

Qualifizierung von dünnen  
Siliziumstreifensensoren  
aus unterschiedlichem Grundmaterial  
bei sehr hohen Fluenzen

Qualification of thin silicon strip sensors  
on different base materials at very high fluences

Leonard Köllenberger

Bachelorarbeit

An der Fakultät für Physik  
Institut für Experimentelle Kernphysik (IEKP)

Erstgutachter:	Prof. Dr. Thomas Müller
Zweitgutachter:	Dr. Alexander Dierlamm
Betreuender Mitarbeiter:	Dr. Alexander Dierlamm

Karlsruhe, 23. Dezember 2014



---

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderungen entnommen wurde.

**Karlsruhe, 23. Dezember 2014**

.....  
(Leonard Köllenberger)



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Der LHC und das CMS Experiment</b>	<b>3</b>
2.1	Der Large Hadron Collider (LHC)	3
2.2	Der Compact Muon Solenoid (CMS)	3
2.3	Tracker-Upgrade	4
<b>3</b>	<b>Silizium-Streifensensoren</b>	<b>7</b>
3.1	Grundlegende Eigenschaften von Halbleitern	7
3.2	Funktionsweise eines Siliziumdetektors	10
3.3	Aufbau eines Silizium-Streifensensors	10
3.4	Herstellungsverfahren	12
3.4.1	Floatzone	12
3.4.2	Magnetic Czochralski	12
3.4.3	Epitaktisch gewachsenes Silizium (Epi)	13
3.4.4	Dünne Sensoren	13
<b>4</b>	<b>Sensorcharakterisierung</b>	<b>15</b>
4.1	Grundlegende Messungen zur Qualifizierung	15
4.1.1	ALiBaVa-Station	15
4.1.2	Probestation	16
4.1.3	Sensorparameter	16
<b>5</b>	<b>Strahlenschäden</b>	<b>21</b>
5.1	Arten von Strahlenschäden	21
5.1.1	Auswirkungen	22
5.2	Annealing	23
<b>6</b>	<b>Analyse</b>	<b>25</b>
6.1	Streifenparameter	26
6.1.1	Zwischenstreifenkapazität	26
6.1.2	Koppelkapazität	26
6.1.3	Biaswiderstand	27
6.1.4	Zwischenstreifenwiderstand	27
6.1.5	Pinhole	28
6.2	Sensorparameter	29
6.2.1	Depletionsspannung	29
6.2.2	Leckstrom	29
6.2.3	Fakehits	30
6.2.4	Elektronensignal	31
6.3	Annealingstudie	37
6.3.1	Depletionsspannung	37

6.3.2	Leckströme . . . . .	38
6.3.3	Elektronensignal . . . . .	38
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>41</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>43</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>45</b>

# 1. Einleitung

Bereits seit vielen Jahrhunderten beschäftigt die Menschheit die Frage, was die kleinsten Bestandteile der Materie sind und wie sie miteinander wechselwirken. Speziell in den letzten Jahrzehnten verhalfen Experimente in der Teilchenphysik zu neuen Erkenntnissen, sodass sich einige von der in der Theorie vorhergesagten Elementarteilchen und die fundamentalen Wechselwirkungen im Standardmodell zusammenfassen lassen. Eine der letzten Fragen die geklärt werden konnte, war wie den Elementarteilchen ihre Masse verliehen wird. Bereits in den 1960-er Jahren stellten Peter Higgs und François Englert, sowie einige andere Wissenschaftler die Theorie des Higgs-Mechanismus auf, mit dem Higgs-Boson als quantenmechanische Anregung des Higgs-Felds.

Viele der Elementarteilchen konnten mittlerweile experimentell nachgewiesen werden. Zum experimentellen Nachweis werden meist Streuexperimente bei hohen Energien durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde der derzeit größte und leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger, der LHC, am CERN gebaut. Entlang des Teilchenbeschleunigers sind verschiedene Experimente, die zwei größten Experimente sind CMS und ATLAS. Der Aufbau des CMS- und des ATLAS-Detektors ermöglichen es viele verschiedenen Prozesse zu untersuchen. Sowohl die CMS- als auch die ATLAS-Kollaboration haben sich unter Anderem den experimentellen Nachweis des Higgs-Bosons als Ziel gesetzt. Da beide Experimente unabhängig voneinander laufen und verschieden aufgebaut sind, ist es möglich die Messergebnisse gegenseitig zu bestätigen. 2012 wurde von beiden Kollaborationen bekanntgegeben, ein neues Boson gefunden zu haben [Col12b] [Col12a], welches sich später als das Higgs-Boson erwies.

Bei der Erzeugung des Higgs handelt es sich um einen Prozess, der sich nur in sehr seltenen Fällen ereignet. Zur genaueren Untersuchung des Higgs und anderer seltener Prozesse ist eine schrittweise Energiesteigerung, sowie eine schrittweise Steigerung der Luminosität bis 2024 geplant. Dazu wird der LHC in mehreren Schritten verbessert. Diese Steigerungen stellen zusätzliche Herausforderungen an die Detektoren, wie höhere Ereignisraten und höhere Spurdichten. Damit insbesondere die Spurdetektoren nahe des Wechselwirkungspunkts den hohen Strahlenbelastungen stand halten können, müssen neue Sensoren entwickelt werden.

Diese Arbeit steht im Zusammenhang mit dem (Phase-2) Upgrade des CMS Spurdetektors. In der Arbeit soll die Strahlenhärte von verschiedenen dünnen Silizium-Streifensensoren mit einer aktiven Dicke von 100  $\mu\text{m}$  bzw. 120  $\mu\text{m}$  untersucht werden. Ziel ist es, herauszufinden welche der betrachteten Materialien sich als besonders strahlenresistent erweisen und möglicherweise als Pixel-Sensoren zum Einsatz kommen können. Streifensensoren bieten den Vorteil, dass sie relativ leicht ausgelesen werden können. Da sämtliche untersuchten Sensoren

dem selben Layout entsprechen, kann durch Vergleiche der verschiedenen Materialien ein tendenzielles Verhalten vorausgesagt werden. Der für das Upgrade geplante Pixel-Detektor besteht aus vier Lagen welche sich in einem Abstand von 30 mm, 68 mm, 109 mm bis 160 mm vom Wechselwirkungspunkt befinden. Die Fluenz liegt in diesem Bereich bei  $\sim 10^{16} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ .

Im erste Teil der Studie werden Sensoren, die in drei verschiedener Verfahren hergestellt wurden, betrachtet. Es werden sowohl N- als auch P-Typ Sensoren untersucht, welche mit Protonen bestrahlt wurden. Um Veränderungen im Sensor nach der Bestrahlung festzustellen werden charakteristische Messparameter untersucht. Ein besonderes Augenmerk wird hierbei auf Depletionsspannung, Leckströme und Elektronensignal gelegt.

