

# Charakterisierung von n-in-p Streifensensoren für das Phase-2-Upgrade des CMS-Detektors

Bachelorarbeit  
von

**Umut Elicabuk**

am Institut für Experimentelle Teilchenphysik

Referent:	Prof. Dr. Thomas Müller
Korreferent:	Dr. Alexander Dierlamm
Betreuender Mitarbeiter:	M.Sc. Marius Metzler

Bearbeitungszeit: 01.01.2019 – 01.07.2019



# Erklärung zur Selbstständigkeit

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst habe und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, die wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen als solche kenntlich gemacht und die Satzung des KIT zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis in der gültigen Fassung vom 24.05.2018 beachtet habe.

Karlsruhe, den 11.06.2019, \_\_\_\_\_  
Umut Elicabuk

Als Prüfungsexemplar genehmigt von

Karlsruhe, den 11.06.2019, \_\_\_\_\_  
Prof. Dr. Thomas Müller





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen zu Siliziumsensoren</b>	<b>3</b>
2.1	Die Entstehung der elektronischen Bandstruktur . . . . .	3
2.2	Dotierung von Halbleitern . . . . .	5
2.3	Der pn-Übergang . . . . .	6
2.3.1	Der Metall-Halbleiter-Übergang . . . . .	7
2.4	Wechselwirkung von Teilchen mit Materie . . . . .	8
2.4.1	Geladene, schwere Teilchen . . . . .	8
2.4.2	Ungeladene Teilchen und Elektronen . . . . .	9
2.5	Der pn-Übergang als Detektor . . . . .	9
2.5.1	Das n-in-p Design . . . . .	10
2.6	Strahlenschäden . . . . .	13
2.6.1	Die 1 MeV-Neutronenequivalenzflussdichte . . . . .	14
2.6.2	Leckstrom und Strahlenschäden . . . . .	14
2.6.3	Ladungssammlungseigenschaften . . . . .	15
2.6.4	Annealing . . . . .	15
2.6.5	Streifenparameter . . . . .	16
<b>3</b>	<b>CERN, der <i>Large Hadron Collider</i> und das CMS-Experiment</b>	<b>19</b>
3.1	CERN . . . . .	19
3.2	LHC . . . . .	19
3.3	Luminosität . . . . .	21
3.4	Der <i>Compact Muon Solenoid</i> (CMS) . . . . .	21
3.5	Das Phase-2-Upgrade des äußeren Spurdetektors . . . . .	23
3.5.1	<i>Stub</i> -Logik . . . . .	23
3.5.2	Granularität . . . . .	24
3.5.3	Strahlungsumgebung . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Experimenteller Hintergrund</b>	<b>27</b>
4.1	Fertigung von Siliziumstreifensensoren . . . . .	27
4.2	Der HPK-2S-Wafer . . . . .	27
4.3	Die <i>Probe Station</i> . . . . .	29
4.3.1	Hardware . . . . .	29
4.3.2	Software . . . . .	30
4.4	Das ALiBaVa-System . . . . .	31
4.5	Eigenschaften des idealen Sensormaterials . . . . .	32

---

<b>5</b>	<b>Charakterisierung des FZ290-Materials</b>	<b>35</b>
5.1	Das Sensormaterial . . . . .	35
5.2	IV- und CV-Kurven . . . . .	35
5.2.1	Eigenschaften der Messprozedur . . . . .	35
5.2.2	Vor Bestrahlung . . . . .	35
5.2.3	Nach Bestrahlung . . . . .	39
5.3	Streifenparameter . . . . .	41
5.3.1	Vor Bestrahlung . . . . .	42
5.3.2	Nach Bestrahlung . . . . .	46
5.4	Ladungssammlung . . . . .	49
5.4.1	Vor Annealing . . . . .	51
5.4.2	Nach Annealing . . . . .	53
5.4.3	Annealing-Verhalten . . . . .	54
5.5	SSNR . . . . .	57
5.6	Vergleich der Schadensraten vor und nach Annealing . . . . .	57
<b>6</b>	<b>Charakterisierung des thFZ240-Materials</b>	<b>61</b>
6.1	Das Sensormaterial . . . . .	61
6.2	IV- und CV-Kurven . . . . .	61
6.3	Streifenparameter . . . . .	65
<b>7</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>69</b>

# 1 Einführung

Im Laufe der Jahrtausende hat der Mensch auf seiner Reise tief in die kompliziertesten Mechanismen des Universums viel hervorgebracht. Dichter und Denker. Maschinen und Machwerke der Technik. Der immerwährende Forscherdrang im Bereich der Physik war der Grund eines der größten Werke der Menschheitsgeschichte: dem *Large Hadron Collider*. Der LHC ist der größte und leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger, den dieser Erdball je gesehen hat. Nach einer Vielzahl von technischen Herausforderungen, dem Überwinden von Krisen und Problemen auf dem Weg bleibt am Ende des Tages die große Belohnung: Die Antwort auf Fausts wohlbekannte Frage *„was die Welt im Innersten zusammen hält“*.

Die Idee des LHC ist es, Protonen zu beschleunigen und kontrolliert zur Kollision zu bringen. Mittels Detektoren wird observiert, was in dem kurzen Zeitraum nach der Interaktion passiert. Durch die außerordentlich hohen Schwerpunktsenergien im Bereich von einigen TeV entstehen Teilchen, die zu Zeiten der Entstehung des Universums, dem Urknall, vorkamen. Das Standardmodell der Teilchenphysik sagt die Bausteine des Universums in Form von Elementarteilchen voraus: 3 Neutrinos und ihre Antiteilchen, 6 Quarks und ihre Antiteilchen, 3 Leptonen und ihre Antiteilchen und 5 Bosonen.

Das letzte fehlende Puzzleteil in der Reihe von Elementarteilchen des Standardmodells war das Higgs-Boson. Das von Peter W. Higgs und François Englert theoretisch vorhergesagte Teilchen konnte nach mühsamen Forschungen endlich im Jahr 2012 gleichzeitig am CMS- und ATLAS-Detektor des LHC nachgewiesen werden [CER19]. Das Standardmodell war komplett.

Dennoch gibt es noch immer Fragen, die sich durch das Standardmodell nicht klären lassen. Die CERN-Kollaboration gibt nicht auf und sucht weiterhin nach Antworten jenseits des Standardmodells.

Ein Upgrade des LHC zum *High Luminosity-LHC* (HL-LHC) ist zum Jahr 2026 geplant. Mit diesem Upgrade wird die Luminosität, eine Größe die zur Beschreibung der Interaktionsrate von Teilchen eines Beschleunigers verwendet wird, verfünffacht. Eine höhere Luminosität bedeutet, dass die Ereignisrate und damit die Chance auf selten beobachtbare Prozesse erhöht wird.

Mit der höheren Luminosität steigt die zeitintegrierte Luminosität bei 10 Jahren geplanter Laufzeit des HL-LHC auf  $3000 \text{ fb}^{-1}$ . Die dadurch erhöhte Strahlenbelastung innerhalb der Detektoren sind Gegenstand des Phase-2-Upgrades des CMS-Detektors. Es werden ausreichend strahlenharte Detektormaterialien benötigt, um einen Betrieb der Detektoren im HL-LHC zu ermöglichen. In Phase 2 wird der äußere CMS-Spurdetektor mit Modulen arbeiten, die Makropixel- (PS-p) und Streifensensoren (PS-s und 2S) beinhalten. Die Datenauslese wird binär erfolgen, um den Datendurchsatz zu minimieren.

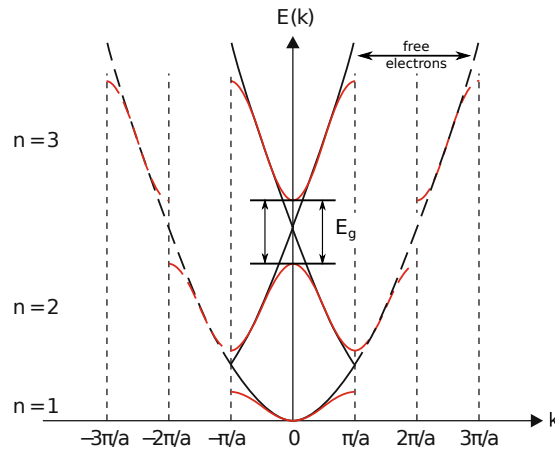
Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Charakterisierung von zwei verschiedenen 2S-Sensormaterialien im Hinblick auf ihre elektrischen Eigenschaften und ihre Strahlenhärte. Zum einen wird das Material FZ290 mit einer aktiven Sensordicke von  $290\ \mu\text{m}$  vollständig vor und nach Bestrahlung charakterisiert. Zum anderen wird das gedünnte Material thFZ240 mit einer aktiven Dicke von  $240\ \mu\text{m}$  vor Bestrahlung elektrisch charakterisiert.

Es werden IV- und CV-Charakteristiken präsentiert, Streifenmessungen und Ladungssammlungseigenschaften untersucht und bewertet.

Nach einem theoretischen Überblick über relevante Themen der Festkörper- und Halbleiterdetektorphysik in Kapitel 2 folgt eine Einordnung der Arbeit in die CERN-Forschung in Kapitel 3. Der experimentelle Hintergrund wird in Kapitel 4 behandelt. Danach folgt die Charakterisierung der FZ290- und thFZ240-Materialien im Zuge des Phase-2-Upgrades des CMS-Detektors in den Kapiteln 5 und 6.

## 2 Grundlagen zu Siliziumsensoren

### 2.1 Die Entstehung der elektronischen Bandstruktur



**Abbildung 2.1:** Die parabolische Dispersionsrelation wird an den Rändern der ersten Brillouin-Zone abgesenkt oder angehoben. Es entsteht ein Bereich mit nicht-erlaubten Zuständen, die Bandlücke. Grafik adaptiert von [Dem05].

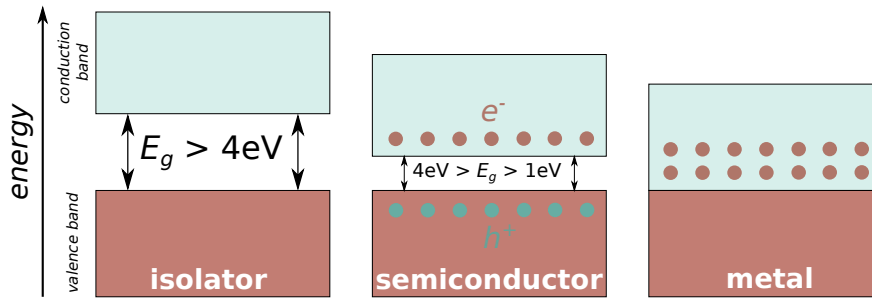
Mithilfe des Bändermodells lassen sich die elektronischen Eigenschaften eines Festkörpers beschreiben. Im Folgenden wird ein eindimensionales, periodisches Atomgitter betrachtet, um das theoretische Konzept auf einfache Weise näher zu bringen. Nähert man die elektronische Konfiguration innerhalb eines periodischen Gitters als frei an, so ergibt sich nach der stationären Schrödingergleichung für Elektronen eine Dispersionsrelation von

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m},$$

in einer Dimension mit diskreten, erlaubten  $k_n$ -Werten. Die Dispersionsrelation der freien Elektronen ist also periodisch parabolisch.

Mit den gängigen Methoden der Quantendynamik lässt sich zeigen, dass die Aufenthaltswahrscheinlichkeit aufgrund der Erfüllung der Bragg-Bedingung am Rand der ersten Brillouin-Zone auf zwei verschiedene Arten im periodischen Potenzial der Kerne einrasten kann. Dies führt dazu, dass der parabolische Verlauf an den Rändern der ersten Brillouin-Zone entweder abgesenkt oder angehoben wird. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 2.1 veranschaulicht.

Insgesamt ergibt sich durch die Parabelknick somit eine sogenannte *Bandlücke* von nicht erlaubten, elektronischen Zuständen.



**Abbildung 2.2:** Die Bandstruktur eines eindimensionalen Festkörpers. Zustände innerhalb der Bänder werden unter Beachtung des Pauli-Prinzips aufgefüllt, Zustände innerhalb der Bandlücke sind verboten und werden ausgelassen. Anhand der Füllung der Bänder lässt sich ein Festkörper bezüglich seiner elektrischen Leitfähigkeit charakterisieren.

Da Elektronen Fermionen sind, gilt für sie die *Fermi-Dirac-Statistik*. Für die Besetzungswahrscheinlichkeit  $\overline{n_\lambda}$  des Zustandes  $\lambda$  mit Energie  $\epsilon_\lambda$  und chemischem Potenzial  $\mu$  gilt dabei

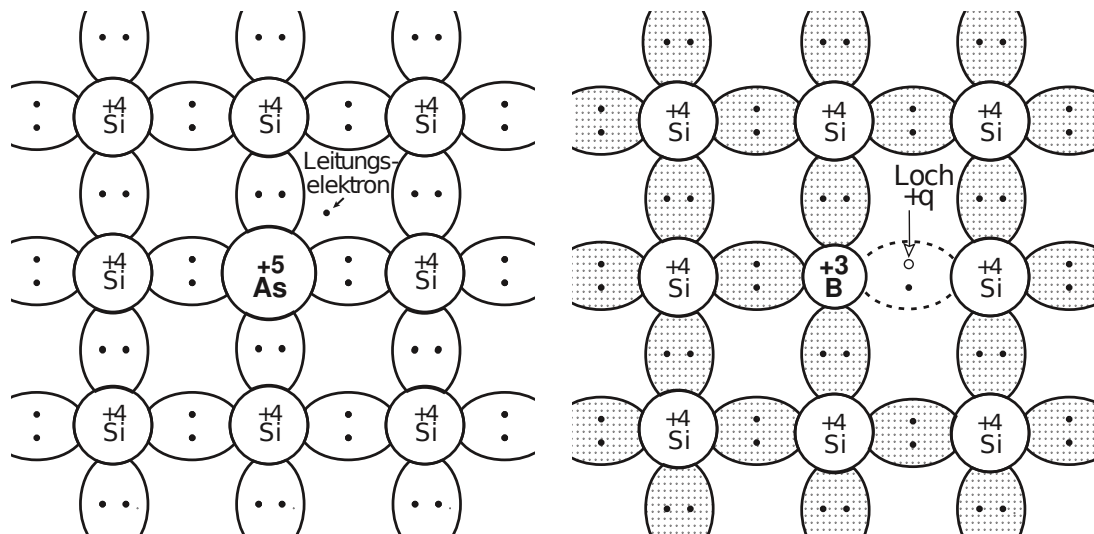
$$\overline{n_\lambda} = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon_\lambda - \mu}{k_B T}} + 1}.$$

Unter Beachtung des Pauli-Prinzips können die Bänder nun von der Grundzustandsenergie aus mit Elektronen aufgefüllt werden. Bei  $T = 0\text{ K}$  wird die Energie des letzten aufgefüllten Zustandes *Fermi-Energie*  $E_F$  genannt. Die Besetzungswahrscheinlichkeit beträgt bei der Fermi-Energie gerade  $\overline{n_\lambda} = \frac{1}{2}$ . Abhängig von der Fermi-Energie werden nun bestimmte Bänder gänzlich oder nur teilweise gefüllt, wie in Abbildung 2.2 ersichtlich.

Die Fermi-Dirac-Verteilung geht für  $T \rightarrow 0$  in eine Heaviside-Stufenfunktion über. Bei Raumtemperatur ist die Fermi-Verteilung nur näherungsweise eine Heaviside-Stufenfunktion. Es werden daher einige Zustände unterhalb der Fermi-Energie nicht besetzt, während einige Zustände oberhalb noch aufgefüllt werden.

Je nach Füllung der Bänder unterscheidet man zwischen

- **Isolatoren** Das Valenzband ist voll und das Leitungsband ist leer. Isolatoren weisen eine große Bandlücke auf, die unter Normalbedingungen nicht durch thermische Anregungen überwunden werden kann.
- **Halbleitern** Das Valenzband ist voll, das Leitungsband leer. Der Unterschied zu Isolatoren ist allerdings die verhältnismäßig kleine Bandlücke, die durch Zufuhr von externer Energie (zum Beispiel in Form von Wärme oder Licht) überwunden werden kann. Dadurch können Elektronen in Zustände innerhalb des Leitungsbandes angeregt werden und stehen somit der elektrischen Leitung zur Verfügung. Dabei muss eine Energie zugeführt werden, die größer als die Energie der Bandlücke  $E_g$  ist.
- **Metallen** Das Valenzband ist voll, das Leitungsband teilweise gefüllt, jedoch liegt die Unterkante des Leitungsbandes bei Metallen grundsätzlich unter der



(a) Ein mit fünfwertigem Arsen n-dotiertes Siliziumgitter und das dadurch eingeführte Leitungselektron [KW16].

(b) Ein mit dreiwertigem Bor p-dotiertes Siliziumgitter und das dadurch eingeführte Loch [KW16].

**Abbildung 2.3:** Dotierung eines Einkristallgitters am Beispiel des Siliziums.

Oberkante des Valenzbandes, sodass Elektronen bereits durch eine kleine angelegte Spannung in höhere erlaubte Niveaus gehoben werden können und somit zur elektrischen Leitfähigkeit beitragen können.

Die Bandlücke ist also ein hilfreiches Mittel bei der Charakterisierung von Festkörpern im Bezug auf ihre Leitfähigkeit.

## 2.2 Dotierung von Halbleitern

Die elektrische Leitfähigkeit von Halbleitern kann noch weiter angepasst werden, indem man diese *dotiert*. Als Beispiel soll im Folgenden Silizium dienen. Silizium kristallisiert mit seinen vier Valenzelektronen in einer kubischen Diamantstruktur. Verunreinigt man den Kristall nun mit Elementen aus entweder der dritten (zum Beispiel Indium, Bor) oder der fünften Hauptgruppe (zum Beispiel Phosphor) lässt sich die elektrische Struktur des Materials verändern, wie in Abbildung 2.3 dargestellt.

Verwendet man zur Dotierung ein Element aus der dritten Hauptgruppe, spricht man von einem p-dotierten Halbleiter. Dabei führt das Fehlen eines Valenzelektrons bei der Bindung im Kristall zu einem sogenannten *Loch*. Diese *Akzeptoren* erschaffen erlaubte Zustände innerhalb der Bandlücke in der Nähe des Valenzbandes.

Wird zur Dotierung jedoch ein Element aus der fünften Hauptgruppe verwendet, so spricht man von einem n-dotierten Halbleiter. Das zusätzliche Elektron durch dieses eingeführte *Donatoratom* erschafft seinerseits Zustände innerhalb der Bandlücke in der Nähe des Leitungsbandes.

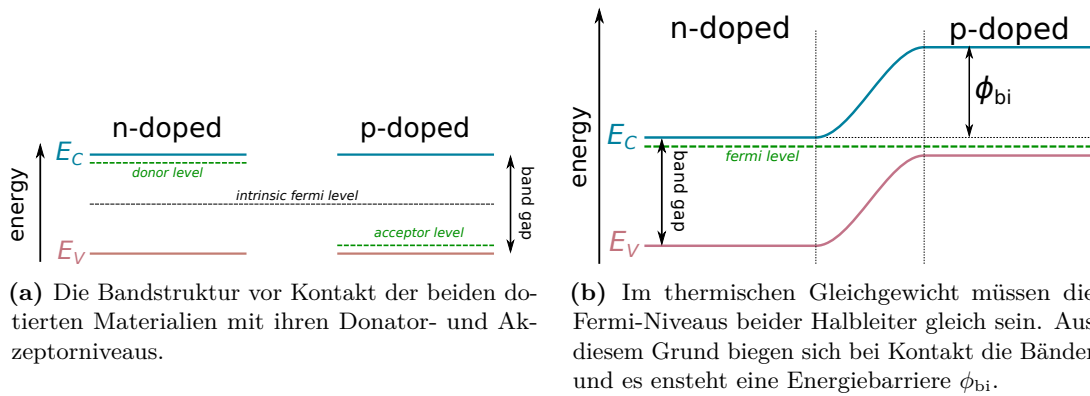


Abbildung 2.4: Energieschema eines pn-Überganges.

Durch die Herstellung von erlaubten Zuständen innerhalb der Bandlücke kann bereits durch Zufuhr einer (relativ zur Bandlücke) geringen Energie die Leerstelle innerhalb der Bandlücke durch ein Elektron aus dem Valenzband aufgefüllt werden.

## 2.3 Der pn-Übergang

Um ein grundlegendes Verständnis für die Rolle von Silizium in der Detektorphysik zu entwickeln, muss zunächst das Konzept eines pn-Überganges etabliert werden. Der einfachste Fall eines pn-Überganges wird als Diode bezeichnet und besteht aus genau einem pn-Übergang. Im Folgenden wird das Energieschema eines solchen pn-Überganges anhand von Abbildung 2.4 erläutert.

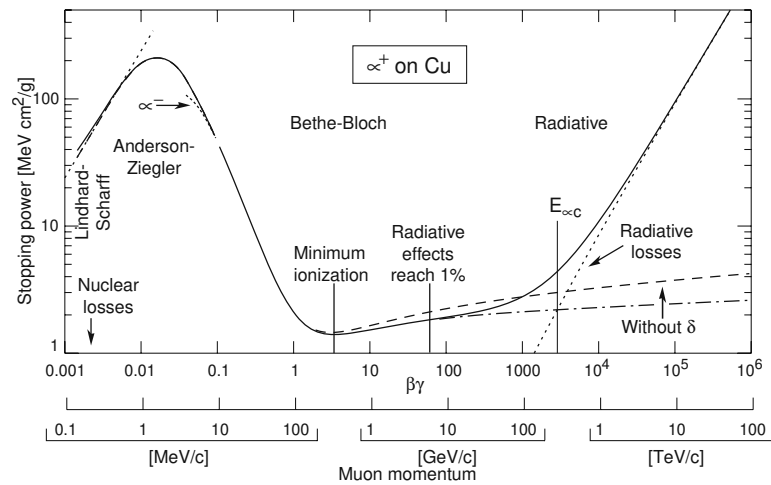
Beim Kontakt eines p- und eines n-dotierten Halbleiters diffundieren die Majoritätsträger der jeweiligen Halbleiter aufgrund eines Konzentrationsgradienten auf die jeweils andere Seite der Grenzschicht und rekombinieren dort.

Die Gebiete in der Nähe der Grenzschicht sind in Folge der Migration der freien Ladungsträger nun negativ (p-seitig) beziehungsweise positiv (n-seitig) geladen. Dieses Gebiet wird daher Raumladungs- oder Verarmungszone genannt. Es stellt sich ein elektrisches Gegenfeld ein, das einer weiteren Diffusion der Ladungsträger entgegenwirkt. Bei Silizium beträgt die dadurch hervorgerufene, intrinsische Gegenspannung  $V_{bi}$  etwa 0,7 V.

Die Verarmungszone kann nun durch Verstärkung oder Schwächung dieses elektrischen Gegenfeldes mithilfe einer externen Spannung - je nach Polarität - verbreitert oder geschmälert werden. Liegt der Pluspol der Spannung p-seitig an, wird das elektrische Gegenfeld geschwächt, die Diode wird in *Durchlassrichtung* betrieben. In diesem Fall wird sie niederohmig und es ist ein Stromfluss möglich. Im umgekehrten Fall wird das Feld verstärkt, man betreibt den pn-Übergang dann in *Sperrrichtung*. Es kann kein Strom fließen, da die Energiebarriere  $\phi_{bi}$  zu groß ist. Für die Breite der Verarmungszone  $w$  gilt

$$w = \sqrt{2\epsilon\mu\rho V_{bias}} \quad , \quad (2.1)$$





**Abbildung 2.5:** Mittlerer Energieverlust von Myonen in Kupfer. Die Bethe-Formel gilt nur in einem bestimmten Bereich dieser Kurve. Im Hoch- oder Tiefenergielimes müssen weitere Korrekturen vorgenommen werden [Har17].

mit der Permittivität  $\epsilon$ , Elektronenbeweglichkeit  $\mu$ , dem spezifischen Widerstand  $\rho$  des Substrats und der Arbeitsspannung  $V_{\text{bias}}$ .

Ab einer gewissen Spannung ist die Verarmungszone so breit, wie das Substrat selbst. Diese Spannung wird als *Depletionsspannung*  $V_{\text{dep}}$  bezeichnet.

### 2.3.1 Der Metall-Halbleiter-Übergang

Wird anstatt eines zweiten Halbleiters ein Metall verwendet, so nennt man dies einen Metall-Halbleiter-Übergang (oder *Schottky*-Übergang). Es ergeben sich analog zum pn-Übergang ähnliche Eigenschaften. Wie im pn-Fall bildet sich auch im Schottky-Übergang durch das Angleichen der verschiedenen Fermi-Niveaus eine Raumladungszone aus, jedoch ist diese für gewöhnlich schmäler als im pn-Fall. Aufgrund der damit verbundenen, kleinen *Schottky-Barriere* benötigen Schottky-Dioden kleinere, aber nicht-verschwindende Spannungen in Durchlassrichtung, um leitend zu werden. Schottky-Dioden sind unipolar. Das bedeutet, dass nur eine Ladungsträgersorte zum Stromfluss beiträgt. Im Fall eines n-dotierten Halbleiters sind dies Elektronen.

Nicht jeder Metall-Halbleiter-Kontakt ist ein Schottky-Übergang. In diesem Fall spricht man von einem sogenannten *ohmschen* Kontakt. Im Gegensatz zu nicht-ohmschen Kontakten zeichnen sich ohmsche Kontakte durch ihre linearen Eigenschaften aus. In den meisten Fällen wird der Widerstand des Kontaktes minimiert, um externe Schalteigenschaften unberührt zu lassen. Ein ohmscher Kontakt lässt sich durch unterschiedliche Dotierungen und speziell gewählte Metalle erreichen.

## 2.4 Wechselwirkung von Teilchen mit Materie

### 2.4.1 Geladene, schwere Teilchen

Um die Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie zu beschreiben, wird die *Bethe-Formel*

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta} \left( \frac{1}{2} \log \left[ \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right] - \beta^2 \right) \quad (2.2)$$

verwendet. Dabei gibt  $N_A$  die Avogadrokonstante,  $\beta = \frac{v}{c}$  den Betrag der relativistischen Geschwindigkeit,  $r_e$  den klassischen Elektronenradius,  $m_e$  die Elektronenmasse,  $z \cdot e$  die Ladung des Teilchens,  $Z$  und  $A$  Ladungs- und Ordnungszahl der Substratome und  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  den Lorentzfaktor an.

In Gleichung 2.2 wird angenommen, dass das Teilchen seine Energie durch inelastische Streuprozesse verliert. Pro Kollision kann das geladene Teilchen maximal eine kinetische Energie von  $T_{\max}$  an die Substratome abgeben.

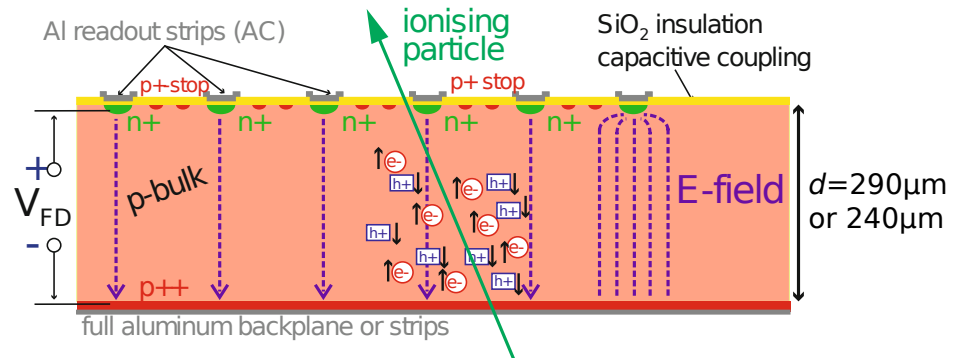
Der mittlere Energieverlust von Myonen in Kupfer wird beispielhaft in Abbildung 2.5 dargestellt. Im Allgemeinen kann die Energiedeposition gut durch eine  $v^{-2}$ -Abhängigkeit beschrieben werden mit dem Minimum bei  $\beta\gamma \approx 3$ . Teilchen mit einem mittleren Energieverlust in der Nähe dieses Minimums werden als MIPs (*minimum ionizing particles*) bezeichnet.

Das Detektordesign muss also sicherstellen, MIPs mit einem Impuls von etwa  $300 \frac{\text{MeV}}{c}$  mit einem ausreichend hohen SNR (*signal-to-noise ratio*) zu detektieren. Daher muss das Detektorrauschen deutlich unter diesem Minimum liegen, um MIPs mit einer hinreichend großen Sicherheit detektieren zu können.

