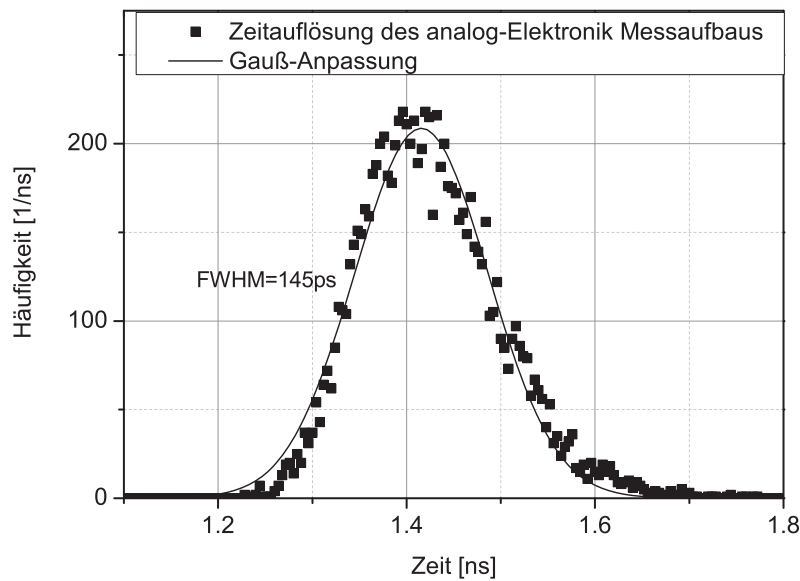


Abbildung 3.9: Zeitauflösung des analogen Messaufbaus (mit Leading-Edge-Diskriminatoren und Koinzidenzschaltung) gemessen mit einem gesättigtem  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM bei geringer Überspannung. Die Diskriminatorschwellen werden zur Messung der Zeitauflösung mit 1 pe Signalhöhe und höherer Überspannung nicht verändert.

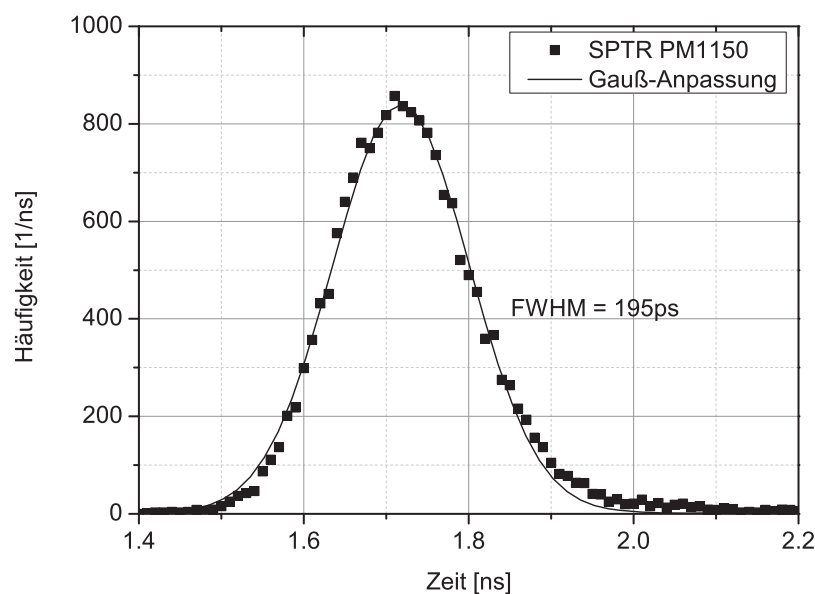


Abbildung 3.10: Einzelphotonenzeitverteilung eines  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM, der bei 5 V Überspannung und  $-18^\circ\text{C}$  betrieben wird. Die SPTR beträgt  $(195 \pm 15) \text{ ps}$  und wird deutlich vom Messaufbau beeinflusst.

### 3.2.3 Vergleich der beiden SPTR-Messverfahren

Der Vergleich der beiden beschriebenen Messverfahren mit einem  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Dieser soll zeigen, welches der beiden Verfahren einen geringeren Einfluss auf die Zeitauflösung des SiPM hat. Die angegebenen Messwerte wurden jeweils von der Zeitauflösung des Messaufbaus korrigiert. Erkennbar ist, dass die Analyse der digitalisierten Pulsformen sowohl bei niedrigen als auch bei hohen Überspannungen niedrigere Werte liefert. Dies kann wie folgt begründet werden:

- Bei kleinen Überspannungen ist die Pulsform nur knapp höher als die minimale LE-Diskriminatorschwelle von 50mV. D.h. der Zeitstempel wird an einer Stelle der Pulsform generiert, an der sie nicht mehr die maximale Steigung aufweist. Dadurch wirken sich Amplitudenfluktuationen noch stärker auf den Stop-Zeitstempel aus.
- Bei hohen Überspannungen werden die Ergebnisse zunehmend durch die steigende Dunkelzählrate beeinflusst. Diese führt zur Zunahme von  $\sigma_{\text{Rauschen}}$ . Bei der Analyse digitalisierter Pulsformen kann die Signalform auf unmittelbar vor dem Signal auftretende Dunkelpulse untersucht werden. Solche Signalformen werden bei der Analyse ausgeschlossen. Zusätzlich werden die Signalformen, die einen konstanten Versatz zur Nulllinie aufweisen, um diesen korrigiert, was ebenfalls den *Time Walk* verringert. Durch die Korrektur von Nulllinienfluktuationen kann auch bei hohen Überspannungen eine niedrigere Zeitauflösung des SiPM nachgewiesen werden.

Die durchgeführte Untersuchung zeigt, dass die Analyse der digitalisierten Signalformen das geeignetere Verfahren für die SPTR-Messung von SiPM mit kleinen aktiven Flächen ( $< 1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ ) ist.

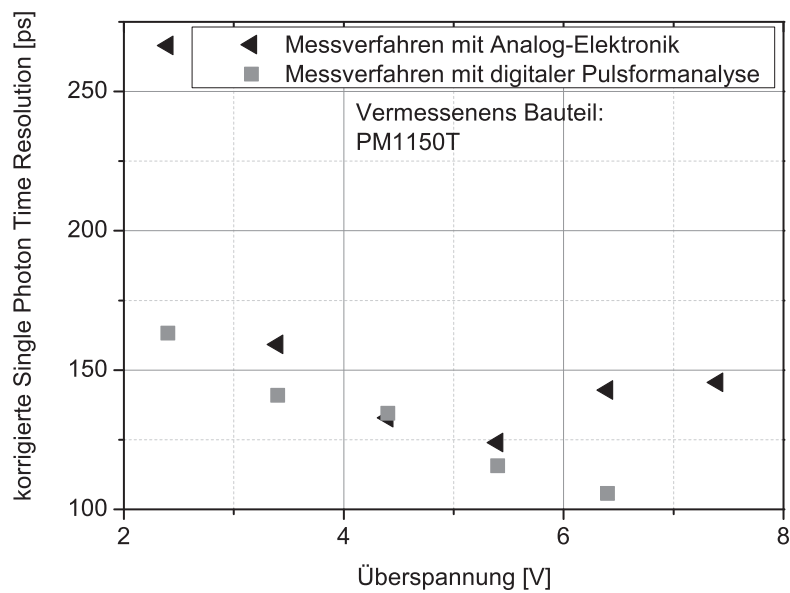


Abbildung 3.11: Vergleich der korrigierten SPTR eines  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM, welche durch die beiden vorgestellten Messverfahren ermittelt wurde. Die Messergebnisse sind jeweils von der Zeitauflösung des Messaufbaus korrigiert.

### 3.3 Untersuchung der Messgenauigkeit der Transit-Zeit-Differenz-Messung

Mit Hilfe von positionsabhängigen Zeitauf Lösungsmessungen können Transit-Zeit-Differenzen (engl. *Transfer Time Difference*, TTD) zwischen Signalen, die an verschiedenen Ursprüngen entstehen, evaluiert werden. Dazu wird die in Abschnitt 2.10 beschriebene Methode verwendet. Die bei der Messung aufgezeichneten Signalformen werden entweder mit Hilfe eines CFD oder LED analysiert und aus den resultierenden Zeitstempeln eine Verteilung berechnet. Zusätzlich können die Signalformen von den jeweiligen Beleuchtungspositionen gemittelt werden, um Unterschiede in Anstiegsflanke und Pulshöhe zu vergleichen. Im Folgenden soll gezeigt werden, welche Aussagekraft die gemittelten Signalformen und deren Vergleich haben. Außerdem wird die Reproduzierbarkeit der TTD-Messung statistisch untersucht.

**Der Vergleich von gemittelten Signalformen** von verschiedenen Beleuchtungspositionen des SiPM ermöglicht eine einfache Visualisierung der Unterschiede in Anstiegsflanke und Signalhöhe. Abbildung 3.12 zeigt jeweils 50 Signalformen von zwei Beleuchtungspositionen und die daraus gemittelten Signalverläufe eines KETEK PM3350T. Beide gemittelten Signalformen liegen näherungsweise zentral zwischen den einzelnen Kurven und ermöglichen somit einen qualitativen Vergleich. Außerdem ermöglichen sie das Ablesen der TTD bei einer konstanten Diskriminatorschwelle, die in diesem Fall bei  $-3$  mV (ca. 35% der mittleren Pulshöhe) eingezeichnet ist. Die resultierende Zeitdifferenz beträgt 1 ns zwischen den gemittelten Signalformen von Position 3 und 9 (siehe Abbildung 4.6).

Im unteren Teil von Abbildung 3.12 sind Zeitverteilungen dargestellt, die durch die Analyse der Signalformen mit Hilfe von CF- und LE-Diskriminatoren bestimmt werden. Die resultierenden Verteilungen werden mit Gauß-Funktionen angepasst. Anschließend wird die Zeitdifferenz zwischen den Zentralpositionen der Gauß-Funktionen berechnet. Es fällt dabei auf, dass die Zeitdifferenz zwischen den Verteilungen des CFD (740 ps) deutlich geringer ist als die des LED (930 ps). Dies liegt an der niedrigeren Amplitude des Signals von Position 9 und der zusätzlich flacheren Anstiegsflanke. Beides führt beim CFD zur früheren Erzeugung des Zeitstempels. Wenn der SiPM großflächig beleuchtet wird, kommt es durch die Ortsabhängigkeit der Signalformen zu einer Fluktuation der Amplituden und Anstiegsflanken. Wird zur Diskrimination ein CFD verwendet, werden die Amplitudenfluktuationen kompensiert und es resultiert eine schmalere Zeitverteilung. Aus diesem Grund werden die SPTR-Messungen an vollständig ausgeleuchteten SiPM mit Hilfe eines CFD analysiert.

Die TTD-Messungen werden hingegen mit einem LED durchgeführt, da dies den graphischen Vergleich mit den gemittelten Signalformen erleichtert. Die Transit-Zeit-Differenzen werden im Folgenden immer zwischen den Zentralpositionen der Gauß-Anpassungen bestimmt.

**Mit der 10-fach wiederholten TTD-Messung an einem SiPM** wird die statistische Unsicherheit des Messverfahrens untersucht. Bei der Durchführung der Messung fiel die mechanische Befestigung und Ausrichtung des SiPM als größte Unsicherheit des Messverfahrens auf. Die TTD wird zur Ermittlung der statistischen Unsicherheit zwischen den zwei diagonal gegenüberliegenden Beleuchtungspositionen 3 und 7 (siehe Abbildung 4.6) ermittelt. Zwischen den Messungen wird der SiPM jeweils aus dem Messaufbau entfernt und wieder eingebaut. Abbildung 3.13 zeigt die gemittelten Signalformen eines KETEK PM3350T bei Beleuchtung an Position 3 und 7. An den gemittelten Kurven kann eine gute Wiederholbarkeit erkannt werden. Im unteren Teil von Abbildung 3.13 sind die jeweiligen Zeitverteilungen abgebildet. Die Standardabweichung der Zentralpositionen der einzelnen Gauß-Verteilungen beträgt für Position 3  $\sigma_{Pos3}=16$  ps und für Position 7  $\sigma_{Pos7}=25$  ps. Die Standardabweichung der 10-fach bestimmten TTD liegt bei  $\sigma_{TTD}=31$  ps und die Differenz zwischen minimaler und maximaler TTD bei 82 ps. Aufgrund der niedrigen Stichprobenanzahl ergibt sich die statistische Unsicherheit des Messverfahrens für einen Vertrauensbereich von 68.3% zu 33 ps [88]. Die TTD-Messung zeigt demnach eine gute Wiederholbarkeit für einen untersuchten SiPM, trotz der aufbaubedingt limitierten Abtastrate des Oszilloskops von 10 GS/s (100 ps zwischen Abtastpunkten).

**Mit der TTD-Messung an fünf SiPM aus einer Charge** werden die produktionsbedingten Unterschiede verschiedener SiPM und deren Einfluss auf die Unsicherheit dargestellt. Hierzu werden fünf KETEK PM3350T (Charge SiPM14 Wafer 1) verwendet, welche nacheinander mit dem gleichen Messaufbau charakterisiert werden. Dabei wird ebenfalls die TTD zwischen Position 3 und 7 (siehe Abbildung 4.6) bestimmt. Abbildung 3.14 zeigt die gemittelten Signalformen der fünf SiPM und im unteren Diagramm die Zeitverteilungen. Die aus den Zentralpositionen der Gauß-Anpassungen ermittelte Standardabweichung beträgt für Position 3  $\sigma_{Pos3}=38$  ps und für Position 7  $\sigma_{Pos7}=35$  ps. Die Standardabweichung der TTD ergibt sich zu  $\sigma_{TTD}=54$  ps, wobei die Differenz zwischen der maximalen und minimalen TTD 150 ps beträgt. Aus den fünf Einzelmessungen an SiPM einer Charge ergibt sich somit eine statistische Unsicherheit von 60 ps für einen Vertrauensbereich von 68.3%. Die produktionsbedingten Unterschiede der SiPM limitieren demnach die Messgenauigkeit und Vergleichbarkeit der TTD-Messergebnisse.

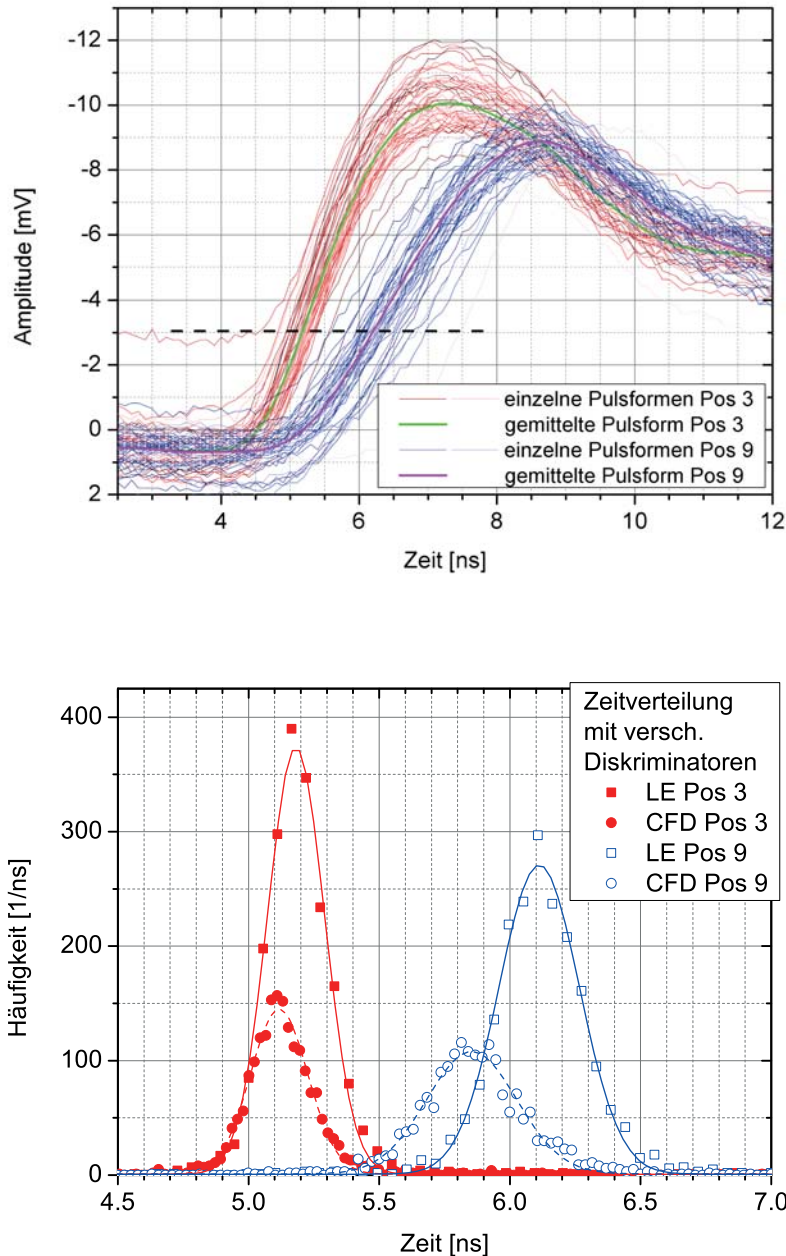


Abbildung 3.12: Graphische Darstellung von jeweils 50 Signalformen von den Beleuchtungspositionen 3 und 9 eines KETEK PM3350. Die gemittelten Signalverläufe sind ebenfalls enthalten. Diese werden nur geringfügig durch Ausreißer beeinflusst und ermöglichen somit einen qualitativen Vergleich der Anstiegsflankensteilheit und Signalamplitude an verschiedenen Beleuchtungspositionen. Im unteren Teil der Abbildung sind die mittels *Constant Fraction* und *Leading Edge* Diskriminator bestimmten Zeitverteilungen abgebildet. Aus der Differenz der Zentralpositionen wird die TTD ermittelt.

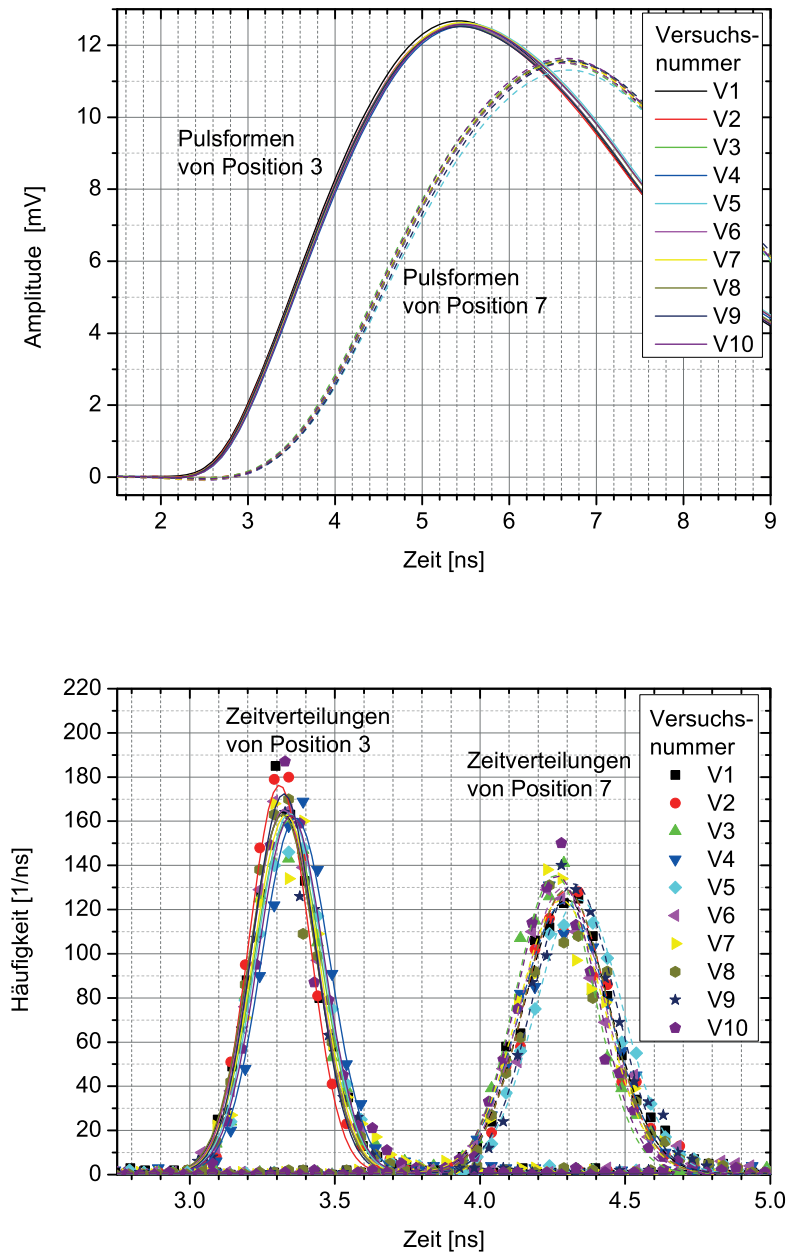


Abbildung 3.13: Gemittelte Signalformen und Zeitverteilungen aus der 10-fachen TTD-Messung eines SiPM. Die geringe Abweichung zwischen den Einzelmessungen zeigt eine gute Reproduzierbarkeit der Methode.



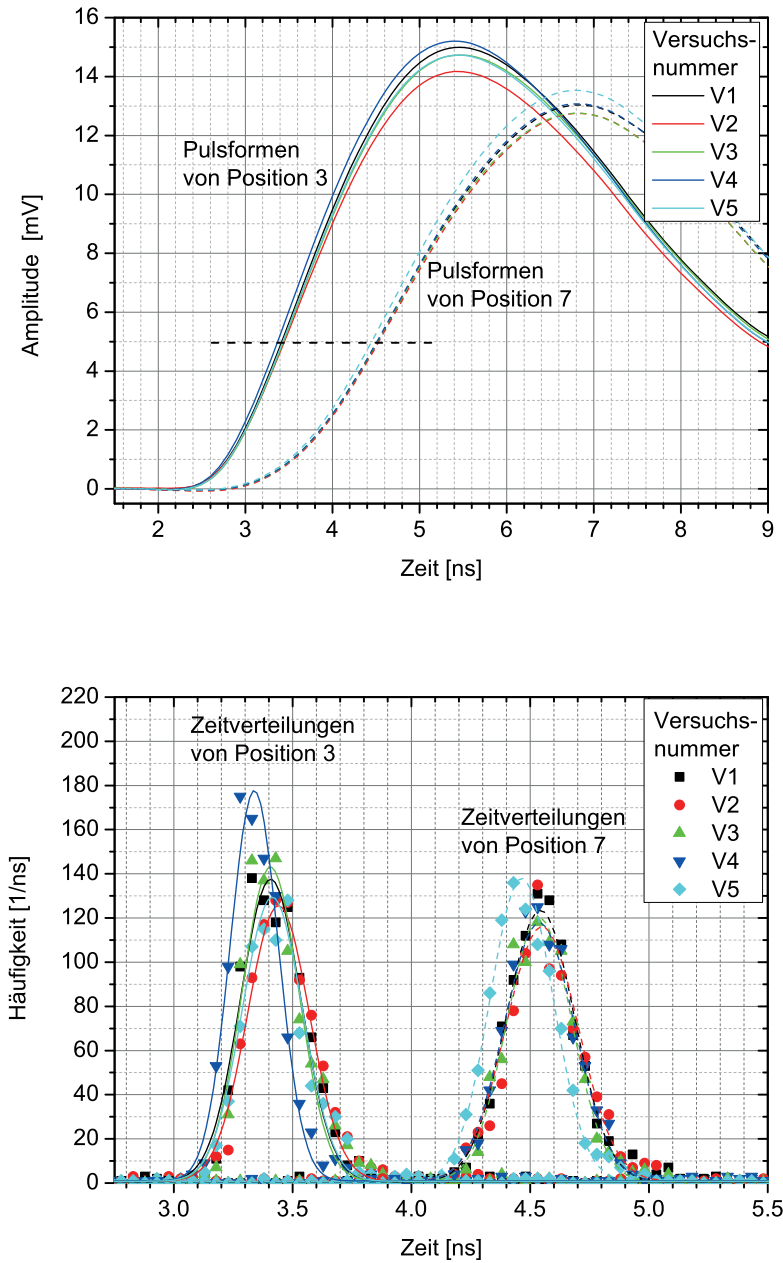


Abbildung 3.14: Gemittelte Signalformen und Zeitverteilungen aus der TTD-Messung an fünf SiPM der gleichen Produktionscharge. Die produktionsbedingten Unterschiede der SiPM haben im Vergleich zur Methode einen größeren Einfluss auf das Messergebnis.

# Kapitel 4

## Systematische Untersuchung der Zeitauflösung verschiedener SiPM

Im folgenden Kapitel wird die Zeitauflösung verschiedener SiPM anhand der in Kapitel 2.9 und 2.10 vorgestellten Methoden untersucht. Im ersten Teil werden Messungen von SiPM beschrieben, die sich in der technologischen Realisierung des Kathoden-Kontakts (im Layout der SiPM als GND bezeichnet) unterscheiden. Bei den SiPM ohne optischer Barriere (im Folgenden mit dem Index „N“ bezeichnet, z.B. PM3350N) ist die gemeinsame Kathode in Form einer n-dotierten, vergrabenen Leitungsschicht realisiert, welche am Rand des aktiven Bereiches durch eine vertikale Anschlussimplantation mit einer Leiterbahn auf der Oberseite verbunden ist (siehe Abbildung 4.1).

Bei den SiPM mit optischer Barriere zwischen den Mikrozellen (im Folgenden aufgrund der *Trench*-Technologie mit Index „T“ bezeichnet, z.B. PM3350T) wird im Vergleich dazu direkt neben jeder Mikrozelle ein vertikaler, niederohmiger Graben (engl. *Trench*) als Kontakt realisiert, um das Signal vom n-dotierten Gebiet auf die Leiterbahnen zu führen. Dieser Graben wirkt zugleich als Signalpfad und als optische Barriere zwischen den Mikrozellen um optisches Übersprechen zu unterdrücken [89].

Die Ortsabhängigkeit der Pulsform wird mit Hilfe von positionsaufgelösten Messungen an beiden Typen untersucht. Zusätzlich werden SPTR-Messungen zum Vergleich der beiden Kathoden-Kontaktvarianten an SiPM mit unterschiedlicher aktiver Fläche vorgestellt. Die dabei gewonnenen Ergebnisse über die PM1150T und PM3350T werden durch Transit-Zeit-Differenz-Messungen vervollständigt. Außerdem wird der Einfluss der Anschlusskonfiguration des Leiterbahnnetzwerks auf die resultierende Form der Einzelphotonenzeitverteilung untersucht. Dies liefert die Grundlage für die in Kapitel 5 beschriebenen Simulationsmodelle.

Der Vergleich der beiden Kontaktvarianten zeigt auf, welches Konzept für die Realisierung von SiPM mit verbesserter Zeitauflösung geeigneter ist.

## 4.1 Vergleich verschiedener Signalpfade

In diesem Kapitel werden zwei unterschiedliche Typen von SiPM untersucht, welche sich durch die technologische Realisierung des Kathodenkontakts unterscheiden (siehe Abbildung 4.1). Zunächst werden die Unterschiede der beiden Varianten erklärt und anschließend deren Vor- und Nachteile anhand von Vergleichsmessungen aufgeführt.

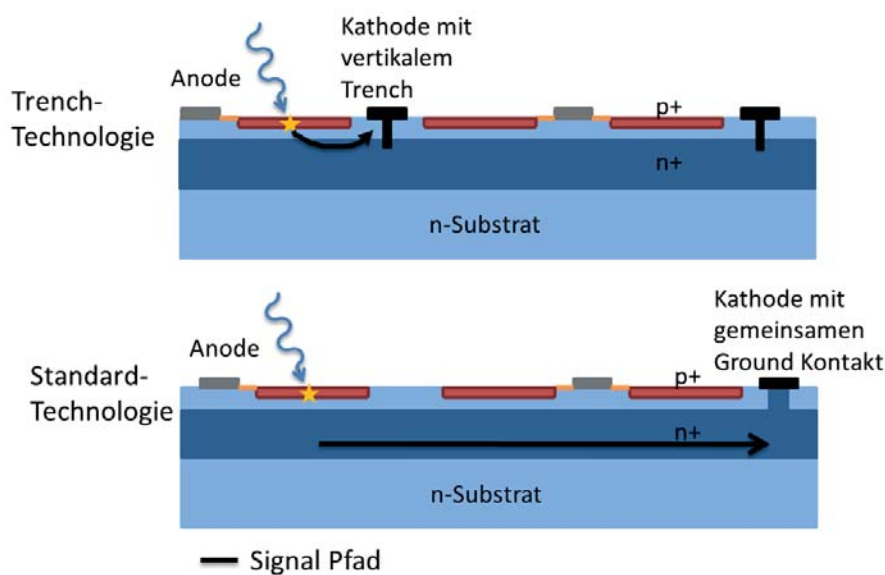


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Signalpfade bei SiPM mit und ohne optischer Barriere zwischen den Mikrozellen. Der lange Signalweg in der n-dotierten Schicht ist bei SiPM ohne optischer Barriere wesentlich länger.

Bei den PM1150N und PM3350N wird das Signal jeder Mikrozele über eine vergrabene, n-dotierte Leitungsschicht zum Kathoden-Abgriff (oder auch Ground-Abgriff) geführt. Diese vergrabene Schicht ist durch Anschlussimplantationen im Randbereich des SiPM zu einem oberflächlichen Aluminiumkontakt verbunden, der es anschließend ermöglicht das Signal von der Oberseite des SiPM abzuführen. Die Anschlussimplantation ist in Form eines Rahmens um die aktive Fläche gelegt. Der Flächenwiderstand dieser vergrabenen, n-dotierten Leitungsschicht führt zu einem, vom Entstehungsort des Signals abhängigen, parasitären Serienwiderstand, welcher die am Abgriff entstehende Signalform verändert. Diese Ortsabhängigkeit der Signalform ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Der untersuchte PM3350N wurde dabei lokal an neun verschiedenen Positionen beleuchtet. Die erkennbaren Pulsformen aus der Mitte des PM3350N weisen eine deutlich geringere Amplitude, im Vergleich zu Positionen in der Nähe des Randes auf. Eine mögliche Ursache kann der

parasitäre Widerstand der vergrabenen n-dotierten Schicht sein, da die Signalpfade aus der Mitte einen deutlich längeren Pfad zum niederohmigen Rahmen des SiPM zurücklegen müssen.



Abbildung 4.2: Signalformen von Einzelphotonen-Pulsen bei lokaler Beleuchtung eines PM3350N ohne optischen Barrieren zwischen den Mikrozellen. Die Pulsformen aus der Mitte des SiPM erfahren aufgrund des deutlich längeren Signalpfades im vergrabenen Kathodengebiet eine deutliche Dämpfung.

Für eine bestmögliche Einzelphotonenzeitauflösung ist eine homogene Signalform entscheidend. Daher muss sichergestellt werden, dass parasitäre Leitungswiderstände minimiert bzw. für alle möglichen Entstehungsorte angeglichen werden.

Bei den PM1150T und PM3350T wird das in einer Mikrozelle generierte Signal direkt neben jeder Mikrozelle über einen vertikalen, leitfähigen Graben auf eine Metallleiterbahn geführt. Dies führt zur Reduzierung ortsabhängiger Leitungswiderstände und zur Stabilisierung der Pulsform am Signalabgriff. Die positionsabhängige Signalformmessung ist in Abbildung 4.3 dargestellt und weist eine deutlich reduzierte Ortsabhängigkeit auf. Beim Vergleich der beiden Technologien scheint die Signalführung über die vertikalen Gräben einen deutlichen Vorteil hinsichtlich der Stabilität der Signalform zu haben.

Um den Einfluss der beiden Kontakt-Technologien auf die Einzelphotonenzeitauflösung zu untersuchen, werden SPTR-Messungen mit dem in Kapitel 2.9.2 beschriebenen Messaufbau, durchgeführt. Es werden jeweils zwei SiPM (aktive Fläche  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  und  $3 \times 3 \text{ mm}^2$ ) untersucht. Die Messergebnisse sind in Abbildung 4.4 dargestellt und zeigen für sowohl für den PM1150T, als auch für den PM3350T eine etwa 2.5-mal bessere SPTR als für den entsprechenden PM1150N und PM3350N.



Abbildung 4.3: Signalformen von Einzelphotonen-Pulsen bei lokaler Beleuchtung eines SiPM mit optischen Barrieren zwischen den Mikrozellen.

Aufgrund der schlechten Amplitudenaufösung für Einzelphotonen und der deutlich schlechteren Zeitaufösung der PM1150N und PM3350N, werden in den weiteren Untersuchungen nur noch PM1150T und PM3350T verwendet, d.h. SiPM die mit Hilfe der Trench-Technologie realisiert wurden.

## 4.2 Quantifizierung der Abhängigkeit zwischen SPTR und Detektorfläche

Im folgenden Kapitel soll die Zeitaufösung von SiPM mit unterschiedlichen aktiven Flächen und optischen Barrieren zwischen den Mikrozellen untersucht werden. Der SPTR-Vergleich soll zeigen, in welcher Größenordnung die Zeitaufösung von sehr kleinen SiPM mit wenigen Mikrozellen liegt, bei denen Laufzeiteffekte vernachlässigt werden können. Bei den kleinen SiPM ( $<1 \text{ mm}^2$ ) wird daher eine Limitierung durch die intrinsische Zeitaufösung der Mikrozellen selbst oder eine technische Limitierung durch den Messplatz vermutet. Im Gegensatz dazu werden ebenfalls großflächige SiPM, wie PM3350T und PM6660T untersucht, bei denen aufgrund der parasitären Kapazität und Leiterbahnwiderstände eine Reduktion der Zeitaufösung zu erwarten ist.

Bei den Untersuchungen werden einzelne Mikrozellen ( $50 \text{ }\mu\text{m}$  und  $60 \text{ }\mu\text{m}$ ), ein SiPM bestehend aus  $6 \times 6$  Mikrozellen,  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM (PM1150T, KETEK),  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (PM3350T, KETEK) und  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  SiPM (PM6660T, KETEK) verglichen. Abbildung 4.5 zeigt die SPTR-Messergebnisse in Abhängigkeit der Detektorfläche. Hierin lässt sich ein horizontaler Verlauf bei kleinen aktiven Flächen erkennen, was darauf schließen

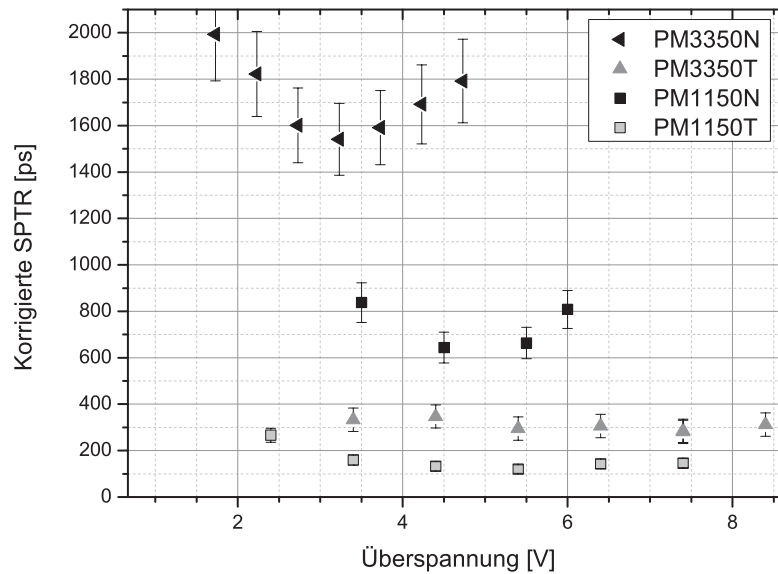


Abbildung 4.4: Vergleich der Einzelphotonenzeitauflösung von SiPM mit und ohne optischer Barriere. Beiden Technologievarianten wurden anhand von SiPM mit einer aktiven Fläche von  $1 \times 1 \text{ mm}^2$  und  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  untersucht. Die deutlich stabilere Signalform der SiPM mit optischer Barriere erzielt bei beiden untersuchten Bauteilgrößen eine ca. 2.5-mal bessere Zeitauflösung.

lässt, dass die Zeitauflösung in diesem Bereich von der zeitlichen Fluktuation des Lawinendurchbruchs innerhalb einer Mikrozelle dominiert wird und Laufzeiten keinen Einfluss haben. Dieses Ergebnis deckt sich mit dem von Popova *et al.* [24].

Für die SiPM mit einer aktiven Fläche von  $<1.44 \text{ mm}^2$  ergibt sich eine korrigierte Zeitauflösung von etwa  $115 \pm 20 \text{ ps}$ , wobei dieser Wert nur wenig über der intrinsischen Zeitauflösung des Messaufbaus von  $95 \pm 20 \text{ ps}$  liegt. Aus der Publikation von Buzhan *et al.* lässt sich ebenfalls eine Zeitauflösung von  $100 \text{ ps}$  für  $1 \text{ mm}^2$  SiPM entnehmen [6].

Ab einer Fläche von mehreren Quadratmillimetern lässt sich eine Reduktion der Zeitauflösung erkennen. Mögliche Gründe hierfür sind die Zunahme der parasitären Kapazität des SiPMs und Laufzeiteffekte, welche durch das komplexe Leiterbahnnetzwerk entstehen. Für einen PM3350T ergibt sich eine Gesamtkapazität von etwa  $1 \text{ nF}$ , wobei diese vor allem durch die Summe der Mikrozellenkapazitäten gebildet wird. Die einzelnen Mikrozellen besitzen demnach eine Kapazität von etwa  $1 \text{ nF} / 3600 \text{ Mikrozellen} = 278 \text{ fF}$ . Im Vergleich dazu, besitzt das Leiterbahnnetzwerk  $C_s$  (siehe Abbildung 2.11) mit etwa  $10 \text{ pF}$  eine nicht zu vernachlässigende Kapazität, die integrierend auf die Signalform von großflächigen SiPM wirkt. Dies verringert die Signalhöhe und die Steigung der Anstiegsflanke. An diesem Beispiel lässt sich erkennen, dass aufgrund der parasitären Leiterbahnkapazität  $C_s$  die aktive Fläche von SiPM nicht unbegrenzt vergrößert werden kann.

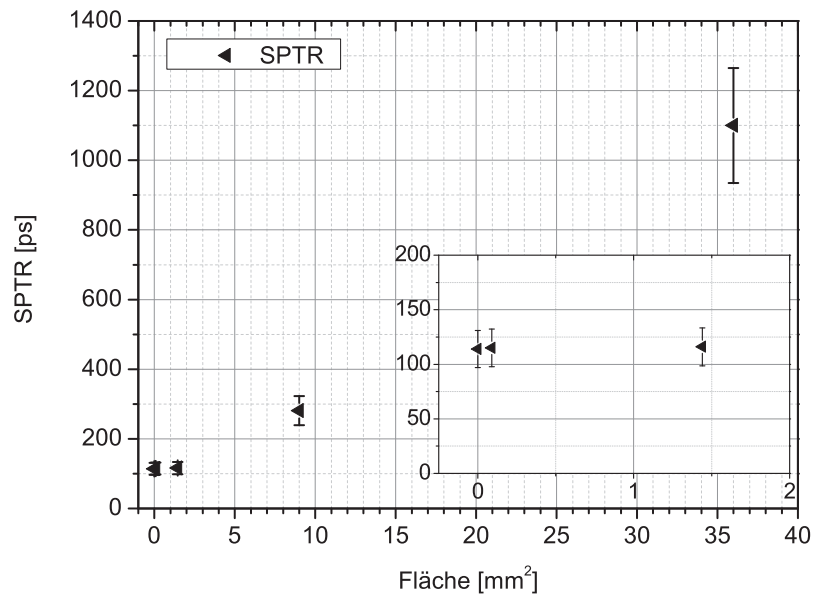


Abbildung 4.5: Einzelphotonenzeitauflösung von SiPM mit verschiedener aktiver Fläche. Bei dieser Messung wurden einzelne Mikrozellen, SiPM mit  $6 \times 6$  Mikrozellen,  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ ,  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  und  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  charakterisiert. Ab einer Fläche von  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  nimmt die SPTR zunehmend ab.

## 4.3 Transit-Zeit-Differenz-Messungen zur Analyse von Signallaufzeiten

Im folgenden Kapitel werden Transitzeit-Messungen (engl. *Transit Time Difference*, TTD) an unterschiedlichen SiPM durchgeführt. Zunächst werden PM3350T charakterisiert, da sich bei den vorangegangenen SPTR-Messungen gezeigt hatte, dass sich die Zeitauflösung bei der Erhöhung der aktiven Fläche von  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  auf  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  signifikant reduziert. Anschließend werden TTD-Messungen an  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  und  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  beschrieben.

### 4.3.1 TTD-Messungen an SiPM mit $3 \times 3 \text{ mm}^2$ aktiver Fläche

Wie im Kapitel 4.2 beschrieben, wurde eine deutliche Verschlechterung der SPTR von PM3350T im Vergleich zu PM1150T festgestellt. Ein möglicher Grund hierfür kann die unterschiedliche Einflussnahme von parasitären Kapazitäten und Widerständen auf die Signale von verschiedenen Entstehungsorten und eine dadurch entstehende Laufzeitdifferenz sein. Um diesen Effekt zu untersuchen, werden positionsaufgelöste Signalform- und Transitzeit-Messungen (engl. *Transit Time Difference*, TTD) an PM3350T durchgeführt. Bei der TTD-Messung wird die Zeitdifferenz zwischen Signalen ermittelt, welche an verschiedenen Orten des Detektors generiert werden. Der verwendete Messaufbau entspricht der Beschreibung in Kapitel 2.10.

Zunächst wird ein PM3350T (Charge SiPM08 W16) untersucht, der dazu an den in Abbildung 4.6 gekennzeichneten Positionen beleuchtet wird. Die Positionen wurden nahe an den Rändern des SiPM verteilt, um die Transitzeiteffekte zwischen möglichst weit auseinander liegenden Signalentstehungsorten zu untersuchen. In Abbildung 4.6 ist außerdem die Anschlusskonfiguration (schwarze Pfeile) des Leiterbahnnetzwerks gekennzeichnet.