Im zweiten Teil der Studie wird die Entwicklung der Eigenschaften bei gezielten Ausheilen der Defekte untersucht.



## 2. Der LHC und das CMS Experiment

### 2.1 Der Large Hadron Collider (LHC)

Der LHC ist ein Synchrotron für Protonen und Bleikerne in der Nähe von Genf.

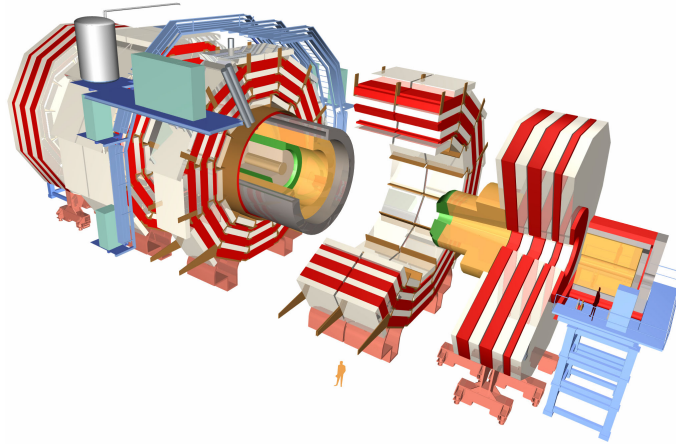
Offiziell begann die Planung des LHC bereits 1984. Mit einem Umfang von knapp 27 km ist er der derzeit größte Hadronenbeschleuniger der Welt. Im Beschleuniger werden gegenläufige Protonenbündel beschleunigt, und schließlich zur Kollision gebracht. Ursprünglich war geplant den Beschleuniger mit einer Schwerpunktenenergie von bis zu 14 TeV zu betreiben. Tatsächlich konnte bisher allerdings nur eine maximale Schwerpunktenenergie von 8 TeV im Jahr 2012 erreicht werden [Offa].

Der LHC wurde für einer maximalen Luminosität von  $1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  konzipiert [BV09]. Die Luminosität beschreibt die Anzahl der Kollisionen pro Fläche pro Zeit. Im Schnitt ereignen sich 600 Millionen Kollisionen pro Sekunde [mo]. Die Kollisionen finden an vier Wechselwirkungspunkten statt. An den Kollisionspunkten sind verschiedene Detektoren installiert, welche jeweils für spezielle Messungen ausgerichtet sind: ALICE, ATLAS, CMS, LHCb, LHCf und TOTEM. Mit den verschiedenen Versuchen gelangte man zu wichtigen Nachweisen und Erkenntnissen in der Teilchenphysik, wie 2012 dem Nachweis des Higgs-Bosons [Offb]. Es sollen zukünftig jedoch weitere Fragen geklärt werden, darunter fällt die Suche nach Hinweisen auf Supersymmetrie, CP-Verletzung oder der Struktur von dunkler Materie.

Eine genauere Beschreibung des LHC ist in [LHC] gegeben.

### 2.2 Der Compact Muon Solenoid (CMS)

Die Aufgabe des CMS-Detektors ist es, Teilchen nach Kollisionen zu detektieren und deren Spuren zu rekonstruieren, sowie Impuls und Energie der Teilchen zu bestimmen. Dafür ist der Detektor in mehreren Schichten aufgebaut, welche zylinderförmig um das Strahlrohr angeordnet sind. Im Inneren, nahe des Kollisionpunkts, befindet sich ein Siliziumspurdetektor, dessen Aufgabe es ist, die Spur von geladenen Teilchen zu bestimmen. Der Spurdetektor besteht aus drei Lagen Pixel-Sensoren, welche wiederum von zehn Lagen Silizium-Streifensensoren umschlossen werden. Insgesamt wurden etwa 15.200 Module im Streifendetektor verbaut, welche eine Fläche von mehr als  $200 \text{ m}^2$  abdecken [CMS]. Ein Siliziumdetektor dieser Größenordnung wurde im CMS-Experiment das erste Mal umgesetzt.



**Abbildung 2.1:** 3D-Darstellung des CMS-Detektors, mit einem zylinderförmigen Aufbau um das Strahlrohr herum bestehend aus den Komponenten (von innen nach außen): Spurdetektor aus Pixel-Sensoren und Silizium-Streifensensoren (beige), elektromagnetisches Kalorimeter (grün), hadronisches Kalorimeter (gelb), supraleitende Spule (grau), Myonenkammern (weiß) und Eisen-Rückführjoch (rot) [dT14].

Abbildung 2.1 zeigt eine 3D-Darstellung mit den einzelnen Komponenten des CMS-Detektors. Die einzelnen Komponenten sind in verschiedenen Farben eingefärbt.

Sowohl der Pixel-Detektor als auch der Streifendetektor sind an den Enden mit Kappen versehen, um Teilchen die eine Trajektorie entlang der Strahlrichtung aufweisen, detektieren zu können.

Damit die geladene Teilchen im Inneren gekrümmten Bahnen folgen, befindet sich um den Silizium-Tracker in einem Magnetfeld, welches durch ein supraleitendes Solenoid erzeugt wird. Das supraleitende Solenoid kann ein Magnetfeld von bis zu 3,8 T erzeugen kann. Anhand des Krümmungsradius kann der Impuls der Teilchen, sowie die Ladung bestimmt werden.

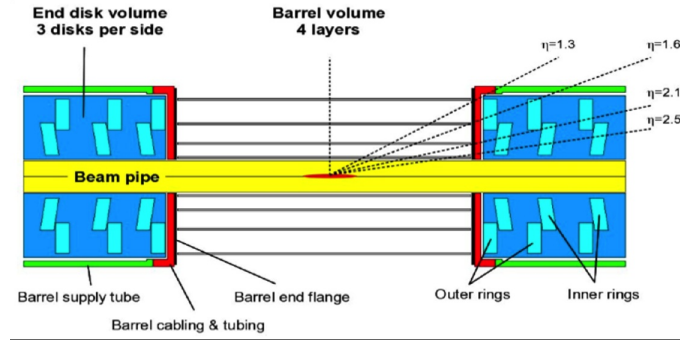
Der Spurdetektor wird von Kalorimetern umschlossen, welches sich in ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter unterteilt. Die Aufgabe der Kalorimeter ist es, die Energie von geladenen Teilchen und Photonen, beziehungsweise von neutralen Teilchen zu bestimmen. Auch an den Endkappen des Detektors sind Kalorimeter zu finden.