Die Bethe-Formel beschreibt nur den mittleren Energieverlust von geladenen, schweren Teilchen. Doch aufgrund der statistischen Natur der Ionisationsverluste können zum Teil große Fluktuationen in der Energiedeposition eines Teilchens auftreten. Zum einen schwankt die Zahl der Kollisionen des Teilchens mit den Substratomen innerhalb eines Mediums endlichen Volumens. Diese Schwankung kann als *Poisson-Prozess* beschrieben werden.

Jedoch kann auch die an die Substratome abgegebene, kinetische Energie schwanken. Mit diesem Thema hat sich *Landau* in [Lan44] ausführlich beschäftigt. Demnach lässt sich dieser Effekt empirisch durch eine *Landau-Verteilung* beschreiben, bei der der Einfluss von  $\delta$ -Elektronen berücksichtigt wird. Diese Elektronen führen zu einem asymmetrischen Ausläufer in der Signalverteilung für hohe Energien, da die übertragene Energie bei ihnen größer ist als gewöhnlich.

Werden diese Effekte berücksichtigt, führt das zu einem MPV (*most probable value*) in der Energiedeposition, der etwa 30% niedriger als der Mittelwert ist.



**Abbildung 2.6:** Das Teilchen erzeugt beim Durchflug Elektron-Loch-Paare, die im elektrischen Feld zu den n-Streifen driften und als Signal detektiert werden [Har17].

## 2.4.2 Ungeladene Teilchen und Elektronen

Bisher wurden nur Energieverluste durch Ionisation behandelt, jedoch können geladene Teilchen ihre Energie auch unter Emission von Photonen abgeben. Der zugrundeliegende Prozess wird daher als *Bremsstrahlung* bezeichnet. Nach der klassischen Elektrodynamik beträgt die abgestrahlte Leistung dabei

$$\frac{dP}{dt} = \frac{2e^2}{12\pi\epsilon_0 c^3} \ddot{\vec{x}} \propto \frac{(zZe)^2}{m^2}, \quad (2.3)$$

mit der Ladungszahl des Projektils  $z$ , der Ladungszahl der Substratatome  $Z$  und der Masse des Projektils  $m$ . Demnach ist die Bremsstrahlung nur für Teilchen mit kleinen Massen, wie zum Beispiel Elektronen und Positronen, relevant. Elektronen mit einer Energie über  $\approx 1$  MeV können als MIP betrachtet werden [AJC15].

Photonen können auf drei verschiedene Weisen mit Materie wechselwirken: Über den Photoeffekt, die Compton-Streuung und Paarbildung. Über Paarbildung können Photonen ihrerseits wieder geladene Teilchen generieren, welche über Bremsstrahlung ihrerseits wieder Photonen abstrahlen können. Dieses Phänomen wird als *elektromagnetischer Schauer* bezeichnet und findet in elektromagnetischen Kalorimetern Einsatz. Für weiterführende Informationen sei der Leser an dieser Stelle an [KW16] verwiesen, da photonische Wechselwirkungen nicht Gegenstand dieser Arbeit sind.

## 2.5 Der pn-Übergang als Detektor

Durchqueren Teilchen das Sensormaterial, erzeugen sie Elektron-Loch-Paare durch Energiedeposition (siehe Abbildung 2.6). Für Silizium liegt die mittlere Energie, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen, bei etwa 3,6 eV. Der Mittelwert des Energieverlustes in Silizium beträgt etwa  $390 \frac{\text{eV}}{\mu\text{m}}$ . Dies entspricht  $\approx 108 \frac{\text{e-h}}{\mu\text{m}}$  [Lut01].

In einem n-in-p-Design, welches in Abschnitt 2.5.1 erörtert wird, wandern die Elektronen im durch das Vorspannen erzeugten, elektrischen Feld des Substrates zu den Streifen und

werden dort von externer Ausleseelektronik ausgelesen. Das n-in-p-Design detektiert im Gegensatz zum p-in-n-Design, welches Löcher an den p-Streifen ausliest, Elektronen an den n-Streifen. Jedoch liefern die Elektronen nicht, wie man naiv annehmen würde, erst ein Signal, wenn sie zu den Streifen gedriftet sind. Vielmehr induzieren die Elektronen durch ihr elektrisches Feld bereits ein Signal auf dem Weg zu den n-Streifen, welches sein Maximum beim Eintreffen bei den Streifen annimmt.

Durchquert ein MIP einen Detektor der Dicke  $d = 290 \mu\text{m}$ , so beträgt die Zahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare

$$N = \frac{dE}{dx} \cdot \frac{d}{I} \cdot \sigma_L = 3,87 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \cdot \frac{290 \mu\text{m}}{3,62 \text{ eV}} \cdot 0,7 = 21992,$$

mit obigen Werten für den mittleren Energieverlust nach Bethe  $\frac{dE}{dx}$  und der mittleren Ionisationsenergie 3,6 eV. Statistische Fluktuationen nach Landau wurden mit dem Faktor  $\sigma_L = 0,7$  berücksichtigt.

Betrachtet man nun die Zahl der thermisch angeregten Ladungsträger im Substrat  $N_{\text{th}} = d \cdot n_i = 290 \mu\text{m} \cdot 1,45 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \approx 421 \times 10^6 \frac{1}{\text{cm}^2}$ , so wird sofort klar, warum man, aufbauend auf den Überlegungen aus Abschnitt 2.3, den Detektor in Sperrrichtung betreiben sollte. Der Betrieb in Sperrrichtung sorgt für eine Verarmung der freien Ladungsträger aus dem Detektormaterial und macht so eine Detektion von einer solch geringen Zahl an Elektron-Loch-Paaren überhaupt erst möglich, ohne sie im thermischen Untergrund zu verlieren. Um größtmögliche Effizienz zu erzielen, wird daher angestrebt, Detektoren bei Spannungen  $V > V_{\text{dep}}$  zu betreiben, um das gesamte aktive Material von freien Ladungsträgern zu depletieren.

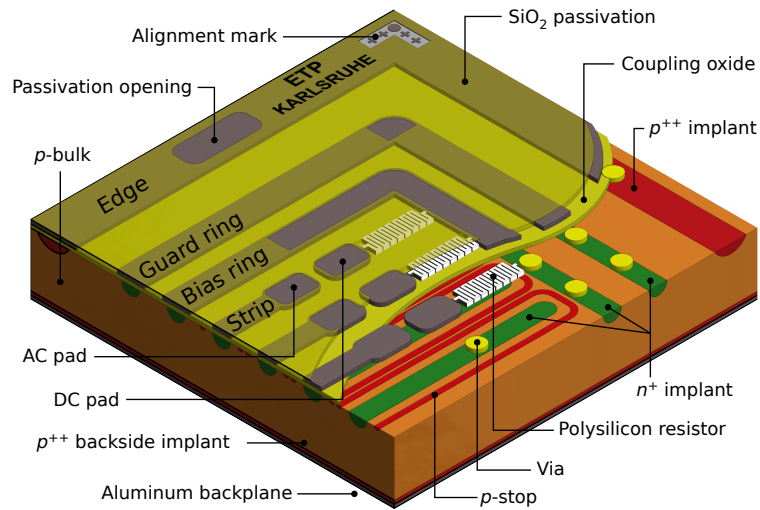
Eine weitere Methode, um die Menge an thermisch angeregten Ladungsträgern des Detektors zu verringern, wäre eine Kühlung auf kryogene Temperaturen. Dies ist jedoch aufgrund von technischen Herausforderungen nicht praktikabel.

## 2.5.1 Das n-in-p Design

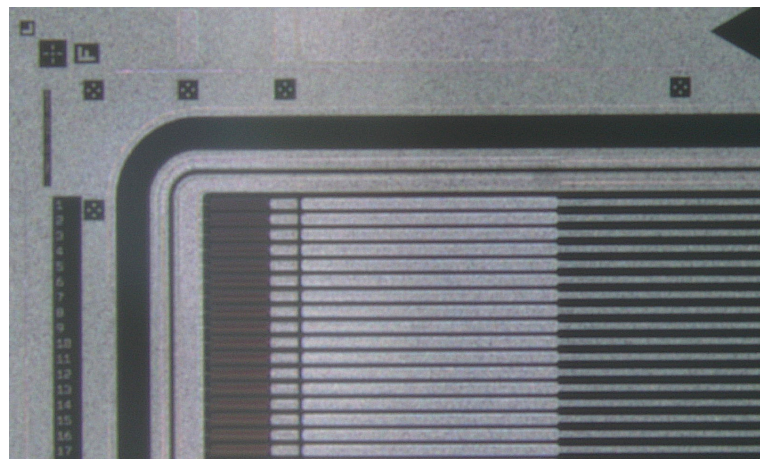
### Schematischer Aufbau

Die technische Umsetzung der Überlegungen aus den vorigen Abschnitten ist das Design in Abbildung 2.7 (schematische Ansicht) und Abbildung 2.8 (Realansicht). Eine Ortsauflösung erfolgt über die Anordnung von mehreren parallelen pn-Übergängen ausgeführt als n-Streifen eingebettet in einem p-Substrat. Über *vias* sind die Streifenimplantate mit den *DC pads* verbunden. Die *DC pads* sind über die Polysilizium-Widerstände mit dem *bias ring* verbunden. Die Rückseite des Substrates ist zur Kontaktierung mit Aluminium beschichtet. Zwischen *bias ring* und Rückseitenkontakt wird eine negative Hochspannung als Betriebsspannung des Sensors angelegt.

Über den Implantaten sitzen die *AC pads*, die durch eine Oxidschicht, welche als Dielektrikum fungiert, kapazitiv an die Implantate gekoppelt sind. Die *AC pads* sind nur mit den Streifen des Sensors verbunden und dienen als Auslesekkanäle. Gründe für eine kapazitive Kopplung werden später herausgearbeitet.



**Abbildung 2.7:** Schematische Ansicht eines n-in-p Siliziumstreifensensors. Die Polysilizium-Widerstände definieren den Arbeitspunkt für die Streifen durch die Verbindung der *DC pads* mit dem *bias ring*. Die *AC pads* sind kapazitiv an die Streifen gekoppelt und stellen die Auslesekanäle dar. Kontaktierung der Implantate erfolgt über die DC-Pads.



**Abbildung 2.8:** Frontalansicht eines n-in-p Siliziumstreifensensors. Die Polysilizium-Widerstände verbinden die *DC pads* mit dem *bias ring*, der von dem *guard ring* umschlossen wird. Außen ist die Peripherie zu sehen.

Durch das Einarbeiten einer zusätzlichen, hochgradig p-dotierten Schicht zwischen Substrat und *backplane* wird der Bildung einer Schottky-Barriere (vgl. Unterabschnitt 2.3.1) entgegengewirkt. Der *bias ring* wird von einem sogenannten *guard ring* umschlossen, der normalerweise potenzialfrei gehalten wird. Dieser soll elektrische Streufelder am Rand formen und damit innerhalb des aktiven Bereiches für alle Streifen ein homogenes Potenzial definieren [Har17].

An den Schnittkanten des Sensors können aufgrund der amorphen Struktur des Kristallgitters Ströme hervorgerufen werden. Diese sogenannte *Peripherie* wird durch eine weitere, hochgradig p-dotierte Schicht bedeckt, welche den Sensor vor hohen elektrischen Feldern im Randbereich und damit möglichen hohen Strömen schützt. Die Oberfläche des gesamten Sensors ist mit einer zusätzlichen Passivierung bedeckt, welche nur an den Pads, den Ringen und der Peripherie offengelassen wird. Eine gute Passivierung erhöht die Robustheit des Sensors und erleichtert die Handhabung bei Sensortests.

### Leckstrom

Sind die Dioden in Sperrrichtung gepolt, müsste idealerweise - wie in Abschnitt 2.3 skizziert - kein Stromfluss messbar sein. Jedoch existiert unter realen Bedingungen ein kleiner Leckstrom in Sperrrichtung  $I_{\text{tot}}$ , der durch thermisch angeregte Elektronen hervorgerufen wird. Diese Elektronen können in das Leitungsband angeregt werden, da durch Unreinheiten in der Kristallstruktur zusätzliche Zustände innerhalb der Bandlücke entstehen. Mit zunehmender Temperatur steigt daher auch der Leckstrom. Die Temperaturabhängigkeit kann durch die Formel

$$I(T) = I_0 \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^2 \cdot \exp\left[-\frac{E_{\text{eff}}}{2k_B} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right] \quad (2.4)$$

beschrieben werden, mit dem Leckstrom  $I_0$ , der bei einer beliebigen Temperatur  $T_0$  fließt, der effektiven Bandlücke von Silizium  $E_{\text{eff}} = 1,21 \text{ eV}$  [Chi13] und  $k_B$ , der Boltzmann-Konstante.

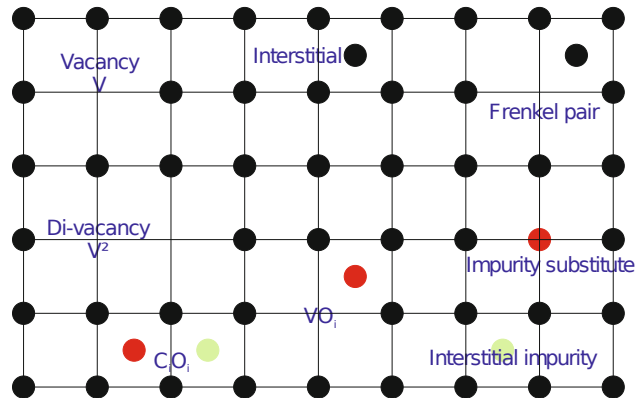
Da der Leckstrom des Substrates  $I_{\text{tot}}$  proportional zur Breite der Verarmungszone ist, gilt nach Gleichung 2.1

$$I_{\text{tot}} \propto \sqrt{V_{\text{bias}}}. \quad (2.5)$$

Durch reale Bedingungen entstehen jedoch Oberflächenströme, die bei niedrigen Leckströmen  $I_{\text{tot}}$  die Form der IV-Kurven signifikant verändern können. Sie entstehen, wenn sich an der Obeffläche des Sensors Ladungen befinden, die ihrerseits Spiegelladungen innerhalb des Substrates induzieren. Durch diesen Vorgang bilden sich kleine Verarmungszonen an der Oberfläche, welche die eigentliche Depletionszone der Streifen beeinflussen können [SN06].

### AC-Kopplung

Mit steigendem Leckstrom erhöht sich das Rauschen des Sensors, was nach den Überlegungen in Abschnitt 2.5 unbedingt vermieden werden muss. Um das SNR zu steigern



**Abbildung 2.9:** Viele Arten von Strahlenschäden verändern auf mikroskopischer Ebene die Struktur des Kristallgitters und beeinträchtigen auf diese Weise die elektronischen Eigenschaften des Materials. Leerstellen ( $V$ ), doppelte Leerstellen ( $V^2$ ), Frenkelsche Fehlernungen, die aus einer Zwischengitterstörstelle (*interstitial*) und einer Leerstelle bestehen, Substitutionen und komplexere Cluster sind möglich [Har17].

wird daher eine wechselstrommäßige Kopplung der Ausleseelektronik notwendig. Dies wird durch die zuvor in Abschnitt 2.5.1 skizzierte Einbringung eines Dielektrikums zwischen Streifen und *AC pads* erreicht. Die *AC pads* stellen mit dem Dielektrikum und den Implantaten eine Kapazität und damit einen Hochpass dar. Durch die AC-Kopplung wird der Gleichstromanteil des Signals entfernt, was zu einer kleineren Leistungsaufnahme in darauffolgenden Auslese- oder Verstärkerstufen führt.

## Kapazität

Betrachtet man die Flächen der Verarmungszone als Platten eines Plattenkondensators, ist es trivial zu zeigen, dass

$$C(V_{\text{bias}}) = \begin{cases} A \sqrt{\frac{\epsilon}{2\rho\mu V_{\text{bias}}}}, & V_{\text{bias}} \leq V_{\text{FD}} \\ A \frac{\epsilon}{d} = \text{const.}, & V_{\text{bias}} > V_{\text{FD}}, \end{cases} \quad (2.6)$$

gilt. Trägt man also  $1/C^2$  gegen  $V_{\text{bias}}$  auf, so sieht man im Idealfall eine Ursprungsgerade, die bei der Depletionsspannung abknickt und für Spannungen größer als die Depletionsspannung einen konstanten Wert annimmt. Dieses Verhalten erlaubt eine Bestimmung der Depletionsspannung des Sensors anhand der Position des Knickes.

## 2.6 Strahlenschäden

Geladene Teilchen, die das Substrat durchqueren, wechselwirken nicht nur mit den Valenzelektronen der Substratome wie in Abschnitt 2.4 eingeführt, sondern (ab einer gewissen Energie) auch mit den Substratkernen selber über die elektromagnetische und

starke Wechselwirkung. Dabei verändern sie, wie in Abbildung 2.9 zu sehen ist, auf unterschiedliche Weisen die Kristallstruktur des Detektormaterials und beeinträchtigen damit seine elektronischen Eigenschaften. Es ist daher notwendig, strahlenharte Medien zu verwenden, um über eine lange Zeit ausreichend performant unter strahlenreichen Bedingungen zu bleiben. Strahlenschäden sind ein wichtiger Aspekt bei der Laufzeit eines Detektors und der größte, limitierende Faktor.

Strahlung wirkt sich allerdings nicht nur auf das Substrat aus, sondern auch auf die Oxidschicht, die das Substrat bedeckt. Dabei entstehen Defekte nicht nur durch Wechselwirkung mit den Kernen, sondern vielmehr durch Ionisation des Oxids [Zha+12]. Dies wirkt sich deutlich auf den Zwischenstreifenwiderstand aus und beeinträchtigt die Ortsauflösung des Signals.

### 2.6.1 Die 1 MeV-Neutronenequivalenzfluenz

Der *non-ionizing energy loss* (NIEL) ist definiert als der Teil der Energie eines einfallenden Teilchens, der dazu verwendet wird, Atome aus ihren Gitterplätzen zu heben (*displacement damage*). Aufbauend auf der NIEL-Hypothese wird, um Bestrahlungsfluenzen mit verschiedenen Teilchensorten vergleichbar zu machen, die Einheit der 1 MeV-Neutronen-Equivalenzfluenz

$$\phi_{\text{eq}} = \kappa \cdot \phi = \kappa \int dE \phi(E),$$

mit dem Proportionalitätsfaktor

$$\kappa = \frac{\int dE \phi(E) D(E)}{D(n) \int dE \phi(E)}$$

verwendet.  $D(E)$  ist dabei der Wirkungsquerschnitt für das Versetzen eines Atomes aus seinem Gitterplatz heraus. Die Einheit von  $\phi_{\text{eq}}$  ist  $n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . Die 1 MeV-Neutronenequivalenzfluenz normiert die Fluenz also auf den Wirkungsquerschnitt des Energieübertrages zwischen 1 MeV-Neutronen und den Gitteratomen.

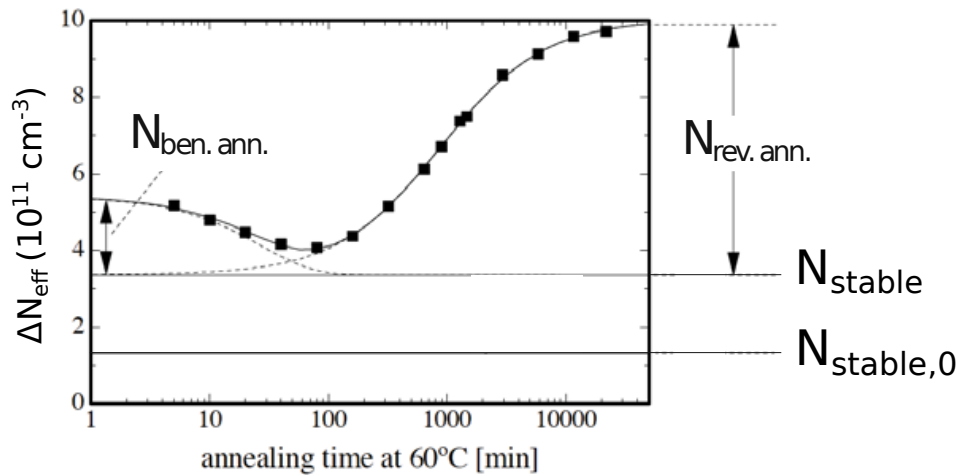
### 2.6.2 Leckstrom und Strahlenschäden

Mit steigender Fluenz steigt auch der Leckstrom eines Sensors. Der Anstieg des Leckstromes normiert auf das Sensorvolumen ist dabei proportional zur Fluenz

$$\frac{\Delta I}{V} = \alpha \cdot \phi_{\text{eq}}, \quad (2.7)$$

mit  $\Delta I(V) = I_{\text{irr}}(V) - I_0(V)$ , der Differenz des Leckstromes vor und nach Bestrahlung. Der Proportionalitätsfaktor  $\alpha$  wird Schadensrate (*damage rate*) genannt. Das lineare Verhalten aus Gleichung 2.7 wurde das erste Mal empirisch von Moll [Mol+00] gezeigt.





**Abbildung 2.10:** Die Differenz der effektiven Dotierungskonzentration  $\Delta N_{\text{eff}}$  als Funktion der Annealingzeit bei  $T = 60^\circ\text{C}$ . Zu beachten ist die logarithmische Auftragung für die Annealingzeit [KW16].

### 2.6.3 Ladungssammlungseigenschaften

Das Verhältnis von detektierten zu generierten Elektron-Loch-Paaren wird als *Ladungssammlungseffizienz* (CCE) bezeichnet. Bei unbestrahlten Sensoren ist die erwartete Zahl an detektierbaren Elektronen etwa  $76 \frac{e}{\text{cm}}$  [Har17]. Die Bestrahlung der Sensoren beeinträchtigt diese Zahl insofern, als dass verschiedene Defekte als Ladungsfallen (*traps*) fungieren, die Elektronen eine bestimmte Zeit daran hindern, detektiert zu werden. Schaffen die Elektronen es nicht in einem definierten Zeitintervall ein ausreichendes Signal bei den Streifen zu induzieren, so geht die Information verloren. Da die effektive Dotierungskonzentration mit der Bestrahlungsfluenz skaliert, muss auch die Betriebsspannung  $V_{\text{bias}}$  erhöht werden, da die Depletionsspannung mitskaliert. Hohe Fluenzen erfordern daher sehr hohe Spannungen  $\mathcal{O}(1000 \text{ V})$ , um vollständige Verarmung des Detektormaterials zu erzielen. Für sehr hohe Fluenzen ist im Allgemeinen eine vollständige Verarmung nicht mehr möglich. Dies senkt das Signal-Rausch-Verhältnis, wie in Abschnitt 2.5 beschrieben.

### 2.6.4 Annealing

Alle bisher behandelten Schädigungen sind temperaturabhängig, da die Diffusion der Substratatome mit steigender Temperatur zunimmt. Bei tiefen Temperaturen ( $< 0^\circ\text{C}$ ) ist die Diffusion weitestgehend unterdrückt. Detektoren sollten daher sowohl in Messpausen, als auch während der Messungen gekühlt betrieben werden.

Wird der Sensor allerdings höheren Temperaturen ausgesetzt, kommt es zur Diffusion der Substratatome. Dies führt dazu, dass die Kristallstruktur des Sensors sich verändert, was als *annealing* bezeichnet wird. Annealing kann dazu führen, dass Defekte entweder durch Rekombination von Frenkelschen Fehlern repariert werden. Dies nennt man *beneficial annealing*. Jedoch können sich auch Clusterschädigungen ausbilden, die

die Sensoreigenschaften noch weiter beeinträchtigen. Das bezeichnet man als *reverse annealing* [Lin+01].

Da sich beim Annealing die (effektive) Dotierungskonzentration  $N_{\text{eff}}$  ändert [Pin+06], ist sie eine geeignete Größe, um den Annealing-Effekt zu beschreiben. Man verwendet den Ansatz [Mol+00]

$$N_{\text{eff}}(t) = N_{\text{eff}}(\phi = 0) - \underbrace{(N_{\text{stab}}(\phi) + N_{\text{ben.ann.}}(t, T, \phi) + N_{\text{rev.ann.}}(t, T, \phi))}_{\Delta N_{\text{eff}}}$$

um Annealing mit 3 parametrisierbaren Termen (siehe Abbildung 2.10) zu beschreiben.

Die Verringerung von  $\Delta N_{\text{eff}}$  korrespondiert mit *beneficial annealing*, während für große Zeiten das *reverse annealing* (steigendes  $\Delta N_{\text{eff}}$ ) dominiert. Um Strahlenschäden zu reparieren ist es daher am besten, das Minimum der Kurve in Abbildung 2.10 zu treffen. Es ist daher notwendig, bestrahlte Sensoren außerhalb von Annealingstudien nicht allzu lange hohen Temperaturen auszusetzen, da der Annealingeffekt für kleine Zeiten am schnellsten verläuft und die Messergebnisse daher sehr einfach verfälscht werden können [KW16].

## 2.6.5 Streifenparameter

Es folgt eine Übersicht der relevanten elektrischen Eigenschaften von Streifen, die zur vollständigen Charakterisierung notwendig sind.

### Leckstrom $I_{\text{leak}}$

Der gesamte Leckstrom  $I_{\text{tot}}$  (siehe Abschnitt 2.5.1) teilt sich auf jeden einzelnen Streifen auf. Daher beträgt der theoretische Leckstrom pro Streifen  $I_{\text{leak}} = \frac{I_{\text{tot}}}{n}$  mit der Streifenanzahl des Sensors  $n$ .

$I_{\text{leak}}$  wird durch eine Strommessung zwischen *DC pads* und dem *bias ring*, der auf Massepotenzial ist, bestimmt.

### Biaswiderstand $R_{\text{poly}}$

Das Nyquist-Rauschen eines Widerstandes ist proportional zu  $\sqrt{\frac{k_{\text{B}}T}{R}}$ . Der Polysiliziumwiderstand  $R_{\text{poly}}$  zwischen den *DC pads* und dem *bias ring* ist daher auf einige M $\Omega$  dimensioniert. Bei guter Sensorqualität sollte für  $R_{\text{poly}}$  bei jedem Streifen der gleiche Wert zu messen sein, sodass sichergestellt werden kann, dass gleiche Ladungen an verschiedenen Streifen ein gleich hohes Signal induzieren.

$R_{\text{poly}}$  wird gemessen, indem eine Kleinspannung zwischen den Pads und dem *bias ring* angelegt wird. Aus der Strommessung folgt der Widerstandswert. Um den Einfluss des Sensorleckstromes zu korrigieren, wird eine Regression aus zwei Punkten,  $I_1 = I(2\text{V})$

und  $I_0 = I(0\text{ V}) = I_{\text{leak}}$ , verwendet.  $R_{\text{poly}}$  wird dann nach der Formel

$$R_{\text{poly}} = \frac{2V}{I_1 - I_0}$$

ermittelt.

### **Koppelkapazität $C_C$**

Da die Auslese kapazitiv erfolgen soll, muss die Koppelkapazität  $C_C$  zwischen Aluminiumkontakt und Streifenimplantat (siehe Abschnitt 2.5.1) in einem geeigneten Bereich dimensioniert werden. Es muss dabei ein Kompromiss zwischen Durchschlagsfestigkeit (also großer Oxiddicke) und ausreichend hoher Kapazität gegenüber  $C_{\text{int}}$  (also kleiner Oxiddicke) gefunden werden. Üblich sind etwa  $30 \frac{\text{pF}}{\text{cm}}$  pro Streifen.

Die Koppelkapazität  $C_C$  wird durch eine Kapazitätsmessung zwischen *DC* und *AC pad* ermittelt.

### **Pinhole**

Der Strom, der von Streifenimplantat durch die  $\text{SiO}_2$ -Schicht zum Aluminiumkontakt tunnelt, wird als  $I_{\text{diel}}$  bezeichnet. Die Erwartung der Messung ist ein fast verschwindender Strom, der weit unter der Auflösung der verwendeten Messgeräte liegt. Im Fall eines deutlich erhöhten  $I_{\text{diel}}$  spricht man von einem *Pinhole*, dem Kurzschluss zwischen Aluminiumkontakt und Streifenimplantat.

$I_{\text{diel}}$  wird durch eine Strommessung zwischen *DC* und *AC pad* bestimmt.

### **Zwischenstreifenwiderstand $R_{\text{int}}$ und die *p-stop*-Isolierung**

Idealerweise ist der Widerstand zwischen zwei benachbarten Streifen unendlich groß, jedoch führen positiv geladene Defekte in der Oxidschicht zu einer Ansammlung von Elektronen zwischen zwei Streifen an der Grenzschicht zwischen Oxid und Substrat. Diese Ansammlungsschicht führt zum Kurzschluss zweier benachbarter Streifen und somit zum Verlust der Ortsauflösung.