Die ortsabhängigen Zeitverteilungen des SiPM sind in Abbildung 4.7 enthalten. Es ist erkennbar, dass die Zeitverteilung von Position 3, welche sehr nahe am Abgriff liegt, ganz links entlang der Zeitachse auftritt, d.h. dass die Signale von diesem Ursprungsort am wenigsten verzögert werden. Dagegen liegt die Zeitverteilung von Position 7 am rechten Ende der Zeitachse, was darauf schließen lässt, dass der lange Signalpfad zu deutlichen Verzögerungen führt. Diese Beobachtung deckt sich mit der von Mirzoyan et al. [24].

Um die Laufzeit zwischen den einzelnen Positionen zu bestimmen, werden die Zeitverteilungen mit Gauß-Verteilungen angepasst. Anschließend werden die Differenzen zwischen den Zentralpositionen der Gauß-Verteilungen berechnet (siehe Abbildung 4.7). Die Absolutwerte der Zentren sind in Abbildung 4.9 in Abhängigkeit der beleuchteten Position dargestellt. Außerdem sind die Laufzeitdifferenzen in Form einer Karte in Abbildung 4.10



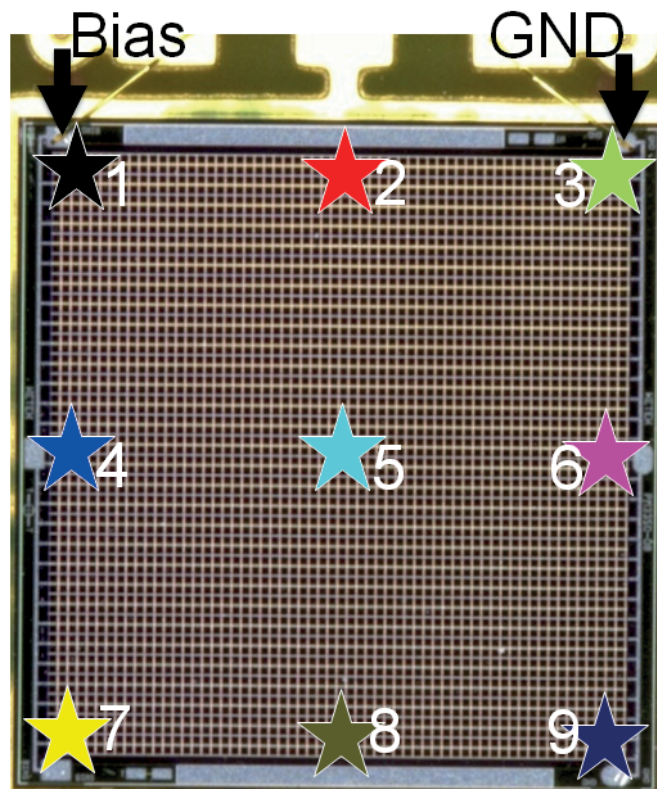


Abbildung 4.6: Mikroskopaufnahme des Leiterbahnnetzwerks eines KETEK PM3350T. Die neun gekennzeichneten Positionen markierten die beleuchteten Bereiche bei der TTD-Messung. Außerdem ist die Anschlusskonfiguration des Netzwerks mit schwarzen Pfeilen gekennzeichnet.

für drei untersuchte PM3350T aus unterschiedlichen Chargen abgebildet. Die Referenzposition bei der Berechnung der Laufzeitdifferenzen ist dabei jeweils Position 3, da von dort das Signal mit der geringsten Verzögerung generiert wird.

Bei näherer Betrachtung der Zentralpositionen der Zeitverteilungen bzw. der Laufzeitdifferenzen kann eine Richtungsabhängigkeit der Verzögerung erkannt werden. Es ergibt sich für den vorliegenden SiPM eine mittlere Laufzeit entlang der Horizontalen von etwa  $(150 \pm 50)$  ps. Eine deutlich größere Laufzeit im Bereich von  $(800 \pm 100)$  ps ergibt sich dagegen entlang der vertikalen Richtung. Dies kann in Abbildung 4.9 erkannt werden, in der die Zentralposition der angepassten Gauß-Verteilungen in Abhängigkeit von der bestrahlten Position aufgetragen sind.

Abbildung 4.8 stellt die gemittelten Pulsformen der neun verschiedenen Beleuchtungspositionen des SiPM dar. Bei den einzelnen Pulsformen ist ebenfalls ein Unterschied in der Steigung der Signalanstiegsflanke erkennbar, welcher in Abbildung 4.11 in Form einer Karte angegeben ist. Signale von Positionen die weit entfernt vom Signalabgriff entstehen, werden durch parasitäre Kapazitäten, Induktivitäten und Widerstände stärker beeinflusst und es resultiert somit eine flachere Anstiegsflanke.

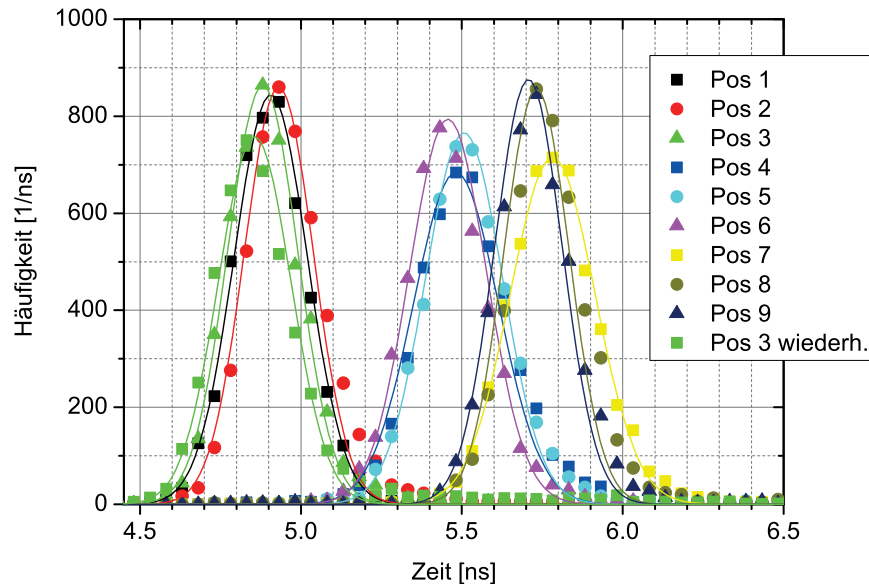


Abbildung 4.7: Darstellung der ortsabhängigen Zeitverteilungen eines PM3350T. Signale die nahe am Abgriff generiert werden treten früher auf, als die von entfernten Positionen.

Durch die Überlagerung der in Abbildung 4.7 dargestellten Histogramme kann näherungsweise die Zeitverteilung des TT-SiPM bei voller Beleuchtung ermittelt werden.

Die Überlagerung in Abbildung 4.12 wird durch Addition der neun Zeitverteilungen und eine anschließende Normierung auf die gleiche Gesamtfläche berechnet. Zum Vergleich ist die bei homogener, ganzflächiger Ausleuchtung gemessene Gesamtzeitverteilung des selben PM3350T dargestellt. Wie man erkennen kann, liegen die Flanken der Verteilungen im Rahmen der Messgenauigkeit übereinander, d.h. dass die hohen Laufzeitunterschiede zwischen den untersuchten Positionen starken Einfluss auf die Breite der Zeitverteilung haben und sich die Gesamtzeitverteilung durch eine Überlagerung der Verteilungen einzelner Positionen ermitteln lässt. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass die Laufzeitunterschiede zwischen verschiedenen Signalursprüngen minimiert werden müssen um eine bessere Zeitauflösung zu erzielen.

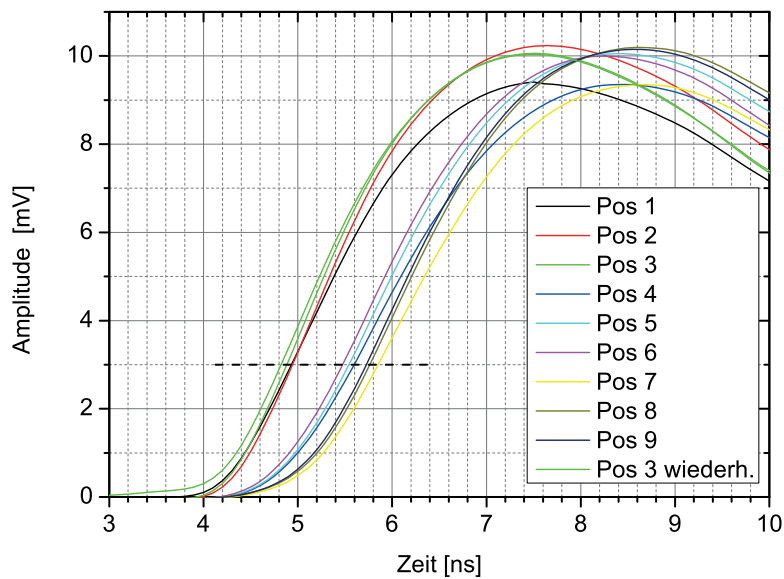


Abbildung 4.8: Gemittelte Pulsformen von verschiedenen Positionen des PM3350T. Nach der Messung der neun Positionen wurde die Position 3 erneut angefahren um die Stabilität des Messaufbaus zu überprüfen.

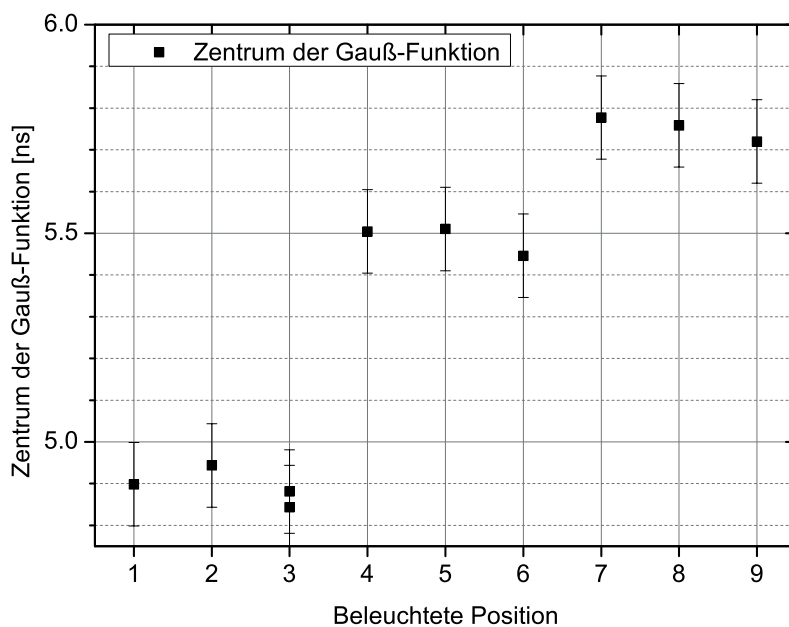


Abbildung 4.9: Zentrum der angepassten Gauß-Funktion in Abhängigkeit der beleuchteten Position. Innerhalb einer Mikrozellenzeile ergibt sich eine geringe TTD von  $ca. 150 \pm 100 \text{ ps}$ . Entlang der vertikalen resultiert jedoch eine vergleichsweise große TTD von  $800 \pm 100 \text{ ps}$ .

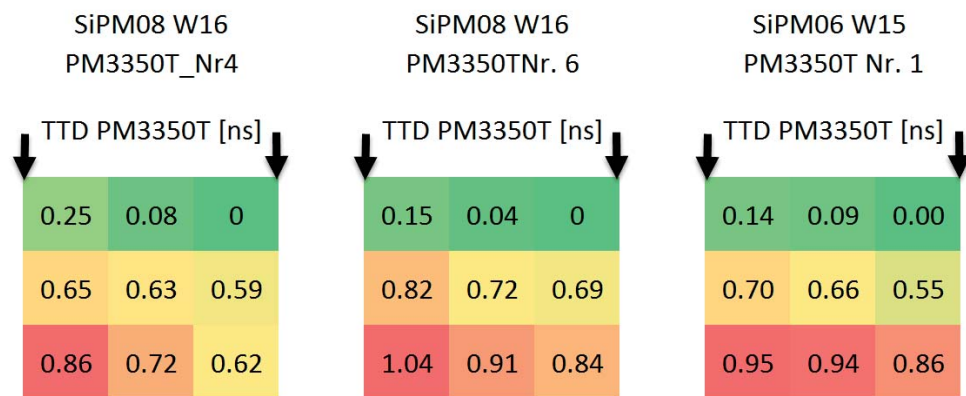


Abbildung 4.10: Darstellung der Signalverzögerung in Abhängigkeit der beleuchteten Position. Die drei untersuchten PM3350T (links: Charge SiPM08 W16; mitte und rechts: Charge SiPM06 W15) zeigen ein ähnliches Verhalten. Alle Werte sind in [ns] angegeben mit  $\pm 100 \text{ ps}$  Genauigkeit.

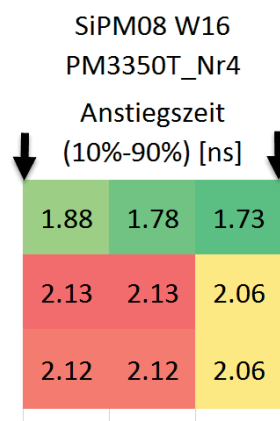


Abbildung 4.11: Anstiegszeit in [mV/ns] der Signale eines PM3350T von verschiedenen Ursprüngen.

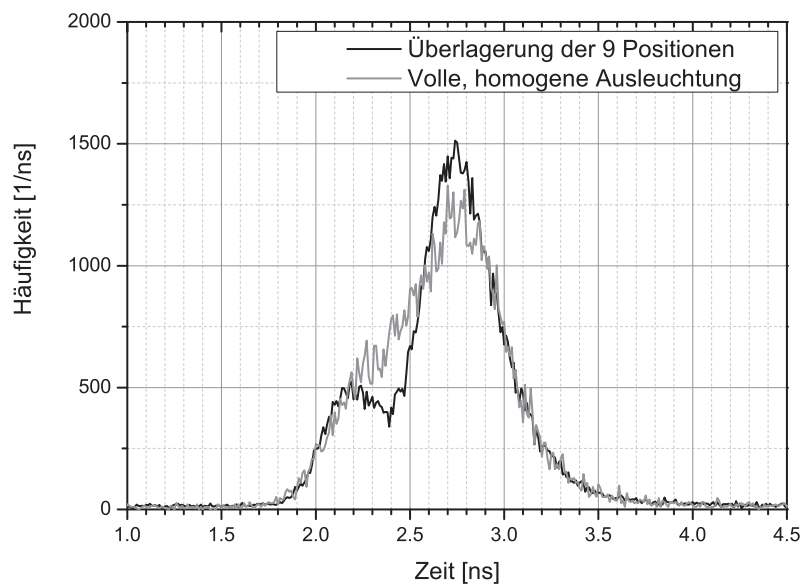


Abbildung 4.12: Vergleich der Überlagerung der Zeitverteilungen aus Abbildung 4.7 mit der Verteilung, die von dem selben PM3350T unter voller, homogener Bestrahlung gemessen wurde. Die Flanken der beiden Verteilungen liegen im Rahmen der Messgenauigkeit aufeinander, was auf eine deutliche Einflussnahme der Laufzeitdifferenzen auf die Breite der Zeitverteilung hinweist.

### 4.3.2 TTD-Messungen an SiPM mit $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ und $6 \times 6 \text{ mm}^2$ aktiver Fläche

Im folgenden Abschnitt werden die TTD-Messungen an weiteren SiPM optischer Barriere zwischen den Mikrozellen und verschiedener aktiver Fläche beschrieben. Wie in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben wurde, kommt es bei PM3350T und PM6660T zu einer erkennbaren Reduktion der SPTR, welche durch eine erhebliche TTD erklärt werden kann. Im Folgenden soll gezeigt werden, wie groß diese TTD bei PM1150T mit  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  (Charge SiPM11 W6) und PM6660T mit  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  (Charge SiPM09 W2) aktiver Fläche sind. Dazu werden die vorliegenden SiPM mit dem gleichen Messaufbau wie in Abschnitt 4.3.1 vermessen.

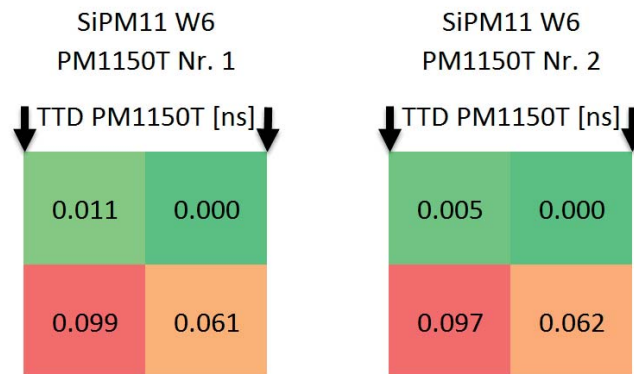


Abbildung 4.13: Darstellung der Signalverzögerung in Abhängigkeit der beleuchteten Position. Die zwei untersuchten PM1150T (Charge SiPM11 W6) zeigen ein ähnliches Verhalten. Alle Werte sind in [ns] angegeben mit  $\pm 30 \text{ ps}$  Genauigkeit.

Die Ergebnisse von zwei PM1150T und eines PM6660T sind in Abbildung 4.13 und 4.14 dargestellt. Bei den  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  SiPM werden aufgrund der geringen Laufzeitdifferenzen nur vier Positionen in den jeweiligen Ecken der aktiven Fläche untersucht. Die Ergebnisse der PM1150T zeigen eine geringe TTD von unter  $(100 \pm 30) \text{ ps}$ , wobei hier ebenfalls die Signale von Positionen, die weit vom Abgriff entfernt generiert werden, eine stärkere zeitliche Verzögerung haben. Das Verhalten entspricht somit dem des bereits untersuchten  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM.

Die TTD-Messergebnisse des PM6660T sind in Abbildung 4.14 dargestellt. Bei der Messung wird aufgrund der ebenfalls sehr geringen TTD in horizontaler Richtung auf die Messung an Position 2 und 8 verzichtet. Auffällig ist bei diesem SiPM, dass die Signale aus der Mitte (Position 4,5 und 6) die stärkste Verzögerung aufweisen und dass diese bei absoluter Betrachtung in etwa gleich groß sind, wie beim PM3350T. Ein wesentli-

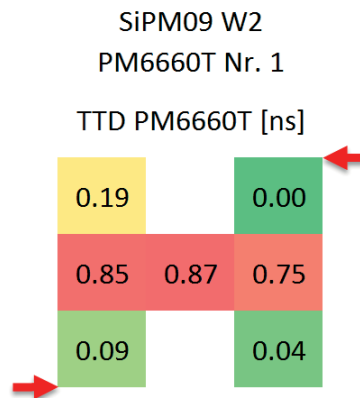


Abbildung 4.14: Darstellung der Signalverzögerung eines PM6660T (Charge SiPM09 W2) in Abhängigkeit der beleuchteten Position. Die beiden roten Pfeile markieren die modifizierte Kontaktanordnung an das Leiterbahnnetzwerk. Alle Werte sind in [ns] angegeben mit  $\pm 100 \text{ ps}$  Genauigkeit.

cher Unterschied zum bereits untersuchten PM3350T ist die Anschlusskonfiguration des Leiterbahnnetzwerks des PM6660T. Dieser ist wie in Abbildung 4.14 dargestellt, an gegenüberliegenden Ecken angeschlossen (an Position 3 und 7). Diese Konfiguration scheint Laufzeitunterschiede zu reduzieren, wodurch trotz der viermal größeren aktiven Fläche näherungsweise die gleiche absolute TTD erzielt wird als beim PM3350T.

## 4.4 Messung der Zeitauflösung mit verschiedenen Anschlusskonfigurationen

Im Kapitel 4.3.1 wurde gezeigt, dass die Zeitauflösung von TT-SiPM im Wesentlichen durch die TTD von Signalen unterschiedlicher Ursprungsorte limitiert ist. Außerdem wird durch die in Abschnitt 4.3.2 erzielten Ergebnisse gezeigt, dass eine geeignete Anschlusskonfigurationen Laufzeitunterschiede reduzieren kann. Zur Bestätigung dieser Hypothese wird im folgenden Experiment ein  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  SiPM (PM6660T Charge SiPM09 W2, KETEK) mit acht verschiedenen Anschlüssen auf eine Testplatine gebondet. Mit diesem SiPM ist es möglich verschiedene Anschlusskonfigurationen des Leitungsnetzwerks zu realisieren und die dabei auftretenden Laufzeitunterschiede zu untersuchen. Insbesondere wird dabei die resultierende Form und Breite der SPTR-Verteilung untersucht.

Das Leiterbahnnetzwerk des vorliegenden SiPM kann mit folgenden Kontaktkonfigurationen angeschlossen werden: Der SiPM kann an Position 1 (Bias) und 3 (Ground) kontaktiert werden (siehe 4.6). Diese Anschlusskonfiguration des Leitungsnetzwerks wird im Folgenden mit „Standard-Anschlusskonfiguration“ beschrieben, da die KETEK PM33\*\* standardmäßig so angeschlossen sind. Zusätzlich können die Signalabgriffe in der Mitte der Bias- und Ground-Verbindung (Bias bei Pos. 4 und Ground bei Pos. 6), als auch eine diagonale Anordnung (Bias bei Pos. 7 und Ground bei Pos. 3) der Abgriffe realisiert werden. Zusätzlich sind asymmetrische Anschlusskonfigurationen wie in Abbildung 4.16 möglich. Die im Experiment untersuchten Anschlusskonfigurationen sind in Abbildung 4.15 bis 4.18 dargestellt. Zur Messung wird der in Kapitel 2.9.2 beschriebene Messplatz verwendet. Bei allen durchgeführten Experimenten wird der SiPM bei gleicher Überspannung betrieben, auch die restlichen elektronischen Komponenten, wie Leading-Edge-Diskriminator und Koinzidenzschaltung werden nicht verändert.

Die jeweils verwendeten Anschlüsse und die resultierende Zeitverteilung sind in den Abbildungen 4.15 bis 4.18 gleichfarbig markiert. Die Achsenskalierungen der Zeitverteilungen sind für alle gemessenen Anschlusskonfigurationen gleich, was den qualitativen Vergleich vereinfacht.

In Abbildung 4.15 sind die Ergebnisse von drei Messungen dargestellt. Die Anschlusskonfiguration 1-3 (Bias-GND, standard) erzielt dabei die breiteste und asymmetrischste Zeitverteilung. Konfiguration 7-3 (diagonal) und 4-6 (mittig) erzielen dagegen symmetrische Verteilungen, wobei die Halbwertsbreite bei 4-6 am geringsten erscheint. Die Beobachtungen aus dieser Messung führen zu der Annahme, dass die Unterschiede der Leitungslängen, z.B. für Signale die an Position 2 und 8 entstehen, bei der Standard-Anschlusskonfiguration zu einem großen Laufzeitunterschied führen. Dagegen erzielt die



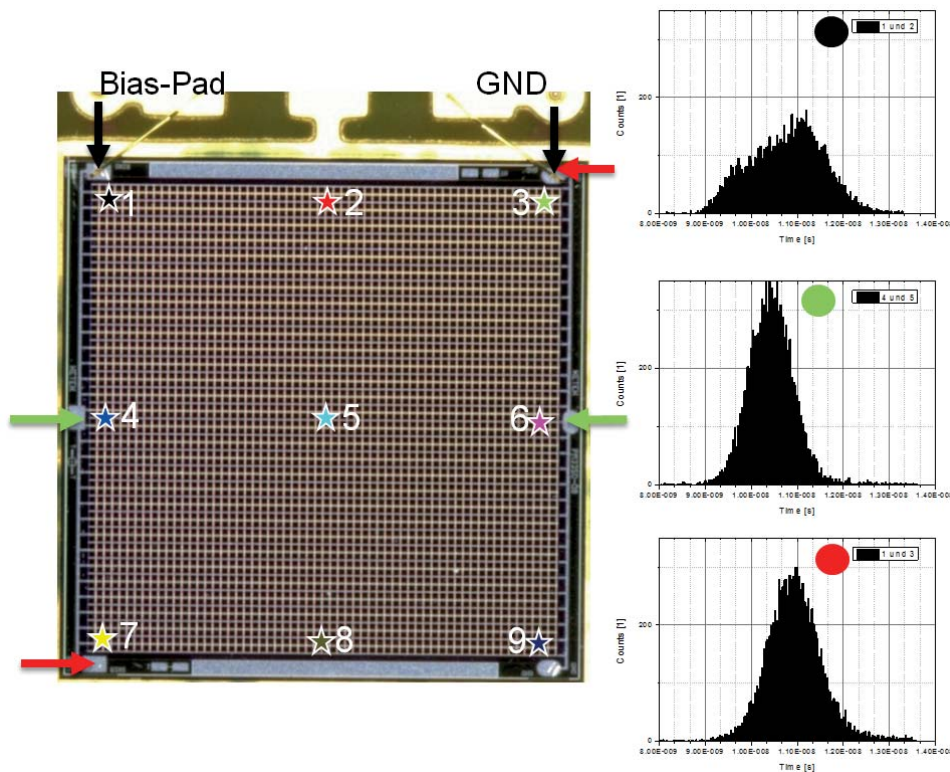


Abbildung 4.15: SPTR-Messung eines  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  SiPM mit unterschiedlichen Anschlusskonfigurationen. Die jeweils gleichfarbigen Pfeile markieren die Positionen der Bonddrähte und die damit resultierende Zeitverteilung. Die diagonale und mittige Anordnung der Kontakte lieferte eine symmetrische Zeitverteilung im Gegensatz zur Standard Kontaktkonfiguration.

diagonale oder mittige Anschlusskonfiguration eine Kompensation der Laufzeitunterschiede, da sowohl für ein an Position 2, als auch an Position 8, entstehendes Signal die gleiche Gesamtleitungslänge resultiert. Daher wird angenommen, dass bei gleichbleibender Gesamtlänge von GND- und Bias-Leitung eine symmetrische Zeitverteilung resultiert. Dieses Erkenntnis wird durch die Messungen aus Abbildung 4.16 und 4.17 bestätigt, bei denen getestet wurde, ob sich die Asymmetrie auf der GND- und Bias-Leitung gleichmäßig auf die Zeitverteilung auswirkt. Wie man erkennen kann, ist die Form der Zeitverteilungen bei Anschlusskonfiguration 4-3, 4-9 und 7-6 gleich, d.h. dass ein Längenunterschied auf der Bias-Leiterbahn die gleiche Auswirkung hat, wie auf der Ground-Leiterbahn.

Der vorliegende TT-SiPM konnte außerdem über die vergrabene, n-dotierte Kathode kontaktiert werden, wie es bei den STD-SiPM realisiert ist. Der Abgriff über den *Trench* wird dabei nicht beschalten. Abbildung 4.18 zeigt die Zeitverteilungen bei Anschluss über die vergrabene GND-Schicht. Aufgrund der Geometrie kommt es hier ebenfalls zu einer sehr asymmetrischen Zeitverteilung, die insgesamt die größte Halbwertsbreite aufweist. Diese Ergebnisse werden durch die Messungen aus Kapitel 4.1 bestätigt.

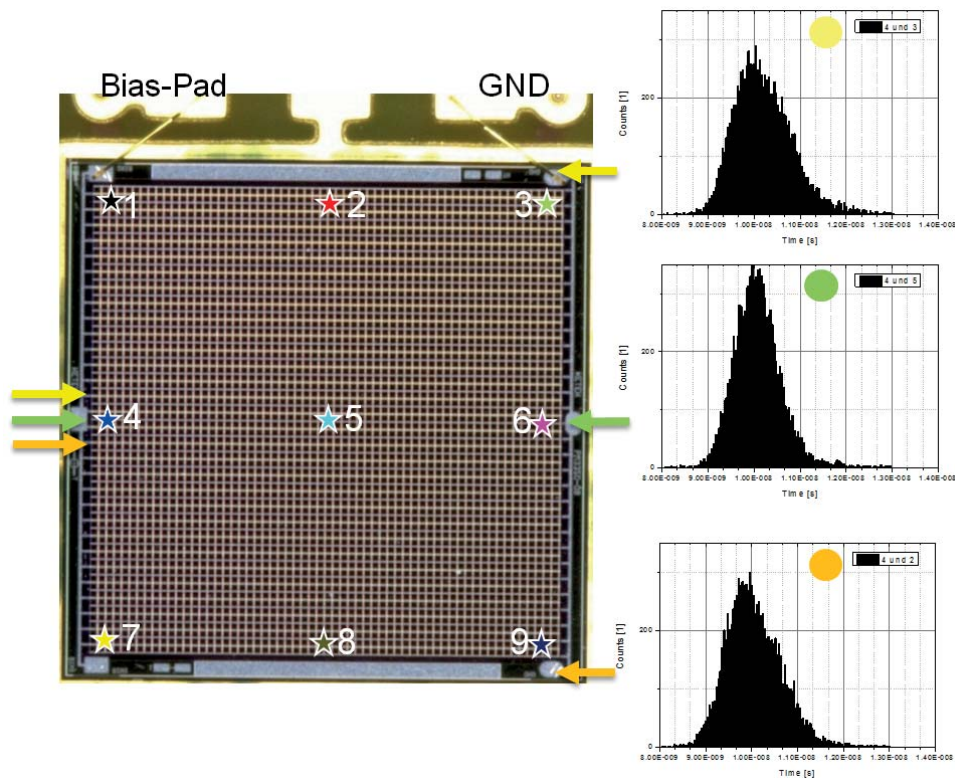


Abbildung 4.16: SPTR-Messung eines  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  SiPM mit unterschiedlichen Anschlusskonfigurationen. Die jeweils gleichfarbigen Pfeile markieren die Positionen der Bonddrähte und die damit resultierende Zeitverteilung. Wenn der Anoden-Kontakt (Bias) an der Position 4 angeschlossen ist, führt die Kontaktierung des Kathoden-Kontakts (GND) an der Position 3 bzw. 9 zu einer deutlichen Asymmetrie der Zeitverteilung.

Die in Abbildung 4.15-4.18 dargestellten Ergebnisse zeigen, dass die Konfiguration von Bias- und Ground-Kontakt einen wesentlichen Einfluss auf die resultierende Zeitverteilung hat. Die Konfigurationen 4-6 (mittig) und 7-3 (diagonal) erzielen symmetrische Zeitverteilung mit einer stark reduzierten Halbwertsbreite im Vergleich zur Standard-Konfiguration (1-3). Als Ursache wird bei den beiden genannten Konfigurationen eine verkürzte Laufzeit entlang der vertikalen Leiterbahn angenommen, die in Kapitel 4.3.1 als dominanteste Größe erkannt wurde. Um die Ortsabhängigkeit der entstehenden Signalformen und deren Transit-Zeiten zu untersuchen, wird in den folgenden Kapiteln ein Simulationsmodell für verschiedene SiPM vorgestellt, welches den Signalursprung berücksichtigt.

Die große Einflussnahme der Anschlusskonfiguration des SiPM kann weiterführend in die Planung eines Gehäuses für den SiPM-Chip einbezogen werden. Jedoch ist dabei zu beachten, dass einige der Konfigurationen aus Sicht einer späteren Applikation nicht tauglich sind, da üblicherweise darauf verzichtet werden sollte auf mehreren Seiten eines SiPM An-

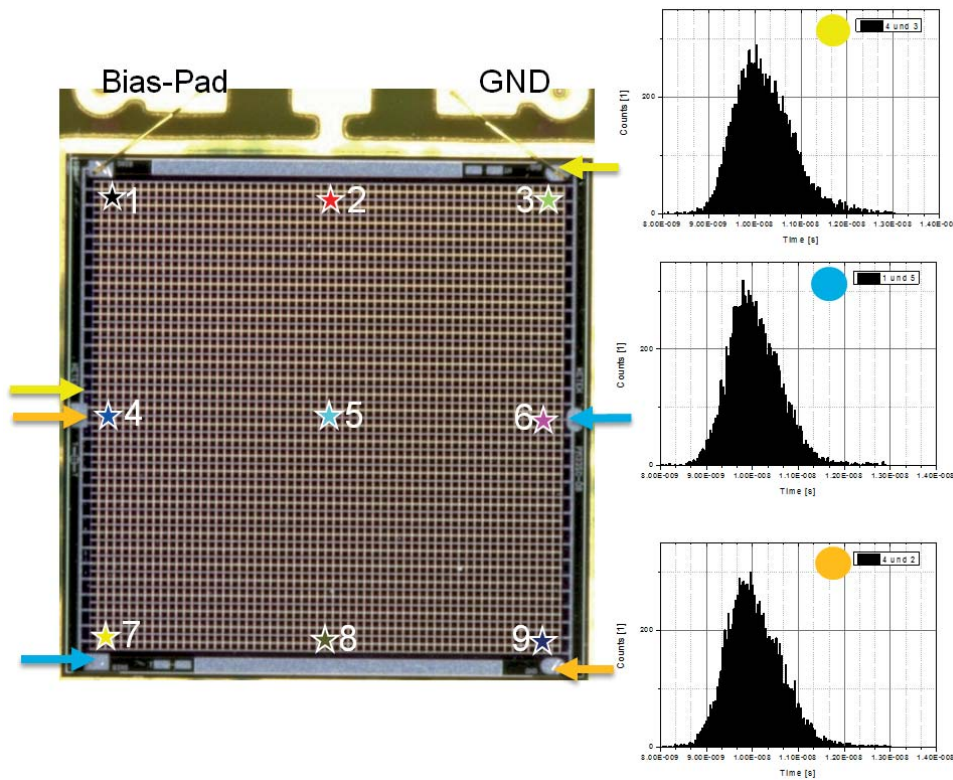


Abbildung 4.17: SPTR-Messung eines  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  SiPM mit unterschiedlichen Anschlusskonfigurationen. Die jeweils gleichfarbigen Pfeile markieren die Positionen der Bonddrähte und die damit resultierende Zeitverteilung. Bei diesen Messungen wurde geprüft, ob eine Modifikation des Anoden- bzw. Kathodenkontakts die gleiche Auswirkung auf die Form der Zeitverteilung hat.

schlusskontakte im Gehäuse zu haben. Dies reduziert die Flächenausnutzung bei Arrays aus mehreren SiPM deutlich. Dadurch kann der Grund für die bisherige Kontaktierung der KETEK  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM an den Positionen 1 und 3 verstanden werden. Mit dieser ist es möglich, ein Gehäuse um den SiPM-Chip zu bauen, welches an 3 Seiten nahezu die Chip-Dimension hat und lediglich an einer Seite einen Überstand hat, um die Bonddrähte auf das PCB zu führen (siehe Abbildung 2.6). Diese Gehäuseform ermöglicht es Arrays aus PM33xx SiPM mit sehr geringem Flächenverlust aufzubauen.

Basierend auf den vorliegenden Ergebnisse wurde von KETEK ein neues Gehusekonzept entwickelt, bei dem der SiPM diagonal angeschlossen ist (Position 3 und 7)[90]. An den kontaktierten Ecken ist der SiPM-Chip durch eine Plasmaätzung ausgespart, die es ermöglicht den Bonddraht möglichst nahe am Chip auf die darunterliegende Leiterplatte zu führen (siehe Abbildung 4.19). Die resultierende Gehäusegröße ist somit nur geringfügig größer als der Silizium-Chip und erzielt damit eine hohe Flächenausnutzung bei Arrays.



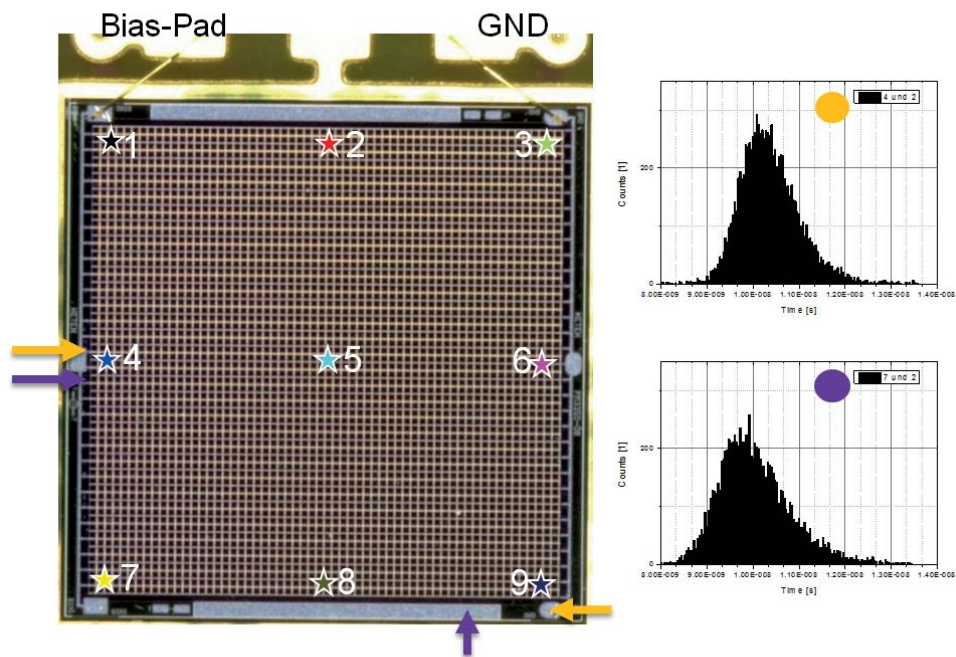


Abbildung 4.18: SPTR-Messung eines  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  SiPM mit unterschiedlichen Anschlusskonfigurationen. Die jeweils gleichfarbigen Pfeile markieren die Positionen der Bonddrähte und die damit resultierende Zeitverteilung. Der lila Pfeil unten markiert den Kathoden-Kontakt zum vergrabenen n-dotierten Gebiet. Bei dieser Anordnung resultiert die breiteste und damit schlechteste Zeitverteilung.

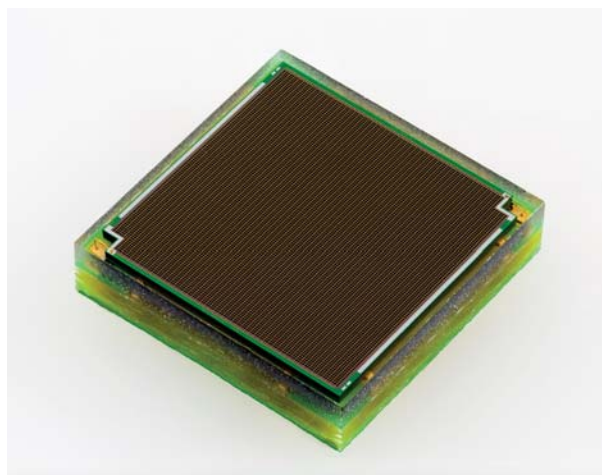


Abbildung 4.19: Modifiziertes Gehäusekonzept eines KETEK PM5550T mit diagonaler Anordnung der Signalabgriffe. Das Bild wurde von Firma KETEK freundlicherweise zur Verfügung gestellt.



# Kapitel 5

## Simulation der Signalform und Transit-Zeit-Differenz von SiPM

Im folgenden Kapitel werden verschiedene elektrische Simulationsmodelle vorgestellt, welche den physikalischen Aufbau der verschiedener SiPM berücksichtigen. Dazu wird die frei verfügbare Software LT-Spice eingesetzt. Bei den SiPM ohne optischen Barrieren (PM1150N und PM3350N) wird ein ortsabhängiger Kontaktwiderstand einbezogen, welcher dem Flächenwiderstand der vergrabenen n-dotierten Leitungsschicht entspricht. Außerdem wird ein Simulationsmodell für SiPM mit optischen Barrieren (PM1150T und PM3350T) in direkter Anlehnung an deren physikalischen Aufbau beschrieben. In dem Simulationsmodell der PM1150T und PM3350T wird die elektrische Verschaltung jeder einzelnen Mikrozelle auf der Detektoroberfläche entsprechend des Leiterbahnnetzwerks nachgebildet und alle parasitären Widerstände, Kapazitäten und Induktivitäten der Leiterbahnen einbezogen.

### 5.1 Grundlage des Simulationsmodells

Als Grundlage beider vorgestellten Simulationsmodelle wird das von Corsi *et al.* entwickelte Ersatzschaltbild eines SiPM verwendet und erweitert [54]. Abbildung 2.11 zeigt das verwendete Simulationsmodell und die darin enthaltenen Bauteile: Die Kapazität der Diode  $C_d$ , den Quench-Widerstand  $R_q$ , die parasitäre Kapazität des Quench-Widerstands  $C_q$  und die gepulste Stromquelle  $I_p$  (feuernde Mikrozelle).  $C_s$  ist die parasitäre Kapazität des Leiterbahnnetzwerks. Die Bauteile mit den Größen  $R_q/(N - 1)$ ,  $C_q \cdot (N - 1)$  und  $C_d \cdot (N - 1)$  beschreiben das Ersatzschaltbild der restlichen, passiven Mikrozellen des SiPM, wobei  $N$  die Gesamtanzahl der Mikrozellen ist.

Die Werte der genannten Größen werden entweder gemessen, oder aus dem Layout des SiPM abgeschätzt. Aus Messungen resultieren die Mikrozellenkapazität  $C_d = 265$  fF und der Quench-Widerstand  $R_q = 575$  k $\Omega$ . Durch Abschätzungen werden die parasitäre Kapazität des Quench-Widerstandes  $C_q = 15$  fF und die parasitäre Kapazität des Leiterbahnnetzwerks  $C_s = 80$  pF ermittelt. Der Abgriffwiderstand wird mit  $R_L = 10$   $\Omega$  angenommen. Wie bereits von Pavlov *et al.* gezeigt wurde, sollte der Abgriffwiderstand aufgrund der geringen Ausgangsimpedanz des SiPM im Bereich von wenigen Zehn Ohm liegen [91]. Die Ladungsträgerlawine wird mit einer gepulsten Stromquelle innerhalb 300 ps (100 ps linearer Anstieg, 100 ps maximaler Stromfluss, 100 ps linearer Abfall) simuliert [91]. Der maximale Stromfluss während des Lawinendurchbruchs wird anhand des Zusammenhangs  $Q = I_{pulse} \cdot t = C_d \cdot U_{OV}$  bestimmt. Bei einer Überspannung  $U_{OV}$  von 3 V und einer Mikrozellenkapazität  $C_d$  von etwa 200 fF folgt ein maximaler Stromfluss von 3 mA.

