

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Bachelorarbeit

im Studiengang Physik

vorgelegt von

Heiko Christian Augustin

geboren in Saarlouis

2012

Charakterisierung

von

HV-MAPS

Die Bachelorarbeit wurde von

Heiko Christian Augustin

ausgeführt am

Physikalischen Institut der Universität Heidelberg

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Dr. André Schöning

Zusammenfassung

Die Eigenschaften des neuartigen High Voltage Monolithic Active Pixel Sensors (HV-MAPS) wurden untersucht und dessen Eignung für das Mu3e Experiment, das nach dem seltenen Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ sucht, überprüft. Hierbei handelt es sich um ein Konzept für schnelle, dünne und kostengünstige Halbleiter-Pixelsensoren.

Das MAPS-Prinzip basiert auf der Integration von Sensor und Ausleseelektronik auf den Detektor-Pixeln. Bisherige Pixeldetektor-Konzepte trennen hingegen Detektion und Verarbeitung. Im Gegensatz zu anderen MAPS-Konzepten, deren Ladungssammlung auf Diffusion basiert, wird die Ladung in dieser Technik durch Drift gesammelt, wodurch diese Sensoren ein schnelleres Ansprechverhalten zeigen.

Der Sensor wurde mit verschiedenen Quellen bestrahlt. Damit wurde das Zeitverhalten einzelner Pixel, sowie das Rauschen und die Sensor-Homogenität bei verschiedenen Diodenspannungen und Diskriminator-Schwellen untersucht.

Für diesen Prototyp wurde ein sehr gutes Signal-zu-Rauschverhältnis von etwa 27 ermittelt, sowie eine Doppelpulsauflösung von etwa $3 \mu s$. Dies spiegelt das hohe Potential dieses Konzepts wider und zeigt seine gute Eignung für das Mu3e-Experiment.

Abstract

The novel High Voltage Monolithic Active Pixel Sensor (HV-MAPS) has been characterized and its suitability for the Mu3e experiment, an experiment to search for the rare decay $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$, has been assessed. The HV-MAPS is a concept for fast, thin and inexpensive semiconductor pixel sensors.

In current pixel detector systems the detector and the readout electronics are separated. The MAPS principle merges detection and readout electronics on the detector pixel itself. In contrast to other MAPS concepts, which use diffusion for charge collection, this new technology is based on charge collection via drift. The charge collection via drift leads to a fast response time.

The sensor was irradiated with different sources. The time response of single pixels, the noise figure and the homogeneity of the sensor has been measured for different bias voltages and discriminator thresholds.

For this prototype a very good signal-to-noise ratio of 27 and a double pulse resolution of around $3 \mu s$ has been determined. This shows the high potential of this concept and the suitability for the use in the Mu3e experiment.

Inhaltsverzeichnis

I	Einleitung und Hintergrund	8
1	Einleitung	9
2	Mu3e	10
2.1	Physikalische Prozesse	10
2.2	Detektor-Konzept	11
II	HV-MAPS	14
3	Das Konzept	15
4	Theorie eines HV-MAPS	18
4.1	Die Verarmungszone	18
4.2	Detektion geladener Teilchen	21
4.3	Signalformung	25
4.4	Pixel-Modell	27
5	HV-MAPS Prototyp	32
5.1	Design	32
5.2	Uxibo und Computer-Auslese	36
III	Charakterisierung	38
6	Messmethoden	39
7	Signalerzeugung	40
7.1	Injektion	40
7.2	LED	40
7.3	Laser-Diode	41
7.4	Radioaktive Quellen	42
8	Aufbau	44

9 Messungen	46
9.1 Hochspannungsabhängigkeit	46
9.2 Pixelrauschen	48
9.3 Pulsform	52
9.4 Doppelpulsauflösung	56
9.5 Schwellen-Tuning	57
9.6 Jitter	61
9.7 Bestrahlung mit Sr-90-Quelle	62
9.8 Temperaturabhängigkeit	67
9.9 Zusammenfassung	68
IV Ausblick	71
10 Strahltest	72
11 HV-MAPS-ToDo-List	74
A Ergänzende Graphiken	76
B Listen	80
B.1 Abbildungsverzeichnis	80
C Literaturverzeichnis	83

Teil I

Einleitung und Hintergrund

1 Einleitung

Das Standard-Modell (SM) der Teilchenphysik stellt das Fundament der heutigen Teilchenphysik dar und erlaubt eine gute Voraussage des Verhaltens der Elementarteilchen. Es wurde bis heute in keinem wesentlichen Punkt widerlegt, jedoch bezieht diese Theorie die Gravitation nicht mit ein und benötigt eine Reihe rein experimentell ermittelter Parameter. Außerdem geben Effekte wie die Neutrino-Oszillation Anlass dazu, das Standard-Modell noch nicht als vollständig zu betrachten und nach Physik jenseits des Standard-Modells zu suchen.

Ein Experiment, das dieses Ziel verfolgt ist das Mu3e-Experiment. Dabei handelt es sich um ein vorgeschlagenes Experiment um den Lepton Flavour verletzenden¹ und somit im Standard-Modell verbotenen Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ nachzuweisen. Dies wäre ein klarer Beweis, dass Physik jenseits des Standard-Modells existiert.

Um dieses Experiment erfolgreich durchführen zu können und den Zerfall, dessen Verzweungsverhältnis nach theoretischen Voraussagen aus Modellen neben dem Standard-Modell mit 10^{-16} unterdrückt ist, nachweisen zu können ist eine sehr gute Energieauflösung von Nöten. Dies soll mit Hilfe eines neuen Pixeldetektor-Konzepts erreicht werden, durch das die Zerfallselektronen kaum gestreut werden, die sogenannten HV-MAPS.

HV-MAPS steht für High Voltage Monolithic Active Pixel Sensor also Hochspannungs monolithische aktive Pixelsensoren (HV-MAPS). Sie stellen eine Weiterentwicklung des bereits bekannten MAPS-Konzepts dar, durch Integration kommerzieller CMOS-Hochspannungstechnologie. Es handelt sich dabei um ein neues Konzept, dessen Eignung für das Mu3e Experiment noch untersucht werden muss. In dieser Arbeit soll eine erste Charakterisierung der Sensor-Eigenschaften stattfinden.

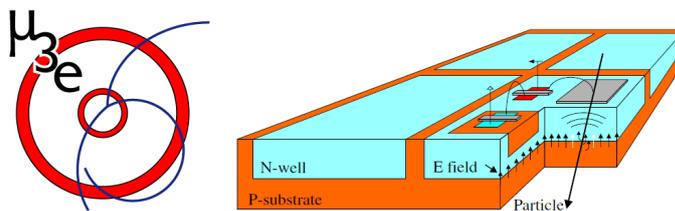


Abbildung 1.1: Mu3e Logo und HV-MAPS-Skizze

¹Lepton Flavour wird durch die Leptonenzahl für jede Generation beschrieben, sie ist im Standard-Modell erhalten

2 Mu3e

2.1 Physikalische Prozesse

Mu3e ist ein vorgeschlagenes Experiment zum Nachweis des Zerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ mit einer Sensitivität von einem Zerfall aus 10^{16} Myonen-Zerfällen. Diese Sensitivität soll durch die Nutzung von MAPS mit einer hohen Ortsauflösung zur Rekonstruktion der Teilchentrajektorien und einem Hodoskop aus szintillierenden Fasern und Kacheln zur genauen Zeitbestimmung bei hohen Raten erreicht werden.

Die Leptonenzahl ist in erster Ordnung im Standard-Modell erhalten. Das Verzweigungsverhältnis für eine Leptonenzahlmischung durch Neutrino-Oszillation ist dabei sehr stark unterdrückt ($< 10^{-50}$) (Abb.2.1). Es gibt natürlich aber auch weitere Modelle wie SUSY (Super Symmetrie) (Abb.2.2), die Schleifen mit supersymmetrischen Teilchen einbezieht und Erweiterungen des Standard-Modells, die diesen Zerfall voraussagen.

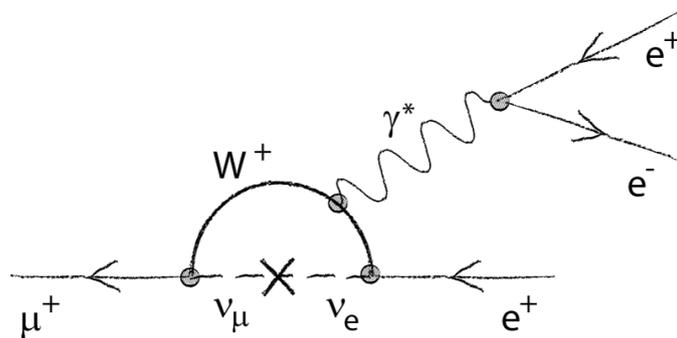


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm des Zerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ über Neutrino-Oszillation

Es gab bereits Experimente, die versuchten diesen Zerfall nachzuweisen (zuletzt SINDRUM 1988). Hier wurde jedoch kein Ereignis gefunden und so eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis von $B(\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+) < 10^{-12}$ mit einem Konfidenzniveau von 90% gemessen [1]. Ein weiteres Experiment, das den ebenfalls Leptonenflavour verletzenden Zerfall $\mu \rightarrow e\gamma$ untersucht, hat diesen Zerfall ebenfalls lediglich auf ein Verzweigungsverhältnis von unter $B(\mu \rightarrow e\gamma) < 2,4 \cdot 10^{-12}$ (90% Konfidenzniveau) eingeschränkt [3].

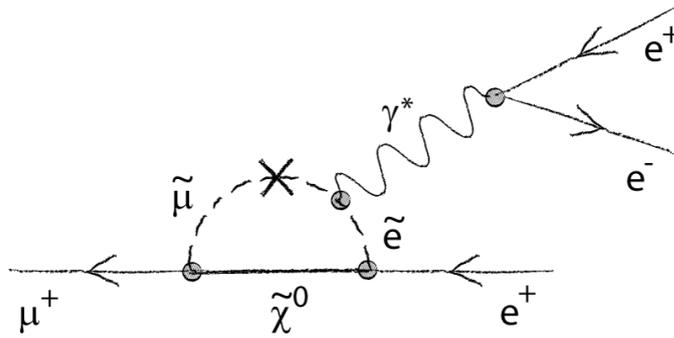


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramm mit supersymmetrischen Teilchen (SUSY)

2.2 Detektor-Konzept

Im gesuchten Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ können die Elektronen und Positronen eine kinetische Energie von 0 bis 53 MeV aufweisen. Um Signal und Hintergrund hier zu trennen, kann daher in einem ersten Schritt Energie und Impulserhaltung genutzt werden. Die Impulse der drei Zerfalls-Teilchen sollten sich dabei zu 0 aufheben und Trajekturen logischerweise in einer Ebene liegen. Der Detektor ist dabei so gebaut das er alle Teilchen mit einer Energie > 10 MeV nachweist.

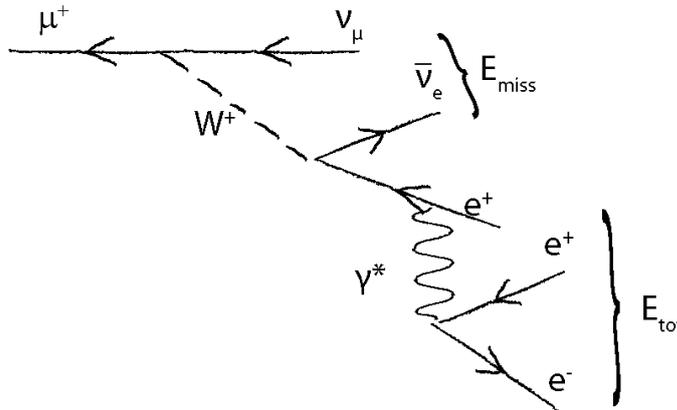


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramm des radiativen Zerfalls $\mu \rightarrow eee\nu\nu$

Die Myonen, die über die im Standard-Modell erlaubten Zerfalls-Kanälen zerfallen stellen den Untergrund dar. Hier gibt es hauptsächlich zwei Untergrundquellen, zu einem der nicht reduzierbare Untergrund $\mu \rightarrow eee\nu\nu$ (Abb.2.3), der im Standard-Modell erlaubt ist, da er die Leptonenzahl erhält. Zum anderen zufälliger Untergrund durch falsch rekonstruierte Teilchen, die zum Beispiel aus dem dominanten Zerfallskanal $\mu^+ \rightarrow e^+\nu\nu$ stammen oder zufällige Koinzidenzen zwischen einem normalen Zerfall und der Bhabha-Streuung eines bereits erzeugten Positrons. Diese

Untergründe sollen besonders durch die gute Orts-, Zeit- und Energieauflösung unterdrückt werden.

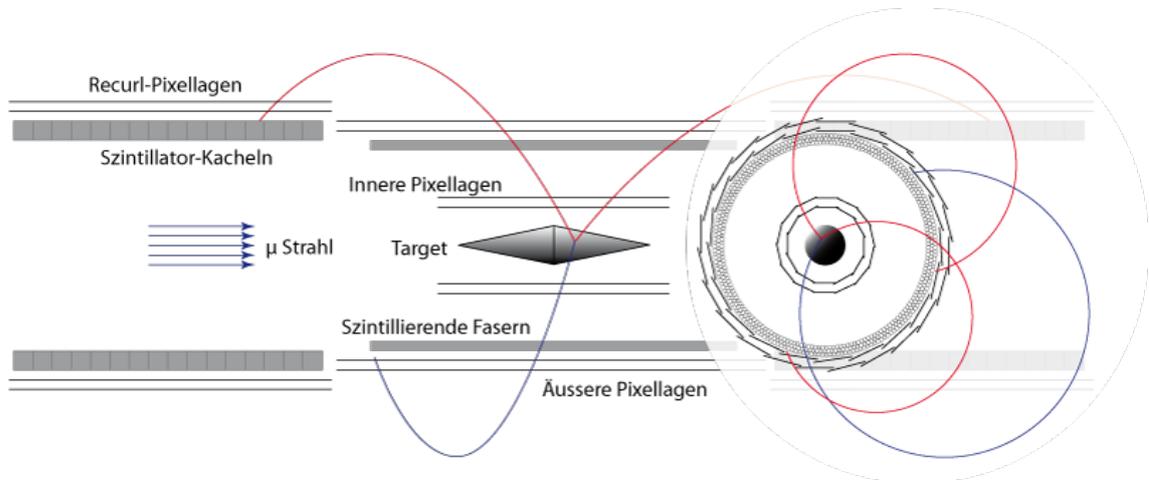


Abbildung 2.4: Schematische Zeichnung des Detektors im Querschnitt

Für den experimentellen Aufbau sind dabei folgende Randpunkte wichtig: [9]

- Quelle der Myonen:
Um effizient messen zu können brauchen wir eine Myonenstopprate von bis zu $2 \cdot 10^9 \text{ Hz}$. Ein so intensiver Myonenstrahl kann zur Zeit nur am PSI erzeugt werden.
- Das Stoppen der Myonen:
Die Myonen werden in einem Aluminium Doppel-Kegel gestoppt. Das Aluminium besitzt dabei etwa eine Wandstärke von $40\text{-}70 \mu\text{m}$. Simulationen zeigen, dass darin etwa 90% der Myonen gestoppt werden sollten.
- Impuls und Energieauflösung:
Um den Impuls der Elektronen und Positronen zu rekonstruieren, wird ein Magnetfeld von 1-1,5 Tesla angelegt. Zur Spurrekonstruktion soll dabei das HV-MAPS-Konzept zum Einsatz kommen, das erlaubt die Detektoren auf Dicken kleiner als $50 \mu\text{m}$ zu dünnen und somit Vielfachstreuungseffekte im Material minimal zu halten (Strahlungslänge $< 0,2\%$).
- Design:
Der Detektor besteht aus 5 gleichlangen Detektor-Teilen. Der zentrale Detektor besteht dabei aus einer inneren und einer äußeren Doppellage aus Silizium-Detektoren, in deren Zentrum der Aluminium-Kegel die Myonen stoppt. Mit der Inneren wird dabei die Vertex-Position des Zerfalls bestimmt, mit der Äußeren der Teilchen Impuls (Abb.2.4). Zur präzisen Impulsbestimmung bei Energien $> 20 \text{ MeV}$ dienen weitere Stationen, die jeweils aus einer zur äußeren Lage des zentralen Detektors äquivalenten Doppellage bestehen (Abb.2.5). Im

zentralen Detektor sind zusätzlich noch die szintillierenden Fasern zur exakten Zeitmessung, sowie szintillierende Kacheln unter den Doppellagen der äußeren Detektorteile, wodurch der kombinatorische Untergrund reduziert wird. Der Detektor befindet sich in einer Helium-Atmosphäre, zur Kühlung der Silizium-Detektoren. Hier wird Helium verwendet, da dadurch die Teilchen am wenigsten durch Vielfachstreuung beeinflusst werden.

Für die das HV-MAPS-Konzept ergeben sich damit folgende Anforderungen:

- Zeitauflösung von 50 ns
- Pixelgröße $80 \times 80 \mu m^2$ (kleinere Pixel bringen keine Verbesserung in der Ortsauflösung, da Fehler durch die Vielfachstreuung dominieren.)
- Dünnung der Sensoren auf 30-50 μm Dicke um Vielfachstreuungseffekte so gering wie möglich zu halten.

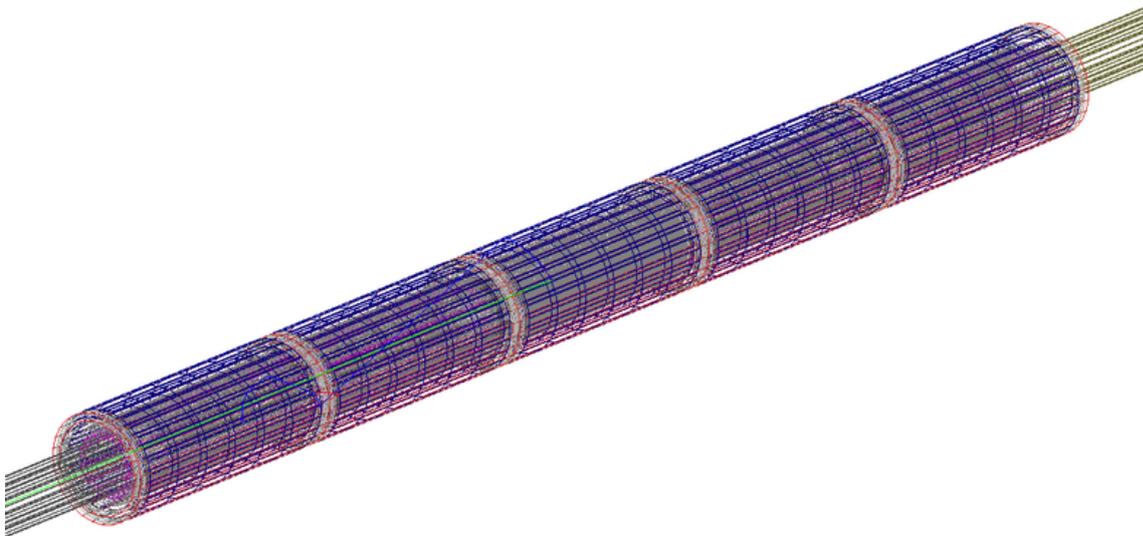


Abbildung 2.5: Das Longpipe-Design des Detektors aus 5 Einzel-Elementen

Teil II

HV-MAPS

3 Das Konzept

Das MAPS-Konzept für Halbleiterdetektoren ist bereits länger bekannt und verschiedene Gruppen entwickeln bereits Detektoren basierend auf diesem Konzept [4]. Diese neuen Detektoren haben einige Vorteile im Vergleich zu aktuell verwendeten Pixeldetektoren in der Hochenergiephysik. Denn bisherige Pixeldetektoren wurden meist in einer Hybrid-Technik gefertigt, bei der der Sensor und die Auslese getrennt voneinander gefertigt werden und später elektronisch verbunden werden. Die Verbindung der beiden System wird dabei durch sogenannte Bump-Bonds gewährleistet. Hierbei handelt es sich um Zinn-Kügelchen die jeweils einen Pixel des Sensors mit einem Kanal der Ausleseelektronik verbindet. Diese Technik hat zwei große Nachteile. Sie ist zum einen sehr teuer, da drei getrennte Produktionsverfahren benötigt werden. Zum anderen befindet sich so sehr viel Material im Detektor. Vor allem das Material des Auslese-Chips und der Bumps wird sich hier negativ auswirken, da diese aus Materialien mit sehr geringer Strahlungslänge bestehen. Diese geringe Strahlungslänge führt zu einer starken Streuung der Teilchen, wodurch die Impulsauflösung eingeschränkt ist.

Ein Konzept zur Lösung diese Problems kam bereits in den 60er Jahren auf, die sogenannten Aktive Pixel Sensoren (APS). Hierbei wurde auf jedem Pixel in CMOS-Technik eine Diode und die dazugehörige Auslese-Elektronik nebeneinander implementiert. Diese Technik hatte jedoch einen entscheidenden Nachteil der gegen einen Anwendung in der Teilchenphysik spricht, den sogenannten Füllfaktor. Mit dem Füllfaktor wird beschrieben, wie viel Prozent der Sensorfläche aktiv zur Detektion beitragen. Für das APS-Konzept beträgt dieser nur 30% [2], da ein Großteil der Pixelfläche durch die Auswertungs-Elektronik eingenommen wird und nur die Diode für elektromagnetische Strahlung und ionisierende Teilchen sensitiv ist. Das APS-Konzept fand daher lediglich Anwendung in der Photo-Industrie, wurde aber schnell von der CCD-Technik verdrängt.

Abhilfe für dieses Problem schaffte das MAPS-Konzept, hier wird das ganze Pixel-Volumen zur Detektion genutzt und die Auswertungs-Logik ist darauf implementiert. Folglich erreicht man mit einem MAPS einen Füllfaktor von fast 100%. Außerdem steht bei immer kleiner werdenden Prozess-Größen in der CMOS-Technik ¹auf mehreren $100 \mu^2$ Pixelfläche sehr viel Platz für Logik zur Verfügung und erlaubt komplizierte Logik in einer wenigen μm dicken Schicht auf den Sensor selbst zu implementieren. Somit kann bereits auf dem Pixel Verstärkung, Signalformung sowie Null-Unterdrückung betrieben werden. Allgemein sind diese CMOS-Prozesse von

¹heute Minimum etwa 18 nm Gate-Länge

großem kommerziellen Interesse, sodass sich zur Produktion dieser Sensoren sehr kostengünstige kommerzielle Prozesse anbieten. Nachteil dieses Konzepts ist, dass hier zur Signalsammlung die Diffusion der erzeugten Ladungsträger genutzt wird, wodurch der Sensor langsamer wird als zur Zeit verwendete Pixeldetektoren, da diese auf mit Hochspannung in Sperrrichtung betriebenen Dioden basieren.

Dieses Problem soll in einem neuen Konzept², dem sogenannten HV-MAPS (High Voltage Monolithic Active Pixel Sensor), gelöst werden. Bei dieser Idee wird das Dioden-Konzept mit dem MAPS-Konzept vereinigt. [10]

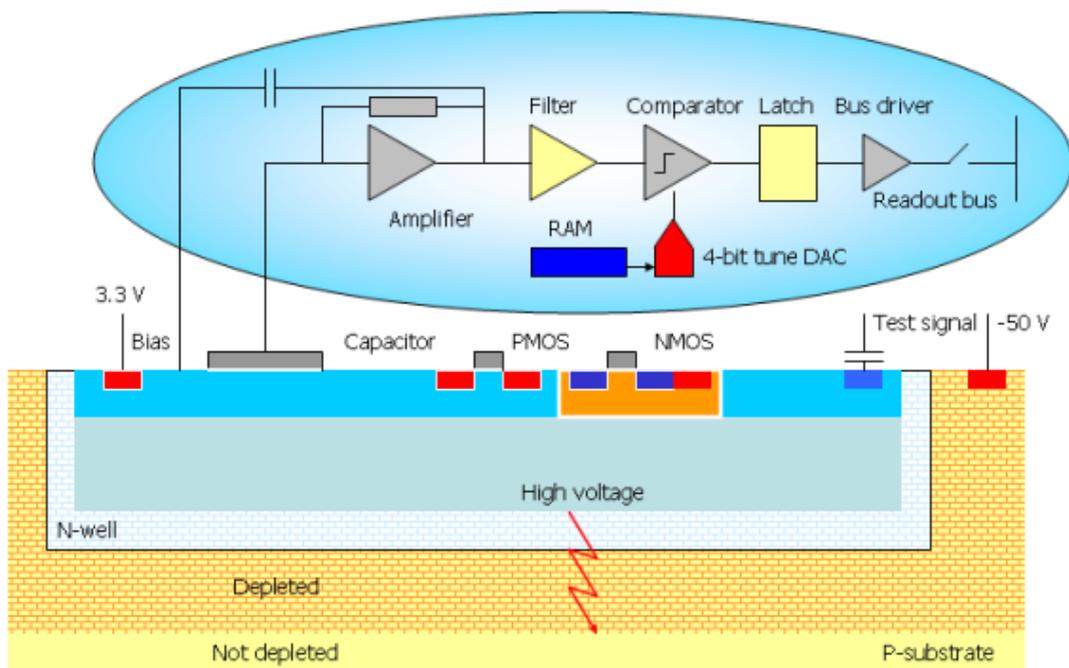


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines HV-MAPS-Pixels [10]

Die Diode wird dabei durch das p-dotierte Bulk-Material und eine schwach n-dotierte Wanne gebildet. Über diese Diode wird nun eine Spannung in Sperrrichtung angelegt wodurch eine Verarmungszone entsteht, in der die entstehenden Ladungsträger in einem Feld schnell zur Elektrode driften und detektiert werden können. Die Logik des Pixels wird hierbei auf der schwach dotierten Wanne implementiert. Dabei ist zu beachten, dass für Diode und Logik unterschiedliche Potentiale verwendet werden. Während für die Logik in der CMOS-Technik übliche Spannungen von 3,3 V

²Entwickelt von Ivan Perić, ZITI-Mannheim

verwendet werden, wird über die Diode eine Spannung von über 50 V angelegt, für CMOS-Verhältnisse stellt das eine Hochspannung dar. Die Logik schwimmt dabei gewissermaßen auf dem Dioden-Potential, daher wird diese Technik Floating-Logic genannt (Abb. 3.1 und 3.2).

Der HV-MAPS sollte also alle Vorteile der vorgestellten Konzepte vereinigen:

- Billige Produktion, da kommerzielle Prozesse verwendet werden können.
- Schnelle Detektion, durch Drift statt Diffusion.
- Kompakter Detektor, wenig zusätzliches Material im Detektor benötigt, somit geringe Strahlungslänge.
- Strahlungslänge kann noch weiter vermindert werden, da lediglich die oberen $\approx 20 \mu\text{m}$ zur Detektion benötigt werden
Die Dünnung des Wafers bis auf etwa $30 \mu\text{m}$ ist technisch möglich.

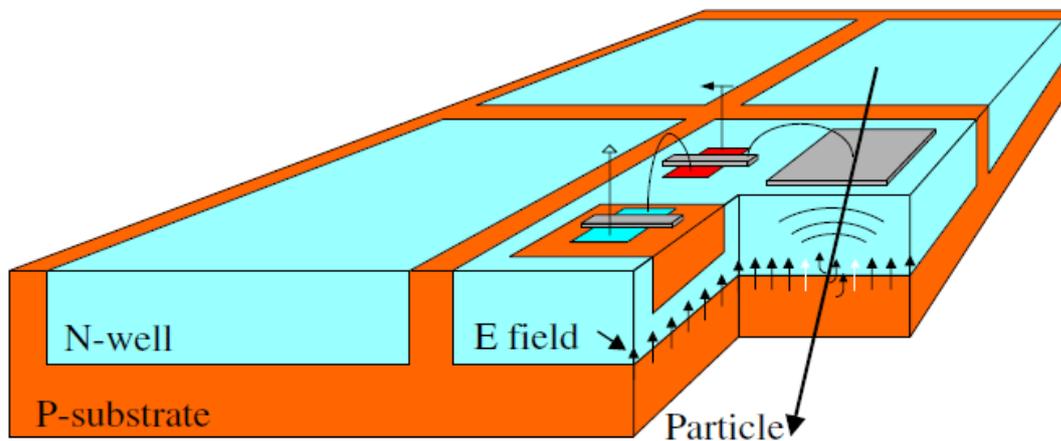


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung von 4 Pixeln mit einem einfallendem Teilchen

4 Theorie eines HV-MAPS

4.1 Die Verarmungszone

Die Verarmungszone stellt bei diesem Detektor-Konzept das aktive Detektor-Volumen des jeweiligen Pixels dar. Diese Verarmungszone bildet sich bereits bei der einfachen Konstruktion eines PN-Übergangs auf Grund der unterschiedlichen Ladungsträgerkonzentrationen der unterschiedlich dotierten Materialien. So entsteht bereits durch Gleichgewichtsbemühung, beschrieben durch eine Differentialgleichung für Diffusions- und Driftstrom, ein Potential in Sperrrichtung, also entgegen dem Ladungsträger-Strom auf Grund des Konzentrationsgefälles. Dieses Potential hat typischerweise einer Stärke von 0,5-0,7 V, die als Schwellspannung einer Diode bekannt ist.