Um diesem Effekt vorzubeugen, wird eine Isolation durch das Einbringen von p-dotierten Implantaten zwischen den einzelnen Streifen verwirklicht, welche die Ansammlungsschicht von Elektronen unterbrechen soll. Diese Struktur wird als *p-stop* bezeichnet und ist essenziell für die Detektion von Teilchen.  $R_{\text{int}}$  sollte  $R_{\text{poly}}$  mindestens um zwei Größenordnungen übertreffen, da sonst zwei benachbarte Streifen durch niederohmiges  $R_{\text{int}}$  kurzgeschlossen werden.

Die Messung von  $R_{\text{int}}$  erfolgt durch das Anlegen einer Kleinspannungsrampe zwischen zwei benachbarten Streifen und der Strommessung bei den einzelnen Punkten der Rampe. Eine lineare Regression ergibt den Widerstandswert.

**Zwischenstreifenkapazität  $C_{\text{int}}$** 

Es existiert auch eine nichtverschwindende Zwischenstreifenkapazität  $C_{\text{int}}$  zwischen zwei benachbarten Streifen. Ein solcher Effekt ist jedoch nicht parasitär oder gar unerwünscht, da er eine Aufteilung der induzierten Ladung ermöglicht. Dies hat zur Folge, dass Ladungen, die genau zwischen zwei Streifen entstehen, auch auf beiden Kanälen detektiert werden. Somit wird eine Ortsauflösung mit halbem Streifenabstand ermöglicht, allerdings nur mit maximal halber Signalstärke.

$C_{\text{int}}$  wird durch eine Kapazitätsmessung zwischen zwei benachbarten *DC pads* bestimmt.

## 3 CERN, der *Large Hadron Collider* und das CMS-Experiment

### 3.1 CERN

Dezember 1951. Nach den verheerenden Auswirkungen und Narben, die der Zweite Weltkrieg weltweit hinterlassen hatte, verlangte es nach Frieden und Zusammenarbeit in verschiedenen Bereichen, so auch in der Forschung. Die Idee einer europäischen Organisation für Nuklearforschung (franz. *Conseil européen pour la recherche nucléaire*) kam zum ersten Mal auf. Bereits zwei Monate später unterzeichneten die elf europäischen Gründerregierungen die Vereinbarung zu einer provisorischen Organisation - die Geburtsstunde des CERN.

Aufbauend auf den Lehren, die aus dem Zweiten Weltkrieg gezogen wurden, einigte man sich im Juni 1953 auf Richtlinien, die nicht nur den Haushalt regelten, sondern auch den moralischen Ethos des CERN [CER71] verewigten:

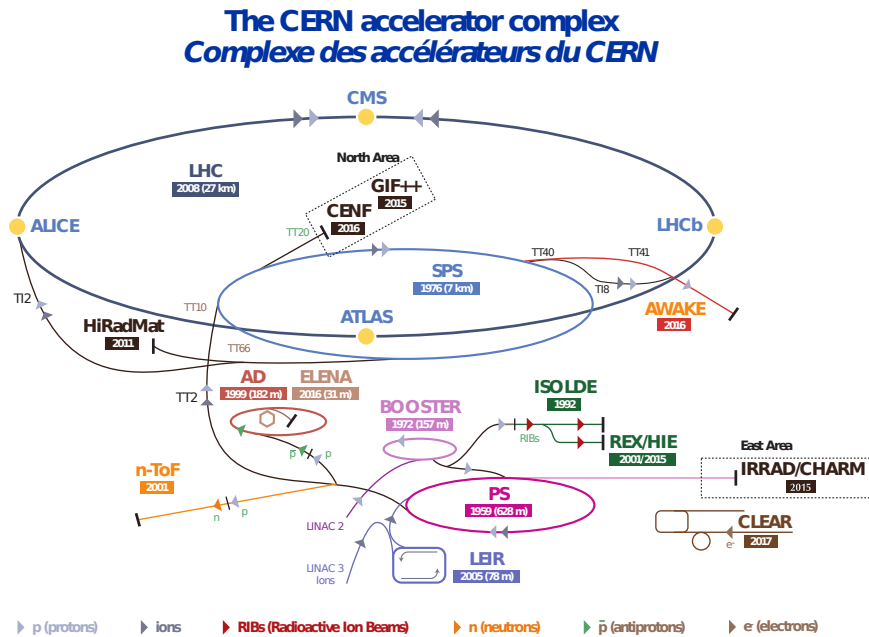
*“The Organization shall have no concern with work for military requirements and the results of its experimental and theoretical work shall be published or otherwise made generally available.”*

Seit dem Aufbau des Labors im Jahr 1954 ist CERN mit über 17500 Wissenschaftlern und Ingenieuren aus 22 Mitgliedsstaaten und zahlreichen Partnerländern außerhalb der Europäischen Union, 25 Experimenten angeordnet entlang von neun verschiedenen Beschleunigern ein Paradebeispiel für internationale Zusammenarbeit und Forschergeist.

### 3.2 LHC

Der *Large Hadron Collider* ist der weltweit größte und leistungstärkste Teilchenbeschleuniger. Er befindet sich 100 m tief unter der französisch-schweizerischen Grenze in der Nähe von Genf. Sein Bau wurde in den späten 1980er Jahren abgeschlossen.

Das Attribut *Large* hat sich der Ringbeschleuniger mit seinen 27 km Umfang redlich verdient. Im Gegensatz zu seinem Vorgänger LEP (*Large Electron-Positron Collider*) werden im LHC nicht Elektronen und Positronen, sondern entweder zwei Strahlen von Protonen oder von Schwerionen entlang des ultrahoch-vakuumierten Ringes gegenläufig beschleunigt und kontrolliert zur Kollision gebracht. Supraleitende Magnete bestimmen die Trajektorie der Teilchenstrahlen entlang des Ringes. Daher muss jeder Magnet auf  $-271,3^{\circ}\text{C}$  gekühlt werden. Aufgrund der höheren Masse der beteiligten Teilchen (im Vergleich zu Elektronen) werden Verluste durch Synchrotronstrahlung gesenkt, womit



**Abbildung 3.1:** Schematische Abbildung aller Beschleuniger und Teilchendetektoren des CERN [Mob18].

die Teilchenkollisionen bei höheren Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  stattfinden können. Acht supraleitende Radiofrequenz-Kavitäten pro Strahl mit Wechselfeldern von  $5 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$  bei 400 MHz beschleunigen sogenannte *bunches* von  $10^{11}$  Protonen oder Schwerionen. 2808 *bunches* im Fall von Protonen kollidieren bei vollem Betrieb alle 25 ns. Die Ringform des LHC ermöglicht dabei einen mehrmaligen Durchlauf der Teilchenbunches [CER18].

Um sicherzustellen, dass die supraleitenden Magnete des LHC in ihrem optimalen Bereich arbeiten und aufgrund des hohen Durchmessers des Beschleunigers, müssen die Teilchen beim Eintritt in den LHC bereits eine gewisse kinetische Energie erreicht haben [CER18]. Daher werden die Teilchen zunächst etappenweise vorbeschleunigt, um dann in den LHC eingeleitet zu werden. Das Resultat ist ein großer Vorbeschleunigerkomplex, wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist. Abhängig von der Art der beschleunigten Teilchen wird die Reihe der Vorbeschleuniger angepasst, um größtmögliche Effizienz zu erzielen.

Die für das Experiment erforderlichen Protonen werden aus Wasserstoffatomen gewonnen. Zunächst werden die Elektronen aus den H-Atomen entfernt und *bunch*-weise in den LINAC 2, einen Linearbeschleuniger, eingeleitet, wo sie die Reise durch den Vorbeschleunigerkomplex beginnen. Im letzten Vorbeschleuniger, dem SPS (*Super Proton Synchrotron*), erreichen die Teilchenstrahlen bereits eine kinetische Energie von 0,45 TeV. Diese ist ausreichend für den LHC. Die *bunches* werden ab dort im LHC gegenläufig weiterbeschleunigt, bis sie bei Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  aufeinandertreffen [CER18].

Die Kollisionen erfolgen nicht mit allen Protonen auf einmal, sondern an verschiedenen, festgelegten Orten, den sogenannten *interaction points* (IP), welche von Teilchendetektoren umschlossen sind. Insgesamt gibt es 7 verschiedene Experimente, die vier größten

sind ATLAS, ALICE, LHCb und nicht zuletzt CMS, welches Gegenstand dieser Arbeit ist und in Abschnitt 3.4 beschrieben wird.

### 3.3 Luminosität

Die Kenngröße eines Teilchenbeschleunigers mit dem größten Informationsgehalt ist neben der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  die (instantane) Luminosität  $\mathcal{L}$ . Sie ist ein Maß für die Rate der Teilchenbegegnungen  $\frac{dR}{dt}$  bei einem festen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_p$

$$\frac{dR}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma_p.$$

Für einen Ringbeschleuniger wie den LHC gilt dabei

$$\mathcal{L} = f \frac{N_1 N_2 N_b}{4\pi \sigma_x \sigma_y}, \quad (3.1)$$

mit den Zahlen der Teilchen pro *bunch*  $N_1$  und  $N_2$ , der Gesamtzahl der *bunches*  $N_b$ , der Umlauffrequenz  $f$  und den Ausdehnungen des Strahlquerschnittes in x-  $\sigma_x$  und in y-Richtung  $\sigma_y$ .

Integriert man die instantane Luminosität über die Zeit

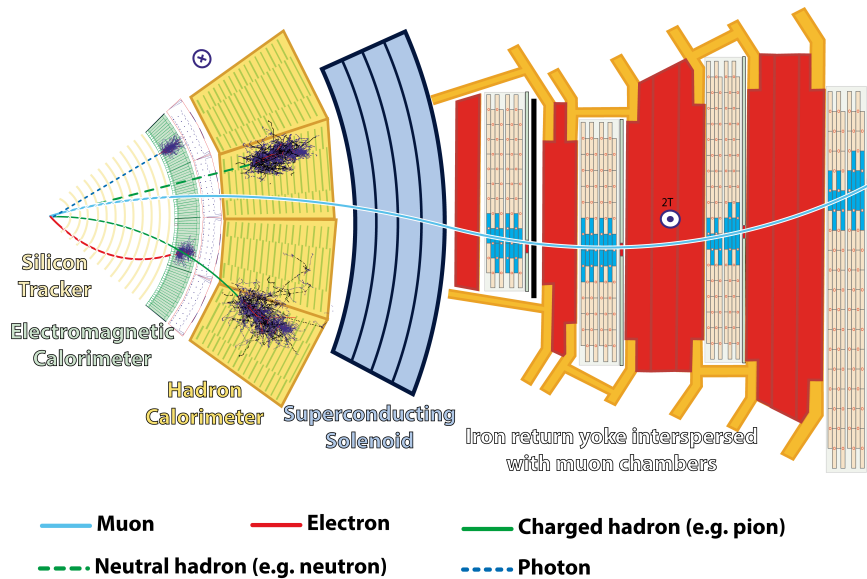
$$N_e \propto L = \int dt \mathcal{L},$$

so erhält man die Luminosität  $L$ , die proportional zu der Zahl der Ereignisse  $N_e$  ist. Die typische Einheit der Luminosität ist das inverse Femtobarn ( $\text{fb}^{-1}$ ), daher bezieht sich die Luminosität auf Ereignisse pro Femtobarn Wirkungsquerschnitt.

### 3.4 Der *Compact Muon Solenoid* (CMS)

Zusammen mit dem ATLAS-Detektor ist CMS mit seinen 15 m Höhe, 21 m Länge und einem Gewicht von 14 000 t einer der zwei größten Teilchendetektoren am LHC. Der CMS-Detektor ist ein Allzweck-Teilchendetektor, ist also dazu geeignet, jede mögliche Art von neuer Physik, die der LHC bieten kann, zu offenbaren. Eine der bedeutendsten Entdeckungen des CMS ist das Higgs-Boson im Jahr 2012, welches Peter W. Higgs und François Englert 2013 den Nobelpreis für die Entwicklung des Higgs-Mechanismus bescherte. Jedoch widmet sich die CMS-Kollaboration auch Themen unter anderem abseits des Standardmodells der Teilchenphysik [CER].

Bestenfalls sollte ein Teilchendetektor alle Raumwinkel abdecken, also kugelförmig aufgebaut sein. Da dies jedoch nicht möglich ist, ist der CMS-Detektor zylindrisch aufgebaut. Schichtweise werden um den IP herum mehrere Subdetektoren wie in Abbildung 3.2 dargestellt angeordnet, die alle eine andere Aufgabe bei der Rekonstruktion der Prozesse erfüllen. Durch zusätzliche Endkappen an beiden Seiten des Zylinders erzielt der CMS-Detektor die bestmögliche Winkelabdeckung [Col17].



**Abbildung 3.2:** Querschnitt des CMS-Detektors. Verschiedene Arten von Teilchen werden in designierten Bereichen des Detektors registriert [Dav16].

Umschlossen werden die Detektoren von einer supraleitenden Zylinderspule mit Stahljoch, was den letzten Namen des Akronymes *CMS* erklärt. Das durch die Spule erzeugte magnetische Feld macht sowohl eine Bestimmung der Ladung der Sekundärteilchen, als auch eine Impulsmessung möglich. Es werden Felder von etwa 4 T erreicht [CER18]. Die impulsabhängige Bahn, die die Teilchen in diesem homogenen Feld durch die Lorentzablenkung beschreiben, kombiniert mit einer präzisen Positionsbestimmung der Teilchen, ist entscheidend um die hochenergetischen Teilchen, die eine schwächere Ablenkung erfahren, noch präzise zu vermessen. Für die Ablenkung im Magnetfeld gilt

$$p_T = r \cdot q \cdot B, \quad (3.2)$$

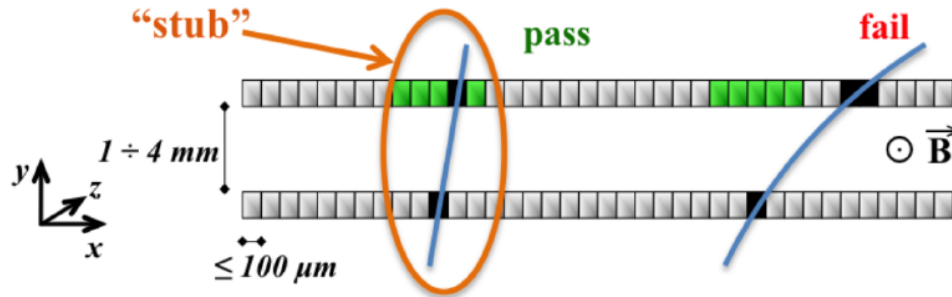
mit dem Transversalimpuls  $p_T$ , dem Radius der Kreisbahn des Teilchens  $r$ , seiner elektrischen Ladung  $q$  und dem angelegten, magnetischen Feld  $B$ .

Der innerste Subdetektor ist der Silizium-Spurdetektor, welcher Informationen über die Trajektorie von geladenen Teilchen sammelt. Auf den Spurdetektor wird im weiteren Verlauf der Arbeit der Hauptwert gelegt.

Die beiden darauffolgenden Schichten sind das elektromagnetische (ECAL) und das hadronische Kalorimeter (HCAL). Sie sind für die Energiebestimmung der Teilchen durch Deposition zuständig.

Den Mittelnamen *Muon* erhält der Detektor durch seine einzigartigen, äußersten Schichten: Die Myonenkammern. Myonen haben bei gleicher Ladung eine etwa 210-fach größere Masse, wodurch sie die inneren Kalorimeter durchqueren können, ohne detektiert zu werden. Aus diesem Grund sitzen die Myonenkammern in der äußersten Schicht des Detektors, wo Myonen die einzigen Teilchen sind, die mit einer hinreichenden Wahrscheinlichkeit detektiert werden. Um die zylindrische Magnetspule herum, verwoben mit den Myonenkammern, befindet sich das eiserne Rückführjoch, das die Aufgabe hat,





**Abbildung 3.3:** Veranschaulichung der *stub*-Logik. Nur Teilchen über einer definierten Energieschwelle werden näher betrachtet [Con+15].

die Magnetfeldlinien abzuschließen und die Myonen abzulenken. Die Trajektorie der Myonen wird durch ein Zusammenspiel von Informationen aus den Myonendetektoren und den Spurdetektoren rekonstruiert.

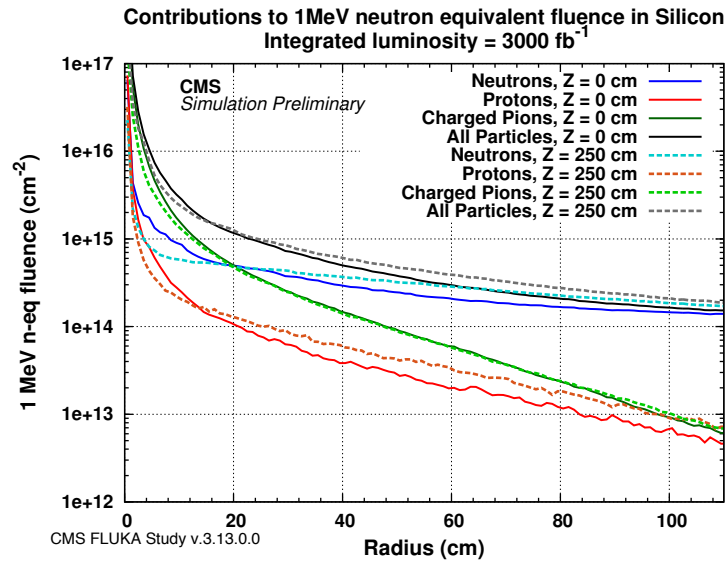
### 3.5 Das Phase-2-Upgrade des äußeren Spurdetektors

Aktuell ist der Silizium-Spurdetektor dafür ausgelegt, bei instantanen Luminositäten von  $\mathcal{L} = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  bis zu integrierten Luminositäten von  $500 \text{ fb}^{-1}$  zu arbeiten. Dabei beträgt der *pileup*, die Zahl von gleichzeitigen Teilchenbegegnungen, 20 bis 30 Kollisionen pro *bunch crossing* [Col17].

Im Jahr 2020 wird der HL-LHC (*High-Luminosity LHC*) in Betrieb genommen. Der Strahlquerschnitt  $\sigma_{x/y}$  wird verkleinert, wodurch sich die erwartete, instantane Luminosität auf  $\mathcal{L} \approx 5 \times 10^{34} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$  verfünffachen wird [Met16]. Durch die deutlich erhöhte Luminosität ergeben sich Herausforderungen.

#### 3.5.1 Stub-Logik

20 Kollisionen pro *bunch crossing* ergeben 1 Milliarde Ereignisse pro Sekunde, die zu einem Datendurchsatz von  $1 \frac{\text{TB}}{\text{s}}$  führen würden. Dieser hohe Durchsatz ergibt sich trotz bereits vorhandener Triggeralgorithmen, die die Daten schon weitestgehend reduzieren. Kein uns bekanntes System der Welt ist in der Lage, diesen enormen Datendurchsatz zu bearbeiten. Eine zusätzliche Reduktion der Datenmenge ist in Phase 2 durch einen weiteren hardwareseitigen Triggermechanismus geplant. Beim Durchqueren eines doppelseitigen Moduls prüft der Triggeralgorithmus, ob die Teilchenspur bei beiden Sensorseiten innerhalb eines bestimmten Triggerfensters liegt. Diese sogenannten *stubs* werden näher betrachtet. Alle anderen Ereignisse werden verworfen, wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Nach Gleichung 3.2 werden dabei nur Bahnen von Teilchen mit einer Energie über einem definierten Schwellenwert als *stubs* erkannt [Con+15].



**Abbildung 3.4:** Monte-Carlo-Simulation der erwarteten Teilchenfluenzen bei 3000 fb<sup>-1</sup> [Gut15].

**Tabelle 3.1:** Übersicht über erwartete Teilchenfluenzen bei 3000 fb<sup>-1</sup> für Bereiche des äußeren Spurdetektors. Orientiert an der FLUKA-Simulation in Abbildung 3.4 [DME19].

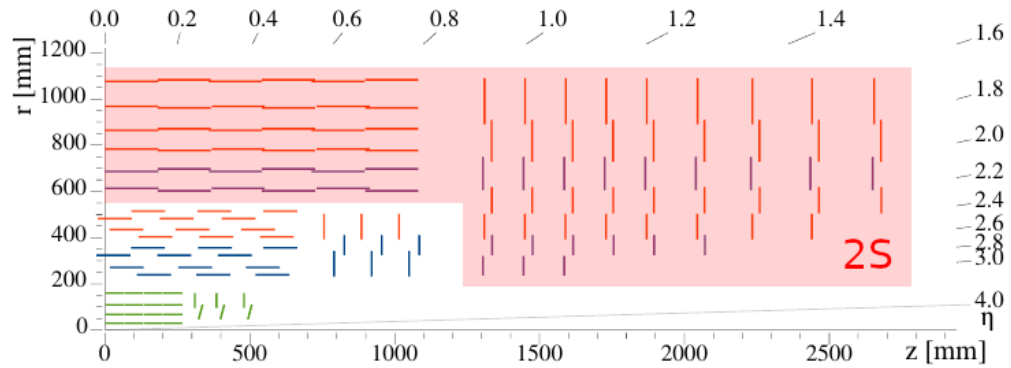
Bereich	Neutronen ( $10^{14}$ n <sub>eq</sub> /cm <sup>2</sup> )	Protonen ( $10^{14}$ n <sub>eq</sub> /cm <sup>2</sup> )	Gesamt ( $10^{14}$ n <sub>eq</sub> /cm <sup>2</sup> )
Min. außen	0,75	0,25	1
Min. innen	1	2	3
Nom. außen	2,5	0,5	3
Nom. innen	4	6	10
Max. außen	5	1	6
Max. innen	5	10	15

### 3.5.2 Granularität

Die Vielzahl an Kollisionen pro *bunch crossing* erfordert eine Okkupanz, die unter 1% liegt, um bei einem hohen *pileup* verschiedene Events noch diskriminieren zu können [Con+15]. Daher wird im Phase-2-Upgrade angestrebt, die Kanaldichte zu erhöhen, was die Granularität steigert. Durch die zusätzliche Reduktion des Sensorvolumens geht eine Massenreduktion des gesamten Detektors einher. Damit wird die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachstreuungen verringert.

### 3.5.3 Strahlungsumgebung

Bei geplanten 10 Jahren Laufzeit erwartet man eine integrierte Luminosität von ca. 3000 fb<sup>-1</sup> [Con+15]. Abbildung 3.4 zeigt die erwarteten Teilchenfluenzen in Abhän-



**Abbildung 3.5:** Viertel-Querschnitt des Silizium-Spurdetektors im CMS-Experiment. Der Pixeldetektor ist in grün gehalten, während einseitig bestückte Sensoren rot und doppelseitige Sensoren blau markiert sind. Die 2S-Module sind rot hinterlegt. Der IP liegt im Ursprung [Col17].

gigkeit der radialen Entfernung vom IP bei einer solchen Luminosität. Sie formuliert gleichzeitig eine Motivation für die in dieser Arbeit untersuchten Teilchenfluenzen, indem man die räumliche Anordnung der Module in Betracht zieht (vgl. Tabelle 3.1, Abbildung 3.4 und Abbildung 3.5).



## 4 Experimenteller Hintergrund

### 4.1 Fertigung von Siliziumstreifensensoren

Das Ausgangsmaterial für die Fertigung von Siliziumsensoren ist Quarz. Der niedrige Preis und sein natürliches Vorkommen macht es zu einem ausgezeichneten Rohmaterial für die Herstellung. Der Preis eines Sensors wird folglich ausschließlich von der Zahl an Verarbeitungsschritten und den gewünschten Qualitäten bestimmt [Har17].

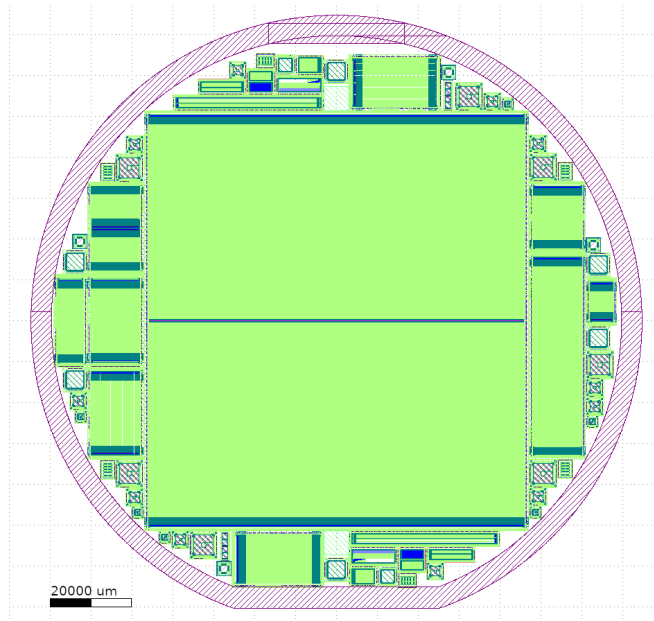
Der grobe Ablauf der Herstellung ist stets derselbe, nur Feinheiten ändern sich von Hersteller zu Hersteller. Typische Schritte bei der Fertigung sind

1. Aufbereitung des Siliziumdioxids zu Silizium,
2. Herstellung von Siliziumbarren,
3. Schneiden von Siliziumbarren zu sogenannten *Wafers*,
4. Oxidation, Dotierung, Annealing und Metallverarbeitung,
5. Schneiden von Sensoren aus den Wafers heraus.

Ein *Wafer* ist dabei eine kreisrunde Scheibe aus Silizium und dient hier als Substrat für die Sensoren. Auf einem Wafer werden stets so viele Sensoren wie möglich untergebracht, um Kosten zu minimieren. Ist danach aufgrund der Geometrie von Sensoren noch Platz vorhanden, wird dieser durch Teststrukturen, welche in dieser Arbeit untersucht werden, aufgefüllt.

### 4.2 Der HPK-2S-Wafer

Die in dieser Arbeit untersuchten Sensoren stammen vom Hersteller Hamamatsu Photonics [Pho]. Für die aktuelle Bestrahlungskampagne steht der HPK-2S-Wafer zur Verfügung, dessen Layout in Abbildung 4.1 abgebildet ist. Der Wafer bietet Platz für den großen 2S-Sensor in der Mitte mit 2032 Streifen der halben Sensorlänge. Rund um diesen Sensor angeordnet befinden sich Teststrukturen, MOS-Strukturen, Mini-Sensoren und Dioden. In Tabelle 4.1 sind die Parameter der einzelnen Sensoren und Dioden aufgelistet. Grundsätzlich unterscheiden sich die Mini-Sensoren nur durch ihre Länge, Segmentierung und Zwischenstreifenisolation. Ansonsten skaliert die Größe des *bias*-Ringes, der Peripherie, des *guard*-Ringes und der Streifen mit der Länge des Sensors. Der Zwischenstreifenabstand beträgt stets 90  $\mu\text{m}$ .



**Abbildung 4.1:** Layout des HPK-2S-Wafers. Die große Struktur in der Mitte ist der eigentliche 2S-Sensor. In dieser Arbeit werden jedoch die Teststrukturen rund um den Sensor untersucht.