Um das supraleitende Solenoid befinden sich in fünf Schichten Myonenkammern und Eisen-Rückführjoche im Wechsel. Lediglich Myonen und Neutrinos können auf Grund ihrer großen mittleren freien Weglänge alle inneren Lagen durchqueren. Nur die Myonen lassen sich in den Myonenkammern nachweisen, und deren Impuls kann hier bestimmt werden. Die Endkappen des Detektors bestehen in drei Schichten ebenfalls aus Myonenkammern und Eisen-Rückführjochen, um zu vermeiden, dass Myonen entlang der Strahlachse fliegend, der Detektion entgehen [LHC]. Die Neutrinos lassen sich nicht direkt nachweisen. Ihre Energie entspricht der bei der Messung fehlenden Energie.

## 2.3 Tracker-Upgrade

Um die Leistungsfähigkeit in Zukunft weiterhin zu steigern und größere Datenmengen zu sammeln und seltene Ereignisse öfters zu sehen, soll im Zuge des HL-LHC (high luminosity LHC) ab 2024 die Luminosität um einen Faktor 10 gesteigert werden. Es soll eine integrierte Luminosität von  $3000 \text{ fb}^{-1}$  erreicht werden [HL].

Die instantane hohe Luminosität stellt zusätzliche Anforderungen an den CMS-Detektor, wodurch auch dieser verbessert werden muss [HL]. Da sich die Siliziumsensoren nahe des



**Abbildung 2.2:** Layout des Pixel-Detektors nach dem (Phase 1) Upgrade [ea12].

Kollisionpunkts befinden, sind diese einer hohen Strahlung ausgesetzt. Für das Upgrade ist es also wichtig das Verhalten der Sensoren bei hohen Fluenzen zu kennen und möglichst strahlenresistente Sensoren zu entwickeln. Dabei werden ebenfalls verschiedene Sensor-Typen und Sensordicken in Betrachtung gezogen, so auch die in dieser Arbeit behandelten dünnen Sensoren. Das Tracker-Upgrade beinhaltet ebenfalls eine neue Anordnung der Sensoren, sowie Verbesserungen am Triggersystem [Abb11]. Das Layout des Pixel-Detektors nach dem (Phase 1) Upgrade ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die vier Lagen des Pixel-Detektors befinden bei den Abständen 30 mm, 68 mm, 109 mm bis 160 mm zum Wechselwirkungspunkt befinden.



## 3. Silizium-Streifensensoren

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit den Eigenschaften von Silizium, sowie mit dem Aufbau von Silizium-Streifensensoren, den Auswirkungen von Strahlenschäden auf Silizium und den verschiedenen Herstellungsverfahren der in dieser Arbeit untersuchten dünnen Silizium-Streifensensoren. Es basiert hauptsächlich auf den Quellen [Die03], [Fre12], [Mol], [Nür14] und [Ebe13].

### 3.1 Grundlegende Eigenschaften von Halbleitern

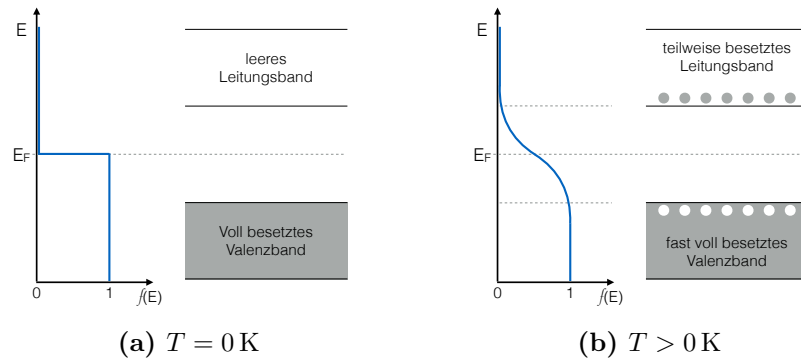
Bei Metallen überschneiden sich das Valenz und das Leitungsband, sodass das Material leitend ist. Im Halbleiter hingegen ist das Valenzband vom Leitungsband getrennt, der Bereich dazwischen, die Bandlücke, kann nicht besetzt werden. Wird den Elektronen Energie zugeführt, kann die Bandlücke überwunden werden und Elektronen können vom Valenzband ins Leitungsband angehoben werden, die dann zur elektrischen Leitung beitragen. Bei einer Temperatur von  $T = 0\text{ K}$  sind alle erlaubten Zustände unterhalb der Fermienergie, somit das gesamte Valenzband, vollständig besetzt, während das Leitungsband unbesetzt bleibt. Der Halbleiter verhält sich also wie ein Isolator. Isolatoren werden durch ein unbesetztes Leitungsband ausgezeichnet. Bei höheren Temperaturen können Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband gelangen und das Material wird leitend. Aus dem Leitungsband angehobene Elektronen hinterlassen jedoch Löcher im Valenzband (Abbildung 3.1). Die Löcher tragen ebenfalls zur Leitung bei. Die Besetzungswahrscheinlichkeit der Energieniveaus  $E$  ist über die Fermi-Dirac-Statistik gegeben:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{((E-E_f)/k_B T)}} \quad (3.1)$$

Hierbei entspricht  $E_f$  der Fermienergie

Als Element der IV. Hauptgruppe besitzt Silizium vier Valenzelektronen. Die Atome bilden in kristalliner Form ein kubisch-flächenzentriertes Gitter. Bei reinem Silizium handelt es sich um einen intrinsischen Leiter, das bedeutet, die Elektronendichte im Leitungsband entspricht der Lochdichte im Valenzband. Es gibt also keine bevorzugte Art der Leitung. Die Art der Leitung wird durch den Überschuss an freien Löchern oder an freien Elektronen bestimmt. Sind mehr freie Elektronen im Leitungsband als freie Löcher im Valenzband, überwiegt die Leitung durch Elektronen und umgekehrt.

Bringt man zusätzlich Störstellen in den Kristall ein, wie beispielsweise Fremdatome, ist die Besetzung spezifischer Energieniveaus in der Bandlücke ebenfalls möglich. Ob es sich



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung der Besetzung des Bändermodells eines Halbleiters, sowie die zugehörigen Besetzungswahrscheinlichkeiten.

dabei um ein Donatorniveau<sup>1</sup> oder Akzeptorniveau<sup>2</sup> handelt, ist von den eingebrachten Atomen abhängig. Elektronen müssen im Fall eingebrachter Donatoren (N-Dotierung) die Energie zwischen Donatorniveau und Leitungsband zugeführt werden um ins Leitungsband zu gelangen. Im Fall eingebrachter Akzeptoren (P-Dotierung) muss zur Generierung eines Lochs im Valenzband das Elektron nur noch die Energielücke zwischen Valenzband und Akzeptorniveau überwinden. Da in beiden Fällen die Anzahl der Elektronen nicht mehr der der Anzahl der Löcher entspricht, dominiert bei P-dotierten Halbleitern die Leitung durch Löcher und bei N-dotierten die Leitung durch Elektronen im Valenzband.