Legt man nun zusätzlich noch eine äußere Spannung in Sperrrichtung an, so kommt es zu zusätzlichen Rekombinationen in den einzelnen Schichten, was ein Anwachsen der Verarmungszone bzw. Sperrschicht zur Folge hat. Diese Entwicklung kann durch die 1-dimensionale Poisson-Gleichung beschrieben werden:

$$\frac{d^2U}{dx^2} + \frac{\rho(x)e}{\varepsilon} = 0 \quad (4.1)$$

$$U = \text{Potential} \quad (4.2)$$

$$\rho(x) = \text{Ladungsträgerdichte} \quad (4.3)$$

$$e = \text{Elementarladung} \quad (4.4)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r = \text{Permittivität} \quad (4.5)$$

Um daraus die Dicke der Verarmungszone zu bestimmen, macht man zunächst einige Annahmen, um ein möglichst einfaches Bild zu erhalten. Zuerst geht man von einer gleichmäßigen Dotierung aus, d.h. $\rho(x) = N_{\text{Donator oder Akzeptor}}$. Weiterhin nimmt man an, dass P- und N-Bereich gleich stark dotiert sind, also $N_A = N_D = N_{\text{Dot}}$, was logischerweise durch die Neutralitätsbedingung ($N_A x_{P-Dot} = N_D x_{N-Dot}$) bedeutet, dass sich die Verarmungszone gleichmäßig in beiden Bereichen ausbreitet.

Somit folgt:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{\rho(x)e}{\varepsilon} \quad (4.6)$$

$$\frac{dU}{dx} = E(x) = -\int_{-x_0}^{+x_0} \frac{\rho(x)e}{\varepsilon} dx \quad (4.7)$$

$$\text{Ladungsvorzeichen} \Rightarrow = -\int_0^{+x_0} 2 \cdot \frac{N_{Dot}e}{\varepsilon} dx \quad (4.8)$$

$$= -2 \cdot \frac{N_{Dot}e}{\varepsilon} \cdot x_0 \quad (4.9)$$

$$\Rightarrow U = -\frac{N_{Dot}e}{\varepsilon} \cdot x_0^2. \quad (4.10)$$

Dadurch ergibt sich für die Dicke der Sperrschicht w:

$$w = 2x_0 = 2 \cdot \sqrt{\frac{U\varepsilon}{N_{Dot}e}}. \quad (4.11)$$

Das bedeutet, die Sperrschichtdicke ist direkt proportional zu \sqrt{U} also der Spannung. Außerdem wird die Schichtdicke durch die Dotierungsstärke bestimmt:

$$w \propto \sqrt{N_{Dot}^{-1}}$$

Mit Hilfe der Schichtdicke kann man nun auch die Abhängigkeit des maximalen elektrischen Feldes, im Zentrum der Verarmungszone, von der Spannung darstellen als:

$$E(U) = 2 \cdot \sqrt{\frac{N_{Dot}e}{\varepsilon}} \cdot U \quad (4.12)$$

In der Industrie wird häufig nicht die Dotierungsdichte N angegeben, sondern die Resistivität $\rho = \frac{1}{\mu e N_{Dot}}$ wobei μ die Mobilität der Ladungsträger beschreibt, bei 300K für Silizium etwa $1350 \frac{cm^2}{Vs}$ für Elektronen und $450 \frac{cm^2}{Vs}$ für Löcher [14].

$$w = 2\sqrt{U\varepsilon\mu\rho} \quad (4.13)$$

Die Mobilität spielt eine weitere wichtige Rolle bei der Ladungssammlung, werden zum Beispiel durch ein einfallendes geladenes Teilchen Elektron-Loch-Paare in der Verarmungszone gebildet, so werden diese durch das elektrische Feld getrennt und

zu den entsprechenden Elektroden transportiert. Die Geschwindigkeit der Ladungsträger wird dabei durch $v(x) = \mu E(x)$ beschrieben. $E(x)$ kann hierbei mit Hilfe der obigen Gleichung geschrieben werden als [14]:¹

$$E(x) = -2 \cdot \frac{N_{Dot}e}{\varepsilon} \cdot (w - x) = E_0 \left(\frac{w}{2} - |x| \right) \quad (4.14)$$

$$\Rightarrow v(x) = \mu E_0 \left(\frac{w}{2} - |x| \right) \quad (4.15)$$

$$\text{am PN-Übergang } x = 0 . \quad (4.16)$$

Die Mobilität kann als konstant angenommen werden bis zu Feldstärken von ungefähr $10^4 \frac{V}{cm}$. Ab Feldstärken von $10^5 \frac{V}{cm}$ haben die Ladungsträger eine konstante Driftgeschwindigkeit von $10^7 \frac{cm}{s}$, jedoch steigt hier das Risiko der Produktion von sekundär Elektronen und dadurch eines Durchbruchs deutlich an. Im Fall des hier verwendeten Prototyps erwartet man eine etwa $10 \mu m$ große Sperrschicht bei einer Spannung von ungefähr 80V, was für die mittlere Feldstärke bedeutet: $\bar{E} = \frac{80V}{10\mu m} = 8 \cdot 10^4 \frac{V}{cm}$, d.h. man befindet sich hier bereits im kritischen Bereich. Daher werden hier beide Beschreibungsmodelle für die Transport-Zeit betrachten: Zuerst bei konstanter Mobilität nach obiger Beschreibung, dann für konstante Drift-Geschwindigkeit [14].

Konstante Mobilität:

$$t = \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \frac{1}{v(x)} dx \quad (4.17)$$

$$= \frac{1}{\mu E_0} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \frac{1}{\frac{w}{2} - |x|} dx \quad (4.18)$$

$$= -\frac{2}{\mu E_0} [\ln(\frac{w}{2} - x)]_0^{\frac{w}{2}} \quad (4.19)$$

$$= -\frac{2}{\mu E_0} \cdot (\infty - \ln(\frac{w}{2})) \quad (4.20)$$

Man sieht hier also rein theoretisch würden die Ladungsträger nie auf der anderen Seite ankommen, praktisch wird dies aber über Diffusion möglich. Die thermische Geschwindigkeit liegt in der Größenordnung $10^7 \frac{cm}{s}$. Daher betrachtet man hier einmal die Zeit, die ein Teilchen benötigt um von $-\frac{w}{2} \cdot 98\%$ nach $\frac{w}{2} \cdot 98\%$ zu bewegen. Die Zeit für die thermische Diffusion ist für solch kleine Strecken vernachlässigbar.

$$\Rightarrow t = \frac{2\varepsilon}{\mu e N_{Dot}} \cdot \ln(1 - 0.98) \quad (4.21)$$

¹Anmerkung: An dieser Stelle muss man das elektrische Feld in seiner räumlichen Form korrekt beschreiben, woraus der Betrag resultiert.

Konstanter Drift:

$$t = \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \frac{1}{v(x)} dx \quad (4.22)$$

$$= \frac{1}{v_{const}} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} dx \quad v(x)=const. \quad (4.23)$$

$$= \frac{w}{v_{const}} \quad (4.24)$$

In diesem Fall hängt die Sammelzeit nur von der Schichtdicke ab und würde im speziellen Fall diese Prototyps in der Größenordnung 10^{-10} s liegen.

4.2 Detektion geladener Teilchen

Die Detektion geladener Teilchen basiert bei allen Detektorsystemen darauf, dass das Teilchen beim Durchqueren des Detektors Energie verliert und diese Energie in ein messbares Signal umgewandelt wird. In dem hier betrachteten Fall werden durch diese Verlust-Energie Elektron-Loch-Paare entlang der Trajektorie des Teilchens im Sensor erzeugt. Von Bedeutung sind dabei vor allem die Paare, die in der Verarmungszone entstehen, da diese nun im elektrischen Feld driften und so schnell detektiert werden können.

Im Muße-Experiment spielen als geladene Teilchen nur Elektronen und Positronen eine Rolle, sie verlieren in Materie Energie über Ionisation und Bremsstrahlung (Abb.4.1). Ionisation erzeugt hierbei direkt Elektron-Loch-Paare im Silizium, wohingegen bei Bremsstrahlung das Bremsstrahlungsphoton absorbiert werden muss.

Ionisationsverluste werden im allgemeinen, zum Beispiel für Myonen, durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Für Elektronen und Positronen ist diese jedoch in ihrer Grundform nicht anwendbar, da Elektronen sehr leicht und von den Hüllen-Elektronen des Wechselwirkungsmaterials ununterscheidbar sind, wodurch sich hier auch die Energieverluste von Elektronen und Positronen unterscheiden werden. Wenn man unter Berücksichtigung dieser Punkte die Bethe-Bloch-Formel neu herleitet, erhält man die sogenannte Berger-Seltzer-Formel.

In dem interessanten Energiebereich von 10-53 MeV werden die Ionisationsverluste in Silizium beschrieben durch: [13]

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{Ion} = \frac{0,153536 Z}{\beta^2} \frac{Z}{A} \cdot B(T) \quad (4.25)$$

$$\text{Kinetische Energie: } T = E_{rel} - m_e \cdot c^2 \quad (4.26)$$

$$B(T) = B_0(T) - 2 \ln(I/mc^2) - \delta \quad (4.27)$$

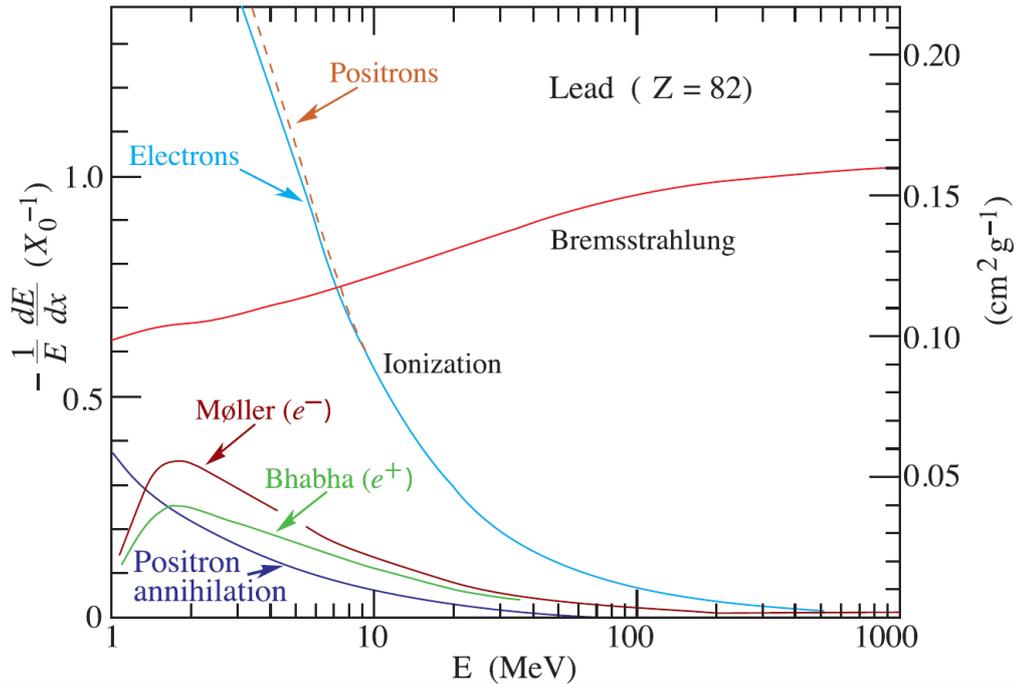


Abbildung 4.1: Energieverlust von Elektronen und Positronen in Materie am Beispiel von Blei [5]

Wichtig ist an dieser Stelle, dass der Energieverlust durch Ionisation in Silizium in diesem Energiebereich (10-53 MeV) lediglich eine Formel zur Beschreibung benötigt, hier also keine kritischen Grenzen überschreitet. ² $B(T)$ wird Stopp-Zahl genannt und unterscheidet sich in B_0 für Positronen und Elektronen, da Elektronen ununterscheidbar von den Hüllenelektronen sind. δ beschreibt die Dichte-Korrektur, die man berücksichtigen muss, da sich die Felder der geladenen Teilchen bei relativistischen Geschwindigkeiten verzerren. I ist die mittlere Anregungsenergie des Mediums, mc^2 die Ruhemasse. Die vollständigen Ausdrücke für B_0 und δ finden sich zum Beispiel in [13].

Die Formel beschreibt dabei den mittleren Ionisationsverlust des Teilchens pro Wegstrecke, denn der absolute Energiebetrag kann variieren, da es sich dabei um einen rein statistischen Prozess handelt. Für Elektronen und Positronen ergeben sich dadurch für die minimale und maximale kinetische Energie folgende mittlere

²Die hier verwendete Formel beschreibt den Energieverlust von Elektronen und Positronen in Silizium für kinetischen Energien von $T_0 = 0,45 \text{ MeV}$ bis $T_1 = 379,7 \text{ MeV}$.

Energieverluste mit den Werten für Silizium(Abb.4.2):

$$\frac{Z}{A} = 0,498478 \quad (4.28)$$

$$I = 173,0 \text{ eV} \quad (4.29)$$

$$T_{min} \approx 10 \text{ MeV} \quad (4.30)$$

$$T_{max} \approx 53 \text{ MeV} \quad (4.31)$$

$$-\frac{dE}{dx}_{10\text{MeV},e^-} = 3,96 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \quad (4.32)$$

$$-\frac{dE}{dx}_{53\text{MeV},e^-} = 4,35 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \quad (4.33)$$

$$-\frac{dE}{dx}_{10\text{MeV},e^+} = 3,84 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \quad (4.34)$$

$$-\frac{dE}{dx}_{53\text{MeV},e^+} = 4,23 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \quad (4.35)$$

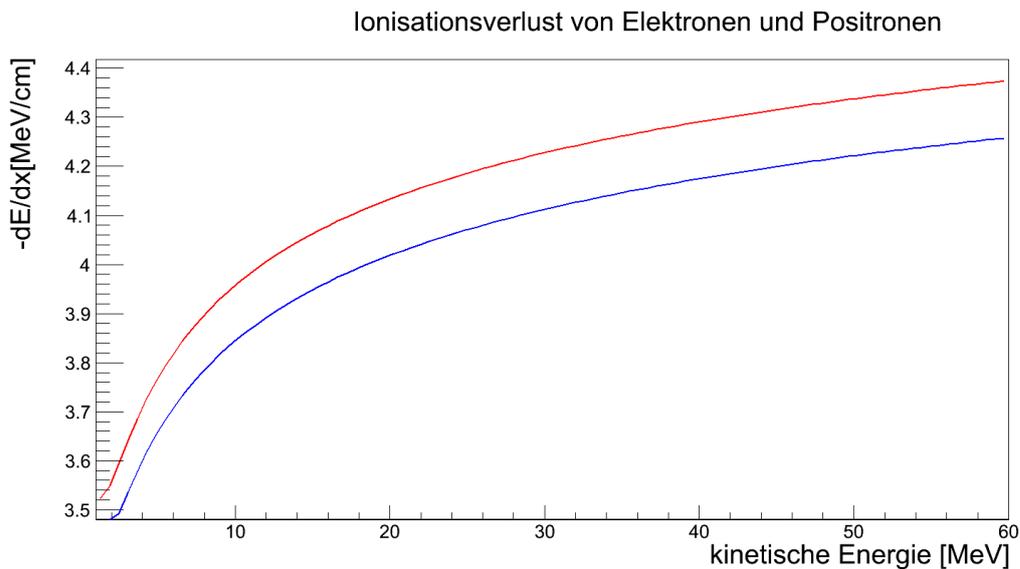


Abbildung 4.2: Energieverlust durch Ionisation für Elektronen (rot) und Positronen (blau)

Für Elektronen und Positronen sind weiterhin auch Bremsstrahlungseffekte, d.h. Coulomb-Wechselwirkungen mit dem Kern, aber auch den Hüllen-Elektronen von Bedeutung. Die Wechselwirkung des Kerns geht mit Z^2 in den Wirkungsquerschnitt ein, die Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen mit Z , wobei Z hier die Kernladungszahl beschreibt. Im kombinierten Wirkungsquerschnitt wird dies mit einem Faktor $Z(Z + 1)$ berücksichtigt [8].

Die charakteristische Größe zur Beschreibung der Bremsstrahlung ist die Strahlungslänge [8]:

$$X_0 = \frac{A}{4 \cdot Z(Z+1)N_{Avog}r_e^2\alpha} \ln(183/Z^{1/3}) \quad (4.36)$$

Sie beschreibt nach welcher Wegstrecke in einem Material die Energie eines Elektronenstrahls um einen Faktor $1/e$ reduziert wurde. Wenn man noch die Coulomb-Abschirmung des Kerns durch die Elektronen berücksichtigt erhält man als nützlich Näherung [8]:

$$X_0 = \frac{716,4 \frac{g}{cm^2} A}{Z(Z+1) \ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})} \quad (4.37)$$

$$\text{Für Silizium: } X_0 = 9,448 \text{ cm} \quad (4.38)$$

Dadurch ergibt sich für die Bremsstrahlungsverluste für in guter Näherung relativistischen Elektronen ($\beta^2(10MeV) = 0,997$) [7]:

$$\frac{dE}{E} = \frac{dx}{X_0} \quad (4.39)$$

$$E(x) = E_0 \exp^{-\frac{x}{X_0}} \quad (4.40)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad \text{für } \beta^2 \approx 1 . \quad (4.41)$$

Unter der Annahme eines sehr dünnen Absorbers, sowie sehr geringem relativen Energieverlust des Teilchens $\frac{dE}{E}$, aber genügend Energie um zum Beispiel das beim Ionisationsprozess gestoßenen Elektron als frei zu betrachten, kann man die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Energieverlusts durch eine Landau-Verteilung beschreiben. Das bedeutet, man hat eine höhere Wahrscheinlichkeit für geringe Energieverluste, jedoch weist die Landau-Verteilung auch einen lange Schwanz zu höheren Energien auf, diese sind allerdings nur mit einer geringen, wenn auch endlichen Wahrscheinlichkeiten vertreten. (Abb.4.3).

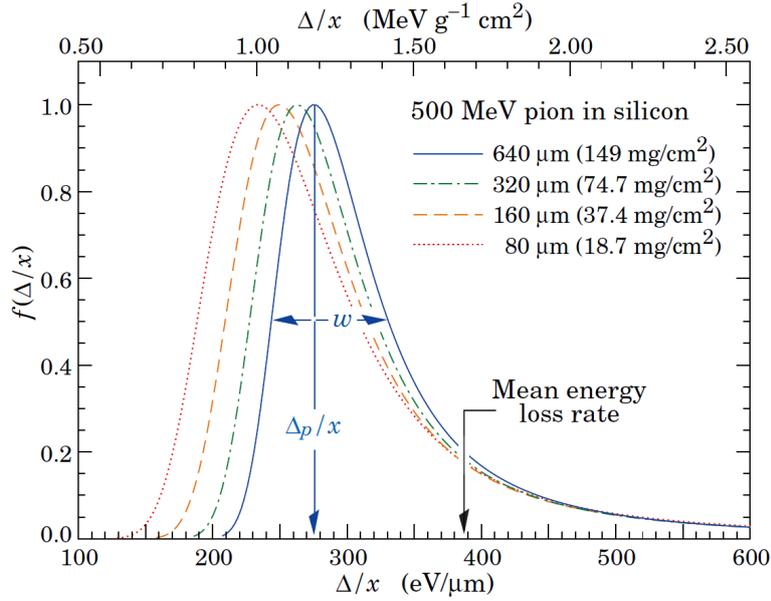


Abbildung 4.3: Landauverteilung des Energieverlusts am Beispiel eine Pions für verschiedene Schichtdicken [5]

4.3 Signalformung

Als Signalformung bezeichnet man den Prozess, bei welchem aus einem rohen, schlecht zu verwendenden, verrauschtem elektrischen Signal ein auswertbares Signal gemacht wird. In diesem Fall wird dies verwendet, um das Spannungssignal des Vorverstärkers, welches als Stufen-Funktion approximiert werden kann, zu einem Signal mit zeitlich sinnvollem Maß umzuwandeln. Der erste Schritt der hier genommen werden muss ist ein zeitliche Verkürzung der Signals. Dies geschieht mit Hilfe eines CR-Filters, der auch Differentiator genannt wird. Die Funktion dieses Filters basiert auf der Aufladung eines Kondensators, wobei hier die Spannung die der Ladestrom im Widerstand erzeugt wird durch einen Impedanzwandler ausgelesen wird. Für eine Stufen-Funktion am Eingang sieht das Signal danach, durch den Ladevorgang des RC-Glieds, folgendermaßen aus:

$$U_{Aus} = U_{Ein} \cdot \exp^{-\frac{t}{\tau_D}} \quad \tau_D = RC : \quad \text{Zeitkonstante des Differentiators} \quad (4.42)$$

Würde man hier statt dem CR-Filter einen RC-Filter (Integrator) einbauen, so würde der Impedanzwandler ³ das Spannungssignal am Kondensator abgreifen und daher den Ladevorgang aus Sicht des Kondensators widerspiegeln

$$U_{Aus} = U_{Ein}(1 - \exp^{-\frac{t}{\tau_I}}) \quad \tau_I = RC : \quad \text{Zeitkonstante des Integrators} \quad (4.43)$$

³Die Impedanzwandler sind im allgemeinen nicht explizit in die Schaltung integriert. Sie werden wichtig, wenn das Signal über längere kabel getrieben werden muss.

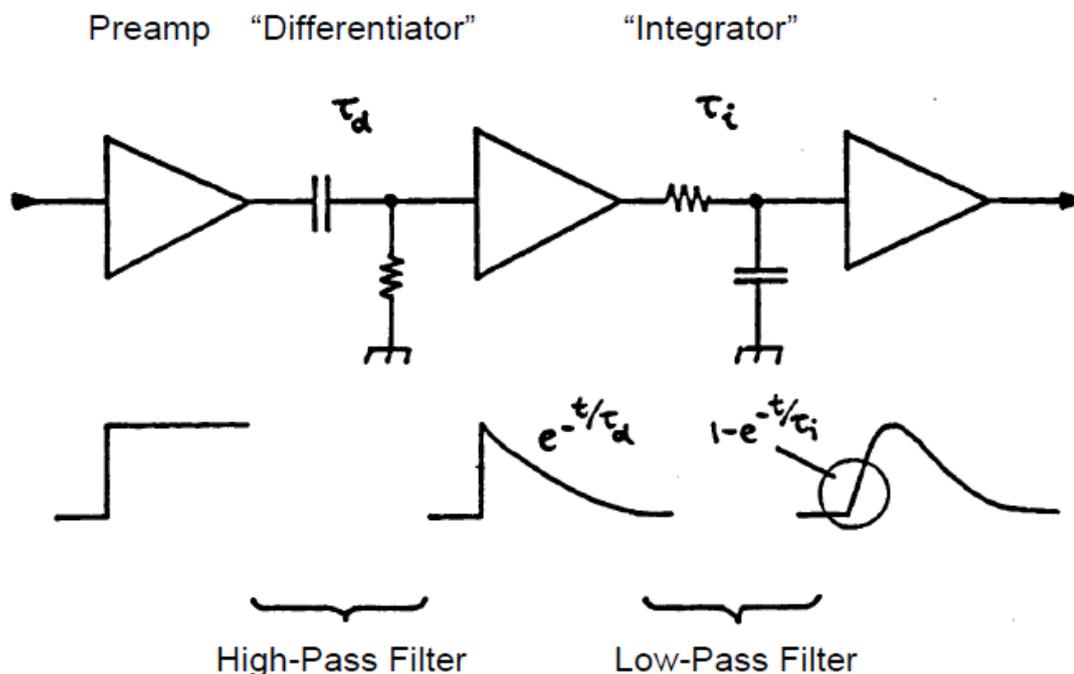


Abbildung 4.4: CR-RC-Filter mit vorangehendem Verstärker [14]

Diese Effekte ließen sich auch äquivalent im Frequenzraum diskutieren, an Hand der Frequenzeigenschaften des RC-Glieds als Hoch-(RC) oder Tiefpassfilter(CR). Jeder rückgekoppelte Verstärker, wie der hier verwendete Vorverstärker besitzt eine Tiefpass-Charakteristik und trägt somit effektiv ebenfalls zur Signalformung bei. Zur Vereinfachung nimmt man jedoch an, dass der Vorverstärker eine sehr große Bandbreite besitzt und somit keinen nennenswerten Beitrag zur Signalformung liefert, da das Tiefpassverhalten des CR-Filters dominiert.

Für die Signalformung bei dem hier beschriebenen Sensor wird eine Kombination beider Konzepte genutzt, der sogenannte CR-RC-Filter(Abb.4.4). Insgesamt wirkt der CR-RC-Filter als Bandpass und sorgt so für eine effektive Unterdrückung des über alle Frequenzen verteilte weißen Rauschens. Durch den CR-Filter wird hier die Signallänge verkürzt, durch den RC-Teil die Flanke des Signals etwas abgeflacht. Diese Kombination kann mathematisch durch die Faltung der Impulsantworten der Filter so wie des Eingangssignals beschrieben werden. Man erhält zwei Lösungen, einmal für den Fall $\tau_D > \tau_I$ und für den Fall $\tau_D = \tau_I$ [14]. (Abb.4.5)

$$U_{Aus} = U_{Ein} * g_I(t) * g_D(t) \quad g: \text{Impulsantwort} \quad (4.44)$$

$$U_{Aus} = \frac{\tau_D}{\tau_D - \tau_I} [\exp^{-\frac{t}{\tau_D}} - \exp^{-\frac{t}{\tau_I}}] \quad \tau_D > \tau_I \quad (4.45)$$

$$U_{Aus} = \frac{t}{\tau} \cdot \exp^{-\frac{t}{\tau}} \quad \tau_D = \tau_I \quad (4.46)$$

Die Zeitkonstante im letzten Fall ist gegeben durch die Peak-Zeit des Signals und kann ungefähr durch die Zeitkonstante der RC-Glieder angenähert werden ($\tau \approx \tau_D = \tau_I$).

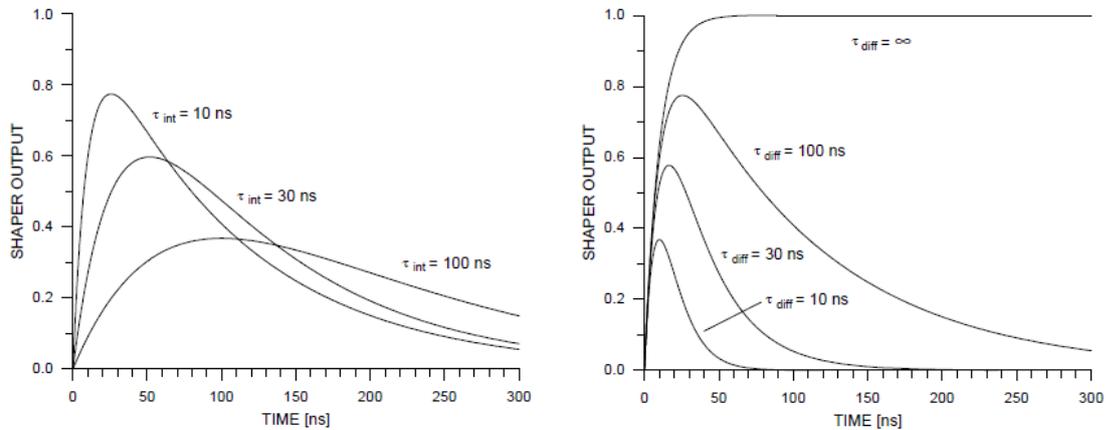


Abbildung 4.5: Signalform für verschiedene Zeitkonstanten(links: $\tau_{diff} = 100ns$, rechts: $\tau_{int} = 10ns$) [14]

4.4 Pixel-Modell

Mit den Gleichungen aus 4.3 kann man ein Modell für die Pixel des Sensors entwerfen.