**Tabelle 4.1:** Eckdaten aller für diese Arbeit relevanten Testsensordesigns

	Streifen (pro Segment)	Breite (mm)	Länge (mm)	Segmentierung?
Baby	127	11,860	48,522	nein
Center-Bias	254	11,829	20,615	ja
Irradiation	64	6,195	20,616	nein
KIT-Test	254	11,701	20,616	ja
PCommon	127	11,735	20,616	nein
TS12-DiodeL	-	5,3	5,3	-
TS12-DiodeM	-	2,8	2,8	-
TS12-DiodeS	-	1,55	1,55	-

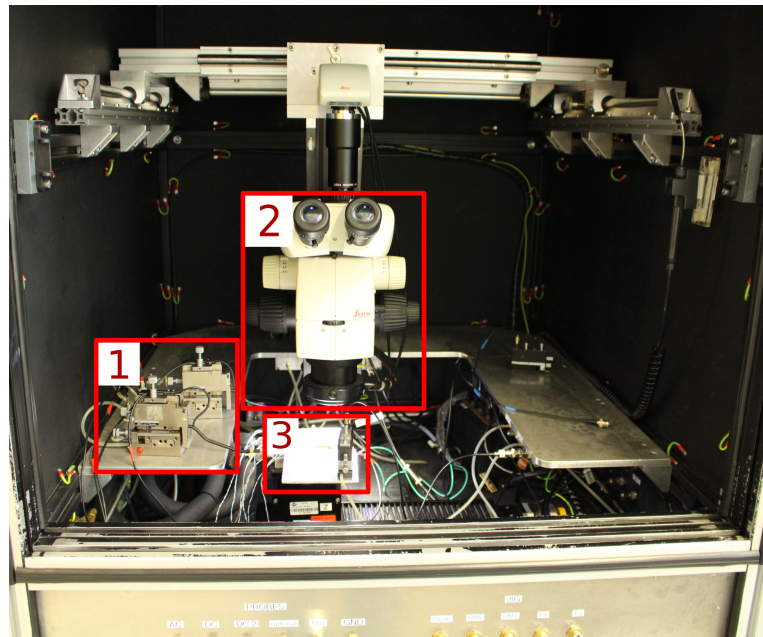


Abbildung 4.2: Das Innere der *probe station*. 1: Streifennadelhalter, 2: Hochauflösendes Mikroskop mit Kamera, 3: *jig* mit *bias*-Nadelhalter

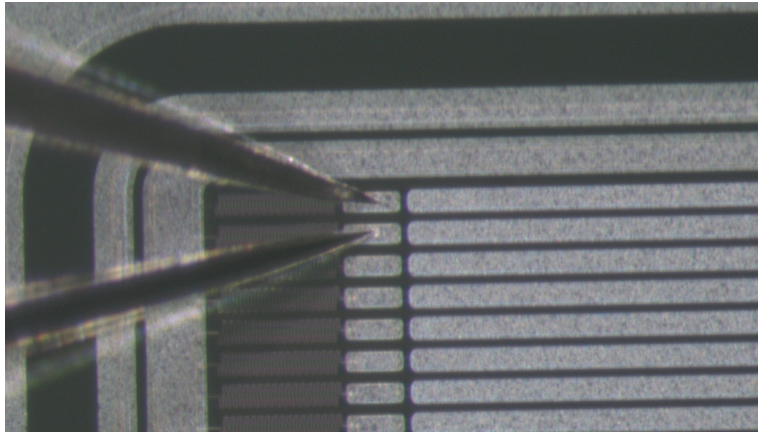
## 4.3 Die *Probe Station*

### 4.3.1 Hardware

Das Institut für Experimentelle Teilchenphysik (ETP) stellt zwei Stationen zum Testen von Sensoren zur Verfügung. Diese sogenannten *probe stations* sind in der Lage, semiautomatisch IV-, CV- und Streifenmessungen auszuführen. Abbildung 4.2 zeigt den gesamten Aufbau mit einer Beschreibung der einzelnen Komponenten.

Sehr wichtig für die Messungen ist ein hinreichend luft- und lichtdichtes System mit ausreichender Kühlleistung und Trockenluftzufuhr. Erst dadurch kann der Taupunkt tief genug gesetzt werden, um Messungen bei  $-20^{\circ}\text{C}$  überhaupt erst möglich zu machen, ohne dass sich eine Eisschicht auf dem Sensor bildet. Ferner müssen die Messungen in einer ausreichend dunklen Umgebung aufgenommen werden, da auch Photonen Elektron-Loch-Paare anregen können und dadurch der Leckstrom beeinflusst wird. Aus diesen Gründen ist das Gehäuse der *probe station* aus Aluminium gefertigt. Dieser fungiert gleichzeitig als Faradayscher Käfig und schirmt somit vor externen Störquellen ab.

Der Sensor wird durch ein Vakuum auf einer Haltevorrichtung (*jig*) aus Aluminium fixiert. Der *jig* kontaktiert den Sensor auf seiner Rückseite und versorgt ihn dadurch mit einer negativen Hochspannung. Die Kontaktierung jeglicher Pads und Ringe wird durch Nadelhalter vorgenommen. Sie werden an der Vorderseite an eine Spannung oder an Masse angeschlossen. Das Anlegen der Betriebsspannung erfolgt über eine *bias*-Nadel, welche auf Masse liegt und den *bias ring* kontaktiert. Streifenmessungen erfordern zwei



**Abbildung 4.3:** Ein mit Streifennadeln kontaktierter Sensor in der *probe station*. Die Streifennadeln sind auf zwei benachbarten DC-Pads platziert.

zusätzliche Nadeln, welche einen Kontakt mit den Pads herstellen. Abbildung 4.3 zeigt die Nadelpositionen bei einem solchen Messszenario.

Dadurch, dass der *jig* mit hochauflösenden Schrittmotoren softwareseitig verfahrbar ist, sind Streifenscans möglich.

Peltierelemente in Kombination mit Widerstandsthermometern (Pt1000) kühlen den *jig* PID-geregelt auf die gewünschte Temperatur. Außerhalb der Probestation befinden sich Labornetzgeräte, LCR-Meter, Multimeter und Temperaturcontroller, deren Verbindungen über kleine, geschirmte Öffnungen in die Probestation hereingeführt werden.

Weiterführende Informationen über die Probestation finden sich in [Erf09].

### 4.3.2 Software

Das Backend, das die Daten der Probestation ausliest, basiert auf einem modular aufgebauten Python-Skript. Abbildung 4.4 zeigt sein Prinzipdiagramm. In der Mitte aller Module steht der *supervisor*, ein endlicher Automat im Sinne der Automatentheorie. Jedes Modul bekommt Aktionen und steht in Datenkommunikation mit diesem *supervisor*. Die in Unterabschnitt 4.3.1 beschriebene Hardware außerhalb der Probestation kommuniziert über den *device manager*, welcher die softwareseitige Hardwarelayer darstellt, mit dem *supervisor*.

Über das Frontend können Parameter der Messung im *yaml*-Format mithilfe des *measurement*-Moduls eingetragen werden. Dabei wurde beim Design der Software darauf geachtet, möglichst viel über Konfigurationsdateien abzuwickeln, da somit in weiteren Versionen der Software der Code nicht mehr modifiziert werden muss, falls neue Arten von Messungen gemacht werden müssen. Der *supervisor* iteriert bei einer Messung über die Datenstruktur des *measurement*-Moduls.



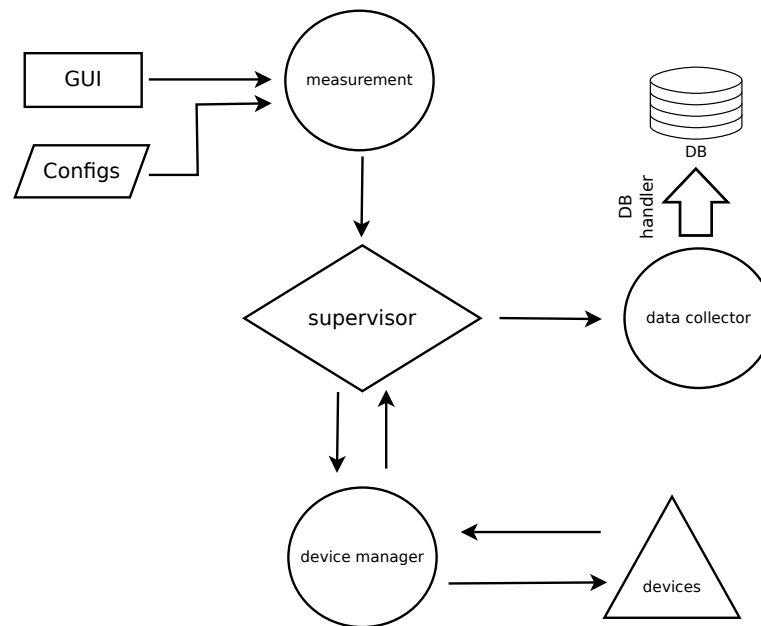


Abbildung 4.4: Prinzipdiagramm des MeasurementControl-Backends

Die von der Hardware eingelesenen Daten werden vom *supervisor* an den *data collector* geschickt, wo sie zum Beispiel über einen Echtzeit-Plot innerhalb des Frontends visualisiert werden können, oder in die lokale Datenbank des IETP hochgeladen werden.

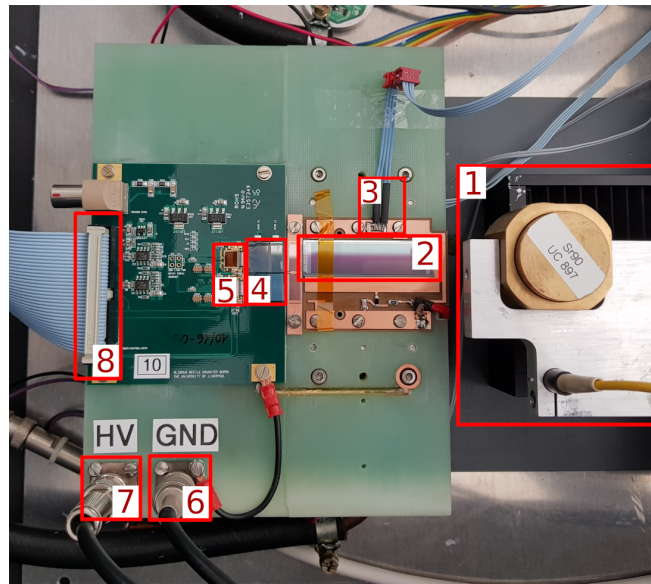
Zur Zeit der Anfertigung dieser Arbeit stehen drei Varianten von Frontends zur Verfügung, alle mit anderen designtechnischen Feinheiten, jedoch spiegelt jedes Frontend das gleiche Prinzip wieder. Alle Frontends beinhalten eine Steuerung der Schrittmotoren, Einstellen der Messparameter und Messgeräte und stellen Echtzeit-Plots dar.

## 4.4 Das ALiBaVa-System

Messungen zur Ladungssammlung der Sensoren erfolgen mit einem speziell dafür entwickelten Messaufbau, der den Namen ALiBaVa trägt. Um Sensoren auf geeignete Art und Weise charakterisieren zu können, wurde beim Design des Aufbaus Wert auf Dunkelheit, Temperatur- und Luftfeuchtekontrolle gelegt.

Die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren in den Sensoren erfolgt entweder durch eine radioaktive Strontium-90-Quelle oder über einen Laser. Strontium-90 zerfällt über reinen  $\beta$ -Zerfall mit einer Halbwertszeit von etwa 29 Jahren in Yttrium-90. Mit einer Endpunktsenergie von 2,2 MeV stellt das kurzlebige Tochternuklid eine MIP-Quelle dar und kann für Untersuchungen der Ladungssammlung verwendet werden.

Der zu untersuchende Sensor wird auf der Probenhalterung montiert und mit dem Daughterboard verbunden, welches zwei Beetle-Chips beinhaltet. Die Anzahl der Kanäle pro Beetle-Chip beträgt 128. Der *pitch*-Adapter übernimmt die Rolle der Kanalabstandstranslation zwischen Beetle-Chip und den Sensorkanälen (*AC pads*).



**Abbildung 4.5:** Das ALiBaVa-Setup. 1: Verfahrbare Quellenhalterung, 2: Sensor, 3: Temperatursensor, 4: *pitch*-Adapter, 5: Beetle-Chip, 6: Masseverbindung, 7: Hochspannungsversorgung, 8: Flachbandkabel zum Motherboard

Die Auslese der Kanäle wird im Fall einer radioaktiven Quelle von einem Szintillator, welcher unterhalb des Daughterboards platziert wird, getriggert. Ein in xyz-Richtung verfahrbarer Kollimator über dem Daughterboard hält die radioaktive Quelle. Er kann so eingestellt werden, dass die Strahlung auf die angeschlossenen Kanäle begrenzt wird. Peltierelemente unter dem Daughterboard kühlen/heizen über eine Kupferbrücke den Sensor auf die erforderliche Temperatur. Das gesamte Setup wird in einer Aluminiumbox aufbewahrt.

Das Daughterboard wird über Flachbandkabel an das eigentliche Hauptmodul des Aufbaus angeschlossen: das Motherboard. Dieses bietet Schnittstellen für den Analyserechner, die Temperaturkontrolle und den Szintillator. Die analogen Daten, die von den Beetle-Chips ausgelesen werden, werden über das Motherboard digitalisiert und an den Analyserechner übermittelt. Auf diesem werden die Daten mithilfe von ROOT-Skripten analysiert. Die Steuerung und Einprogrammierung des Messablaufes erfolgt hier über ein LabView-Programm auf dem Analyserechner.

## 4.5 Eigenschaften des idealen Sensormaterials

Ein ideales Material zeichnet sich in erster Linie durch Effizienz aus, sowohl aus einem finanziellen Standpunkt, als auch aus technischen Gründen. Sensoren mit einer größeren Dicke erfordern (bei gleichbleibender Dotierungskonzentration) aufgrund ihrer höheren Depletionsspannung  $V_{\text{dep}}$  natürlicherweise eine höhere Betriebsspannung. Da dadurch allerdings der Leckstrom steigt, steigt auch die Verlustleistung durch Abwärme. Durch die höhere Temperatur steigt folglich auch die Rauschschwelle. Bei gleichbleibendem

Signal sinkt dadurch das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR). Außerdem erfordert der Betrieb des Sensors eine höhere Kühlleistung.

Entscheidend ist auch, ob das Material eine ausreichende Strahlenhärte aufweist, um den Betrieb im äußeren Spurdetektor für die vorgesehene integrierte Luminosität von  $3000 \text{ fb}^{-1}$  bei ungefähr 10 Jahren Laufzeit zu gewährleisten. Es wird eine Betriebsspannung von  $V_{\text{bias}} = 600 \text{ V}$  angestrebt, jedoch kommt auch ein Boost auf  $800 \text{ V}$  in Betracht. Es muss abgewägt werden, ob sich ein solcher Boost lohnt. Mit der hohen Betriebsspannung sind, wie im obigen Absatz begründet, höhere Kosten und Kühlaufwand verbunden.

Vorhergehende Arbeiten [Bra17] [Hof13] [Met16] haben im Rahmen der HPK-Kampagne gezeigt, dass bestrahlte Sensoren der Dicke  $d = 200 \mu\text{m}$  kein Signal liefern, das für den Betrieb im äußeren Spurdetektor ausreichend ist. Auf der anderen Seite liefern dickere Sensoren mit  $d = 300 \mu\text{m}$  zwar mehr Signal, erfordern allerdings höhere Betriebsspannungen aufgrund höherer Depletionsspannungen. Sie zeigen außerdem ein stärkeres *reverse* Annealingverhalten.

Die optimale Dicke muss daher zwischen diesen zwei Dicken liegen, um eine ausreichende Signalstärke zu erreichen [Met16]. In vorhergehenden Studien stellte sich heraus, dass Materialien mit  $240 \mu\text{m}$  in Betracht kämen. Zudem bietet Hamamatsu in ihrer aktuellen Produktionslinie ein Material der Dicke  $290 \mu\text{m}$  an. Dieses bedarf im Hinblick auf die fortschreitende Erfahrung und Entwicklung ebenfalls einer Charakterisierung.

Zusammenfassend ergeben sich für ideale Sensoren

- **niedriger Leckstrom,**
- **kleine Betriebsspannung,**
- **ausreichende Ladungssammlung** und
- **kleine Signaleinbuße (reverse annealing)**

als Eigenschaften [Met16]. Um eine gute Strahlenhärte zu gewährleisten, sollten diese Eigenschaften auch nach der erwarteten Bestrahlung noch gelten.



# 5 Charakterisierung des FZ290-Materials

## 5.1 Das Sensormaterial

Beide Materialien in dieser Arbeit werden mithilfe des Zonenschmelzverfahrens angefertigt. Das Prinzip des Verfahrens beruht darauf, dass Verunreinigungen im Siliziumsubstrat innerhalb des Schmelztiegels ein niedrigeres chemisches Potenzial im Bezug zum Silizium besitzen und daher zur Schmelze diffundieren. Je nach Verteilungskoeffizient verläuft dieser Vorgang mehr oder weniger leicht. Eine Dotierung des Materials kann durch Beigabe von gasförmigen Stoffen erreicht werden.

Das vorliegende Material FZ290 wurde mit diesem "float zone"-Verfahren gezogen und hat eine aktive Sensordicke von 290  $\mu\text{m}$ . Der genaue Fertigungsprozess ist Hamamatsus Firmengeheimnis. Am Ende der Fertigung wählt Hamamatsu diejenigen Wafer aus, die den Anforderungen genügen und sendet diese zur Charakterisierung an das ETP. Jeder einzelne Wafer trägt eine Wafernummer zur eindeutigen Identifizierung.

## 5.2 IV- und CV-Kurven

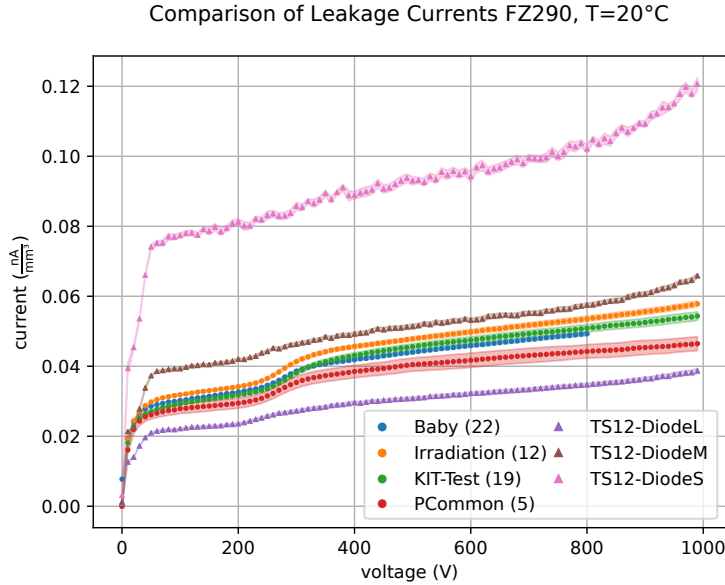
### 5.2.1 Eigenschaften der Messprozedur

Wie in Abschnitt 2.5.1 herausgearbeitet wurde, hat die Temperatur den größten Einfluss auf das Verhalten des Leckstromes. In Verbindung mit der Arbeit in [Met16] und der Genauigkeit der verwendeten Pt1000-Temperatursensoren ergibt dies einen Fehler von 10% pro 1  $^{\circ}\text{C}$  auf den gemessenen Leckstrom.

Der Guardring wird bei allen Messungen nicht kontaktiert.

### 5.2.2 Vor Bestrahlung

Vor der Bestrahlung werden die Leckströme verschiedener Sensorlayouts (KIT-Test, PCommon, Irradiation, Baby) und Dioden in 3 verschiedenen Größen (VDP Flute S/M/L) bei einer Temperatur von 20  $^{\circ}\text{C}$  gemessen. Da die Testsensoren sich in ihrer Größe unterscheiden, muss der Leckstrom  $I_{\text{tot}}$  auf das Sensorvolumen normiert werden. Abbildung 5.1 zeigt das Resultat aller Leckstrommessungen vor Bestrahlung. Die Leckstromverläufe der Sensoren liegen in der gleichen Größenordnung und stellen sich bei 300 V zwischen  $(0,0354 \pm 0,0029) \frac{\text{nA}}{\text{mm}^3}$  (PCommon, rot) und  $(0,0413 \pm 0,0018) \frac{\text{nA}}{\text{mm}^3}$  (Irradiation, orange) ein. Der *Technical Design Report*



**Abbildung 5.1:** FZ290: IV-Kennlinien vor Bestrahlung. Jede Kurve ist das Resultat einer Mittelung mehrerer verschiedener Messungen des Leckstromes von Sensoren verschiedener Wafer. Farblich hinterlegte Bereiche kennzeichnen die Standardabweichung auf den Mittelwert. Die Strichprobengröße jeder Mittelkurve ist in der Legende in Klammern vermerkt. Für Dioden beträgt sie stets 12. Kreisförmige Messpunkte kennzeichnen Sensoren, dreieckige Punkte gehören zu Dioden.

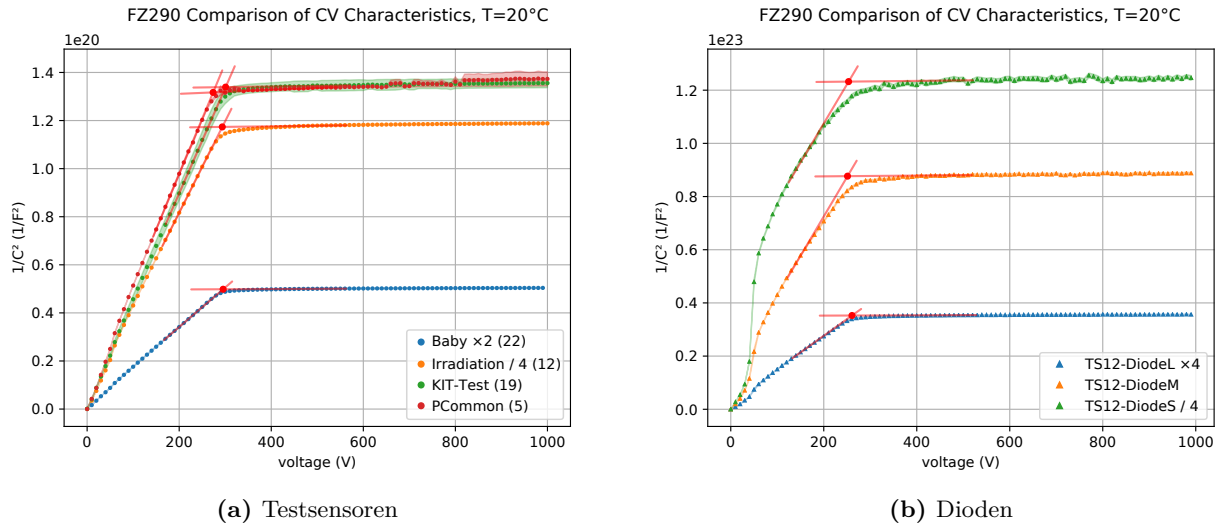
(TDR) [Col17] spezifiziert in vorläufigen Ergebnissen für Sensorparameter einen maximalen Leckstrom  $I_{\text{tot}}(500 \text{ V}) = 2 \frac{\text{nA}}{\text{mm}^3}$ . Mit Leckströmen  $I_{\text{tot, exp}}(500 \text{ V})$  zwischen  $(0,0405 \pm 0,0033) \frac{\text{nA}}{\text{mm}^3}$  und  $(0,0478 \pm 0,0022) \frac{\text{nA}}{\text{mm}^3}$  liegt der experimentell bestimmte Leckstrom unter dem spezifizierten Maximalwert. Ferner kann die weiterhin im TDR angegebene Bedingung, dass

$$I_{\text{tot}}(700 \text{ V}) < 3 \times I_{\text{tot}}(500 \text{ V}) \quad (5.1)$$

sein sollte, eingehalten werden.

Die Leckströme der Dioden liegen zwar in der gleichen Größenordnung, skalieren jedoch invers mit ihrer Größe. Mit einem Leckstrom von  $I_{\text{tot}}(500 \text{ V}) = (0,0308 \pm 0,0046) \frac{\text{nA}}{\text{mm}^3}$  bei den Dioden der Größe L bis zu  $I_{\text{tot}}(500 \text{ V}) = (0,0929 \pm 0,0012) \frac{\text{nA}}{\text{mm}^3}$  bei den Dioden der Größe S liegt der Leckstrom der Dioden ebenfalls unter der Maximalspezifikation des TDR, auch Bedingung 5.1 kann eingehalten werden.

Der deutlich unterschiedliche Leckstrom könnte aus der räumlichen Anordnung der einzelnen Dioden auf dem Wafer (vgl. Abbildung 4.1) resultieren. Die Entfernung zum Rand des Wafers nimmt mit der Diodengröße ab. Daher vergrößert sich der Einfluss der in Abschnitt 2.5.1 beschriebenen Randeffekte im Bezug auf den Rand des Wafers, was einen höheren Leckstrom zur Folge haben könnte. Zusätzlich dazu sind Randeffekte innerhalb der Dioden zu berücksichtigen. Mit kleinerer Fläche der Diode sinkt das Verhältnis zwischen aktiver Fläche und Peripheriefläche. Daher fallen Randeffekte bei kleinen Dioden deutlich stärker aus.



**Abbildung 5.2:** FZ290: CV-Kennlinien vor Bestrahlung. Jede Kurve ist das Resultat einer Mittelung mehrerer verschiedener Messungen des Leckstromes von Sensoren verschiedener Wafer. Farblich hinterlegte Bereiche kennzeichnen die Standardabweichung auf den Mittelwert. Die Strichprobengröße jeder Mittelkurve ist in der Legende in Klammern vermerkt. Für Dioden beträgt sie stets 12. Einige Kurven wurden aus Darstellungsgründen mit einem Faktor multipliziert (siehe Legende).

**Tabelle 5.1:** FZ290: Depletionsspannungen  $V_{\text{dep}}$ . Signifikante Unsicherheiten durch die Standardabweichung auf den Mittelwert sind angegeben.

Layout	$V_{\text{dep}}$ (V)
Baby	295
Irradiation	294
KIT-Test	$301 \pm 1$
PCommon	$274 \pm 1$
TS12-DiodeL	264
TS12-DiodeM	265
TS12-DiodeS	266

Abbildung 5.2 zeigt die über alle gemessenen Sensoren gemittelten CV-Kurven mit Standardabweichung auf die Mittelkurve vor Bestrahlung. Die Frequenz des zur Kapazitätsmessung verwendeten LCR-Meters beträgt stets  $f = 1$  kHz. Der genaue Wert für die optimale Frequenz ergibt sich zunächst aus der Sättigung der Ladungssammlung in Abhängigkeit von der Bias-Spannung des Sensors. Die daraus ableitbare Depletionsspannung gibt mit Referenz-CV-Messungen die Frequenz für Sensoren des gleichen Materials vor.

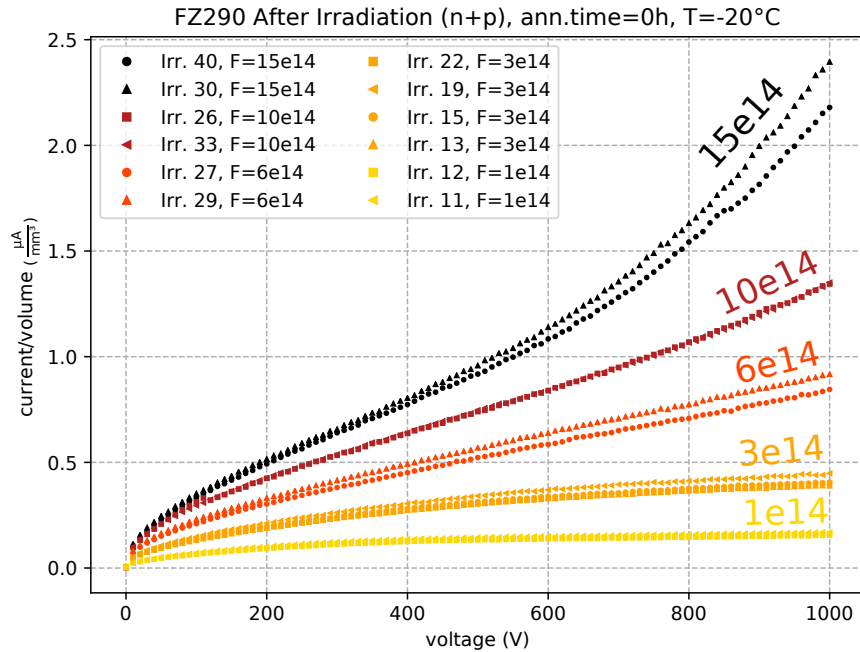
Aufgrund der sich unterscheidenden Sensorflächen liegen die Plateauwerte der Kapazitäten nicht in der gleichen Größenordnung. Lediglich Testsensoren des Layouts `PCommon` und `KIT-Test` haben ungefähr die gleiche Sensorfläche (vgl. Tabelle 4.1) und weisen somit nahezu den gleichen Plateauwert auf.

Mithilfe des Modells aus Gleichung 2.6 kann die Depletionsspannung nun über lineare Fits an das Plateau und die Kapazitätsrampe bestimmt werden. Hierbei werden aufgrund der Effekte, die in Abschnitt 2.5.1 beschrieben wurden, nur die letzten Punkte der Rampe in die Anpassung miteinbezogen. Die auf diese Weise bestimmten Depletionsspannungen sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Ergebnisse für diese Depletionsspannungswerte sind jedoch zu relativieren. Fitfehler, Abweichungen durch die Mittelwertbildung und systematische Unsicherheiten durch sowohl die Produktion als auch die Messung selbst fließen hierbei ein. Eine Fehleranalyse ergibt, dass die von Hamamatsu [Pho] angegebene Unsicherheit von  $\pm 10$   $\mu\text{m}$  auf die Dicke des Wafers (nach Gleichung 2.6) die signifikanteste Unsicherheit von  $\Delta V_{\text{dep}} = \frac{V_{\text{dep}}}{2d} \Delta d \approx 3\% \cdot \frac{V_{\text{dep}}}{2}$  auf die Depletionsspannung einführt. Dabei stellt  $V_{\text{dep}}$  die experimentell bestimmte Depletionsspannung und  $d$  die aktive Sensordicke dar.