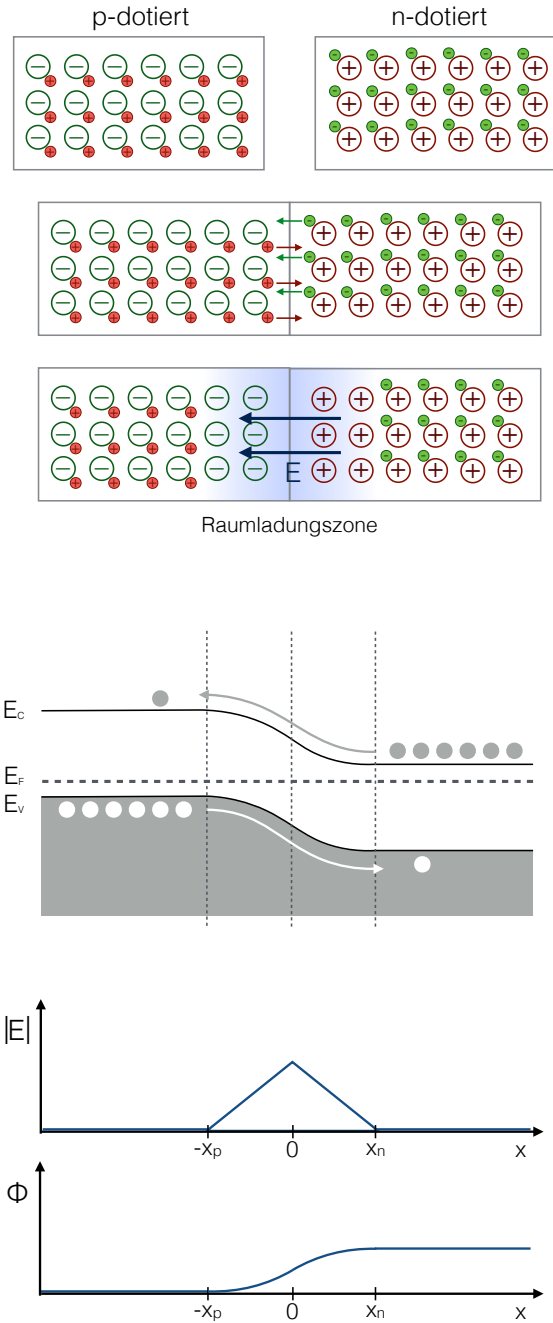
Besonders wichtig für Streifensensoren ist der Übergang zwischen P- und N-dotiertem Halbleitermaterial.

Bringt man einen P- und einen N-dotierten Halbleiter in Kontakt, gleichen sich die Fermi-niveaus der Halbleiter aus, und sowohl Leitungsband als auch Valenzband verbiegen sich. Dies geschieht durch Diffusion der Ladungsträger. Die freien Elektronen wandern aus dem N- in den P-dotierten Halbleiter, während die Löcher in den N-dotierten Halbleiter diffundieren. Die Elektronen-Loch-Paare rekombinieren und hinterlassen die ionisierten Atome der Akzeptoren und Donatoren. Durch ionisierte Atome bildet sich das elektrische Feld aus, welches der Diffusion entgegenwirkt. Es stellt sich schließlich ein Gleichgewicht ein und es bildet sich eine Raumladungszone. Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des PN-Übergangs. Je nach Dotierkonzentration bildet sich eine unterschiedliche Ausdehnung der Raumladungszone aus.

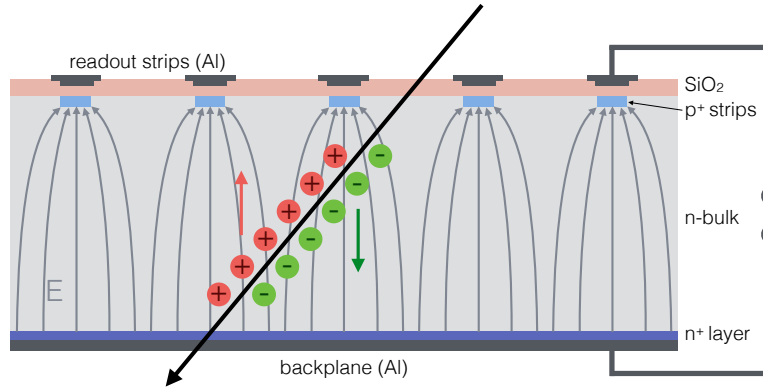
Wird an einen PN-Übergang zusätzlich eine Spannung angelegt, muss man hierbei zwei Fälle unterscheiden. Legt man die Spannung in Durchlassrichtung an, wirkt die angelegte Spannung der Diffusion der Elektronen entgegen und die Raumladungszone wird kleiner. Wird der Übergang in Sperrichtung betrieben, wird die Raumladungszone größer.

<sup>1</sup>Donatoren: Atome die ein Valenzelektron mehr als Silizium besitzen (z.B. N,P oder As).

<sup>2</sup>Akzeptoren: Atome die ein Valenzelektron weniger als Silizium besitzen (z.B. B, Al, Ga).



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung des Vorgangs beim Zusammenführen eines P- und eines N-dotierten Halbleiters, Darstellung im Bändermodell sowie Verlauf des E-Felds und des Potentials.  $x_p$  sowie  $x_n$  beschreiben die Grenzen der Raumladungszone im P- und im N-dotierten Halbleiter (nach [Har09]).



**Abbildung 3.3:** Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Streifensensors, beim Durchgang eines ionisierenden Teilchens. Hierbei handelt es sich um einen Sensor mit P<sup>+</sup> dotierten Streifen in einem N dotierten Substrat. Die Bias-Spannung wird in Sperrichtung angelegt, damit das Sensorvolumen von freien Ladungsträgern verarmt wird (nach [Har09]).

### 3.2 Funktionsweise eines Siliziumdetektors

Für das Betreiben eines PN-Übergangs als Teilchendetektor ist das Anlegen der Spannung in Sperrichtung notwendig. Die Spannung wird so hoch gewählt, dass sich die Raumladungszone idealerweise über die gesamte Dicke erstreckt, der Sensor also komplett depletiert ist.

Durchquert nun ein Teilchen den Sensor, gibt dieses entlang seiner Flugbahn Energie ab. Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke lässt sich mithilfe der Bethe-Bloch-Formel beschreiben.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \frac{n z^2}{\beta^2} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left( \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right) \quad (3.2)$$

Mit  $\beta = v/c$ , hierbei ist  $v$  die Geschwindigkeit des Teilchens,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $e$  die Elementarladung,  $z$  die Ladungszahl,  $N$  die Elektronendichte des durchdrungenen Materials. Weiterhin entspricht  $m_e$  der Masse der Elektronen,  $\epsilon_0$  der Dielektrizitätskonstante des Vakuums.  $I$  ist das mittlere Anregungspotential des Materials [Pov14]. Ein typischer Wert des Anregungspotentials für Silizium liegt bei 173,0 eV [oSN].