Zunächst eine Übersicht der wichtigen Parameter des Siliziums:

- Dichte: $2,33 \frac{g}{cm^3}$
- ε : $\varepsilon_0 \varepsilon_r = 8,8 \cdot 10^{-14} \cdot 11,7 \frac{F}{cm}$
- industriell übliche Dotierungsdichten:
 - n+/p+: $N_{Dot} = 5 \cdot 10^{18} \frac{1}{cm^3}$
 - n/p : $N_{Dot} = 5 \cdot 10^{15}$ bis $5 \cdot 10^{16} \frac{1}{cm^3}$
 - schwache n-Dotierung(HV-CMOS): $\rho = 10 \Omega cm \approx 5 \cdot 10^{14} \frac{1}{cm^3}$

Man sieht, im normalen Arbeitsbereich von 60-80 V erreicht man die erwartete Schichtdicke von etwa $10 \mu m$ (Abb.4.6). Wobei zu beachten ist, dass in diesem Modell von einer idealen Dotierung, sowie gleicher Dotierung für Substrat und n-Wanne ausgegangen wird. Real wird das Substrat wahrscheinlich stärker dotiert sein, das heißt für den verwendeten Richtwert für die Dotierungsdichte wird die Verarmungszone noch etwas kleiner sein. Jedoch sind im realen Fall die Dotierungen auch nicht klar abgegrenzt, was zu einer Vergrößerung der Verarmungszone führen kann.

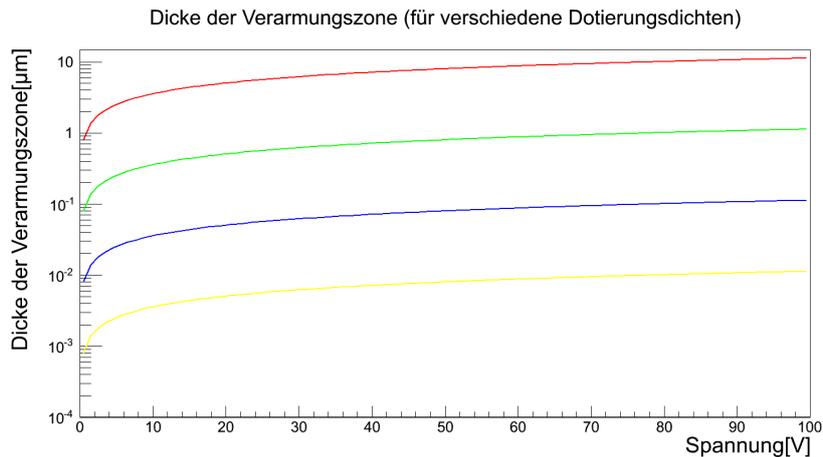


Abbildung 4.6: Sperrschichtdicke gegen Spannung für verschieden Dotierungsdichten: 10^{14} (rot), 10^{16} (grün), 10^{18} (blau), 10^{20} (gelb)

Für die maximale Feldstärke ergibt sich bei angenommener Resistivität ($\rho = 10 \text{ } \Omega\text{cm}$):

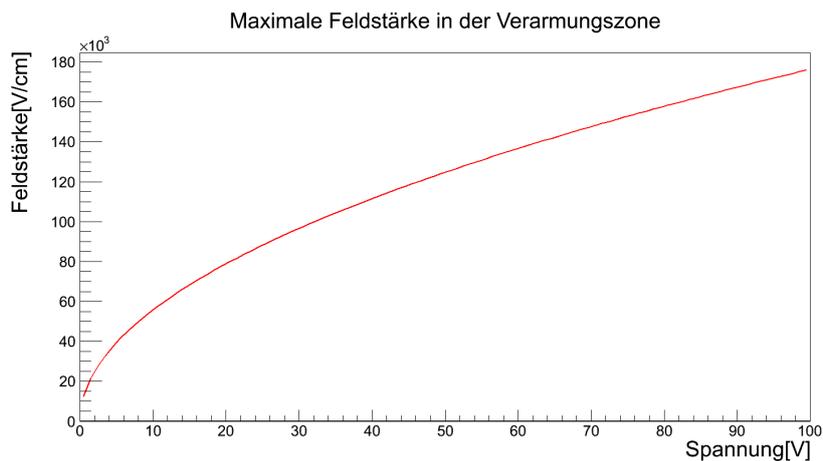


Abbildung 4.7: maximale Feldstärke in der Verarmungszone für $\rho = 10 \text{ } \Omega\text{cm}$

Wie man sieht bewegt man sich bei 60-80 V Dioden Spannung im Feldstärken-Bereich $> 10^5 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ (Abb.4.7). Das bedeutet konstante Driftgeschwindigkeit sowie die Möglichkeit, dass man durch Sekundär-Elektronen einen Verstärkungseffekt hat. Das heißt weiterhin, dass ein Modell mit einer konstanten Mobilität hier keine vollkommen korrekte Beschreibung liefern wird, das Modell für eine konstante Driftgeschwindigkeit jedoch ebenso wenig, da alle Feldstärken bis zur maximal Feldstärke vorkommen. Beide Modelle beschreiben somit in bestimmten Punkten das Verhalten. Man rechnet nun die Sammelzeit für beide Modelle aus. Der wahre Wert lässt sich daraus interpolieren.

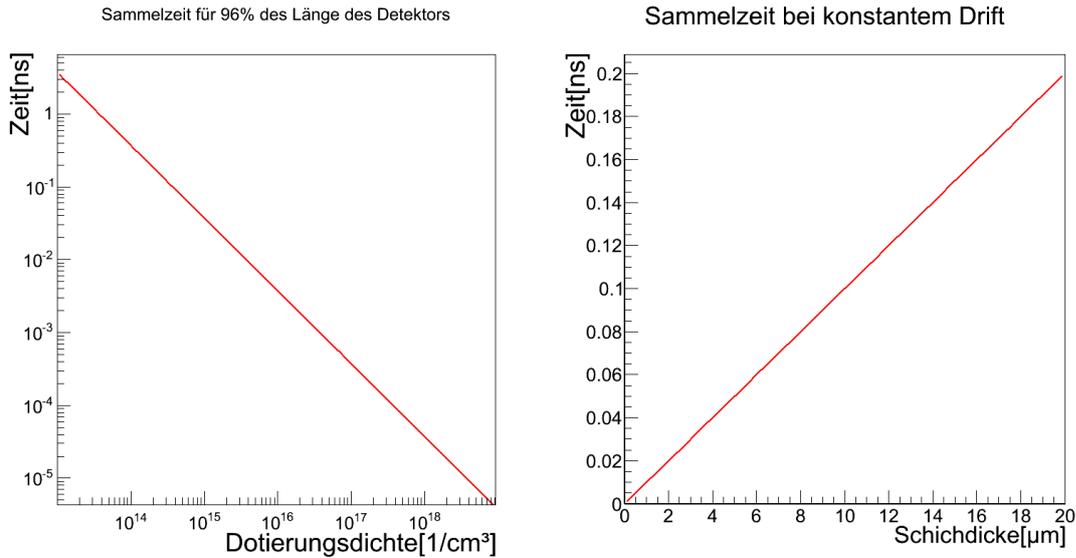


Abbildung 4.8: Sammelzeiten für beide Modelle

Wenn man aus Abb.4.8 die Werte für $N_{Dot} = 5 \cdot 10^{14}$ und $10 \mu m$ abliest, sehen wir, dass die Sammelzeit in beiden Fällen etwas $0,1 ns$ beträgt. Im Falle der konstanten Geschwindigkeit kann sich dieser nur verbessern, wenn die Sperrschicht schrumpft. Für konstante Mobilität ist dieser Wert wahrscheinlich zu gering, da die Driftgeschwindigkeit hier proportional zum elektrischen Feld wächst und somit die Grenze von $10^7 cm/s$ übersteigt. Als gute Näherung zur tatsächlichen Zeit wird hier $0,2 ns$ angenommen.

Diese Zeit beschreibt lediglich wie schnell die Ladung aus der Diode transportiert wurde, nicht wie schnell sie an der Auslese-Elektrode ankommt, denn Sperrschicht und Elektrode werden durch mehrere μm n-dotiertes Material getrennt. Diese werden durch die Diffusion der Elektronen überwunden, jedoch ungerichtet. Auch an dieser Stelle versucht man den Zeitbereich einzugrenzen, welchen die Elektronen für die Diffusion benötigen. Für Diffusion wird allgemein eine sich zeitlich entwickelnde Gauß-Verteilung der Ladungsträger-Konzentration angenommen mit wachsender Standardabweichung $\sigma = \sqrt{Dt}$. D ist die Diffusionskonstante, die über die Einstein-Relation $D = \mu \frac{kT}{e}$ gegeben ist. Nun definiert man, welcher Anteil der generierten Ladungsträger an der Elektrode ankommen muss um das Signal zu detektieren. Die Grenzen wird bei 50% festgelegt. Es werden zwei Modelle zur Beschreibung der zeitlichen Ausdehnung der Ladungsverteilung verwendet, zur Vereinfachung in einer Dimension. Als Randbedingung gilt, dass die Elektronen nur in eine Richtung diffundieren können (Sperrpotential der Diode). In Diffusionsmodell 1 nimmt man an, die Gauß-Verteilung hat ihr Maximum auf der Grenze zu Diode. Der 50 %-Punkt ist also erreicht, wenn die $0,675\sigma$ Weite⁴ die Elektroden Grenze passiert.

⁴ $0,675\sigma$ entspricht der 50%-Umgebung

In Modell 2 nimmt man an, der 3σ Punkt liegt auf der Grenze. 50% sind hier überschritten, wenn das Maximum die Elektrode erreicht. So ergibt sich für die Modelle bei angenommen $5\mu m$ zu durchquerendem Silizium: [14]

$$D = \mu \frac{kT}{e} = 33,75 \frac{cm^2}{s} \text{ bei Zimmertemperatur} \quad (4.47)$$

$$\text{Modell 1: } \frac{0,675}{2} \sigma = 5\mu m \Rightarrow t = \frac{\left(\frac{10}{0,675}\right)^2}{D} = 64,8 \text{ ns} \quad (4.48)$$

$$\text{Modell 2: } \frac{3}{2} \sigma = 5\mu m \Rightarrow t = \frac{\left(\frac{10}{3}\right)^2}{D} = 3,2 \text{ ns} \quad (4.49)$$

Die Diffusionszeit steigt quadratisch mit dem Abstand. Effekte wie Drift durch die Eigenabstoßung, so wie die Aufladung der Auslese Elektrode sind in diesen Modellen nicht berücksichtigt.

Es kommen noch Verzögerungen durch die Verarbeitung des Signals hinzu. Zum einen durch die Signalformung und zum anderen durch die etwas flacher gewordene steigende Flanke des verarbeiteten Signals also abhängig von der Diskriminator-Schwelle (Time-Walk). Alles in allem erwartet man schätzungsweise eine Latenz des Signals von ungefähr 100 ns.

Energieverlust von Elektronen und Positronen

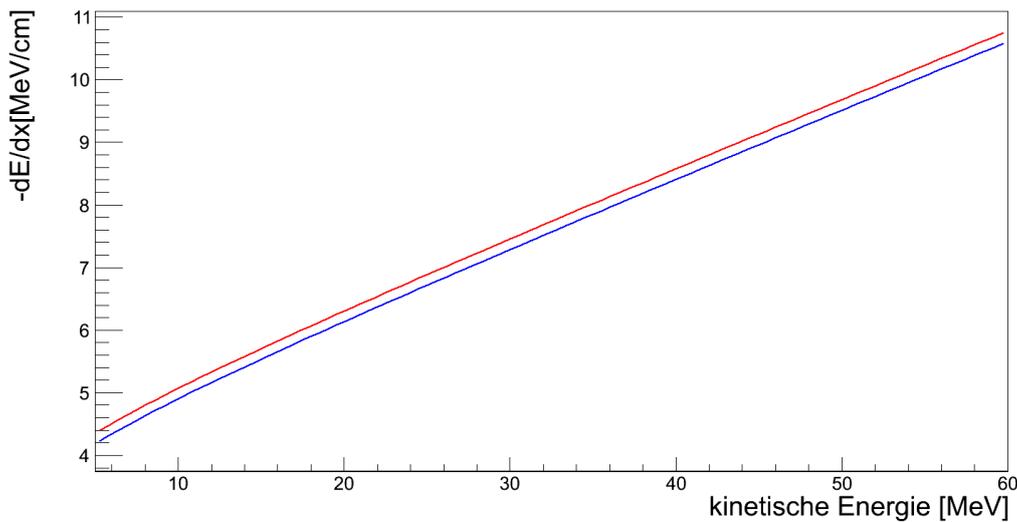


Abbildung 4.9: Der mittlere Energieverlust von Elektronen (rot) und Positronen (blau) in Silizium in Abhängigkeit von der kinetischen Energie

Eine weitere wichtige Größe, die hier eine Rolle spielt, ist die durch das einfallende Teilchen deponierte Energie, die dabei beschreibt, wie viele Elektron-Loch-Paare entstehen. In Silizium beträgt die Ionisationsenergie 3,6 eV. Der Energieverlust im Silizium wird hierbei durch die Addition von Ionisations- und Bremsstrahlungsverlusten beschrieben. [14]

Das bedeutet, bei den beobachteten Elektronen und Positronen im Bereich von 10-53 MeV erwartet man mittlere Energieverluste von etwa $5-10 \frac{MeV}{cm}$ (Abb.4.9). Das bedeutet in der $10 \mu m$ Sperrschicht werden, bei senkrechtem Einfall des Teilchens, Energien von etwa 5 bis 10 keV deponiert und somit bei der angenommenen Ionisationsenergie etwa 1400-2800 Elektron-Loch-Paare erzeugt. Diese Grenzen werden jedoch sehr verwaschen sein. Zum einen, da die Teilchen unter allen möglich Winkel einfallen können und somit unterschiedlich Strecken in aktiven Detektorvolumen zurücklegen und die Ladungsträgerzahl für Teilche gleicher Energie schwankt. Zum anderen treten statistische Fluktuationen auf, da die Schichtdicke mit $10 \mu m$ sehr gering ist wird die deponierte Energie statistisch schwankt (Landau-Verteilung). Zudem kommen noch eine statistische Schwankungen bei gleicher deponierter Energie hinzu, das sogenannte Fano-Rauschen. Für Silizium ist diese Variation durch $\sigma_N = \sqrt{N_{e-L} \cdot \sigma_F}$ mit Fano-Faktor $\sigma_F = 0,1$ gegeben und beträgt etwa 16 Elektron-Loch-Paare (für das Maximum).

5 HV-MAPS Prototyp

Es gab bereits mehrere HV-MAPS Prototyp Sensoren. Hier wird lediglich der neueste Sensor beschrieben, der mit einem 180nm-Prozess erzeugt wurde. In dieser Version wurden bereits viele Problem aus den vorangehenden Versionen behoben.

5.1 Design

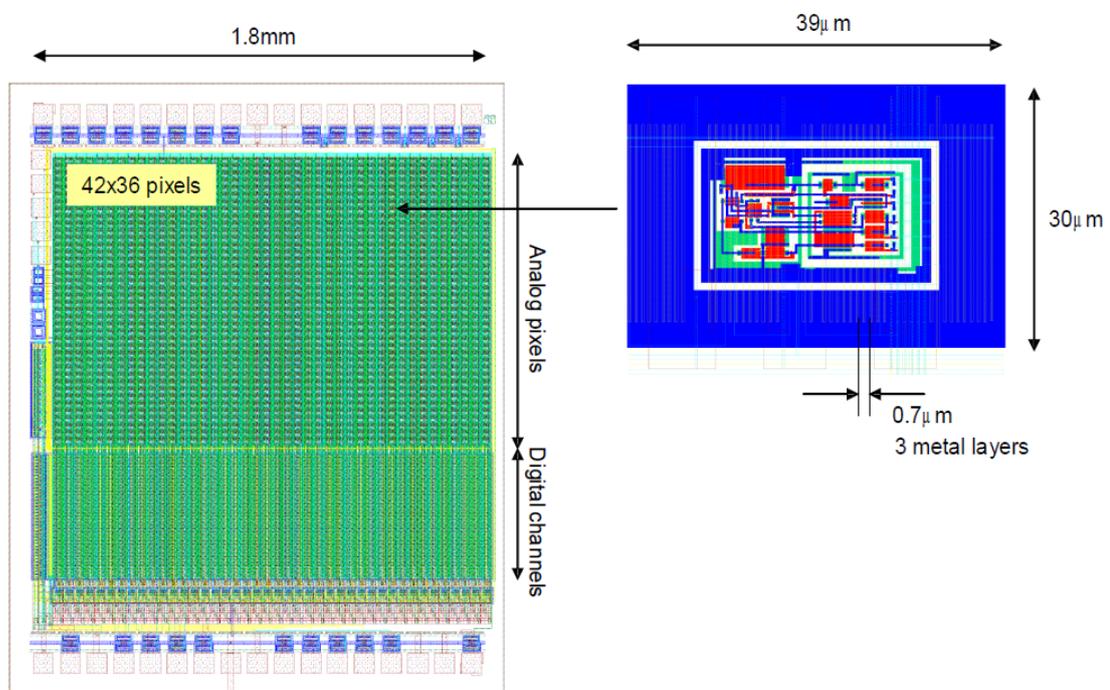


Abbildung 5.1: Sensor und Pixel Design [11]

Der verwendete Prototyp besteht aus einer 42×36 großen Pixelmatrix, also 1512 Einzel-Pixel. Jedes Pixel hat dabei eine Größe von $30 \times 39 \mu m^2$ (Abb.5.1). Dies ist mehr als 5 mal kleiner als die letztlich geplante Pixelgröße $80 \times 80 \mu m^2$. Wie man in Abb.5.1 erkennen kann gibt es neben der Pixel-Matrix einen zusätzlichen Digital-Teil. Des Weiteren ist in diesem Sensor eine Diode als Temperatur-Sensor integriert.

Zunächst aber die Pixel-Logik:

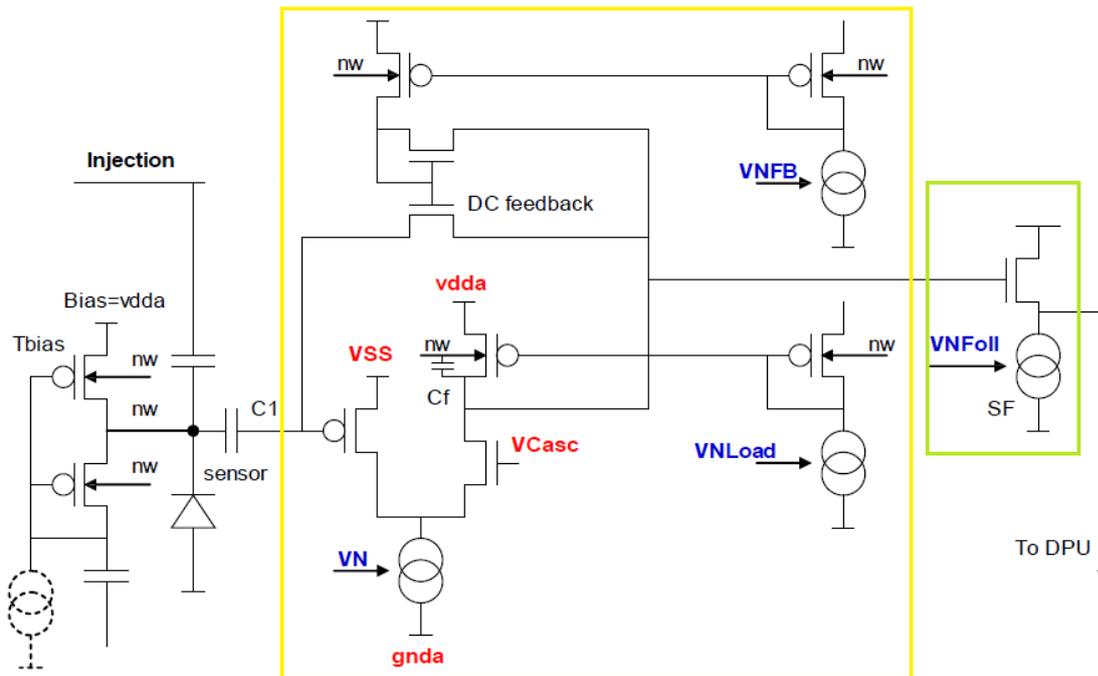


Abbildung 5.2: Pixel-Elektronik des aktuellen Sensor-Prototyps [11]: Ladungssensitiver Vorverstärker (gelb), Source-Folger (grün)

Den größten Teil der Pixel-Logik (Abb.5.2) bildet der ladungssensitive Vorverstärker. Den Kern bildet dabei ein Integrator aus einem CMOS-Operationsverstärker und den beiden Kapazitäten $C1$ und C_f . $C1$ wird durch die sich in der n-Wanne sammelnden Elektronen aufgeladen. C_f stellt den Rückkopplungskondensator des Verstärkers dar, auf ihm wird die Ladung von $C1$ gespiegelt und erzeugt so am Ausgang des Verstärkers ein Spannungssignal proportional zur gesammelten Ladung (dem Integral des Eingangs-Stroms). Über die Gleichstrom-Rückkopplung (DC-feedback) wird C_f dann mit beinahe konstantem Strom entladen, dadurch ist die Puls-Breite des vom Verstärker erzeugten Ausgangs-Pulses annähernd proportional zum Eingangssignal.

Die blau gekennzeichneten Spannungen und Ströme können dabei von außen eingestellt werden. VN , $VNLoad$ und $VNFB$ sind dabei wichtig für die Geschwindigkeit des Vorverstärkers, speziell VN wird dabei auf Kosten des Stromverbrauchs die Geschwindigkeit erhöhen können. Der Stromverbrauch sollten so gering wie möglich gehalten werden, da dieser zu einer Erwärmung des Chips führt.

Der Vorverstärker ist nicht dafür ausgelegt das Signal über große Leitungen in die Peripherie zu treiben, daher wird das Signal auf das Gate eines CMOS-Transistors geführt, der als Source-Folger bezeichnet wird. Er übernimmt hier zwei Funktionen: In erster Linie fungiert er hier als Signal-Treiber, da er im Gegensatz zum

Vorverstärker in der Lage ist ein Signal über eine größere Kapazität (Leitung) zu treiben. Als Nebeneffekt besitzt der Source-Folger eine Tiefpass-Charakteristik, die zur Signalformung genutzt wird. Die Aufladung der Gate-Kapazität sorgt für eine Verringerung des Widerstands im Transistor. Der Arbeitspunkt wird dabei durch den Strom VN_{Foll} von Außen festgelegt.

In der Peripherie befindet sich dann der Digital-Teil:

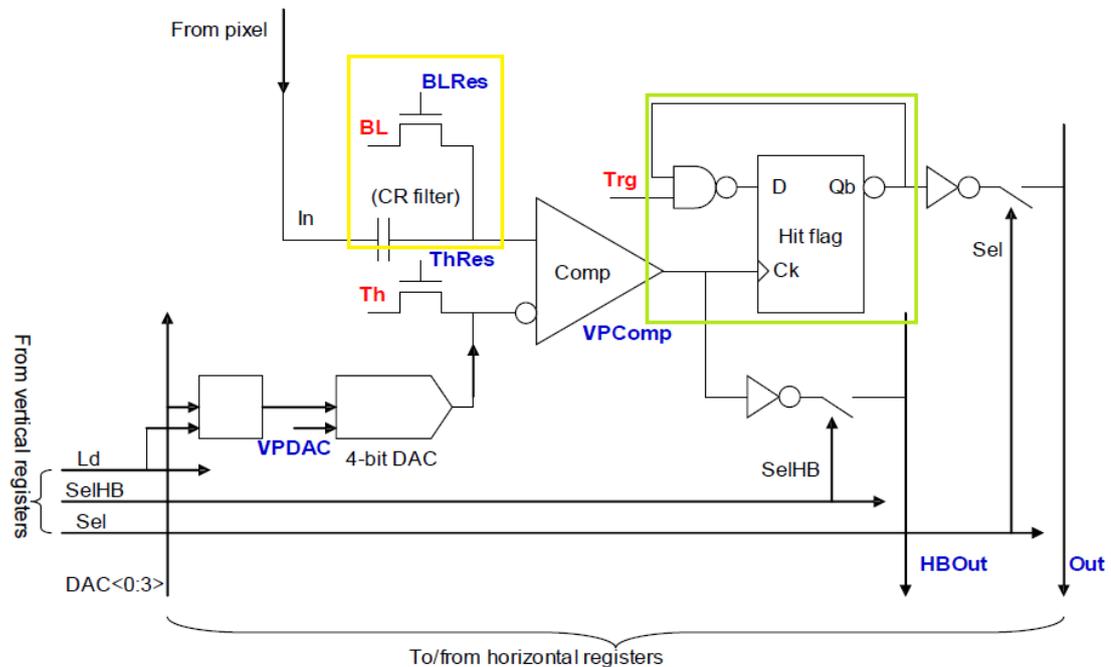


Abbildung 5.3: Der Digital-Teil des Pixels [11]: CR-Filter (gelb); Speicher Flip-Flop (grün)

Zunächst jedoch wird das analog Signal in einem CR-Filter weiterverarbeitet. Der Widerstands des RC-Glieds wird dabei durch einen CMOS-Transistor gebildet, dessen Widerstand von außen über die angelegte Spannung BL_{Res} an der Gate-Kapazität gesteuert werden kann (Abb. 5.3, gelber Kasten).

Anschließend kommt die Diskriminator-Stufe, dies ist ein Operationsverstärker in der Funktion des Komparator. Dieser vergleicht die Amplitude [V] des geformten Antwort-Signals mit einer Vergleichsspannung, der sogenannten Diskriminator-Schwelle. Liegt die Amplitude über der Schwelle, so wird ein Rechteck-Puls genormter Höhe erzeugt, dessen Länge der Zeit entspricht, welche die Amplitude des Signals die Schwelle übersteigt, der sogenannten Time-over-Threshold (ToT). Die Schwelle kann dabei von außen eingestellt werden. Das Minimum bei diesem Sensor sollte etwa 0,83 V betragen, darunter treten Rauscheffekte auf. Dies ist damit zu erklären,

dass durch die Diode ständig ein Sperrstrom fließt, der statistisch um einen Mittelwert $\neq 0$ fluktuiert. Dadurch wird im Vorverstärker beständig ein Signal erzeugt, die sogenannte Baseline, die sich bei etwa 0,8 V befindet.

Die Schwelle wird dabei global für alle Pixel festgelegt, kann jedoch auch für jedes Pixel individuell über einen 4 Bit-DAC [0-15] (TuneDAC) , noch zusätzlich angehoben werden. Wie groß diese Erhöhung ist, kann dabei durch die TuneDac-Werte steigend von 0 nach 15 so wie den VPDAC-Wert festgelegt werden. Außerdem ist bei der Wahl der Schwelle der sogenannte Time-Walk zu berücksichtigen. Denn das Eingangssignal ist kein Rechteck-Signal, folglich weißt seine steigende Flanke eine endliche Steigung auf. Dadurch wird die zeitliche Verzögerung zwischen tatsächlicher Detektion des Signals und Auslösen des Diskriminators abhängig von der Schwelle variieren.

Das Diskriminator-Signal kann einzeln nach außen geführt werden. Außerdem wird die Information, ob ein Pixel getroffen wurde, in einem Flip-Flop gespeichert:

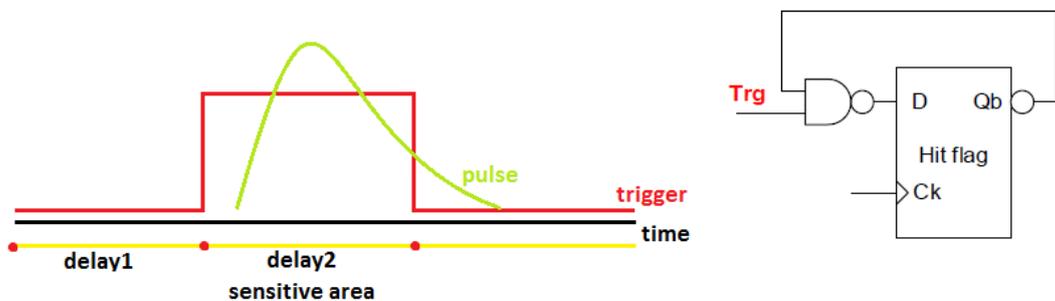


Abbildung 5.4: Speicherung der Treffer-Information und das Trigger-Zeitfenster

Der Flip-Flop (Abb.5.4) reagiert auf die steigende Flanke des Diskriminators und speichert bei einem Treffer eine logische 1. Das Flip-Flop ist jedoch nur sensitiv, solange das Trigger-Signal eine logische 0 darstellt, ist es 1 so kann der Flip-Flop trotz steigender Flanke keinen Treffer speichern. Hat er jedoch einen Hit gespeichert, so ist es dank der Rückkopplung des negierten Ausgangs und logischer NAND-Verknüpfung unabhängig vom Trigger-Signal nicht mehr möglich, dass die Treffer-Information z.B. durch einen zweiten Puls des Diskriminators wieder gelöscht wird. Die Auslese der Flip-Flops erfolgt über ein Schieberegister nacheinander. Die Information wird in einem Fifo (First-In-First-Out) zwischengespeichert und die Pixel-Flip-Flops zurückgesetzt.