Um Aussagen über das untersuchte Material zu treffen, eignen sich hierbei die Depletionsspannungen der Dioden am besten, da bei den Sensoren aufgrund ihrer Streifen veränderte Feldkonfigurationen herrschen, die die Verarmung des Materials je nach Layout beeinträchtigen können. Diese Annahme wird durch die hohe Streuung der Depletionsspannungen der Testsensoren bekräftigt. In [Bra17] wurden die CV-Charakteristiken vom *deep-diffused* 200  $\mu\text{m}$ -Material auf die gleiche Weise bestimmt. Braach hat in dieser Arbeit gefunden, dass  $V_{\text{dep}}(\text{PCommon}) < V_{\text{dep}}(\text{Irradiation}) < V_{\text{dep}}(\text{KIT-Test})$ . Diese Relationen werden für das vorliegende FZ290-Material reproduziert. Das unterstützt die Annahme, dass die Depletionsspannung von Sensoren konsistent abhängig von ihrem Streifenlayout sind.

Bei den Dioden lässt sich mit abnehmender Größe ein steigender Trend der Depletionsspannung erahnen. Dieser kann durch Randeffekte, die bereits in der Untersuchung des Leckstromes behandelt wurden, verursacht werden. Um den Einfluss durch Randeffekte zu minimieren, ist somit die Depletionsspannung der Diode L am aussagekräftigsten, wenn eine Aussage über das Material allein gemacht werden soll. Demnach depletiert das vorliegende FZ290-Material bei einer Spannung von etwa 264 V.





**Abbildung 5.3:** FZ290: IV-Kennlinien nach Bestrahlung. Die Fluenzen sind zur besseren Übersicht farbkodiert.

### 5.2.3 Nach Bestrahlung

In dieser Arbeit werden Sensoren des Typs Irradiation zu je zwei Sensoren mit verschiedenen Fluenzen an Neutronen und Protonen bestrahlt. Nach der Bestrahlung werden IV-Kennlinien aller bestrahlten Sensoren aufgenommen und in Abbildung 5.3 dargestellt. Wie zuvor wird der Leckstrom auf das Sensorvolumen normiert.

Es ist einfach zu sehen, dass der Sensorleckstrom  $I_{\text{tot}}$ , wie in Unterabschnitt 2.6.2 etabliert, mit der Fluenz skaliert. Die Leckströme zeigen den erwarteten, wurzelförmigen Verlauf in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Der betragsmäßig deutlich höhere Leckstrom im Vergleich zu unbestrahlten Sensoren führt dazu, dass Effekte, die durch Oberflächenströme (siehe Abschnitt 2.5.1) hervorgerufen werden, nicht mehr erkennbar sind. Somit weisen die Kurven, anders als im unbestrahlten Zustand, keine Verkrümmungen mehr auf.

Der *Technical Design Report* [Col17] spezifiziert die Bedingungen

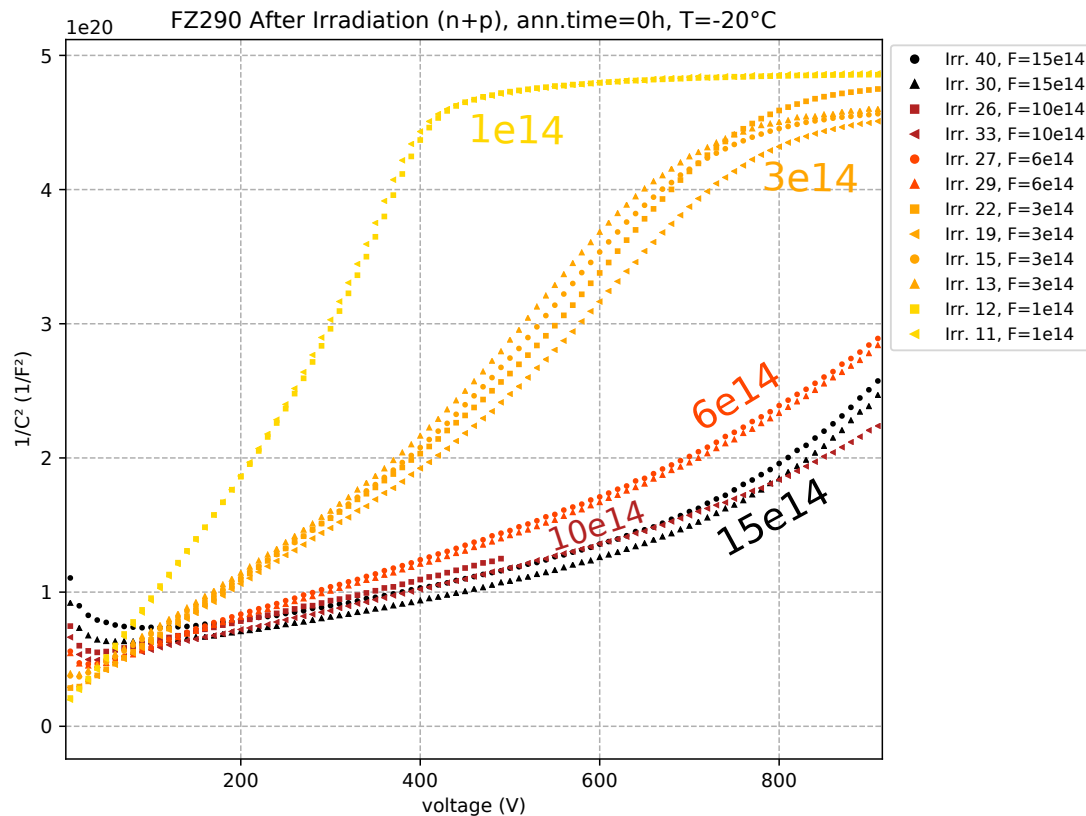
$$I_{\text{tot}}(1000 \text{ V}) < 4 \cdot I_{\text{tot}}(700 \text{ V}) \quad \text{und} \\ V_{\text{breakdown}} > 1000 \text{ V}$$

für Sensoren nach der Bestrahlung. Wie in Tabelle 5.2 und Abbildung 5.3 zu sehen ist, werden beide Spezifikationen von allen untersuchten Sensoren erfüllt.

Abbildung 5.4 zeigt CV-Kennlinien der Irradiation-Sensoren nach Bestrahlung. Die Frequenz des zur Kapazitätsmessung verwendeten LCR-Meters beträgt stets 1 kHz, sollte aber aufgrund der veränderten Kapazitäten und Zeitkonstanten nach unten

**Tabelle 5.2:** FZ290: Sensorlayout Irradiation: Normierte Leckströme bei  $V_{\text{bias}} = 700\text{ V}$  und  $1000\text{ V}$ ,  $T = -20^\circ\text{C}$ . Die letzte Spalte gibt an, ob die Sensoren die Spezifikationen im TDR [Col17] einhalten konnten.

Wafernummer	$\Phi_{\text{eq}} (n_{\text{eq}}/\text{cm}^2)$	$I_{700\text{V}} (\frac{\mu\text{A}}{\text{mm}^3})$	$I_{1000\text{V}} (\frac{\mu\text{A}}{\text{mm}^3})$	Spez.
40	$15 \times 10^{14}$	1,281	2,179	✓
30	$15 \times 10^{14}$	1,355	2,394	✓
26	$10 \times 10^{14}$	0,949	1,344	✓
33	$10 \times 10^{14}$	0,948	1,351	✓
27	$6 \times 10^{14}$	0,650	0,845	✓
29	$6 \times 10^{14}$	0,706	0,916	✓
22	$3 \times 10^{14}$	0,352	0,402	✓
19	$3 \times 10^{14}$	0,396	0,448	✓
15	$3 \times 10^{14}$	0,355	0,407	✓
13	$3 \times 10^{14}$	0,347	0,389	✓
12	$1 \times 10^{14}$	0,142	0,156	✓
11	$1 \times 10^{14}$	0,155	0,170	✓



**Abbildung 5.4:** FZ290: CV-Kennlinien nach Bestrahlung. Die Fluenzen sind zur besseren Übersicht farbkodiert. Die LCR-Frequenz beträgt  $1\text{ kHz}$ .

angepasst werden. Im Zuge der Vergleichbarkeit wurde die gleiche Frequenz wie für Messungen vor Bestrahlung verwendet.

Bei einer Fluenz von  $1 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  ist das Material ab etwa 400 V vollständig depletiert. Unabhängig von der Strahlungsmischung depletieren Sensoren der Fluenz  $3 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  erst bei einer Spannung von ungefähr 800 V. Für Fluenzen über  $3 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  liegt keine Depletion für das Material im untersuchten Wertebereich vor.

Es wird auf eine Bestimmung der Depletionsspannung mithilfe der in Unterabschnitt 5.2.2 beschriebenen Methode verzichtet. Zum einen ist bei Fluenzen über  $1 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  aufgrund von hohen Depletionsspannungen der Fit an das Plateau nicht möglich und zum anderen bietet das Verfahren an dieser Stelle keinen Mehrwert.

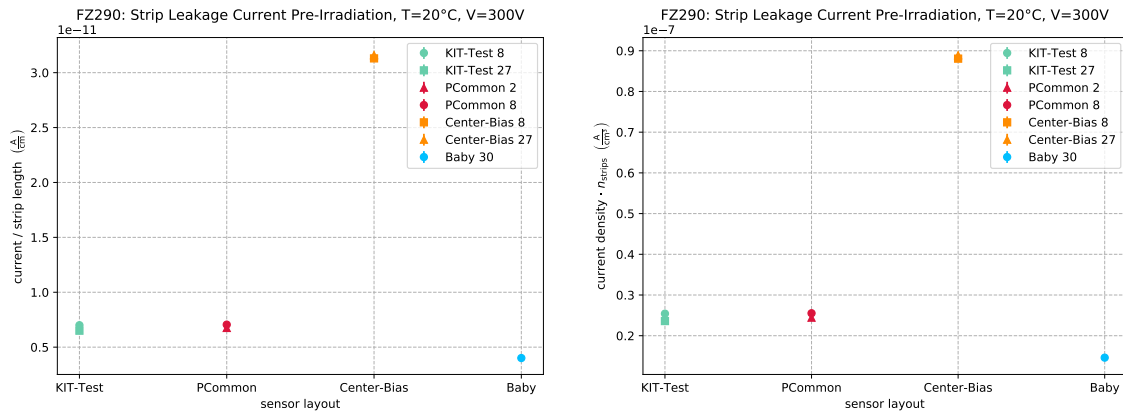
Trotz einer Fluenzdifferenz von  $4 \times 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$  liegen die CV-Charakteristiken von Sensoren der Fluenzen  $6 \times 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$  und  $10 \times 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$  nah beieinander. Dies bestätigt Beobachtungen in [Gos18]. Gosewisch findet Saturierungseffekte abhängig von der Reihenfolge der Bestrahlungen. Die Verläufe von CV-Charakteristiken mit Neutronenbestrahlung vor Protonenbestrahlung und purer Neutronenbestrahlung liegen dabei näher beieinander als CV-Verläufe mit Protonenbestrahlung vor Neutronenbestrahlung und purer Protonenbestrahlung. Es ist möglich, dass nach voriger Neutronenbestrahlung eine Protonenbestrahlung die CV-Charakteristik nicht mehr in gleichem Ausmaß verändert wie bei der umgekehrten Reihenfolge. Dies kann für das vorliegende Material reproduziert werden.

Zusammenfassend können die Sensoren bei einer Bias-Spannung von 600 V bis zu einer Fluenz von  $1 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  im volldepletierten Zustand betrieben werden. Bei der maximal vorgesehenen Betriebsspannung des Detektors von 800 V können die Sensoren bei Fluenzen bis  $3 \times 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  im depletierten Zustand betrieben werden.

### 5.3 Streifenparameter

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Streifenmessungen sind das Resultat der Mittelung der untersuchten Messgröße über alle Streifen eines bestimmten Sensors. Bei der Mittelwertbildung werden Ausreißer, deren Abweichung vom Mittelwert über einem bestimmten Schwellenwert liegt, verworfen. Ausreißer resultieren in der Regel entweder aus fehlerhaft produzierten Streifen oder (wie in den meisten Fällen) aus Messartefakten und sind somit nicht repräsentativ für den gesamten Sensor. Diese Ausreißer können bei der Auswertung vernachlässigt werden.

Grundsätzlich können Fehler auf die Messung durch Ungenauigkeiten bei der Platzierung der Streifennadeln, der Temperaturkontrolle oder herstellerseitig bei der Produktion der Teststrukturen entstehen. Schwankungen um den Mittelwert werden stets mithilfe der Standardabweichung angegeben.



(a) Streifenleckstrom normiert auf die Streifenlänge (b) Streifenleckstrom normiert auf die Anzahl der Streifen und das aktive Sensorvolumen

**Abbildung 5.5:** FZ290: mittlerer Streifenleckstrom  $I_{\text{leak}}$  normiert auf verschiedene Größen vor Bestrahlung

**Tabelle 5.3:** FZ290: Vergleich der Substratleckströme  $I_{\text{tot}}$  und der Streifenleckströme multipliziert mit der Anzahl der Streifen  $n \cdot I_{\text{leak}}$  vor Bestrahlung bei  $V_{\text{bias}} = 300 \text{ V}$ ,  $T = 20 \text{ °C}$ . Die Spalte RH gibt die mittlere relative Luftfeuchte während der Messung an.

Sensor	$I_{\text{tot}}$ (nA)	RH (%)	$n \cdot I_{\text{leak}}$ (nA)	RH (%)	Anteil (%)
8 KIT-Test	2,660	17,6	$1,778 \pm 0,043$	14,2	66,8
27 KIT-Test	3,040	7,4	$1,651 \pm 0,020$	18,9	54,3
2 PCommon	2,910	5,4	$1,714 \pm 0,019$	17,6	58,9
8 PCommon	2,970	16,9	$1,791 \pm 0,021$	17,6	60,3
8 Center-Bias	2,830	9,3	$7,950 \pm 0,072$	24,0	281
27 Center-Bias	2,740	16,9	$8,026 \pm 0,052$	18,5	293
30 Baby	6,560	21,4	$2,438 \pm 0,061$	9,9	37,2

### 5.3.1 Vor Bestrahlung

Vor Bestrahlung werden alle untersuchten Testsensoren bei einer Temperatur von  $20 \text{ °C}$  und einer LCR-Frequenz von  $1 \text{ MHz}$  ( $C_{\text{int}}$ ) und  $1 \text{ kHz}$  ( $C_c$ ) gemessen. Es liegt stets eine feste Bias-Spannung von  $V_{\text{bias}} = 300 \text{ V}$  an. Da idealerweise alle untersuchten Sensoren eines Layouts identisch sind, werden gleiche Streifenparameter innerhalb einer Layoutfamilie erwartet. Aufgrund der Normierung auf das aktive Sensorvolumen/die Anzahl der Streifen werden für die gesamte Charge gleiche Streifenparameter erwartet.

### Streifenleckstrom $I_{\text{leak}}$

Abbildung 5.5 zeigt den Streifenleckstrom für verschiedene Sensorlayouts normiert auf verschiedene Größen. Die Normierung ermöglicht dabei den Vergleich des Leckstromes unabhängig vom Layout des Testsensors.

In Abbildung 5.5a ist der Streifenleckstrom auf die Streifenlänge des Sensors normiert, um die Messdaten mit der Maximalspezifikation von  $I_{\text{leak, max}} = 2 \frac{\text{nA}}{\text{cm}}$  aus dem TDR [Col17] zu vergleichen. Es ist unmittelbar ersichtlich, dass alle getesteten Sensoren diese Spezifikation einhalten können. Sensoren des Layouts **Center-Bias** weisen einen substantiell höheren normierten Streifenleckstrom auf als Sensoren anderer Layouts. Die Ursachen hierfür können im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden werden.

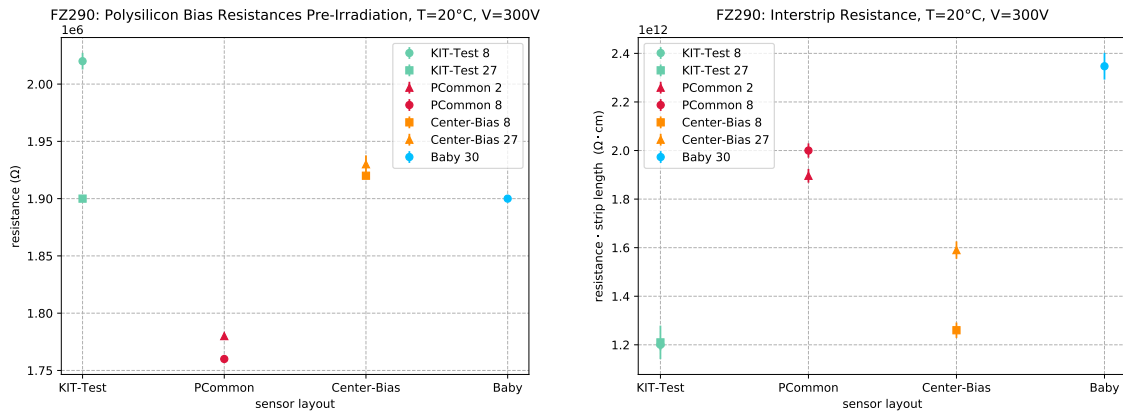
Abbildung 5.5b zeigt den Streifenleckstrom normiert auf die aktive Sensordicke, multipliziert mit der Anzahl der Streifen. Es wird wie in Abschnitt 2.6.5 erörtert,  $I_{\text{leak}}$  in Bezug zu dem Leckstrom des gesamten Substrats  $I_{\text{tot}}$  gesetzt. In Tabelle 5.3 werden diese beiden Größen gegenübergestellt. Die approximative Natur des zu überprüfenden Modells wird offenbar, wenn man die Anteile des akkumulierten Leckstromes  $n \cdot I_{\text{leak}}$  am zugehörigen Sensorleckstrom  $I_{\text{tot}}$  betrachtet. Im Fall jedes Sensorlayouts mit Ausnahme von **Baby** (Stichprobenmenge = 1) liegen die Anteile an  $I_{\text{tot}}$  nah beieinander und lassen so die Annahme zu, dass der Anteil konsistent abhängig vom Sensorlayout ist. Wie zu erwarten war, stellen sich die akkumulierten Streifenleckströme - außer **Center-Bias** - konsistent unter den Substratleckströmen ein. Gründe für dieses Defizit zum theoretischen Modell können Oberflächenströme sein. Eine Ursache für den deutlich größeren akkumulierten Streifenleckstrom des Layouts **Center-Bias** kann im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden werden.

Pro Sensor wird für jede Messung von  $I_{\text{tot}}$  und  $I_{\text{leak}}$  jeweils die relative Luftfeuchte untersucht, um Rückschlüsse auf eine mögliche Luftfeuchteabhängigkeit zu ziehen. Es ist keine Beziehung zur Luftfeuchte erkennbar, denn alle gemessenen Werte liegen trotz sowohl unterschiedlicher Luftfeuchten als auch Luftfeuchtedifferenzen innerhalb einer Layoutfamilie nah beieinander.

### Polysiliziumwiderstand $R_{\text{poly}}$ und Zwischenstreifenwiderstand $R_{\text{int}}$

In Abbildung 5.6a ist der mittlere Polysiliziumwiderstand für verschiedene Sensoren vor Bestrahlung dargestellt. Layoutübergreifend liegen die experimentell bestimmten Werte konsistent über dem im TDR [Col17] spezifizierten Nominalwiderstand  $R_{\text{poly, nom}} = (1,5 \pm 0,3) \text{ M}\Omega$ . Eine solche systematische Abweichung wurde auch durch die Untersuchungen anderer an dem Projekt beteiligten Institute bestätigt. Der im TDR angegebene Nominalwert sollte daher angepasst werden, da die höheren Werte bei gleichbleibend niedriger Streuung den Betrieb der Sensoren nicht beeinflussen. Die angegebene Maximalstreuung von 5% um den Mittelwert für den Bias-Widerstand pro Streifen kann eingehalten werden.

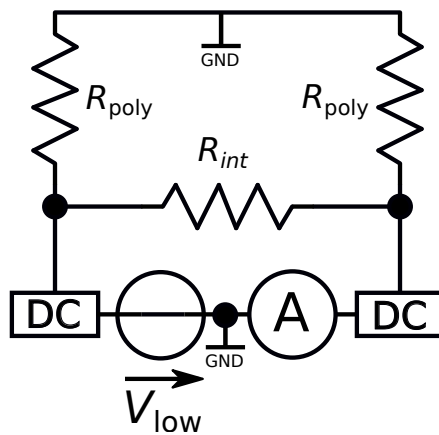
Der für verschiedene Sensorlayouts bestimmte Zwischenstreifenwiderstand  $R_{\text{int}}$  muss wie in Abschnitt 2.6.5 beschrieben in Bezug zu diesen Messwerten für  $R_{\text{poly}}$  gesetzt werden.



(a) Mittlerer Polysiliziumwiderstand  $R_{\text{poly}}$  vor Bestrahlung

(b) Mittlerer Zwischenstreifenwiderstand  $R_{\text{int}}$  normiert auf die Streifenlänge vor Bestrahlung

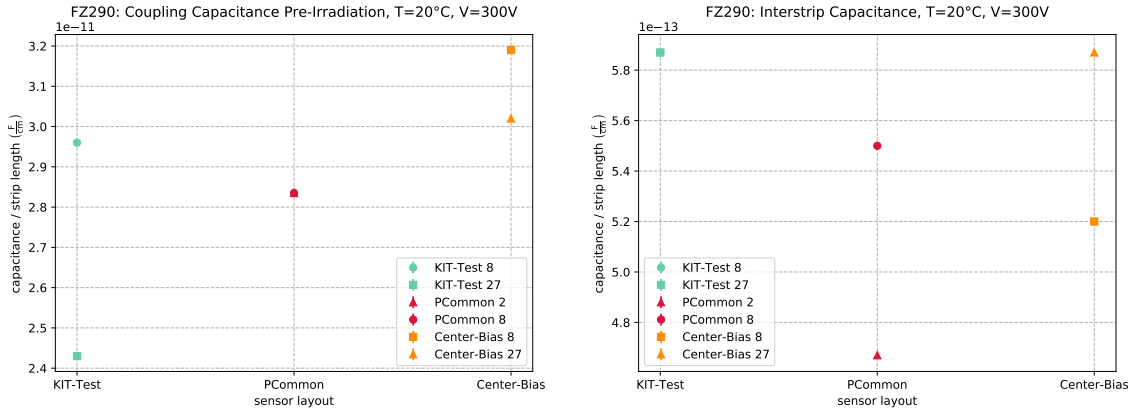
**Abbildung 5.6:** FZ290: Widerstandskenngrößen der untersuchten Sensoren



**Abbildung 5.7:** Ersatzschaltbild für die Messung des Zwischenstreifenwiderstandes  $R_{\text{int}}$

Der auf die Streifenlänge normierte Zwischenstreifenwiderstand eines jeden Sensors ist um 6 Größenordnungen größer als der jeweilige Bias-Widerstand. Eine ausreichende Diskriminierung zwischen den  $R_{\text{int}}$ - und  $R_{\text{poly}}$ -Größen ist somit gewährleistet. Außerdem wird der im TDR [Col17] angegebene Mindestzwischenstreifenwiderstand von  $10 \text{ G}\Omega \text{ cm}$  bei Weitem überschritten.

Der Einfluss der Polysiliziumwiderstände auf die Messung des Zwischenstreifenwiderstandes ist verschwindend. Motiviert wird diese Annahme durch das Ersatzschaltbild einer typischen  $R_{\text{int}}$ -Messung in Abbildung 5.7. Wie in Abschnitt 2.6.5 beschrieben, wird  $R_{\text{int}}$  durch das Anlegen einer Kleinspannungsrampe zwischen zwei benachbarten DC-Pads bestimmt. Der Einfluss der Polysiliziumwiderstände auf die Messung wird ausgeschlossen, da das Amperemeter an den DC-Pads niederohmig auf Masse gezogen wird. Eine Abhängigkeit von  $R_{\text{poly}}$  kann somit ausgeschlossen und die Messungen dadurch als unkorreliert aufgefasst werden.



(a) Mittlere Koppelkapazität  $C_c$  normiert auf die Streifenlänge vor Bestrahlung,  $f_{LCR} = 1$  kHz.

(b) Mittlere Zwischenstreifenkapazität  $C_{int}$  normiert auf die Streifenlänge vor Bestrahlung,  $f_{LCR} = 1$  MHz.

Abbildung 5.8: FZ290: Kapazitätskenngrößen der untersuchten Sensoren

### Koppelkapazität $C_c$ und Zwischenstreifenkapazität $C_{int}$

Auf alle Kapazitätsmessungen in der Größenordnung von einigen pF kann nach [Tec] ein Fehler von 5-10% abgeschätzt werden. Der tatsächlich zu erwartende Fehler ist abhängig von sowohl der Güte des zur Kapazitätsmessung verwendeten Schwingkreismodells, als auch von der bei der Messung bestimmten Impedanz des Kreises.

Abbildung 5.8a zeigt die Koppelkapazität verschiedener Sensorlayouts normiert auf die Streifenlänge der Sensoren vor Bestrahlung. Alle gemessenen Werte weisen eine geringe Streuung (innerhalb eines Sensorlayouts) auf und liegen in der typischen Größenordnung, die in Abschnitt 2.6.5 motiviert wurde. Bei einer Streifenbreite von  $22 \mu\text{m}$  wird im TDR [Col17] eine Mindestkoppelkapazität von  $26,4 \frac{\text{pF}}{\text{cm}}$  angegeben. Die Spezifikation kann im Rahmen der Messungenauigkeit für alle Sensoren eingehalten werden.

Jedoch müssen diese Ergebnisse für die Koppelkapazität  $C_c$ , wie in Abschnitt 2.6.5 erklärt, in Bezug zu der Zwischenstreifenkapazität  $C_{int}$  des jeweiligen Sensors gestellt werden. Im Vergleich mit den in Abbildung 5.8b dargestellten Ergebnissen für  $C_{int}$  liegen die jeweiligen Werte für  $C_c$  konsistent um etwa zwei Größenordnungen höher. Es ist daher eine ausreichende Trennung der  $C_c$ - und  $C_{int}$ -Größen gewährleistet, womit in Kombination mit den Ergebnissen für den Zwischenstreifenwiderstand für diese Sensoren eine ausreichende Ortsauflösung gewährleistet werden kann.

Jedoch kann die spezifizierte, maximale Zwischenstreifenkapazität von  $0,5 \frac{\text{pF}}{\text{cm}}$  innerhalb des systematischen Fehlers nicht von allen Sensoren eingehalten werden. Messungenauigkeiten können durch das Aufdrücken der Messnadeln entstehen. Dadurch, dass die Sensorstreifen mit latentem Druck kontaktiert werden müssen, verändert sich der Abstand der Nadeln zueinander. Die zuvor getätigte LCR-Korrektur gilt somit nicht mehr exakt für die Messung.

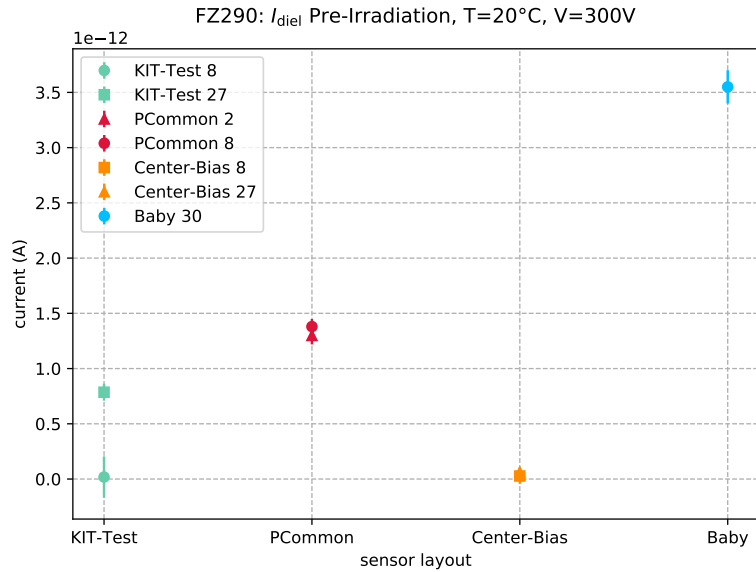


Abbildung 5.9: FZ290: Pinhole-Check vor Bestrahlung

**Tabelle 5.4:** FZ290: Vergleich der Substratleckströme  $I_{\text{tot}}$  und der Streifenleckströme multipliziert mit der Anzahl der Streifen  $n \cdot I_{\text{leak}}$  nach der Bestrahlung, bei  $V_{\text{bias}} = 600\text{V}$ ,  $T = -20^\circ\text{C}$ . Die Standardabweichungen auf die Streifenmessungen sind vernachlässigbar klein (pra = **pre-annealing**, poa = **post-annealing**).