Die vom Teilchen abgegebene Energie ermöglicht es Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband anzuheben und somit entlang der Flugbahn Elektronen-Loch-Paare zu bilden. Aufgrund der von außen angelegten Spannung, rekombinieren die Elektron-Loch-Paare nicht, sondern driften entlang des E-Felds zu den Auslesestreifen und zur Rückseite. Abbildung 3.3 zeigt schematisch was beim Durchgang eines Teilchens durch einen Sensor geschieht. Der dargestellte Sensor besteht aus einem N dotierten Bulk mit eingelassenen P<sup>+</sup> dotierten Streifen. Auf den Aufbau wird genauer im folgenden Abschnitt eingegangen. Bei dem dargestellten Sensor driften die Löcher zu den P<sup>+</sup> dotierten Streifen, während die Elektronen an der Rückseite des Sensors abgeführt werden.

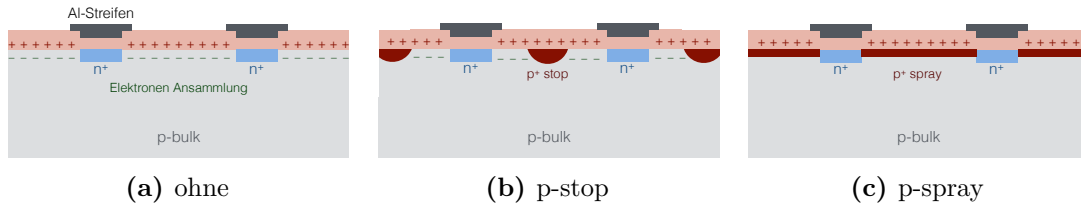
### 3.3 Aufbau eines Silizium-Streifensensors

Im CMS-Detektor werden in den inneren Schichten zur Rekonstruktion der Teilchenspur Pixel- bzw. Streifensensoren verwendet. Bei den derzeit im Tracker verwendeten Streifensensoren handelt es sich um N-Typ Sensoren, also P-dotierte Streifenimplantate in einem N-dotierten Bulk. Abbildung 3.4 zeigt eine 3D Darstellung eines solchen, derzeit im CMS verwendeten Sensors. Die Streifen sind von einem ebenfalls P<sup>+</sup>-dotierten Ring umgeben, dem sogenannten Bias-Ring<sup>3</sup>, dieser ist mit den Streifen über Widerstände (Bias-Widerstände) verbunden. In Betrieb wird der Bias-Ring geerdet, während an die Rückseite

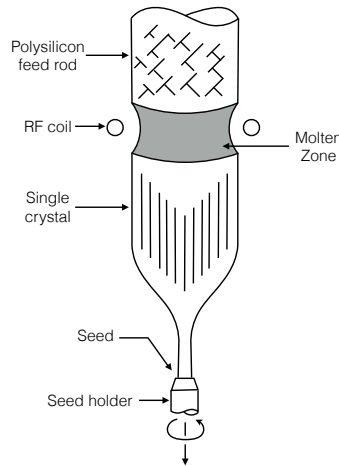
<sup>3</sup>An den Bias-Ring wird die äußere Spannung direkt angelegt.







**Abbildung 3.5:** Die Ansammlung von festen positiven Ladungsträgern in der  $\text{SiO}_2$ -Schicht sorgt im P-Bulk für die Ansammlung von Elektronen an der Oberfläche (a). Der Kurzschluss der Streifen kann durch Einbringen von p-stop (b) oder p-spray (c) verhindert werden. (nach [Har09])



**Abbildung 3.6:** Schematische Darstellung des Floatzone Verfahrens. [SN07]

## 3.4 Herstellungsverfahren

Um Silizium-Streifensensoren herzustellen zu können, gibt es mehrere Verfahren. Im folgenden Abschnitt werden vier verschiedene Herstellungsverfahren behandelt.

### 3.4.1 Floatzone

Bei der floatzone method<sup>4</sup> wird am Ende eines langen polykristallinen Silizium Ingots ein Impfkristall befestigt. Der Ingot wird nun in Rotation versetzt und bewegt sich vertikal durch eine Spule. Durch die Spule wird der Polykristall induktiv erhitzt, bis dieser lokal schmilzt. Nachdem die geschmolzene Stelle aus dem Induktionsbereich austritt, härtet das Silizium wieder aus und bildet eine monokristalline Gitterstruktur mit der durch den Impfkristall vorgegebenen Orientierung. Der gesamte Aufbau befindet sich in einer Edelgas Atmosphäre, in der Regel Argon, um die Sauerstoffkonzentration innerhalb des Kristalls gering zu halten. Außerdem bleiben Verunreinigungen in der geschmolzenen Zone, wandern somit durch den Ingot, und lassen sich aus diesem entfernen. Mit dem Floatzone Verfahren ist es möglich, große Kristalle mit einer relativ hohen Reinheit zu produzieren. Abbildung 3.6 zeigt eine schematische Darstellung des Floatzone Verfahrens.

Der monokristalline Ingot wird anschließend in Wafer der entsprechenden Dicke gesägt.

### 3.4.2 Magnetic Czochralski

Beim Magnetic Czochralski Verfahren wird mithilfe eines sich drehenden Keimkristalls ein Ingot aus einer Schmelze gezogen. Die Schmelze rotiert dabei gegenläufig zum Keimkristall.

<sup>4</sup>floatzone method (engl.) = Zonen-Schmelz-Verfahren

Zusätzlich befindet sich die Schmelze in einem Magnetfeld, wodurch sich eine homogene Verteilung der Verunreinigungen ergibt, beziehungsweise es möglich ist eine homogene Dotierung des Siliziums zu erhalten [Fre12].

### 3.4.3 Epitaktisch gewachsenes Silizium (Epi)

Bei epitaktisch gewachsenem Silizium wird aus einer gasförmigen Phase Silizium auf ein Basismaterial aufgewachsen. Als Basismaterial eignet sich beispielsweise hoch dotiertes Silizium, welches durch seine gute Leitfähigkeit später zur aktiven Dicke des Sensors nicht beiträgt. Das Verfahren bietet den Vorteil, dass es sehr gut kontrollierbar ist, das heißt, es ist sogar möglich, Schichten aufzutragen, die nur ein paar Siliziumatome dick sind. Das Verfahren ermöglicht weiterhin, Silizium in sehr hohen Reinheiten aufzuwachsen. Das Verfahren ist jedoch mit einem enormen Aufwand verbunden, und sehr langwierig, wodurch es sich für die Produktion von Sensoren in großen Stückzahlen kaum eignet.