Das Trigger-Fenster des Flip-Flops kann dabei relativ zum Injektions-Trigger in Länge und Verzögerung eingestellt werden. Das maximale Fenster ist etwa $5 \mu s$ lang. Diese Möglichkeit der Einstellung ermöglicht bei der digitalen Auslese eine relative Zeitmessung der Signale.

5.2 Uxibo und Computer-Auslese

Die Auslese des Chips erfolgt über ein sogenanntes Uxibo (USB Xilinx Board) [6], dessen Kern ein FPGA bildet. Auf dieses wird dabei über die USB-Verbindung ein Programm geladen, welches den Pixel-Chip konfigurieren und Auslesen kann. Dieses Programm kann per USB über ein Computerprogramm gesteuert werden.

Das Computerprogramm ist in C++ geschrieben und kann auch verändert und erweitert werden. Hier eine kurze Zusammenfassung und Funktionserklärung der wichtigsten Programmteile:

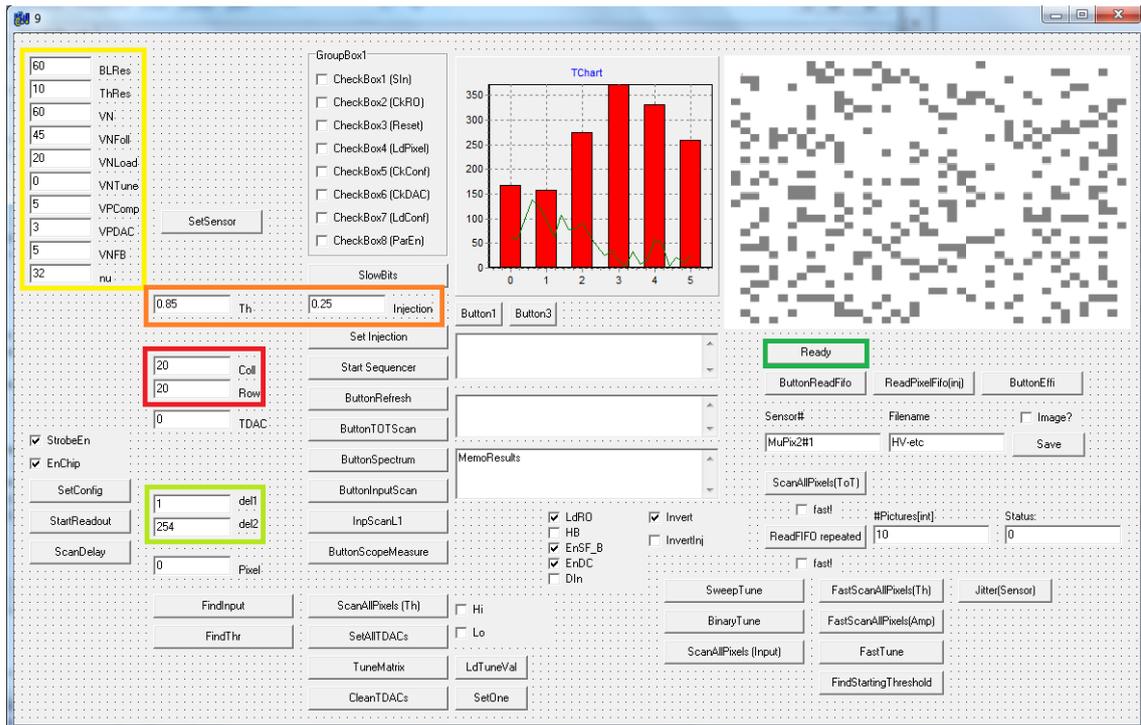


Abbildung 5.5: Screenshot der Bedienoberfläche; Sensor-Chip-Konfiguration (gelb), Diskriminator-Schwelle und Injektions-Puls-Stärke (orange), Anwahl des Pixels zur Analogen Pulsverarbeitung (rot), Einstellung des Trigger-Fensters zur digital Auslese (hell grün)

- **Ready:**
Setzt alle wichtigen Versorgungsspannungen und Konfigurationen (farbig gekennzeichnet)
- **StartSequencer:**
generiert 128 Test-Pulse, entweder per Injektion mit einstellbarer Stärke oder durch externe Quellen und zählt wie viele Antwort-Pulse davon registriert werden.

Eignet sich gut um bei gegebener Signal-Stärke einen geeignete Diskriminator-Schwelle zu finden, bei der alle gewollten Pulse erkannt werden.

- **ToTScan:**
Misst für 16 generierte Test-Pulse die ToT eines selektierten Pixels und erzeugt ein Textdokument der Daten. Eignet sich um für eine externe Signalquelle z.B. ein radioaktives Präparat einen Äquivalenten Injektions-Puls zu finden.
- **Spectrum:**
Verallgemeinerter ToTScan für beliebig viele Pulse einer externen Quelle (Abb. A.6).
- **InputScan:**
Misst den Anteil der registrierten Pulse für immer größere Injektions-Pulse.
- **ReadFifo:**
Erzeugt einen Puls und läßt anschließend die im Fifo gespeicherten Hit-Informationen aus, speichert sie in einer Textdatei und gibt sie grafisch auf der Bedienoberfläche als Bild wider.
- **ReadFifoRepeated:**
Führt die ReadFifo-Funktion beliebig oft aus und speichert jeweils 100 Bilder kodiert in einem Textdokument (Abb.A.5).
- **ScanAllPixels(ToT):**
ToTScan für alle Pixel, jedoch langsam da jedes Pixel einzeln ausgewählt und ein ToTScan durchgeführt werden muss (Abb.A.3).
- **FastScanAllPixels(Th):**
Nutzt die digitale Auslese um simultan für alle Pixel einen Schwellen-Scann durchzuführen. Hier wird bei konstanter Signalstärke die Diskriminator-Schwelle durchgescannt.
- **FastTune:**
Ermittelt TuneDAC-Werte für jedes Pixel mit Hilfe der digitalen Auslese, sodass bei vorgegebener Diskriminator-Schwelle alle Pixel möglichst gleichermaßen sensitiv auf ein externes Signal reagieren (Abb.9.9).
- **FindStartingThreshold:**
Sucht eine passende Diskriminator-Schwelle, sodass mit den TuneDAC-Werten möglichst ein Sensitivitätsbereich von 0 bis 100% registrierter Test-Pulse zu erfassen.
- **Jitter(Sensor):**
Misst die Latenz-Schwankungen/Inhomogenität des Chips zwischen den einzelnen Pixeln mit Hilfe der Einstellmöglichkeit des Trigger-Fensters.

Teil III

Charakterisierung

6 Messmethoden

Wie in Abschnitt 5 beschrieben steht ein Sensor-Prototyp mit einer 42×36 Pixelmatrix zur Verfügung. Für jedes Pixel besteht hier die Möglichkeit, den Diskriminator-Ausgang direkt auf einen Pin auf dem PCB-Board zu multiplexen und dieses Signal mit Hilfe eines Oszilloskops abzugreifen. Hiermit können zum Beispiel ToT Werte, sowie Latenzen der generierten Signale gemessen werden.

Eine weitere Möglichkeit ist die binäre Auslese. Dafür werden während eines Trigger-Fensters für alle Pixel die Trefferinformationen zunächst in einem Latch gespeichert und anschließend Bit für Bit ausgelesen, auf dem FPGA gesammelt und in einen Fifo geschrieben, welcher dann über USB aus dem Uxibo ausgelesen wird. Die Pixel-Informationen werden in einem Textfile abgespeichert. Bei dieser Auslese-Variante geht die ToT-Information verloren, jedoch ist sie bedeutend schneller als die analoge Multiplexing-Variante, da für alle 1512 Pixel gleichzeitig Informationen gesammelt werden. Eine komplette Auslese der Matrix dauert hier etwa 20 ms. Dies ist ungeeignet wenn man schnell und mit hoher Rate messen will. Daher wurde eine schnellere Variante implementiert, die allerdings bezüglich der Anzahl der Hits pro Zeitrahmen limitiert ist. Diese ist für einen Strahltest geeignet.

Neben diesen Möglichkeiten stehen auch die in 5.2 beschriebenen Messmethoden für sowohl einzelne Pixel als auch die komplette Matrix zur Verfügung.

7 Signalerzeugung

Bei dem hier verwendeten Prototyp sind grundsätzlich zwei Möglichkeiten gegeben ein Signal zu erzeugen, einmal über eine interne Funktion des Sensors durch Generierung eines sogenannten Injektions Signals oder über externe Quellen in Form von elektromagnetischer Strahlung, von LED oder Laser-Diode, oder durch radioaktive Präparate, die γ -Quanten oder β -Teilchen abstrahlen. Um quantitative Aussagen über zeitliche Parameter der Signale machen zu können, besteht für LED und Laser-Diode die Möglichkeit diese über das Signal für den Injektions-Puls zu triggern.

7.1 Injektion

Beim Injektions-Puls wird über eine Zusatz-Kapazität am ladungssensitiven Verstärker ein Ladungspuls eingekoppelt, der das Ladungssignal eines detektierten Teilchens simuliert. Dieser wird direkt in den Detektionskondensator eingekoppelt. Mit seiner Hilfe ist es also möglich die Signalverarbeitungszeit in der darauffolgenden Elektronik zu testen.

7.2 LED

Zum Bau einer LED werden meistens direkte Halbleiter verwendet, in diesen können Elektronen und Löcher unter Aussendung eines Photons an der Grenzschicht des PN-Übergangs rekombinieren, ohne zusätzliche Anregung von Gitterschwingungen (Phononen). Der Vorteil der LED besteht zu einem darin, dass die Wellenlänge der emittierten Photonen durch die Bandlücke festgelegt und somit die Energie gut bekannt ist, zum anderen sind sie im allgemeinen so gebaut, dass sie kegelförmig emittieren und eignen sich somit gut um den gesamten Sensor gleichmäßig auszustrahlen.

Für die durchgeführten Versuche wurde eine blaue LED verwendet (Abb.7.1).

Nachteil dieser Variante ist die recht geringe Eindringtiefe der Photonen von weniger als $0,5 \mu m$. Dies rührt daher, dass die erzeugten Photonen mit etwa $2,7 eV$ Energie recht nahe an der Energie eines direkten Bandlücken-Übergangs im Silizium liegen. Dies führt dazu, dass nur wenige Elektron-Loch-Paare in der Verarmungszone erzeugt werden, sich der HV-MAPS, sich also wie ein normaler MAPS verhält.

7.3 Laser-Diode

Die Lichterzeugung in der Laser-Diode basiert auf dem gleichen Prinzip wie in der LED, jedoch wird hier die Grenzschicht des PN-Übergangs als Resonator verwendet. Dies kann zum Teil schon durch planschleifen der Endflächen erreicht werden. Die in den Rekombinationen entstandene Photonen werden nun reflektiert und können weitere Rekombinationen durch stimulierte Emission anregen, was zu einer Verstärkung und somit dem Lasing führt. Die Wellenlänge des emittierten Lichtes kann hierbei im allgemeinen durch zwei Parameter beeinflusst werden: Zum einem durch die Temperatur, von der die Größe der Bandlücke abhängt, zum anderen durch die Stromstärke, die gewissermaßen die Brechungszahl in der Grenzschicht und somit die Resonatorfrequenz bestimmt. Änderungen dieser Parameter haben aber letztlich nach Konstruktion der Diode nur noch Einflüsse im Promille-Bereich. Nachteil der Laser-Diode ist, dass sie fokussiert ist. Man erreicht mit ihr also ohne beispielsweise einer Streulinse keine gleichmäßige Ausleuchtung der gesamten Pixel-Matrix.

In den Versuchen wurde eine Laserdiode verwendet, die unter normal Bedingungen einen Laserstrahl mit 1,5 mW Leistung und einer Wellenlänge von 855 nm erzeugt (Abb.7.1). Bei dieser Quelle haben wir auf Grund der großen Wellenlänge ($\cong 1,46 \text{ eV}$) kein Problem mit zu starker Absorption und erhalten hier eine Eindringtiefe von etwa $10 - 20 \mu\text{m}$. Mit dem Laser kann ein einfallendes Teilchen gut simuliert werden [16].

Zur besseren Justierung und Stabilisierung der beiden Lichtquellen wurde eine Halterung angefertigt, die für eine gleichmäßigere Ausleuchtung durch die LED sorgt und dabei hilft den Laserstrahl auf den Sensor zu fokussieren. Außerdem wird so störendes Fremdlicht von außen fast vollständig abgeschirmt und eine Reproduzierbarkeit der Messergebnisse sichergestellt.

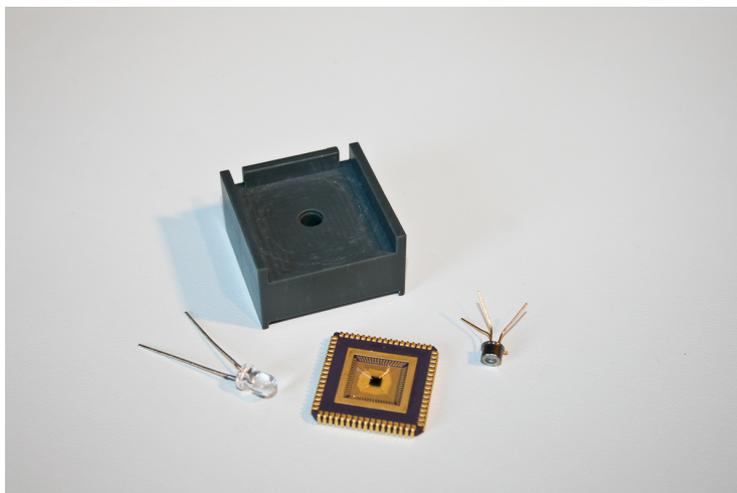


Abbildung 7.1: Halterung (oben) und Chip auf dem Carrier (unten) sowie LED (links) und Laser-Diode (rechts)

7.4 Radioaktive Quellen

Zur Bestrahlung wurden verschiedene Quellen benutzt:

- Eisen 55 (Fe-55)
- Cäsium 137 (Cs-137)
- Strontium 90 (Sr-90)

Die präsentierten Ergebnisse werden sich auf die Bestrahlung mit Sr-90 beziehen.

Fe-55 zerfällt via Elektroneneinfang zu Mn-55, dabei werden hauptsächlich Elektronen mit etwa 5 keV emittiert oder Photonen mit ungefähr 6 keV.

Cs-137 zerfällt zu fast 100% durch Emittierung eines 0,5 MeV Elektrons und eines 0,66 MeV γ -Quants zu Ba-137. Hierbei wurde eine Praktikumsquelle mit recht geringer Aktivität verwendet.

Bei der verwendeten Sr-90 Quelle handelt es sich ebenfalls um eine Praktikumsquelle, deren Aufbau und Zerfallsschema in Abb.7.2 gezeigt ist. Hier spielen vor allem die 2,2 MeV Elektronen eine Rolle, diese kommen auch den im Muße untersuchten Elektronen am nächsten.

Die Photonen geben dabei ihre gesamte Energie an ein Elektron ab, welches dann durch Stoßionisation weitere Elektronen-Paare erzeugen kann. Bei den β -Teilchen, Elektronen, werden hingegen entlang der Trajektorie des Teilchens im Detektor gleichmäßig durch Ionisation Elektron-Loch-Paare erzeugt.

Strontium 90 / Yttrium 90

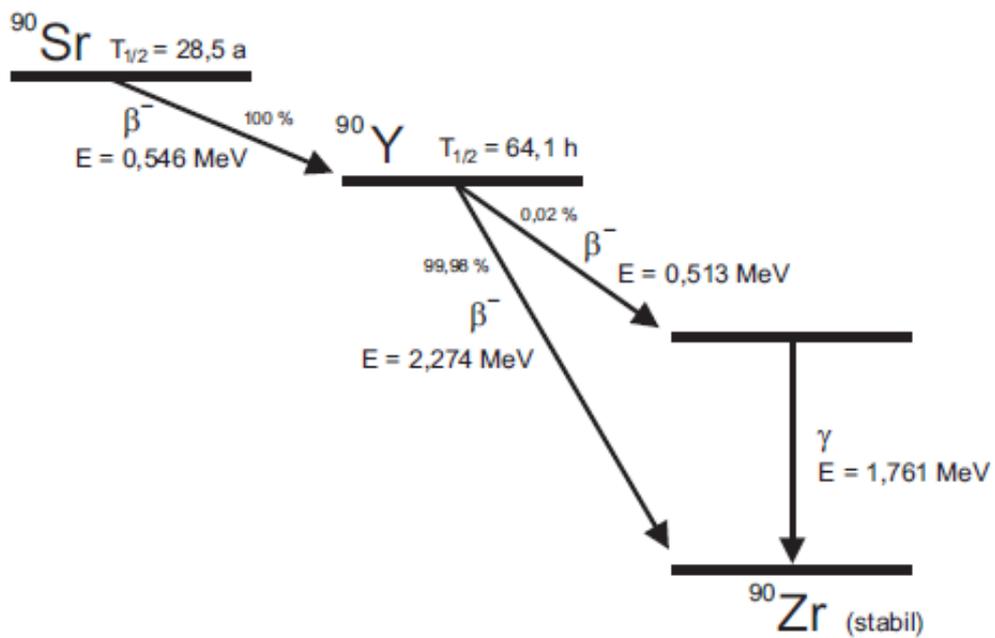
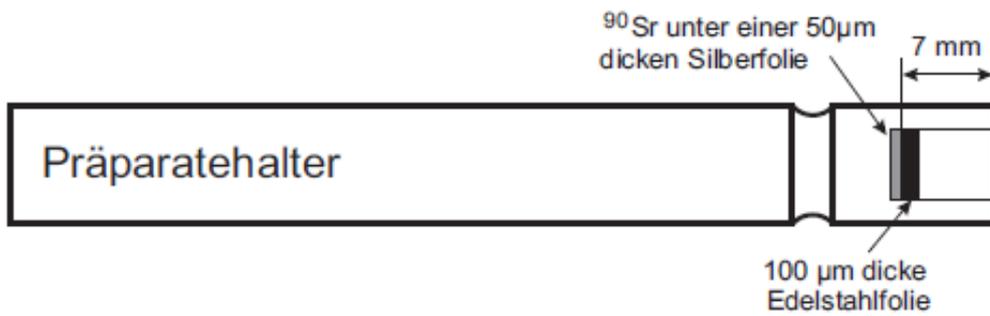


Abbildung 7.2: Aufbau der Praktikumsquelle Sr-90 und Zerfallsschema [15]

8 Aufbau

Das Kernstück des Aufbaus bildet der Sensor-Chip. Er wurde auf einen Keramik-Carrier geklebt und gebondet und sitzt im Zentrum des PCBs auf dem alle wichtigen Versorgungsspannungen für den Chip erzeugt werden.

Das PCB selbst hat wiederum 3 Anschlüsse. Anschluss Nummer 1 stellt die Versorgungsspannung für die Pixellogik und das Uxibo dar, sie sollte etwa 5 Volt betragen. Die Fein-Einstellung, sowie die Transformation in 3,3 Volt wird vom PCB übernommen. Über Anschluss 2 wird die Hochspannung angelegt. Am Hochspannungseingang ist hier ebenfalls noch eine Sicherungsschaltung bestehend aus, einem Elektrolyt-Kondensator, der Störungen herausfiltert, so wie einem parallelen Widerstand, der im Falle eines zu großen Stromes zerstört wird. Der 3. Anschluss ist ein Flachbandkabel mit 26 Einzel-Leitungen. Über diese Leitungen wird zu einem das Uxibo geerdet, zum anderen kommuniziert das Uxibo hierüber mit dem Sensor und sendet verschiedene Trigger-Signale, sowie Sequenzen zur Konfigurierung und Auslese des Chips.

Der Uxibo-FPGA selbst besitzt wiederum zwei weitere Anschlüsse. Einen weiteren Flachbandkabelanschluss ohne spezielle Funktion, der aber dafür geeignet ist um das Trigger-Signal des Injektion-Pulses auszukoppeln und für die Triggerung der externen Lichtquellen zu benutzen. Außerdem gibt es hier noch einen USB-Anschluss, der die Versorgungsspannung für das FPGA-Board liefert, sowie zum laden des FPGA-Programms und der Auslese der gespeicherten Daten dient. Die ausgelesenen Daten werden anschließend von einem in C++ programmierten Programm verarbeitet und die gemessenen Daten in einem Textfile gespeichert.

Als Spannungsquelle werden herkömmliche Labor-Netzgeräte verwendet. Zur Erzeugung der Hochspannung ist außerdem noch eine Batteriequelle vorhanden, um 50 Hz Netz-Brummen ausschließen zu können. Sie liefert ungefähr 54 V, wohingegen mit Hilfe des Hochspannungsnetz-Gerätes jede Spannung gewählt werden kann.

Das ausgekoppelte Trigger-Signal wird hier einem Puls-Generator zugeführt und genutzt um damit einen Lichtpuls einer am Generator wählbaren Länge mit der LED oder dem Laser zu erzeugen. Dieser Puls kann parallel über ein BNC-T-Stück ausgekoppelt werden und auf einem Oszilloskop wiedergegeben werden. Dies ist wichtig, um zeitliche Vergleiche mit dem Antwort-Signal des Sensors zu machen.

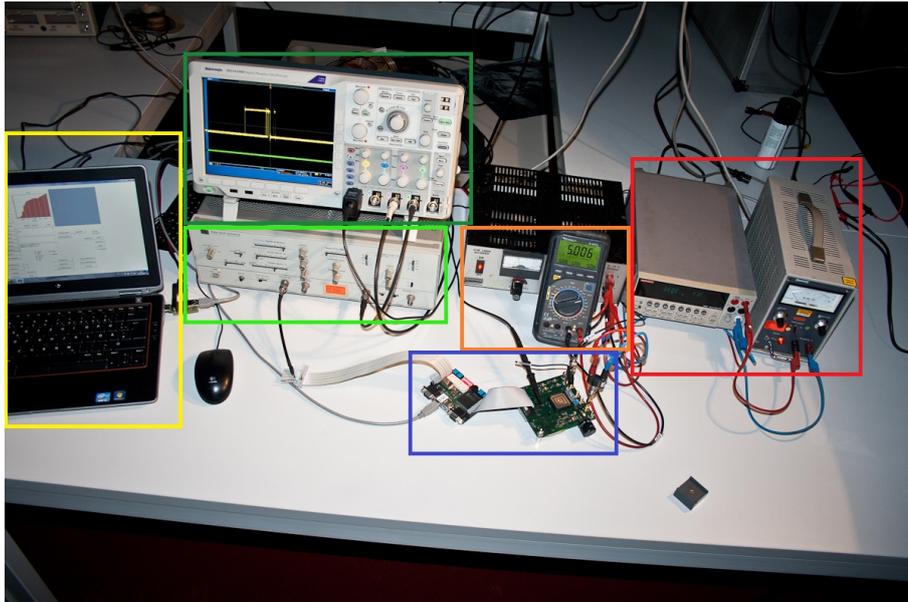


Abbildung 8.1: Übersicht über den Versuchsaufbau:UXIBO und PCB mit Sensorchip (lila), Hochspannungsversorgung (rot), 5V Versorgungsspannung (orange), Oszilloskop für analoge Auslese (dunkle grün), Puls-generator (hell grün), PC zur Auslese des UXIBOS (gelb)

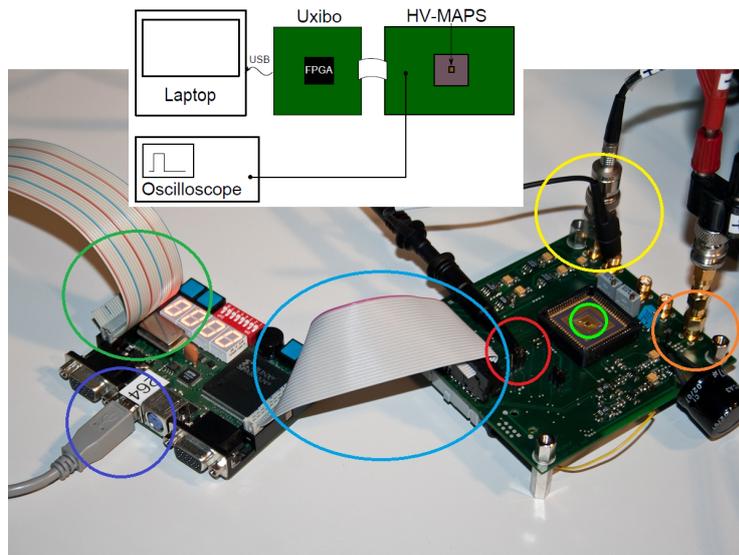


Abbildung 8.2: Aufbau Skizze (oben) und das Kernstück des Aufbaus: das UXIBO (links), das PCB (rechts) mit dem Sensorchip (hell grün), 5V Versorgungsspannung (gelb), Hochspannungsanschluss (orange), Pin zur Auskopplung des analogen Signals (rot), Flachbandkabel zur Auslese (hell blau), Flachbandkabel für Injektions-Trigger (dunkel grün), USB zum PC (dunkel blau)

9 Messungen

Vor jeder Messung muss zunächst die 5 Volt Versorgungsspannung eingeschaltet, sowie die Konfigurationsdatei für den FPGA und das gewünschte Auslese-Programm im entsprechenden Mess-Modus geladen werden. Dann kann die gewünschte Messung gestartet werden. Die Auswertung der Daten erfolgt mit selbst geschriebenen Root-Macros.

9.1 Hochspannungsabhängigkeit

Der wohl wichtigste Parameter des HV-MAPS stellt die Hochspannung dar. Sie wird sich zwischen 0 und 100 Volt bewegen. Dies wird, wie bereits in 4.1 gezeigt zur Ausbildung einer Verarmungszone führen, die hauptsächlich zur Detektion verwendet wird und den großen Unterschied zu bisher entwickelten MAPS-Sensoren darstellt.

Zur Untersuchung der Hochspannungsabhängigkeit (HV-Abhängigkeit) bestrahlen wir den Sensor mit der Laserdiode, da die so erzeugten Photonen bis in die Verarmungszone eindringen können. Die Laserdiode muss für diese Beobachtung nicht getriggert sein. Wir generieren hier mit dem Puls-Generator Laser-Pulse mit 200 ns und 400 ns Breite, die zeitlich einige Millisekunden voneinander separiert sind. Die Diode läuft auf maximaler Leistung. Das Antwort-Signal des Diskriminators eines Pixels, welches möglichst zentral im Laser-Kegel liegt, wird am Analog-Pin auf dem PCB mit dem Oszilloskop abgegriffen. Neben diesem Signal wird zusätzlich noch das Signal des Puls-Generators ausgekoppelt und auf dem Oszilloskop sichtbar gemacht. Wir triggern das Oszilloskop nun auf das Signal des Puls-Generators und können damit nun die zeitlich Parameter, Latenz und ToT, von Generator-Puls und Diskriminator-Signal bestimmen. Die Latenz ist die Verzögerung zwischen der erste Flanke des Pulses zur ersten Flanke des Diskriminator-Signals. Die ToT stellt die Pulsbreite des Diskriminator-Pulses dar. Dieser Modus eignet sich auch sehr gut um den Einfluss der Puls-Weite auf das Antwort-Signal zu beobachten und so gute Parameter für eine Messung wählen kann. Um die bei dieser Messung ermittelten Werte möglichst fehlerfrei bestimmen zu können benutzen wir die Statistik-Funktion des Oszilloskops und mitteln über 1000 Einzelmessungen. Für das 200 ns Signal wurde die Schwelle des Diskriminators auf 0,85 V gesetzt, für das 400 ns Signal auf 0,9 V gesetzt.