Sensor	$\Phi$ ( $10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$ )	$I_{\text{tot}}$ ( $\mu\text{A}$ )	$n \cdot I_{\text{leak}}$ ( $\mu\text{A}$ )	Anteil (%)	$I_{\text{per}}$ ( $\frac{\mu\text{A}}{\text{cm}}$ )	$n \cdot I_{\text{norm}}$ ( $\frac{\mu\text{A}}{\text{cm}^3}$ )
27 <sub>pra</sub>	6	21,7	12,4	57,1	0,096	5,21
33 <sub>pra</sub>	10	34,0	27,3	80,3	0,213	11,5
33 <sub>poa</sub>	10	9,95	7,94	79,8	0,062	3,35

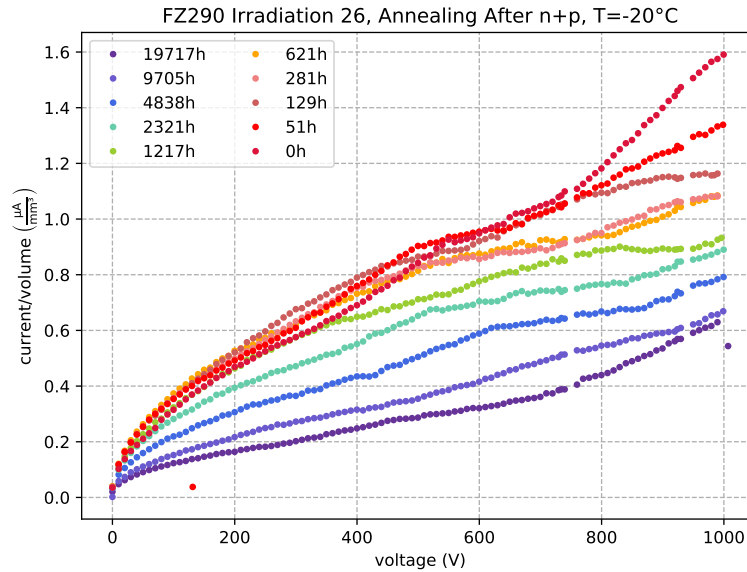
## Pinhole

In Abbildung 5.9 ist der mittlere Strom  $I_{\text{diel}}$  durch die  $\text{SiO}_2$ -Schicht zwischen Aluminium-AC-Pad und Streifenimplantat für verschiedene Sensorlayouts vor Bestrahlung aufgetragen. Alle getesteten Sensoren weisen einen mittleren Strom von weit unter  $100\text{pA}$  auf. Das bedeutet, dass keine Pinholes aufgetreten sind (vgl. TDR [Col17]).

### 5.3.2 Nach Bestrahlung

Nach der Bestrahlung mit Neutronen und Protonen werden alle untersuchten Testsensoren bei einer Temperatur von  $-20^\circ\text{C}$  und einer LCR-Frequenz von  $1\text{MHz}$  ( $C_{\text{int}}$ ) und  $1\text{kHz}$  ( $C_c$ ) gemessen. Es liegt stets eine feste Bias-Spannung von  $V_{\text{bias}} = 600\text{V}$  an. Die folgenden Unterabschnitte vergleichen Streifenparameter vor und nach einer Annealingperiode von ca. 120 Wochen.





**Abbildung 5.10:** FZ290: Annealingverhalten des Leckstromes für den Sensor Irradiation 26, normiert auf das aktive Sensorvolumen, bei einer Fluenz von  $10 \times 10^{14} \frac{n_{eq}}{cm^2}$ .

### Streifenleckstrom $I_{leak}$

Tabelle 5.4 vergleicht die gemessenen, akkumulierten Streifenleckströme mit den zugehörigen Substratleckströmen. Wie erwartet nimmt der Leckstrom mit wachsender Annealingzeit ab. Dieses Verhalten wird durch Abbildung 5.10 beispielhaft für den Sensor Irradiation 26 dargestellt. Der Anteil der Streifenleckströme am Substratleckstrom vor und nach Annealing bleibt, wie zu erwarten war, unabhängig von den Absolutwerten gleich und liegt unter 100%. Mit steigender Fluenz nimmt auch der Anteil des akkumulierten Streifenleckstromes am zugehörigen Substratleckstrom zu.

Im Vergleich mit den Ergebnissen aus Abschnitt 5.3.1 skaliert sowohl der auf die Streifenlänge normierte Streifenleckstrom  $I_{per}$ , als auch der mit der Anzahl der Streifen multiplizierte, auf das Sensorvolumen normierte Streifenleckstrom  $n \cdot I_{norm}$  mit der Fluenz und der angelegten Bias-Spannung.

### Polysiliziumwiderstand $R_{poly}$ und Zwischenstreifenwiderstand $R_{int}$

In Tabelle 5.5 ist ein Vergleich der Polysiliziumwiderstände und Zwischenstreifenwiderstände normiert auf die Streifenlängen aufgelistet. Wie zu erwarten, ist der Polysiliziumwiderstand unabhängig von der Fluenz. Im Vergleich mit den Messwerten aus Abbildung 5.6a fällt auf, dass der Polywiderstand nach Bestrahlung erhöht ist. Dies ist wahrscheinlich auf die kleinere Messtemperatur für bestrahlte Sensoren zurückzuführen. Vergleichswerte mit Sensoren des Layouts Irradiation vor Bestrahlung liegen nicht vor. Etwaige Streuungen obliegen nur der Produktionsgenauigkeit und Serienstreuung.

**Tabelle 5.5:** FZ290: Vergleich des Polysiliziumwiderstandes und Zwischenstreifenwiderstandes normiert auf die Streifenlänge bei  $V_{\text{bias}} = 600 \text{ V}$ ,  $T = -20 \text{ °C}$ . Die Standardabweichungen auf die Polysiliziumwiderstände sind vernachlässigbar klein.

Sensor	$\Phi$ ( $10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$ )	$R_{\text{poly}}$ (M $\Omega$ )	$\ell \cdot R_{\text{int}}$ (G $\Omega$ cm)
27 Irr. pre-anneal	6	2,32	$1,145 \pm 0,075$
33 Irr. pre-anneal	10	2,38	$0,875 \pm 0,009$
27 Irr. post-anneal	6	2,39	$5,75 \pm 0,15$
33 Irr. post-anneal	10	2,41	$3,84 \pm 0,16$

**Tabelle 5.6:** FZ290: Vergleich der Koppel- und Zwischenstreifenkapazität normiert auf die Streifenlänge bei  $V_{\text{bias}} = 600 \text{ V}$ ,  $T = -20 \text{ °C}$ . Unsicherheiten auf die Messungen sind vernachlässigbar klein.

Sensor	$\Phi$ ( $10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$ )	$f_{\text{cc}}$ (kHz)	$C_c$ ( $\frac{\text{pF}}{\text{cm}}$ )	$C_{\text{int}}$ ( $\frac{\text{pF}}{\text{cm}}$ )
27 Irr. pre-anneal	6	$10^3$	8,15	0,450
33 Irr. pre-anneal	10	$10^3$	7,6	0,441
30 Irr. pre-anneal	15	1	30,2	0,137
30 Irr. pre-anneal	15	$10^3$	6,45	
27 Irr. post-anneal	6	1	30,4	0,438
27 Irr. post-anneal	6	$10^3$	7,7	
33 Irr. post-anneal	10	1	30,2	0,435
33 Irr. post-anneal	10	$10^3$	7,55	

Es ist ein leichter Anstieg des Polysiliziumwiderstandes mit wachsender Annealingzeit zu verzeichnen, der allerdings aufgrund fehlender Statistik wenig aussagekräftig ist.

Die Anforderungen an den Zwischenstreifenwiderstand, die im TDR [Col17] spezifiziert sind, werden von allen untersuchten Sensoren eingehalten. Der Zwischenstreifenwiderstand steigt mit abnehmender Fluenz und zunehmender Annealingzeit. Es ist zu erwarten, dass der Zwischenstreifenwiderstand mit zunehmender Annealingzeit saturiert. Ein solches Verhalten könnte Gegenstand der Untersuchung in zukünftigen Bestrahlungskampagnen werden.

### Koppelkapazität $C_c$ und Zwischenstreifenkapazität $C_{\text{int}}$

In Tabelle 5.6 ist ein Vergleich der auf die Streifenlänge normierten Koppel- und Zwischenstreifenkapazitäten dargestellt.

Es ist zu beachten, dass die Messungen der Koppelkapazität zur Untersuchung einer Frequenzabhängigkeit bei verschiedenen Frequenzen  $f_{\text{cc}}$  ausgeführt worden sind. Eine eindeutige Abhängigkeit von der verwendeten LCR-Frequenz ist erkennbar.

Die Koppelkapazität nimmt mit wachsender Fluenz wie zu erwarten ab. Die Zwischenstreifenkapazität ist mit Ausnahme des Sensors **Irradiation 30** (Fluenz  $15 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$ )

**Tabelle 5.7:** FZ290: Pinhole-Check nach Bestrahlung bei  $V_{\text{bias}} = 600 \text{ V}$ ,  $T = -20 \text{ °C}$ .

Sensor	$\Phi$ ( $10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$ )	$I_{\text{diel}}$ (pA)	Pinhole?
27 Irr. pre-anneal	6	2,5 ± 0,1	nein
33 Irr. pre-anneal	10	0,173 ± 0,059	nein
30 Irr. pre-anneal	15	0,244 ± 0,078	nein
27 Irr. post-anneal	6	0,241 ± 0,106	nein
33 Irr. post-anneal	10	0,249 ± 0,059	nein

weitestgehend unabhängig von der Fluenz. Beide Größen sind im Rahmen der Stichprobe unabhängig vom Annealing.

Die Abhängigkeit der  $C_C$ -Größe von der Fluenz lässt sich durch die Zunahme von Defekten innerhalb des Oxids mit wachsender Fluenz erklären.

Die im TDR [Col17] spezifizierten Anforderungen können auch nach Bestrahlung innerhalb des systematischen Fehlers eingehalten werden.

### Pinhole

Wie in Tabelle 5.7 zu sehen ist, sind auch nach der Bestrahlung und dem Annealing keine Pinholes aufgetreten.

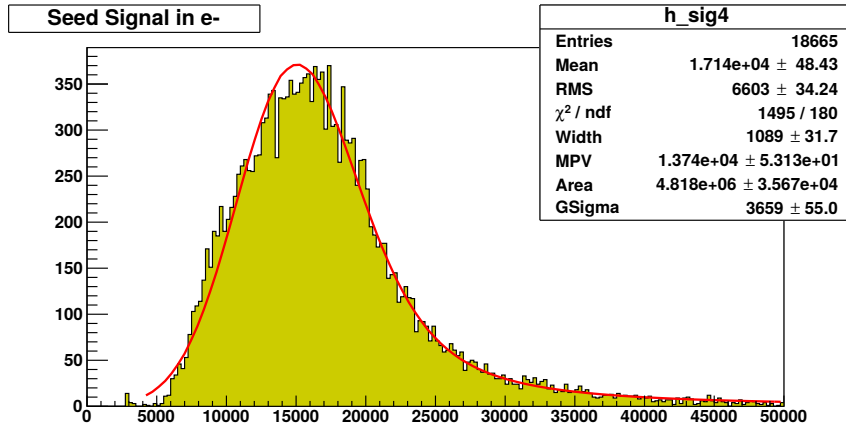
## 5.4 Ladungssammlung

Das Ladungssammelungsverhalten wird, wie in Abschnitt 4.4 erläutert, mithilfe des ALiBaVa-Setups untersucht. Mit dem Phase-2-Upgrade erfolgt die Datennahme aus den Spurdetektoren binär. Dies bedeutet, dass Signale, die durch ein Teilchen hervorgerufen werden, nun über einem gewissen Schwellenwert liegen müssen, um als *Hit* detektiert zu werden. Signale unterhalb dieses Schwellenwertes werden verworfen. Das Besondere hierbei ist, dass jegliche Information über die Stärke des Signales verloren geht. Induziert ein den Sensor durchquerendes Teilchen ein Signal in mehreren Streifen, so stellen diese Streifen einen *Cluster* dar. Der Streifen eines Clusters mit dem stärksten Signal heißt *Seed*. In dieser Arbeit wird das Seedsignal als Kenngröße für die Ladungssammlung betrachtet.

Nach der Auslese mithilfe des Beetle-Chips (vgl. Abschnitt 4.4) werden die analogen Streifensignale zur Analyse mithilfe eines Analog-Digital-Wandlers konvertiert. Für die ausgelesenen ADC-Counts gilt dabei

$$\text{ADC}(s, e) = \text{Signal}(s, e) + P(s, e) + \text{CM}(e) ,$$

wobei  $s$  die Streifen (Auslesekanäle) und  $e$  die Ereignisse sind. Der *pedestal*  $P(s, e)$  wird durch eine Auslese der Kanäle bei zufälligen Triggern bestimmt und stellt ein Signal-Offset dar. Überlagert ist das Gleichtaktrauschen  $\text{CM}(e)$  eines jeden Ereignisses,



**Abbildung 5.11:** Histogramm der Seedsignale nach der Umrechnung der ADC-Counts in Elektronen. Mit Fit einer Landau-Gauß-Verteilung an das Histogramm.

welches einen gleichartigen Offset in mehreren Streifen gleichzeitig hervorruft. Gleichaktrauschen wird meistens durch externe Rauschquellen hervorgerufen. Um das Signal aus den ADC-Counts zu extrahieren muss also um diese beiden Größen korrigiert werden.

Eine Umrechnung in Elektronen erfolgt durch eine Kalibrierung. An jeden Auslesekanal des Chips ist intern ein Kondensator angeschlossen. Zur Kalibrierung wird jeder Kondensator 100 mal mit 15 000 Elektronen gepulst und entladen. Ein Scan der ADC-Counts über die Zeit ergibt mithilfe des Maximums der ADC-Counts dann den Verstärkungsfaktor  $g$ . Es gilt

$$g = \frac{15000}{\text{ADC}_{\text{max}}} = \frac{\text{Signal in Elektronen}}{\text{ADC}}.$$

Nach der Spezifikation des TDR [Col17] wird ein Signal als ausreichend erachtet, wenn der MPV der Landau-Gauss-Verteilung drei mal höher als der Schwellenwert des CBC, dem binären Auslesem modul der 2S-Sensoren, ist. Der Schwellenwert des CBC sollte hierbei 4 mal größer als sein Rauschen  $\sigma_{\text{CBC}}$  sein. Bei einer Fluenz von  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  und einer integrierten Luminosität von  $3000 \text{ fb}^{-1}$  wird das Rauschen des CBC für den innersten 2S-Sensor mit  $\approx 1000 \text{ e}$  abgeschätzt. Zusammenfassend muss also bei diesen Bedingungen gelten, dass

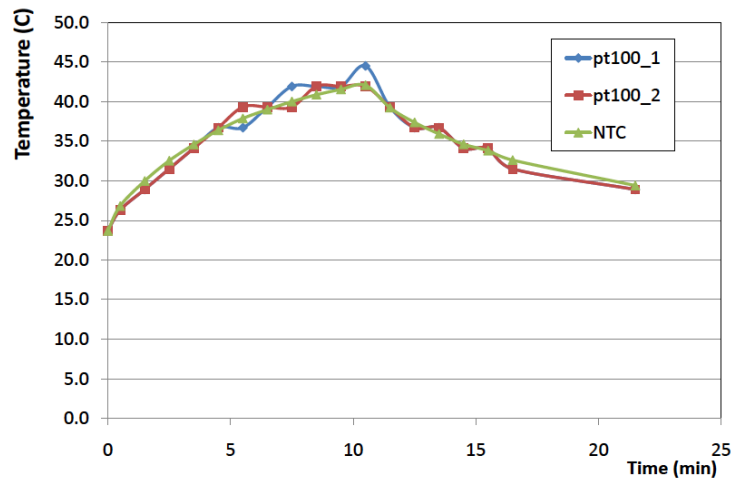
$$\frac{\text{MPV}}{3} > 4\sigma_{\text{CBC}} = 4000 \text{ e} \Leftrightarrow \text{MPV} > 12000 \text{ e}.$$

Analog dazu ergeben sich Mindestsignalstärken von  $9500 \text{ e}$  ( $\sigma_{\text{SSA}} \approx 792 \text{ e}^1$  [DE19]) für die PS-s-Sensoren und  $2400 \text{ e}$  ( $\sigma_{\text{MPA}} = 200 \text{ e}^2$  [Col17]) für die PS-p-Sensoren des Detektors.

Abbildung 5.11 zeigt beispielhaft ein Histogramm der Seedsignale eines mit einer kombinierten Fluenz von  $6 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  (n+p) bestrahlten Sensors.

<sup>1</sup>SSA: Short Strip ASIC, das Auslesem modul für PS-s-Sensoren

<sup>2</sup>MPA: Macro Pixel ASIC, das Auslesem modul für PS-p-Sensoren



**Abbildung 5.12:** Die Temperatur innerhalb des Reaktors in Ljubljana in Abhängigkeit von der Bestrahlungszeit gemessen mit verschiedenen Temperatursensoren [Mik19].

Im Folgenden werden die Ladungssammlungseigenschaften des FZ290-Materials bei einer nominalen Betriebsspannung von  $V_{\text{bias}} = 600 \text{ V}$  und einer optionalen Boost-Spannung von  $V_{\text{bias}} = 800 \text{ V}$  untersucht. Alle Messungen werden bei einer Temperatur von  $-20^\circ\text{C}$  durchgeführt, um den Sensorleckstrom zu unterdrücken. Außerdem entspricht diese Temperatur ungefähr der Betriebstemperatur im Spurdetektor.

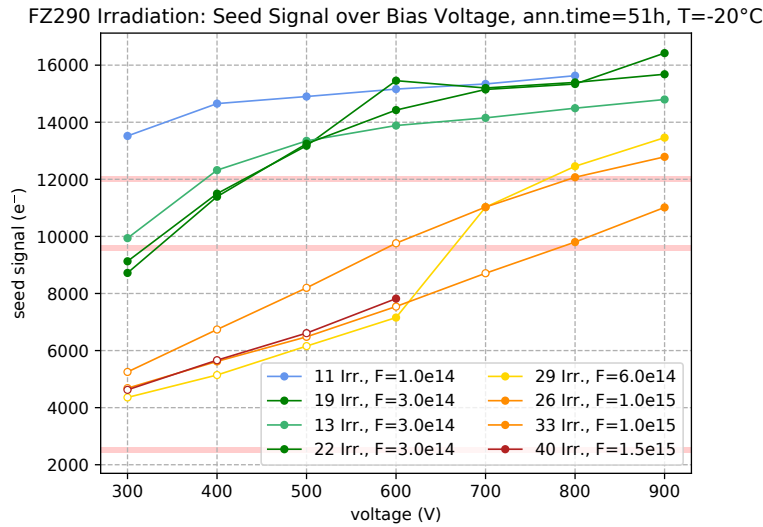
#### 5.4.1 Vor Annealing

Bei der Angabe der Annealingzeit gibt es einige Gesichtspunkte und Fehlerquellen zu beachten. Die untersuchten Sensoren müssen zur Neutronenbestrahlung zu einem Reaktor in Ljubljana (Slowenien) und wieder zurück transportiert werden. Auf dem Rücktransport in das Labor nach Deutschland kann es aufgrund von logistischen Herausforderungen dazu kommen, dass die Sensoren zeitweise höheren Temperaturen als  $0^\circ\text{C}$  ausgesetzt sind und dadurch für diese Zeit annealen.

Außerdem benötigt die Bestrahlung im Reaktor selbst einige Zeit, um fertiggestellt zu werden. Während dieser Zeit sind die Sensoren ebenfalls höheren Temperaturen ausgesetzt. Ein Verlauf der Temperatur über der Zeit im Reaktor ist in Abbildung 5.12 zu sehen.

Bei der zweiten Bestrahlung mit Protonen müssen die Sensoren zwar zum näher gelegenen Zyklotron vor Ort transportiert werden, werden für die Bestrahlung allerdings auch kurzzeitig bei Raumtemperatur gelagert.

Zusätzlich zu diesen logistischen Gesichtspunkten kommen Annealingperioden beim Bonding der Streifen an die Auslesekanäle des ALiBaVa-Boards, erneut bei Raumtemperatur. Insgesamt kann also etwa eine zusätzliche Annealingzeit von 1 Tag als systematischer Fehler abgeschätzt werden. Um den prozentualen Anteil dieses unkontrollierten Annealings an der Gesamtannealingzeit zu senken, wird daher bei der

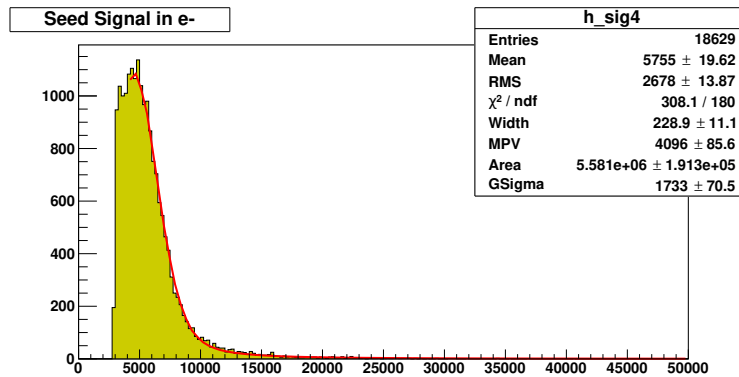


**Abbildung 5.13:** FZ290 Irradiation: Seedsignal in Abhängigkeit von der Bias-Spannung bei einer Annealingzeit von 51 h. Messpunkte mit einem MPV unter dem Seedcut werden offen dargestellt.

Betrachtung von Messungen "vor" dem Annealen tatsächlich der Messpunkt bei  $t = 51$  h verwendet, um die Messungen einigermaßen vergleichbar zu machen. Ein kontrolliertes Annealing wird in dieser Arbeit mithilfe des ALiBaVa-Setups durchgeführt. Für eine einstellbare Zeit werden die Sensoren bei entweder  $60^\circ\text{C}$  oder  $80^\circ\text{C}$  zwischen IV- und Ladungssammlungsmessungen annealt. Das ALiBaVa-Setup berücksichtigt dabei die Zeiten nicht, die zum Aufwärmen oder Abkühlen der Peltierelemente benötigt wird. Die bei erhöhten Temperaturen deutlich kürzeren Annealingszeiten werden anschließend auf  $20^\circ\text{C}$  normiert.

Abbildung 5.13 zeigt das Seedsignal der Sensoren des Layouts Irradiation in Abhängigkeit von der Bias-Spannung  $V_{\text{bias}}$ . Entgegen der in Unterabschnitt 2.6.3 etablierten Überlegungen ist es zunächst verwunderlich, dass die Seedsignale der Sensoren mit Fluenzen größer als  $6 \times 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$  für einen Spannungsbereich von 300 V bis 600 V höher als die des Sensors mit einer Fluenz von  $6 \times 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$  liegen. Die Ursache hierfür ist, dass der Sensor weit außerhalb seines Effizienzbereiches betrieben wird und der MPV der Seedverteilung dadurch weit unter dem Seedcut liegt. Der durch die Analyse bestimmte MPV des Seedsignals wird dadurch künstlich höher angesetzt, als er eigentlich ist. Dieser Sachverhalt wird durch Abbildung 5.14 veranschaulicht. Er gilt für die Verläufe aller Sensoren mit einer Fluenz größer als  $3 \times 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$  vor dem *beneficial Annealing*. Für höhere Bias-Spannungen über 600 V depletieren die Sensoren immer weiter, bis der MPV des Seedsignales weit genug über dem Seedcut liegt.

Für die übrigen Fluenzen unter  $6 \times 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$  skaliert das Seedsignal wie erwartet mit der Fluenz. Für die Fluenz  $3 \times 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$  liegen je zwei verschiedene Bestrahlungsmischungen vor (dunkelgrün: höherer Neutronenanteil, hellgrün: höherer Protonenanteil, vgl. Abbildung 5.16 für genaue Fluenzangaben). Sensoren mit einem höheren Anteil



**Abbildung 5.14:** Seedsignal über der Anzahl der Ereignisse für den Sensor 29 Irradiation. Der Verlauf der Kurve wird durch den Seedcut abgeschnitten und drückt den MPV des Seedsignals dadurch künstlich nach oben.

an Neutronenfluenz erreichen mit zunehmender Bias-Spannung ein höheres, maximales Seedsignal.

Für Sensoren mit einer Fluenz von  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  beginnt die Ladungssammlung bei ungefähr 800 V zu saturieren. Dies ist darauf zurückzuführen, dass Sensoren mit dieser Fluenz bei etwa 800 V anfangen vollständig zu depletieren, wie in Abbildung 5.4 zu sehen ist. Analog dazu weisen die Seedsignale von Sensoren mit Fluenzen über  $6 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  kein Sättigungsverhalten mehr für hohe Spannungen auf.

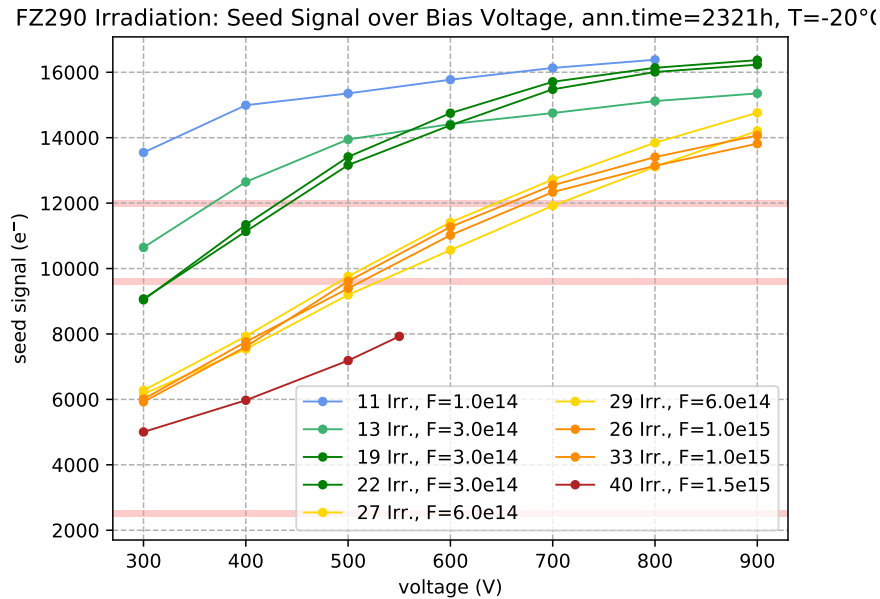
Vor dem Annealing können bei einer Betriebsspannung von 600 V nur Sensoren einer Fluenz von unter einschließlich  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  die 2S- und PS-Spezifikationen einhalten.

Wird die Spannung auf 800 V erhöht, können vor dem Annealing die 2S-Spezifikationen für Fluenzen bis  $6 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  eingehalten werden. Die PS-s-Spezifikationen werden bis zu einer Fluenz bis  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  eingehalten. Gemäß der Überlegungen in Unterabschnitt 3.5.3 wird für PS-s-Sensoren abhängig von der Entfernung der Sensoren in Vorwärtsrichtung vom IP maximal eine Nominalfluenz von  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  erwartet.

## 5.4.2 Nach Annealing

Nach einer Annealingszeit von etwa 14 Wochen wird das Seedsignal in Abhängigkeit der angelegten Bias-Spannung  $V_{\text{bias}}$  aufgenommen und in Abbildung 5.15 dargestellt. Bei einer geplanten Laufzeit von 10 Jahren werden Sensoren im Detektor jährlich kontrolliert 2 Wochen annealt. Insgesamt ergibt sich somit ein gesamtes Annealing von 20 Wochen. Da ein Messpunkt bei 20 Wochen nicht zur Verfügung steht, wird das Annealing bei 14 Wochen untersucht.

Wie zu erwarten, skaliert die Ladungssammlung weiterhin mit der Bestrahlungsfluenz. Auch nach dem Annealing weisen Sensoren der Fluenz  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  abhängig von dem Mischungsverhältnis der Bestrahlung die gleichen unterschiedlichen Verläufe auf.



**Abbildung 5.15:** FZ290 Irradiation: Seedsignal in Abhängigkeit von der Bias-Spannung bei einer Annealingzeit von ca. 14 Wochen

Bei  $V_{\text{bias}} = 600 \text{ V}$  können nur Sensoren, die mit maximal  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  bestrahlt worden sind, die 2S-Spezifikation einhalten. Werden PS-s-Sensoren betrachtet, so können die Spezifikationen bei 600 V bis zu einer Fluenz von  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  eingehalten werden.

Wird die Spannung jedoch auf  $V_{\text{bias}} = 800 \text{ V}$  erhöht, so liegen auch Sensoren mit einer Fluenz von maximal  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  innerhalb der 2S- und PS-Spezifikationen.