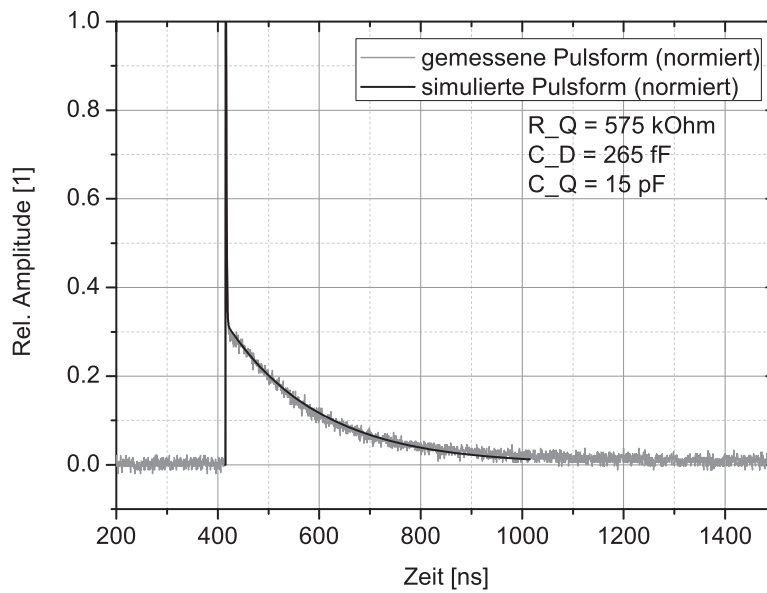


Abbildung 5.1: Simulation und Messung der Pulsform eines PM3350T. Als Grundlage wurde das in Abbildung 2.11 dargestellte Modell verwendet.

Ein Vergleich zwischen simulierter und gemessener Signalform des  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> SiPM ( $N = 3600$ ) ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Die gemessene Signalform wurde, wie in Kapitel 2.4 beschrieben, an einem Lastwiderstand von 12.5  $\Omega$  gemessen und anschließend normiert. Der Vergleich zeigt, dass es mit dem von Corsi *et al.* entwickelten Simulationsmodell möglich ist, die Signalform eines SiPM nachzubilden. Das Modell bezieht jedoch ortsabhängige parasitäre Einflüsse nicht ein.

## 5.2 Simulation der SiPM ohne optischer Barriere

Wie in Kapitel 4.1 und Abbildung 4.2 dargestellt, liefert die Messung der Signalform von PM3350N an verschiedenen Beleuchtungspositionen eine signifikante Ortsabhängigkeit. Diese Ergebnisse sollen nun anhand einer Simulation nachvollzogen und untersucht werden. Dazu wird das in Abschnitt 5.1 beschriebene Simulationsmodell verwendet und erweitert.

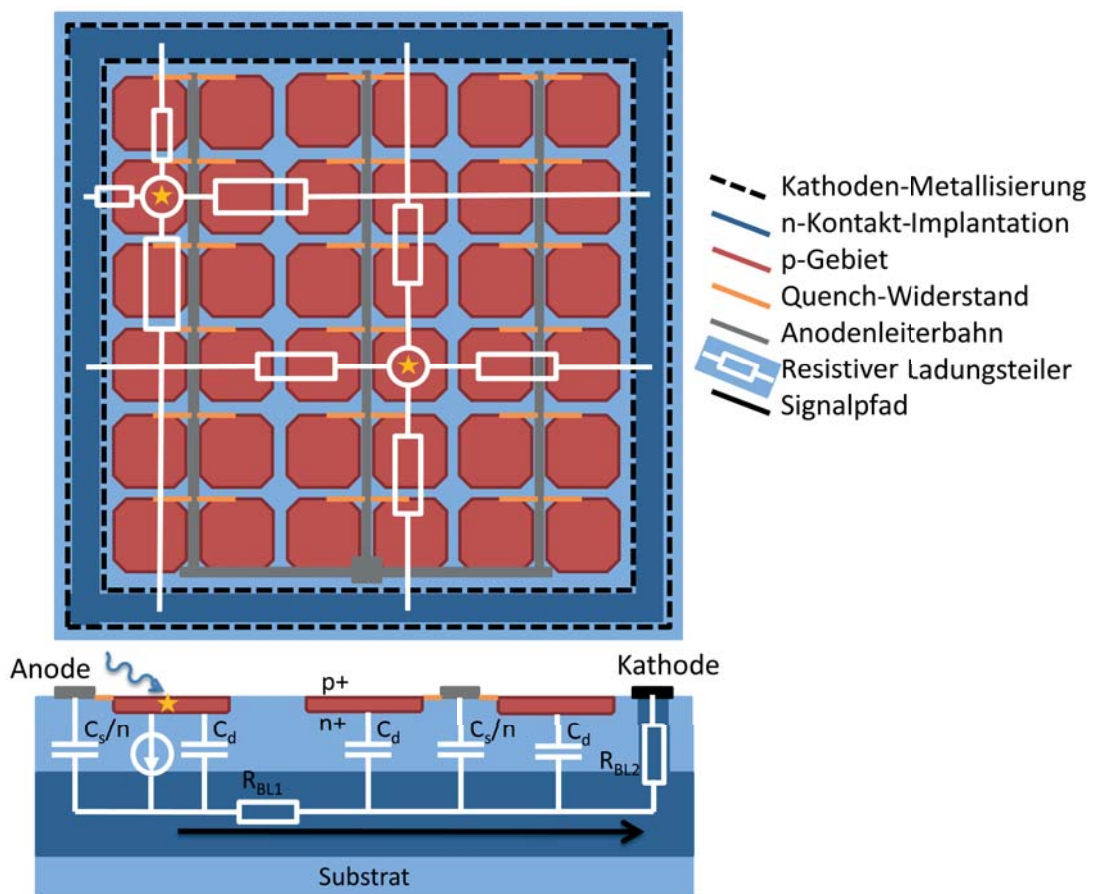


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Signalpfads beim SiPM ohne optischer Barriere. Der Kathodenabgriff ist als Kontaktimplantation im Randbereich der aktiven Fläche realisiert, d.h. das Signale aus der Mitte der aktiven Fläche einen langen Signalweg im vergrabenen, n-dotierten Gebiet zurücklegen müssen. Die entstehenden Serienwiderstände im n-Gebiet werden durch  $R_{BL1}$  und  $R_{BL2}$  beschrieben. Das gemeinsame Kathodengebiet bildet außerdem eine parasitäre Kapazität mit dem Leitungsnetzwerk des Anoden-Kontakts  $C_s$ .

Abbildung 5.2 enthält eine schematische Darstellung der parasitären Komponenten, die den Signalweg PM3350N beschreiben. Der Kathodenabgriff ist als Kontaktimplantation im Randbereich der aktiven Fläche realisiert, d.h. das Signale aus der Mitte des SiPM einen langen Weg im vergrabenen, n-dotierten Gebiet zurücklegen müssen und damit



höhere Serienwiderstände entstehen als bei Signalen vom Rand des SiPM. Das gemeinsame Kathodengebiet bildet eine parasitäre Kapazität  $C_s$  mit dem Leitungsnetzwerk des Anoden-Kontakts. Der in Abbildung 5.2 dargestellte Widerstand  $R_{BL1}$  beschreibt den Signalpfad in der n-dotierten Leitungsschicht bis zu den umliegenden Mikrozellen. Dieser teilt sich in der Realität ebenfalls auf  $n$  Teile auf, wird jedoch hier vereinfacht als diskretes Bauelement angenommen. Zusätzlich ist der Widerstand  $R_{BL2}$  der vertikalen Kontaktimplantation und des restlichen Kathodengebietes in Serie geschaltet.

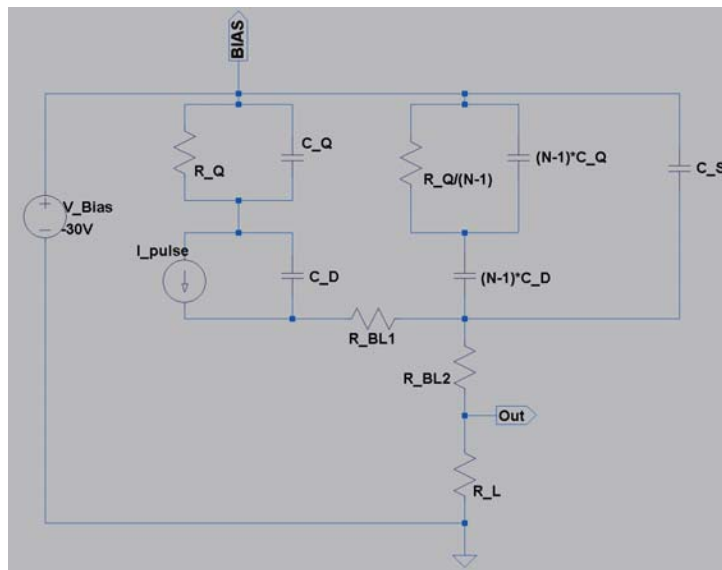


Abbildung 5.3: Simulationsmodell nach Corsi *et al.* mit zusätzlichem Flächenwiderstand des vergrabenen, n-dotieren Gebietes  $R_{BL1}$  und  $R_{BL2}$ .

Das daraus folgende modifizierte Schaltbild ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Der Widerstand  $R_{BL1}$  ist zwischen der feuernenden Mikrozelle und dem passiven Mikrozellennetzwerk erkennbar. Der Widerstand  $R_{BL2}$  ist in Serie zum Abgriffwiderstand  $R_L$  geschaltet.

Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 5.4 und die verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.1 enthalten. Die Ergebnisse in Abbildung 5.4 zeigen bis zu einem Wert von  $R_{BL1} = 1 \text{ k}\Omega$  nahezu keine Veränderung der schnellen Signalkomponente. Daher wird angenommen, dass die Näherung  $R_{BL1}$  als einen einzigen Widerstand in Serie zur feuernenden Mikrozelle zu schalten, unzulässig ist. Der Widerstand  $R_{BL1}$  beschreibt an der Position zwischen feuernender Mikrozelle und dem restlichen Netzwerk des SiPM den Widerstand des Durchbruchkanals, der in der Größenordnung einiger Hundert bis mehreren Kilo-Ohm liegt [92]. Die Annahme für den Widerstand des gemeinsamen n-Gebiets liegt aufgrund der Implantationsdosis von etwa  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  im Bereich weniger Ohm.

Die Ursache für die starke Ortsabhängigkeit kann mit Hilfe von  $R_{BL1}$  demnach nicht erklärt werden. Eine geringfügige Erhöhung des Widerstands  $R_{BL2}$  führt hingegen zu einer

signifikanten Abnahme der schnellen Signalkomponente, wie es im Experiment beobachtet wurde.

In Abbildung 5.3 fällt auf, dass der Abgriffwiderstand  $R_L$  mit  $R_{BL2}$  einen Spannungsteiler bilden. Dieser Spannungsteiler ist hochfrequenz-technisch parallel zu  $C_s$  und dem restlichen inaktiven Mikrozellennetzwerk geschaltet. Die instantane Beladung von  $C_s$  erfolgt über  $R_{BL1}$ , wobei die Zeitkonstante von  $R_{BL1} \cdot C_s$  die Steilheit der Anstiegsflanke des Pulses liefert. Dies erklärt warum erst ab einem Wert von mehreren Kilo-Ohm ein Effekt von  $R_{BL1}$  auf die Signalform entsteht (siehe Abbildung 5.4). Der Spannungsabfall an  $C_s$  definiert die Höhe des Signals am Abgriffwiderstand  $R_L$ , wobei diese zusätzlich vom Verhältnis  $R_L/(R_{BL2} + R_L)$  abhängt.

Nimmt man einen gleichbleibenden kapazitiven Einfluss der umliegenden Mikrozellen auf die freigesetzte Ladungsmenge an, führen Serienwiderstände im n-Gebiet zunehmend zur Verschlechterung von  $R_L/(R_{BL2} + R_L)$  und damit der Signalamplitude. Dies wird durch die Simulationsergebnisse in Abbildung 5.3 bestätigt. Bereits Werte von  $R_{BL2}$  im Bereich weniger Ohm verringern demnach signifikant die Amplitude der schnellen Signalkomponente.

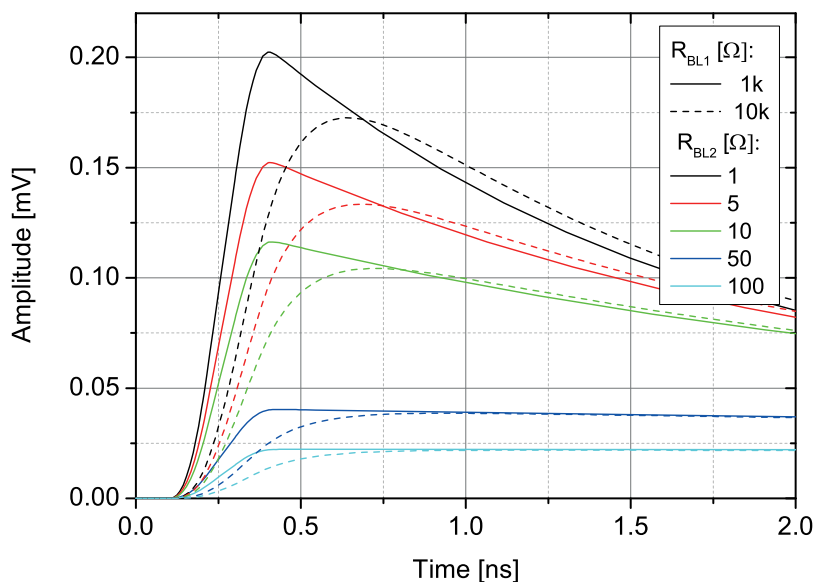


Abbildung 5.4: Simulation der Signalform einer gefeuerten Mikrozelle in Abhängigkeit der Widerstände  $R_{BL1}$  und  $R_{BL2}$ .

Anhand dieser Simulation erkennt man, dass der zusätzliche Serienwiderstand  $R_{BL2}$  die Signalhöhe am Abgriff begrenzt und die Anstiegsflanke abflacht. Da der Serienwiderstand  $R_{BL2}$  von der Länge des Signalpfades im n-dotierten Gebiet abhängt, kommt es zu einer

| Beschreibung                                | Abkürzung | Wert            |
|---|-----------|-----------------|
| Quench-Widerstand                           | $R_q$     | 350 k $\Omega$  |
| Parasitäre Kapazität des Quench-Widerstands | $C_q$     | 15 fF           |
| Diodenkapazität                             | $C_d$     | 200 fF          |
| Maximaler Stromfluss                        | $I$       | 3 mA            |
| Anschaltdauer der Stromquelle               | $t_{on}$  | 200 ps          |
| Anzahl der Mikrozellen                      | $N$       | 3600            |
| Lastwiderstand                              | $R_L$     | 10 $\Omega$     |
| Widerstand des Durchbruchkanals             | $R_{BL1}$ | 1-10 k $\Omega$ |
| Widerstand des vergrabenen n-Gebiets        | $R_{BL2}$ | 1-100 $\Omega$  |
| Kapazität der Leiterbahnen                  | $C_s$     | 100 pF          |

Tabelle 5.1: Parameter für die Simulation der Standard-Technologie-SiPM.

deutlichen Ortsabhängigkeit der Signalform. SiPM anderer Hersteller mit Rückseitenauslese werden daher auf eine geringe Substratdicke gedünnt um Serienwiderstände zu minimieren [93].

Zur Erzielung einer hohen Zeitauflösung ist es wichtig, dass die Signalformen von allen Positionen der aktiven Fläche möglichst die gleiche Form besitzen und eine steile Anstiegsflanke aufweisen. Dies wird bei den PM3350N nicht erzielt, was im Vergleich zu den PM3350T zu einer niedrigeren Zeitauflösung führt (siehe Kapitel 4.1).

## 5.3 Simulation der SiPM mit optischer Barriere

Im Vergleich zu den PM3350N bezieht die Simulation der PM3350T die elektrische Verschaltung aller Mikrozellen des SiPM ein und erlaubt somit die Untersuchung von Signalen in Abhängigkeit von deren Ursprungsortes. Anders als bei den PM3350N wird das Signal bei den PM3350T nicht über eine vergrabene n-dotierte Schicht zum Signalabgriff geführt, sondern direkt neben jeder Mikrozelle über einen vertikalen Graben (engl. *Trench*) auf eine niederohmige Metalleiterbahn geführt. Der Graben dient zusätzlich als Barriere, um das optische Übersprechen zwischen den Mikrozellen zu verringern. Jede Mikrozelle verfügt demnach über jeweils einen Kontakt mit dem Leitungsnetzwerk auf dem die Vorspannung (engl. *Bias*) geführt wird und einen Kontakt mit dem Massenetzwerk (engl. *Ground*).

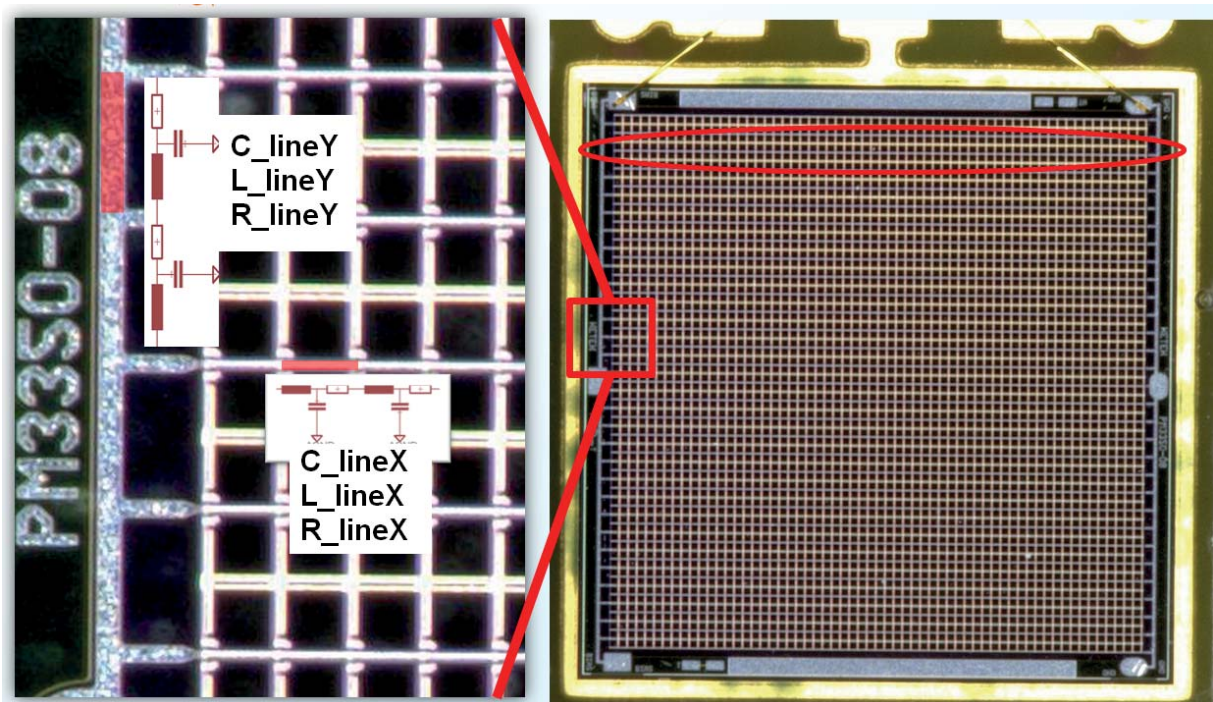


Abbildung 5.5: Mikroskopaufnahme der aktiven Fläche eines KETEK PM3350T. Die Ellipse markiert eine Zeile aus 120 paarweise verschalteten Mikrozellen. Im vergrößerten Bereich erkennt man, wie die Zeilen mit der gemeinsamen Leiterbahn verbunden sind. Auf der linken Seite sind die Zeilen an die gemeinsame Bias-Leitung (Anode) angeschlossen und rechts an die GND-Leitung (Kathode). Zwischen den Anschlüssen zweier benachbarter Zeilen befindet sich ein Leitungsstück, welches durch die parasitären Größen beschrieben wird.

Die auf der Oberfläche des Silizium-Chips aufgetragenen Aluminium-Leiterbahnen besitzen einen nicht-vernachlässigbaren Widerstand und haben außerdem eine kapazitive Kopplung zum Substrat. Die Verschaltung der Mikrozellen hat zur Folge, dass ein ortsab-

hängiger Einfluss durch die parasitären RLC-Glieder (Widerstand  $R$ , Induktivität  $L$  und Kapazität  $C$ ) der Leiterbahnen entsteht.

Das entwickelte Simulationsmodell für PM3350T basiert auf einem  $60 \times 60$  Mikrozellen-Array (3600 Mikrozellen, entsprechend dem  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM). Bei genauer Betrachtung der aktiven Fläche des SiPM (siehe Abbildung 5.5) erkennt man, dass jeweils zwei Mikrozellen an einem gemeinsamen Bias- und Ground-Knoten angeschlossen sind. Diese sind wiederum zu einer Zeile aus Mikrozellenpaaren entlang der Horizontalen (im Folgenden als  $x$  bezeichnet) verschaltet. Am Ende jeder Zeile aus jeweils  $2 \times 60$  Mikrozellen sind die einzelnen Zeilen zu einer 2-Dimensionalen Fläche entlang der Vertikalen ( $y$ -Richtung) verschalten. Entsprechend dieser Struktur sind die Mikrozellen im Simulationsmodell zunächst entlang der  $x$ -Achse zu einer Zeile verschaltet und anschließend am Ende jeder Zeile entlang der  $y$ -Achse verbunden.

Die Modellierung in LT-Spice erlaubt es wiederkehrende Schaltungsteile in Form eines Ersatzmodells zu substituieren. Daher wird das Modell für eine Mikrozelle durch das in Abbildung 5.6 rot gekennzeichnete Ersatzmodell ersetzt, wodurch die Übersichtlichkeit des elektrischen Schaltbildes deutlich verbessert wird. Die Ersatzmodelle der Mikrozellen werden, unter Berücksichtigung der parasitären RLC-Leitungselemente, zu einer Zeile aus insgesamt 60 Mikrozellenpaaren verbunden und ebenfalls in ein Ersatzschaltbild eingefügt (siehe rotes Oval in Abbildung 5.5 und das Modell in Abbildung 5.7). In einem dritten Modell werden die Mikrozellenzeilen zu einer zweidimensionalen Fläche aus 30 Zeilen verschalten (Abbildung 5.8).

Die parasitären RLC-Glieder zwischen den Knoten von Mikrozellenpaaren und Mikrozellenzeilen werden sowohl auf der Bias- ( $B$ ) als auch auf der GND-Leiterbahnen ( $G$ ) berücksichtigt. Da die Bias- und GND-Leiterbahnen entlang der  $x$ -Achse unterschiedliche Geometrien haben, werden jeweils drei Variablen definiert, um diese zu beschreiben. Sie werden durch den Leiterbahnwiderstand  $R_{lineX}$  ( $R_{lineG}$ ), der Leiterbahnkapazität gegenüber dem Substrat  $C_{lineX}$  ( $C_{lineG}$ ) und der Leiterbahninduktivität  $L_{lineX}$  ( $L_{lineG}$ ) beschrieben (siehe Abbildung 5.5). Die parasitären Leiterbahnkapazitäten  $C_{lineX}$  und  $C_{lineG}$  sind zum Substrat ( $S$ ) verschalten, welches den Widerstand  $R_{gnd}$  besitzt.

Die Werte  $R_{lineX}$ ,  $R_{lineG}$ ,  $C_{lineX}$ ,  $C_{lineG}$ ,  $L_{lineX}$  und  $L_{lineG}$  beschreiben jeweils eine Leitungslänge von  $50 \mu\text{m}$ . Die Absolutwerte der RLC-Glieder werden aus den Abmessungen der Leiterbahnen und aus den Dicken der Passivierungsschichten (einer Kombination aus Nitrid- und Oxid-Schichten) abgeschätzt und sind in Tabelle 5.2 dargestellt [94]. Für die Leiterbahninduktivität wird ein Induktivitätsbelag von  $1 \text{ nH/mm}$  angenommen [91].

Abbildung 5.6 zeigt das Ersatzschaltbild einer einzelnen Mikrozelle, welche zu einem Paar mit einer weiteren Mikrozelle verschalten ist. In Abbildung 5.6 sind die Bias- und Ground-Anschlüsse der Mikrozellen mit „Bias“ und „Out“ gekennzeichnet. Die Mikrozellenpaare

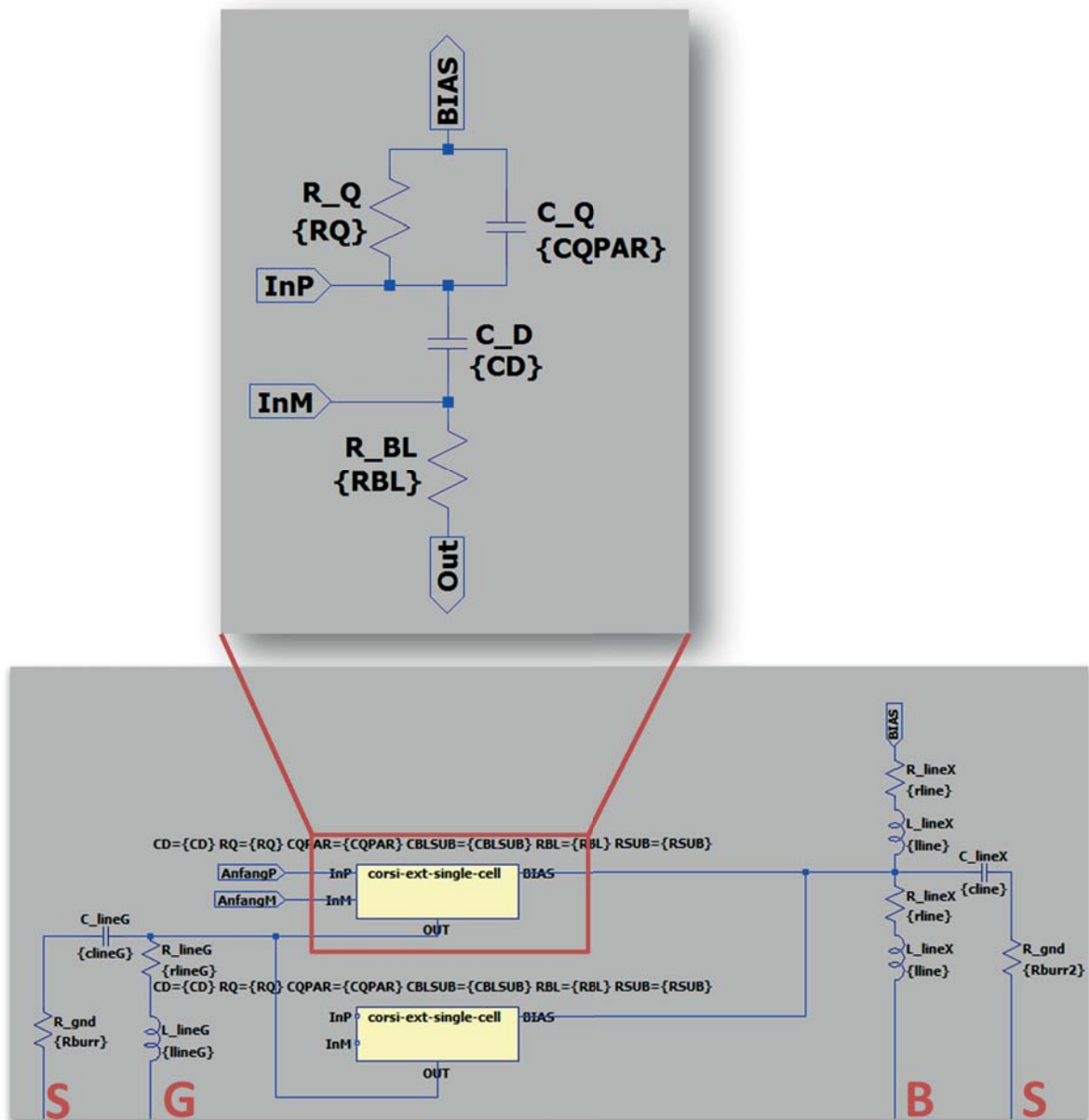


Abbildung 5.6: Schaltbild einer einzelnen Mikrozelle (oben) und deren Ersatzschaltbild. Die Mikrozelle enthält die Diodenkapazität  $C_d$ , den Quench-Widerstand  $R_q$ , die parasitäre Kapazität des Quench-Widerstandes  $C_q$ , die Anschlüsse für eine gepulste Stromquelle  $I_p$  und einen Kontaktwiderstand  $R_{BL}$ . Dieses Modell ist in jedem abgebildeten Ersatzschaltbild (gelbe Box) enthalten. Die Ersatzmodelle sind über das mit G und B gekennzeichnete, parasitäre RLC-Netzwerk miteinander zu einer Zeile verbunden. Die parasitären Kapazitäten sind mit dem Substrat S gekoppelt.

sind über parasitäre RLC-Leitungselemente auf Bias- (B) und GND-Leiterbahn (G) zu einer Zeile verbunden (siehe Abbildung 5.7). Im Ersatzschaltbild jeder Mikrozellenzeile aus jeweils 120 Mikrozellen kann die Pulsquelle wahlweise an drei Positionen angeschlossen werden: Anfang (1), Mitte (2) und Ende (3), wobei der Anschluss am Anfang der



| Beschreibung                                      | Abkürzung   | Wert           |
|---|-------------|----------------|
| Quench-Widerstand                                 | $R_q$       | 350 k $\Omega$ |
| Parasitäre Kapazität des Quench-Widerstands       | $C_q$       | 15 fF          |
| Diodenkapazität                                   | $C_d$       | 200 fF         |
| Maximaler Stromfluss                              | $I$         | 3 mA           |
| Anschaltdauer der Stromquelle                     | $t_{on}$    | 200 ps         |
| Widerstand von 50 $\mu\text{m}$ GND-Leiterbahn    | $R_{lineG}$ | 1 $\Omega$     |
| Widerstand von 50 $\mu\text{m}$ Bias-Leiterbahn   | $R_{lineX}$ | 0.3 $\Omega$   |
| Kapazität von 50 $\mu\text{m}$ Bias-Leiterbahn    | $C_{lineG}$ | 9 fF           |
| Kapazität von 50 $\mu\text{m}$ Bias-Leiterbahn    | $C_{lineX}$ | 35 fF          |
| Induktivität von 50 $\mu\text{m}$ GND-Leiterbahn  | $L_{lineG}$ | 50 pH          |
| Induktivität von 50 $\mu\text{m}$ GND-Leiterbahn  | $L_{lineX}$ | 50 pH          |
| Widerstand von 100 $\mu\text{m}$ GND-Leiterbahn   | $R_{lineY}$ | 0.3 $\Omega$   |
| Kapazität von 100 $\mu\text{m}$ Bias-Leiterbahn   | $C_{lineY}$ | 73 fF          |
| Induktivität von 100 $\mu\text{m}$ GND-Leiterbahn | $L_{lineY}$ | 100 pH         |

Tabelle 5.2: Die Tabelle beinhaltet die Parameter für die Simulation der Trench-Technologie-SiPM.

Zeile, die Mikrozeile mit der längsten Leiterbahn bis zum GND-Abgriff kontaktiert. Das Ersatzmodell einer Zeile aus 120 Mikrozellen enthält ca. 1500 elektrische Bauteile und ist in Abbildung 5.7 dargestellt.

Im Gesamtmodell des SiPM (siehe Abbildung 5.8) sind die vertikalen Bias- und Ground-Leiterbahnen zwischen den Zeilen ebenfalls mit einem RLC-Netzwerk verschalten. Die Leiterbahnen in y-Richtung werden mit den Werten  $R_{lineY}$ ,  $C_{lineY}$  und  $L_{lineY}$  beschrieben und sind in Abbildung 5.5 und 5.8 zu erkennen. Die Werte  $R_{lineY}$ ,  $C_{lineY}$  und  $L_{lineY}$  wurden jeweils für eine Leitungslänge von 100  $\mu\text{m}$  bestimmt. An den in Abbildung 5.8 mit 1-9 gekennzeichneten Positionen kann die Pulsquelle angeschlossen und die resultierende Pulsform simuliert werden. Diese Positionen entsprechen den in Kapitel 4.3.1 bestrahlten Bereichen, an denen die TTD-Messungen durchgeführt wurden. Somit können die Ergebnisse der Simulation und TTD-Messung direkt miteinander verglichen werden. Der Signalabgriff wird entsprechend Abbildung 5.5 an das Mikrozellenarray angeschlossen (neben Position 1 und 3). Diese Anschlusskonfiguration entspricht der standardmäßig verwendeten Konfiguration der PM3350T (siehe Abbildung 2.6).

Die folgende Liste enthält die Näherungen, die beim Aufbau des Simulationsmodells gemacht werden:

- Die Kapazität der Bondpads wird vernachlässigt
- Alle parasitären Widerstände, Kondensatoren und Induktivitäten werden aus den Angaben des Layouts berechnet
- Schichtdickenvariationen von Dielektrika (v.a. Oxid) werden nicht berücksichtigt
- Die Dimensionsänderungen von Leiterbahnbreiten durch Unterätzungen werden vernachlässigt
- Die Topologie der Schichtsysteme wird vernachlässigt
- Es wird nur die eindimensionale Kopplung zwischen angrenzenden Schichten berücksichtigt

Eine Überprüfung der Leiterbahnwiderstände an einem  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  SiPM (Charge SiPM09 W2) liefert einen Widerstand von  $(17 \pm 0.5) \Omega$  für eine Leiterbahnlänge von 6 mm, d.h.  $(0.28 \pm 0.01) \Omega$  pro  $100 \mu\text{m}$ . Aus dem Layout wird ein Widerstand für die vertikale Leiterbahn  $R_{lineY} = 0.3 \Omega$  pro  $100 \mu\text{m}$  bestimmt, wodurch gezeigt wird, dass eine hinreichend gute Abschätzung aus dem Layout möglich ist.

Die Summe aller parasitären Leitungskapazitäten, welche im Modell von Corsi *et al.* mit  $C_s$  beschrieben wird, kann mit folgender Gleichung bestimmt werden:

$$C_s \approx 60 \cdot 30 \cdot C_{lineX} + 60 \cdot 30 \cdot C_{lineG} + 2 \cdot 30 \cdot C_{lineY} = 83.6 \text{ pF} \quad (5.3.0.1)$$

Die aus der Geometrie der parasitären Leitungselemente berechnete Gesamtkapazität des Leitungsnetzwerks  $C_s$  liegt mit  $(85 \pm 25) \text{ pF}$  im zu erwartenden Wertebereich von mehreren  $10 \text{ pF}$  für einen  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM. Sie korreliert ebenfalls mit der Annahme von  $C_s = (59 \pm 5) \text{ pF}$  für einen  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (MPPC-S10362-33-25, Hamamatsu) [95]. Durch technologische Unterschiede von SiPM verschiedener Hersteller ist eine Abweichung zu erwarten. Die aus den einzelnen Leitungselementen berechnete Gesamtkapazität  $C_s$  zeigt ebenfalls, dass mit Hilfe der Leiterbahngeometrien und Passivierungsschichtdicken eine hinreichend gute Näherung gemacht werden kann.

Die Ausgangssignale des SiPM werden, um möglichst vergleichbare Ergebnisse zur Messung zu erzielen, durch das Simulationsmodell des im Experiment verwendeten Vorverstärkers verstärkt (siehe Abbildung 3.1 und 7.1). Zusätzlich werden die Signale durch eine Bandbreitenlimitierung auf  $150 \text{ MHz}$  begrenzt, welche der Bandbreite des verwendeten Oszilloskops im Messbereich von  $2\text{-}10 \text{ mV/Div}$  entspricht. Die in Abbildung 5.9 dargestellten Signale werden an den Positionen 1,3,4,6,7 und 9 generiert (Vgl. Abbildung 4.6) und stellen somit die Extrema für die auftretenden Signalwege dar. Bei näherer Betrachtung



der Kurven fällt auf, dass die Signalformen für die Positionen innerhalb einer Mikrozeilenzeile nahezu identisch sind (z.B. 1 und 3). Die Signalformen aus unterschiedlichen Mikrozeilenzeilen weisen jedoch deutliche Unterschiede in Anstiegszeit und Signalamplitude auf. Die Signale von den Positionen 1 und 3, nahe des Signalabgriffs, steigen deutlich früher an, als die Signale aus der Mitte bzw. dem unteren Teils des SiPM. Diese Beobachtung wurde bereits bei den vorangegangenen TTD-Messungen gemacht und wird hiermit bestätigt. Die resultierende TTD wird bei einer konstanten Diskriminatorhöhe als Zeitunterschied zwischen erster und letzter Signalform abgelesen. In Abbildung 5.12 lässt sich erkennen, dass die Signalformen des PM3350T einen zeitlichen Versatz von 860 ps zueinander haben. Dieses Ergebnis wird durch die im Experiment nachgewiesene Zeitdifferenz von  $(900 \pm 100)$  ps bestätigt.

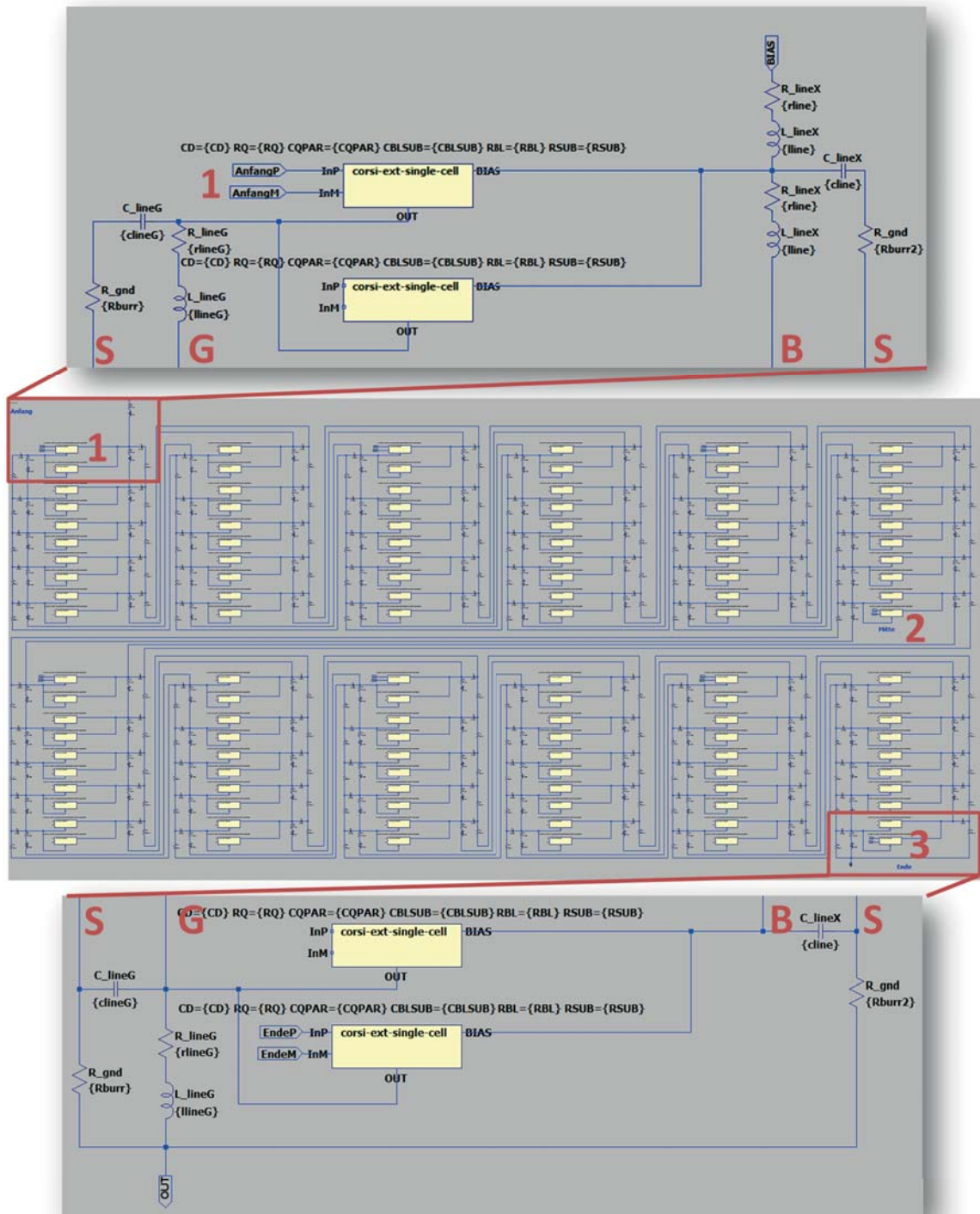


Abbildung 5.7: Simulationsmodell einer Zeile bestehend aus 120 Mikrozellen entsprechend des physikalischen Aufbaus eines PM3350T. Die mit 1, 2 und 3 markierten Positionen kennzeichnen Mikrozellen, an denen eine gepulste Stromquelle angeschlossen werden kann, um positionsabhängige Einflüsse auf die Pulsform zu simulieren. Alle anderen Mikrozellen sind in diesem Modell passiv und tragen zur Gesamtkapazität des SiPM bei. Die Anschlüsse zur „Bias“ bzw. „Out“-Leiterbahn sind in den Vergrößerungen oben und unten erkennbar und sind an gegenüberliegenden Positionen angeschlossen.