Um die Abhängigkeit zu messen, erhöhen wir nach und nach die Spannung bei 0 Volt startend solange der Pixel ein vernünftiges Signal erzeugt. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.1 zusehen.

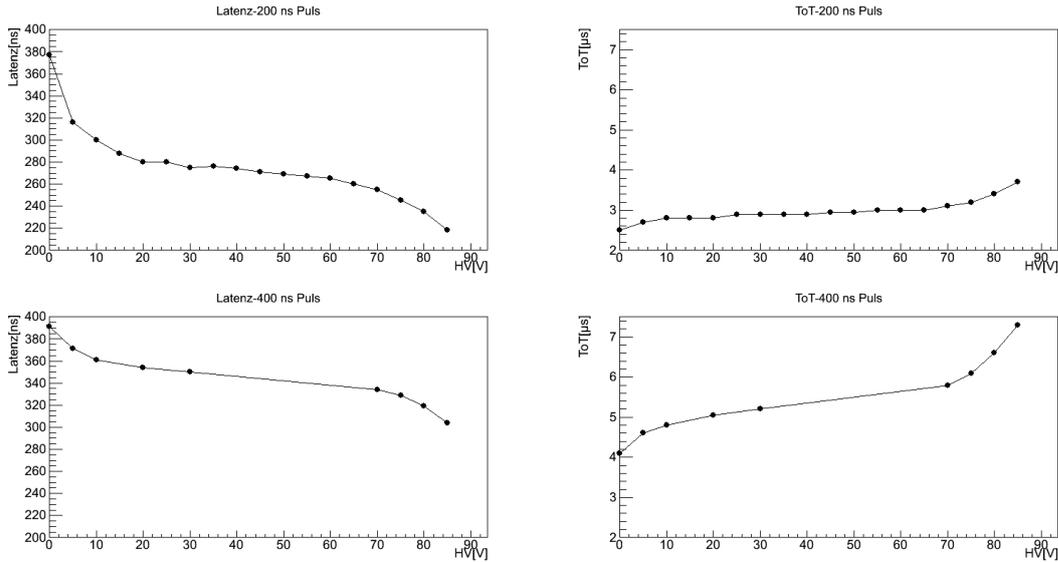


Abbildung 9.1: Spannungsabhängigkeit der Latenz und ToT Zeiten eines zentralen Pixels

Zunächst einmal sieht man deutliche Abweichungen für die beiden gewählten Puls-Dauern. Dies ist damit zu erklären, dass der Puls mit der doppelten Länge auch doppelt soviel Energie in einem Pixel deponiert. Daraus folgt aber auch, dass die Zahl der produzierten Elektron-Loch-Paare doppelt so groß ist und damit auf dem Detektionskondensator die doppelte Spannung erzeugt $U_0 = \frac{N \cdot e}{C_{Det}}$. Wenn wir nun des Weiteren davon ausgehen, dass die ToT durch den CR-Filter dominiert ist, so kann man die ToT über die Zerfallszeit der Spannungen mit $U(t) = U_0 \cdot \exp^{-\frac{t}{\tau_D}}$ abgeschätzt werden. Hier sieht man, dass für das längere Signal eine längere ToT zu erwarten ist wie sich hier auch experimentell bestätigt. Hier ist dies sogar noch sehr viel deutlicher, da für den längeren Puls auch eine höhere Diskriminator-Schwelle gewählt wurde und man somit die ToT im Vergleich zur kleineren Schwelle noch verkürzt.

Die Latenz in beiden Fällen stimmt bei diesen gewählten Diskriminator-Schwellen für 0 V zufällig überein. Danach wird aber deutlich, dass die Spannung die Latenz des langen Pulses nicht signifikant verändern kann. Dies ist besonders auf die generelle Puls-Höhe des Pixel-Signals für den langen Puls zurückzuführen, die deutlich größer sein sollte, wodurch auch die steigende Flanke des Signals hier kaum noch verbessert werden kann, durch mehr gesammelte Ladung.

Betrachtet man nun qualitativ die Abhängigkeit der ToT von der Spannung so kann man im Bereich bis etwa 60 V eine Wurzelabhängigkeit der ToT vermuten. Dies passt auch gut zu unserer Erwartung, denn die Dicke der Sperrschicht wächst mit der Wurzel der Spannung, somit auch ungefähr die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare und damit wiederum grob die ToT.

Ab etwa 60 V jedoch, steigt die ToT sehr stark an, bis das Signal schließlich bei ca. 90 V zusammenbricht. Eine mögliche Erklärung hierfür findet sich im zuvor theoretisch erstellten Pixelmodell. Bei Spannungen $> 60\text{ V}$ steigt die Feldstärke in der Verarmungszone im Zentrum auf Werte $> 10^5 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ und somit werden hier bereits durch Stöße Sekundär-Elektronen erzeugt. Man erhält eine gewisse Signalverstärkung. Also mehr Elektron-Loch-Paare und somit ein höheres Spannungssignal des Vorverstärkers.

Die gleiche Argumentation kann für die Latenz geführt werden.

Ein weiterer Parameter wird hier einen Einfluss zeigen, je höher der Puls, desto niedriger können wir die Diskriminator-Schwelle wählen, ohne dabei Rauschen aufzugreifen. Je weiter wir von der maximalen Pulshöhe entfernt liegen, desto unempfindlicher wird die Latenz gegen diese Effekte, die ToT jedoch wird in diesen Bereichen riesig ($> 10\ \mu\text{s}$) sein.

Der Zusammenbruch für Spannungen $> 90\text{ V}$ lässt sich möglicherweise auf zwei verschiedenen Effekte zurückführen. Zum einem auf die Verstärkung durch die Sekundär-Elektronen, so dass hier durch Rauschen entstandene Elektronen-Loch-Paare einen Lawine erzeugen und der Pixel immer einen ausreichend großen Puls registriert. Eine Weitere mögliche Erklärung ist, dass die Verarmungszone so weit in die n-Wanne vordringt, dass sie die Pixel-Elektronik beeinflusst.

Alle diese Beobachtungen werden hier rein qualitativ gehalten, da diese Werte auch sehr stark von der Bestrahlung durch die Quelle abhängen und somit von Messung zu Messung bei leichten Änderungen im Aufbau (Verschieben der Halterung) variieren. Die statistischen Fehler der hier verwendeten Werte sind auf Grund der Mittelwert-Bildung vernachlässigbar.

Für alle weiteren Messungen werden die verwendeten Spannungen nun im Bereich von 60-80 V liegen, da man hier die Diskriminator-Signale mit guter Latenz im Bereich von 200 ns erreichen kann.

9.2 Pixelrauschen

Um das Pixelrauschen zu bestimmen bietet das Auslese-Programm zwei Funktionen: den Injektions-Scan und den Schwellen-Scan. Beide basieren auf dem selben Prinzip und können gleichermaßen verwendet werden. Beim Schwellen-Scan wird die Diskriminator-Schwelle von einem Punkt bei dem alle Pulse einer festgelegten Zahl von Injektions-Pulsen vom Pixel erkannt und gezählt wurden solange nach oben geregelt bis keine Pulse mehr detektiert werden. Der Injektions-Scan funktioniert nach dem selben Prinzip hier wird die Amplitude des Injektions-Signal solange nach oben geregelt bis bei fester Diskriminator-Schwelle alle Pulse registriert werden. Wir benutzen hier die Injektions-Scan Variante.

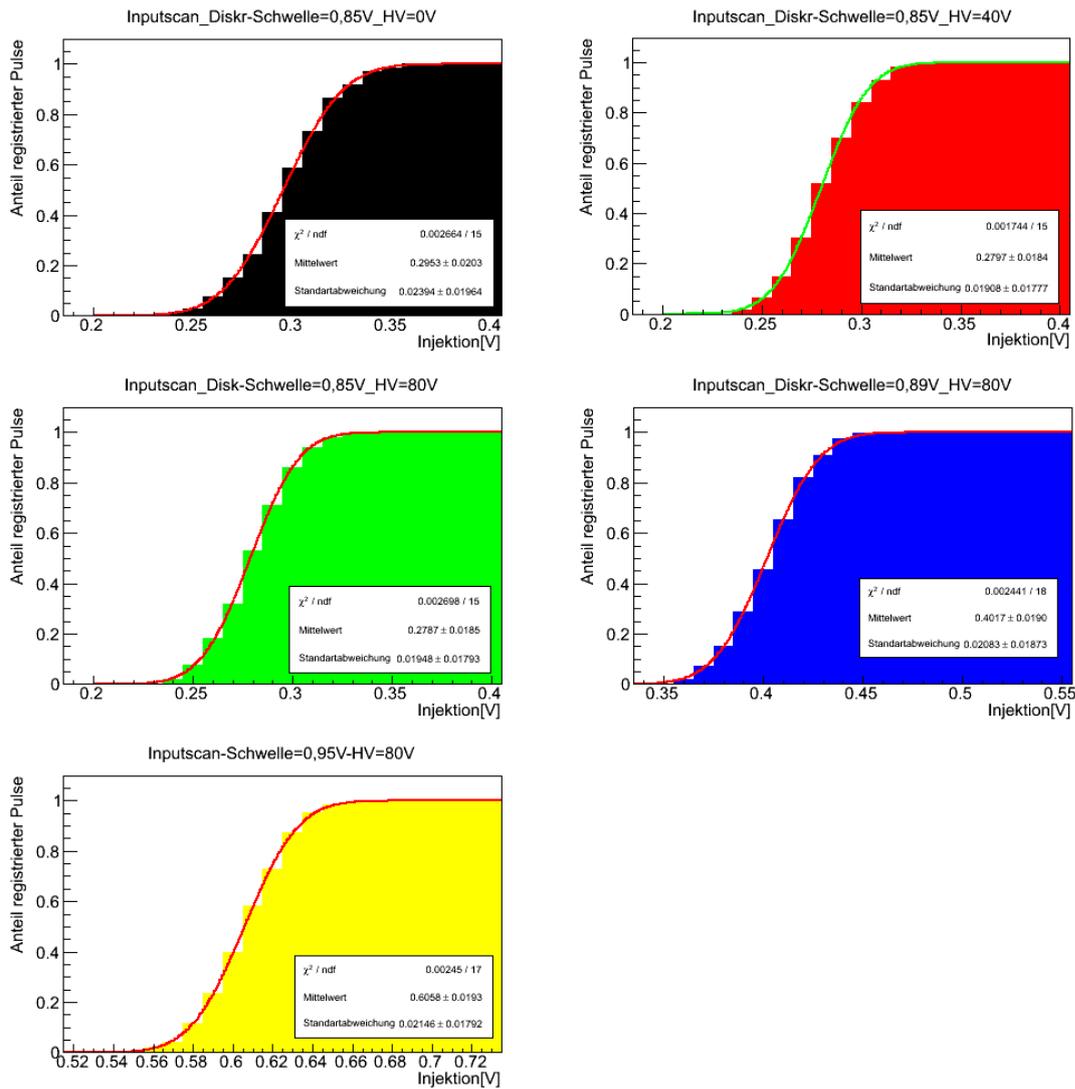


Abbildung 9.2: Ergebnisse des Input-Scans für verschiedene Spannungen und Diskriminatorschwellen

Dieser Scan wurde für verschiedene Schwellen und Spannungen durchgeführt. An die so erhaltenen Histogramme wird nun eine Fehlerfunktion gefittet, deren Standardabweichung das Rauschen des Pixels in Einheiten der Injektionen angibt. Dieses Rauschen entsteht rein durch Rausch-Effekte im Pixel, ohne dass ein Signal erzeugt wurde.

Wichtige Rauschquellen sind hierbei:

- Thermisches Rauschen (Pixel+Logik)
- Schrotrauschen
- Leckstrom

Thermisches Rauschen im Pixel selbst, also Generierung von Elektron-Loch-Paaren in der Sperrschicht durch thermische Anregung ist sehr stark unterdrückt, da das thermische Energie-Äquivalent für Raumtemperatur etwa 25 meV beträgt, zur Anregung aber mindestens 1,12 eV benötigt sind. In der Pixelelektronik wiederum ist der Effekt größer und geht $\propto \sqrt{R}$, dem Widerstand der Schaltung ein. Thermisches Rauschen ist ein weißes Rauschen, d.h. es ist über alle Frequenzen gleichstark verteilt. Den größten Teil dieses Rauschens wurde bereits durch den CR-RC-Filter unterdrückt, da diese das Frequenzspektrum bereits deutlich einengen.

Beim Schrotrauschen handelt es sich um einzelne Ladungsträger, z.B. Elektronen in n-dotierten Material, die mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit genügend kinetischen Energie besitzen um das Potential der Sperrschicht zu überwinden. Diesem Strom wirkt der sogenannte Leckstrom entgegen, der durch den Drift der Minoritätsladungsträger entsteht. Auf kleinen Zeiträumen ist dies als Rauschen sichtbar, über einen größeren Zeitraum integriert, stellen sie den Sperrstrom dar, der jedoch die statistischen Fluktuationen des Rauschens aufweist.

Mit Hilfe des so ermittelten Rauschens kann man das Signal zu Rauschverhältnis abschätzen $S/N = \frac{\text{Signal}}{\text{Rauschen}}$. Als Signal wurde eine Injektions-Stärke verwendet, die bei einer festen Diskriminator-Schwelle ein Signal mit etwa 2-3 μs ToT erzeugt. Mit Hilfe der Funktion ToTScan ist dies schnell möglich. Hier werden einige Injektions-Pulse erzeugt und die daraus resultierenden ToT in einem ToT-Spektrum wiedergegeben.

Man erkennt, dass für steigende Spannung ein geringeres Injektions-Signals benötigt wird um bei gleicher Diskriminator-Schwelle 100% der Pulse zu registrieren. Dies ist zunächst nicht klar, denn erwartungsgemäß würde das Injektions-Signal direkt in die Detektions-Kapazität injiziert. Da die Kondensatoren jedoch ebenfalls in CMOS-Technik implementiert sind, hat hier die durch die Spannung hervorgerufenen Verarmungszone auch einen geringen Einfluss auf das Injektions-Signal.

Zur besseren Evaluation des Rauschens wurde an die Verteilung einer Fehlerfunktion gefittet. Die so ermittelte Standardabweichung stellt hier das Rauschen dar. Entsprechend den Erwartungen sinkt das Rauschen für höhere Spannungen, da das durch die Sperrpotential in der Verarmungszone wächst und das Schrotrauschen somit stärker unterdrückt, gleichzeitig aber das Signal verstärkt. Das Signal-zu-Rauschverhältnis kann hier durch $S/N = \frac{\text{Mittelwert}}{\text{Standardabweichung}}$ approximiert werden. Daraus ergeben sich Werte im Bereich von 20-30 (Abb.9.2), je höher die Diskriminator-Schwelle, desto besser S/N. Die mittlere Injektions-Puls-Stärke wächst also schneller als das Rauschen.

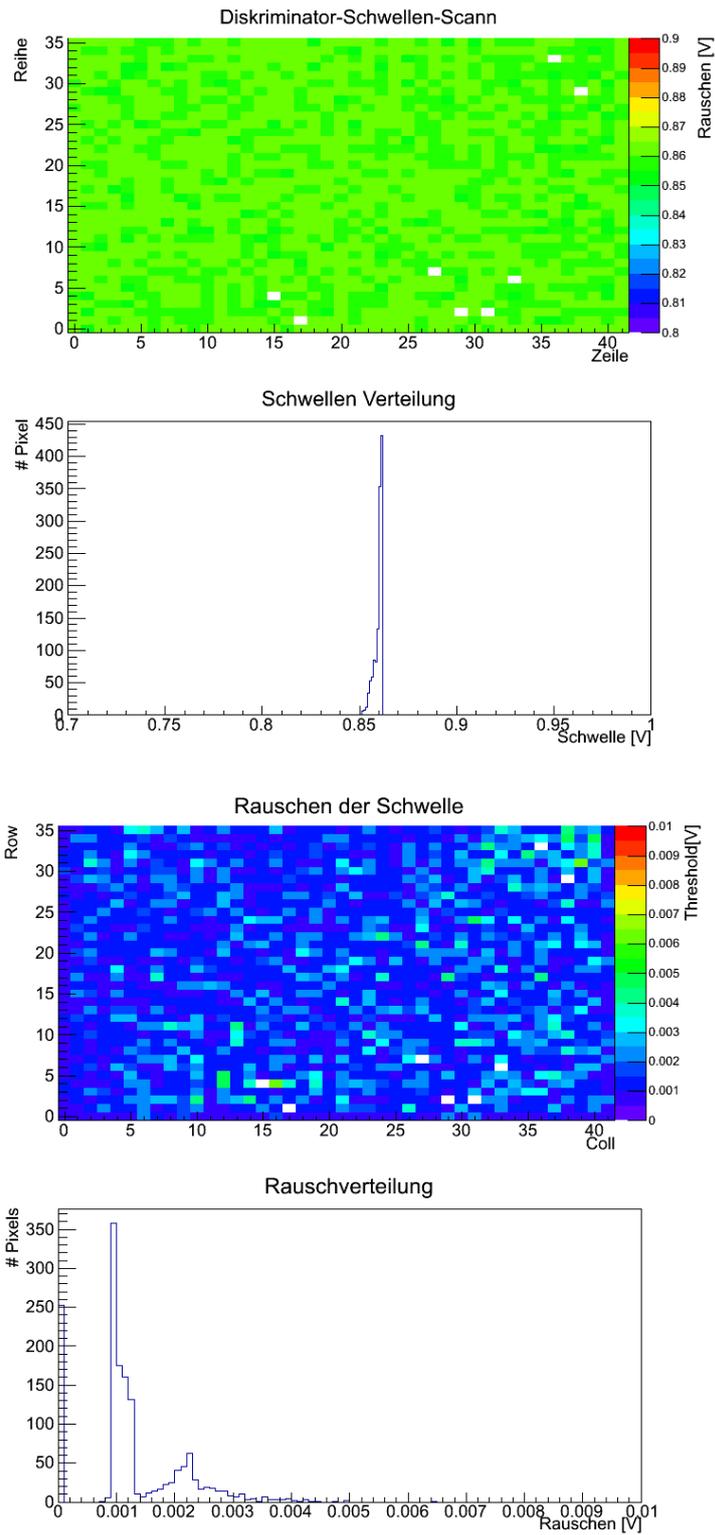


Abbildung 9.3: Vergleich zwischen Schwellen-Rauschen und Schwelle bei Beleuchtung mit Quelle

Des Weiteren sieht man, dass für höhere Diskriminator-Schwellen das benötigte Injektions-Signal steigt (Abb.9.2). Außerdem ist ein Anstieg des Rauschens zu erkennen. Dies deutet ebenfalls auf einen wichtigen Punkt dieser Messung hin: Das Rauschen skaliert mit der Puls-Höhe. Dafür gibt es zwei möglich Erklärungen: Zum einem kann dieses Rauschen auch von dem Injektions-Puls selbst stammen, zum anderen können hier auch das Rauschen durch Verstärker und Shaper einen stärkeren Effekt zeigen.

Die Rausch-Messung des Schwellen-Scans (Abb.9.3) ist im Programm bereits als Nebenprodukt des FastThresholdScans implementiert. Zur Messung wird die blaue LED verwendet, die auf das Injektions-Signal getriggert wird.

Man sieht deutlich, die Rauschwerte liegen ungefähr 3 Größenordnungen unterhalb des eigentlichen Signals. Grundsätzlich sollten diese Rauschwerte tatsächlich das letztendliche Rauschen nach Verarbeitung des Signals beschreiben. Die Schwelle bei der 50% der Signale erfasst werden sollte dabei ungefähr der Pulshöhe entsprechen. Näherungsweise kann man daher das Signal-zu-Rausch-Verhältnis durch diese Werte abschätzen, denn die Puls-Höhe wird hier proportional zur erzeugten Ladung sein, folglich wird auch das Rauschen eine Veränderung der Puls-Höhe bewirken. Das direkte Verhältnis würde hier ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $\frac{S}{N} \approx \frac{0,86}{0,002} = 430$ liefern (Abb.9.3). Dies ist ein viel zu großer Wert. Man erwartet für den Sensor ein sehr gutes Signal-zu-Rauschverhältnis, dieses sollte sich aber eher im Bereich von $\frac{S}{N} = 30$ bewegen. Eine mögliche Erklärung wird bei der Diskussion der Pulsform ersichtlich, ein Programmfehler ist an dieser Stelle jedoch auch nicht aus zu schließen.

9.3 Pulsform

Zur Bestimmung der Pulsform wird der Sensor wieder mit der LED oder der Laserdiode mit Licht-Pulsen bestrahlt. Wie schon bei der Messung der Spannungsabhängigkeit. Nun wird allerdings bei konstanter Spannung jeweils die Schwelle variiert und für diese Schwelle Latenz und ToT der Pixel-Antwort bestimmt (Abb.9.4). Daraus lässt sich die Pulsform des Antwort-Signals rekonstruieren. Man erwartet hier das die Pulsform durch den CR-RC-Shaper geprägt ist und durch die oben gefundene Formel beschrieben werden kann.

Die Pulsformen wurden für verschieden Spannung, Signalstärken und verschieden orientierte Pixel (Zentrum-, Rand- oder Eckpixel) gemessen.

Man sieht auf den ersten Blick, dass die Signalform recht stark variiert (Abb.9.5). Die ersten drei Bilder zeigen dabei die Veränderung bei konstantem Laser-Puls-Signal für steigende Spannung. Wie zu erwarten ist steigt die Puls-Höhe mit der Spannung, da die Verarmungszone wächst und somit mehr Signal-Elektronen im aktiven Detektor-Volumen erzeugt werden können. Außerdem sieht man, dass für kleine Spannungen die Pulsform noch nicht die erwartete Form besitzt. Sie nähert

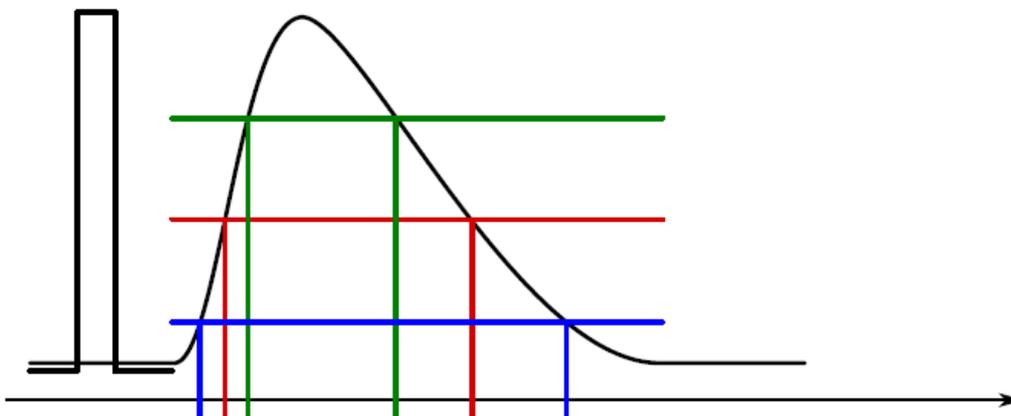


Abbildung 9.4: Schema zur Bestimmung der Pulsform: Messung von Latenz und ToT für verschieden Diskriminator-Schwellen

sich aber für höhere Spannungen bereits gut an. Erhöht man nun die Puls-Höhe weiter, indem man die Puls-Länge vergrößert, so passt sich die Pulsform sehr gut der erwarteten Form an.

Außerdem erkennt man deutlich eine räumlich Abhängigkeit der Pulsform. Im Gegensatz zu den anderen Bildern zeigt Bild 5 in Abbildung 9.5 die Pulsform eines Rand-Pixels. Diese Pulsform wurde unter den selben Bedingungen wie zuvor bestimmt, man erkennt aber deutlich Unterschiede. Die Puls-Höhe ist deutlich größer und die ToT übertrifft die ToT eines zentralen Pixels beinahe um einen Faktor 10. Außerdem ist die Latenz deutlich geringer als bei einem zentralen Pixel. Dieser zeitliche Unterschied macht es möglich die Pixel bei der binären Auslese zu selektieren.

Dies ist darauf zurückzuführen, dass den Rand-Pixeln mehr Detektor-Fläche zur Verfügung steht aus der sie Ladungsträger sammeln können. Die zentralen Pixel sind dabei auf ihre $30 \times 39 \mu\text{m}^2$ Fläche beschränkt, die Rand und Eckpixel können auch aus dem umgebenden Material Ladungsträger sammeln. Daher wird für diese Pixel eine allgemein höhere Sensitivität erwartet.

Die gute theoretische Beschreibung wird besonders am ausgewählten Puls in Abbildung 9.6 deutlich. Der Puls hat annähernd eine maximale Amplitude von 1,1 V. Wie man sieht kann die erwartete Funktion sehr gut an den Puls gefittet werden. Im allgemeinen wurde festgestellt, dass ab einer Puls-Höhe von 1V die Pulsform der theoretisch Erwarteten entspricht.

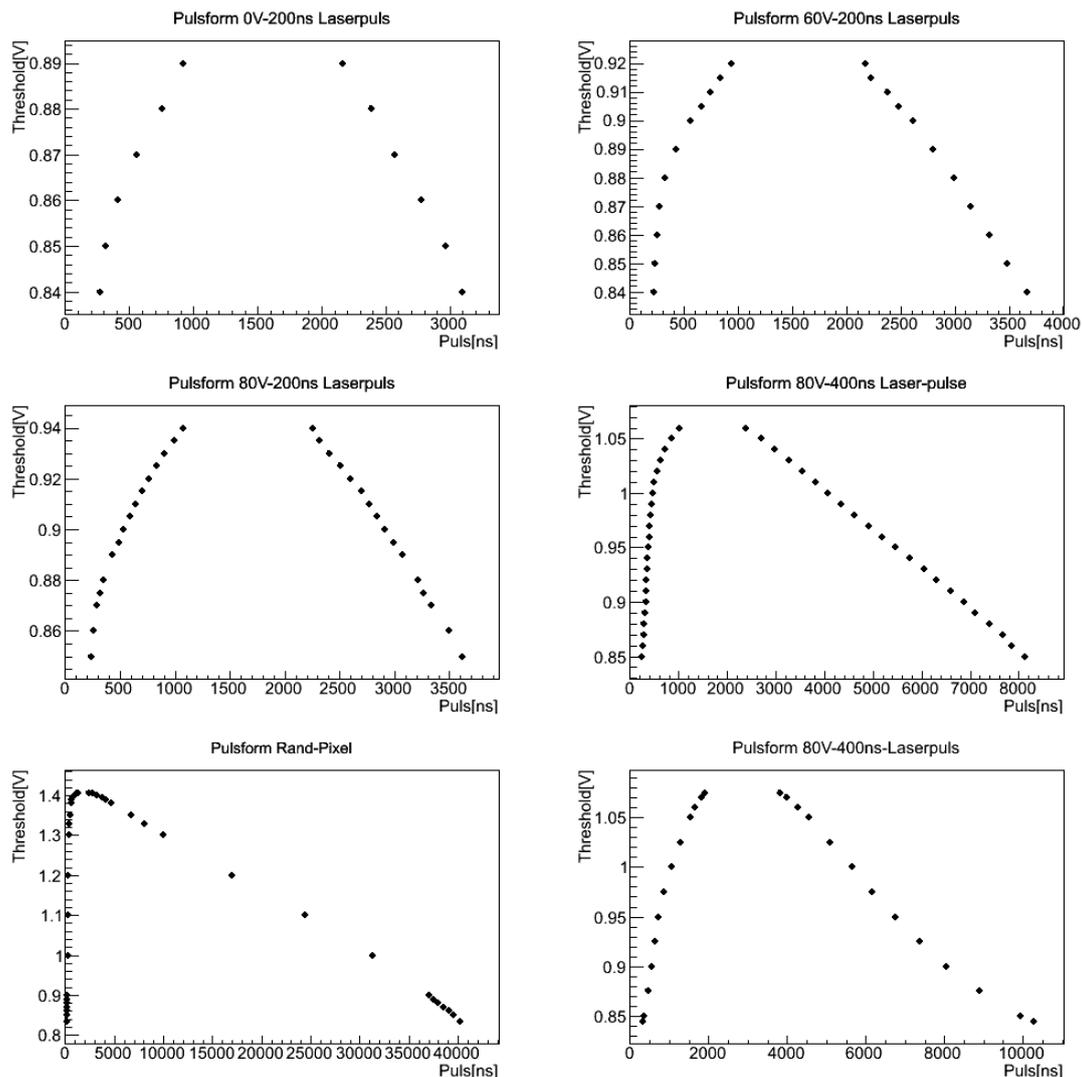


Abbildung 9.5: Pulsform bestimmt unter verschiedenen Randbedingungen

Der Grund für die Veränderung der Pulsform liegt wahrscheinlich im CR-RC-Filter. Denn ist das Signal klein, so macht sich schon während dem Auflade-Prozess der CR-Kapazität die Entladung der Detektions-Kapazität des Verstärkers bemerkbar. Dies kann man gut an den ersten Plots erkennen, da dort die hintere Flanke stärker als exponentiell abfällt, also durch die Entladung der Einkoppel-Kapazität dominiert ist. Theoretisch ist dies erklärbar durch eine Änderung der Zeitkonstante der Filter. Diese Änderung entsteht dadurch, dass, bedingt durch das unvollständige Aufladen, die Effektive Kapazität der Kondensatoren kleiner wird.