### 5.4.3 Annealing-Verhalten

Nach der vollständig durchgeführten Annealingstudie werden die Seedsignale in Abhängigkeit von der Annealingzeit aufgetragen und in Abbildung 5.16 dargestellt.

Wie erwartet skaliert die Ladungssammlung mit der inversen Fluenz. Abhängig von dem Mischungsverhältnis im Fall der mit  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  bestrahlten Sensoren ergeben sich verschiedene *reverse* Annealingverhalten. Sensoren mit einem höheren Anteil an Neutronen weisen ein stärkeres *reverse* Annealing auf, als Sensoren mit einem niedrigeren Anteil. Die Reproduzierbarkeit dieser Ergebnisse wird durch ein nahezu identisches Annealingverhalten für jeweils immer zwei Sensoren der gleichen Fluenz(mischung) bestätigt. Dies legt die Vermutung nahe, dass eine Bestrahlung mit Neutronen das *reverse* Annealingverhalten stärker beeinflusst, als eine Bestrahlung mit Protonen. Das gleiche Ergebnis wurde in [Gos18] gefunden. Gosewisch findet ein vermindertes *reverse* Annealing für ungemischte neutronen- und protonenbestrahlte DOFZ-Materialien (*diffusion oxygenated float zone*) im Fall der Protonenbestrahlung. Für reine Neutronen-/Protonenbestrahlung von FZ-Materialien konnte im Rahmen Gosewischs Arbeit kein



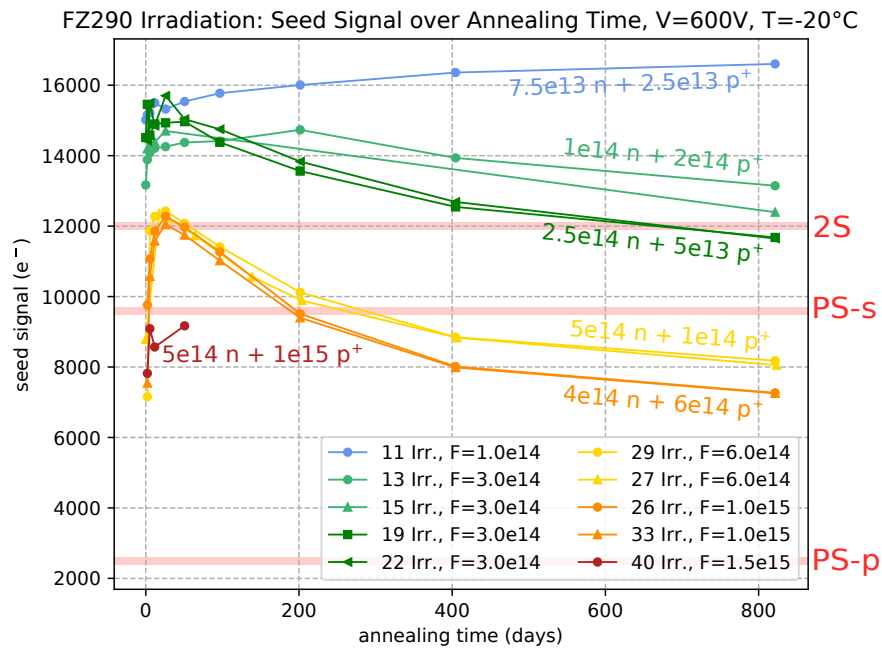


Abbildung 5.16: FZ290: Seedsignal über der Annealing-Zeit bei einer Bias-Spannung von 600 V und einer Temperatur von  $-20^{\circ}\text{C}$ . Die Fluenzen sind zur besseren Übersicht farbkodiert und annotiert.

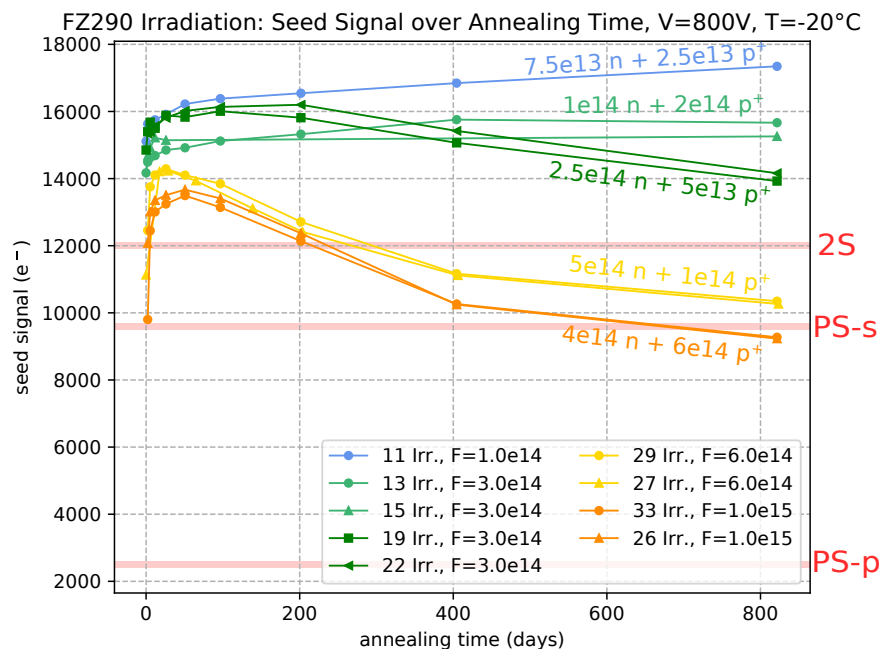


Abbildung 5.17: FZ290: Seedsignal über die Annealing-Zeit bei einer Bias-Spannung von 800 V und einer Temperatur von  $-20^{\circ}\text{C}$ . Die Fluenzen sind zur besseren Übersicht farbkodiert und annotiert.

**Tabelle 5.8:** SSNR aller untersuchten Irradiation FZ290-Sensoren nach einer Annealingzeit von ca. 14 Wochen,  $V_{\text{bias}} = 600 \text{ V}$ ,  $T = -20 \text{ °C}$ . Der Fehler auf den SSNR ergibt sich durch den Fit an das Histogramm der SSNR.

$\Phi_n (1 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2})$	$\Phi_p (1 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2})$	$\Phi_{n+p} (1 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2})$	Seed	Rauschen	SSNR
0,75	0,25	1	$82,1 \pm 0,3$	3,6	22,8
1	2	3	$75,5 \pm 0,4$	3,6	20,9
2,5	0,5	3	$74,9 \pm 0,3$	3,6	20,8
2,5	0,5	3	$77,8 \pm 0,3$	3,8	20,5
5	1	6	$60,7 \pm 0,2$	3,8	16,0
4	6	10	$59,0 \pm 0,2$	3,9	15,1
4	6	10	$57,9 \pm 0,2$	3,7	15,6

Unterschied im Annealingverhalten festgestellt werden. Das besondere *reverse* Annealingverhalten ist daher wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass das vorliegende Material von Hamamatsu [Pho] einen höheren Sauerstoffanteil aufweist als herkömmliche FZ-Materialien.

Im Allgemeinen skaliert die Stärke des *reverse* Annealings mit zunehmender Fluenz, die Extrema des Annealingverhaltens werden dadurch mit zunehmender Fluenz markanter. Der Sensor mit einer Fluenz von  $1 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  weist bereits gar kein erkennbares *reverse* Annealing im betrachteten Zeitintervall mehr auf. Sensoren der Fluenz  $6 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  und  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  zeigen ein nahezu identisches Annealingverhalten trotz einer Fluenzdifferenz von  $4 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$ , was Beobachtungen in Gosewischs Arbeit [Gos18] bezüglich der Reihenfolge von Bestrahlungen (siehe Unterabschnitt 5.2.3) ebenfalls bestätigt.

Innerhalb des Fehlers von 1000 Elektronen werden die 2S-Spezifikationen von einer Mindestseedsignalstärke von 12000 Elektronen bei 600 V vom FZ290-Material bis zu Fluenzen von  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  nur im Maximum des *beneficial* Annealings eingehalten. Insbesondere kann das FZ290-Material die 2S-Spezifikation für Fluenzen bis zur erwarteten, nominalen Fluenz von  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  erfüllen.

Werden PS-s-Sensoren betrachtet, so können die Spezifikationen bei 600 V für den gesamten Annealingzeitraum bis zu Fluenzen von  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  eingehalten werden. Für eine Annealingperiode zwischen 168 h und 200 d können die PS-s-Spezifikationen bis zu Fluenzen von  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  eingehalten werden.

Wird die Bias-Spannung jedoch auf  $V_{\text{bias}} = 800 \text{ V}$  erhöht, können die PS-s-Spezifikationen bis zu einer Fluenz von  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  bereits nach einem Annealing von 51 h für die gesamte restliche Annealingperiode eingehalten werden. Die 2S-Spezifikationen werden für Fluenzen von  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  nur für einen Annealingzeitraum zwischen 168 h und 200 d eingehalten. Ansonsten ergeben sich gleiche Annealingeigenschaften wie bei einer Bias-Spannung von 600 V, wie in Abbildung 5.17 dargestellt.

## 5.5 SSNR

Das SSNR (Seedsignal-zu-Rausch-Verhältnis) wird über die Relation

$$\text{SSNR} = \frac{\text{mpv}(\text{ADC}_{\text{Seed}})}{\text{median}(\text{ADC}_{\text{Rauschen}})}$$

ermittelt und ist bei der Charakterisierung der Ereignisidentifikation wichtig. Ein hohes SSNR erlaubt eine klare Diskriminierung von Ereignissen und Rauschen. Die hier diskutierten Messwerte für das SSNR sind nicht exakt auf den CMS-Detektor übertragbar, da die Ausleseelektronik eine andere ist. Sie bieten jedoch gute Abschätzungen für die Testausleseelektronik und das qualitative Verhalten des SSNR.

Tabelle 5.8 zeigt das Seedsignal-Rausch-Verhältnis (SSNR) jeder Ladungssammlungsmessung nach einer Annealingzeit von etwa 14 Wochen bei  $V_{\text{bias}} = 600 \text{ V}$ . Das Rauschen ist für alle Messungen konstant, während der MPV des Seedsignales mit zunehmender Fluenz abnimmt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass, wie erwartet, weniger Elektron-Loch-Paare mit steigender Fluenz angeregt werden.

Die Unsicherheiten auf die Seedsignale sind vernachlässigbar klein und wurden zwecks Demonstration dennoch in der Tabelle vermerkt.

## 5.6 Vergleich der Schadensraten vor und nach Annealing

Abbildung 5.18 zeigt die in Unterabschnitt 2.6.2 erläuterte Ermittlung der Schadensrate anhand eines Plots von  $\frac{\Delta I}{V}$  in Abhängigkeit von der Fluenz. Mithilfe der Formel in Gleichung 2.4 werden die Leckstromwerte, die bei einer Temperatur von  $-20^\circ\text{C}$  für bestrahlte Sensoren aufgenommen wurden, auf eine Temperatur von  $20^\circ\text{C}$  übersetzt. Es werden dabei nur Fluenzen bis  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  in den Fit miteinbezogen, da Sättigungseffekte für höhere Fluenzen zu einer Abweichung vom linearen Modell führen.

„Vor“ dem Annealing ergeben die Messungen einen Wert für die Schadensrate von  $\alpha = (5,508 \pm 0,308) \times 10^{-17} \frac{\text{A}}{\text{cm}}$ . Da bei der Betrachtung der Schadensrate vor dem Annealing ein Vergleich mit der Literatur lohnt, sollten nach Möglichkeit gleiche Bedingungen wie in der Referenz herrschen. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt der Messpunkt bei  $t = 0 \text{ h}$  als Zeitpunkt vor der Annealingperiode verwendet. Zu bedenken ist jedoch weiterhin das unkontrollierte Annealing, das in Unterabschnitt 5.4.1 mit etwa einem Tag abgeschätzt worden ist. Es ist wichtig, eine gute Abschätzung für die erste Annealingzeit nach der Bestrahlung zu machen, da in diesem Zeitraum der Effekt am stärksten ist.

Nach einer Annealingzeit von etwa 300 Stunden bei Raumtemperatur wird die Schadensrate mithilfe des Plots in Abbildung 5.19 bestimmt. Der lineare Fit ergibt einen Wert von  $\alpha = (5,75 \pm 1,28) \times 10^{-17} \frac{\text{A}}{\text{cm}}$ .

Moll untersucht in [Mol99] die Schadensraten für verschiedene Diodenstrukturen in Abhängigkeit von der Annealingzeit. Mithilfe einer Funktionsanpassung an seine

FZ290 Irradiation: Damage Rate 'Before' Annealing, V=600V, T=20°C

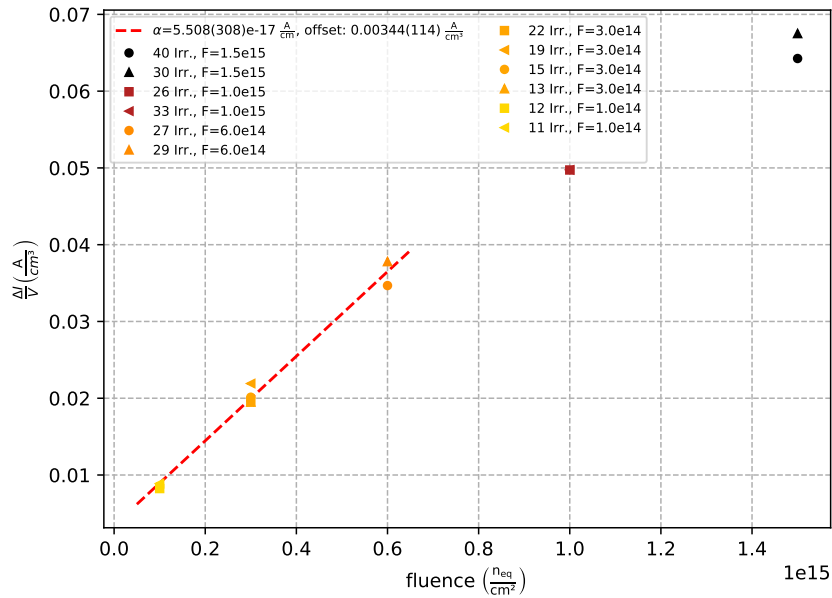


Abbildung 5.18: FZ290 Irradiation:  $\frac{\Delta I}{V}$  in Abhängigkeit von der Fluenz für Sensoren "vor" dem Annealing bei einer Spannung von 600 V,  $\alpha = (5,508 \pm 0,308) \times 10^{-17} \frac{A}{cm}$ .

FZ290 Irradiation: Damage Rate After Annealing, t=11.7d, V=600V, T=20°C

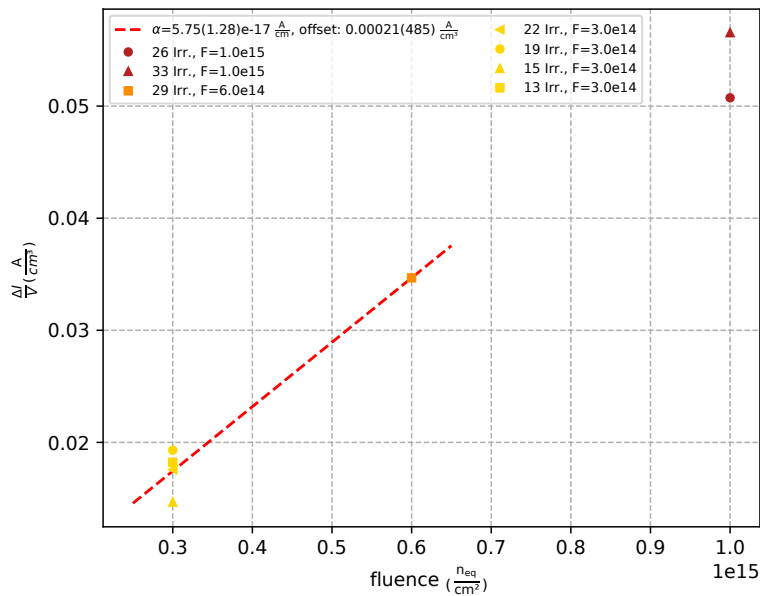


Abbildung 5.19: FZ290 Irradiation:  $\frac{\Delta I}{V}$  in Abhängigkeit von der Fluenz für Sensoren nach einer Annealingzeit von ca. 300 Stunden bei einer Spannung von 600 V,  $\alpha = (5,75 \pm 1,28) \times 10^{-17} \frac{A}{cm}$ .

Messdaten lässt sich für den Verlauf der Schadensrate die empirische Formel

$$\alpha(t) = \alpha_1 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - \beta \cdot \log\left(\frac{t}{t_0}\right) + \alpha_0, \quad (5.2)$$

mit den Fitparametern

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 1,23 \times 10^{-17} \frac{\text{A}}{\text{cm}} \\ \tau_1 &= \exp\left(\frac{12,9 \times 10^3}{T - 34,1}\right) \text{ min} \\ \alpha_0 &= -8,9 \times 10^{-17} \frac{\text{A}}{\text{cm}} + \frac{1}{T} \cdot 4,6 \times 10^{-14} \frac{\text{A} \cdot ^\circ\text{C}}{\text{cm}} \\ \beta &= 3,07 \times 10^{-18} \frac{\text{A}}{\text{cm}} \end{aligned}$$

aufstellen.  $T$  ist dabei die Temperatur, bei der der Sensor annealt wird.

Für die zuvor erwähnte (unkontrollierte) Annealingzeit von einem Tag bei einer Temperatur von  $21\text{ }^\circ\text{C}$  ergibt sich mit Gleichung 5.2 eine Schadensrate von

$$\alpha(1 \text{ d}) = 5,647 \times 10^{-17} \frac{\text{A}}{\text{cm}} \quad (5.3)$$

für den Messpunkt "vor" dem Annealing. Für den Messpunkt nach dem Annealing wird unter Berücksichtigung der gesamten Annealinggeschichte zuvor der Wert

$$\alpha(\approx 300 \text{ h}) = 4,191 \times 10^{-17} \frac{\text{A}}{\text{cm}} \quad (5.4)$$

errechnet.

Die durch die empirische Formel berechneten Werte in Gleichungen 5.3 und 5.4 liegen innerhalb der Fehlergrenzen der in Abbildungen 5.18 und 5.19 bestimmten Werte für die Schadensraten vor und nach dem Annealing.

Der Wert für die Schadensrate nach dem Annealing weist einen signifikant großen Fitfehler aufgrund der weiten Streuung der Leckströme für eine Fluenz von  $3 \times 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$  auf. Ferner fehlt für die Fluenz  $6 \times 10^{14} \frac{\text{n}_{\text{eq}}}{\text{cm}^2}$  eine ausreichend große Statistik, um ein statistisch relevantes Ergebnis zu erzielen. Die experimentell bestimmte Schadensrate nach dem Annealing ist somit wenig aussagekräftig.



# 6 Charakterisierung des thFZ240-Materials

## 6.1 Das Sensormaterial

Das vorliegende Material hat eine aktive und aufgrund der sogenannten Dünnung eine physikalische Sensordicke von 240  $\mu\text{m}$ . Nach Schneiden des Basiswafers mit einer Dicke von 320  $\mu\text{m}$  wird die physikalische Dicke des Materials durch mehrstufige Prozessierung auf eine finale Dicke von 240  $\mu\text{m}$  verringert.

## 6.2 IV- und CV-Kurven

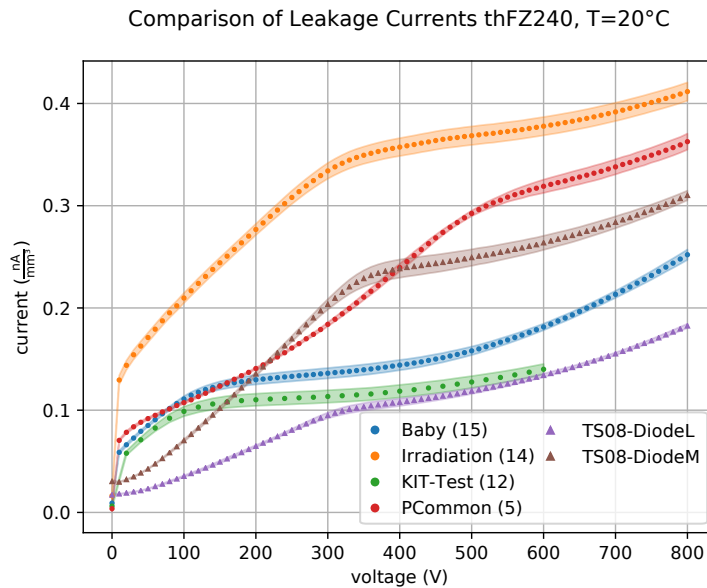
Vor der Bestrahlung werden die Leckströme verschiedener Sensorlayouts (KIT-Test, PCommon, Irradiation, Baby) und Dioden in 2 verschiedenen Größen (VDP Flute M/L) bei einer Temperatur von 20 °C gemessen. Da die Testsensoren sich in ihrer Größe unterscheiden, muss der Leckstrom  $I_{\text{tot}}$  auf das Sensorvolumen normiert werden. Abbildung 6.1 zeigt das Resultat aller Leckstrommessungen vor Bestrahlung.

Wie erwartet, stellen sich die Leckstromverläufe aller Testsensoren unabhängig vom Layout in der gleichen Größenordnung ein. Sensoren des Layouts *Irradiation* weisen einen höheren Leckstrom auf als Sensoren anderer Layouts. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass *Irradiation*-Sensoren auf dem HPK-Wafer eine Position nahe der Waferkante haben - wie in Abbildung 4.1 zu sehen ist - und damit stärker Randeffekten ausgesetzt sind. Sensoren wie *KIT-Test* oder *Baby* sind weiter innen im Wafer platziert und weisen kleinere Leckströme auf.

Im Vergleich zum FZ290-Material (Unterabschnitt 5.2.2) werden höhere, normierte Leckströme gemessen. Da durch die Normierung auf das aktive Sensorvolumen der Einfluss der Materialdicke auf den Leckstrom verschwindet, können größere normierte Leckströme nur durch Oberflächen- oder Randeffekte erklärt werden.

Mit Leckströmen zwischen  $(0,368 \pm 0,009) \frac{\text{nA}}{\text{mm}^3}$  im Fall des *Irradiation*-Layouts und  $(0,128 \pm 0,006) \frac{\text{nA}}{\text{mm}^3}$  im Fall des *KIT-Test*-Layouts können sämtliche Testsensoren bei einer Spannung von 500 V die Spezifikation des TDR [Col17]  $I_{\text{leak, max}}(500 \text{ V}) = 2 \frac{\text{nA}}{\text{mm}^3}$  einhalten.

Abhängig vom Sensorlayout werden qualitativ andere Leckstromverläufe beobachtet. Ihnen sind gemeinsam, dass für Spannungen größer als 700 V Durchbruchcharakteristiken angenommen werden und die Leckströme exponentiell zu wachsen beginnen. Die Verläufe unterscheiden sich jedoch in entweder der Position des Knickes - wie am besten im direkten Vergleich zwischen *PCommon* und *Irradiation* zu sehen ist - oder in



**Abbildung 6.1:** thFZ240: IV-Kennlinien vor Bestrahlung. Jede Kurve ist das Resultat einer Mittelung mehrerer verschiedener Messungen des Leckstromes von Sensoren verschiedener Wafer. Farblich hinterlegte Bereiche kennzeichnen die Standardabweichung auf den Mittelwert. Die Strichprobengröße jeder Mittelkurve ist in der Legende in Klammern vermerkt. Für Dioden beträgt sie stets 15. Kreisförmige Messpunkte kennzeichnen Sensoren, dreieckige Punkte gehören zu Dioden.

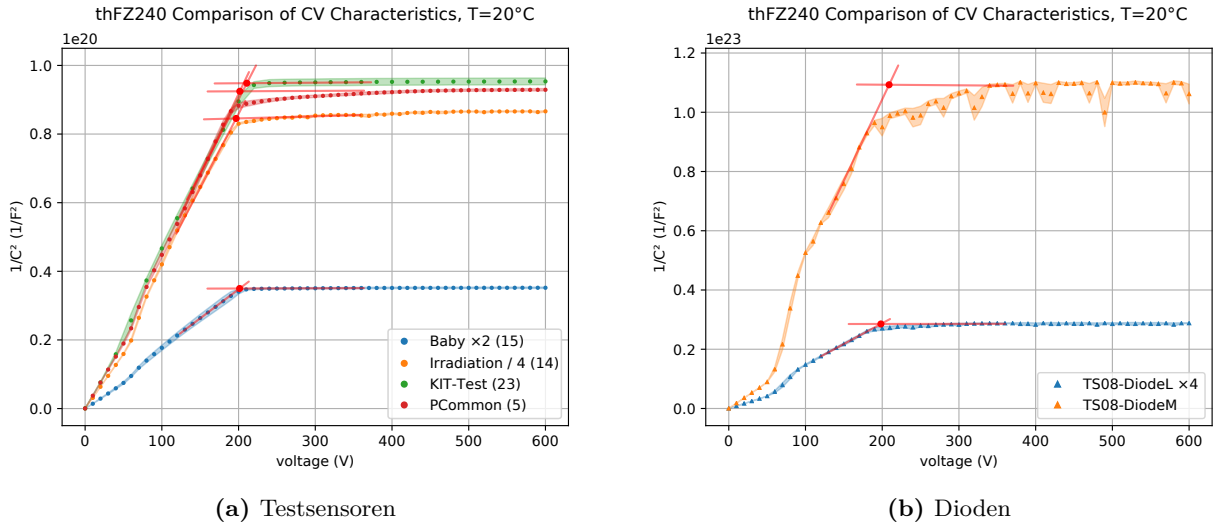
der generellen Form. Man vergleiche dazu KIT-Test und Baby mit Irradiation und PCommon.

Es ist möglich, dass die unterschiedlichen Verläufe erneut auf die Position auf dem Wafer zurückzuführen sind. Dahingehend sind die beiden im vorigen Absatz erwähnten Gruppen miteinander vergleichbar. Bisher unerklärt ist jedoch die Tatsache, dass unterschiedliche Leckstromverläufe bei Sensoren des Materials FZ290 (vgl. Unterabschnitt 5.2.2) nicht beobachtet werden, bei dem thFZ240-Material jedoch schon. Eine These wäre, dass die Auswirkungen von Oberflächen- oder Randeffekten für gedünnte Sensoren stärker sind.

Im direkten Vergleich zum FZ290-Material liegen die experimentell bestimmten Leckströme des thFZ240-Materials auch unnormiert höher als die des FZ290-Materials. Mit steigender Sensordicke sollte nach theoretischen Betrachtungen die Zahl der thermisch angeregten Ladungsträger mitskalieren und somit sollte der Leckstrom des FZ290-Materials höher liegen als der des thFZ240-Materials. Es wäre möglich, dass der Dünnungsprozess Störstellen an der Oberfläche erzeugt, die zusätzliche Zustände innerhalb der Bandlücke einführen und somit die Zahl der thermisch angeregten Ladungsträger erhöhen.

Für die untersuchten Dioden werden qualitativ gleiche Leckstromverläufe beobachtet. Quantitativ betrachtet skalieren die normierten Diodenleckströme invers mit ihrer





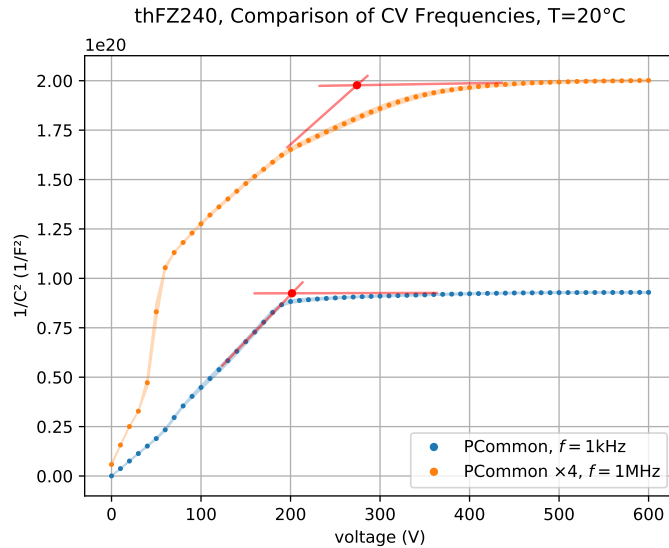
**Abbildung 6.2:** thFZ240: CV-Kennlinien vor Bestrahlung. Jede Kurve ist das Resultat einer Mittelung mehrerer verschiedener Messungen des Leckstromes von Sensoren verschiedener Wafer. Farblich hinterlegte Bereiche kennzeichnen die Standardabweichung auf den Mittelwert. Die Strichprobengröße jeder Mittelkurve ist in der Legende in Klammern vermerkt. Für Dioden beträgt sie stets 15. Einige Kurven wurden aus Darstellungsgründen mit einem Faktor multipliziert (siehe Legende).