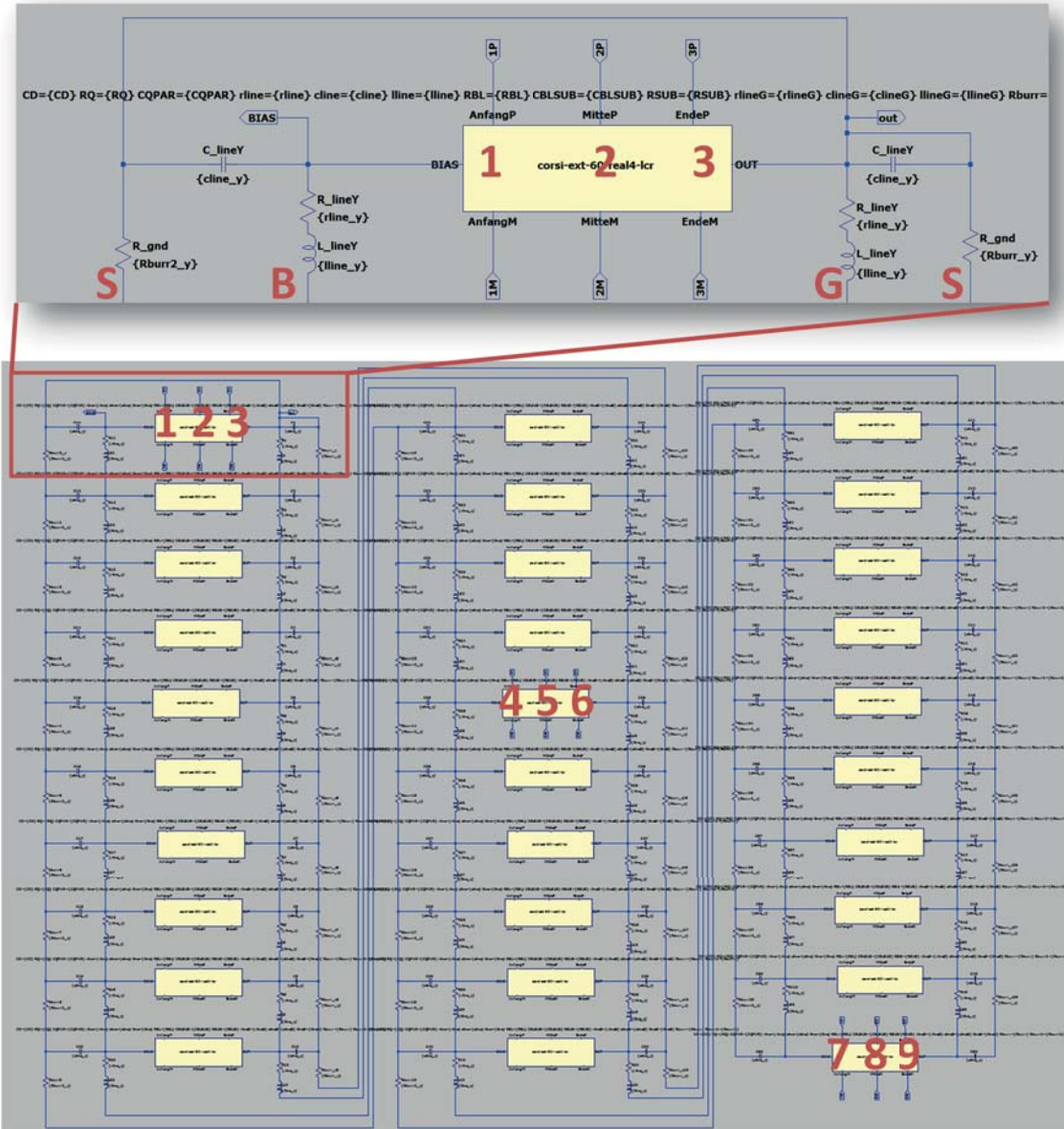


Abbildung 5.8: Verschaltung von 30 Zeilen bestehend aus jeweils 120 Mikrozellen zum Gesamtmodell des  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM. Die Anschlüsse 1-9 markieren die Positionen, an denen eine gepulste Stromquelle an die jeweilige Mikrozellenzeile angeschlossen werden kann. Diese Positionen entsprechen den Orten, an denen die Mikrozellen mittels Laser während der TTD-Messung in Kapitel 4.3.1 getriggert wurden. Die beiden Kennzeichnungen „Bias“ und „Out“ markieren die Positionen, an denen die Bonddrähte angeschlossen sind.

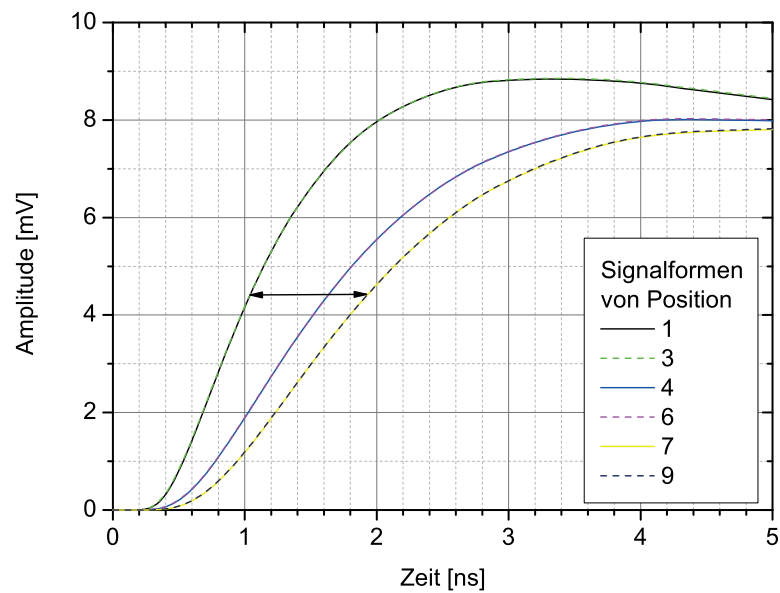


Abbildung 5.9: Simulation der Signalformen eines PM3350 TT-SiPM von den Positionen 1,3,4,6,7 und 9 mit Standard-Anschlusskonfiguration (siehe Abbildung 4.6). Wie bereits im Experiment festgestellt, treten Signale von Entstehungsorten die nahe am Signalabgriff liegen deutlich früher auf, als von Orten die weit davon entfernt sind.

| Bezeichnung                      | PM1150T                   | PM3350T               | PM6660T               |
|----------------------------------|---------------------------|-----------------------|-----------------------|
| aktive Fläche [mm <sup>2</sup> ] | 1.2 × 1.2 mm <sup>2</sup> | 3 × 3 mm <sup>2</sup> | 6 × 6 mm <sup>2</sup> |
| Mikrozellen pro Zeile            | 48                        | 120                   | 200                   |
| Anzahl der Zeilen                | 12                        | 30                    | 50                    |
| Abgriff an Position              | 1 und 3                   | 1 und 3               | 3 und 7               |
| Max. gemessene TTD               | (97 ± 31) ps              | (900 ± 100) ps        | (900 ± 100) ps        |
| Max. simulierte TTD              | 90 ps                     | 860 ps                | 900 ps                |

Tabelle 5.3: Anzahl der Mikrozellen, die zur Simulation verschiedener SiPM-Größen in das Modell eingebunden werden.

### 5.3.1 Skalierung des Simulationsmodells für SiPM mit verschiedener aktiver Fläche

Im folgenden Abschnitt wird das Simulationsmodell auf die zur Verfügung stehenden SiPM mit  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  (PM1150T) und  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  (PM6660T) angepasst, um die Skalierbarkeit des Simulationsmodells zu testen. Die Simulationsergebnisse werden anschließend mit den positionsaufgelösten TTD-Messungen aus Kapitel 4.3.2 verglichen und verifiziert.

Da sich die vorliegenden SiPM mit  $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$  und  $6 \times 6 \text{ mm}^2$  aktiver Fläche im Wesentlichen nur durch die Anzahl der verschalteten Mikrozellen und einen geringen Unterschied in der Mikrozellengröße unterscheiden, wird das bereits vorgestellte Modell der  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  lediglich auf die Mikrozellenanzahl der jeweiligen Detektoren erweitert bzw. reduziert. Tabelle 5.3 stellt die Anzahl der Mikrozellen für die verschiedenen Bauteilgrößen gegenüber. Beim PM1150T wird die Anzahl der Mikrozellen in einer Zeile auf 48 und die Anzahl der Mikrozellenzeilen auf 12 reduziert. Die parasitären Leitungsparameter bleiben aufgrund der gleichen Mikrozellen- und Leitungsstruktur unverändert. Für den PM6660T wird die Anzahl der Mikrozellen auf 200 pro Zeile und die Anzahl der Zeilen auf 50 erhöht. Da die vorliegenden PM6660T eine Mikrozellengröße von  $60 \text{ }\mu\text{m}$  aufweisen, wird entsprechend der Messung in Kapitel 2.5 die Mikrozellenkapazität auf  $C_d = 350 \text{ fF}$  und die parasitäre Kapazität des Quench-Widerstandes  $C_q = 20 \text{ fF}$  erhöht. Da die Leitungsstruktur im Vergleich zu den SiPM mit  $50 \text{ }\mu\text{m}$  Mikrozellengröße gleich ist, werden diese Parameter mit dem Verhältnis  $60/50$  skaliert. Die vorliegenden PM6660T sind anders als die PM1150T und PM3350T diagonal neben Position 3 und 7 kontaktiert. Dies wird im Simulationsmodell der PM6660T ebenfalls berücksichtigt, wozu lediglich die Position des Abgriffs verschoben werden muss. Die Kontaktanordnung der PM6660T ist in Abbildung 5.5 mit roten Pfeilen markiert.

In Abbildung 5.10 ist das Simulationsergebnis des PM1150T für sechs verschiedene Signalursprünge dargestellt. Die TTD zwischen den auftretenden Signalen beträgt  $90 \text{ ps}$ .

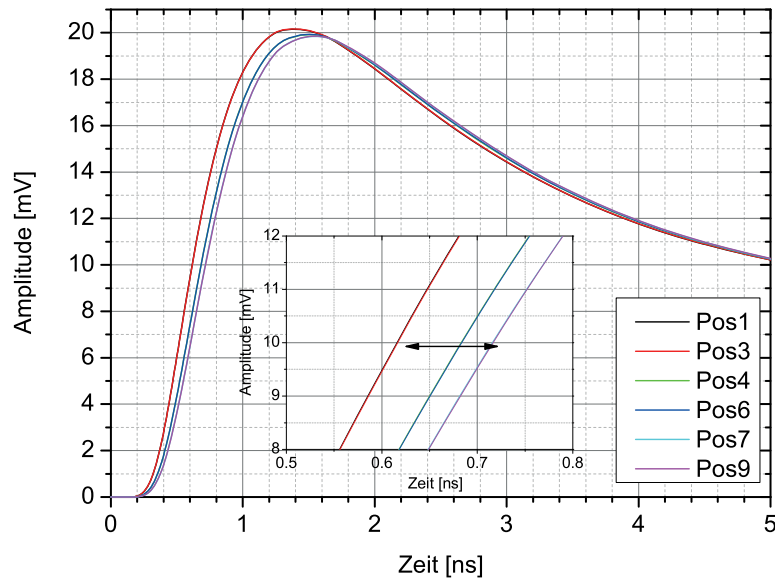


Abbildung 5.10: Simulation der Pulsformen eines PM1150T für sechs verschiedene Signalursprünge. Die Anschlusskonfiguration im Simulationsmodell entspricht der in Abbildung 5.5 dargestellten Konfiguration, d.h. Bias- und Ground-Kontakt bei Position 1 und 3.

Wie im Experiment beobachtet, treten auch hier die Signale aus dem Bereich nahe des Abgriffs frühzeitig auf, als die von weit entfernten Entstehungsorten. Die simulierte TTD von 90 ps korreliert ebenfalls sehr gut mit dem in Kapitel 4.3.2 beschriebenen Messwert von ca.  $(97 \pm 31)$  ps.

Für den PM6660T liefert die angepasste Simulation die in Abbildung 5.11 dargestellten Signalformen. Es fällt dabei auf, dass die Signalformen von den Positionen 1 und 7 in Form und Höhe übereinstimmen. Die Signale von Position 4 und 6 sind im Vergleich dazu deutlich verzögert ( $\approx 900$  ps bei halber Pulshöhe). Diese Ergebnisse werden ebenfalls durch die Messungen aus Kapitel 4.3.2 bestätigt.

Die vorliegenden Messungen und Simulationen zeigen, dass es mit dem für PM3350T entwickelten Simulationsmodell möglich ist, die auftretenden Transitzeitdifferenzen für Detektoren mit verschiedener aktiver Fläche, Mikrozellengröße und für verschiedene Anschlusskonfigurationen zu simulieren. Lediglich die Laufzeit- bzw. Pulsformunterschiede innerhalb einer Mikrozellenzeile fallen beim Vergleich von Messung und Simulation für alle Bauteilgrößen kleiner aus.

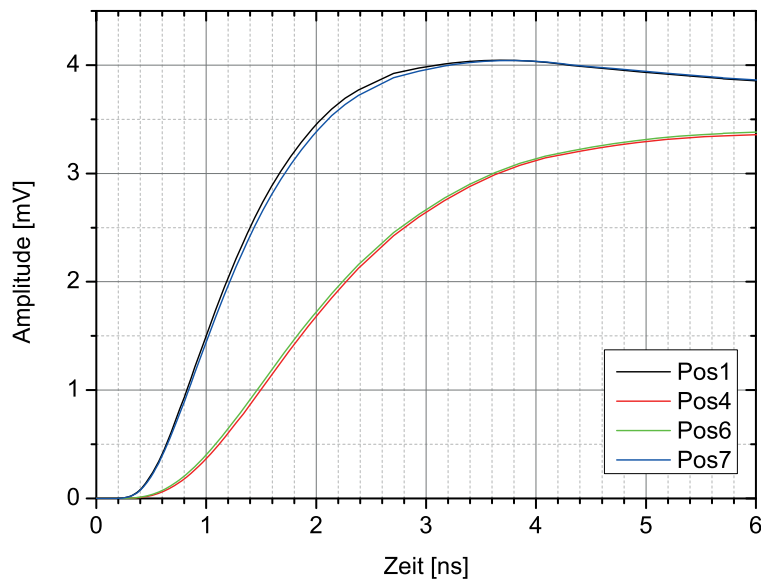


Abbildung 5.11: Simulation der Pulsformen eines PM6660T für vier verschiedene Signalursprünge. Die Auslesekontakte sind an den rot gekennzeichneten Positionen in Abbildung 4.15 angeschlossen (diagonal). Wie im Experiment sind die Signale von den Positionen 4 und 6 aus der Mitte des SiPM gegenüber denen von Position 1 und 7 verzögert.



### 5.3.2 Untersuchung der parasitären Leitungsparameter und deren Einfluss

Die dargestellten Ergebnisse zeigen einen deutlichen Einfluss der parasitären Leitungsparameter auf die Signalform und deren Verzögerung. Im folgenden Abschnitt wird untersucht, mit welchen technologischen Modifikationen die Transitzeitdifferenz minimiert und eine möglichst gleichbleibende Signalform von unterschiedlichen Positionen des SiPM erzielt werden kann. Die folgenden Ergebnisse werden mit der Standard-Anschlusskonfiguration (Bias-Kontakt bei Position 1 und Ground-Kontakt bei Position 3) simuliert, da bei dieser Kontaktanordnung die größten Laufzeitunterschiede gemessen wurden und Verbesserungen somit deutlicher erkennbar werden.

Aufgrund der technologischen Komplexität eines SiPM sind die Maßnahmen zur Reduktion der TTD beschränkt. Eine mögliche Beschaltung des Leiterbahnnetzwerks mit ausgleichenden kapazitiven oder resistiven Elementen wird durch den zusätzlichen Platzbedarf und den daraus resultierenden Verlust an aktiver Detektionsfläche ausgeschlossen. Statt dessen werden Untersuchungen gemacht, bei denen die bestehenden Herstellungsprozesse modifiziert, d.h. im wesentlichen Schichtdicken variiert werden. Das Layout der SiPM bleibt dabei weitestgehend unverändert.

Zwei mögliche technologische Modifikationen, die direkten Einfluss auf die parasitären Kapazitäten bzw. die parasitären Widerstände des SiPM haben, sind:

- Verringerung der parasitären Kapazitäten durch Erhöhung der Passivierungsschicht zwischen den Leiterbahnen und dem Substrat
- Verringerung des Leiterbahnwiderstandes durch Erhöhung der Leiterbahndicke

Zusätzlich zu den beiden Modifikationen wird ebenfalls deren gleichzeitige Kombination simuliert und der Einfluss der parasitären Kapazität des Quench-Widerstandes auf die TTD.

Abbildung 5.12 und 5.13 zeigen die Ergebnisse aus den Simulationen mit Standard-Parametern, halbiertes parasitärer Kapazität und halbiertes Resistivität der Leiterbahnen. Die Ergebnisse mit Standard-Parametern sind in Schwarz dargestellt. Übergreifend gilt, dass sowohl eine Verringerung der Leiterbahnwiderstände als auch die Verringerung der parasitären Kapazitäten eine Verbesserung der Transitzeitdifferenz erzielt (siehe Tabelle 5.4). Den größten Effekt bewirkt die Verdopplung der Leiterbahnschichtdicke, wodurch sich die TTD um etwa 45% verringert. Dies führt zu der Vermutung, dass die TTD gegen Null geht, wenn der Leiterbahnwiderstand vernachlässigbar klein wird und dass die Kapazität dann ebenfalls keinen Einfluss mehr hat. Eine Halbierung der parasitären Kapazitäten erzielt eine Verbesserung der TTD von etwa 35%.



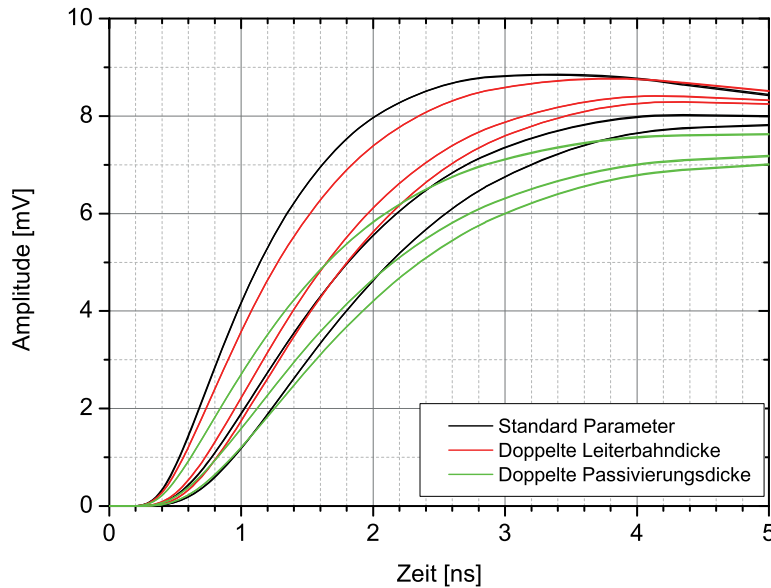


Abbildung 5.12: Simulierte Signalformen von drei verschiedenen TT-SiPM. Die schwarzen Kurven wurden mit den Parametern aus Tabelle 5.2 simuliert und entsprechen den Standard-Parametern eines KETEK PM3350T. Außerdem sind die Pulsformen zweier SiPM enthalten, bei denen die parasitären Kapazitäten (grün) bzw. die Leiterbahnwiderstände (rot) halbiert wurden.

Zusätzlich wird die Auswirkung einer Kombination aus beiden technologischen Modifikationen untersucht: der gleichzeitigen Verringerung von Leitungswiderständen und parasitären Kapazitäten. Die Simulationsergebnisse der Kombination beider Modifikationen sind in Abbildung 5.13 dargestellt. Die roten Kurven wurden unter der Annahme simuliert, dass sich die parasitäre Kopplung des Quench-Widerstandes  $C_q$  durch die Verdopplung der Passivierungsschichtdicke ebenfalls von 15 fF auf 7 fF verringert. Durch eine Anpassung des Layouts kann jedoch die parasitäre Kapazität des Quench-Widerstandes konstant gehalten werden (grüne Kurven). Da  $C_q$  starken Einfluss auf die Ausprägung der schnellen Signalkomponente hat, wurden beide Fälle simuliert:  $C_q=7$  fF und  $C_q=15$  fF.

Die in Abbildung 5.13 dargestellten Ergebnisse zeigen, dass eine um bis zu 65%ige Reduktion der TTD durch Verdopplung der Leiterbahn- und Oxiddicke erzielt wird. Die dabei auftretende Halbierung der parasitären Kapazität des Quench-Widerstandes wirkt sich laut Simulation ebenfalls positiv auf die TTD aus.

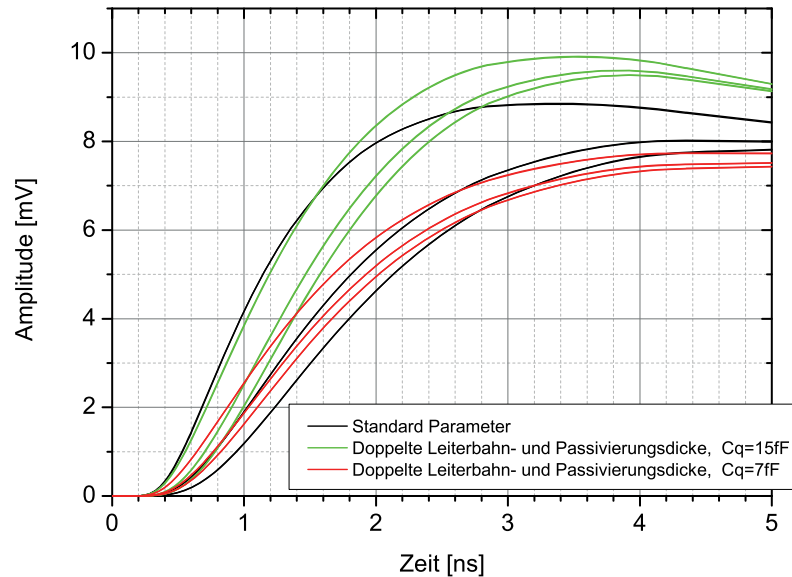


Abbildung 5.13: Simulierte Signalformen eines TT-SiPM mit Standard-Parametern. Im Vergleich dazu sind die Signalformen zweier SiPM dargestellt, bei denen gleichzeitig die parasitären Kapazitäten und Leiterbahnwiderstände halbiert wurden. Die beiden modifizierten SiPM unterscheiden sich lediglich in der parasitären Kapazität des Quench-Widerstandes  $C_q$ .

| Technologische Modifikation                            | TTD [ps] |
|--|----------|
| Standard-Technologie                                   | 860      |
| Oxiddicke verdoppelt                                   | 560      |
| Leiterbahndicke verdoppelt                             | 470      |
| Leiterbahn- u. Oxiddicke verdoppelt, $C_d=15\text{fF}$ | 370      |
| Leiterbahn- u. Oxiddicke verdoppelt, $C_d=7\text{fF}$  | 300      |

Tabelle 5.4: Simulation der Transitzeitdifferenz von Standard- und technologisch modifizierten PM3350T. Die Erhöhung der Passivierungsschichtdicke führt zur Reduktion parasitärer Kapazitäten und die Erhöhung der Leiterbahnschichtdicke zur Senkung von parasitären Widerständen.



# Kapitel 6

## Optimierung des Zeitverhaltens von SiPM

Im folgenden Kapitel werden die bisher gewonnenen Erkenntnisse aus Messungen und Simulationen über das Zeitverhalten unterschiedlicher SiPM verwendet, um mögliche Optimierungen umzusetzen. Dafür werden zunächst Mess- und Simulationsergebnisse mit unterschiedlichen Anschlusskonfigurationen des SiPMs verglichen. Der Vergleich beinhaltet sowohl TTD-Messungen, als auch SPTR-Messungen.

Die in Kapitel 5 dargestellte Transit-Zeit-Optimierung durch Reduktion von parasitären Leitungskapazitäten und -Widerständen wird außerdem aufgegriffen und anhand von Simulation und Messung technologisch modifizierter SiPM bestätigt.

Außerdem werden SiPM vor und nach der Optimierung hinsichtlich der SPTR verglichen. Die SPTR und TTD eines SiPM von Hamamatsu wird ebenfalls charakterisiert um einen Vergleich mit derzeit verfügbaren Bauteilen anderer Hersteller herzustellen.

Zuletzt wird die weitere Optimierung von Leiterbahnwiderständen mit Hilfe des Simulationsmodells untersucht.

### 6.1 Untersuchung verschiedener Anschlusskonfigurationen mit Hilfe des Simulationsmodells und Vergleich mit TTD-Messungen

In diesem Abschnitt wird der Einfluss verschiedener Anschlusskonfigurationen des SiPMs auf die auftretenden Laufzeitdifferenzen untersucht. Dazu werden die Signalabgriffe entsprechend der in Kapitel 4.4 durchgeführten Versuche im Simulationsmodell angepasst.

Hierzu wird der mit „Bias“ und „GND“ bezeichnete Signalausgang an den jeweiligen Knoten im Modell verbunden.

In Kapitel 4.4 wurde eine signifikante Abhängigkeit zwischen Form der SPTR-Verteilung und der Kontaktkonfiguration erkannt, welche durch den Einfluss von unterschiedlich langen Signalpfaden und den damit auftretenden Laufzeitdifferenzen der Signale erklärt werden kann. Zusätzlich wurde in Kapitel 4.3.1 gezeigt, dass die Signale von Mikrozellen in der Nähe der Abgriffe deutlich früher auftreten als die von weit entfernten, wodurch beträchtliche Laufzeitdifferenzen entstehen. Ursache dafür sind die parasitären RC-Glieder auf den Signalpfaden. Da die Standard-Anschlusskonfiguration (mit Anschlüssen bei Position 1 und 3) den maximalen Unterschied zwischen den Signalpfaden erzielt, wird von einer Kontaktierung bei Position 4 und 6 (in der Mitte der vertikalen Aluminiumleiterbahnen) eine Reduktion erwartet. Bei mittiger Kontaktierung der aktiven Fläche sind die Signalpfade nur noch maximal halb so lang und demnach auch die parasitären RC-Glieder. Einen ähnlichen Ansatz bietet die Kontaktierung an gegenüberliegenden Ecken des SiPMs, z.B. bei Position 1 und 7 (diagonal).

Die Simulation der Signalformen wird für die drei genannten Anschlusskonfigurationen (Standard, Mitte, Diagonal) durchgeführt. Die Ergebnisse sind für jeweils neun unterschiedliche Signalursprünge in Abbildung 6.1 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Standard-Anschlusskonfiguration den größten Zeitversatz zwischen den Signalen generiert. Deutlich geringer erscheinen dagegen die Zeitdifferenzen bei diagonaler und mittiger Kontaktierung des SiPM. Tabelle 6.1 stellt die simulierten und gemessenen Transitzeitdifferenzen mit verschiedenen Anschlusskonfigurationen gegenüber. Die diagonale und mittige Kontaktierung erzielen demnach eine Verbesserung der TTD von etwa 70%.

Die vorgestellten Simulationsergebnisse werden im Folgenden mit TTD-Messungen an einem SiPM mit unterschiedlicher Anschlusskonfiguration verglichen. Dazu wird ein  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (Charge SiPM14 W01) auf eine speziell angefertigte Trägerplatine aufgebracht, die es erlaubt alle sechs verfügbaren Bondkontakte an entsprechende Pins auf der Platine anzuschließen. Mit Hilfe eines Adapterstücks zwischen der Platine und dem verwendeten Vorverstärker kann jede der genannten Anschlusskonfigurationen realisiert werden. Während des Experiments wurde eine deutlich verschlechterte Signalform festgestellt, welche durch die zusätzliche Induktivität des Adapterstücks verursacht wird. Zusätzlich vermindern vergleichbar lange Bonddrähte zwischen Testplatine und SiPM-Chip die Signalqualität. Aus diesem Grund sind die folgenden Messergebnisse mit einer Messgenauigkeit von etwa  $\pm 150 \text{ ps}$  zu bewerten.

Die TTD-Messergebnisse des untersuchten SiPM sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Für jede beleuchtete Position wird eine Zeitverteilung berechnet und mit einer Gauß-Funktion

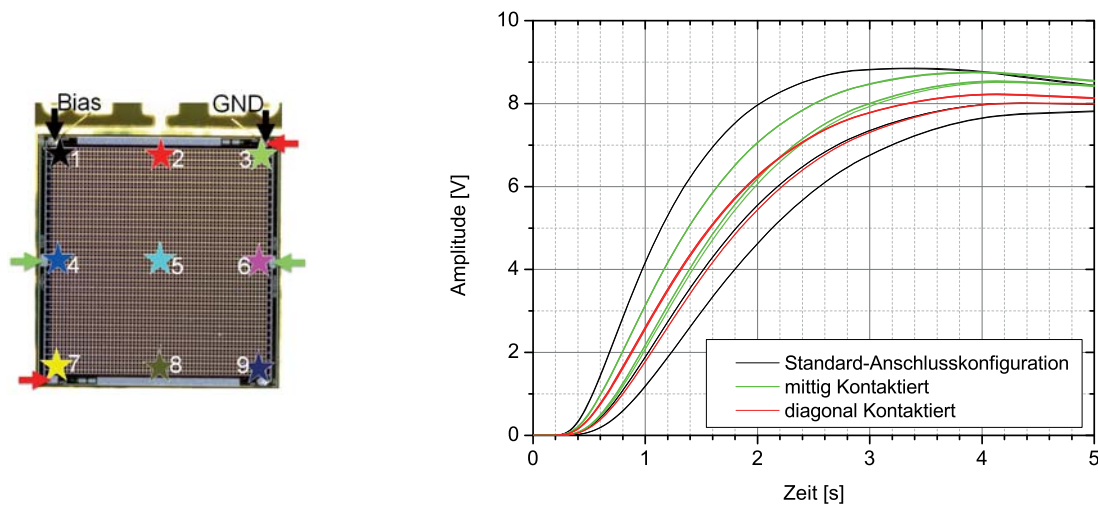


Abbildung 6.1: Simulation der Signale von neun verschiedenen Signalentstehungsorten, mit jeweils einer der gleichfarbig dargestellten Kontaktkonfigurationen. Die Kontaktkonfiguration hat einen signifikanten Einfluss auf den zeitlichen Versatz der Anstiegsflanken.

angepasst. Die neun Zentralpositionen der Gauß-Funktionen sind in Abbildung 6.2 in Form einer Karte dargestellt. Die farbliche Hinterlegung der Werte soll dabei helfen die Laufzeitunterschiede zu Klassifizieren. In allen drei Konfigurationen ist erkennbar, dass die horizontale TTD deutlich geringer als die vertikale TTD ist. Die erzielten Ergebnisse mit der Standard-Anschlusskonfiguration decken sich, trotz der deutlich schlechteren Signalqualität, weitestgehend mit den Ergebnissen aus Kapitel 4.3.1.

Die mittige und diagonale Kontaktkonfiguration liefert eine TTD im Bereich von 270 ps und korreliert demnach sehr gut mit den Simulationsergebnissen aus Tabelle 6.1. Für die Standard-Kontaktkonfiguration wird, wie an dem in Kapitel 4.3.1 untersuchten  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (Charge SiPM08 W16), eine TTD von  $(900 \pm 100) \text{ ps}$  bestimmt.

Die signifikante Verbesserung der TTD durch die mittige bzw. diagonale Anschlusskonfiguration ermöglicht eine vergleichsweise einfache Methode zur Verringerung der auftretenden TTD.

## 6.2 Modifikation der Passivierungsschichtdicke zur Reduktion der TTD

In Kapitel 5.3.2 wird anhand des Simulationsmodells für SiPM mit optischer Barriere gezeigt, dass die parasitäre Kapazität des Leiterbahnnetzwerks einen Einfluss auf die TTD hat. Um dies anhand eines Experiments zu bestätigen, wird die kapazitive Kopplung zwi-

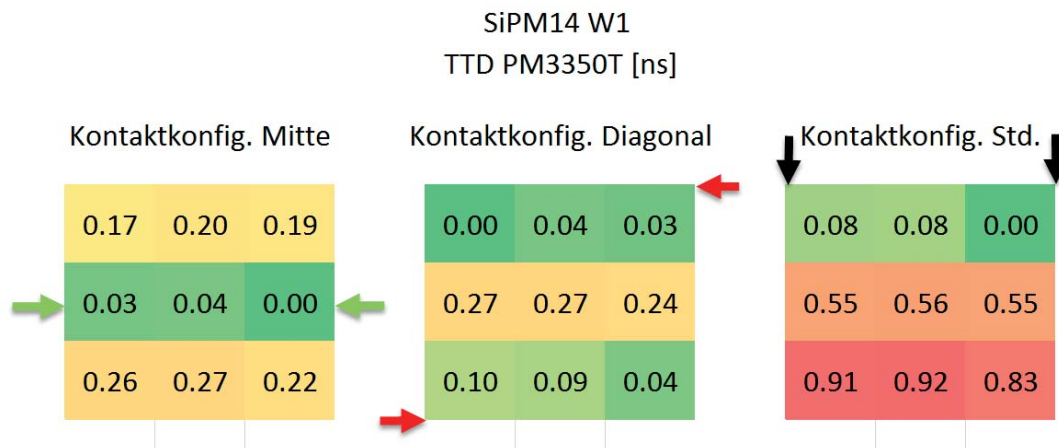


Abbildung 6.2: Die Abbildung zeigt die Ergebnisse einer TTD-Messung an einem  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (Charge SiPM14 W01), welcher nacheinander mit drei Anschlusskonfigurationen untersucht wird. Die farbliche Hinterlegung der Positionen zeigt, dass Signale, die nahe an den Abgriffen entstehen sehr kurze Laufzeitdifferenzen generieren. Alle Werte sind in [ns] angegeben.

schen Leiterbahnen und Substrat durch die Einführung einer um 30% dickeren Passivierungsschicht reduziert. Der Einfluss dieser Modifikation wird sowohl mit einer SPTR- als auch mit einer TTD-Messung quantifiziert. Die im Folgenden untersuchten SiPM (Charge SiPM14 W2) stammen aus dem gleichen Produktionsdurchlauf, wie die in Kapitel 6.1 untersuchten SiPM (Charge SiPM14 W1) und können somit direkt miteinander verglichen werden.

Für die Simulation des modifizierten SiPM werden alle parasitären Kapazitäten ( $C_{\text{lineX}}$ ,  $C_{\text{lineY}}$ ,  $C_{\text{lineG}}$ ,  $C_q$ ) im Modell entsprechend des Zusammenhangs  $C \propto 1/d$  um 30% verringert, wobei  $d$  die Dicke der Passivierungsschicht ist. Mit diesen angepassten Werten liefert die Simulation für die neun verschiedenen Signalursprünge die in Abbildung 6.3 dargestellten Signalformen. Die Reduktion der parasitären Leiterbahnkapazitäten führt zu einer Erhöhung der Signalamplitude, da somit weniger Ladung in die parasitäre Kapazität des Leitungsnetzwerks fließt. Diese wird im Modell von Corsi *et al.* mit  $C_s$  bezeichnet und ist im Simulationsmodell auf alle beinhalteten Leiterbahnstücke verteilt. Durch die Reduzierung der parasitären Kapazität verringert sich die TTD von 860 ps auf 750 ps und damit um etwa 13%.

Entsprechend des in Kapitel 6.1 beschriebenen Aufbaus wird ein weiterer SiPM (Charge SiPM14 W02) mit reduzierter parasitärer Kapazität auf eine Trägerplatine geklebt und mit sechs Bondverbindungen angeschlossen. Damit werden die TTD-Messung mit unterschiedlichen Anschlusskonfigurationen wiederholt. Wie in Kapitel 6.1 bereits beschrieben, ist die Signalqualität in diesem Experiment aufbaubedingt limitiert. Dennoch soll durch die Messungen am modifizierten SiPM die Auswirkung der parasitären Kapazität des Leiterbahnnetzwerks auf die TTD gezeigt werden.

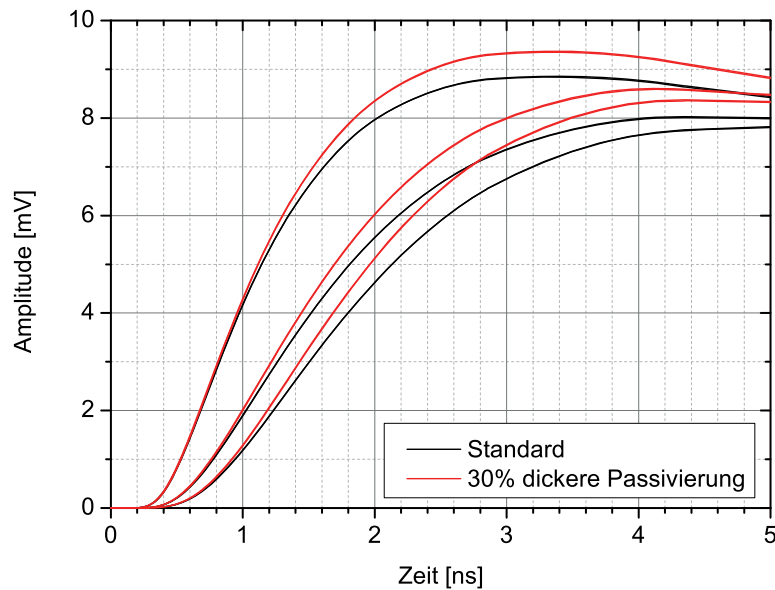


Abbildung 6.3: Simulation der Signalformen eines PM3350T mit Standard-Passivierung und einer um 30% erhöhten Passivierungsdicke. Die Erhöhung führt zur Reduktion der parasitären kapazitiven Kopplung zwischen Leiterbahnnetzwerk und Substrat. Die resultierende TTD ist um 13% geringer im Vergleich zur Standard-Dicke.

Abbildung 6.4 zeigt die TTD-Messergebnisse des modifizierten SiPM. Im Vergleich zu Abbildung 6.2 ergibt sich für den SiPM mit 30% dickerer Passivierung bei allen drei untersuchten Anschlusskonfigurationen eine deutliche reduzierte TTD. Die dargestellten Ergebnisse decken sich mit den jeweiligen Simulationen und sind zum Vergleich in Tabelle 6.1 dargestellt.

Zusätzlich werden SPTR-Messungen an den beiden SiPM (Charge SiPM14 W1 und W2) durchgeführt. Bei dieser Messung werden die Detektoren bei gleicher Vorspannung betrieben und auf der gesamten aktiven Fläche homogen beleuchtet. Der Test erfolgt bei einer Temperatur von  $-18\text{ }^{\circ}\text{C}$  um die Dunkelzählrate zu minimieren. Abbildung 6.5 zeigt die Zeitverteilungen der beiden untersuchten SiPM mit verschiedenen Anschlusskonfigurationen. Beim Vergleich der Zeitverteilungen mit Standard-Anschlusskonfiguration fällt auf, dass die vom modifizierten SiPM generierte Zeitverteilung eine deutlich geringer ausgeprägte Schulter auf der linken Seite aufweist. Der SiPM mit Standard-Passivierungsdicke liefert im Vergleich eine um etwa 250 ps breite Schulter. Bei mittlerer und diagonaler Anschlusskonfiguration resultieren bei beiden PM3350T Gauß-förmige Verteilungen mit vergleichbaren Halbwertsbreiten, wobei diese aufgrund der aufbaubedingt schlechten Signalqualität nicht quantitativ bewertet wird.



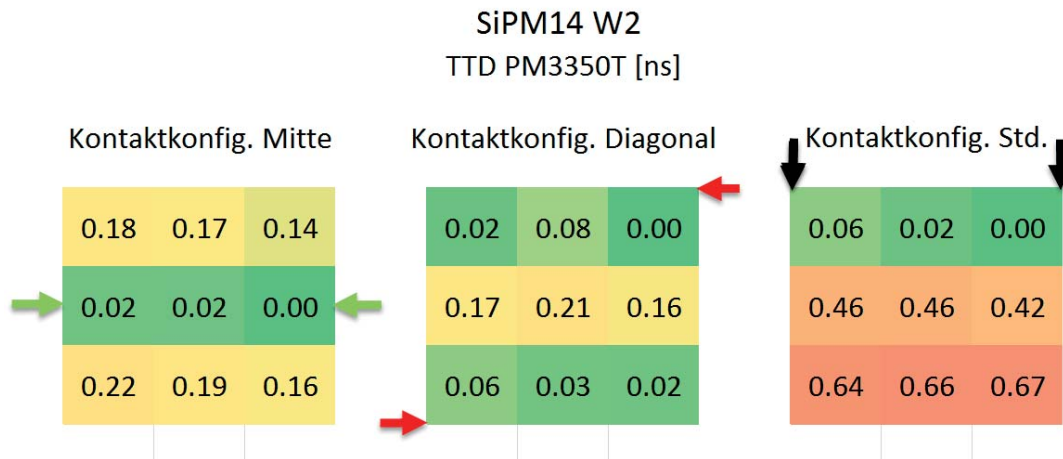


Abbildung 6.4: Ergebnisse einer TTD-Messung an einem  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (Charge SiPM14 W02) mit reduzierter Leiterbahnkapazität. Dieser SiPM wird mit drei Anschlusskonfigurationen untersucht. Die farbliche Hinterlegung der Positionen zeigt, dass Signale, die nahe an den Abgriffen entstehen, sehr kurze Laufzeitdifferenzen generieren. Alle Werte sind in [ns] angegeben.

| Konfiguration | Standard PM3350T |               | 30% reduzierte Leiterbahnkapazität |               |
|---------------|------------------|---------------|------------------------------------|---------------|
|               | simuliert [ps]   | gemessen [ps] | simuliert [ps]                     | gemessen [ps] |
| Standard      | 860              | 940           | 750                                | 780           |
| Mitte         | 270              | 270           | 230                                | 220           |
| Diagonal      | 250              | 270           | 210                                | 210           |

Tabelle 6.1: Darstellung der TTD-Simulations- und Messergebnisse mit unterschiedlichen Anschlusskonfigurationen des SiPM. Die Tabelle zeigt außerdem einen Vergleich zwischen der standardmäßig prozessierten SiPM und modifizierten Bauteilen mit reduzierter Leiterbahnkapazität. Sowohl die Simulation, als auch die Messung an den optimierten Bauteilen zeigt eine tendenzielle Abnahme der TTD.

Aufgrund dieser Limitierung werden die TTD- und SPTR-Messungen wiederholt an zwei SiPM im Standard-Gehäuse durchgeführt. Die resultierende SPTR-Zeitverteilung der beiden SiPM ist ebenfalls in Abbildung 6.5 in schwarzer Farbe dargestellt. Die reduzierte Breite der Verteilung des SiPM mit dicker Passivierung ist auch hier wieder deutlich erkennbar.