### 3.4.4 Dünne Sensoren

Für diese Arbeit ist besonders die Herstellung von dünnen Sensoren wichtig.

Die durch im Floatzone Verfahren hergestellten Wafer können jedoch nicht beliebig dünn gesägt werden, da sonst die Gefahr zu groß wäre, dass die Wafer brechen. Um die effektive Dicke zu verringern wird die starke Dotierung der Rückseite tief in das Material hinein diffundiert. Der Vorgang der tiefen Diffusion geschieht bei sehr hoher Temperatur über einen sehr langen Zeitraum. In der Arbeit werden dünne Sensoren die in diesem Verfahren hergestellt wurden als FZ bezeichnet.

Ein weiteres Verfahren der um die aktive Dicke der Sensoren zu minimieren wird im Folgenden beschrieben. Durch das Floatzone Verfahren bereits fertiggestellte Wafer werden auf einem Träger angebracht, dies bezeichnet man als direct bonding. Als Träger wird hierbei sehr stark dotiertes Silizium verwendet, welche leitend ist. Anschließend wird die Dicke des hoch resistiven Wafers durch Abschleifen und Polieren minimiert. Sensoren deren Dicke durch dieses Verfahren minimiert wurden werden als Floatzone Direct Bond (FDB) bezeichnet.



## 4. Sensorcharakterisierung

Um die physikalischen Eigenschaften der Sensoren zu bestimmen, müssen verschiedene elektrische Messungen durchgeführt werden. Für diese Aufgaben wurden in Karlsruhe die ALiBaVa-Station und zwei Probe-Stations gebaut.

### 4.1 Grundlegendere Messungen zur Qualifizierung

#### 4.1.1 ALiBaVa-Station

Sensoren sollen mit einem System unter realen Bedingungen ausgelesen werden, das dem in den LHC Experimenten eingebauten Auslesesystem ähnelt. Zur Untersuchung der Sensoren ist es sinnvoll, durch analoges Auslesen das Signal betrachten zu können. Dafür wurde das analoge Auslesesystem ALiBaVa<sup>1</sup> verwendet. Das System ist in zwei vom IEKP<sup>2</sup> konstruierten Messstationen eingebaut. Es kann sowohl P- als auch N-Typ-Sensoren auslesen, wobei die Sensoren sich in zwei verschiedenen Anordnungen untersuchen lassen. Zum einen können Signale durch einen gepulsten Laser erzeugt werden, andererseits können radioaktive Quellen verwendet werden, bei denen  $\beta$ -Teilchen von der Quelle zufällig abgestrahlt werden, die den Sensor anschließend durchqueren. Alle in der Arbeit betrachteten Sensoren wurden ausschließlich mit einer radioaktiven Sr-90 Quelle untersucht. Durch den in der Probe stattfindenden  $\beta$ -Zerfall strahlt die Sr-90-Quelle Elektronen ab. Um Signale von Außen abschirmen zu können und Störungen zu minimieren, befindet sich der gesamte experimentelle Aufbau in einem lichtdichten Aluminiumgehäuse. Das ALiBaVa-System besteht im Wesentlichen aus zwei Bestandteilen, dem Mother- und Daughterboard.

Das Daughterboard befindet sich innerhalb der Metallkiste auf dem Testboard, wobei die wichtigsten Komponenten zum Auslesen der bis zu 256 Kanäle zwei analoge Beetle-Readout-Chips [LS06] sind, welche auch im LHCb-Experiment eingesetzt werden. Die Beetle-Chips sind mit Pitchadaptern verbunden, an welchen schließlich der Sensor angebondet wird.

Das Daughterboard ist über ein Flachbandkabel mit dem Motherboard verbunden, welches sich außerhalb des experimentellen Aufbaus befindet. Es beinhaltet einen Hauptteil der Elektronik. Dies ist wiederum über USB mit einem PC verbunden, welcher die Daten schließlich verarbeitet. Die Datennahme wird von einem Szintillator getriggert.

Um den Sensor während dem Betrieb zu kühlen, sind unterhalb des Sensors Peltierelemente eingebaut, welche den Sensor auf bis zu  $-25^{\circ}\text{C}$  kühlen können. Andererseits lässt sich

---

<sup>1</sup>A Liverpool Barcelona Valencia Readout System

<sup>2</sup>Institut für Experimentelle Kernphysik

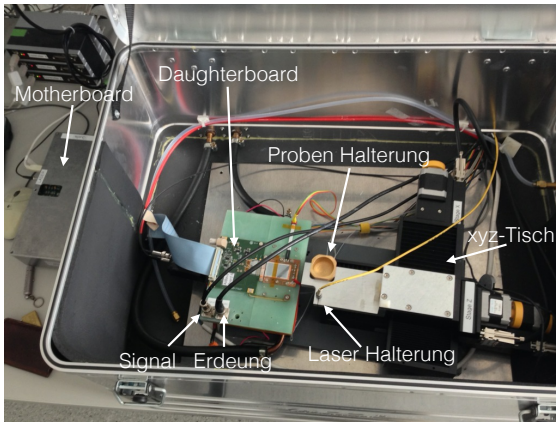


Abbildung 4.1: ALiBaVa-Station

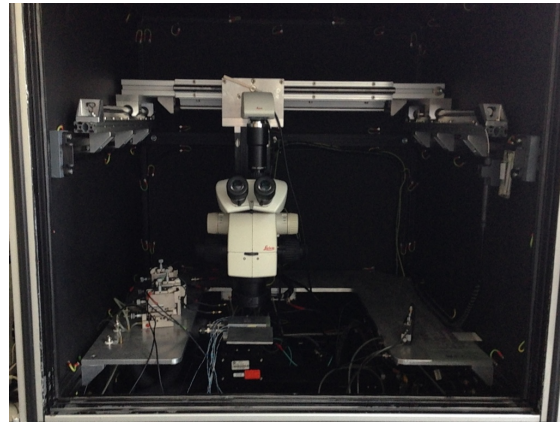


Abbildung 4.2: Probestation

der Sensor auf dem Testboard auch auf bis zu  $80^{\circ}\text{C}$  erhitzen, was für eine kontrollierte Annealing-Studie sinnvoll ist.

Neben Ladungssammlung kann eine der beiden Stationen ebenfalls den spannungsabhängigen Strom sowie die Kapazität aufnehmen, sodass man die Entwicklung der beiden Parameter im Laufe des Annealings beobachten kann.

Abbildung 4.1 zeigt eine ALiBaVa-Station. Eine ausführlichere Beschreibung der ALiBaVa-Station ist in [Hof13] gegeben.