Größe aufgrund der in Unterabschnitt 5.2.2 für das FZ90-Material erörterten Effekte. Auch die Diodenteststrukturen können die TDR-Spezifikationen [Col17] einhalten.

In Abbildung 6.2 sind die über alle untersuchten Sensoren gemittelten CV-Charakteristiken mit Standardabweichung auf die Mittelkurve vor Bestrahlung zu sehen. Die Frequenz des zur Kapazitätsmessung verwendeten LCR-Meters beträgt stets  $f = 1$  kHz. Der Guard-Ring bleibt stets unkontaktiert.

Wie auch beim FZ290-Material liegen die Kapazitätsplateaus aufgrund verschiedener Sensorflächen bei verschiedenen Werten. Mithilfe der in Unterabschnitt 5.2.2 beschriebenen Methode werden die Depletionsspannungen der Sensoren, die in Tabelle 6.1 aufgelistet sind, ermittelt. Wie erwartet liegen die Depletionsspannungen des thFZ240-Materials aufgrund des kleineren Sensorvolumens niedriger als die des FZ290-Materials. Erneut sind die Depletionsspannungen von  $\approx 200$  V der Diodenteststrukturen für die Betrachtung des Materials am aussagekräftigsten.

Wie zuvor bei dem in Unterabschnitt 5.2.2 untersuchten FZ290-Material und Braachs Arbeit [Bra17] gilt auch beim thFZ240-Material, dass  $V_{\text{dep}}(\text{PCommon}) < V_{\text{dep}}(\text{KIT-Test})$ . Es ist hier jedoch  $V_{\text{dep}}(\text{Irradiation}) < V_{\text{dep}}(\text{PCommon})$ , was der aufgestellten These, dass die Depletionsspannung konsistent abhängig vom Sensorlayout ist, widerspricht. Unter Beachtung der in Unterabschnitt 5.2.2 (Untersuchung der CV-Charakteristiken des FZ290-Materials) erörterten Unsicherheiten sind jedoch auch diese Ergebnisse zu relativieren. Um diese These weiter zu untersuchen, könnten daher Sättigungsverhalten der Ladungssammlungen der betroffenen Sensorlayouts betrachtet werden, um eine verlässlichere Methode zur Bestimmung der Depletionsspannungen einzusetzen.



**Abbildung 6.3:** thFZ40: Demonstration der LCR-Frequenzabhängigkeit der CV-Charakteristiken für Sensoren des Layouts PCommon

**Tabelle 6.1:** thFZ240: Depletionsspannungen  $V_{\text{dep}}$ . Die mit einem Stern (\*) markierten Sensoren wurden bei einer LCR-Frequenz von  $f = 1\text{MHz}$  gemessen. Signifikante Unsicherheiten durch die Standardabweichung auf den Mittelwert sind angegeben.

Layout	$V_{\text{dep}}$ (V)
Baby	201
Irradiation	197
KIT-Test	211
PCommon	$202 \pm 1$
PCommon*	$274 \pm 3$
TS12-DiodeL	195
TS12-DiodeM	209

**Tabelle 6.2:** thFZ240: Vergleich der Substratleckströme  $I_{\text{tot}}$  und der Streifenleckströme multipliziert mit der Anzahl der Streifen  $n \cdot I_{\text{leak}}$  vor Bestrahlung bei  $V_{\text{bias}} = 300 \text{ V}$ ,  $T = 20 \text{ °C}$ . Die Spalte RH gibt die mittlere relative Luftfeuchte während der Messung an.

Sensor	$I_{\text{tot}}$ (nA)	$I_{\text{per}}$ ( $\frac{\text{pA}}{\text{cm}}$ )	$I_{\text{leak}}$ (pA)	$n \cdot I_{\text{leak}}$ (nA)	Anteil (%)
40 PCommon	10,41	$25,00 \pm 0,34$	$50,00 \pm 0,67$	$6,350 \pm 0,085$	61,0
38 PCommon	10,76	$25,70 \pm 0,25$	$51,40 \pm 0,50$	$6,528 \pm 0,063$	60,7
19 PCommon	10,88	$28,00 \pm 0,19$	$56,00 \pm 0,37$	$7,112 \pm 0,047$	65,4
35 KIT-Test	8,75	$19,50 \pm 0,26$	$19,50 \pm 0,26$	$4,953 \pm 0,067$	56,6
19 KIT-Test	7,71	$14,10 \pm 0,37$	$14,10 \pm 0,37$	$3,581 \pm 0,094$	46,5
11 KIT-Test	8,61	$8,56 \pm 0,36$	$8,56 \pm 0,36$	$2,174 \pm 0,091$	25,3

Um eine LCR-Frequenzabhängigkeit der CV-Charakteristiken nachzuweisen, werden CV-Messungen der Sensoren PCommon jeweils bei LCR-Frequenzen von  $f = 1 \text{ kHz} \vee 1 \text{ MHz}$  durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.3 dargestellt. Es ist einfach zu sehen, dass eine anders gewählte LCR-Frequenz nicht nur die Form, sondern auch den Absolutwert der Depletionsspannung maßgeblich beeinflusst. Daher ist es wichtig bei der Untersuchung von CV-Charakteristiken durch Referenzmessungen eine geeignete LCR-Frequenz zu wählen.

## 6.3 Streifenparameter

Für die in diesem Abschnitt vorgestellte Charakterisierung der Streifenparameter des thFZ240-Materials gelten die gleichen Erwartungen, Rahmenbedingungen und Messparameter wie für das FZ290-Material, die in Abschnitt 5.3 eingeführt worden sind. Jedoch werden im Folgenden nur Sensoren des Layouts KIT-Test und PCommon untersucht.

### Streifenleckstrom $I_{\text{leak}}$

In Tabelle 6.2 wird  $I_{\text{leak}}$  und in Bezug zu dem Leckstrom des gesamten Substrats  $I_{\text{tot}}$  gesetzt, indem mit der Streifenzahl des Sensors  $n$  multipliziert wird. Außerdem wird der Streifenleckstrom normiert auf die Streifenlänge  $I_{\text{per}}$  aufgelistet, um mit der Spezifikation im TDR [Col17] zu vergleichen. Die Normierung ermöglicht dabei, wie in Abschnitt 2.6.5 erörtert, den Vergleich des Leckstromes unabhängig vom Layout des Testsensors.

Die untersuchten Sensoren erfüllen alle die im TDR angegebene Maximalspezifikation von  $2 \frac{\text{nA}}{\text{cm}}$ .

Wie erwartet stellen sich die Anteile des akkumulierten Streifenleckstromes für jedes Sensorlayout konsistent unter dem gemessenen Substratleckstrom ein. Abweichungen von den theoretischen Überlegungen in Abschnitt 2.6.5 sind zu hoch, um sie ausschließlich

**Tabelle 6.3:** thFZ240: Vergleich des Polysiliziumwiderstandes und Zwischenstreifenwiderstandes normiert auf die Streifenlänge bei  $V_{\text{bias}} = 300 \text{ V}$ ,  $T = 20 \text{ °C}$ . Die Standardabweichungen auf die Polysiliziumwiderstände sind vernachlässigbar klein.

Sensor	$R_{\text{poly}}$ (M $\Omega$ )	$\ell \cdot R_{\text{int}}$ (T $\Omega$ cm)
40 PCommon	1,65	$1,270 \pm 0,013$
38 PCommon	1,68	$1,518 \pm 0,066$
19 PCommon	1,68	$1,168 \pm 0,054$
35 KIT-Test	1,79	$0,964 \pm 0,016$
19 KIT-Test	1,80	$0,987 \pm 0,013$
11 KIT-Test	1,85	$0,767 \pm 0,007$

durch Oberflächendefekte zu erklären. Eine mögliche zusätzliche Quelle könnten Ströme aus der Peripherie in der Nähe des Guard-Ringes sein. Weitere Charakterisierungen mit Kontaktierung des Guard-Ringes könnten Aufschluss darüber geben.

Die Anteile des akkumulierten Streifenleckstromes am zugehörigen Substratleckstrom stimmen unbeeinträchtigt vom wider Erwarten höheren Substratleckstrom des gedünnten Materials pro Sensorlayout mit den Anteilen des FZ290-Materials überein (vgl. Tabelle 6.2 mit Tabelle 5.3, PCommon und KIT-Test), was die These unterstützt, dass die Anteile konsistent vom Sensorlayout abhängig sind.

### Polysiliziumwiderstand $R_{\text{poly}}$ und Zwischenstreifenwiderstand $R_{\text{int}}$

In Tabelle 6.3 sind die Widerstandskenngrößen für verschiedene Sensoren vor Bestrahlung dargestellt. Im Gegensatz zum gemittelten Polysiliziumwiderstand des FZ290-Materials liegen die experimentell bestimmten Werte für den Polysiliziumwiderstand des gedünnten Materials mit Ausnahme eines Ausreißers KIT-Test 11 innerhalb der im TDR [Col17] angegebenen Spezifikationen. Die angegebene Maximalstreuung von 5% um den Mittelwert für den Bias-Widerstand pro Streifen kann eingehalten werden.

Die Werte den mittleren Zwischenstreifenwiderstand befinden sich in der gleichen Größenordnung und überschreiten den Mindestzwischenstreifenwiderstand aus dem TDR [Col17] um etwa zwei Größenordnungen. Der auf die Streifenlänge normierte Zwischenstreifenwiderstand eines jeden Sensors ist wie beim FZ290-Material um 6 Größenordnungen größer als der jeweilige Bias-Widerstand. Eine ausreichende Diskriminierung zwischen den  $R_{\text{int}}$ - und  $R_{\text{poly}}$ -Größen ist somit gewährleistet.

### Koppelkapazität $C_c$ und Zwischenstreifenkapazität $C_{\text{int}}$

In Tabelle 6.4 sind die Kapazitätskenngrößen für verschiedene Sensoren vor Bestrahlung dargestellt. Mit Ausnahme des Ausreißers KIT-Test 11, welcher auch schon bei der Messung des Polysiliziumwiderstandes in Abschnitt 6.3 eine größere Abweichung von den übrigen Werten aufwies, sind alle experimentell bestimmten mittleren Koppelkapazitäten innerhalb einer Layoutfamilie gering gestreut und liegen in der typischen

**Tabelle 6.4:** thFZ240: Vergleich der Koppelkapazität und Zwischenstreifenkapazität normiert auf die Streifenlänge bei  $V_{\text{bias}} = 300 \text{ V}$ ,  $T = 20 \text{ °C}$ . Die Standardabweichungen sind vernachlässigbar klein.

Sensor	$C_C$ ( $\frac{\text{pF}}{\text{cm}}$ )	$C_{\text{int}}$ ( $\frac{\text{pF}}{\text{cm}}$ )
40 PCommon	28,9	0,550
38 PCommon	28,9	0,520
19 PCommon	28,7	0,455
35 KIT-Test	24,3	0,622
19 KIT-Test	24,2	0,480
11 KIT-Test	29,6	0,460

**Tabelle 6.5:** thFZ240: Pinhole-Check vor Bestrahlung bei  $V_{\text{bias}} = 300 \text{ V}$ ,  $T = 20 \text{ °C}$ .

Sensor	$I_{\text{diel}}$ (pA)	Pinhole?
40 PCommon	$1,42 \pm 0,12$	nein
38 PCommon	$1,570 \pm 0,066$	nein
19 PCommon	$1,570 \pm 0,079$	nein
35 KIT-Test	$0,921 \pm 0,065$	nein
19 KIT-Test	$0,782 \pm 0,094$	nein
11 KIT-Test	$0,060 \pm 0,005$	nein

Größenordnung. Die Koppelkapazitäten der Layoutfamilie PCommon weisen ähnliche Absolutwerte wie die  $C_c$ -Werte der FZ290-PCommon-Sensoren auf.

Bei einer Streifenbreite von  $22 \mu\text{m}$  kann die im TDR [Col17] angegebene Minimalspezifikation von  $26,4 \frac{\text{pF}}{\text{cm}}$  wie beim FZ290-Material im Rahmen der Stichprobe eingehalten werden.

Im direkten Vergleich mit  $C_{\text{int}}$  liegen die Werte für die mittlere Zwischenstreifenkapazität pro Layoutfamilie immer um zwei Größenordnungen niedriger als die jeweiligen  $C_c$ -Werte. Außerdem kann die Maximalspezifikation im Rahmen der Messungenauigkeit eingehalten werden. Erneut weisen beide in dieser Arbeit untersuchten Materialien die gleichen Zwischenstreifenkapazitäten im Falle des Layouts PCommon auf. Dies bekräftigt die These der Abhängigkeit der Kapazitäten vom Streifenlayout.

Es ist eine ausreichende Diskriminierung zwischen den  $C_c$ - und  $C_{\text{int}}$ -Werten gegeben. In Kombination mit den Ergebnissen für den Zwischenstreifenwiderstand ist somit eine ausreichende Ortsauflösung für die untersuchten Sensoren möglich.

## Pinhole

Alle untersuchten Sensoren des thFZ240-Materials weisen bei den Messungen keine Pinholes auf wie in Tabelle 6.5 zu sehen ist.



## 7 Fazit und Ausblick

Für das kommende HL-Upgrade des LHC müssen die Siliziumsensoren des äußeren CMS-Spurdetektors eine hinreichende Strahlendosis aufweisen. Bei einer vorgesehenen Laufzeit von 10 Jahren und einer erwarteten, integrierten Luminosität von  $3000 \text{ fb}^{-1}$  sind die 2S-Sensoren nominalen Fluenzen von  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  ausgesetzt. Die vorgesehene Betriebsspannung von  $V_{\text{bias}} = 600 \text{ V}$  kann optional auf  $800 \text{ V}$  erhöht werden, falls die Signalstärke erhöht werden muss. Jährlich wird die konstante Kühltemperatur von  $T = -20^\circ\text{C}$  während *technical stops* kontrolliert auf  $20^\circ\text{C}$  erhöht, um die Sensoren für diese Zeit zu annealen und damit strahlungsinduzierte Schäden des Sensormaterials auszuheilen. Durch kontrolliertes Annealing kann die Signalstärke teilweise erhöht und der Leckstrom reduziert werden. Die Annealingperiode beträgt jährlich voraussichtlich 2 Wochen, was einer gesamten Annealingzeit von 20 Wochen bei 10 Jahren Laufzeit entspricht.

Zu der vollständigen elektrischen Charakterisierung eines Siliziumstreifensensors gehört die Aufnahme von IV-/CV-Charakteristiken sowie die Messung der relevanten Streifenparameter des Sensors. Soll die Strahlendosis des Materials untersucht werden, muss zusätzlich dazu die Ladungssammlung vor/nach Bestrahlung bestimmt werden. Außerdem ist eine vollständige elektrische Charakterisierung nach Bestrahlung nötig.

In der aktuellen Bestrahlungskampagne des ETP werden die Sensoren gemischt bestrahlt. Zu charakterisierende Sensoren werden im örtlichen Zyklotron am KIT, Campus Nord, mit Protonen bestrahlt. Die Neutronenbestrahlung erfolgt im TRIGA-Reaktor am JSI (Jožef Stefan Institut) in Ljubljana, Slowenien. Eine gemischte Teilchenbestrahlung ist für möglichst LHC-ähnliche Messverhältnisse realitätsnäher als eine pure Neutronen- oder Protonenbestrahlung.

In dieser Arbeit wurde das FZ290-Material mit einer aktiven Dicke von  $290 \mu\text{m}$  hinsichtlich seiner elektrischen Eigenschaften charakterisiert. Außerdem wurden die Ladungssammlungseigenschaften und das Annealingverhalten untersucht. Die Ergebnisse wurden in Bezug zu Ergebnissen früherer Arbeiten gesetzt.

Für das thFZ240-Material mit einer aktiven Dicke von  $240 \mu\text{m}$  war eine Charakterisierung der Strahlendosis und Ladungssammlung im zeitlichen Rahmen einer Bachelorarbeit nicht möglich. Es wurde jedoch vor Bestrahlung vollständig elektrisch charakterisiert und mit den Ergebnissen früherer Forschung verglichen.

Die IV-Charakteristiken des FZ290-Materials liegen vor und nach Bestrahlung innerhalb der Spezifikationen. Sie liegen vor Bestrahlung unabhängig vom Sensorlayout, normiert auf das aktive Sensorvolumen, wie erwartet in der gleichen Größenordnung. Nach Bestrahlung skaliert der Leckstrom wie zu erwarten mit der Fluenz. Mit einer Depletionsspannung von  $264 \text{ V}$  (Diode VDP Flute L) ist das Material vor Bestrahlung

innerhalb der Spezifikationen volldepletiert. Nach der Bestrahlung erreichen nur Sensoren bis zu einer Fluenz von  $1 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  bei nominaler Betriebsspannung Volldepletion. Wird die Spannung auf 800 V erhöht, können die untersuchten Sensoren bis zu einer Fluenz von  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  (nominale Fluenz, siehe oben) im volldepletierten Zustand betrieben werden.

Vor Bestrahlung erfüllen nahezu alle Streifenparameter des FZ290-Materials die Spezifikationen. Die Polysiliziumwiderstände  $R_{\text{poly}}$  aller Sensoren liegen systematisch über dem spezifizierten Wert. Die Spezifikation sollte dementsprechend angepasst werden, da die höheren Werte bei gleichbleibend niedriger Streuung den Betrieb der Sensoren nicht beeinflussen. Nach Bestrahlung erfüllen alle Streifenparameter des FZ290-Materials die Spezifikationen. Der Zwischenstreifenwiderstand skaliert mit der Annealingzeit und reziprok zur Fluenz. Der Streifenleckstrom skaliert mit der Fluenz und invers zur Annealingzeit.

Nach der Bestrahlung skaliert die Ladungssammlung des FZ290-Materials mit der inversen Fluenz. Abhängig von dem Mischungsverhältnis der Bestrahlung ergeben sich abweichende *reverse* Annealingverhalten. Sensoren, die mit mehr Neutronen bestrahlt worden sind, zeigen stärkeres *reverse* Annealing. Dies ist vermutlich auf den hohen Sauerstoffanteil des FZ290-Materials zurückzuführen.

Innerhalb des Fehlers von 1000 Elektronen werden die 2S-Spezifikationen von einer Mindestseedsignalstärke von 12000 Elektronen bei 600 V vom FZ290-Material bis zu Fluenzen von  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  nur im Maximum des *beneficial* Annealings eingehalten. Insbesondere kann das FZ290-Material die 2S-Spezifikation für Fluenzen bis zur erwarteten, nominalen Fluenz von  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  erfüllen.

Werden PS-s-Sensoren betrachtet, so können die Spezifikationen bei 600 V für den gesamten Annealingzeitraum bis zu Fluenzen von  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  eingehalten werden. Für eine Annealingperiode zwischen 168 h und 200 d können die PS-s-Spezifikationen bis zu Fluenzen von  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  eingehalten werden.

Wird die Bias-Spannung jedoch auf  $V_{\text{bias}} = 800 \text{ V}$  erhöht, können die 2S- und PS-Spezifikationen bis zu einer Fluenz von  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  bereits nach einem Annealing von 51 h eingehalten werden.

Die IV-Charakteristiken des thFZ240-Materials liegen vor Bestrahlung innerhalb der Spezifikationen. Entgegen des theoretischen Modells weist das gedünnte Material einen höheren Leckstrom als Sensoren des dickeren FZ290-Materials auf. Dies könnte durch Materialdefekte, die beim Dünnungsprozess hervorgerufen werden, erklärt werden. Mit einer Depletionsspannung von 195 V volldepletiert das thFZ240-Material gemäß der Spezifikationen.

Die untersuchten Streifenparameter liegen im Rahmen der Messsicherheiten innerhalb der Spezifikationen.

Anhand der Ergebnisse dieser Arbeit lässt sich sagen, dass das FZ290-Material für den Betrieb im äußeren Spurdetektor geeignet ist. Mit einer ausreichenden Seedsignalstärke gemäß der 2S-Spezifikationen bis zu der nominalen Fluenz von  $3 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  bei



600 V Betriebsspannung weist das Material eine für diesen Detektorbereich adäquate Ladungssammlung auf.

Wird jedoch der PS-s-Bereich des Detektors betrachtet, so weist das Material für den Betrieb bei  $V_{\text{bias}} = 600 \text{ V}$  nur ab einer Annealingzeit von 168 h eine ausreichend hohe Ladungssammlung gemäß der PS-s-Spezifikationen auf. Dies gilt für die maximal erwartete Nominalfluenz von  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  für PS-s-Sensoren. Geht man allerdings davon aus, dass bei konstanter Luminosität des Detektors etappenweise annealt wird und somit die Ladungssammlung des Materials in der Nähe des Extremums des *beneficial* Annealings bleibt, ist es durchaus plausibel, dass das Material sich für den Betrieb im PS-s-Bereich eignet.

Ein Betrieb bei der optionalen Boost-Spannung von 800 V würde sogar sicherstellen, dass das Material für den gesamten Annealingzeitraum ein ausreichend hohes Signal gemäß der 2S- und PS-s-Spezifikationen bis zu Fluenzen von  $10 \times 10^{14} \frac{\text{neq}}{\text{cm}^2}$  liefert.

Ein Leckstrom, der mehr als 2 Größenordnungen unter der Spezifikation liegt, senkt die Chance auf ein thermisches Durchgehen des Materials. Die Produktionsgenauigkeit der HPK-Sensoren ist im Allgemeinen zufriedenstellend.

Eine weitere Bestrahlungskampagne des thFZ240-Materials steht noch aus.



## Literatur

- [AJC15] S. Arfaoui, C. Joram und C. Casella. *Characterisation of a Sr-90 based electron monochromator*. Techn. Ber. PH-EP-Tech-Note-2015-003. Geneva: CERN, Mai 2015. URL: <https://cds.cern.ch/record/2013995>.
- [Bra17] J. Braach. „Qualification of 200  $\mu\text{m}$  n-in-p Silicon Strip Sensors for the CMS Tracker Upgrade“. Karlsruher Institut für Technologie, Bachelorarbeit, 2017. BA. Karlsruher Institut für Technologie, 2017. URL: <https://exp-invenio.physik.uni-karlsruhe.de/record/48941>.
- [CER] CERN. *Our Research*. URL: <https://home.cern/about/what-we-do/our-research> (besucht am 04.10.2019).
- [CER18] CERN. *LHC Season 2, facts & figures*. Juli 2018. URL: [https://home.cern/sites/home.web.cern.ch/files/2018-07/factsandfigures-en\\_0.pdf](https://home.cern/sites/home.web.cern.ch/files/2018-07/factsandfigures-en_0.pdf).
- [CER19] CERN. *The Higgs Boson*. 2019. URL: <https://home.cern/science/physics/higgs-boson>.
- [CER71] CERN. „Convention for the establishment of a European organization for nuclear research“. In: (1971). URL: <https://cds.cern.ch/record/330625>.
- [Chi13] A. Chilingarov. „Temperature dependence of the current generated in Si bulk“. In: *Journal of Instrumentation* 8.10 (Okt. 2013), P10003–P10003. DOI: 10.1088/1748-0221/8/10/p10003. URL: <https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F8%2F10%2Fp10003>.
- [Col17] CMS Collaboration. *The Phase-2 Upgrade of the CMS Tracker*. Techn. Ber. CERN-LHCC-2017-009. CMS-TDR-014. Geneva: CERN, Juni 2017. URL: <http://cds.cern.ch/record/2272264>.
- [Con+15] D. Contardo u. a. „Technical Proposal for the Phase-II Upgrade of the Compact Muon Solenoid“. In: CERN-LHCC-2015-010 / LHCC-P-008 (Juni 2015). URL: <https://cds.cern.ch/record/2020886>.
- [Dav16] S. R. Davis. *Interactive Slice of the CMS detector*. Aug. 2016. URL: <http://cds.cern.ch/record/2205172>.
- [DE19] A. Dierlamm und U. Elicabuk. *Private Korrespondenz*. Feb. 2019.
- [Dem05] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Experimentalphysik / Wolfgang Demtröder. Springer, 2005. ISBN: 978-3-540-21473-1.
- [DME19] A. Dierlamm, M. Metzler und U. Elicabuk. „Irradiation Campaign“. März 2019. URL: <https://TBD-INDICO-LINK>.

- [Erf09] J. Erfle. „Entwicklungen für neue Siliziumstreifensensoren und deren Qualitätskontrolle“. Dr. 2009. URL: <https://ekp-invenio.physik.uni-karlsruhe.de/record/45037>.
- [Gos18] J. -O. Gosewisch. „Irradiation Studies of Charge Collection and Interstrip Resistance of Silicon Strip Sensors in the Course of the CMS Phase-2 Upgrade“. KIT, Masterarbeit, 2018. MS. KIT, 2018. URL: <https://ekp-invenio.physik.uni-karlsruhe.de/record/49066>.
- [Gut15] M. Guthoff. „1-D plot of FLUKA simulated 1MeV neutron equivalent in Silicon at the Tracker“. In: (Juli 2015). URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/BRILRS1D1MeVneqAtTracker>.
- [Har17] F. Hartmann. „Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics“. In: *Springer Tracts Mod. Phys.* (2017). DOI: 10.1007/978-3-319-64436-3.
- [Hof13] K. -H. Hoffmann. „Entwicklung von neuen Sensorkonzepten und Untersuchungen an strahlenharten Siliziumstreifensensoren für CMS am Large Hadron Collider in der Hochluminositätsphase“. Dr. KIT, 2013. URL: <https://ekp-invenio.physik.uni-karlsruhe.de/record/48272>.
- [KW16] H. Kolanoski und N. Wermes. „Teilchendetektoren“. In: Springer, 2016, S. 74–87. ISBN: 978-3-662-45349-0 978-3-662-45350-6. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6.
- [Lan44] L. Landau. „On the energy loss of fast particles by ionization“. In: *J. Phys.(USSR)* 8 (1944), S. 201–205.
- [Lin+01] G. Lindström u. a. „Radiation hard silicon detectors—developments by the RD48 (ROSE) collaboration“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 466.2 (2001), S. 308–326. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00560-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00560-5).
- [Lut01] G. Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics*. Accelerator Physics Series. Springer Berlin Heidelberg, 2001. ISBN: 978-3-540-64859-8. URL: [https://books.google.de/books?id=e\\_kcjwEH-0wC](https://books.google.de/books?id=e_kcjwEH-0wC).
- [Met16] M. Metzler. „Radiation Hardness of n-in-p Strip Sensors for the Phase II Upgrade of CMS“. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Masterarbeit, 2016. MS. Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2016. URL: <https://ekp-invenio.physik.uni-karlsruhe.de/record/48874>.
- [Mik19] M. Mikuž. *Transnational acces to TRIGA MarkII reactor*. Apr. 2019. URL: [https://indico.cern.ch/event/773447/contributions/3373638/attachments/1822862/2982273/WP11.2\\_Oxf\\_Apr19.pdf](https://indico.cern.ch/event/773447/contributions/3373638/attachments/1822862/2982273/WP11.2_Oxf_Apr19.pdf).
- [Mob18] E. Mobs. „The CERN accelerator complex - August 2018. Complexe des accélérateurs du CERN“. In: (Aug. 2018). URL: <https://cds.cern.ch/record/2636343>.

- [Mol+00] M. Moll u. a. „Investigation on the improved radiation hardness of silicon detectors with high oxygen concentration“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 439.2 (2000), S. 282–292. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00842-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00842-6).
- [Mol99] M. Moll. „Radiation damage in silicon particle detectors: Microscopic defects and macroscopic properties“. PhD Thesis. Hamburg U., 1999. URL: <http://www-library.desy.de/cgi-bin/showprep.pl?desy-thesis99-040>.
- [Pho] Hamamatsu Photonics. *Webseite von Hamamatsu Photonics*. URL: <https://www.hamamatsu.com/jp/en/index.html> (besucht am 26.03.2019).
- [Pin+06] I. Pintilie u. a. „Stable radiation-induced donor generation and its influence on the radiation tolerance of silicon diodes“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 556.1 (2006), S. 197–208. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.10.013>.
- [SN06] S.M. Sze und K.K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley, 2006. ISBN: 978-0-470-06830-4. URL: <https://books.google.de/books?id=o4unkmHBHb8C>.
- [Tec] Keysight Technologies. *E4980A Precision LCR Meter, Data Sheet*. URL: <https://alice.de/wp-content/uploads/2017/02/Keysight-E4980AL-Precision-LCR-Meter-Web.pdf> (besucht am 15.04.2019).
- [Zha+12] J. Zhang u. a. „Investigation of X-ray induced radiation damage at the Si-SiO<sub>2</sub> interface of silicon sensors for the European XFEL“. In: *Journal of Instrumentation* 7 (2012). DOI: 10.1088/1748-0221/7/12/C12012.