Die TTD-Messung an den Bauteilen im Standard-Gehäuse erzielt eine maximale Zeitdifferenz zwischen den Signalen der Position 3 und 7 von  $(940 \pm 100)$  ps beim Standard-SiPM und  $(780 \pm 100)$  ps beim modifizierten SiPM. Die gemittelten Signalformen der Signale von Position 1,3,7 und 9 sind für beide SiPM in Abbildung 6.6 dargestellt. Ebenfalls sind die resultierenden Zeitverteilungen, die aus den Signalformen an den unterschiedlichen Beleuchtungspositionen mit Hilfe des Software-LED ermittelt werden, in Abbildung 6.6

enthalten. Beim Vergleich der gemessenen und simulierten Signalformen (Abbildung 6.6 und 6.3) können folgende Übereinstimmungen beobachtet werden:

- Die Signalamplitude des modifizierten SiPM ist größer als die des Referenz-SiPM, obwohl die beiden SiPM bei gleicher Überspannung betrieben werden
- Der Amplitudenunterschied zwischen den Signalen ist beim modifizierten SiPM geringer
- Die Anstiegsflanken der Signale von Position 1 und 3 haben beim Referenz- und modifizierten SiPM näherungsweise die gleiche Steigung
- Die Signale von den Positionen 7 und 9 haben beim Referenz- und modifizierten SiPM dagegen einen deutlich unterschiedlichen Verlauf
- Die TTD wird beim modifizierten SiPM durch den steileren Anstieg der Signale von Position 7 und 9 reduziert

Durch die 30%ige Reduktion der parasitären Kapazitäten des Leiterbahnnetzwerks wird die TTD um 17 % verringert. Wie in Kapitel 4.3.1 experimentell dargestellt, wird der Beitrag an den Flanken der Verteilungen von Mikrozellen am Rand der Detektoren generiert, deren Signale die größte TTD zueinander haben. Die Reduktion der kapazitiven Kopplung zwischen Substrat und Leiterbahnen führt zur Verringerung der TTD und somit zur Abnahme der Verteilungsbreite. Dieses Messergebnis deckt sich außerdem mit dem in Kapitel 5.3.2 simulierten Einfluss der parasitären Kapazitäten auf die TTD.

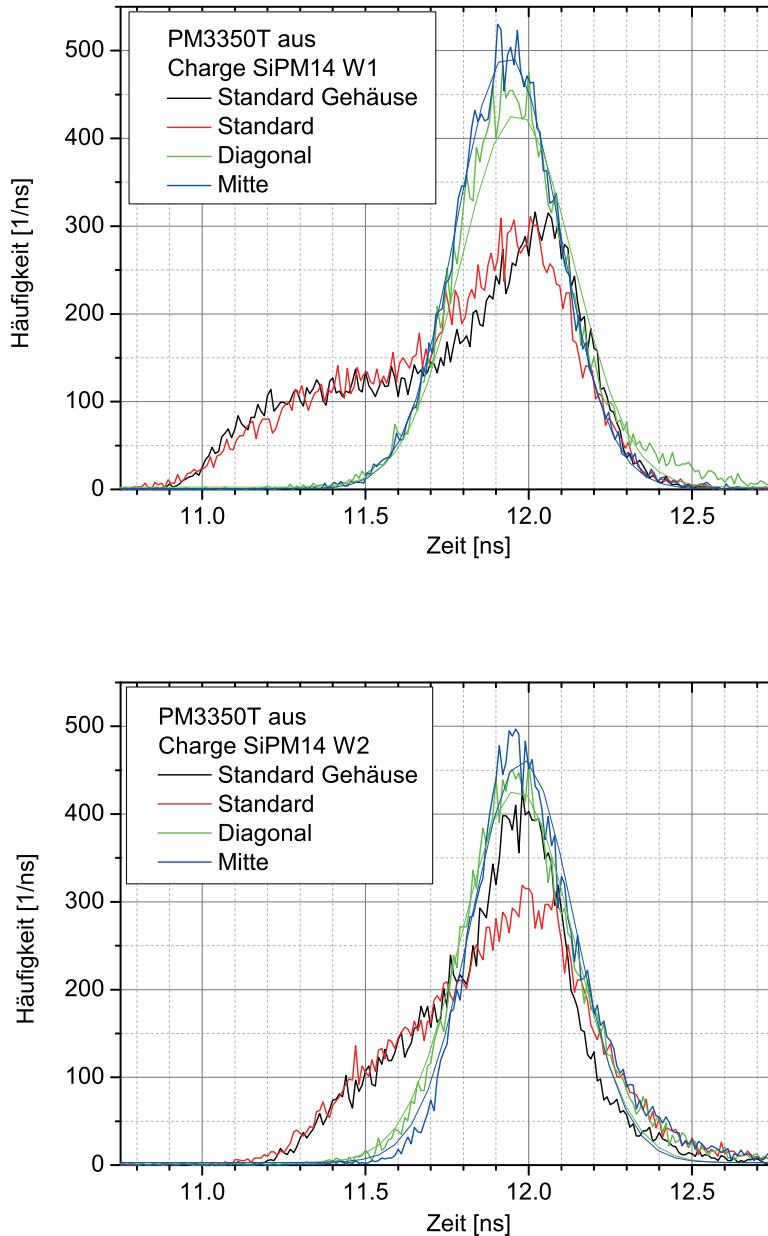


Abbildung 6.5: Einzel-Photonen-Zeitverteilungen der beiden untersuchten SiPM mit verschiedenen Anschlusskonfigurationen. Es lässt sich eine deutliche Reduktion der Verteilungsbreite beim Vergleich des Referenz-Bauteils (W1) und des SiPM mit reduzierter parasitärer Kapazität (W2), die jeweils in Standard-Anschlusskonfiguration angeschlossen sind, erkennen. Mit diagonaler und mittiger Anschlusskonfiguration erzielen beide Bauteile vergleichbare Ergebnisse.

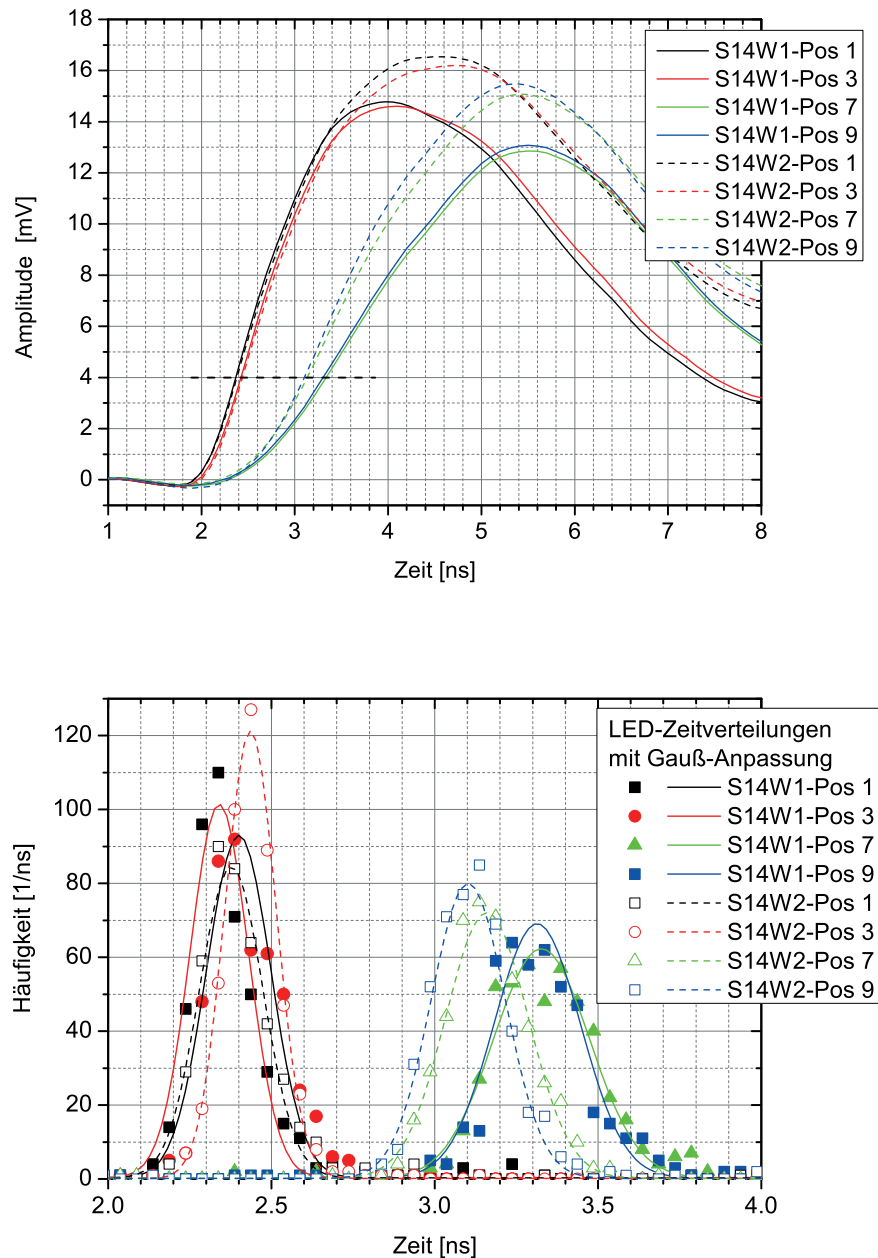


Abbildung 6.6: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des Referenz-SiPM (Charge SiPM14 W1, durchgezogene Linien) und des modifizierten SiPM (Charge SiPM14 W2, gestrichelte Linien). Die dargestellten Signalformen werden jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Zeitverteilungen (unten) nach Analyse der Signalformen mit Hilfe eines Software-Leading-Edge-Diskriminators (LED). Die Transit-Zeit-Differenz wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Funktionen ermittelt.

## 6.3 Modifikation des Leiterbahnwiderstandes

Die Untersuchung der parasitären Leiterbahnparameter in Kapitel 5.3.2 hat neben der Reduktion der TTD durch geringere parasitäre Kapazitäten ebenfalls gezeigt, dass diese durch die Verringerung der Leiterbahnwiderstände verbessert werden kann. Eine Reduktion der Leiterbahnwiderstände kann etwa durch Erhöhung der Aluminiumschichtdicke erzielt werden, was jedoch aufgrund technologischer Einschränkungen nur um bis zu 30% möglich ist. Eine weitere Möglichkeit ist die Modifikation der Leiterbahnbreite, welche jedoch gleichermaßen eine höhere parasitäre Kapazität verursacht. Die Leiterbahnen im aktiven Bereich des SiPM, d.h. vor allem die horizontal verlaufenden Leiterbahnen, welche die Mikrozellen zu Zeilen verbinden, werden unverändert gelassen, da die TTD entlang einer Mikrozellenzeile (x-Richtung) im Vergleich zur y-Richtung gering ist. Zunächst soll mit Hilfe des Simulationsmodells gezeigt werden, ob die Verbreiterung der vertikalen Leiterbahnen und die damit verbundene Reduktion des Widerstands bei gleichzeitiger Erhöhung der Leiterbahnkapazität eine Verbesserung erzielen kann. Dazu werden die Werte  $R_{lineY}$  um Faktor 0.5, 0.33 und 0.125 verringert, bzw.  $C_{lineY}$  um Faktor 2, 3 und 8 erhöht. Geometrisch betrachtet entspricht dies einer Verdopplung, Verdreifachung und Verachtachung der Leiterbahnbreite.

Die in Abbildung 6.7 dargestellten Simulationsergebnisse zeigen eine deutliche Verringerung der TTD von ausgehend 860 ps auf 460 ps durch die Verdopplung der Leiterbahnbreite, bzw. auf 325 ps bei Verdreifachung. Die Verachtachung der Breite erzielt eine TTD von 170 ps. Diese Werte werden bei einer konstanten Diskriminatorschwelle von 4.5 mV aus den abgebildeten Kurven als Zeitdifferenz zwischen dem ersten und letzten auftretenden Signal abgelesen. In Abbildung 6.7 lässt sich außerdem erkennen, dass die Pulsamplituden der entstehenden Signale mit Verringerung des Leiterbahnwiderstands eine kleinere Amplitudendifferenz aufweisen. Geringe Amplitudenschwankungen reduzieren bei SPTR-Messungen mit Leading-Edge-Diskiminatoren den auftretenden *Time Walk* und verbessern somit ebenfalls die Zeitauflösung.

Entsprechend der Simulationsergebnisse stellt die Verbreiterung der vertikalen Leiterbahnen eine Methode zur Reduktion der TTD dar. Zur technologischen Realisierung wird die Maske für die Metallstrukturierung verändert. Die Modifikation wird stufenweise im Produktionsdurchlauf SiPM18 umgesetzt (Referenz ist dabei die Charge SiPM18 Wafer 1) und zusätzlich in Kombination mit einer 30% erhöhten Passivierungsdicke (Charge SiPM18 Wafer 8) und einer um 30% erhöhten Leiterbahnschichtdicke (Charge SiPM18 Wafer 2) getestet. Die Testmatrix ist in Tabelle 6.2 dargestellt.

Die SiPM aus Charge SiPM18 Wafer 1 werden ohne weiterer technologischer Modifikationen realisiert und dienen im Folgenden als Referenz. Mit den SiPM aus Charge SiPM18

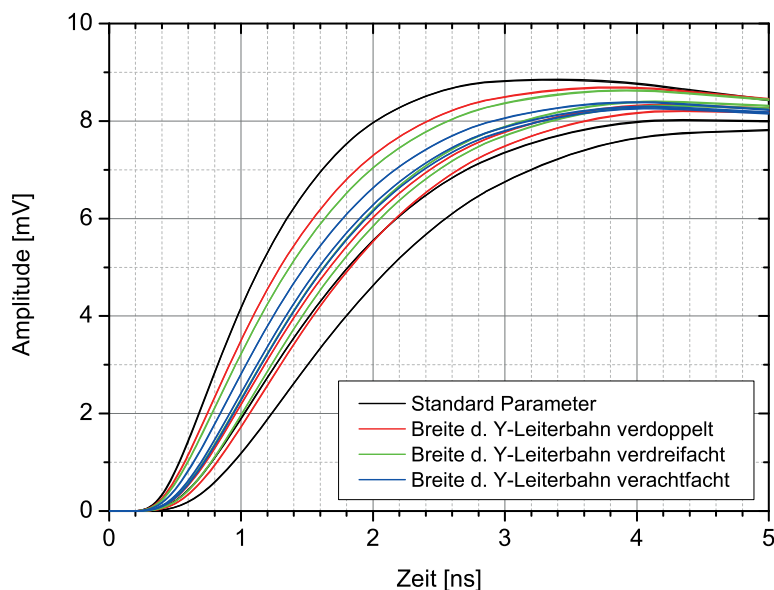


Abbildung 6.7: Simulierte Signalformen eines Referenz-SiPM mit optischen Barrieren im Vergleich zu Signalformen von drei modifizierten Varianten. Bei den modifizierten SiPM ist die vertikale Leiterbahn im Randbereich der aktiven Fläche um einen Faktor 2, 3 bzw. 8 verbreitert, was eine Abnahme des Leiterbahnwiderstandes bei gleichzeitiger Erhöhung der Kapazität zur Folge hat. Bei der Simulation wird die Standard-Anschlusskonfiguration verwendet.

Wafer 2 und Wafer 8 ist die Untersuchung einer Kombination aus verbreiteter Leiterbahn und erhöhter Passivierungsdicke bzw. Leiterbahndicke möglich. Auf allen drei Wafern werden vier verschiedene Leiterbahntypen prozessiert, die in Abbildung 6.8 dargestellt sind. Deren parasitäre Leiterbahnwiderstände werden mit einer Vier-Spitzen-Messung (Semiconductor Parameter Analyzer 4200-SCS, Keithley) untersucht und in Abhängigkeit der Leiterbahnbreite in Abbildung 6.9 dargestellt. Die Standard-Leiterbahn besitzt eine Breite von  $15\ \mu\text{m}$ . Über eine Länge von  $3\ \text{mm}$  wird ein Widerstand von  $12.2\ \Omega$  bei Wafer 1 bzw.  $11.9\ \Omega$  bei Wafer 8 ermittelt. Daraus ergibt sich ein Widerstand  $R_{lineY} = 0.4\ \Omega$  pro  $100\ \mu\text{m}$  Leiterbahnlänge. Bei Wafer 2 ergibt sich aufgrund der etwa 30% dickeren Metallschicht eine Resistivität von  $8.2\ \Omega$  und somit  $0.27\ \Omega$  pro  $100\ \mu\text{m}$ . Die Werte wurden jeweils durch die Messung von vier SiPM ermittelt. Die mittlere Abweichung zwischen den Einzelmessungen lag bei 2%.

Die Widerstände der drei weiteren Leiterbahntypen mit Breiten von  $30\ \mu\text{m}$ ,  $45\ \mu\text{m}$  und  $120\ \mu\text{m}$  verhalten sich entsprechend der theoretischen Gesetzmäßigkeiten und folgen einem  $1/x$ -Verlauf. Die minimale Resistivität wird mit dem Layout Typ 3 erreicht und beträgt  $1.75\ \Omega$  für Wafer 1,  $1.70\ \Omega$  für Wafer 8 und  $1.15\ \Omega$  für Wafer 2, gemessen für jeweils  $3\ \text{mm}$  Leiterbahnlänge. Dies entspricht einem Widerstandsverhältnis von Faktor 7 zwischen Standard-Leiterbahn mit  $15\ \mu\text{m}$  Breite und Typ 3 mit  $120\ \mu\text{m}$  Breite.

| SiPM 18                       | Modifikation                    |                                 |                                 |
|-------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|
| Wafernummer                   | 1                               | 2                               | 8                               |
| Tech. Modifikation            | Referenz                        | Dickere Leiterbahnen            | Dickere Passivierung            |
| verfügbare Leiterbahn-Layouts | Std.<br>Typ 1<br>Typ 2<br>Typ 3 | Std.<br>Typ 1<br>Typ 2<br>Typ 3 | Std.<br>Typ 1<br>Typ 2<br>Typ 3 |

Tabelle 6.2: Übersicht der realisierten SiPM-Varianten. Alle Leiterbahn-Typen sind jeweils auf den verschiedenen Wafern vorhanden. Somit ist z.B. der Test einer Kombination aus verbreiteter Leiterbahn und erhöhter Passivierungsdicke möglich.

Alle hergestellten SiPMs werden in ein Gehäuse verbaut und in Standard- bzw. mitiger Anschlusskonfiguration kontaktiert. Dies ermöglicht sowohl den Vergleich der TTD und SPTR zwischen den verschiedenen Technologievarianten als auch den Vergleich in Kombination mit einer optimierten Anschlusskonfiguration.

Um die Auswirkung der Resistivität der vertikalen Leiterbahn zu testen, werden die vier verschiedenen SiPMs von Wafer 1 in Standard-Anschlusskonfiguration mit einer TTD-Messung untersucht. Die Messung erfolgt bei Raumtemperatur und wird bei allen SiPM mit gleicher Betriebsspannung durchgeführt, um die Vergleichbarkeit der Messergebnisse zu gewährleisten. Die gemittelten Signalformen von den Positionen 3, 7 und 9 sind in Abbildung 6.10 dargestellt. Wie die bisher durchgeführten Versuche gezeigt haben, wird die maximale TTD, bei SiPM mit Standard-Anschlusskonfiguration, von diesen Positionen generiert. Beim Vergleich der in Abbildung 6.7 und 6.10 dargestellten Simulations- und Messergebnisse können folgende Übereinstimmungen beobachtet werden:

- Die Abnahme der TTD mit sinkender Leiterbahnresistivität ist in beiden Graphiken deutlich erkennbar
- Die an Position 3 generierten Signale weisen mit zunehmender Leiterbahnbreite eine flachere Flankensteilheit auf, was auf die höhere parasitäre Kapazität der Leiterbahnnetzwerks zurückzuführen ist
- Die Signale von den Positionen 7 und 9 erfahren durch den sinkenden Leiterbahnwiderstand weniger Dämpfung, was in einer zunehmenden Flankensteilheit resultiert
- Diese beiden gegenläufigen Effekte führen bei den SiPM mit modifiziertem Leiterbahnlayout zu einer deutlich niedrigeren TTD

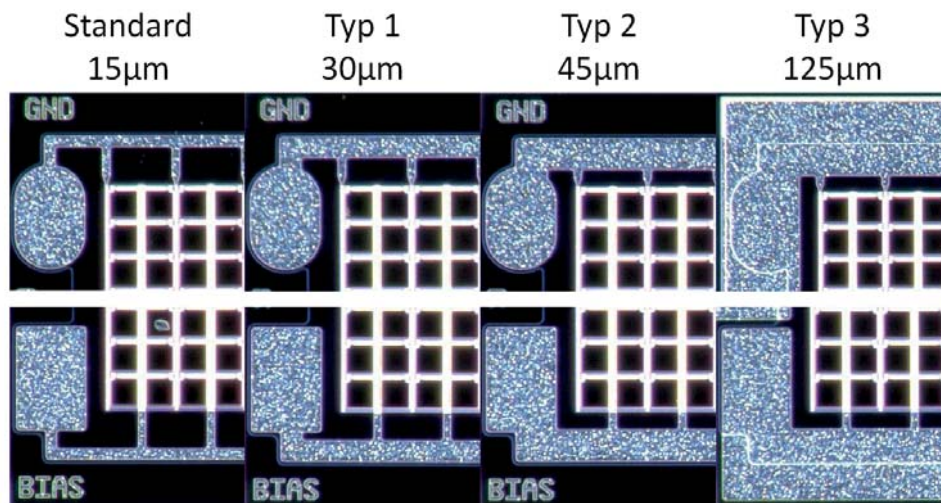


Abbildung 6.8: Mikroskopische Ansicht der Standard- und modifizierten Leiterbahnen. Die Leiterbahnen befinden sich im Randbereich der aktiven Fläche des SiPM und verbinden die Mikrozellen mit dem gemeinsamen Bias- bzw. Ground-Abgriff.

| Layout | simulierte TTD [ps] | gemessene TTD [ps] | Abbildung |
|--------|---------------------|--------------------|-----------|
| Std.   | 860                 | 1020               | 7.2       |
| Typ 1  | 460                 | 777                | 7.3       |
| Typ 2  | 325                 | 630                | 7.4       |
| Typ 3  | 135                 | 376                | 7.5       |

Tabelle 6.3: Quantitativer Vergleich der simulierten und gemessenen TTD für verschiedene Leiterbahnlayouts. Die Ergebnisse wurden an SiPM mit Standard-Anschlusskonfiguration simuliert und gemessen. Die detaillierten Messwerte befinden sich in den Abbildungen 7.2, 7.3, 7.4 und 7.5 im Anhang.

- Die Anstiegsflankensteilheit und Amplituden der Signalformen gleichen sich zunehmend an

Die Verbreiterung der vertikalen Leiterbahnen führt zur Angleichung von Signalformen unterschiedlicher Entstehungsorte und zur Reduktion der TTD. Somit stellt diese technologische Modifikation eine weitere vielversprechende Methode zur Verbesserung der Zeitaufösung von SiPM mit optischer Barriere dar.

Der quantitative Vergleich zwischen Simulation und Messung ist in Tabelle 6.3 enthalten. Aus dem Vergleich kann die stetige Abnahme der TTD mit zunehmender Leiterbahnbreite erkannt werden. Die Abweichung zwischen Simulation und Messung beträgt für das Layout vom Typ 3 jedoch mehr als Faktor 2.4. Die Ursache für diese Abweichung wird an dieser Stelle nicht weiter untersucht, da sich die tendenzielle Verbesserung in Simulation und Messung widerspiegelt.



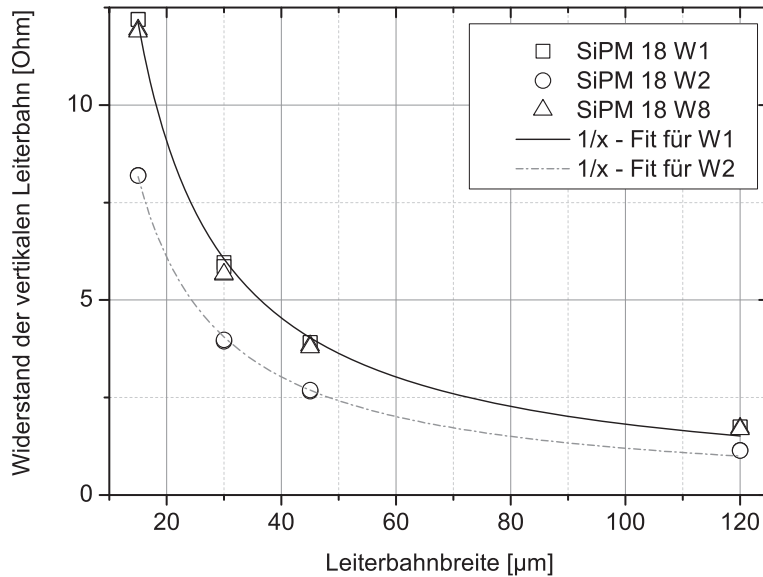


Abbildung 6.9: Messung der Leiterbahnwiderstände über 3 mm Länge mit Hilfe einer 4-Spitzen-Messung. Die Leiterbahnwiderstände folgen wie erwartet einer  $1/x$ -Funktion.

Die Referenz-SiPM (Charge SiPM18 Wafer 1) werden im Folgenden mit verschiedenen Anschlusskonfigurationen untersucht. Wie in Kapitel 6.1 beschrieben, kann durch die Anpassung der Anschlusskonfiguration eine Verbesserung der TTD von 70% erzielt werden. Zusätzlich werden die SiPM mit Standard-Leiterbahnbreite und Leiterbahntyp 3 mit mittlerer Kontaktkonfiguration untersucht. Die SiPM werden bei gleichen Umgebungsbedingungen und der gleichen Betriebsspannung getestet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.11 dargestellt. Die durch Anpassung der Anschlusskonfiguration zu erwartende Abnahme der TTD ist auch hier deutlich zu erkennen:  $(1020 \pm 50)$  ps auf  $(413 \pm 50)$  ps (siehe Tabelle 6.4). Zusätzlich ist erkennbar, dass die Variante Typ 3 eine weitere Verbesserung auf  $(143 \pm 50)$  ps erzielt. Die Kombination aus mittlerer Anschlusskonfiguration und erhöhter Leiterbahnbreite führt demnach zu der bisher geringsten TTD, die im Rahmen dieser Arbeit an PM3350T gemessen wurde. Diese ist mehr als Faktor 7 niedriger, als bei den ursprünglich untersuchten PM3350T.

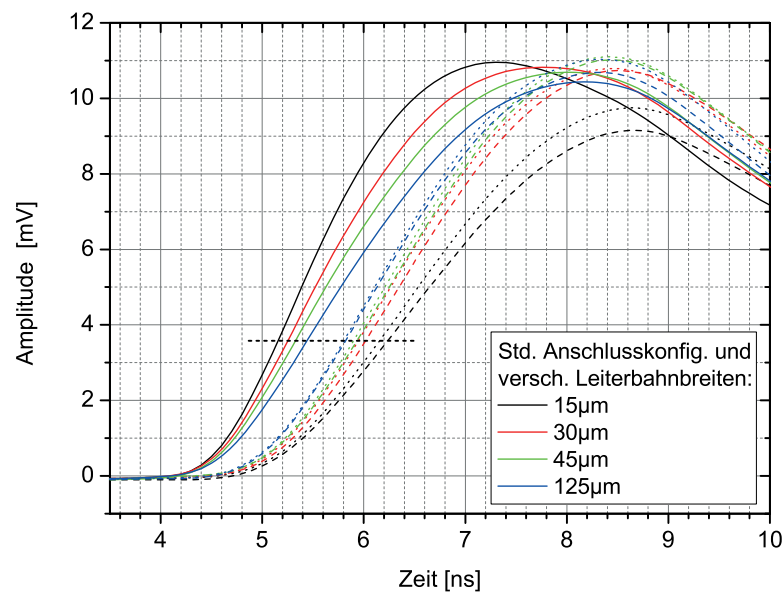


Abbildung 6.10: Gemessene, mittlere Signalformen von verschiedener Positionen (Pos. 3 Linie, Pos. 7 Striche und Pos. 9 Punkte) unterschiedlicher SiPMs (Charge SiPM18 Wafer 1). Die vier untersuchten SiPM unterscheiden sich in der Breite der Leiterbahn in y-Richtung. Die Anschlusskonfiguration entspricht der Standard-Kontaktkonfiguration.

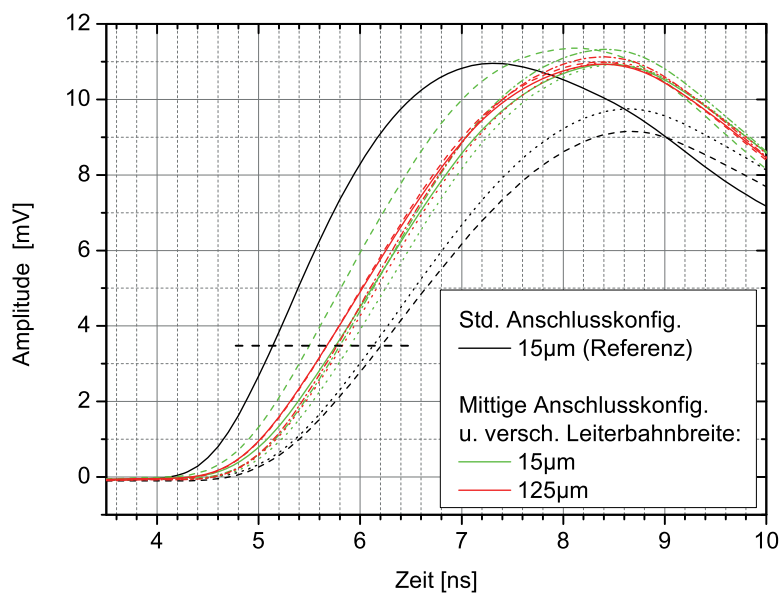


Abbildung 6.11: Gemessene, gemittelte Signalformen von verschiedenen Beleuchtungspositionen. Die untersuchten SiPM unterscheiden sich in der Breite der vertikalen Leiterbahn und wurden in Standard- und mittiger Kontaktanordnung angeschlossen. Die durchgezogene Linie beschreibt die Signalform von Position 3 bei Standard-Anschlusskonfiguration und von Position 6 bei Anschluss in der Mitte. Die Signalformen von Position 7 sind gestrichelt und von Position 9 gepunktet dargestellt.



## 6.4 Auswirkung technologischer Modifikationen in Kombination mit verschiedenen Leiterbahnlayouts auf das Zeitverhalten

Im Folgenden werden die SiPM der beiden weiteren technologisch modifizierten Wafer 2 und 8 aus dem Produktionsdurchlauf SiPM18 charakterisiert, welche über eine 30% erhöhte Leiterbahndicke (Wafer 2) bzw. eine 30% erhöhte Passivierungsschichtdicke (Wafer 8) verfügen. Die TTD-Messung der SiPM mit Standard-Leiterbahnlayout und Standard-Kontaktconfiguration ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Es lässt sich darin sowohl für die dickere Passivierungsschicht, als auch für die erhöhte Leiterbahndicke eine reduzierte TTD erkennen. Außerdem ist zu beobachten, dass die Verringerung des Leiterbahnwiderstandes zu einer Angleichung der entstehenden Signalamplituden führt. Die Amplitudendifferenz beträgt beim SiPM von Wafer 2 etwa 5%, wobei die Signale der beiden anderen SiPM mehr als 10% aufweisen. Die resultierende TTD beträgt  $(863 \pm 50)$  ps für den SiPM mit erhöhter Leiterbahndicke und  $(855 \pm 50)$  ps für den SiPM mit dickerer Passivierungsschicht. Die TTD des Referenz-SiPM beträgt  $(1020 \pm 50)$  ps (siehe Abbildung 6.12).

Beide technologischen Modifikationen führen bei zu einer Verringerung der TTD. Die Kombination von mittiger Anschlussconfiguration und erhöhter Leiterbahnschichtdicke erzielt beim Standard-Leiterbahnlayout eine Reduzierung der TTD auf  $(288 \pm 50)$  ps, bzw. auf  $(328 \pm 50)$  ps bei dem PM3350T mit erhöhter Passivierungsschichtdicke. Der entsprechende technologisch unveränderte Referenz-PM3350T mit mittiger Anschlussconfiguration lieferte  $(413 \pm 50)$  ps. Beim Vergleich der Werte fällt auf, dass der größere Einfluss auf die TTD von der Leiterbahnresistivität ausgeht. Wird diese jedoch deutlich reduziert, wie es beim Leiterbahnlayout Typ 3 der Fall ist, nimmt der Einfluss ab. Dies ist beim Vergleich der Messwerte des Referenz-SiPM mit Leiterbahnlayout Typ 3 und SiPM mit erhöhter Leiterbahnschichtdicke in Standard-Anschlussconfiguration erkennbar. Diese beiden SiPM erzielen nahezu die gleiche TTD:  $(376 \pm 50)$  ps und  $(370 \pm 50)$  ps.

Die Auswirkung der technologischen Modifikationen werden ebenfalls an PM3350T mit Leiterbahnlayout Typ 3 und mittiger Anschlussconfiguration untersucht. Abbildung 6.13 stellt die Messergebnisse an jeweils einem PM3350T pro Technologievariante mit Leiterbahnlayout Typ 3 und mittiger Anschlussconfiguration dar. Diese weisen die niedrigste TTD auf, die im Rahmen dieser Arbeit an PM3350T gemessen wurde. Außerdem zeigen alle getesteten PM3350T eine nahezu gleichbleibende Signalamplitude und -form. Die ermittelte TTD beträgt  $(143 \pm 50)$  ps für den Referenz-PM3350T,  $(161 \pm 50)$  ps für den PM3350T mit erhöhter Leiterbahndicke und  $(151 \pm 50)$  ps für den PM3350T mit erhöhter Passivierungsschichtdicke. In diesem Messbereich ist aufgrund der Unsicherheit eine

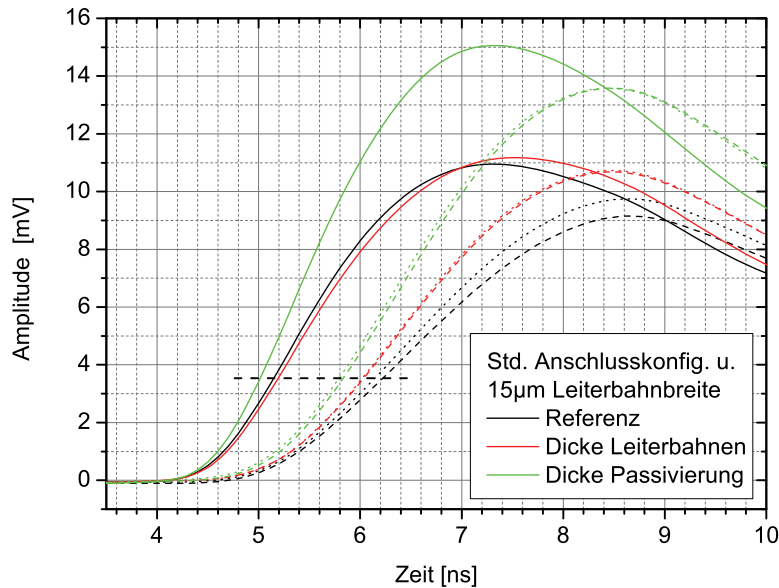


Abbildung 6.12: Gemessene, gemittelte Signalformen von drei in Standard-Anschlusskonfiguration angeschlossenen PM3350T mit Standard-Leiterbahnlayout. Die untersuchten Bauteile unterscheiden sich in der Dicke der Passivierungsschicht und der Dicke der Metall-Leiterbahnen. Die resultierenden Signalformen sind im Vergleich zum Referenz-SiPM dargestellt. Die ausgewählten Beleuchtungspositionen wurden bei vorangegangenen Untersuchungen als Extrema identifiziert.

Unterscheidung der technologischen Einflüsse nicht mehr möglich. Aufgrund der höheren Amplitude und der daraus resultierenden steileren Anstiegsflanke stellt die Erhöhung der Passivierungsschichtdicke trotzdem die vielversprechendste technologische Modifikation dar.

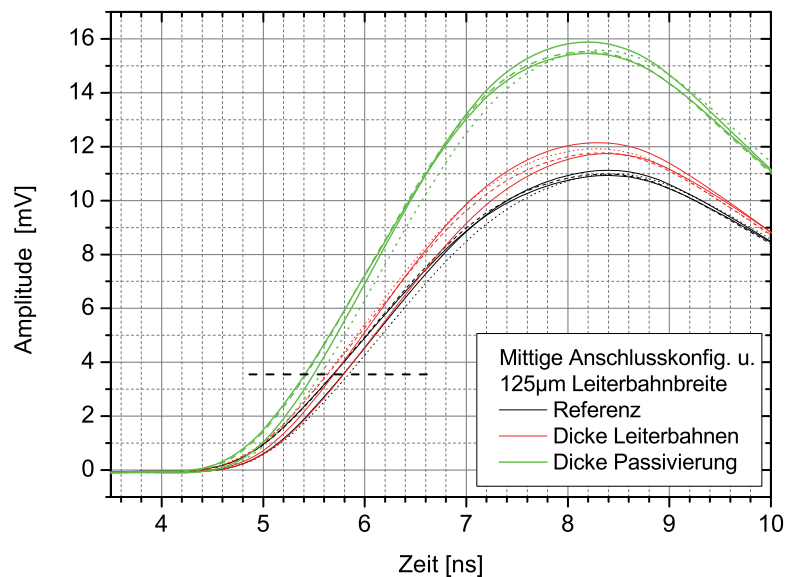


Abbildung 6.13: Gemessene und gemittelte Signalformen von drei PM3350T mit Leiterbahn-Layout Typ 3 ( $120\mu\text{m}$  Breite), die in mittiger Anschlusskonfiguration angeschlossen sind. Alle drei SiPM erzielen vergleichbare TTD-Werte. Die ausgewählten Beleuchtungspositionen wurden bei vorangegangenen Untersuchungen als Extrema identifiziert (Position 3 Linie, Position 7 Striche und Position 9 Punkte).

| Kontakt-Konfiguration | Leiterbahn-layout      | technologische Modifikation | gemessene TTD [ps] | Abbildung |
|-----------------------|------------------------|-----------------------------|--------------------|-----------|
| Standard              | Std. $15\mu\text{m}$   | Standard                    | 1020               | 7.2       |
| Standard              | Std. $15\mu\text{m}$   | Dickere Leiterbahnen        | 863                | 7.8       |
| Standard              | Std. $15\mu\text{m}$   | Dickere Passivierung        | 855                | 7.12      |
| Mittig                | Std. $15\mu\text{m}$   | Standard                    | 413                | 7.6       |
| Mittig                | Std. $15\mu\text{m}$   | Dickere Leiterbahnen        | 288                | 7.10      |
| Mittig                | Std. $15\mu\text{m}$   | Dickere Passivierung        | 328                | 7.13      |
| Mittig                | Typ 3 $120\mu\text{m}$ | Standard                    | 143                | 7.7       |
| Mittig                | Typ 3 $120\mu\text{m}$ | Dickere Leiterbahnen        | 161                | 7.11      |
| Mittig                | Typ 3 $120\mu\text{m}$ | Dickere Passivierung        | 151                | 7.14      |
| Standard              | Typ 3 $120\mu\text{m}$ | Standard                    | 376                | 7.5       |
| Standard              | Typ 3 $120\mu\text{m}$ | Dickere Leiterbahnen        | 370                | 7.9       |

Tabelle 6.4: Vergleich der gemessenen TTD für verschiedene Leiterbahnlayouts und Anschlusskonfigurationen. Die Messwerte wurden durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Funktionen ermittelt. Diese sind in den angegebenen Abbildungen im Anhang enthalten.

## 6.5 Vergleich der modifizierten SiPM hinsichtlich SPTR

In diesem Abschnitt werden die modifizierten PM3350T aus Kapitel 6.3 und 6.4 hinsichtlich der SPTR verglichen. Zur Messung werden die Signalformen der SiPM bei homogener Ausleuchtung digitalisiert und mit Hilfe des Software-CFD analysiert. Die Messung wird bei  $-18^{\circ}\text{C}$  durchgeführt um die Dunkelzählrate zu minimieren.

Die resultierenden Zeitverteilungen sind in Abbildung 6.14 dargestellt. Für das Referenz-Bauteil mit Standard-Leiterbahnlayout und mittlerer Anschlusskonfiguration resultiert eine Halbwertsbreite von  $(294 \pm 9)$  ps ohne Korrektur des elektronischen Rauschens. Der PM3350T mit erhöhter Passivierungsdicke und Leiterbahnlayout Typ 3 erzielt einen geringfügig niedrigeren Wert von  $(270 \pm 9)$  ps. Eine signifikante Verbesserung kann beim PM3350T mit dem Leiterbahnlayout Typ 3 und erhöhter Passivierungsdicke festgestellt werden. Dieser erzielt eine SPTR von  $(215 \pm 7)$  ps.

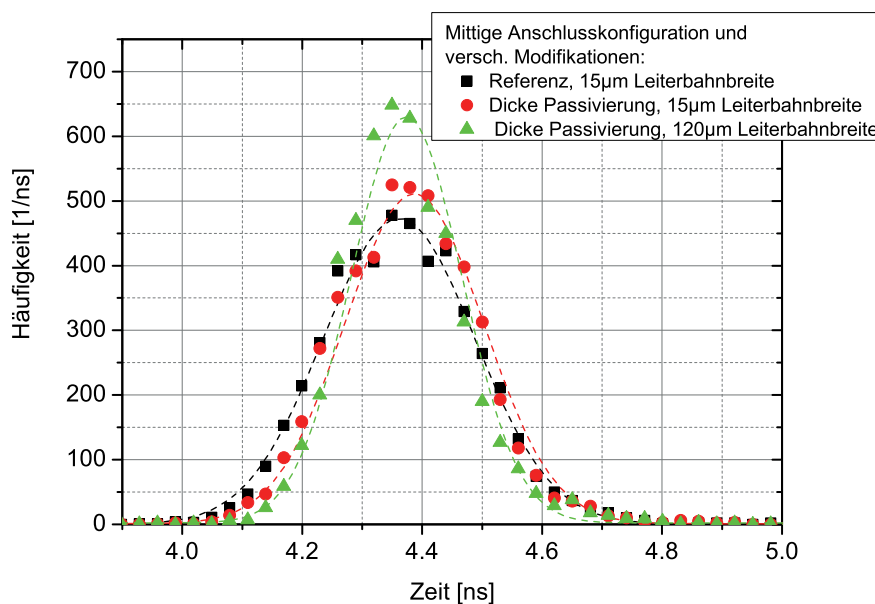


Abbildung 6.14: SPTR-Verteilungen von drei PM3350T. Die SiPM sind aus dem selben Produktionsdurchlauf und unterscheiden sich durch technologische Modifikationen. Alle drei untersuchten PM3350T sind mit mittlerer Kontaktanordnung angeschlossen. Schwarz dargestellt ist der Referenz-PM3350T. Die beiden PM3350T mit erhöhter Passivierungsdicke unterscheiden sich durch das Leiterbahnlayout (rot Standard, grün Typ 3).