#### 4.1.2 Probestation

Die Probestation ist eine ebenfalls am IEKP gebaute Messtation und dient zur Messung der charakteristischen elektrischen Größen des Sensors wie Leckstrom, Kapazität oder streifenspezifischer Parameter, die bereits in Abschnitt 4.1.3 erläutert wurden. Abbildung 4.2 zeigt den Aufbau der Probestation.

Je nach Messung lassen sich die Messgeräte über Relais zuschalten. Die zu untersuchenden Sensoren werden mit Nadeln manuell kontaktiert, wobei je nach Messung die Nadel auf die entsprechenden Pads gesetzt werden muss. Um die Nadeln exakt setzen zu können, ist ein Mikroskop mit einer Kamera vorhanden. Der gesamte Aufbau befindet sich innerhalb eines abgedunkelten und isolierten Gehäuses. Um Erwärmen zu verhindern, werden die Sensoren auf einem Aluminium-jig<sup>3</sup> platziert, welcher sich durch ein Peltierelement auf eine Temperatur von  $-20^{\circ}\text{C}$  kühlen lässt. Zusätzlich wird der Sensor durch Vakuum fixiert, um Verrutschen zu vermeiden. Wie auch die ALiBaVa-Station lässt sich die Probestation über eine vom IEKP entwickelte Lab-View GUI<sup>4</sup> steuern.

Eine detaillierte Beschreibung der Probestation sowie deren Funktionen ist durch [Erf09] gegeben.

#### 4.1.3 Sensorparameter

Für die Qualifizierung der Sensoren müssen einige physikalische Größen, die die Veränderungen des Sensors bei Bestrahlung charakterisieren, bestimmt werden. Das folgende Kapitel beruht hauptsächlich auf [Erf09] und [Hof13].

<sup>3</sup>jig (engl.) = Haltevorrichtung

<sup>4</sup>graphical user interface(engl.) = Grafische Benutzeroberfläche

### Depletionsspannung

Wie bereits in Abschnitt 3.1 beschrieben, ist ein Sensor vollständig depletiert, wenn dem gesamten Volumen freie Ladungsträger entzogen wurden. Das Quadrat der Kapazität des Sensors ist umgekehrt proportional zur Dicke der depletierten Schicht. Ist der Sensor vollständig depletiert, kann die Kapazität nicht weiter absinken trotz steigender Spannung. Über eine Messung der Kapazität gegen die Spannung (CV-Messung) lässt sich nach einer Auftragung von  $1/C^2$  die Depletionsspannung bestimmen. Die Auswertung dieser Auftragung ist in Abschnitt 6.2.1 genauer beschrieben.

### Leckstrom

Bei der Messung des gesamten Leckstroms ( $I_{\text{tot}}$ ) wird der Strom gegen die Spannung aufgetragen (IV-Messung). Idealerweise soll der Leckstrom so gering wie möglich sein. Hohe Leckströme sorgen für Wärmeentwicklung im Sensor, wodurch die Leistungsaufnahme eines Sensors erheblich ansteigt. Ebenfalls gilt, dass mit steigender Temperatur die Leckströme zunehmen. Um diese Effekte gering zu halten, werden die Sensoren im Betrieb gekühlt.

### Streifenleckstrom

Der Streifenleckstrom ( $I_{\text{leak}}$ ) beschreibt den Leckstrom der an einem einzelnen Streifen abfließt. In Summe ergibt der Streifenleckstrom aller Streifen den gesamten Leckstrom.

### Koppelkapazität

Da die Streifenimplantate mit den darüber liegenden Aluminiumstreifen kapazitativ gekoppelt sind, ist eine möglichst hohe Koppelkapazität ( $C_C$ ) für eine gute Signalkopplung notwendig. Da das Signal proportional zu  $C_C$  ist, verbessert eine möglichst dünne Koppeloxidschicht die Stärke des Signals, erhöht jedoch gleichzeitig die Durchbruchwahrscheinlichkeit des Oxids.

### Zwischenstreifenkapazität

Die Zwischenstreifenkapazität ( $C_{\text{int}}$ ) ist die Kapazität zwischen zwei benachbarten Streifen. Für die im CMS-Detektor verwendeten Streifensensoren wurde für das Verhältnis  $C_{\text{int}}/C_C$  eine untere Grenze von  $1/60$  und eine obere Grenze von  $1/30$  gesetzt [Har09], da sonst die Streifen eher miteinander koppeln würden als die Implantate mit den Auslestestreifen.

### Zwischenstreifenwiderstand

$R_{\text{int}}$  beschreibt den Widerstand zwischen den einzelnen Streifen. Damit die Streifen möglichst gut voneinander isoliert sind, und keine Ladungen zwischen den einzelnen Streifen fließen, sollte der Zwischenstreifenwiderstand mindestens im  $\text{G}\Omega$  Bereich liegen.

### Biaswiderstand

Der Biaswiderstand verbindet den Bias-Ring mit den DC-Pads. Um ein gleichmäßiges E-Feld innerhalb des Sensors zu erhalten, sollten die Biaswiderstände an allen Streifen möglichst gleich sein. Errechnen lässt sich  $R_{\text{bias}}$ , aus der zwischen Bias-Ring und DC-Pad angelegten Spannung  $V_{\text{set}}$  und dem Strom der zwischen Bias-Ring und DC-Pads fließt. Unter Berücksichtigung der Leckströme, ergibt sich folgender Zusammenhang [Fre12]:

$$R_{\text{bias}} = \frac{V_{\text{set}}}{I_{\text{bias}} - I_{\text{leak}}} \quad (4.1)$$

$V_{\text{bias}}$  entspricht der angelegten Bias-Spannung. Ein üblicher Wert für  $R_{\text{bias}}$  für den CMS-Tracker liegt im Bereich von  $1,5 \text{ M}\Omega$  [Har09].

## Pinhole

$I_{\text{Diel}}$  beschreibt, welcher Strom durch die dielektrische Oxidschicht zwischen Implantat und Aluminiumstreifen fließt. Da Implantat und Auslestestreifen lediglich AC gekoppelt sein sollen, soll zwischen ihnen möglichst keine Ladungen fließen. Es sollte also möglichst kein Strom fließen. Fließen Ströme mit  $\sim 1 \text{ nA}$  durch die Oxidschicht besteht erhöhtes Risiko für einen Kurzschluss.

Bei den vorher beschriebenen Messgrößen handelt es sich um Parameter die sich an der Probestation messen lassen. Im folgenden werden Messgrößen beschrieben, die sich mithilfe der ALiBaVa-Station messen lassen.