Ein weiterer Punkt, der die Pulsform beeinflussen kann, besonders die ToT, ist das Bulkmaterial unter der Verarmungszone. Eindringende Teilchen werden auch dort Elektron-Loch-Paare erzeugen, welche durch Diffusion in den Driftbereich gelangen

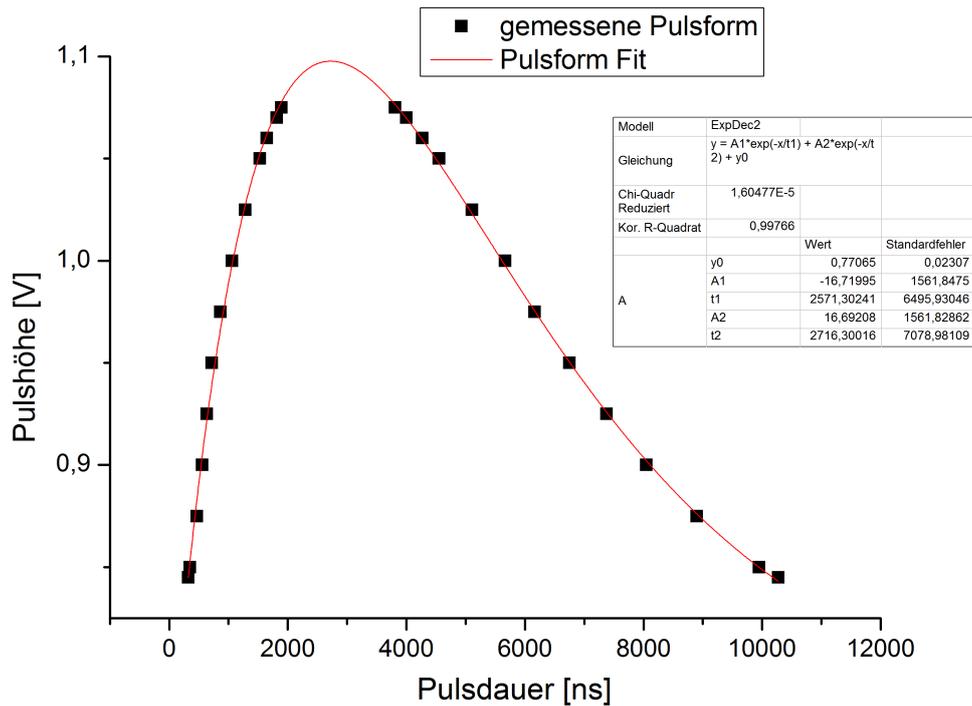


Abbildung 9.6: Fit der erwarteten Pulsform

können. Wenn dies einen Effekt zeigt, so sollte es möglich sein diesen durch die Dünnung der Sensoren zu minimieren.

Das bedeutet weiterhin, dass die Amplitude nun sehr stark von den Zeitkonstanten wie in der theoretischen Formel abhängt. Außerdem ändert sich mit den Zeitkonstanten auch die Bandbreite des CR-RC-Bandpasses, wodurch wie in 9.2 gesehen das Rauschen noch stärker unterdrückt wird, jedoch auf Kosten der Pulsform. Folglich ist die Rauschmessung im vorangehenden Teil mit einer durchschnittlichen Schwelle von 0,86 V davon stark betroffen und kann daher nicht zu Rauschabschätzung benutzt werden. Eine bessere Abschätzung ist durch den Pulsform-Fit möglich. Wie man sehen kann wurden für die Kuppe keine experimentellen Werte ermittelt. Dies liegt daran, dass hier das Rauschen die Messung dominierte, d.h. hier war Diskriminator Signal sehr starken ToT- und Latenz-Schwankungen unterworfen und lieferte kein überzeugendes Signal. Im Fit jedoch wurde die Form der Kuppe ermittelt. Diese sollte das tatsächliche Signal darstellen, folglich würden sich die Rausch-Schwankungen symmetrisch darum verteilen. Der Bereich ohne Experimentelle Werte bis zum Kurven-Maximum kann daher etwa als halber 1σ -Bereich abgeschätzt werden. Somit ergäbe sich für σ und somit das Rauschen, $N \approx 0,05V$. Das Signal hat eine Höhe von etwa 1,1 V folglich ergibt sich hier für die Abschätzung des Signal zu Rauschverhältnisses $\frac{S}{N} \approx 27$. Welcher sehr gut mit unseren Erwartun-

gen übereinstimmt. Dies ist für einen Silizium Detektor ein sehr gutes Signal-zu-Rauschverhältnis.

9.4 Doppelpulsauflösung

Auch zur Bestimmung der Doppelpuls-Auflösung verfährt man ähnlich und greift das Analog-Signal eines einzelnen Pixels über den Pin auf dem PCB ab. Des Weiteren benutzt man hier die Doppelpuls-Funktion des Puls-Generators und verringert hier bei konstanter Pulslänge des LaserPulses von 200 ns und fester Diskriminator-Schwelle nach und nach die Verzögerung des zweiten Pulses. Wie erwarten hier das bei Annäherung der Verzögerung an die ToT-Zeit der Pulse von oben nach und nach ein verschmelzen der Antwort Pulse erreicht wird, bis sie schließlich ununterscheidbar sind und nur noch als ein einziger Puls wahrgenommen werden. Wie beobachten dies qualitativ am Oszilloskop und messen quantitativ die Auflösung mit der MeasureSpectrum-Funktion. Wie nehmen hier für jede Verzögerungszeit ein Spektrum auf, beginnend bei etwa $1 \mu\text{s}$ über der ToT-Zeit des Signals.

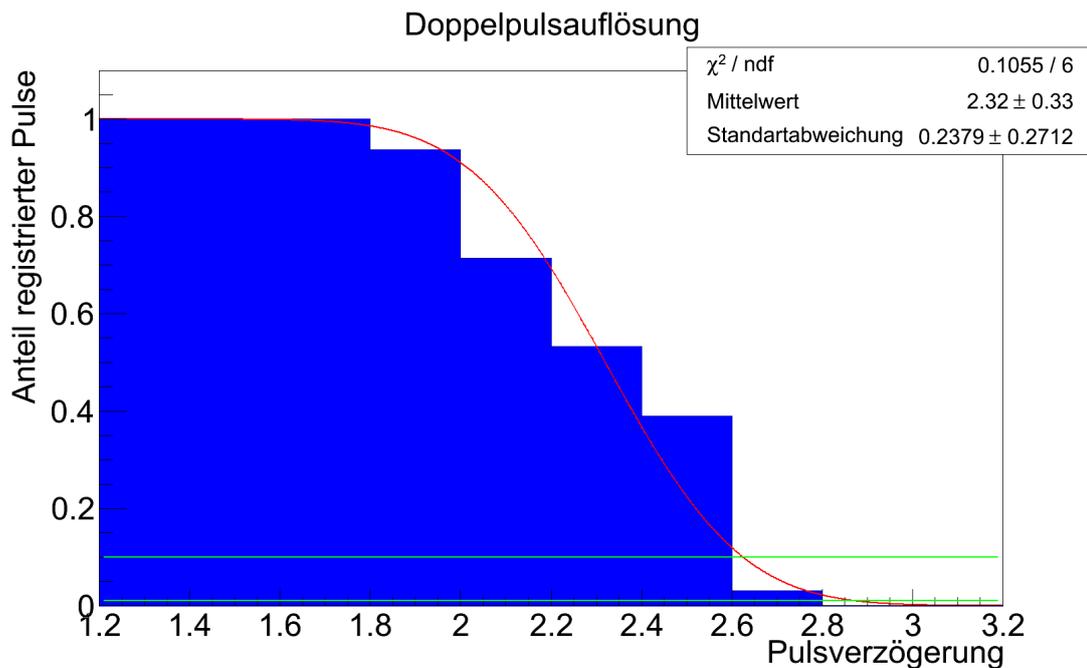


Abbildung 9.7: Anteil der aufgelösten Doppel-Pulse in Abhängigkeit der Doppelpulsverzögerung

Um das Ergebnis besser einschätzen zu können wurde hier noch eine Fehlerkurve an die Daten gefittet, sowie die 1 und 10 % Levels eingezeichnet. Bei Werten kleiner als $2,8 \mu\text{s}$ beginnen die beiden Pulse zu verschmelzen und sind ab $1,8 \mu\text{s}$ nicht mehr

voneinander unterscheidbar. Als Doppelpuls-Auflösung nimmt man hier den Wert, ab dem die Wahrscheinlichkeit der Verschmelzung unter 1 % gesunken ist. Also etwa $2,9 \mu s$ als Fehler wird $0,1 \mu s$ geschätzt (Abb.9.7).

Hier ist wichtig, dass die Doppelpuls-Auflösung durch die ToT des Signals gegeben ist, welche von außen durch das angelegte Signal gesteuert wird. Zur Zeit besteht noch keine Möglichkeit zu wissen, welche ToT oder Puls-Höhe ein einfallendes Elektron erzeugt. Diese Antwort wird hoffentlich ein Strahltest liefern.

Die Sensoren werden später mit einer 20 MHz Clock, also 50 ns Schritten, ausgelesen. Dies bedeutet bei einer Doppelpuls Auflösung von $\approx 3 \mu s$ wird ein getroffenes Pixel etwa 60 Clock-Zyklen keinen neuen Treffer registrieren können. Unter der Annahme, dass nur einzelne Pixel getroffen werden kann man die Wahrscheinlichkeit eines nicht aufgelösten Doppeltreffers abschätzen.

$$\text{Sensor: } 128 \times 256 \text{ Pixels} \tag{9.1}$$

$$4 \text{ Treffer pro Sensor pro Clock-Zyklus} \tag{9.2}$$

$$\Rightarrow \text{Trefferwahrscheinlichkeit eines Pixels pro Zyklus:} \tag{9.3}$$

$$P(\text{Treffer}) \frac{4}{128 \cdot 256} = 0,00012 \tag{9.4}$$

$$P(\text{nicht aufgelöster Doppeltreffer}) = 60 \cdot P(\text{Treffer}) \cdot (1 - P(\text{Treffer}))^{59} \tag{9.5}$$

$$= 0,007 \tag{9.6}$$

Diese Wahrscheinlichkeit ist bereit recht gering kann natürlich aber linear über eine Verringerung der ToT weiter verringert werden. Dies kann durch eine Anpassung der Zeitkonstanten des Shapers beeinflusst werden.

Schaut man sich unter diesem Szenario den Sensor nach 60 Zyklen an, so werden bei ausschließlich Einzeltreffern etwa 240 Pixel durch Treffer blockiert sein. Dies entspricht 0,73% aller Pixel. Somit beträgt die Wahrscheinlichkeit eines Doppeltreffers in weiteren Zyklen, etwa 2,8 %. Das ist noch deutlich zu viel.

9.5 Schwellen-Tuning

Das Schwellen-Tuning ist ebenfalls eine im Auslese-Programm implementierte Funktion. Hier stellt sich natürlich zunächst die Frage, was das Ziel des Schwellen-Tunings ist. Grundsätzlich formuliert, soll damit erreicht werden, dass alle Pixel bei einer feste globalen Diskriminator-Schwelle über die TuneDACs so nachjustiert werden können, dass alle Pixel auf ein externes Signal mit gleicher Wahrscheinlichkeit reagieren. Dies ist grundsätzlich nicht gegeben da sich die Pixel alle minimal voneinander unterscheiden (Schwankungen in der Dotierung, etc.). Um dies zu messen stehen die ThresholdScan-Funktionen zur Verfügung. Hier wird ein Bereich der Diskriminator-Schwelle durchgescannt und für jeden Wert der prozentuale Teil der registrierten

Testpulse gemessen, äquivalent zum Schwellen-Scan nur für jedes Pixel. Für jedes Pixel wird daran wieder eine Fehlerfunktion gefittet und daraus die Schwelle des 50% Punkts ermittelt. Diese Schwellen werden dann mit Pixelnummer in einer Textdatei abgespeichert und können anschließend mit einem Macro evaluiert werden.

Für das Tuning selbst sind zwei Varianten vorhanden, ebenso für den Matrix Schwellen-Scan. Hier wird nur die Funktion der neueren Variante besprochen, da sie viel schneller und exakter funktioniert (Abb.A.1). Außerdem ist die ältere Variante nur eine Näherung, bei der ein linearer Zusammenhang zwischen TuneDAC-Werten und den daraus resultierenden additiven Diskriminator-Spannungen vorausgesetzt wird, der für stärkere Gewichtung der TuneDAC-Werte durch höhere VPDAC-Werte nicht mehr gewährleistet ist (Abb.9.8)¹.

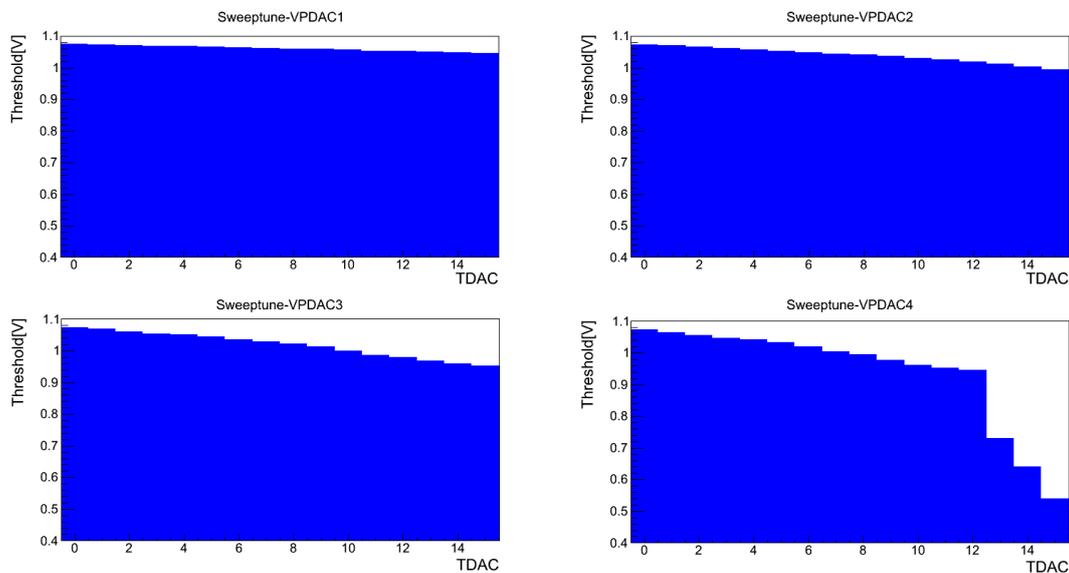


Abbildung 9.8: Threshold-TuneDAC Abhängigkeit für verschiedene VPDAC-Werte gemessen mit der Sweeptune-Funktion

Die neuen Varianten basieren dabei auf der binären, also reine Pixel-Treffer-Auslese. So kann bei einer Diskriminator-Schwelle parallel für jedes Pixel der Anteil der registrierten Testpulse bestimmt werden. So dauert der Schwellen-Scan, der zuvor ungefähr einen halbe Stunde gedauerte, da hier für alle 1512 Pixel separat ein Schwellen-Scan durchgeführt werden musste, nur noch 3 Minuten.

Das Tuning dauert etwa 5 Minuten. Zunächst wird der TuneDAC aller Pixel auf 7 eingestellt und nun solange iterativ nach oben und unten verändert, bis jedes Pixel 25-50% der Testpulse registriert. Dies kann so gewählt werden, da das Rauschen wie zuvor gesehen sehr gering ist und somit die Diskriminator-Schwellen für 25, 50 und 75% sehr eng beieinander liegen. Ist für jedes Pixel der passende TuneDAC-Wert

¹Hier wird die 50% Schwelle eines Pixels einmal für jeden TuneDAC-Wert bestimmt

gefunden, so werden diese nach Pixelnummer geordnet in einer Textdatei abgespeichert. Optimalerweise sollte sich die TuneDAC-Werte möglichst symmetrisch um 7 verteilen, wobei immer einige Ausreißer nach oben auf Grund der Sensitivität der Randpixel zu erwarten sind (Abb.9.9). Lädt man nun diese Datei werden die TuneDACs entsprechend eingestellt und ein erneuter Matrix Schwellen-Scan sollte einen deutliche Verbesserung zeigen. Zur Durchführung des Tunings wurde hier die LED zur Beleuchtung verwendet, da so eine möglichst homogene Ausleuchtung des Sensors erreicht werden kann.

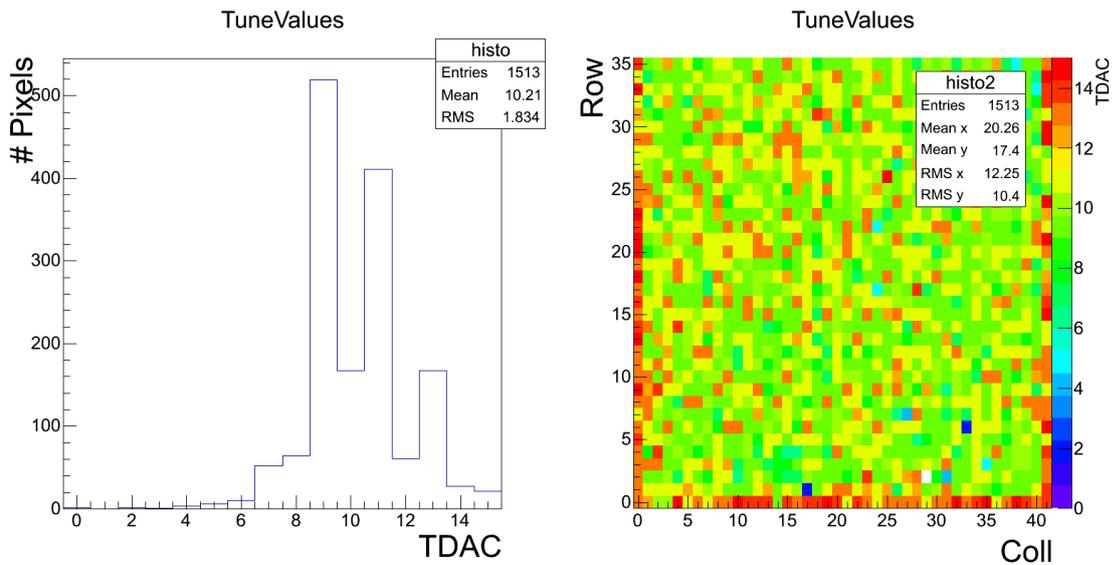


Abbildung 9.9: Verteilung der TuneDAC-Werte

Man sieht also bei diesem Tuning werde möglichst alle im Herstellungsprozess entstanden Inhomogenitäten auf dem Sensor beseitigt (Abb.9.10). In unserem Fall werden hier zusätzlich noch Inhomogenitäten in der Beleuchtung ausgeglichen. Des Weiteren werden dadurch die ToT-Zeiten aller Pixel angeglichen. Weitere Bilder zur Ausgleiche der Inhomogenitäten am Beispiel der Laser-Diode, sowie die ToT-Verteilung vorher und nachher finden sich im Anhang(Abb.A.2+A.3).

Was bei diesem Tuning bei Beleuchtung durch eine Laser-Diode besonders deutlich wird, da der Laser nicht gleichmäßig ausleuchtet(Abb.A.4).

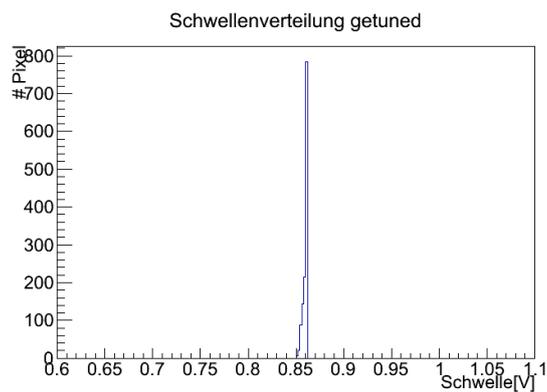
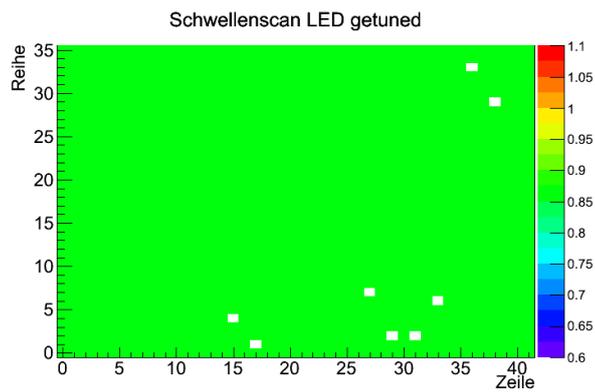
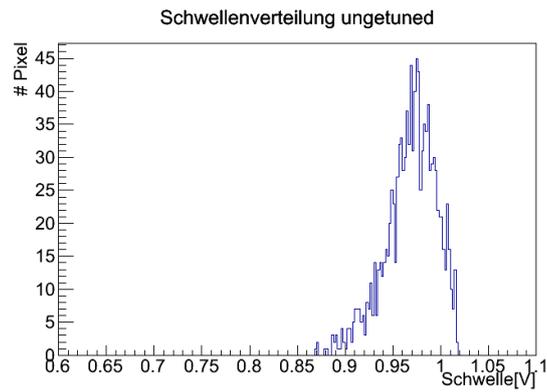
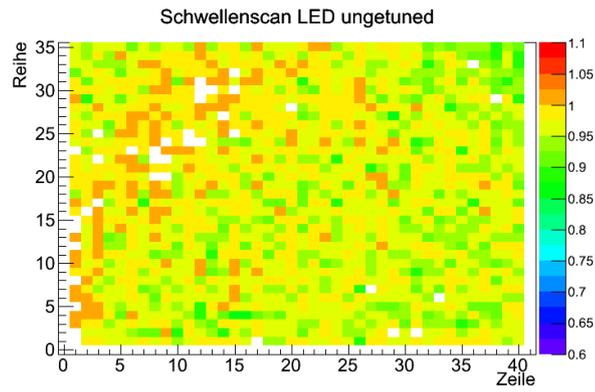


Abbildung 9.10: Ergebnis des Schwellen-Tunings vorher und nachher; Darstellung der Schwellen-Verteilung räumlich als auch spektral (stärkere Beleuchtung links oben)

9.6 Jitter

Als Jitter wird die Schwankung der Latenz des Antwort-Signals bezeichnet. Hier wurde zunächst eine Messung des Jitters eines Pixels in Abhängigkeit der Spannung gemacht. Hier zu wurde der Sensor mit dem Laser bestrahlt und ein Pixel zentral im Lichtkegel gewählt. Der Jitter wurde dabei wieder über die Statistik-Funktion des Oszilloskops gemessen, welches das Antwort-Signal des Diskriminators auf dem PCB abgreift und zeitlich mit dem Triggersignal der Laser-Diode vergleicht. Der Jitter stellt dabei die Standardabweichung des gemessenen Latenz-Mittelwertes dar.

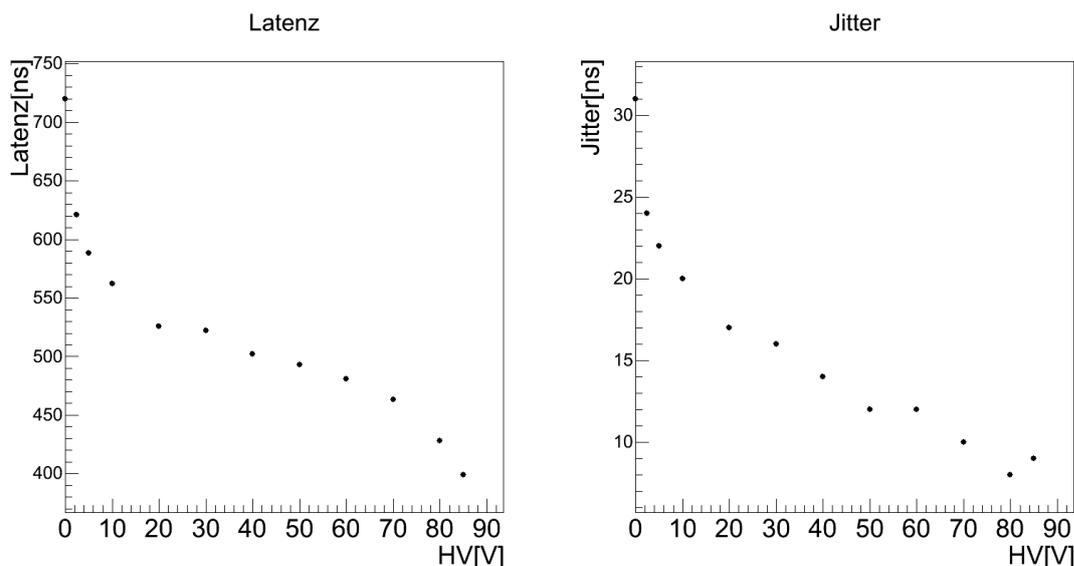


Abbildung 9.11: Messung des Jitters, zum Vergleich links die gemessene Latenz

Man sieht deutlich der Jitter sinkt mit steigender Spannung und erreicht sein Minimum bei etwa 7 ns (Abb-9.11). Dies ist erklärbar dadurch, das mit steigender Spannung die Signalhöhe wächst. Somit wird das Antwort-Signal im Bereich in dem die Diskriminator-Schwelle liegt immer steiler und wird somit gegen Signalschwankungen unempfindlicher.

Dies ist ein positives Ergebnis, jedoch ist es bei diesem Detektor auch wichtig, dass die Latenz-Schwankungen der Pixel eines Sensors untereinander möglichst gering sein sollen. Qualitative Beobachtungen der Latenz für verschiedene zentrale Pixel lassen eine Abschätzung des Sensor-Jitters zu. Er beträgt etwa 100 ns. Dies ist deutlich zu viel, wenn die Senoren später alle 50 ns ausgelesen werden sollen.

Außerdem wurde ein weiterer Programmteil geschrieben, der den Sensor-Jitter, also die Latenz-Schwankung von Pixel zu Pixel, ermittelt. Hierbei wird sich die Möglichkeit der Einstellung des Triggerfensters zu nutze gemacht. Zunächst wird

das Fenster auf das Maximum eingestellt und dann iterativ verkürzt, bis nur noch etwa 68% der Pixel reagieren, da ihre steigende Flanke während des Triggerfensters den Diskriminator aktiviert. Das Fenster wird dabei so verkürzt, dass gleichmäßig auf beiden Seiten ungefähr 16% der registrierten Treffer wegfallen.

Die Messung wurde hierbei mit der getriggerten LED durchgeführt, wobei der Sensor einmal auf diese Quelle getuned und einmal ungetuned war. Im ungetuneten Fall ermittelt das Programm einen Sensor-Jitter von etwa 300 ns im Falle des Schwellen-Tunings etwa 200 ns. Letztendlich wird es im Experiment darauf ankommen, dass dieser Jitter deutlich kleiner als 50 ns wird.

Dieser noch zu große Jitter hat hier wahrscheinlich hauptsächlich auf das Signal zurückzuführen, denn die Amplitude des Signals ist recht gering. Eine systematische Veränderung der Schwelle zeigte, dass die Puls-Höhe in allen Pixeln kleiner als 0,88V ist. Wodurch die Schwelle sehr nahe am Maximum des Pulses liegt, sodass die Latenz hier stärker Schwankungen durch Rauschen und statistischen Fluktuationen der Intensitätsverteilung der LED unterworfen ist. Außerdem ist anzumerken, dass diese Methode auf eine Zeitauflösung von 20 ns beschränkt ist.