Abbildung 6.15 zeigt die Einzelphotonen-Zeitverteilung eines im Rahmen dieser Arbeit modifizierten PM3350T (mit erhöhter Passivierungsdicke, mittlerer Anschlusskonfiguration).

on und Leiterbahnlayout Typ 3) und die eines unmodifizierten PM3350T mit Standard-Anschlusskonfiguration. Beide untersuchten SiPM verfügen über optische Barrieren zwischen den Mikrozellen, die als niederohmiger Kathodenkontakt genutzt werden. Durch die vorgenommenen Optimierungen wurde die TTD signifikant reduziert, wodurch sich die Zeitverteilung auf einen Bruchteil der ursprünglichen Breite reduziert und nun einem Gauß-förmigen Verlauf folgt.

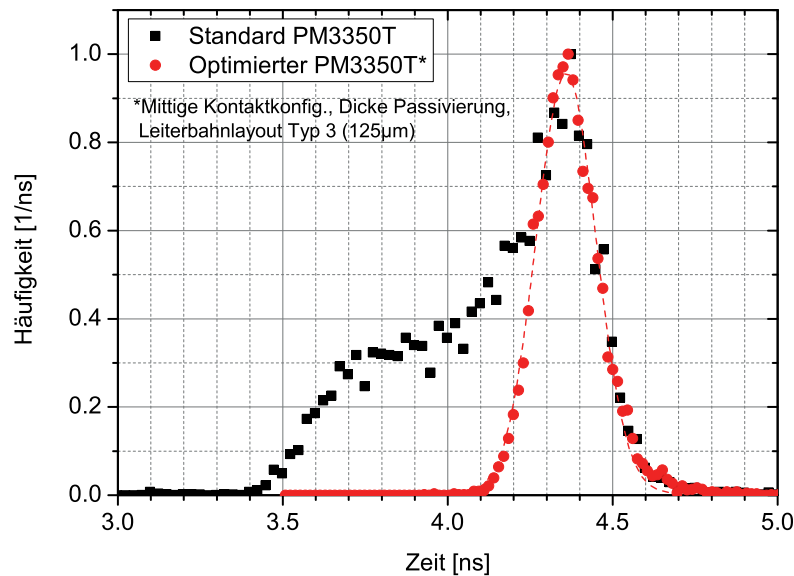


Abbildung 6.15: Vergleich der Einzelphotonenzeitverteilung eines standardmäßigen KETEK PM3350T und eines im Rahmen dieser Arbeit modifizierten PM3350T. Die Halbwertsbreite der angepassten Gauß-Funktion (rot gestrichelt) beträgt  $(215 \pm 7)$  ps.



## 6.6 Vergleich der Ergebnisse mit anderen Herstellern

Im folgenden Abschnitt sind die Messergebnisse eines Hamamatsu  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (S10362-050C, Hamamatsu) dargestellt, die zum Vergleich der vorgestellten Messergebnisse der PM3350T mit weiteren Herstellern dienen. Die Charakterisierung wurde mit dem gleichen Aufbau durchgeführt, wie die der PM3350T in Abschnitt 6.5 und ermöglicht den direkten Vergleich der Messwerte. Die angegebenen Zahlenwerte wurden nicht von der intrinsischen Zeitaufösung des Aufbaus korrigiert.

Die Mikrozellenkonstruktion und das Leiterbahnnetzwerk sind in Abbildung 6.16 zu erkennen. Der untersuchte SiPM verfügt ebenfalls über eine Mikrozellengröße von  $50 \mu\text{m}$  und besitzt einen gemeinsamen Anoden-Kontakt, der mittig am Rand der aktiven Fläche angeschlossen ist. Der gemeinsame Kathodenkontakt ist über die Rückseite des Silizium-Substrats realisiert.

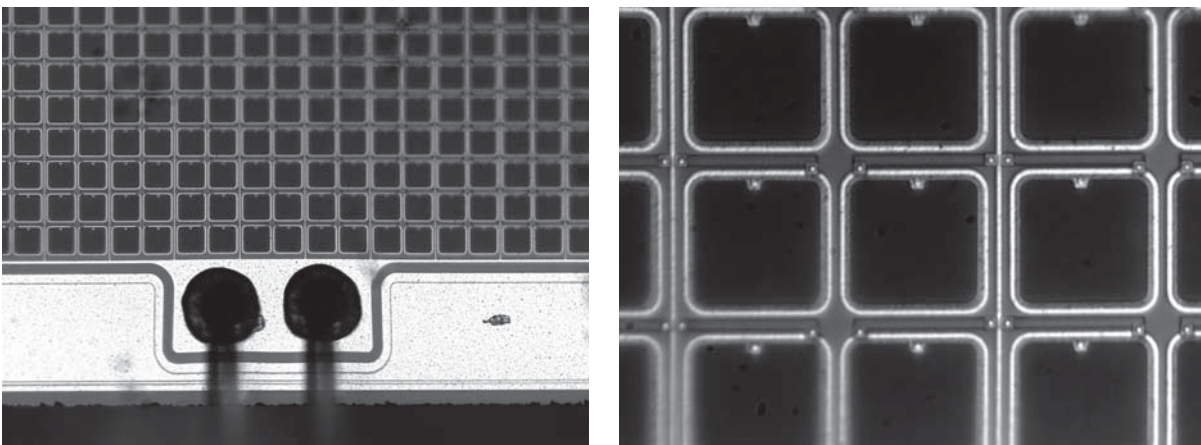


Abbildung 6.16: Mikroskopaufnahme der Mikrozellen und des Leiterbahnnetzwerks des untersuchten Hamamatsu  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (S10362-050C).

Ortsaufgelöste TTD-Messungen lieferten die in Abbildung 6.17 dargestellten, gemittelten Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen der aktiven Fläche. Im unteren Teil von Abbildung 6.17 sind die Zeitverteilungen nach Analyse der Signalformen mit Hilfe eines Software-Leading-Edge-Diskriminators (LED) mit  $2 \text{ mV}$  Schwelle erkennbar. Die TTD wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Funktionen ermittelt und beträgt  $(380 \pm 50) \text{ ps}$ . Die aus den gemittelten Signalformen ermittelte TTD beträgt  $(360 \pm 50) \text{ ps}$ , welche bei einer Diskriminatorschwelle von  $2 \text{ mV}$  bestimmt wurde.

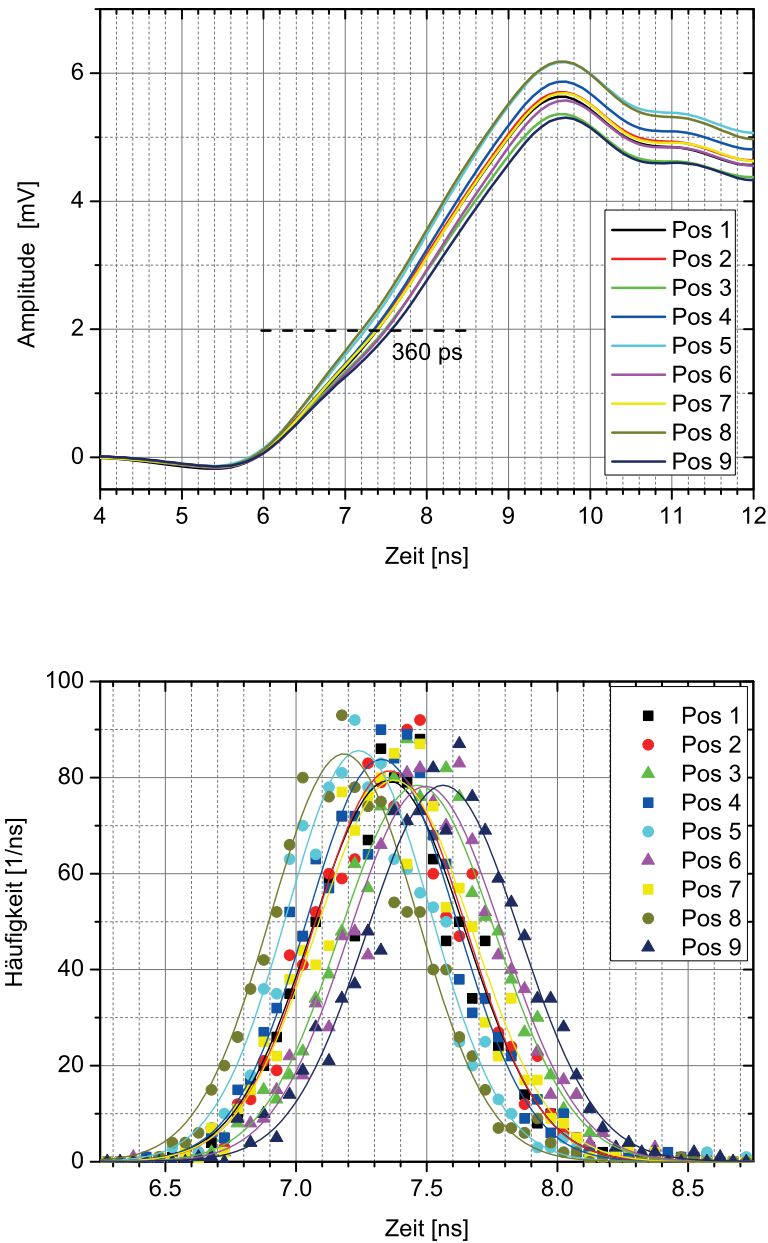


Abbildung 6.17: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des Hamamatsu  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (S10362-050C). Die dargestellten Signalformen wurden jeweils durch Mittelung von 10000 Einzelpulsen berechnet. Im unteren Teil sind die Zeitverteilungen nach Analyse der Signalformen mit Hilfe eines Software-Leading-Edge-Diskriminators (LED) mit 2 mV Schwelle dargestellt. Zur Ermittlung der TTD wird an die jeweilige Zeitverteilung eine Gauß-Funktion angepasst und anschließend die Differenz zwischen der ersten und letzten auftretenden Gauß-Funktionen ermittelt. Die TTD beträgt  $(380 \pm 50) \text{ ps}$ .

In Abbildung 6.18 ist die TTD in Form einer Intensitätskarte abgebildet. Die beiden Pfeile markieren die Positionen der Anschlüsse, wobei der Anoden-Kontakt in Form eines Bonddrahtes in Mitte der Kante angebracht ist. Der SiPM zeigt eine TTD entlang der Mikrozellenzeilen (in diesem Bild vertikal verlaufend), die vergleichbar zu den KETEK PM3350T ist. In horizontaler Richtung weist der untersuchte SiPM ein asymmetrisches Verhalten auf.

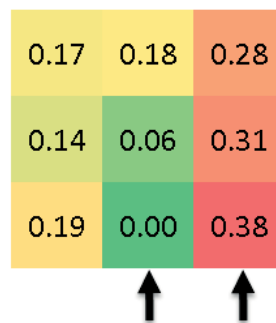


Abbildung 6.18: Darstellung der Signalverzögerung in Abhängigkeit der beleuchteten Position. Alle Werte in [ns].

Abbildung 6.19 zeigt die unkorrigierte SPTR des untersuchten Hamamatsu  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (S10362-050C, Hamamatsu) in Abhängigkeit der Betriebsspannung. Die Messung erfolgte bei  $-18^\circ\text{C}$  um die Dunkelzählrate zu reduzieren. Die Durchbruchspannung liegt bei dieser Temperatur bei 67.3 V, wobei sich zwischen  $+20^\circ\text{C}$  und  $-18^\circ\text{C}$  ein Temperaturkoeffizient von 59 mV/K ergibt. Bei einer Betriebsspannung von 70.1 V besitzt der untersuchte SiPM eine SPTR von  $(300 \pm 15) \text{ ps}$ . Die Messwerte werden durch andere Publikationen bestätigt [18, 96].

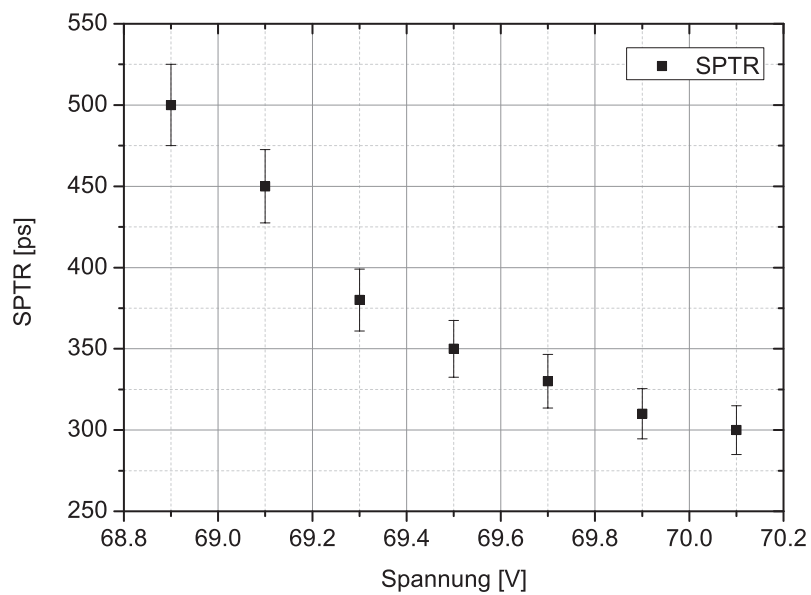


Abbildung 6.19: Unkorrigierte SPTR des untersuchten Hamamatsu  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM (S10362-050C) in Abhängigkeit der Betriebsspannung.

## 6.7 Ausführung weiterer technischer Optimierungsmöglichkeiten

An dem Vergleich der SiPM von KETEK und Hamamatsu in Kapitel 6.6 kann man erkennen, dass bei derzeit verfügbaren  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM eine TTD im Bereich von 100-400 ps besitzen.

Im folgenden Abschnitt wird daher mit Hilfe des Simulationsmodells gezeigt, dass eine weitere Reduzierung der TTD durch die Modifikation der Leiterbahnwiderstände und Passivierungsschichtdicken möglich ist. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.20 und 6.21 dargestellt. Bei dieser Simulation werden Signalformen von unterschiedlichen Positionen des SiPM in Abhängigkeit des vertikalen Leiterbahnwiderstandes  $R_{lineY}$  berechnet und daraus anschließend die TTD bestimmt. Das verwendete Modell entspricht einem  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM mit Standard-Anschlusskonfiguration.

Wie sich in Abbildung 6.21 erkennen lässt, verhält sich die resultierende TTD linear zum Widerstand  $R_{lineY}$ . Der geringe Achsenabschnitt der linearen Anpassung lässt sich durch die Laufzeit in horizontaler Richtung entlang der Mikrozellenzeilen erklären. Es ist jedoch anzumerken, dass die Laufzeit entlang einer Mikrozellenzeile beim Vergleich von Simulation und Messung generell zu gering ausfällt.

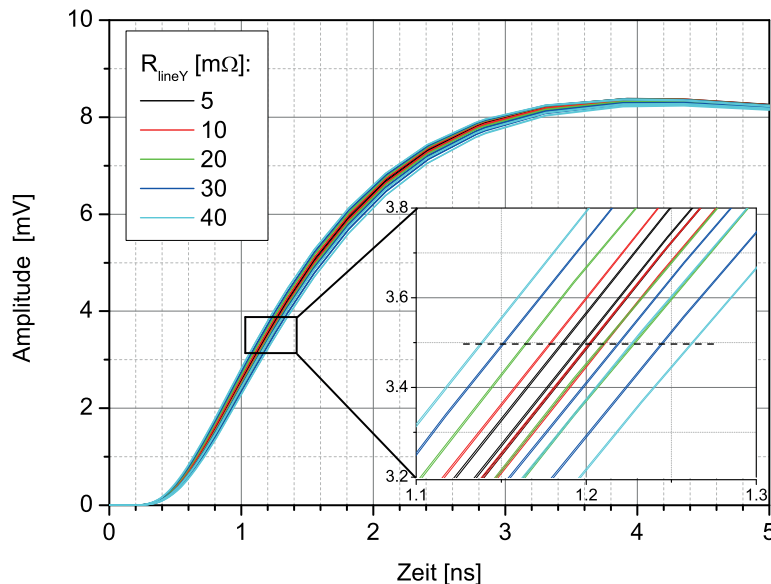


Abbildung 6.20: Simulierte Signalformen von unterschiedlichen Positionen eines  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPM. Die gleichfarbig dargestellten Signalformen wurden jeweils für einen Wert von  $R_{lineY}$  bestimmt. Die resultierende TTD wird bei einer Diskriminatorschwelle von 3.5 mV abgelesen.

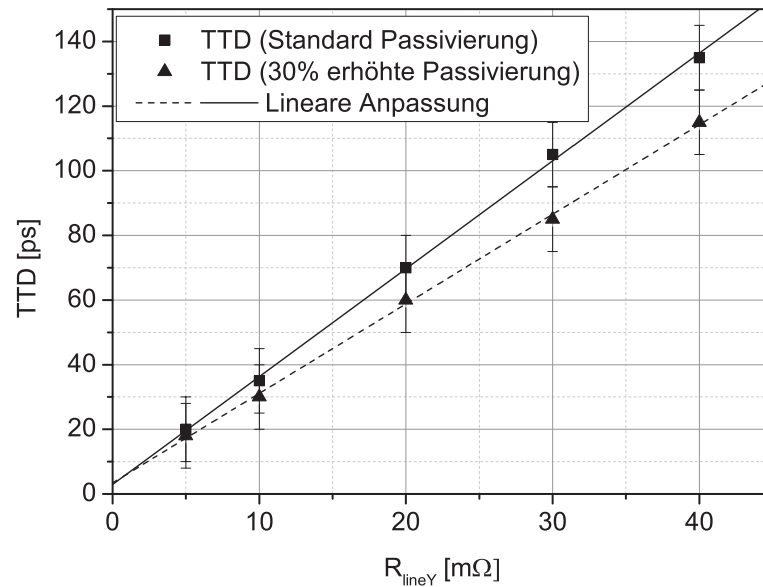


Abbildung 6.21: Simulierte TTD in Abhängigkeit des Leiterbahnwiderstandes  $R_{lineY}$ . Die Simulation wurde sowohl für SiPM mit Standard-Passivierungsdicke, als auch für SiPM mit erhöhter Passivierungsdicke durchgeführt und zeigt für beide Fälle eine lineare Abnahme der TTD mit  $R_{lineY}$ .



# Kapitel 7

## Diskussion und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde zunächst ein Messaufbau entwickelt, welcher die umfassende Charakterisierung von SiPMs im Hinblick auf die verschiedenen Rauschparameter, die optische Sensitivität und das Zeitverhalten ermöglicht. Dadurch konnte die Abhängigkeit der genannten Parameter vom Herstellungsprozess studiert werden. Die Arbeiten verliefen in einer engen Kollaboration mit der Firma KETEK GmbH, wodurch der Einblick in vertrauliche Daten wie Design- und Prozessparameter möglich war. Die Charakterisierung von im Jahre 2012 verfügbaren KETEK  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPMs (PM3350T) hat gezeigt, dass diese für die Verwendung in Positronen-Emissions-Tomographen geeignet sind [1]. Allerdings fiel während dieser Untersuchungen eine signifikante Asymmetrie in der Einzelphotonenzeitverteilung der PM3350T auf, deren Ursache jedoch mit den derzeit verfügbaren Messmitteln nicht untersucht werden konnte. Daher konzentrierte sich der erste Teil dieser Arbeit auf die Evaluierung geeigneter Messverfahren, wie der Transit-Zeit-Differenz-Messung (engl. *Transit-Time-Delay*, TTD-Messung), mit der die Ortsabhängigkeit der Signalform und die Laufzeitunterschiede quantifiziert werden können. Das wesentliche Ziel war es, damit ein tieferes Verständnis für das Zeitverhalten von SiPM zu entwickeln und dieses deutlich zu verbessern.

Um die hohen Anforderungen verschiedener Applikationen an die Zeitauflösung der Detektoren auch weiterhin erfüllen zu können, wurden limitierende Faktoren untersucht. Um hierbei präzise Messergebnisse zu erzielen, muss der Jitter von elektronischen Komponenten so gering wie möglich sein. Daher wurde mit einer Evaluierung verschiedener Vorverstärkerkonzepte begonnen. Diese hat gezeigt, dass der Vorverstärker signifikanten Einfluss auf die erzielbare Einzelphotonenzeitauflösung (engl. *Single Photon Time Resolution*, SPTR) des SiPM hat. Mit dem verwendeten Komplementär-Paar-Verstärker (Photonique, AMP-0611 [86]) konnte die intrinsische Zeitauflösung des Messaufbaus auf



etwa  $(90 \pm 10)$  ps reduziert werden, welche nahe an die untere Grenze des Messaufbaus kommt, die durch die Pulsbreite des verwendeten Lasers ( $\text{FWHM} \approx 65$  ps) gegeben ist. Es wurden außerdem zwei SPTR-Messverfahren untersucht und verglichen. Beide Verfahren lieferten ähnliche Ergebnisse, wobei die Analyse von digitalisierten Signalformen aufgrund der implementierten Offset-Korrektur bei hohen Überspannungen bessere Ergebnisse erzielte. Die mit der Überspannung zunehmende Dunkelzählrate erhöht Fluktuationen der Nulllinie und erschwert somit die Ermittlung des Stop-Zeitpunktes bei der SPTR-Messung.

Die in Kapitel 4.2 dargestellten Messergebnisse der KETEK PM3350T werden durch die Arbeit anderer Gruppen bestätigt (unkorrigierte SPTR  $\text{FWHM} = 330$  ps, [26]). In der Arbeit von Brunner *et al.* wird jedoch keine Anmerkung zur Asymmetrie der gemessenen Einzelphotonenzeitverteilung abgegeben. Bei den SPTR-Messungen in Kapitel 4.2 lässt sich für SiPM mit aktiven Flächen  $< 1.2 \times 1.2$  mm<sup>2</sup> ein näherungsweise gleichbleibender Wert von  $(115 \pm 20)$  ps erkennen, welcher nahe an der Auflösungsgrenze des Messaufbaus liegt. Die gemessenen Zeitverteilungen wiesen außerdem eine Gauß'sche Form auf.

Die SiPM mit  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> lieferten dagegen eine deutlich schlechtere Zeitauflösung und eine asymmetrische Zeitverteilung. Die Ursache dafür konnte mit den verwendeten SPTR-Messverfahren nicht geklärt werden. Die zunehmenden Angleichung der Zeitverteilung an eine Gauß-Funktion bei der Detektion von Signalen mit mehrfacher Signalamplitude (2,3 und 6 phe; siehe Abbildung 2.28) wies jedoch darauf hin, dass Laufzeitunterschiede zwischen Signalen unterschiedlichen Ursprungs die Ursache darstellen könnten. Mit dem positionsaufgelösten TTD-Messverfahren konnten diese in Abhängigkeit des Entstehungsortes ermittelt werden.

Die Asymmetrie in der Zeitverteilung der TT-SiPM konnte nur an Bauteilen mit einer aktiven Fläche von größer  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> festgestellt werden, da die Transitzeiteffekte bei kleineren aktiven Flächen gering sind. Dies wurde 2014 ebenfalls von Acerbi *et al.* mit Hilfe von TTD-Messungen an SiPM verschiedener Größe beobachtet [97]. Für  $1.2 \times 1.2$  mm<sup>2</sup> SiPM mit Standard-Anschlusskonfiguration (PM1150T, KETEK) wurde im Rahmen dieser Arbeit eine TTD von etwa  $(100 \pm 30)$  ps und eine SPTR von  $(115 \pm 20)$  ps ermittelt. Die SPTR wird durch Untersuchungen an  $1 \times 1$  mm<sup>2</sup> SiPM von Buzhan *et al.* und Acerbi *et al.* bestätigt, bei denen eine SPTR von  $\approx 80$ -100 ps gemessen wurde [6, 97]. Die Arbeit von Puill *et al.* bestätigt ebenfalls Messergebnisse im Bereich von 100 ps für gekühlte, blau-sensitive SiPM verschiedener Hersteller [21].

Die Untersuchungen an  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> SiPM ergaben im Vergleich dazu deutlich unterschiedliche SPTR- und TTD-Ergebnisse. Die mit PM3350T erzielte SPTR liegt nach Korrektur der Zeitauflösung des Messaufbaus bei  $(290 \pm 25)$  ps, wobei dieser Wert ohne einer

Gauß-Anpassung als Halbwertsbreite der Zeitverteilung abgelesen wurde. Bei Anpassung einer Gauß-Funktion an den rechten Teil der Zeitverteilung, resultiert nach Korrektur der Zeitauflösung des Messaufbaus ein Wert von  $(230 \pm 25)$  ps. Die Gesamtbreite der Zeitverteilung beträgt jedoch ein Vielfaches dieses Wertes (ca. 1 ns, siehe Abbildung 2.28 und 6.15).

Bei der TTD-Messung von PM3350T fiel auf, dass sich deutliche Pulsformunterschiede und eine TTD zwischen Signalen unterschiedlichen Ursprungsortes von bis zu  $(900 \pm 100)$  ps ergeben. Zusätzlich wurde eine Richtungsabhängigkeit der TTD festgestellt. Durch die Überlagerung der Zeitverteilungen von neun lokal beleuchteten Positionen konnte die Form der SPTR-Verteilung näherungsweise nachgebildet werden. Dies bestätigte den starken Einfluss der TTD auf die Form und Breite der Einzelphotonenzeitverteilung.

Um eine wesentliche Verbesserung der SPTR zu erzielen, musste die Ursache für die Ortsabhängigkeit der Signalform und die daraus entstehenden TTD gefunden werden. Hierzu wurde ein neuartiges Simulationsmodell für SiPM entwickelt, welches die elektrische Verschaltung aller enthaltenen Mikrozellen eines PM3350T mit dem parasitären Leiterbahnnetzwerk berücksichtigt. In diesem Modell ist es erstmals möglich parasitäre Einflüsse auf Signale unterschiedlichen Ursprungs zu berücksichtigen und zu analysieren. Die bisher bekannten Modelle sind stark vereinfacht und beinhalten keine ortsabhängigen Einflüsse auf die Signale [54, 55]. Im vorgestellten Simulationsmodell können Pulsformen genau an den Positionen erzeugt werden, die auch im Experiment beleuchteten wurden. Somit ist ein direkter Vergleich von Simulation und Messung möglich. Zusätzlich können die Signalabgriffe im Modell, wie auch bei den vermessenen SiPM, in verschiedenen Konfigurationen am Leiterbahnnetzwerk angebracht werden. Wie in Kapitel 4.3.2 und 4.4 gezeigt wurde, kann die TTD und die Breite der SPTR-Verteilung durch eine geeignete Anschlusskonfiguration reduziert werden. Die mittige und die diagonale Anschlusskonfiguration stellten die beiden vielversprechendsten Varianten dar. Die Evaluierung der verschiedenen Anschlusskonfigurationen eines PM3350T (Charge SiPM14 W1) ergab für die mittige und die diagonale Konfiguration eine um etwa 70% verbesserte TTD im Vergleich zur Standard-Konfiguration. Durch die Modifikation von nur einem Bondkontakt kann die TTD somit wesentlich reduziert werden. Diese Verbesserung wurde bereits bei der neuen  $5.3 \times 5.3$  mm<sup>2</sup> SiPM-Serie (PM5550T, KETEK) berücksichtigt [90].

Das entwickelte Simulationsmodell für SiPM mit optischer Barriere wurde anhand zahlreicher Untersuchungen mit Experimenten korreliert. Sowohl bei der Skalierung der aktiven Fläche ( $1.2 \times 1.2$  mm<sup>2</sup>,  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> und  $6 \times 6$  mm<sup>2</sup>), als auch bei veränderter Anschlusskonfiguration (mittig, diagonal, Standard) konnte eine Übereinstimmungen von Messung und Simulation beobachtet werden (siehe Tabelle 5.3 und 6.1). Aufgrund dieser vielversprechenden Ergebnisse wurde die Auswirkung verschiedener technologischer

Modifikationen anhand des Simulationsmodells geprüft, um mögliche Einflussgrößen der TTD zu identifizieren. Als wesentliche Größen wurden parasitäre Leiterbahnwiderstände und -Kapazitäten erkannt. Sowohl die Verdoppelung der Passivierungsschicht zwischen Substrat und Leiterbahnnetzwerk, welche eine Halbierung der parasitärer Kapazitäten erzielt, als auch die Verdoppelung der Leiterbahnschichtdicke zur Reduktion parasitärer Widerstände konnten mit Hilfe der Simulation als denkbare Optimierungsmöglichkeiten erkannt werden (siehe Tabelle 5.4). Beide genannten Modifikationen hatten im Vergleich zu den Standard-Parametern eine Reduktion der TTD zur Folge. Die Reduzierung der Leiterbahnwiderstände führte laut Simulationsmodell zu einer TTD-Verbesserung von 45%, die Verringerung der parasitären Kapazitäten dagegen zu 35%. Die gleichzeitige Kombination der beiden Modifikationen erzielte eine Verbesserung der TTD um etwa 65% im Vergleich zum ursprünglichen Wert für den Standard PM3350T.

Aufgrund der technologischen Komplexität eines SiPM sind diese Modifikationen jedoch nur in bestimmten Grenzen realisierbar. Daher konnte die Passivierungsschichtdicke, wie auch die Leiterbahnschichtdicke, nur um jeweils 30% erhöht werden. Messungen an SiPM mit erhöhter Passivierungsschichtdicke (Charge SiPM14 W1 und W2) bestätigen die beschriebene Reduktion der TTD und SPTR.

Weitere Simulationen in Kapitel 6.3 zeigen, dass die Richtungsabhängigkeit der TTD durch die Verringerung des Widerstandes der vertikalen Leiterbahn  $R_{lineY}$  reduziert werden kann. Diese Leiterbahn verläuft im Randbereich der aktiven Fläche und verbindet die Mikrozellenzeilen zu einer Fläche. Eine Verbreiterung ist daher ohne Verlust von aktiver Detektionsfläche möglich. Die dazu durchgeführten Simulationen zeigen eine Reduzierung der TTD für SiPM mit Standard-Kontaktconfiguration von etwa einem Faktor 6. Die produzierten SiPM mit modifizierten Leiterbahnbreiten (Charge SiPM18 W1, W2 und W8) bestätigen dies qualitativ und weisen eine um etwa einen Faktor 2.7 reduzierte TTD auf. Die zusätzliche Optimierung der Anschlussconfiguration der SiPM mit Leiterbahnlayout Typ 3 (120  $\mu\text{m}$  Leiterbahnbreite) führt zu einer weiteren Reduzierung der TTD von  $(376 \pm 50)$  ps auf  $(143 \pm 50)$  ps. An den SiPM mit Leiterbahnlayout Typ 3 konnte im Rahmen der Messgenauigkeit von  $\pm 50$  ps durch weitere Modifikationen der Passivierungs- bzw. Leiterbahnschichtdicken keine Verbesserung der TTD nachgewiesen werden. Die SiPM mit erhöhter Passivierungsschichtdicke, Leiterbahnlayout Typ 3 und mittiger Anschlussconfiguration lieferten jedoch die im Rahmen dieser Arbeit beste SPTR von  $(215 \pm 7)$  ps, wobei dieser Wert nicht von der Zeitauflösung des Messaufbaus korrigiert wurde.

Die Charakterisierung eines derzeit verfügbaren  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> SiPM (S10362-050C, Hamamatsu) lieferte eine SPTR von  $(300 \pm 15)$  ps. Diese Messung wurde mit dem selben

Aufbau durchgeführt, wie die an den PM3350T und erlaubt somit den direkten Vergleich der Messwerte. Die SPTR von  $(300 \pm 15)$  ps wird außerdem durch andere Publikationen bestätigt [18, 96].

Die elektrische Verschaltung der Mikrozellen des Hamamatsu  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> ähnelt der des PM3350T, wobei der gemeinsamen Anoden-Kontakt mittig an das Netzwerk angeschlossen ist. Die TTD-Messung zeigte daher eine zu erwartende Zunahme der TTD auf bis zu  $(380 \pm 50)$  ps zu den Rändern hin. Ein solches Verhalten wurde bereits bei den PM3350T mit mittiger Anschlusskonfiguration beobachtet.

Für  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> SiPM weiter Hersteller, wie z.B. AdvanSiD, wurden von Acerbi *et al.* im Jahr 2014 eine SPTR von 180 ps bestimmt.  $1 \times 1$  mm<sup>2</sup> SiPMs lieferten eine SPTR von etwa 80 ps. In dieser Arbeit wurde ebenfalls mit Hilfe von positions aufgelösten Messungen eine Gleichmäßigkeit der Signalform von  $1 \times 1$  mm<sup>2</sup> festgestellt [97].

Anhand der Gegenüberstellung der SPTR von SiPMs weiterer Hersteller, ist zu erkennen, dass die Zeitauflösung aktuell verfügbarer SiPM in einem vergleichbaren Bereich liegt. Anhand der Simulationsergebnisse in Kapitel 6.7 konnte gezeigt werden, dass die TTD durch eine weitere Reduktion der Leiterbahnwiderstände verringert werden kann. Es wurde ein linearer Zusammenhang zwischen Leiterbahnwiderstand  $R_{lineY}$  und der TTD festgestellt. Zur weiteren Reduktion ist auch der Einsatz von Leiterbahnmaterialien wie Kupfer denkbar, welches eine 35% bessere Leitfähigkeit im Vergleich zu Aluminium hat.

Bei einer weiteren Reduzierung der TTD von  $3 \times 3$  mm<sup>2</sup> SiPM in den Bereich von weniger als 100 ps, limitiert die intrinsische Zeitauflösung der Mikrozellen zunehmend die SPTR. Diese wird dominiert von Diffusionszeiten freier Ladungsträger im Randbereich der Hochfeldzone des PN-Übergangs [24]. Um die Zeitauflösung von SiPM bzw. einzelner Mikrozellen im Bereich von weniger als 100 ps charakterisieren zu können, sind weitere Optimierungen des Messaufbaus notwendig. Im verwendeten Messaufbau limitiert die Pulsbreite des verwendeten Lasers ( $\text{FWHM} \approx 65$  ps) die untere Auflösungsgrenze der SPTR. Diese kann mit Hilfe eines modengekoppelten Lasers verbessert werden, welche Pulsbreiten von bis zu wenigen Hundert Femtosekunden besitzen. Zusätzlich muss die Bandbreite des verwendeten Vorverstärkers erhöht werden, um die Anstiegsflankensteigung des SiPM nicht zu limitieren. Die Eingangsimpedanz des Vorverstärkers sollte außerdem gering sein, damit möglichst viel Energie von hochfrequenten Signalanteilen extrahiert wird. Dazu eignen sich Schaltungen mit niedriger Eingangsimpedanz, wie etwa eine Kombination aus einem Referenzsignaltransformator (z.B. MABA-007569-ETK42T, Macom) und einem kommerziell verfügbaren Breitband-Signalverstärker (z.B. ZFL-1000LN,

Mini Circuits). Der Referenzsignaltransformator dient dabei zur Impedanzwandlung auf 50 Ohm.

Eine weitere generelle Problematik von großflächigen SiPM ist die Tatsache, dass sich die Kapazität der passiven Mikrozellen und des Leitungsnetzwerks integrierend auf das Ausgangssignal auswirken und somit die Signalanstiegsflankensteigung limitieren. Eine mögliche Lösung dieses Problems könnte die Unterteilung der aktiven Fläche in eigenständige Bereiche sein, die mittels einer Transistorschaltung mit einem gemeinsamen Signalabgriff verbunden werden [98]. Die resultierende Gesamtkapazität des Ausgangsnetzwerk könnte dadurch auf die Summe der Ausgangskapazitäten der Transistoren und der Leiterbahnkapazität reduziert werden. Wie bereits von Ghioni *et al.* gezeigt wurde, ist die Herstellung von Single-Photon-Avalanche-Dioden (SPADs) mit einer SPTR von etwa 35 ps mit Hilfe von *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*-kompatiblen Verfahren möglich [99]. Dadurch wurde die grundlegende Realisierbarkeit von partitionierten SiPM mit integrierter Signalverstärkung für zeitkritische Anwendungen bewiesen.

# Anhang

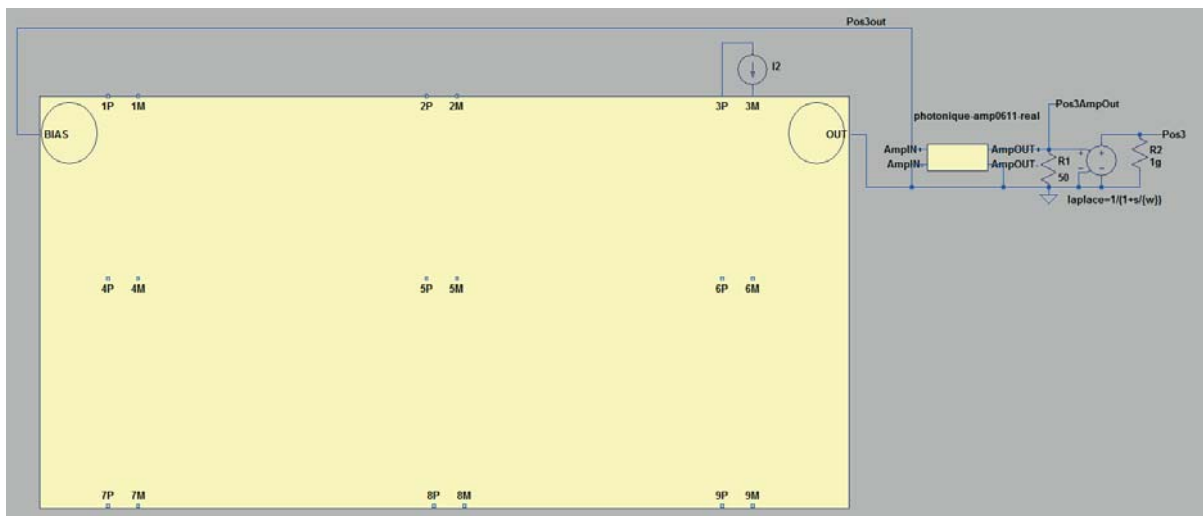


Abbildung 7.1: Simulationsmodell eines PM3350T mit den Anschlüssen 1-9 für die gepulste Stromquelle und den Signalabgriffen Bias und GND. An den Ausgängen des SiPM ist das Simulationsmodell des verwendeten Vorverstärkers (AMP-0611, Photonique) angeschlossen. Die zusätzliche Bandbreitenlimitierung auf 150 MHz stellt die Vergleichbarkeit von Simulation und Messung her.

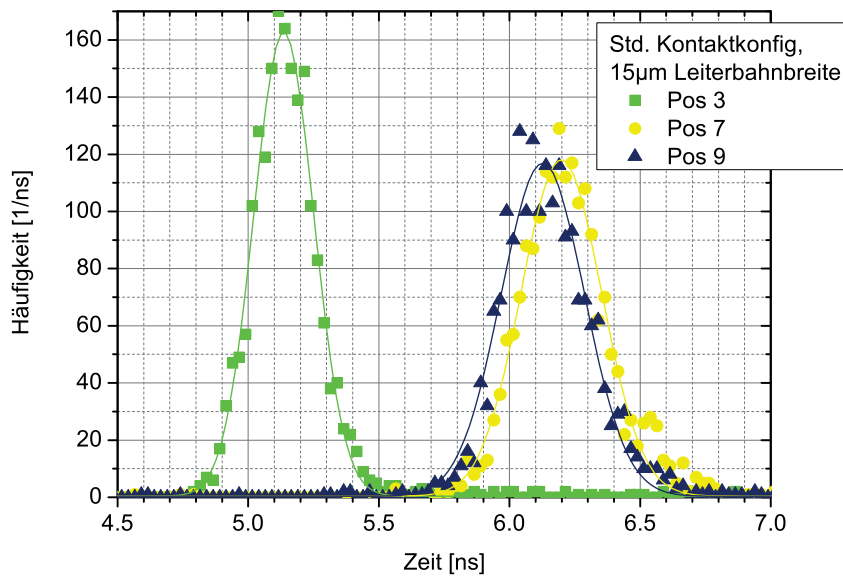
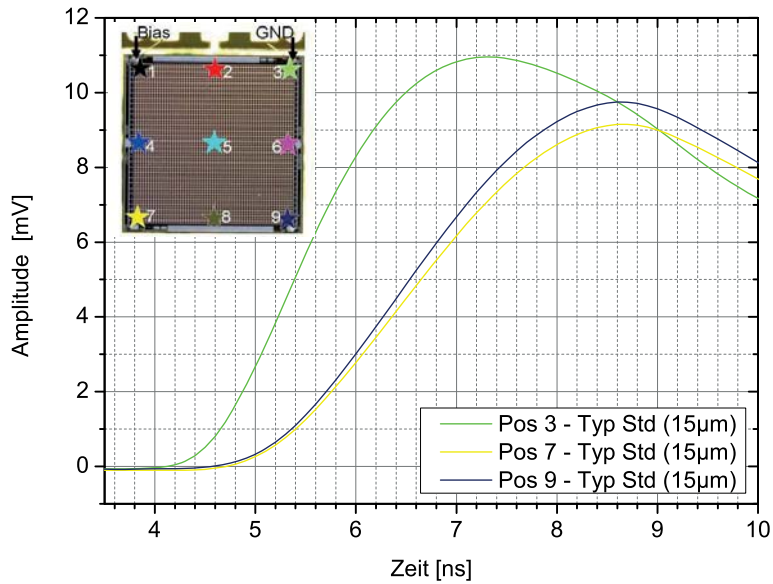


Abbildung 7.2: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des Referenz-SiPM (Charge SiPM18 W1) mit **Standard-Leiterbahnbreite** ( $15 \mu\text{m}$ ) und Standard-Anschlusskonfiguration. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **1020 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.

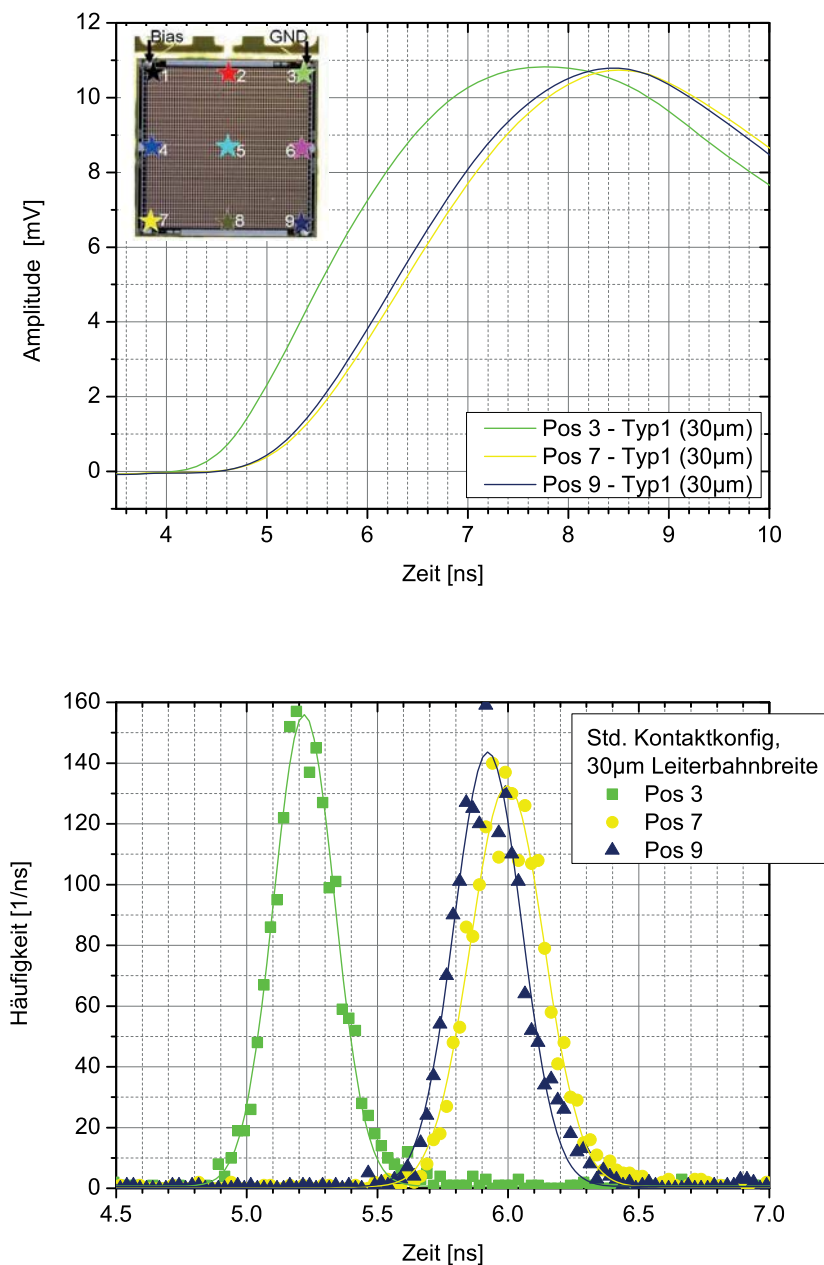


Abbildung 7.3: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des Referenz-SiPM (Charge SiPM18 W1) mit **modifizierter Leiterbahnbreite** ( $30\ \mu\text{m}$ ) und Standard-Anschlusskonfiguration. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **777 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.



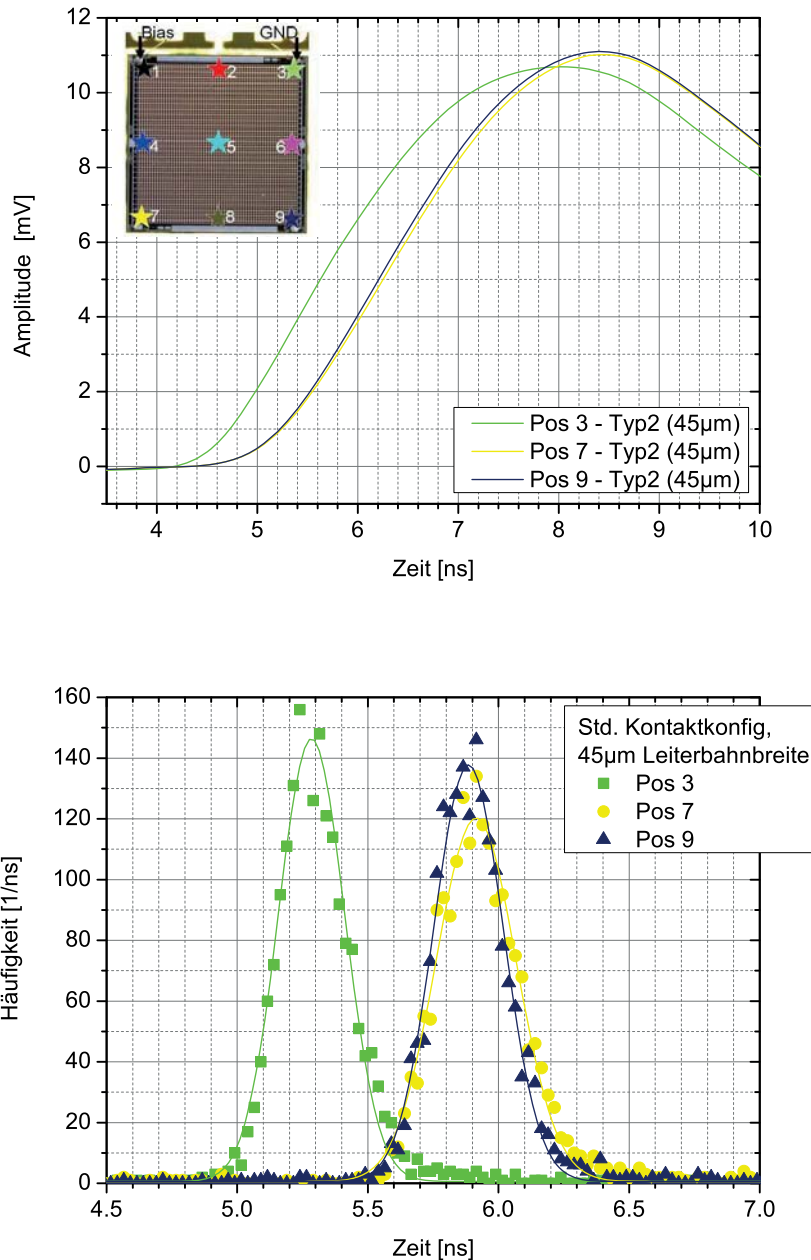


Abbildung 7.4: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des Referenz-SiPM (Charge SiPM18 W1) mit **modifizierter Leiterbahnbreite** ( $45\ \mu\text{m}$ ) und Standard-Anschlusskonfiguration. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **630 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.

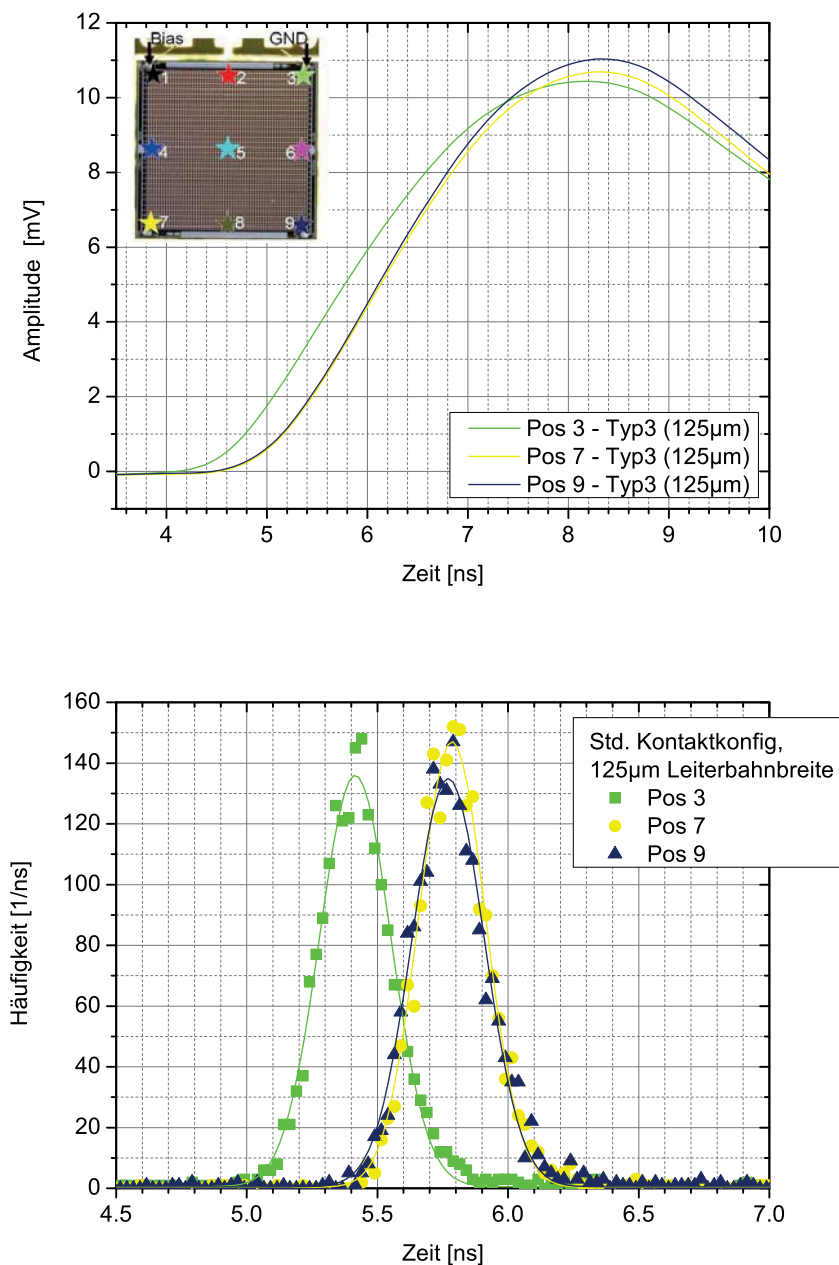


Abbildung 7.5: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des Referenz-SiPM (Charge SiPM18 W1) mit **modifizierter Leiterbahnbreite** ( $120\ \mu\text{m}$ ) und Standard-Anschlusskonfiguration. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **376 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.

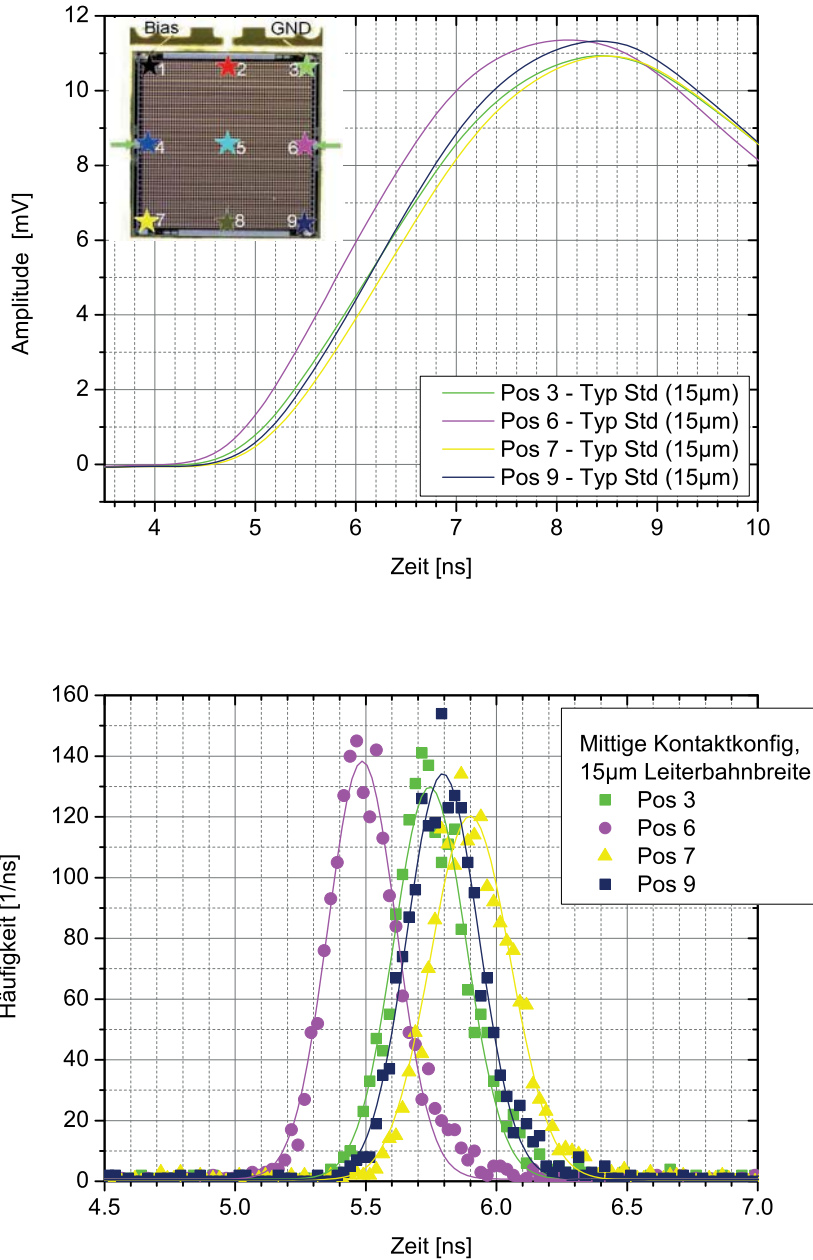


Abbildung 7.6: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des Referenz-SiPM (Charge SiPM18 W1) mit **Standard-Leiterbahnbreite (15 µm) und mittlerer Anschlusskonfiguration**. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **413 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.

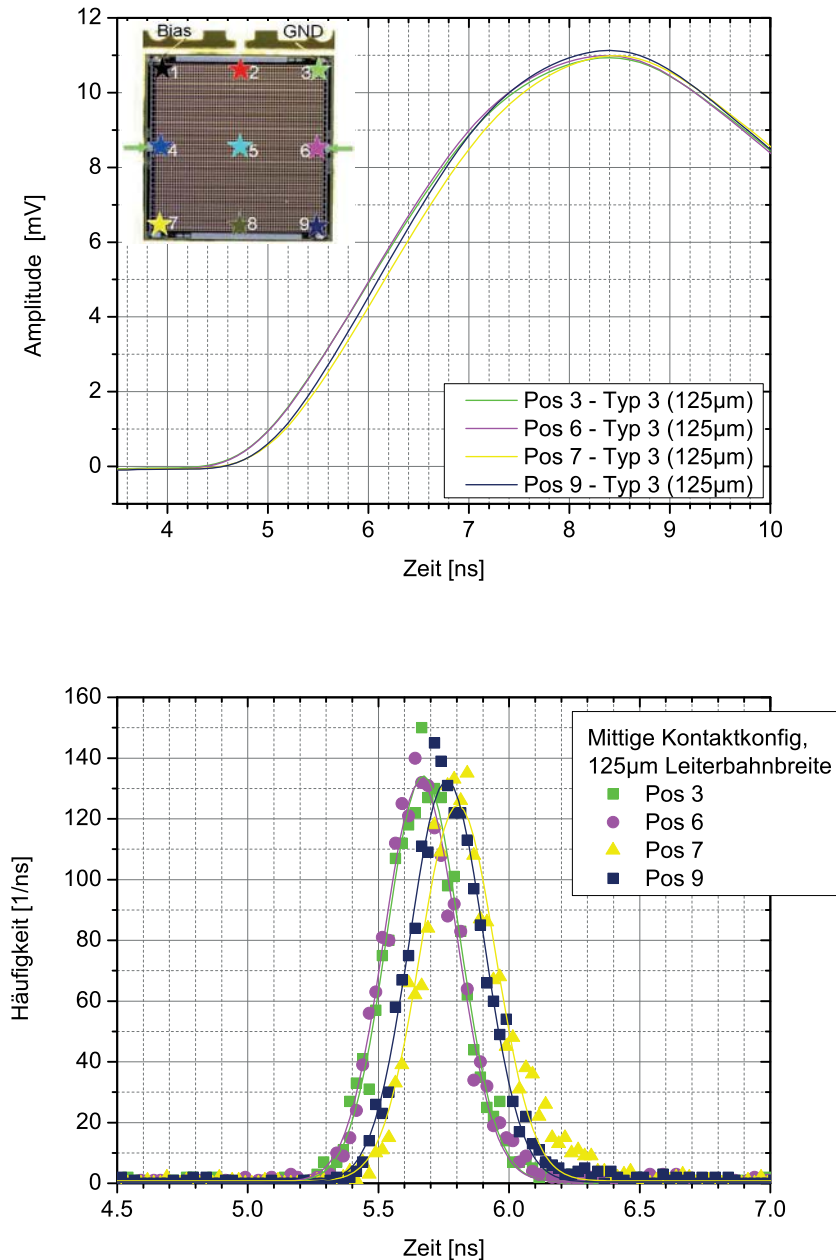


Abbildung 7.7: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des Referenz-SiPM (Charge SiPM18 W1) mit **modifizierter Leiterbahnbreite** ( $120\ \mu\text{m}$ ) **und mittiger Anschlusskonfiguration**. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **143 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.

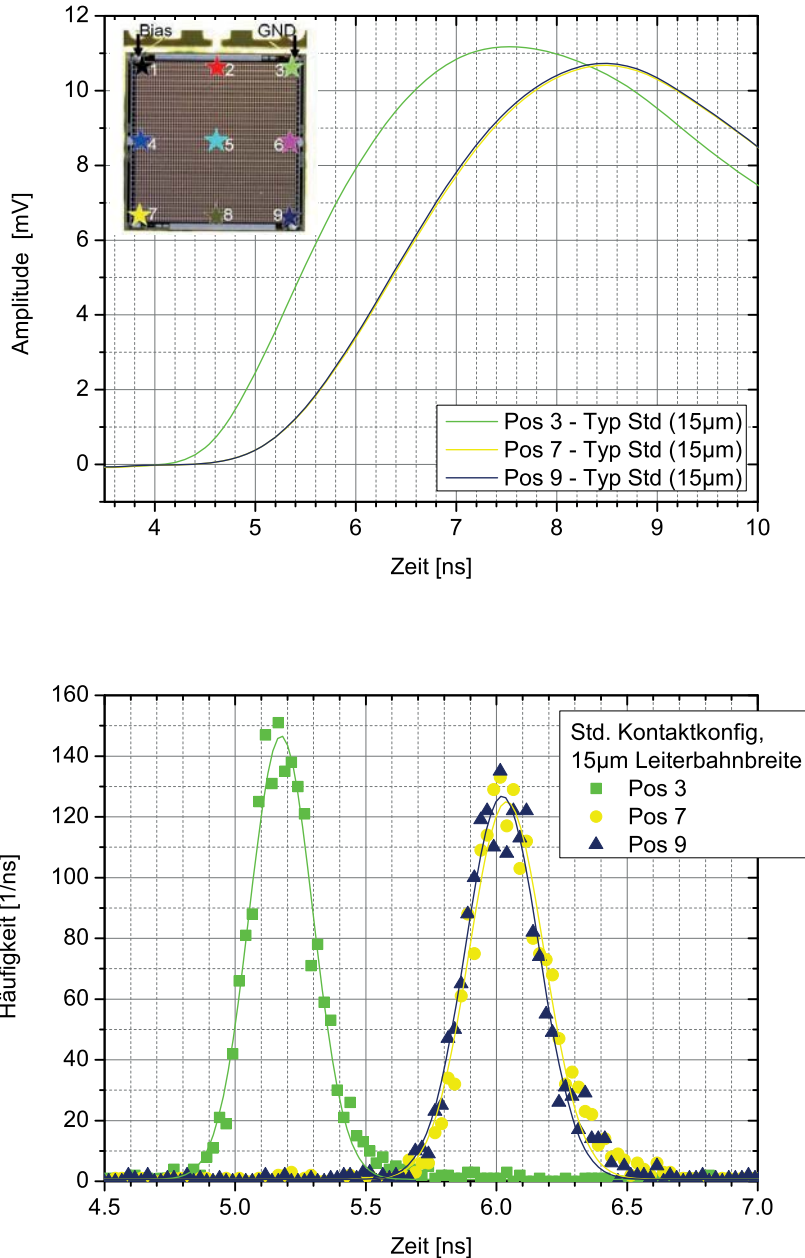


Abbildung 7.8: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des SiPM mit **30% erhöhter Leiterbahndicke** (Charge SiPM18 W2), **Standard-Leiterbahnbreite** ( $15 \mu\text{m}$ ) und **Standard-Anschlusskonfiguration**. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **863 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.

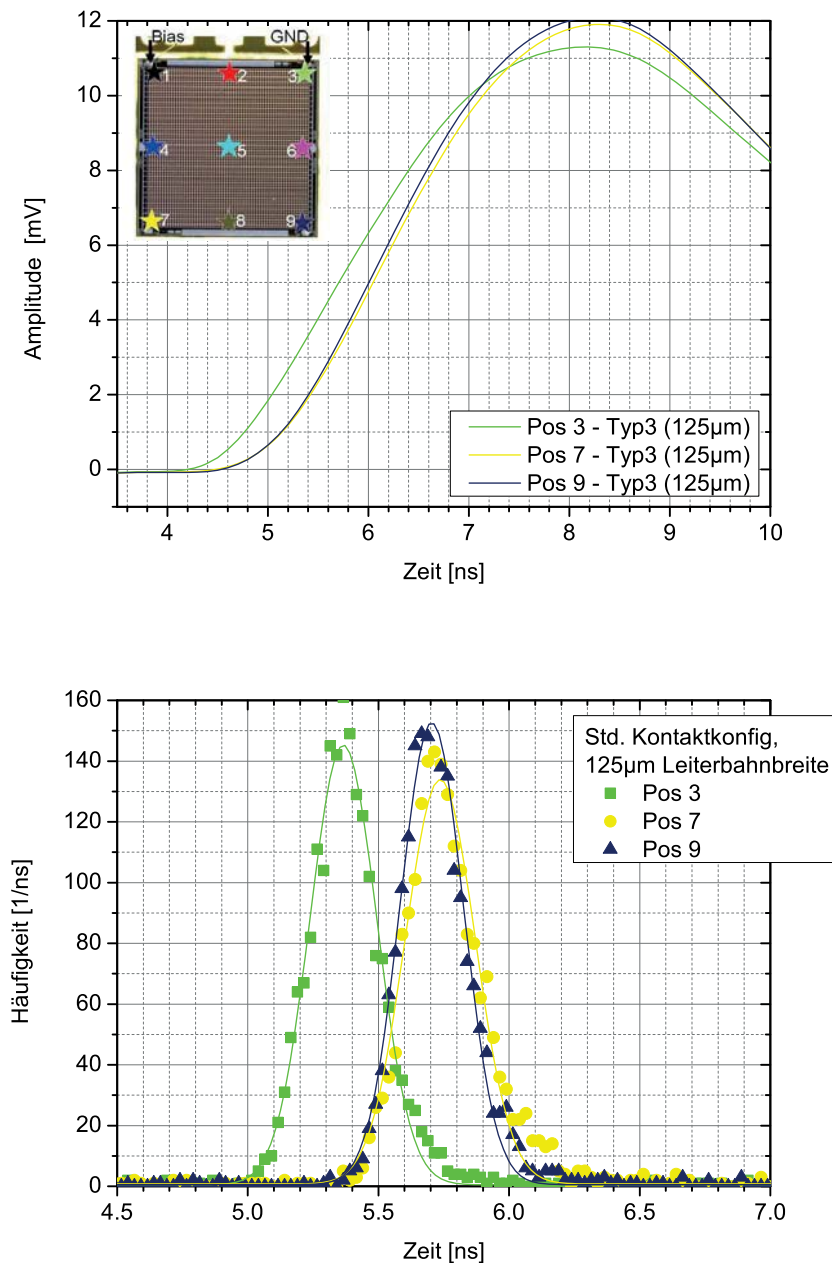


Abbildung 7.9: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des SiPM mit **30% erhöhter Leiterbahndicke** (Charge SiPM18 W2), **modifizierter Leiterbahnbreite** ( $120\ \mu\text{m}$ ) und **Standard-Anschlusskonfiguration**. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **370 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.

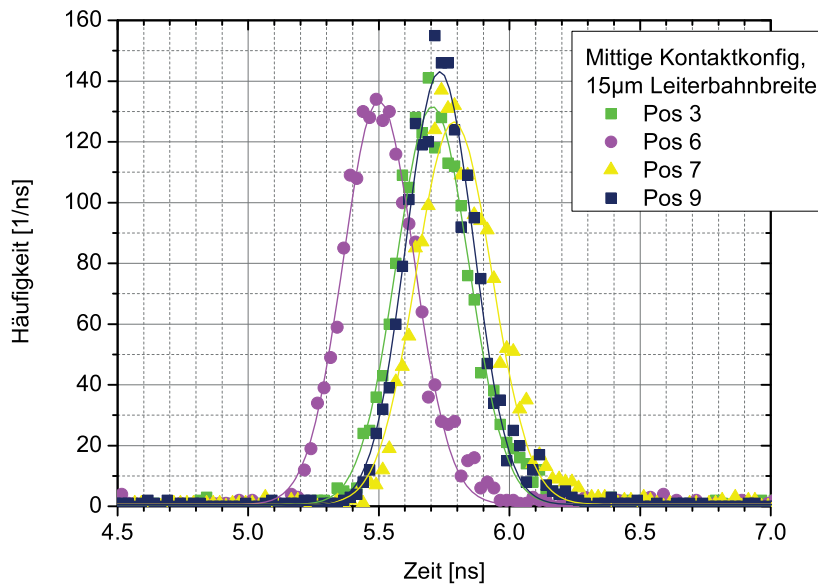
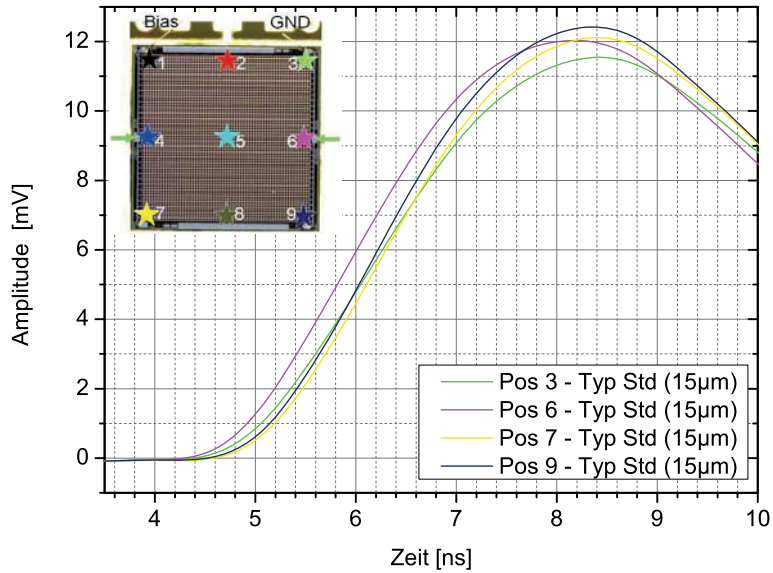


Abbildung 7.10: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des SiPM mit **30% erhöhter Leiterbahndicke** (Charge SiPM18 W2), **Standard-Leiterbahnbreite** ( $15 \mu\text{m}$ ) und **mittiger Anschlusskonfiguration**. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **288 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.

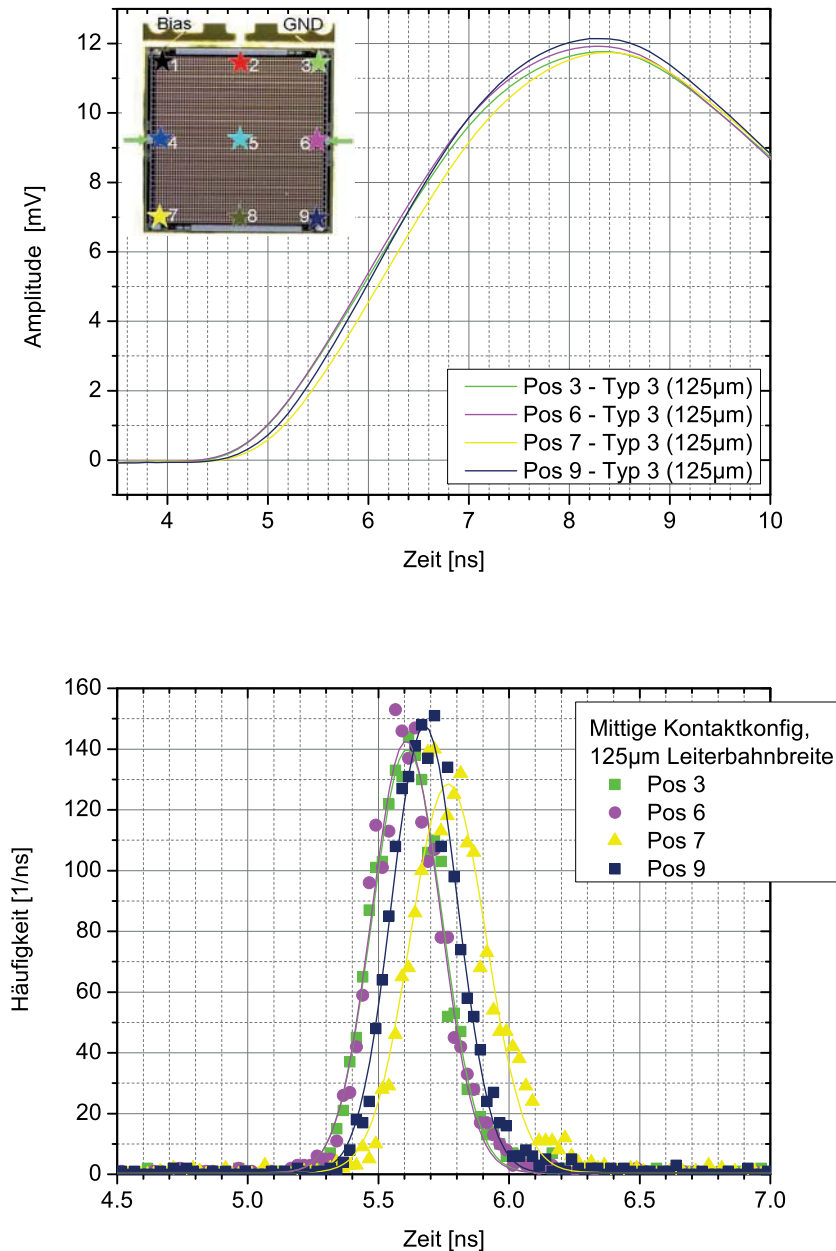


Abbildung 7.11: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des SiPM mit **30% erhöhter Leiterbahndicke** (Charge SiPM18 W2), **modifizierter Leiterbahnbreite** ( $120\ \mu\text{m}$ ) und **mittiger Anschlusskonfiguration**. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **161 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.



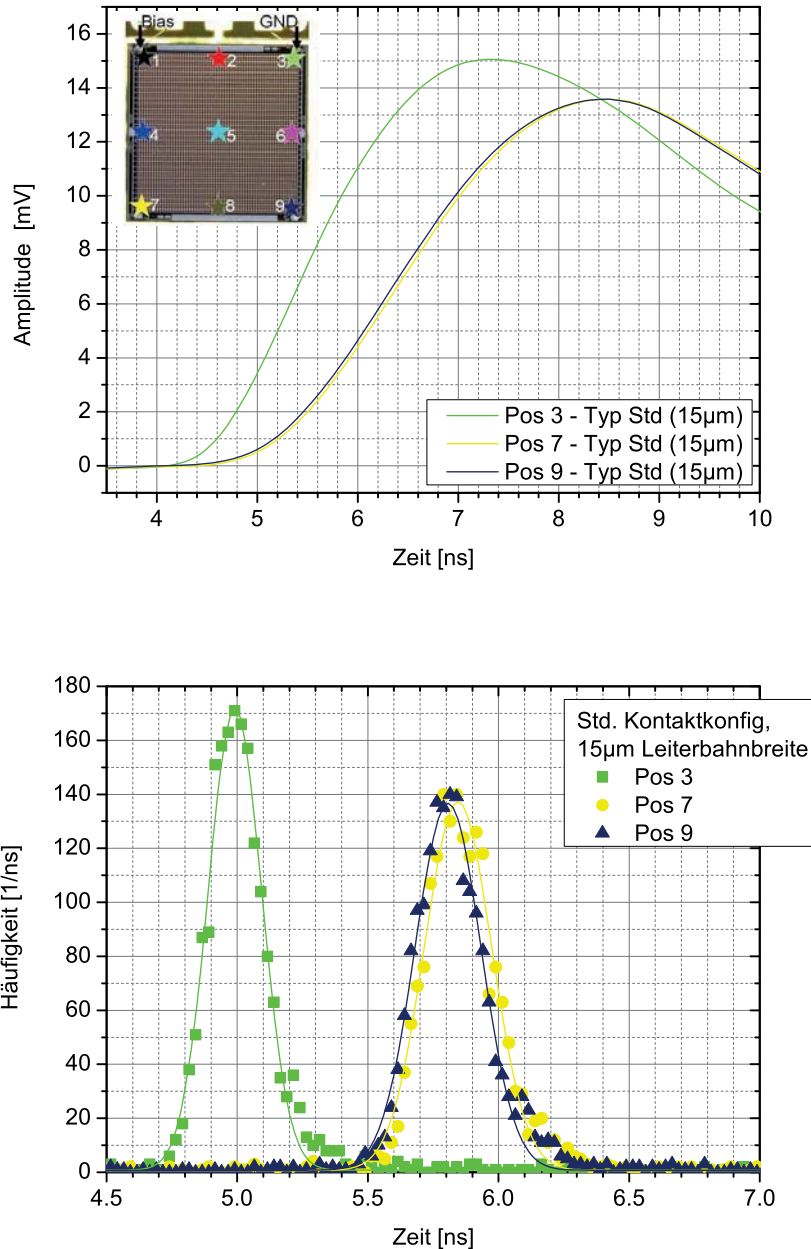


Abbildung 7.12: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des SiPM mit **30% erhöhter Passivierungsdicke** (Charge SiPM18 W8), **Standard-Leiterbahnbreite** ( $15\ \mu\text{m}$ ) und **Standard-Anschlusskonfiguration**. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **855 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.

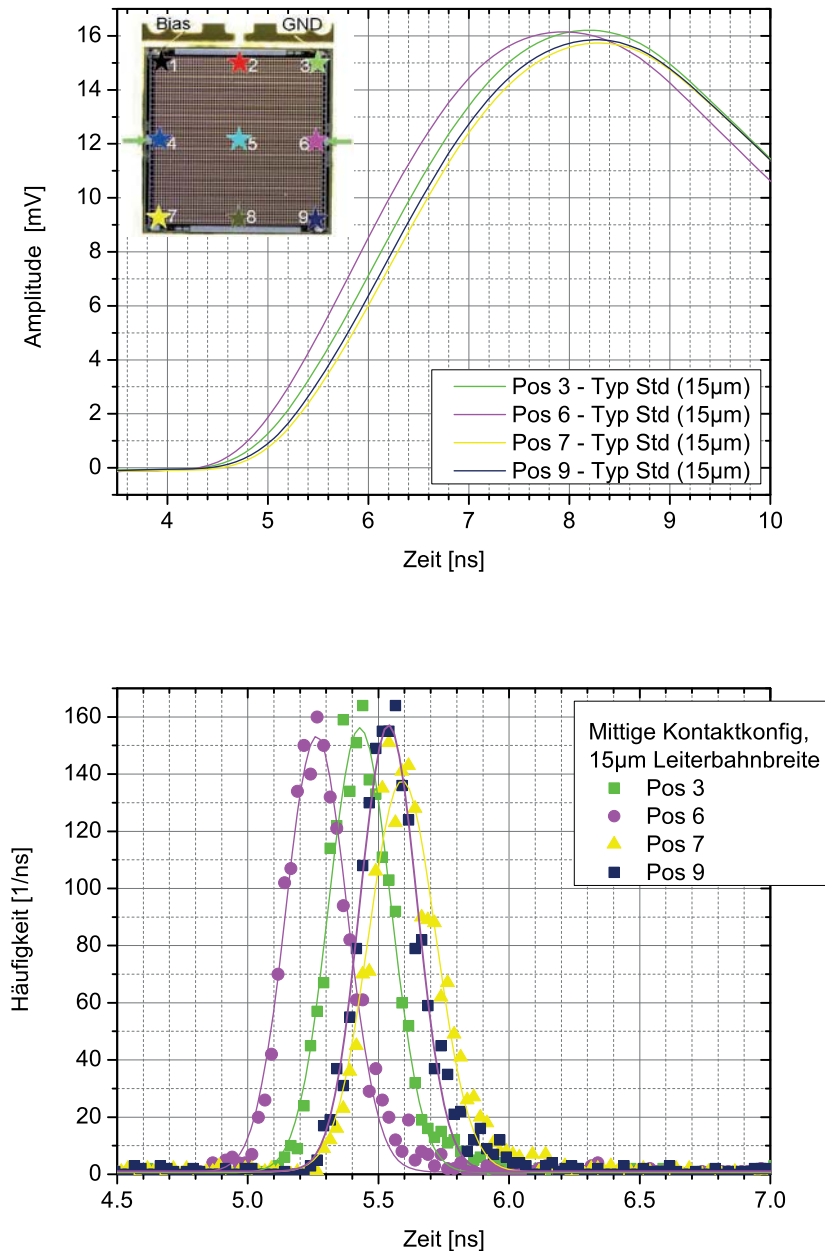


Abbildung 7.13: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des SiPM mit **30% erhöhter Passivierungsdicke** (Charge SiPM18 W8), **Standard-Leiterbahnbreite** ( $15\ \mu\text{m}$ ) und **mittiger Anschlusskonfiguration**. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **328 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.

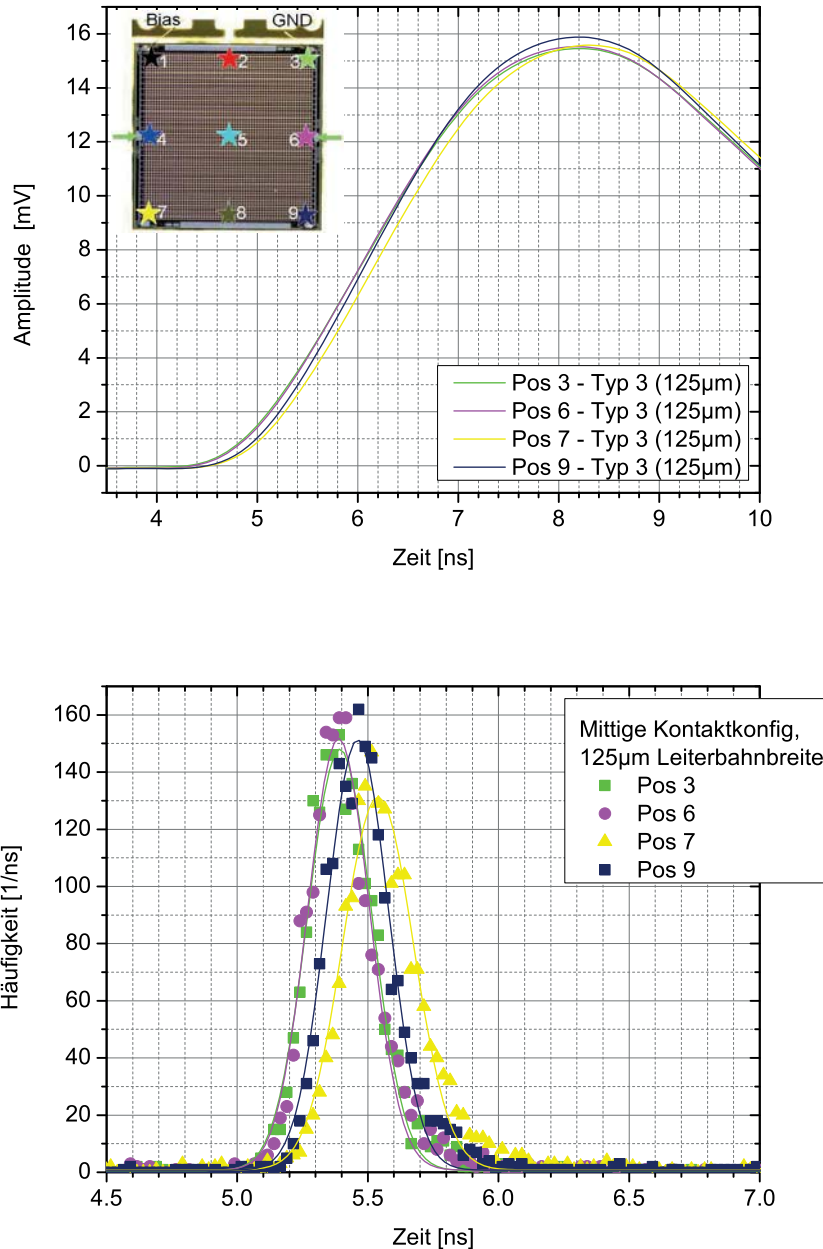


Abbildung 7.14: Gemittelter, zeitlicher Verlauf der Signalformen (oben) von verschiedenen Ursprüngen des SiPM mit **30% erhöhter Passivierungsdicke** (Charge SiPM18 W8), **modifizierter Leiterbahnbreite** ( $120\ \mu\text{m}$ ) und **mittiger Anschlusskonfiguration**. Die dargestellten Signalformen wurde jeweils durch Mittelung von 2000 Einzelpulsen berechnet. Verteilungen der Zeitstempel (unten) des Software-LED für verschiedene Signalursprünge. Die Transit-Zeit-Differenz von **151 ps** wird durch Subtraktion der Zentralpositionen von angepassten Gauß-Verteilungen ermittelt.