Das bedeutet, man erwartet einen besseren Sensor-Jitter für einen Puls mit einer Höhe über 1V. Dies wäre zum Beispiel erreichbar durch eine Laser-Diode mit größerem Streuwinkel, welche gleichzeitig auch ein eindringendes Teilchen besser simulieren kann, da die Photonen bis in die Verarmungszone gelangen.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist, dass man nicht erwartet, mit Hilfe des Schwellen-Tunings den Sensor-Jitter deutlich reduzieren zu können. Daher wird es nötig einen neuen Programmteil zu entwickeln, der ein Latenz-Tuning durchführt. Die Idee ist entwickelt, jedoch zur Zeit noch nicht in Code umgesetzt.

Am Beispiel von Abbildung A.5 kann man sehr gut die Wirkung des Trigger-Fensters beobachten, die beim Tuning, bei den Randpixeln auffällt. Es handelt sich hierbei jeweils um 1000 Bilder der Pixelmatrix bei Bestrahlung mit dem Laser, der Laser-Kegel ist deutlich zu erkennen. Erhöht man die Verzögerung des Triggerfensters relativ zum Laser-Puls, so sieht man, dass nach und nach Pixel, die auf Grund stärkerer Bestrahlung eine bessere Latenz aufweisen, immer weniger Treffer verzeichnen. Allen voran die sehr sensitiven Randpixel.

9.7 Bestrahlung mit Sr-90-Quelle

Es konnten allgemein recht wenige Experimente mit radioaktiven Quellen durchgeführt werden, da diese am Physikalischen Institut zur Zeit noch nicht lizenziert sind. Daher werden hier lediglich einige kleinere Messungen und Ansätze für noch durchzuführende Messungen präsentiert.

Das Strontium/Yttrium liefert uns Elektronen mit einer maximalen Energie von etwa 2,2 MeV, bis dorthin sind jedoch alle Energien möglich. Aus einem zweiten

Zerfall sollten ebenfalls noch Elektronen mit einer maximalen Energie von $0,5 \text{ MeV}$ entstehen. Durch den Aufbau der Quelle erwartet man hauptsächlich Elektronen die den Sensor senkrecht durchdringen werden und somit hauptsächlich Pixel-Cluster von 1 bis 2 Pixeln, die von einem Teilchen ausgelöst werden. Zur genaueren Untersuchung der Elektronen-Signale benutzt man daher die ReadFifoRepeated-Funktion, mit der mehrere 10000 Bilder der Pixelmatrix aufgenommen werden und anschließend mit Hilfe eines speziell dafür programmierten Macros untersucht werden.

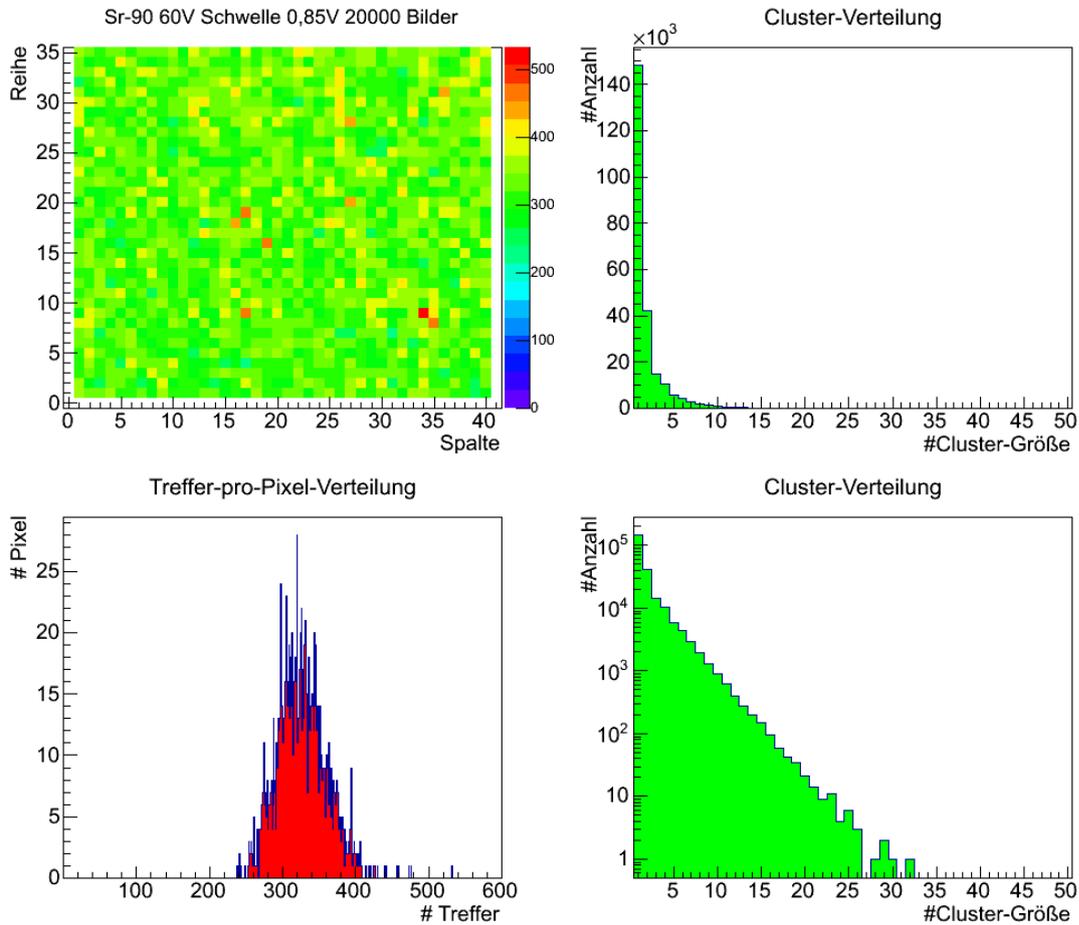


Abbildung 9.12: Trefferverteilung und Clusterverteilung in der Pixelmatrix

Wir vernachlässigen hier die Randpixel, da diese sehr sensitiv reagieren und daher deutlich öfter einen Treffer registrieren werden als ein zentrales Pixel (Abb.9.13).

Wir sehen ein deutliches Maximum der Trefferverteilung bei 1 und 2 ausgelösten Pixeln (Abb.9.12). Jedoch wird in der logarithmischen Darstellung klar, dass hier ein gewisser exponentieller Zusammenhang besteht, da bei der hier gewählten moderaten Diskriminator-Schwelle Cluster mit einer Größe von über 30 Pixeln entstehen können.

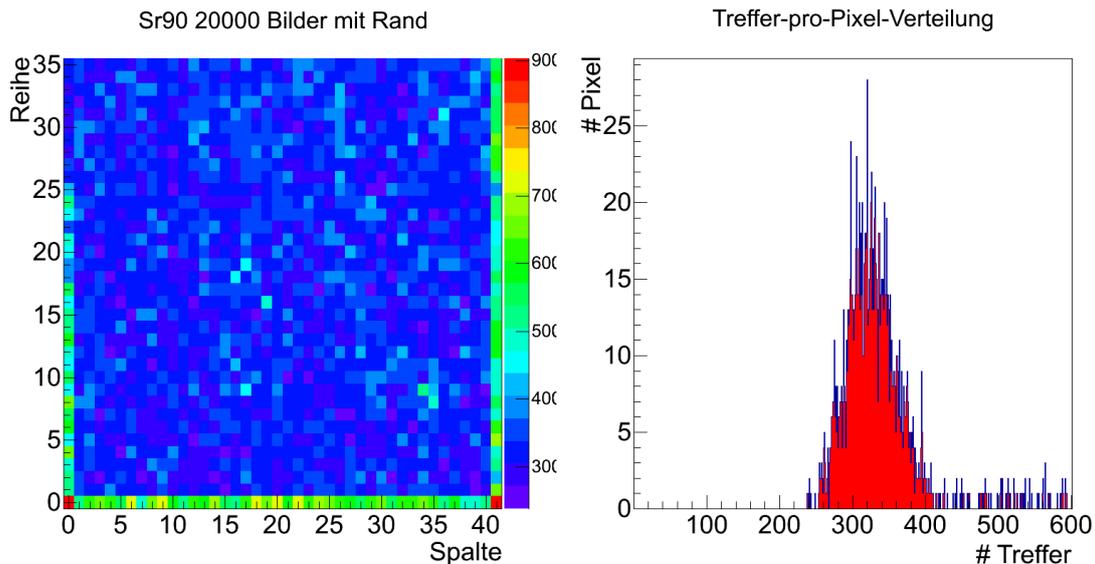


Abbildung 9.13: Trefferverteilung der Pixelmatrix mit Rand

Zu einem können die Cluster größer werden, wenn nahe beieinander zwei Elektronen auf den Sensor treffen und das Macro so die beiden Cluster nicht mehr trennen kann und nur einen Cluster registriert. Dies wird besonders ersichtlich am extrem Beispiel des 32 Pixel-Clusters (abb.9.14).

Diese Überschneidungen sollten allgemein sehr gering gehalten werden. Dies ist zu einem möglich in dem man die Aktivität bzw. den Abstand der Probe so wählt, dass eine Verschmelzung zweier Cluster unwahrscheinlich wird. Das kann auch über eine höhere Diskriminator-Schwelle erreicht werden, jedoch können so eventuell niederenergetischere Ereignisse nicht mehr aufgelöst werden.

Des Weiteren kann man aus obigem Bild einen weiteren Mechanismus erkennen, durch den große Cluster entstehen, die sogenannten Schlangen-Cluster. Diese können entstehen, wenn das Zerfalls-Elektron stark gestreut wird, nicht zwangsläufig im Silizium, sondern wahrscheinlich am ehesten im Präparatshalter oder das einfallende Elektron ein Sekundär-Elektron mit viel Energie erzeugt.

Die exponentielle Verteilung wird dabei einerseits durch die Winkelverteilung der einfallenden Teilchen bestimmt sein, andererseits auch durch die Wahrscheinlichkeitsverteilung, die die Überlagerung der Pixel-Cluster beschreibt. Wobei die Winkelverteilung eher kleine Cluster durch senkrechten Einfall bevorzugt, entstehen durch die Überlagerung größere Cluster (Abb.9.14). Dies sollte sich mit einer Erhöhung der Diskriminator-Schwelle zeigen lassen.

Man sieht deutlich, dass für höhere Schwellen die Einzel-Treffer immer dominanter werden und die Gesamtzahl der Treffer deutlich sinkt. Die exponentielle Abhängigkeit bleibt jedoch erhalten, aber die maximale Cluster-Größe sinkt (Abb.9.15 + 9.16).

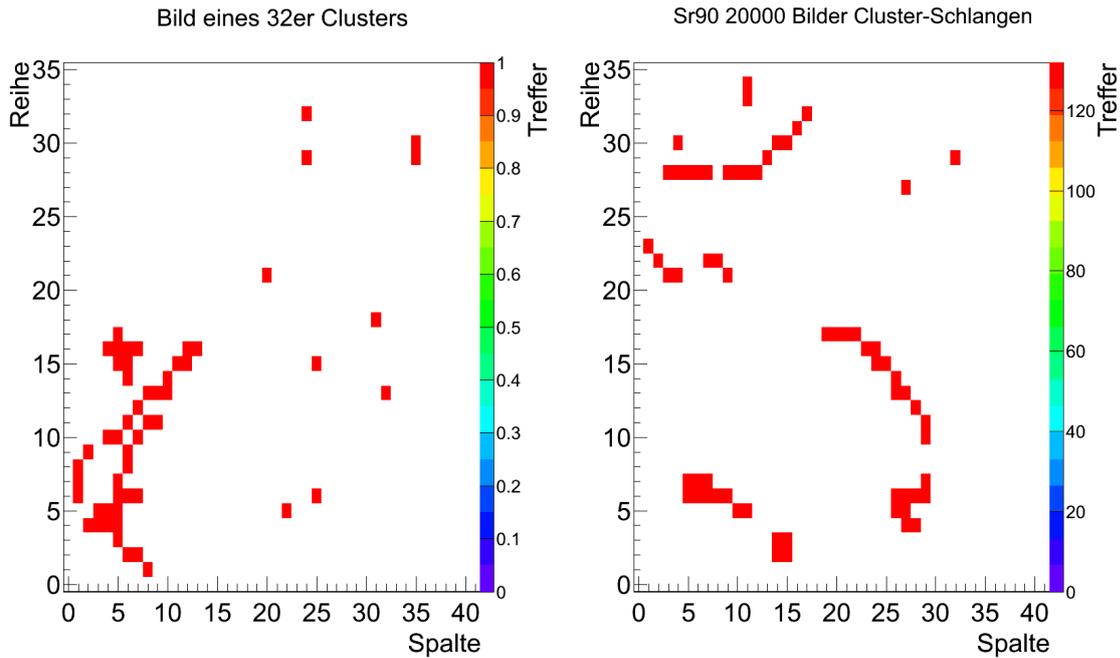


Abbildung 9.14: Extremfall eines 32er Clusters durch Überlagerung und ein Bild mit Schlangen-Clusters

Das Schwellen-abhängige Verhalten der Treffer-Zahlen wurde ebenfalls untersucht. Man erkennt, dass zu Beginn die Treffer-Zahl stark abfällt, dies ist darauf zurückzuführen, dass bei kleinen Schwellen Rauscheffekte eintreten und so einige Pixel immer einen Treffer anzeigen. Ab etwa 0,84V Schwellenspannung sind diese Effekte zu vernachlässigen, von hier an sinkt die Gesamt-Treffer-Zahl nährungsweise linear (Abb.9.17).

Es wird klar, erhöht man die Schwelle stetig weiter, so werden irgendwann keine Treffer mehr registriert. Dies eignet sich somit sehr gut um die Puls-Höhe, die die Elektronen mit 2,2 MeV erzeugen zu ermitteln. Mit einer ausreichend großen Datenmenge sollte so auch ein Tuning des Sensors auf diese Teilchen möglich sein, wobei man sich hier noch ein möglichst zeitsparendes Verfahren überlegen muss.

Es wurde bereits ein Tuning-Versuch durchgeführt, jedoch ohne sichtbaren Erfolg (Abb.A.7). Hierbei wurde zunächst ein einzelnes Pixel beobachtet und mit der MeasureSpectrum-Funktion eine ToT-Verteilung aufgenommen. Bei einem einzelnen Pixel ist dies jedoch sehr zeitaufwendig, wodurch die Zahl der gemessenen Ereignisse recht klein ist (etwa 200)(Abb.A.6). Daraus wurde die wahrscheinlichste ToT ermittelt und den dafür äquivalenten Injektions-Puls gesucht, auf den dann getuned wurde. Das Misslingen des Tunings wird dabei besonders auf die schlechte Vergleichbarkeit von Injektions-Puls mit einem tatsächlichen Teilchen zurückzuführen sein.

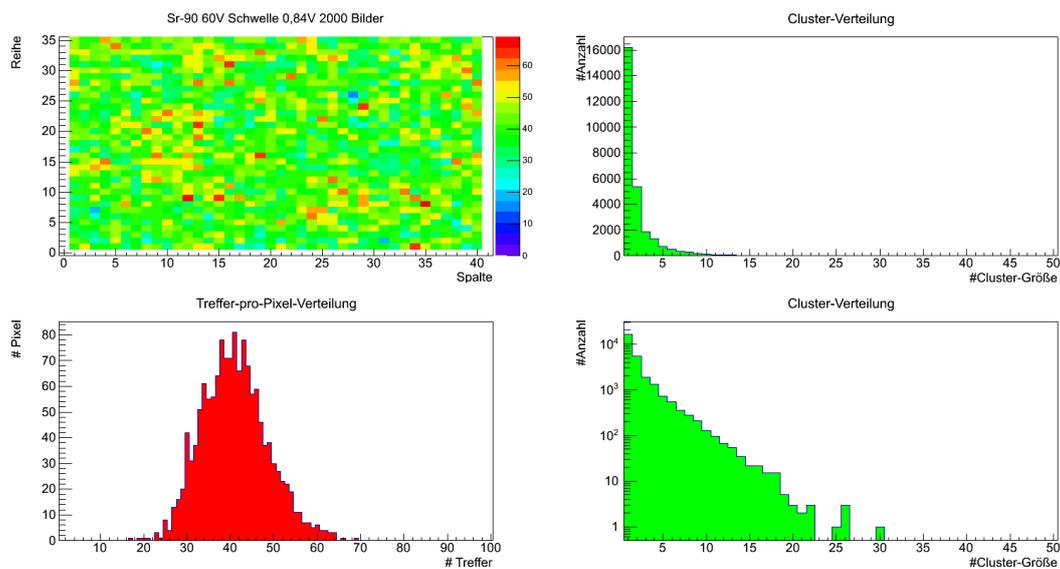


Abbildung 9.15: Treffer- und Clusterverteilung aus 2000 Bildern bei Schwelle 0,84V

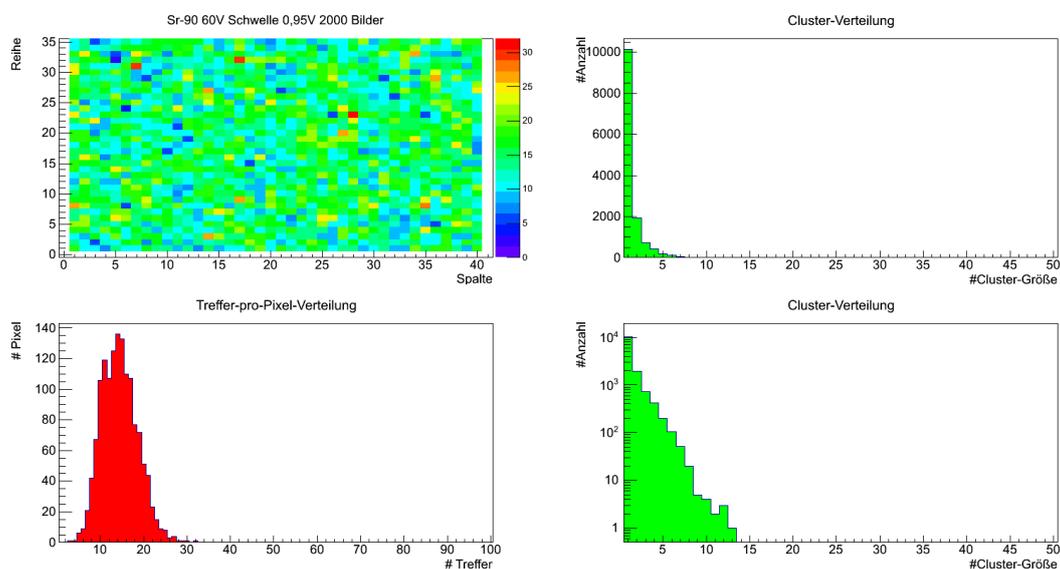


Abbildung 9.16: Treffer und Clusterverteilung aus 2000 Bildern bei 0,95V Schwellenspannung

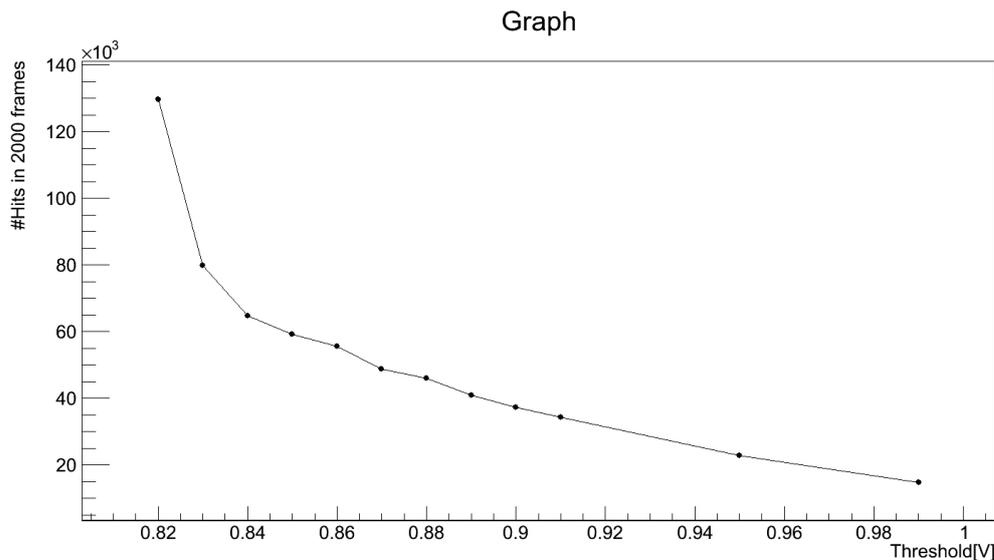


Abbildung 9.17: Abhängigkeit der Treffer-Zahl von der Diskriminator-Schwelle

9.8 Temperaturabhängigkeit

Die Temperaturabhängigkeit konnte bisher leider nicht eingehend untersucht werden, jedoch verfügt der aktuelle Prototyp-Sensor über einen Temperatursensor in Form einer Diode. Dies ist jedoch ein wichtiger Punkt und muss genau untersucht werden, da die vorgestellten Messungen alle bei Zimmertemperatur durchgeführt wurden. In letztendlichen Detektor jedoch werden auf Grund der Erhitzung durch die Abwärme der Sensoren Temperaturen zwischen $40 - 60^\circ\text{C}$ herrschen. Dies wird Effekte an der Diode als auch der Elektronik hervorrufen.

Der dynamischen Bereich der Diode wurde grob auf $125\text{ k}\Omega$ bis $200\text{ k}\Omega$ abgeschätzt für Temperaturen von $+50^\circ\text{C}$ (Temperaturofen) bis $\approx -50^\circ\text{C}$ (Kältespray). Es wurden jedoch auch schon Widerstände bis etwa $20\text{ M}\Omega$ im Bereich von -50°C gemessen. Diese Messungen wurden jedoch mit einem normalen Multimeter durchgeführt. Um den Widerstand genau zu bestimmen und somit etwa eine Temperatureichung durchzuführen, benötigt man eine Konstant-Stromquelle für die Diode und kann dann über die abfallende Spannung den Widerstand genau bestimmen.

Betrachten wir zunächst den erwarteten Temperatureinfluss auf die Diode, diese

wird durch die Shockley-Gleichung beschrieben: [14]

$$I_{Diode} = I_0 \cdot \left(\exp^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (9.7)$$

$$I_0 : \text{Sperrstrom in Sättigung} \quad (9.8)$$

$$U : \text{externe Spannung über die Diode (negativ in Sperrrichtung)} \quad (9.9)$$

$$e : \text{Elementarladung} \quad (9.10)$$

$$k : \text{Boltzmann-Konstante} \quad (9.11)$$

$$T : \text{Temperatur in Kelvin} \quad (9.12)$$

Man sieht für negative Spannungen steigt der Strom asymptotisch Richtung Sperrstrom und man erkennt die Temperaturabhängigkeit und sieht das der Strom für höher Temperaturen kleiner wird. Dies rührt daher, dass nun bei höheren Temperaturen das Schrotrauschen stärker wird, und somit dem Leckstrom entgegenwirkt.

Außerdem erwarten wir eine Temperaturabhängigkeit der Sensor Elektronik, denn nach der Nyquist-Beziehung trägt diese mit \sqrt{T} zum Rauschen bei, außerdem handelt es sich bei vielen CMOS-Bausteinen der Logik ebenfalls um Dioden-ähnliche Strukturen die ebenfalls auf die Temperaturänderung reagieren werden, zum Beispiel einer Änderung der Zeitkonstanten des CR-RC-Shapers.

Die Gesamtänderung der Pixel-Dynamik ist daher sehr schwer abzuschätzen. Es ist jedoch zu erwarten, dass eine Erhöhung des Rauschens festgestellt wird, da die Rauscheffekte der Elektronik überwiegen sollten.

9.9 Zusammenfassung

Der HV-MAPS verhält sich im allgemeinen in guter Übereinstimmung mit den Voraussagen der Theorie. Die Latenzen sind im Moment jedoch noch deutlich größer als erwartet. Man hätte mit Latenzwerten im Bereich bis zu 100 ns gerechnet, jedoch messen wir Latenzen von 200-300 ns. Diese Verzögerung stammt wahrscheinlich aus der Verarbeitungselektronik, welche bei zukünftigen Prototypen angepasst werden sollte. Das heißt, hier sollten kleinere Kapazitäten, sowie eine bessere Abstimmung zwischen Verstärker und Shaper benötigt. Sodass die Pulsform nach Möglichkeit für ein großes Spektrum an Signalstärken vergleichbar ist und sich hauptsächlich in der Puls-Höhe und der Puls-Dauer manifestiert. Für solche Messungen eine Laserdiode verwendet werden, da sie das Potential des HV-MAPS wirklich ausschöpfen kann. Letztendlich müssen diese Einstellungen jedoch so gewählt werden, dass die Pixel für die später zu detektierenden Teilchen (Elektronen 10-53 MeV) ein möglichst gut geformtes Signal erzeugen, aus dessen ToT, wenn diese mit ausgelesen werden sollte, die Energie des einfallenden Teilchens abgeschätzt werden kann.

Weiterhin wurde an mehreren Stellen gezeigt, dass der Sensor ein extrem gutes Signal zu Rauschverhältnis aufweist, im allgemeinen sind Werte deutlich über

$S/N > 20$ erreichbar. Das Signal zu Rauschverhältnis steigt erwartungsgemäß mit der Diskriminator-Schwelle, welche gleichzeitig aber auch ein höheres Signal voraussetzt.

Die Pulsform entspricht der Erwartung und ist durch den Shaper vorgegeben, diese wird jedoch deutlich schlechter, wenn das Signal schwach ist. Ab ungefähr 1V Puls-Höhe kann die Form durch die theoretisch ermittelte Formel recht gut beschrieben werden.

Man stellt jedoch fest, dass die Randpixel deutlich leichter reagieren als zentrale Pixel. Dies ist darauf zurückzuführen, dass ihnen ein größeres Ladungs-Sammel-Volumen zur Verfügung steht. bei gleicher Bestrahlung ist das so erzeugte Antwortsignal deutlich höher und die ToT steigt auf Werte die einen normale ToT um das zehnfache übersteigen. Es wird jedoch auch ersichtlich, dass die dadurch bedingt erhöhte Sensitivität durch ein Schwellen-Tuning behoben werden kann.

Das Schwellen-Tuning stellt ein sehr mächtiges Instrument dar, bei den verwendeten Quellen kommt es fast immer zu einer nicht vollkommen gleichmäßigen Ausleuchtung. Bei richtiger Konfiguration ist er jedoch in der Lage diese deutlich und sehr effektiv auszugleichen. Jedoch wird dort lediglich die Sensitivität des Pixels angepasst. Für eine spätere Verwendung wollen wir jedoch erreichen, dass die Antwort-Signale aller Pixel für das selbe Signal möglichst gleichzeitig erzeugt werden. Daher ist ein Latenz-Tuning notwendig, das bisher noch nicht umgesetzt wurde.

Die Doppelpulsauflösung wurde für einen moderaten Lichtpuls ermittelt, der im Pixel ein Signal von etwa $2-3 \mu s$ Länge erzeugt. Die Auflösung ist dabei in etwa mit der ToT des Pulses äquivalent. Dies würde jedoch im letztendlichen Detektorkonzept bedeuten, dass in jedem 50 ns Zeitfenster eine Wahrscheinlichkeit von 2,8% für einen nicht aufgelösten Doppeltreffer besteht. Dies ist noch recht viel und kann besonders durch die Pulslänge (ToT), also die Signalformung, beeinflusst werden. Aber auch eine Auslese der ToT jedes Treffers kann dazu beitragen diese Treffer letztlich doch zu trennen, wenn der gemessene Puls deutlich länger als der eines normalen Ereignisses ist.

Der Sensor-Jitter wurde qualitativ für ein LED-Signal getestet. Stichprobenartige Pixel-Untersuchungen führten dabei zu der Abschätzung eines Sensor-Jitters $> 100 ns$. Eine genauere Untersuchung führte dabei zu einem Sensor-Jitter von etwa 200 ns, jedoch nur auf 20 ns genau gemessen. Ein Schwellen-Tuning brachte keine großartige Verbesserung, wodurch wiederum die Notwendigkeit eines Latenz-Tunings ersichtlich ist. Der Jitter eines einzelnen Pixels beträgt etwa 7 ns, das ergab eine Messung mit der Laser-Diode, die an dieser Stelle ein vertrauenswürdigeres Ergebnis liefert, als die LED, da hier keine Effekte der Pulsform eine Rolle spielen werden.