# Abkürzungsverzeichnis

| Abkürzung | Erklärung   |
|-----------|---|
| AP        | Afterpulsing  |
| APD       | Avalanche Photodiode  |
| Bias      | Anoden-Kontakt des SiPM                                     |
| CFD       | Constant Fraction Diskriminator                             |
| CT        | Computer Tomographie  |
| CTR       | Coincidence Time Resolution                                 |
| DoI       | Interaktionstiefe   |
| ENF       | Excess Noise Factor   |
| E         | Energie der $\gamma$ -Quanten                               |
| G-APD     | Geiger-Mode Avalanche Photodiode                            |
| GE        | Geometrische Effizienz                                      |
| GND       | Kathoden-Kontakt des SiPM                                   |
| LED       | Leading Edge Diskriminator                                  |
| LoR       | Line of Response  |
| MPPC      | Multi-Pixel Photon Counter                                  |
| MRT       | Magnet Resonanz Tomographie                                 |
| PDE       | Photon Detection Efficiency                                 |
| PET       | Positronen Emissions Tomographie                            |
| pe        | Photo-Elektron  |
| PM1150T   | $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ SiPM mit optischen Barrieren  |
| PM1150N   | $1.2 \times 1.2 \text{ mm}^2$ SiPM ohne optischen Barrieren |
| PM3350T   | $3 \times 3 \text{ mm}^2$ SiPM mit optischen Barrieren      |
| PM3350N   | $3 \times 3 \text{ mm}^2$ SiPM ohne optischen Barrieren     |
| PM6660T   | $6 \times 6 \text{ mm}^2$ SiPM mit optischen Barrieren      |
| PMT       | Photomultiplier-Tube  |
| SiPM      | Silizium-Photomultiplier                                    |
| SPAD      | Single-Photon Avalanche Diode                               |

---

| Abkürzung | Erklärung   |
|-----------|---|
| SPTR      | Einzel-Photonen-Zeitauflösung                     |
| STD-SiPM  | Standard-Technologie SiPM ohne optischer Barriere |
| TT-SiPM   | Trench-Technologie SiPM mit optischer Barriere    |
| TTD       | Transit Time Delay                                |

# Formelzeichenverzeichnis

| Abkürzung           | Beschreibung  | Einheit |
|---------------------|---|---------|
| $b$                 | Abschwächungskonstante der optischen Leistung                       | 1       |
| $C_d$               | Kapazität der Diode   | F       |
| $C_q$               | Parasitäre Kapazität des Quench-Widerstandes                        | F       |
| $C_s$               | Kapazität des Leiterbahnnetzwerks                                   | F       |
| $C_{SiPM}$          | Gesamtkapazität des SiPM  | F       |
| $C_{lineG}$         | Kapazität der Ground-Leiterbahn entlang der x-Achse                 | F       |
| $C_{lineX}$         | Kapazität der Bias-Leiterbahn entlang der x-Achse                   | F       |
| $C_{lineY}$         | Kapazität der Leiterbahnen entlang der y-Achse                      | F       |
| $C_{Zelle}$         | Kapazität der Mikrozele   | F       |
| $f_{DCR}$           | Dunkelzählrate  | Hz      |
| $G$                 | Vervielfachung einer Mikrozele                                      | 1       |
| $I$                 | Elektrischer Strom  | A       |
| $I_{dunkel}$        | Dunkelstrom des SiPM  | A       |
| $I_p$               | Maximaler Stromfluss während der Entladung                          | A       |
| $k$                 | Ordnung des Maximums im Einzelphotonenspektrums                     | 1       |
| $L_{lineG}$         | Induktivität der Ground-Leiterbahn entlang der x-Achse              | H       |
| $L_{lineX}$         | Induktivität der Bias-Leiterbahn entlang der x-Achse                | H       |
| $L_{lineY}$         | Induktivität der Leiterbahnen entlang der y-Achse                   | H       |
| $n$                 | Höhe der untersuchten Signale                                       | pe      |
| $N_{out}$           | Anzahl der feuernden Mikrozelelzen bzw. Ausgangssignalhöhe des SiPM | pe      |
| $N$                 | Gesamtanzahl der Mikrozelelzen des SiPM                             | 1       |
| $N_{ph}$            | Anzahl der eingestrahelten Photonen                                 | 1       |
| $N_{Socket,Signal}$ | Anzahl der Einträge im Sockel des Signalspektrums                   | 1       |
| $N_{Total,Signal}$  | Anzahl der Einträge im Signalspektrum                               | 1       |
| $N_{Socket,0}$      | Anzahl der Einträge im Sockel des Dunkelspektrums                   | 1       |
| $N_{Total,0}$       | Anzahl der Einträge im Dunkelspektrum                               | 1       |

| Abkürzung           | Beschreibung   | Einheit  |
|---------------------|--|----------|
| $P_{Geiger}$        | Wahrscheinlichkeit für die Geiger-Multiplikation                                       | %        |
| $P(k, \sigma)$      | Poisson-Funktion in Abhängigkeit von $k$ und $\sigma$                                  | %        |
| $P_X$               | Wahrscheinlichkeit für optisches Übersprechen  | %        |
| $Q_{Zelle}$         | Ladung einer Mikrozele   | As       |
| $Q$                 | Ladung   | As       |
| $R_q$               | Quench-Widerstand einer Mikrozele  | $\Omega$ |
| $R_l$               | Abgriffwiderstand  | $\Omega$ |
| $R_{SiPM}$          | Responsivität des SiPM   | A/W      |
| $R_{BL1}$           | Widerstand des Durchbruchkanals  | $\Omega$ |
| $R_{BL2}$           | Widerstand des vergrabenen n-Gebiets   | $\Omega$ |
| $R_X$               | Responsivität des Referenzsensors  | A/W      |
| $R_{lineG}$         | Widerstand der Ground-Leiterbahn entlang der x-Achse                                   | $\Omega$ |
| $R_{lineX}$         | Widerstand der Bias-Leiterbahn entlang der x-Achse                                     | $\Omega$ |
| $R_{lineY}$         | Widerstand der Leiterbahnen entlang der y-Achse  | $\Omega$ |
| $\sigma_{Rauschen}$ | Standardabweichung des elektronischen Rauschens  | mV       |
| $\sigma$            | Erwartungswert der Poisson-Funktion  | 1        |
| $\sigma_{Aufbau}$   | Standardabweichung der intrinsischen Messplatz-Zeitauflösung                           | s        |
| $\sigma_n$          | Standardabweichung der gemessenen Zeitauflösung des Detektors bei einer Signalhöhe $n$ | s        |
| $\sigma_{SPTR}$     | Standardabweichung der SPTR  | s        |
| $\sigma_{TTD}$      | Standardabweichung des Transit-Zeit-Jitters  | s        |
| $\tau$              | Zeitkonstante der Wiederaufladefunktion  | s        |
| $U$                 | Elektrische Spannung   | V        |
| $U_{OV}$            | Überspannung   | V        |
| $X_{SiPM}$          | Optische Eingangsleistung des SiPM   | W        |
| $X_X$               | Optische Eingangsleistung des Referenzsensors  | W        |
| $Y_{SiPM}$          | Ausgangssignal des SiPM  | A        |
| $Y_X$               | Ausgangssignal des Referenzsensors   | A        |



# Literaturverzeichnis

- [1] F. R. Schneider, T. R. Ganka, G. Şeker, E. Engelmann, D. Renker, S. Paul, W. Hansch, and S. I. Ziegler, “Characterization of blue sensitive  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPMs and their use in PET,” *Journal of Instrumentation*, vol. 9, no. 07, pp. P07027–P07027, jul 2014. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=07/a=P07027?key=crossref.61feabfce6b416b0b693cbb20d85539c>
- [2] V.M. Golovin, “Patent RU 2142175 C1,” 1996.
- [3] Z.J. Sadygov, “Patent RU 2102820 C1,” 1996.
- [4] D. Renker and E. Lorenz, “Advances in solid state photon detectors,” *Journal of Instrumentation*, vol. 4, no. 04, pp. P04004–P04004, apr 2009. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/1748-0221/4/i=04/a=P04004?key=crossref.0b2aaff32d46c072c53ee73cbf621d59>
- [5] N. Otte, “The Silicon Photomultiplier-A new device for High Energy Physics, Astroparticle Physics, Industrial and Medical Applications,” *Proceedings to SNIC symposium (SLAC, Stanford)*, no. April, pp. 1–9, 2006. [Online]. Available: <http://www.slac.stanford.edu/econf/C0604032/papers/0018.pdf>
- [6] P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov, a. Ilyin, V. Kantzerov, V. Kaplin, a. Karakash, F. Kayumov, S. Klemin, E. Popova, and S. Smirnov, “Silicon photomultiplier and its possible applications,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 504, no. 1-3, pp. 48–52, may 2003. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900203007496>
- [7] P. Buzhan, B. Dolgoshein, and A. Ilyin, “An advanced study of Silicon Photomultiplier,” *ICFA Instrumentation Bulletin*, vol. 23, pp. 28–41, 2001. [Online]. Available: <http://people.na.infn.it/~barbarin/MaterialeScientifico/rivelatori/SiPMT/paper3.pdf>



- [8] D. Green, “The CMS Hadron Calorimeter,” *Slac.Stanford.Edu*, pp. 31–34, 1993. [Online]. Available: <http://www.slac.stanford.edu/pubs/beamline/27/4/27-4-green.pdf>
- [9] A. H. Heering, J. Rohlf, and J. Freeman, “Performance of silicon photomultipliers with the CMS HCAL front-end electronics,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, no. June, 2007. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206022704>
- [10] K. Deiters, Q. Ingram, Y. Musienko, S. Nicol, P. Patel, D. Renker, S. Reucroft, R. Rusack, T. Sakhelashvili, J. Swain, and P. Vikas, “Properties of the avalanche photodiodes for the CMS electromagnetic calorimeter,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 453, no. 1-2, pp. 223–226, oct 2000. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900200006343>
- [11] E. Gushchin and C. Joram, “Comparative Measurements of the Photon Detection Efficiency of KETEK SiPM Detectors for the LHCb SciFi Upgrade Project,” *LHCb-PUB-2014-018*, no. May 2013, pp. 1–19, 2014. [Online]. Available: <https://cds.cern.ch/record/1662539?ln=de>
- [12] A. Heering, J. Rohlf, S. Los, J. Anderson, J. Freeman, Y. Musienko, I. Schmidt, C. Tully, and S. Dugad, “An 18 element strip of 1 mm<sup>2</sup> G-APDs for CMS HCAL upgrade results of CERN test beam 2009,” *Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 2190–2196, oct 2009. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=54020>
- [13] T. Ganka, C. Dietzinger, P. Iskra, F. Wiest, R. Fojt, and W. Hansch, “Large dynamic range silicon photomultipliers for high energy physics experiments,” *SPIE Photonics West 2014-OPTO: Optoelectronic Devices and Materials*, vol. 8982, no. 0, p. 898220, mar 2014. [Online]. Available: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.2039671>
- [14] R. Zimmermann, F. Braun, T. Achtnich, O. Lambercy, R. Gassert, and M. Wolf, “Silicon photomultipliers for improved detection of low light levels in miniature near-infrared spectroscopy instruments,” *Biomedical Optics Express*, vol. 4, no. 5, p. 659, apr 2013. [Online]. Available: <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=boe-4-5-659>

- [15] A. Ohlander, C. Zilio, T. Hammerle, S. Zelenin, G. Klink, M. Chiari, K. Bock, and A. Russom, "Genotyping of single nucleotide polymorphisms by melting curve analysis using thin film semi-transparent heaters integrated in a lab-on-foil system." *Lab on a chip*, vol. 13, no. 11, pp. 2075–82, 2013. [Online]. Available: <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/23592049>
- [16] A. Ohlander, K. H. Bock, and T. R. Ganka, "Patentanmeldung 102014221734.2: Messvorrichtung und System zur Schmelzkurvenanalyse eines DNA Microarrays, sowie Verwendung eines Fluoreszenzdetektorarrays zur Analyse," 2014.
- [17] S.-O. Flyckt and C. Marmonier, "Photomultiplier tubes: Principles and applications," *Photonis, Brive, France*, no. September, pp. 265–304, 2002. [Online]. Available: [http://cdsweb.cern.ch/record/712713\\$delimiter"026E30F\\$nhhttp://cds.cern.ch/record/712713](http://cdsweb.cern.ch/record/712713$delimiter)
- [18] M. G. Albrow, H. Kim, S. Los, M. Mazzillo, E. Ramberg, A. Ronzhin, V. Samoylenko, H. Wenzel, and A. Zatserklyaniy, "Quartz Cherenkov counters for fast timing: QUARTIC," *Journal of Instrumentation*, vol. 7, no. 10, pp. P10 027–P10 027, 2012. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/1207.7248>
- [19] A. Ronzhin, M. Demarteau, S. Los, and E. Ramberg, "Study of timing properties of silicon photomultipliers," *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 2395–2399, 2008. [Online]. Available: <http://psec.uchicago.edu/Documents/Anatoly{ }SiPM{ }TIMING.pdf>
- [20] A. Ronzhin, M. G. Albrow, K. Byrum, M. Demarteau, S. Los, E. May, E. Ramberg, J. Va'vra, and A. Zatserklyaniy, "Tests of timing properties of silicon photomultipliers," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 616, no. 1, pp. 38–44, apr 2010. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900210002706>
- [21] V. Puill, C. Bazin, D. Breton, L. Burmistrov, V. Chaumat, N. Dinu, J. Maalmi, J. F. Vagnucci, and A. Stocchi, "Single photoelectron timing resolution of SiPM as a function of the bias voltage, the wavelength and the temperature," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 695, pp. 1–5, dec 2012. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900211022480>

- [22] S. Seifert and R. Vinke, “Ultra precise timing with SiPM-based TOF PET scintillation detectors,” *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 2329–2333, 2009. [Online]. Available: [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/\\_all.jsp?arnumber=5402260](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/_all.jsp?arnumber=5402260)
- [23] S. Seifert, H. T. van Dam, R. Vinke, P. Dendooven, H. Löhner, F. J. Beekman, and D. R. Schaart, “A Comprehensive Model to Predict the Timing Resolution of SiPM-Based Scintillation Detectors : Theory and Experimental Validation,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 59, no. 1, pp. 190–204, 2012. [Online]. Available: [http://ieeexplore.ieee.org/xpl/login.jsp?tp={&}arnumber=6144029{&}url=http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/\\_all.jsp?arnumber=6144029](http://ieeexplore.ieee.org/xpl/login.jsp?tp={&}arnumber=6144029{&}url=http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/_all.jsp?arnumber=6144029)
- [24] E. Popova, “The mechanisms of photo- conversion in SiPM Silicon Photomultiplier ( SiPM ),” *Presentation at Corsica Meeting on Fast Timing (2013)*, 2013. [Online]. Available: <http://www.slideserve.com/dimaia/the-mechanisms-of-photo-conversion-in-sipm>
- [25] M. Teshima, R. Mirzoyan, E. Popova, and B. Dolgoshein, “Silicon Photoelectric Multiplier (Variants) and a Cell for Silicon Photoelectric Multiplier,” 2008.
- [26] S. E. Brunner, L. Gruber, J. Marton, H. Orth, and K. Suzuki, “Time resolution below 100 ps for the SciTil detector of PANDA employing SiPM,” *arXiv:preprint*, p. 10, 2013. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/1312.4153>
- [27] I. Britvitch, I. Johnson, D. Renker, A. Stoykov, and E. Lorenz, “Characterisation of Geiger-mode avalanche photodiodes for medical imaging applications,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 571, no. 1-2 SPEC. ISS., pp. 308–311, 2007. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206018869>
- [28] E. Lorenz, I. Britvich, D. Ferenc, N. Otte, D. Renker, Z. Sadygov, and A. Stoykov, “Some studies for a development of a small animal PET based on LYSO crystals and Geiger mode-APDs,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment methods in physics research. Section A, Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, vol. 572, pp. 259–261, 2007. [Online]. Available: [www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206020870](http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206020870)

- [29] V. C. Spanoudaki and C. S. Levin, “Photo-detectors for time of flight positron emission tomography (ToF-PET).” *Sensors (Basel, Switzerland)*, vol. 10, no. 11, pp. 10484–505, jan 2010. [Online]. Available: <http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid=3230997&tool=pmcentrez&rendertype=abstract>
- [30] S. Seifert, “Silicon Photomultipliers and Monolithic Scintillators for Time-of-Flight PET,” Ph.D. dissertation, Technische Universiteit Delft, 2012.
- [31] G. Llosá, P. Barrillon, J. Barrio, M. G. Bisogni, J. Cabello, A. Del Guerra, A. Etxebeste, J. E. Gillam, C. Lacasta, J. F. Oliver, M. Rafecas, C. Solaz, V. Stankova, and C. de La Taille, “High performance detector head for PET and PET/MR with continuous crystals and SiPMs,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 702, no. 2013, pp. 3–5, feb 2013. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900212010029>
- [32] S. R. Cherry, J. Sorenson, M. E. Phelps, and B. M. Methe, *Physics in Nuclear Medicine*. Springer, 2004, vol. 31, no. 8. [Online]. Available: [http://link.springer.com/content/pdf/10.1007/0-387-34946-4\\_1.pdf](http://link.springer.com/content/pdf/10.1007/0-387-34946-4_1.pdf)
- [33] W. W. W. Moses, “Recent Advances and Future Advances in Time-of-Flight PET.” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 580, no. 2, pp. 919–924, oct 2007. [Online]. Available: <http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid=2084388&tool=pmcentrez&rendertype=abstracthttp://scholar.google.com/scholar?hl=en&btnG=Search&q=intitle:No+Title{#}0http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207012909>
- [34] GE, “GE Healthcare Signa PET/MR Datenblatt,” 2015. [Online]. Available: [http://www3.gehealthcare.de/de-de/produkte/kategorien/magnetresonanzbildgebung/signa\\_{\\_}petmr{#}tabs/tab7941624432DC468BBBBF87099FB1E1A92](http://www3.gehealthcare.de/de-de/produkte/kategorien/magnetresonanzbildgebung/signa_{_}petmr{#}tabs/tab7941624432DC468BBBBF87099FB1E1A92)
- [35] C. Kim, G. Wang, and S. Dolinsky, “Multi-pixel photon counters for TOF PET detector and its challenges,” *Nuclear Science Symposium Conference Record*, vol. 12309, pp. 3586–3590, 2009. [Online]. Available: [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs\\_{\\_}all.jsp?arnumber=5280540](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_{_}all.jsp?arnumber=5280540)
- [36] A. J. González Martínez, A. Peiró Cloquell, F. Sánchez Martínez, L. F. Vidal San Sebastian, and J. M. Benlloch Baviera, “Innovative PET detector concept based on SiPMs and continuous crystals,” *Nuclear Instruments and*

- Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 695, pp. 213–217, dec 2012. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900211020717>
- [37] R. Vinke, H. Löhner, D. R. Schaart, H. T. van Dam, S. Seifert, F. J. Beekman, and P. Dendooven, “Optimizing the timing resolution of SiPM sensors for use in TOF-PET detectors,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 610, no. 1, pp. 188–191, oct 2009. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900209010596>
- [38] H. Iams and B. Salzberg, “The secondary emission phototube,” *Radio Engineers, Proceedings of the ...*, pp. 55–64, 1935. [Online]. Available: [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/\\_all.jsp?arnumber=1685754](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/_all.jsp?arnumber=1685754)
- [39] B. Lubsandorzhev, “On the history of photomultiplier tube invention,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 7, no. 095, 2006. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900206009260>
- [40] B. Dolgoshein, “Silicon photomultipliers in particle physics: possibilities and limitations,” *Proceedings of the 42nd Workshop on Innovative Detectors for Supercolliders*, vol. 28, 2004. [Online]. Available: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004ids..conf..442D>
- [41] S. Cova, M. Ghioni, a. Lacaita, C. Samori, and F. Zappa, “Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection.” *Applied optics*, vol. 35, no. 12, pp. 1956–1976, apr 1996. [Online]. Available: <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/21085320>
- [42] A. Vacheret and G. Barker, “Characterization and simulation of the response of Multi-Pixel Photon Counters to low light levels,” *Nuclear Instruments and Methods*, 2011. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211014513>
- [43] D. Renker, “New developments on photosensors for particle physics,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 598, no. 1, pp. 207–212, jan 2009. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S016890020801228X>

- [44] Y. Musienko, S. Reucroft, and J. Swain, “Tests and performance of multipixel Geiger mode APD’s,” *Photodet Workshop*, pp. 1–11, 2007. [Online]. Available: <http://pos.sissa.it/archive/conferences/051/012/PD07{ }012.pdf?q=apds>
- [45] R. McIntyre, “Multiplication noise in uniform avalanche diodes,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, pp. 164–168, 1966. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs{ }all.jsp?arnumber=1474241>
- [46] KETEK GmbH, “KETEK PM1150 Datenblatt.” [Online]. Available: <http://www.ketek.net/products/sipm/>
- [47] F. Wiest, “Abbildung eines KETEK PM3350, Mit freundlicher Genehmigung der KETEK GmbH,” 2015.
- [48] Y. Musienko, “Solid State Photomultipliers,” *CERN, Detector Seminar*, 2009. [Online]. Available: <http://indico.cern.ch/event/56739/material/slides/0.pdf>
- [49] P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov, a. Ilyin, V. Kaplin, a. Karakash, S. Klemin, R. Mirzoyan, a. N. Otte, E. Popova, V. Sosnovtsev, and M. Teshima, “Large area silicon photomultipliers: Performance and applications,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 567, no. 1 SPEC. ISS., pp. 78–82, nov 2006. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900206008813>
- [50] A. Vacheret, G. Barker, M. Dziewiecki, P. Guzowski, M. Haigh, B. Hartfiel, A. Izmaylov, W. Johnston, M. Khabibullin, A. Khotjantsev, Y. Kudenko, R. Kurjata, T. Kutter, T. Lindner, P. Masliah, J. Marzec, O. Mineev, Y. Musienko, S. Oser, F. Retière, R. Salih, A. Shaikhiev, L. Thompson, M. Ward, R. Wilson, N. Yershov, K. Zarembo, and M. Ziembicki, “Characterization and simulation of the response of Multi-Pixel Photon Counters to low light levels,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 656, no. 1, pp. 69–83, nov 2011. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900211014513>
- [51] Y. Musienko, “State of the art in SiPM’s,” 2011. [Online]. Available: <http://scholar.google.com/scholar?hl=en{&}btnG=Search{&}q=intitle:State+of+the+art+in+SiPM?s{#}1>
- [52] Sensl, “Sensl C-Series Datenblatt,” pp. 1–17, 2014. [Online]. Available: <http://sensl.com/downloads/ds/DS-MicroCseries.pdf>

- [53] P. Eckert, H. C. Schultz-Coulon, W. Shen, R. Stamen, and A. Tadday, “Characterisation studies of silicon photomultipliers,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 620, no. 2-3, pp. 217–226, 2010. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210008156>
- [54] F. Corsi, a. Dragone, C. Marzocca, a. Del Guerra, P. Delizia, N. Dinu, C. Piemonte, M. Boscardin, and G. F. Dalla Betta, “Modelling a silicon photomultiplier (SiPM) as a signal source for optimum front-end design,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 572, no. 1 SPEC. ISS., pp. 416–418, mar 2007. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900206021449>
- [55] K. Wangerin, G.-C. Wang, C. Kim, and Y. Danon, “Passive electrical model of silicon photomultipliers,” *Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 4906–4913, oct 2008. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=4774341>
- [56] S. M. Sze and K. K. NG, *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 2007.
- [57] J. Cvach, G. Eigen, and J. Kvasnicka, “Gain Stabilization of SiPMs,” *International Workshop on Future Linear Colliders*, pp. 1–4, 2013. [Online]. Available: <http://arxiv.org/abs/1403.8104>
- [58] N. Dinu, C. Bazin, V. Chaumat, C. Cheikali, A. Para, V. Puill, C. Sylvia, and J. F. Vagnucci, “Temperature and bias voltage dependence of the MPPC detectors,” *Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 215–219, 2010. [Online]. Available: <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00537108>
- [59] Hamamatsu, “MPPC S12572-025, -05, -100C/P Datasheet,” pp. 1–7, 2014. [Online]. Available: <http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s12572-025{ }etc{ }kapd1043e03.pdf>
- [60] Sensl, “B-Series Datenblatt,” pp. 1–17, 2013. [Online]. Available: <http://sensl.com/downloads/ds/DS-MicroBseries.pdf>
- [61] N. Serra, A. Ferri, A. Gola, T. Pro, A. Tarolli, N. Zorzi, and C. Piemonte, “Characterization of new FBK SiPM technology for visible light detection,”

- Journal of Instrumentation*, vol. 8, no. 03, pp. P03 019–P03 019, mar 2013. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/1748-0221/8/i=03/a=P03019?key=crossref.f0a503deed703d9839cf87d10b67f14>
- [62] G. Collazuol, M. G. Bisogni, S. Marcatili, C. Piemonte, and A. Del Guerra, “Studies of silicon photomultipliers at cryogenic temperatures,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 628, no. 1, pp. 389–392, feb 2011. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900210015500>
- [63] E. Engelmann, “Extensive Studies of Afterpulsing of Silicon Photomultipliers down to liquid Ar Temperatures,” *M.Sc. Thesis*, 2014.
- [64] Hamamatsu Photonics, “MPPC Multi-Pixel Photon Counter Catalogue,” *January 2014*.
- [65] A. Lacaita and F. Zappa, “On the bremsstrahlung origin of hot-carrier-induced photons in silicon devices,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 40, no. March, pp. 577–582, 1993. [Online]. Available: [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/\\_all.jsp?arnumber=199363](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/_all.jsp?arnumber=199363)
- [66] H. Oide, H. Otonoa, and S. Yamashitab, “Study of afterpulsing of MPPC with waveform analysis,” *Photodet Workshop*, 2007. [Online]. Available: [http://medcontent.metapress.com/index/A65RM03P4874243N.pdfhttp://pos.sissa.it/archive/conferences/051/008/PD07{}\\_008.pdf](http://medcontent.metapress.com/index/A65RM03P4874243N.pdfhttp://pos.sissa.it/archive/conferences/051/008/PD07{}_008.pdf)
- [67] E. Engelmann, F. Wiest, T. R. Ganka, C. Dietzinger, P. Iskra, W. M. Gebauer, S. Loebner, and R. Fojt, “SiPM performance boost for scintillating fiber tracker upgrade at CERN LHCb,” *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2014. [Online]. Available: <http://www.npss-confs.org/nss/program/ListProgramDB.asp?session=N54>
- [68] D. Renker, “Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 567, no. 1, pp. 48–56, nov 2006. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900206008680>
- [69] F. Retiere and K. Boone, “Delayed avalanches in Multi-Pixel Photon Counters,” *Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 1585–1588, oct 2012. [On-



- line]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=6551378>
- [70] S. Cova, A. Lacaita, and G. Ripamonti, “Trapping phenomena in avalanche photodiodes on nanosecond scale,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 12, no. 12, pp. 685–687, 1991. [Online]. Available: [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/\\_all.jsp?arnumber=116955](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/_all.jsp?arnumber=116955)
- [71] T. Paulus, “Principles and Applications of Timing Spectroscopy,” *Application Note AN-42, EG&E*, 1982. [Online]. Available: <http://www.ortec-online.com/download/Application-Note-AN42-Principles-Applications-Timing-Spectroscopy.pdf>
- [72] R. Bell, “Comparison of leading-edge and crossover timing in coincidence measurements,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 42, no. 2, pp. 211–212, 1966.
- [73] Hamamatsu Photonics, “Light Pulser PLP-10-405 mit C10196 Controller Datenblatt.” [Online]. Available: <http://www.hamamatsu.com/jp/en/product/category/1001/5003/PLP-10-130/index.html>
- [74] K. Kamada, P. Prusa, M. Niki, C. Piemonte, A. Tarolli, T. Yanagida, T. Endo, K. Tsutumi, and A. Yoshikawa, “2-inch size crystal growth of Ce:Gd<sub>3</sub>Al<sub>2</sub>Ga<sub>3</sub>O<sub>12</sub> with various Ce concentration and their scintillation properties,” *Nuclear Science Symposium Conference Record*, p. 1698, 2012. [Online]. Available: [http://ieeexplore.ieee.org/xpl/login.jsp?tp={&}arnumber=6551401{&}url=http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/\\_all.jsp?arnumber=6551401](http://ieeexplore.ieee.org/xpl/login.jsp?tp={&}arnumber=6551401{&}url=http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/_all.jsp?arnumber=6551401)
- [75] St. Gobain Crystals, “PreLude 420 Datenblatt,” vol. 420, pp. 3–4. [Online]. Available: <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/PreLude420datasheet.pdf>
- [76] D. Corning, “1-2577 Conformal Coating Datenblatt,” pp. 1–10, 2013. [Online]. Available: <http://www.dowcorning.com/DataFiles/09027701801b49ba.pdf>
- [77] A. Ferri, A. Gola, N. Serra, A. Tarolli, N. Zorzi, and C. Piemonte, “Performance of FBK high-density SiPM technology coupled to Ce:LYSO and Ce:GAGG for TOF-PET.” *Physics in medicine and biology*, vol. 59, no. 4, pp. 869–880, feb 2014. [Online]. Available: <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24487651>
- [78] J. Yeom, R. Vinke, N. Pavlov, S. Bellis, K. O’Neill, C. Jackson, and C. S. Levin, “Performance of Fast Timing Silicon Photomultipliers for Scintillation Detectors,” *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, vol. 11, pp. 2845–2847, 2012.

- [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/xpl/login.jsp?tp={&}arnumber=6551649{&}url=http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs{ }all.jsp?arnumber=6551649>
- [79] S. Dolinsky, G. Fu, and A. Ivan, "Timing resolution performance comparison for fast and standard outputs of SensL SiPM," *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2013. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/xpl/mostRecentIssue.jsp?punumber=6819718>
- [80] Y. Musienko, "Tests and performance of multi-pixel Geiger mode APD's and APD's for the CMS ECAL," *Photodet Workshop*, 2007. [Online]. Available: <http://www-conf.kek.jp/past/PD07/Conference-PD07/Oral/13-slides-0-PD07{ }Musienko.pdf>
- [81] AdvanSiD, "Low Afterpulse NUV SiPM Datenblatt," pp. 1–5, 2014. [Online]. Available: <http://advansid.com/attachment/get/up{ }53{ }1414601403.pdf>
- [82] A. H. Heering, J. Rohlf, J. Freeman, S. Los, S. Kuleshov, S. Banerjee, I. Schmidt, Y. Musienko, L. Lebolo, and J. Diaz, "Large-area SiPMs for the CMS hadron outer calorimeter," *Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 1545–1550, 2007. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=4437293>
- [83] T. C. Larason and J. M. Houston, "Spectroradiometric detector measurements: Ultraviolet, visible, and near-infrared detectors for spectral power," *NIST Special Publication*, vol. 41, 2008. [Online]. Available: <http://csg5.nist.gov/calibrations/upload/sp250-41a.pdf>
- [84] N. Dinu, Z. Amara, C. Bazin, V. Chaumat, C. Cheikali, G. Guilhem, V. Puill, C. Sylvia, and J. F. Vagnucci, "Electro-optical characterization of SiPM: A comparative study," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 610, no. 1, pp. 423–426, oct 2009. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900209011383>
- [85] Optometrics, "Optometrics Tunable Light Sources TLS6," 2015. [Online]. Available: <http://www.optometrics.com/tunable-light-sources>
- [86] Photonique SA, "Photonique SA AMP-0611 Datenblatt." [Online]. Available: <http://www.photonique.ch/Prod{ }AMP{ }0600.html>
- [87] G. Sjiktei, "Push-pull complementary type transistor amplifier," *US Patent 2,762,870*, 1956. [Online]. Available: <http://www.google.com/patents/US2762870>

- [88] I. N. Bronštejn and G. Musiol, *Taschenbuch der Mathematik*, 2008.
- [89] F. Wiest and S. Klemin, “Patent DE102011110689: Strahlungsdetektor und Verwendung desselben,” pp. 1–19, 2011.
- [90] KETEK GmbH, “KETEK PM5550 Datenblatt,” 2014.
- [91] N. Pavlov, G. Mashlum, and D. Meier, “Gamma spectroscopy using a silicon photomultiplier and a scintillator,” *Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 173–180, 2005. [Online]. Available: [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/\\_all.jsp?arnumber=1596231](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/_all.jsp?arnumber=1596231)
- [92] F. Zappa, A. Tosi, a. D. Mora, and S. Tisa, “SPICE modeling of single photon avalanche diodes,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 153, no. 2, pp. 197–204, aug 2009. [Online]. Available: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0924424709002581>
- [93] N. Pavlov, “Persönliche Diskussion April 2014.”
- [94] F. Wiest and P. Iskra, “Persönliches Gespräch bei KETEK GmbH,” 2014.
- [95] S. Seifert and H. T. van Dam, “Simulation of silicon photomultiplier signals,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 56, no. 6, pp. 3726–3733, 2009. [Online]. Available: [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/\\_all.jsp?arnumber=5341428](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/_all.jsp?arnumber=5341428)
- [96] A. Ronzhin, S. Los, M. Martens, P. Murat, E. Ramberg, H. Kim, C. T. Chen, C. M. Kao, K. Niessen, A. Zatserklyaniy, M. Mazzilloe, B. Carbonee, G. Condorelli, G. Fallica, A. Piana, D. Sanfilippo, G. Valvo, and S. Ritt, “Study of timing properties of SiPMs at Fermilab,” *Nuclear Science Symposium Conference Record*, pp. 245–249, 2012. [Online]. Available: [http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/\\_all.jsp?arnumber=6551101](http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs/_all.jsp?arnumber=6551101)
- [97] F. Acerbi, A. Ferri, A. Gola, M. Cazzanelli, L. Pavesi, N. Zorzi, and C. Piemonte, “Characterization of Single-Photon Time Resolution: From Single SPAD to Silicon Photomultiplier,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, no. 5, pp. 2678–2686, 2014. [Online]. Available: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=6882845>
- [98] Erfinder nicht Genannt, “Patent DE102012215637A1: Strahlungsdetektor, Verfahren zu seiner Herstellung und seine Verwendung,” pp. 1–11, 2012.

- [99] M. Ghioni, A. Gulinatti, I. Rech, P. Maccagnani, and S. Cova, “Large-area low-jitter silicon single photon avalanche diodes,” *Proc. of SPIE Quantum Sensing and Nanophotonic Devices V*, pp. 69 001D–69 001D–13, feb 2008. [Online]. Available: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=1328698>



# Publikationsverzeichnis

- C. Dietzinger, T.R. Ganka, P. Iskra, F. Wiest, W. Hansch, “Quenching Resistors for Silicon Photomultipliers,” *DPG-Frühjahrs-Tagung*, Berlin, 2012
- C. Dietzinger, T.R. Ganka, P. Iskra, F. Wiest, W. Hansch, “Spectroscopic Characterization of Silicon Photomultipliers on Wafer-Level,” *DPG-Frühjahrs-Tagung*, Berlin, März 2012
- C. Dietzinger, T.R. Ganka, W. Gebauer, N. Miyakawa, P. Iskra, F. Wiest, “Silicon Photomultipliers with enhanced Blue-Light Sensitivity,” *PhotoDet*, Orsay, 2012
- T.R. Ganka, C. Dietzinger, P. Iskra, F. Wiest, W. Hansch, A. Heering, Y. Musienko, “Large Dynamic Range Silicon Photomultipliers for the CERN CMS Experiment,” *IEEE Nuclear Science Symposium*, Anaheim, 2012
- C. Dietzinger, T.R. Ganka, W. Gebauer, N. Miyakawa, P. Iskra, F. Wiest, “Improved SiPM Device Performance by Introduction of a new Manufacturing Technology,” *IEEE Nuclear Science Symposium*, Anaheim, 2012
- P. Iskra, C. Dietzinger, T. Eggert, M. Fraczek, T.R. Ganka, L. Höllt, J. Knobloch, N. Miyakawa, A. Pahlke, F. Wiest, R. Fojt, “Aspects of Chip and Cell Size of Silicon Photomultipliers,” *Proceedings of SPIE*, no. 8460, October 2012
- P. Iskra, C. Dietzinger, T. Eggert, M. Fraczek, T.R. Ganka, L. Höllt, J. Knobloch, N. Miyakawa, A. Pahlke, F. Wiest, R. Fojt, W. Hansch, “Reduction of Optical Crosstalk in Silicon Photomultiplier,” *Proceedings of SPIE*, no. 8460, October 2012
- C. Dietzinger, T.R. Ganka, A. Marquez-Seco, N. Miyakawa, P. Iskra, F. Wiest, “Improved SiPM device performance by introduction of a new manufacturing technology,” *SPIE Optics+Photonics*, San Diego, 2013
- T.R. Ganka, C. Dietzinger, P. Iskra, W. Hartinger, F. Wiest, R. Fojt, W. Hansch, “Silicon Photomultipliers for Neutron Detection,” *Position Sensitive Neutron Detectors 2014 Workshop*, Jülich, 2014

- T.R. Ganka, C. Dietzinger, W. Gebauer, E. Engelmann, P. Iskra, F. Wiest, R. Fojt, W. Hansch, "Influence of Active Area and Different Read-Out Mechanisms on the Timing Performance of Silicon Photomultipliers," *IEEE Nuclear Science Symposium*, Seattle, 2014
- F. Wiest, C. Dietzinger, E. Engelmann, T.R. Ganka, W. Gebauer, W. Hartinger, P. Iskra, S. Loebner, A. Marquez-Seco, N. Miyakawa, "SiPM performance boost for scintillating fiber tracker upgrade at CERN LHCb," *Nuclear Science Symposium*, Seattle, 2014.
- F. Wiest, C. Dietzinger, T.R. Ganka, W. Hartinger, P. Iskra, S. Loebner, A. Marquez-Seco, N. Miyakawa, "Recent Enhancements of the KETEK SiPM Performance with regard to PDE, Cross Talk and CMOS Compatibility," *International Conference on New Developments in Photodetection*. Tours, 2014
- T.R. Ganka, C. Dietzinger, P. Iskra, F. Wiest, R. Fojt, W. Hansch, "Large Dynamic Range Silicon Photomultipliers for High Energy Physics Experiments," *SPIE Photonics West 2014-OPTO: Optoelectronic Devices and Materials*, vol. 8982, p. 898220, 2014.
- A. Ohlander, T.R. Ganka, T. Binder, F. Wiest, A. Russom, K. Bock, "Real-Time Monitoring of Melting Curves on DNA Microrarrays in Plastic Lab-On-Foil System Using Silicon Photomultiplier Detectors," *MicroTAS2014*, San Antonio, 2014
- W. Hartinger, T.R. Ganka, C. Dietzinger, P. Iskra, F. Wiest, R. Fojt, W. Hansch, "Development of Large Dynamic Range Silicon Photomultipliers for High Energy Particle Calorimetry," *iWORLD*, Triest, 2014
- F.R. Schneider, T.R. Ganka, G. Seker, E. Engelmann, D. Render, S. Paul, W. Hansch, S. Ziegler, "Characterization of blue sensitive  $3 \times 3 \text{ mm}^2$  SiPMs and their use in PET," *Journal of Instrumentation*, vol. 9, no.07, pp. P07027, Jul. 2014
- K. Shimazoe, A. Lipovec, H. Takahashi, F. Wiest, P. Iskra, T.R. Ganka, K. Kamada; "Development and Characterization of 16-channel SiPM Prototype with sub-mm Pixels for Highresolution PET System," *Journal of Instrumentation*, vol. 9, pp. C11018, Nov. 2014
- A. Ohlander, K.H. Bock, T.R. Ganka, "Patentanmeldung DE102014221734.2: Messvorrichtung und System zur Schmelzkurvenanalyse eines DNA Microarrays, sowie Verwendung eines Fluoreszenzdetektorarrays zur Analyse," 2014.



# Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Physik der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik der Universität der Bundeswehr München. Sie wurde im Rahmen einer engen Kollaboration mit der KETEK GmbH im Zeitraum von Juni 2011 bis Januar 2015 erstellt. Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen und mich unterstützt haben.

In besonderem Maße möchte ich mich bei **Prof. Dr. Walter Hansch** bedanken, der es mir ermöglichte, dieses sehr interessante und herausfordernde Thema zu bearbeiten. Ich bedanke mich außerdem für die Inspiration und die Unterstützung während der Durchführung. Sein Vertrauen verhalf mir, diese Arbeit selbst zu gestalten.

Mein besonderer Dank gilt ebenfalls **Prof. Dr. Sibylle Ziegler** für die vertraute, offene Kollaboration und die sehr interessanten Laborbesuche am Klinikum rechts der Isar.

Insbesondere möchte ich mich auch bei der Geschäftsführung der KETEK GmbH, **Silvia Wallner** und **Dr. Reinhard Fojt**, für die Möglichkeit diese Dissertation durchführen zu dürfen und das in mich gesetzte Vertrauen bedanken.

Ganz herzlich möchte ich mich ebenfalls bei der SiPM-Gruppe der KETEK GmbH, **Dr. Florian Wiest**, **Dr. Peter Iskra**, **M.Sc. Christoph Dietzinger**, **M.Sc. Sabrina Löbner**, **M.Sc. Eugen Engelmann**, **Dipl.-Phys. Wolfgang Gebauer**, **B.Sc. Hannes Wachter**, **M.Sc. Werner Hartinger** und **Bui Van Ngoc** bedanken, die mich stets hilfsbereit begleitet haben. Ganz besonders möchte ich mich dabei für die Prozessierung der SiPM danken, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Mit **Dr. Peter Iskra**, **M.Sc. Christoph Dietzinger**, **Bui Van Ngoc**, **Uwe Weichert** und **Torsten Bötzw** verbrachte ich unzählige schöne Stunden im gemeinsamen Büro, für die ich mich herzlich bedanke.



Für die Korrektur dieser Arbeit möchte ich mich **Dr. Florian Wiest** und **M.Sc. Eugen Engelmann** bedanken.

Ich möchte mich ebenfalls bei **Dipl.-Phys. Florian Schneider** für die enge, erfolgreiche Kollaboration bedanken. Sowohl in der Forschung, als auch Privat erlebten wir eine schöne Zeit, die ich nicht vermissen möchte.

Bei **Dr. Dieter Renker** möchte ich mich für die zahlreichen fachlichen Diskussionen über die Charakterisierung von SiPM bedanken. Dank seiner jahrzehntelangen Erfahrung im Bereich hochempfindlicher, optischer Detektoren waren die Ergebnisse der Diskussionen stets fruchtbar.

Ich bedanke mich bei **Prof. Dr. Martin Sauter** für die Unterstützung bei der Implementierung des Simulationsmodells in SPICE und für die interessanten Diskussionen.

Ich danke außerdem **Dr. Yuri Musienko** und **Dr. Arjan Heering** für die aufregende Zeit am CERN und die intensive Kollaboration über die letzten Jahre.

Für die Unterstützung bei verwaltungstechnischen Angelegenheiten möchte ich mich herzlich bei **Dr. Torsten Sulima** bedanken. Um administrative Belange kümmerte sich außerdem **Karin Bächle**, der ich ebenfalls herzlich danken möchte.

Bei **Dr. Tanja Stimpel-Lindner** möchte ich mich für die Organisation des Physik-Praktikums bedanken.

Ebenfalls möchte ich mich bei allen Kollegen der KETEK GmbH, der Universität der Bundeswehr und der Fraunhofer Einrichtung für Modulare Festkörpertechnologien bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Den derzeitigen Doktoranden **M.Sc. Eugen Engelmann**, **M.Sc. Sabrina Löbner**, **Dipl.-Phys. Wolfgang Gebauer**, **M.Sc. Fabian Florek** und **Dipl.-Phys. Eva Schöber** wünsche ich weiterhin viel Erfolg.

Ich bedanke mich herzlich bei meiner Familie und meiner Freundin, die mir stets den Rücken frei gehalten und mich unterstützt haben.