Mit radioaktiven Quellen wurden bisher recht wenige Experimente durchgeführt, jedoch wurden bereits einige grundlegende Beobachtungen gemacht. So wurde zu einem die Abhängigkeit der Zahl der registrierten Treffer sowie der Cluster-Größe

von der Diskriminator-Schwelle beobachtet, die für höhere Schwellen wie erwartet abnimmt. Unerwartet und bisher ungeklärt ist jedoch die offensichtliche exponentielle Abhängigkeit der Cluster-Größe und deren Auftreten. Tuning-Versuche waren bisher nicht erfolgreich. Es gibt bereits Ansätze diese Problem zu lösen, allerdings wird dieses Verfahren auf Grund der statistischen Natur der Zerfälle sehr viel Zeit in Anspruch nehmen. Auch hier wäre die Auslese der ToT von Vorteil, da so konkrete Aussagen über die Ladungsverteilung also das Charge-Sharing getroffen werden können.

Konkrete Temperaturmessungen wurden bisher nicht durchgeführt, jedoch werden hier für höhere Temperaturen ein Anstieg des Rauschens, sowie eine Änderung der Pulsform erwartet. Nach Eichung des integrierten Temperatur-Sensors werden diese Messungen sehr gut durchführbar sein.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Ergebnisse das hohe Potential des HV-MAPS zeigen und diese Technologie nach weiterer Optimierung für den Einsatz im Rahmen des Mu3e-Experiments geeignet sein sollte.

Teil IV

Ausblick

10 Strahltest

Zur Zeit sind zwei Strahltests mit dem HV-MAPS-Prototypen geplant.

Der erste soll im August am SPS-Beschleuniger (CERN) mit dem TimePix-Strahlteleskop durchgeführt werden. Hier stehen Pionen im GeV-Bereich zur Verfügung. Die Software, sowie das FPGA-Programm zur schnellen Auslese während des Strahltests sind bereit. Das FPGA wird dabei von außen über das Gate-Signal des TimePix getriggert. Das Gate definiert dabei die aktive Triggerphase der digitalen Auslese. Tests ergaben, dass bei niedrigen Signalaraten der Sensor mit einer Frequenz von bis zu 1 kHz ausgelesen werden kann. Somit sollten die beim Strahltest nötigen 50-60 Hz kein Problem sein.

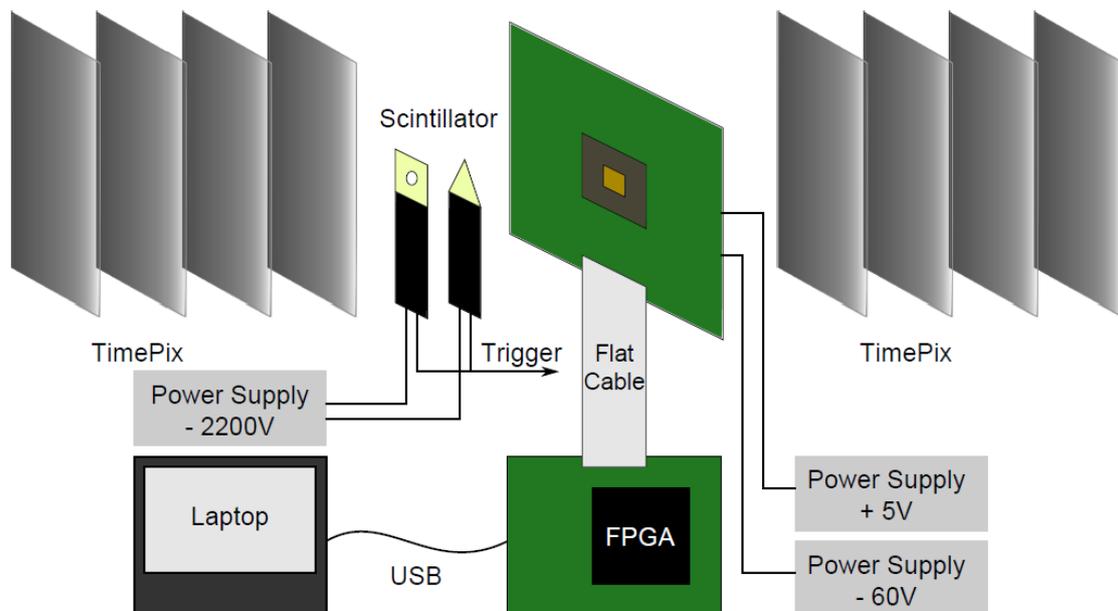


Abbildung 10.1: Strahltest-Aufbau TimePix [12]

Für den TimePix-Strahltest sind die beiden Szintillatoren uninteressant, da wir hier einfach parallel zum TimePix-Teleskop auslesen und nicht vorher selektieren wollen, da wir bei einer aktiven Sensorfläche des Prototyp von $1,6 \times 1,1 \text{ mm}^2$ lediglich 1-2 Treffer pro Gate-Zyklus erwarten. Die Software zur Rekonstruktion der Treffer auf dem Sensor mit Hilfe der TimePix-Daten ist in Arbeit.

Wichtige Erkenntnisse, die durch den TimePix-Strahltest gewonnen werden können:

- Ortsauflösung
- Zeitauflösung
- Signal eines MIPs (Minimal Ionizing Particle)
- Effizienz
- Übersprechen der Pixel aufeinander (Cross-Talk)
- Cluster-Größe (Charge-Sharing)

Aber auch ohne Teleskop werden wir in der Lage sein einige dieser Erkenntnisse zu sammeln, besonders die Signalstärke der MIPs als auch die Cluster-Größe. Dies ist einerseits während des TimePix-Tests parasitär möglich, zum anderen während des Teilchenphysik Praktikums am PSI in der Schweiz. Hier werden ebenfalls Pionen, aber auch Myonen und Elektronen als Strahlteilchen zur Verfügung stehen, jedoch bei geringerer Energie.

11 HV-MAPS-ToDo-List

Einige Messung konnten bisher leider nicht oder nicht vollständig durchgeführt werden. Hier eine kurze Zusammenfassung der noch wichtigen zu überprüfenden Parameter und wichtigen Messungen:

- Temperaturabhängigkeit
- Latenz-Tuning
- Tuning des Sensors auf die Teilchen einer radioaktiven Quelle
- Untersuchung der nächsten Prototyp-Generation mit finaler Pixelgröße ($80 \times 80 \mu m^2$) so wie längerer Leitungen von den Pixel in die Peripherie (höhere Leitungskapazität). Das Sensorformat beträgt $2 \times 5 mm^2$
- Dünnung der Pixel und die Auswirkung auf die Pulsform
- Bau eines ersten Detektor-Prototyps zum Beispiel eine Halbschale der inneren Detektorlage.

Danksagung

Ein besonderes Dankeschön richte ich an Herr Prof. Dr. André Schöning, der mir diese interessante Arbeit im Rahmen des Mu3e Experiments ermöglicht hat.

Mein besonderer Dank geht ebenfalls an Dr. Dirk Wiedner, Dr. Niklaus Berger, Moritz Kiehn und Ann-Kathrin Perrevoort, die mir während der ganzen Zeit mit Rat und Tat zur Seite standen und sich für das Korrekturlesen meiner Arbeit bereit erklärt haben.

Außerdem danke ich Herr Prof. Dr. Ulrich Uwer, dass er sich als Zweitprüfer zur Verfügung stellt.

Ein besonders großes Dankeschön möchte ich an meine Eltern richten, die mich während meines Studiums immer voll unterstützt haben.

A Ergänzende Graphiken

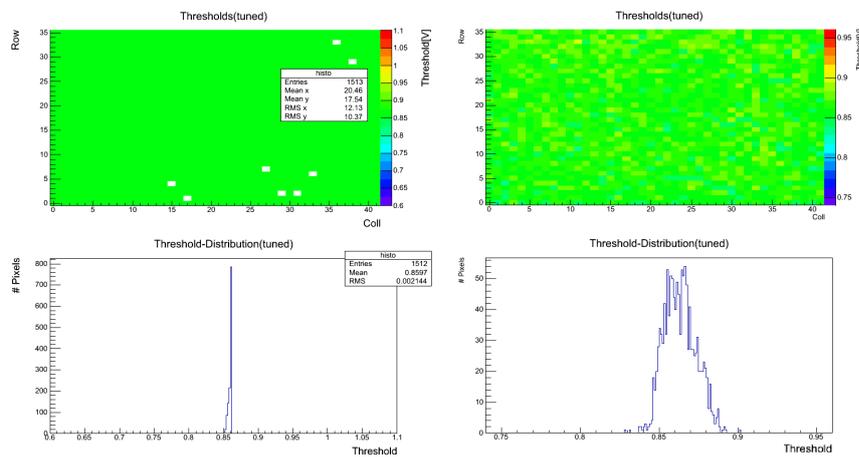


Abbildung A.1: Vergleich der Tuing-Varinaten neu zu alt

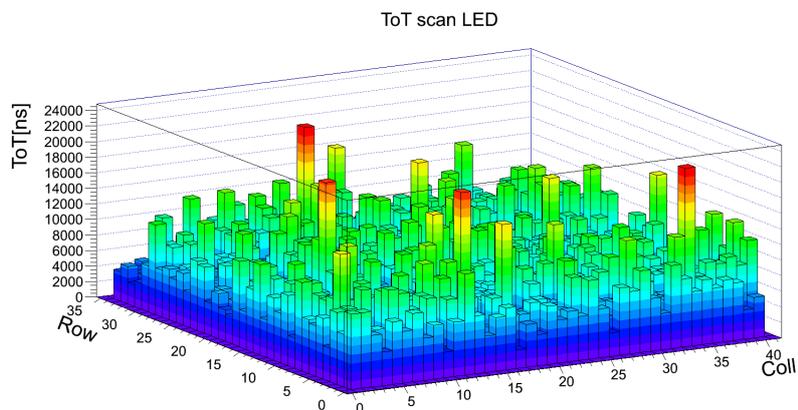


Abbildung A.2: Matrix-ToTScan ungetuned

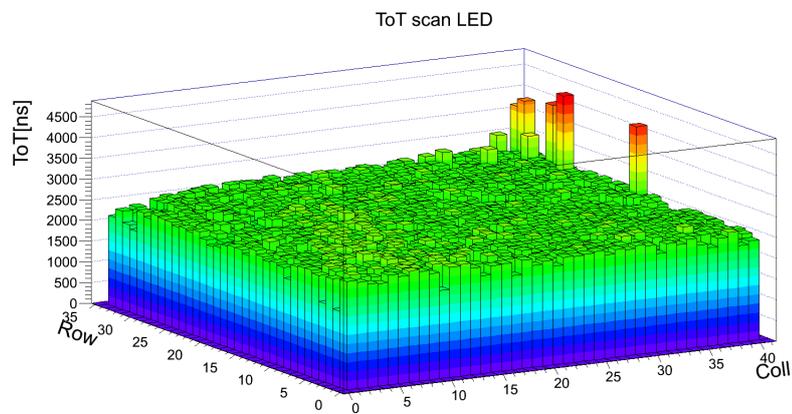


Abbildung A.3: Matrix-ToTScan tuned

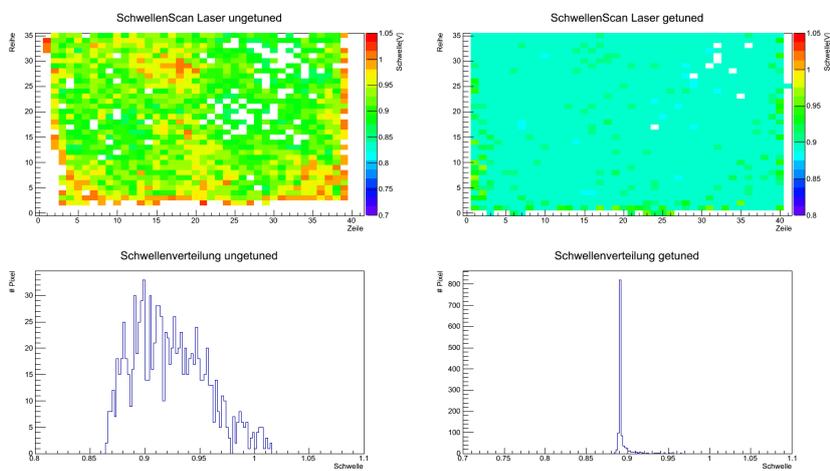


Abbildung A.4: Tuning bei zusätzlicher Inhomogenität durch Laser

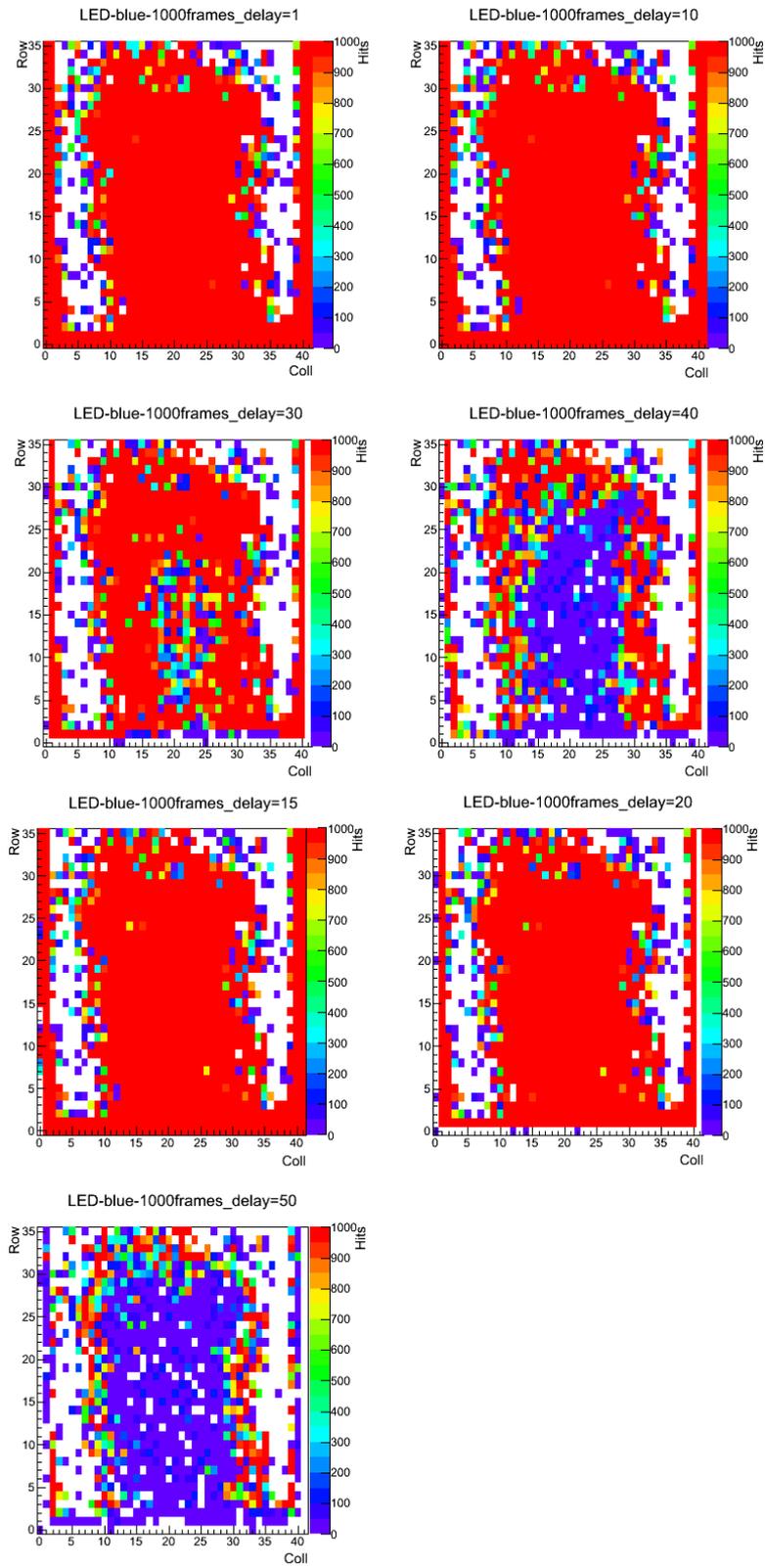


Abbildung A.5: Einfluss des Triggerfensters bei Bestrahlung mit der Laser-Diode

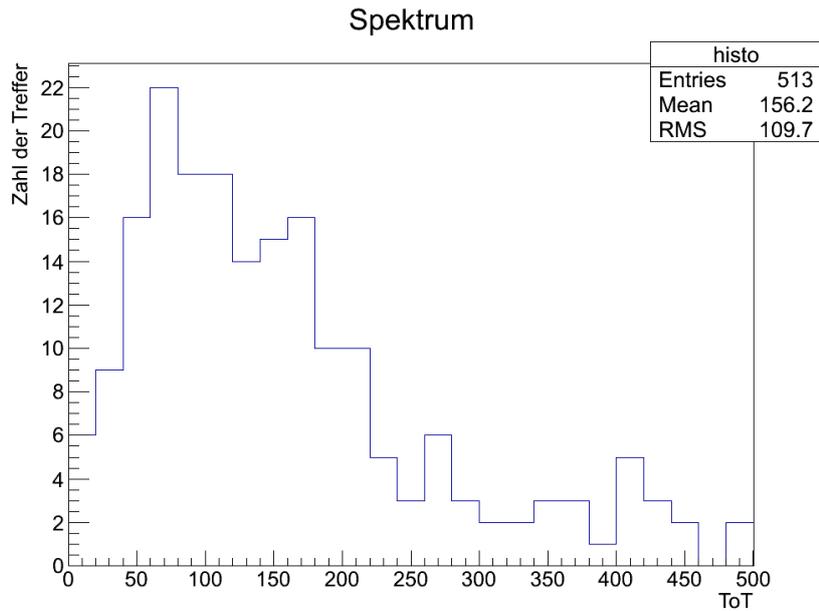


Abbildung A.6: ToT-Spektrum für ein Pixel bei Bestrahlung mit Sr-90

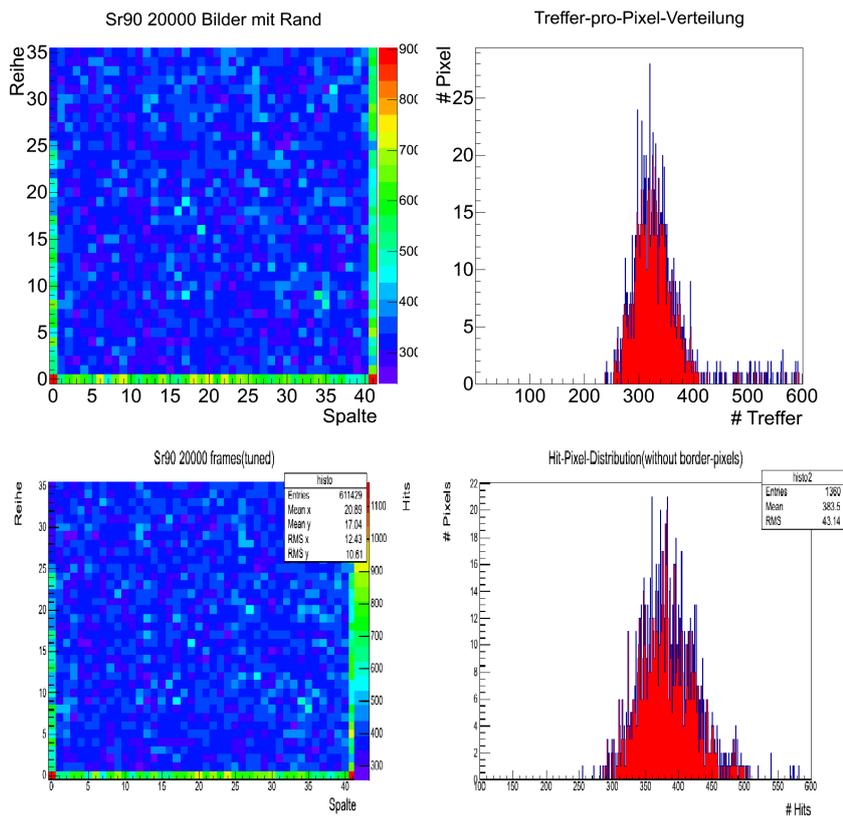


Abbildung A.7: Ergebnis des Quellentunings: oben vorher unten nachher. Struktur der Trefferverteilung bleibt erhalten

B Listen

B.1 Abbildungsverzeichnis

1.1	Mu3e Logo und HV-MAPS-Skizze	9
2.1	Feynman-Diagramm des Zerfalls $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ über Neutrino-Oszillation	10
2.2	Feynman-Diagramm mit supersymmetrischen Teilchen (SUSY)	11
2.3	Feynman-Diagramm des radiativen Zerfalls $\mu \rightarrow eee\nu\nu$	11
2.4	Schematische Zeichnung des Detektors im Querschnitt	12
2.5	Das Longpipe-Design des Detektors aus 5 Einzel-Elementen	13
3.1	Schematische Darstellung eines HV-MAPS-Pixels [10]	16
3.2	Schematische Darstellung von 4 Pixeln mit einem einfallendem Teilchen	17
4.1	Energieverlust von Elektronen und Positronen in Materie am Beispiel von Blei [5]	22
4.2	Energieverlust durch Ionisation für Elektronen (rot) und Positronen (blau)	23
4.3	Landauverteilung des Energieverlusts am Beispiel eines Pions für verschiedene Schichtdicken [5]	25
4.4	CR-RC-Filter mit vorangehendem Verstärker [14]	26
4.5	Signalform für verschiedene Zeitkonstanten(links: $\tau_{diff} = 100ns$, rechts: $\tau_{int} = 10ns$) [14]	27
4.6	Sperrschichtdicke gegen Spannung für verschiedenen Dotierungsdichten: 10^{14} (rot), 10^{16} (grün), 10^{18} (blau), 10^{20} (gelb)	28
4.7	maximale Feldstärke in der Verarmungszone für $\rho = 10 \Omega cm$	28
4.8	Sammelzeiten für beide Modelle	29
4.9	Der mittlere Energieverlust von Elektronen (rot) und Positronen (blau) in Silizium in Abhängigkeit von der kinetischen Energie	30
5.1	Sensor und Pixel Design [11]	32
5.2	Pixel-Elektronik des aktuellen Sensor-Prototyps [11]: Ladungssensitiver Vorverstärker (gelb), Source-Folger (grün)	33
5.3	Der Digital-Teil des Pixels [11]: CR-Filter (gelb); Speicher Flip-Flop (grün)	34
5.4	Speicherung der Treffer-Information und das Trigger-Zeitfenster	35

5.5	Screenshot der Bedienoberfläche; Sensor-Chip-Konfiguration (gelb), Diskriminator-Schwelle und Injektions-Puls-Stärke (orange), Anwahl des Pixels zur Analogen Pulsverarbeitung (rot), Einstellung des Trigger-Fensters zur digital Auslese (hell grün)	36
7.1	Halterung (oben) und Chip auf dem Carrier (unten) sowie LED (links) und Laser-Diode (rechts)	41
7.2	Aufbau der Praktikumsquelle Sr-90 und Zerfallsschema [15]	43
8.1	Übersicht über den Versuchsaufbau:UXIBO und PCB mit Sensorchip (lila), Hochspannungsversorgung (rot), 5V Versorgungsspannung (orange), Oszilloskop für analoge Auslese (dunkle grün), Pulsgenerator (hell grün), PC zur Auslese des UXIBOS (gelb)	45
8.2	Aufbau Skizze (oben) und das Kernstück des Aufbaus: das UXIBO (links), das PCB (rechts) mit dem Sensorchip (hell grün), 5V Versorgungsspannung (gelb), Hochspannungsanschluss (orange), Pin zur Auskopplung des analogen Signals (rot), Flachbandkabel zur Auslese (hell blau), Flachbandkabel für Injektions-Trigger (dunkel grün), USB zum PC (dunkel blau)	45
9.1	Spannungsabhängigkeit der Latenz und ToT Zeiten eines zentralen Pixels	47
9.2	Ergebnisse des Input-Scans für verschiedene Spannungen und Diskriminatorschwellen	49
9.3	Vergleich zwischen Schwellen-Rauschen und Schwelle bei Beleuchtung mit Quelle	51
9.4	Schema zur Bestimmung der Pulsform: Messung von Latenz und ToT für verschieden Diskriminator-Schwellen	53
9.5	Pulsform bestimmt unter verschiedenen Randbedingungen	54
9.6	Fit der erwarteten Pulsform	55
9.7	Anteil der aufgelösten Doppel-Pulse in Abhängigkeit der Doppelpulsverzögerung	56
9.8	Threshold-TuneDAC Abhängigkeit für verschiedene VPDAC-Werte gemessen mit der Sweeptune-Funktion	58
9.9	Verteilung der TuneDAC-Werte	59
9.10	Ergebnis des Schwellen-Tunings vorher und nachher; Darstellung der Schwellen-Verteilung räumlich als auch spektral (stärkere Beleuchtung links oben)	60
9.11	Messung des Jitters, zum Vergleich links die gemessene Latenz	61
9.12	Trefferverteilung und Clusterverteilung in der Pixelmatrix	63
9.13	Trefferverteilung der Pixelmatrix mit Rand	64
9.14	Extremfall eines 32er Clusters durch Überlagerung und ein Bild mit Schlangen-Clusters	65
9.15	Treffer-und Clusterverteilung aus 2000 Bildern bei Schwelle 0,84V	66

9.16	Treffer und Clusterverteilung aus 2000 Bildern bei 0,95V Schwellspannung	66
9.17	Abhängigkeit der Treffer-Zahl von der Diskriminator-Schwelle	67
10.1	Strahltest-Aufbau TimePix [12]	72
A.1	Vergleich der Tuning-Varinaten neu zu alt	76
A.2	Matrix-ToTScan ungetuned	76
A.3	Matrix-ToTScan tuned	77
A.4	Tuning bei zusätzlicher Inhomogenität durch Laser	77
A.5	Einfluss des Triggerfensters bei Bestrahlung mit der Laser-Diode	78
A.6	ToT-Spektrum für ein Pixel bei Bestrahlung mit Sr-90	79
A.7	Ergebnis des Quellentunings: oben vorher unten nachher. Struktur der Trefferverteilung bleibt erhalten	79

C Literaturverzeichnis

- [1] U. Bellgardt et al. Search for the Decay $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$. *Nucl.Phys.*, B299:1, 1988.
- [2] Prof. Dr. Beate Meffert Daniel Göring. Digitalkameratechnologien: Eine vergleichende betrachtung,ccd kontra cmos. URL:<http://www.drgoehring.de/uni/papers>, 2002.
- [3] J. Adam et al. New limit on the lepton-flavor-violating decay $\mu \rightarrow e\gamma$. *Phys. Rev. Lett.*, 107:171801, Oct 2011.
- [4] J. Baudot et al. First test results of mimosa-26, a fast cmos sensor with integrated zero suppression and digitized output. pages 1169 –1173, 24 2009-nov. 1 2009.
- [5] J. Beringer et al. (Particle Data Group). *Phys. Rev. D86*, 010001 (2012).
- [6] Lehrstuhl für Schaltungstechnik und Simulation. Uxipedia. URL:<http://www.uxibo.de/uxipedia/index.php/Uxibo>.
- [7] Konrad Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Studienbücher : Physik. Teubner, 1984.
- [8] William R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments*. Springer, 1987.
- [9] Mu3e-Kollaboration. Letter of intent for an experiment to search for the decay $\mu \rightarrow eee$. Technical report, 2012.
- [10] Ivan Perić. A novel monolithic pixelated particle detector implemented in high-voltage cmos technology. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 582(3):876 – 885, 2007.
- [11] Ivan Peric. Mupixel small pixel detector description. Technical report, Uni Heidelberg, ZITI-Mannheim, 2012.
- [12] Dirk Wiedner; Ann-Kathrin Perrevoort. Hv-maps testbeam proposal. Technical report, PI Heidelberg, 2012.
- [13] Stephen M. Seltzer and Martin J. Berger. Improved procedure for calculating the collision stopping power of elements and compounds for electrons and positrons. *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 35(7), 1984.

- [14] Helmuth Spieler. *Semiconductor detector systems*. Series on semiconductor science and technology ; 12 ; Oxford science publications ; Series on semiconductor science and technology. Oxford Univ. Press, Oxford [u.a.], repr. edition, 2008.
- [15] Dr. J. Wagner. *Anleitung Physikalisches Anfängerpraktikum der Universität Heidelberg*. AP-Uni HD, 2007.
- [16] H. A. Weakliem and D. Redfield. Temperature dependence of the optical properties of silicon. *Journal of Applied Physics*, 50(3):1491 –1493, mar 1979.

Erklärung

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

Heidelberg, den 3. August 2012,