## Rauschen und Fakehits

In einer der Signalmessung vorausgehenden pedestal-run wird das Untergrundrauschen des Sensors ermittelt. Hierbei werden die Streifen des Sensors ausgelesen, ohne dass ein Teilchen den Sensor durchquert hat. Das Untergrundsignal  $P$  des Streifens  $s$  wird aus den  $N$  Messungen des Signal ( $ADC_{s,i}$ <sup>5</sup>) gemittelt [Pfi10].

$$P_s = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N ADC_{s,i} \quad (4.2)$$

Mithilfe des Untergrundsignals jedes Streifens kann das Rauschen  $N_s$  wie folgt berechnet werden [Pfi10]:

$$N_s = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (ADC_{s,i} - P_s)^2} \quad (4.3)$$

Durch äußere Einflüsse ist es möglich, dass der Pedestal-Wert aller Streifen gleichzeitig springt, dies wird als Common-Mode bezeichnet. Dies kann fälschlicherweise als Signal erkannt werden. Um eine Korrektur des Common-Modes durchzuführen, wird zunächst der Mittelwert aller Abweichungen vom Signal zum Pedestal gebildet. [Pfi10]

$$CM_i = \frac{\sum_{s=1}^N (ADC_{s,i} - P_s)^2}{N} \quad (4.4)$$

Die Werte des  $CM_i$  sollten eine Gaußverteilung um Null ergeben. Bei gleichzeitigem Springen der Streifen, ergibt sich ein Wert ungleich Null. Um zu verhindern dass fehlerhafte Signale gemessen werden, werden die Werte des Common-Mode vom Signal subtrahiert.

Abbildung 4.3 zeigt ein Noise Histogramm. Hierbei werden Einträge in einem Bereich fünf mal so breit wie die Gauß-Glocke als Signal interpretiert. Einträge außerhalb entsprechen Fakehits. Sind zu viele Fakehits vorhanden, wird später im Tracker die Suche nach Teilchenspuren erheblich erschwert oder unmöglich..

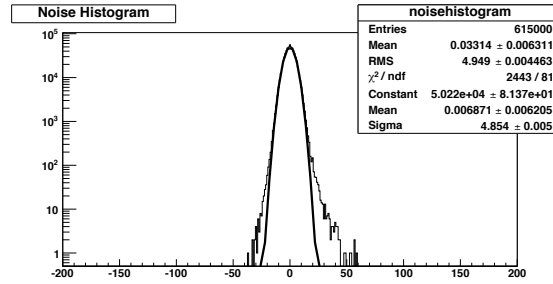
## Signal

Bei der Signalmessung werden die Signale der einzelnen Streifen ausgewertet. Da Teilchen den Sensor beliebigen Trajektorien durchqueren können, ist es möglich, dass mehrere Streifen angesprochen werden. In diesem Fall werden die Streifen zu einem Cluster zusammengefasst. Der Streifen mit dem höchsten Signal wird als Seed bezeichnet. Sofern das Signal des Seed-Streifens das Fünffache des Untergrundrauschens beträgt, kann das Signal zweifelsfrei als das eines Teilchendurchgangs gewertet werden. Benachbarte Streifen im Cluster müssen mindestens das Doppelte des Untergrundrauschens aufweisen, damit ihr Signal gewertet

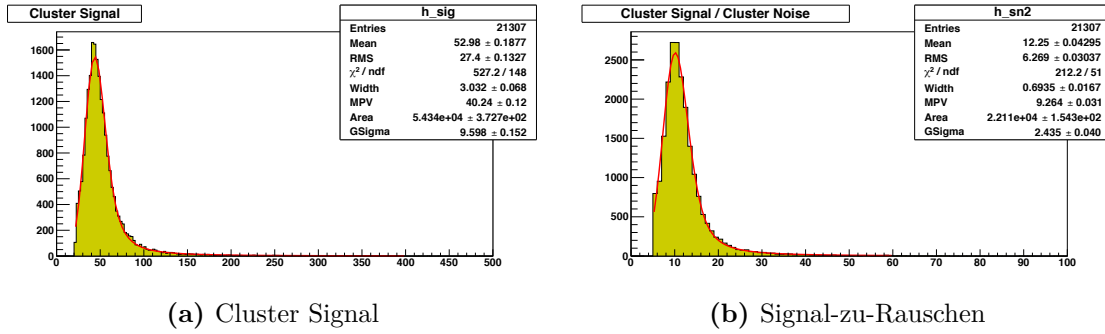
---

<sup>5</sup>ADC = analog digital counts





**Abbildung 4.3:** Noise Histogramm eines epitaktisch gewachsenen P-Typ-Sensors mit einer Dicke von 100  $\mu\text{m}$ , nach einer Fluenz von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ , bei einer angelegten Spannung von 600 V. Einträge die in einem Bereich, fünf mal so breit wie die Gauß-Glocke, liegen werden als Signale interpretiert. Einträge die außerhalb der Gauß-Glocke liegen sind Fakehits. Die Fakehits liegen hierbei bei 0,03 %.



**Abbildung 4.4:** Histogramm des Cluster Signals, sowie des Verhältnisses von Cluster Signal und Cluster Noise mit zusätzlichem Landau-Gauß-Fit am Beispiel eines mit der Fluenz  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  bestrahlten epitaktisch gewachsenen P-Typ-Sensors mit einer Dicke von 100  $\mu\text{m}$ , mit einer angelegten Spannung von 600 V, bei  $T = -20^\circ\text{C}$ .

wird. Das Signal wird zur Auslese zunächst vom Chip verstärkt und anschließend in ein digitales Signal umgewandelt. Histogrammiert man die gemessenen Cluster Signale, ergibt sich eine Verteilung die einer Gauss-Landau Verteilung entspricht. Hierbei ist auf Grund der Asymmetrie der Mittelwert nicht der wahrscheinlichste Wert. Um den MPV<sup>6</sup> zu ermitteln wird ein Landau-Gauss-Fit angefertigt. Abbildung 4.4a zeigt ein solches Histogramm am Beispiel eines bestrahlten epitaktisch gewachsenen P-Typ-Sensors mit einer Dicke von 100  $\mu\text{m}$ . Der bestimmte ADC-Wert kann schließlich in ein Elektronensignal umgerechnet werden. Für die Bestimmung des Umrechnungsfaktor geht der Messung ein Kalibrierungsschritt voraus.

Für jeden Messdurchlauf kann zusätzlich das Verhältnis aus Cluster Signal und Clusterrauschen ( $N_{\text{cl}}$ ) gebildet werden.

$$\text{SNR} = \frac{\text{ADC}_{\text{cl}}}{N_{\text{cl}}} \quad (4.5)$$

Das Clusterrauschen gegeben durch:

$$N_{\text{cl}} = \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K N_{s=k}^2} \quad (4.6)$$

Hierbei wird über das Quadrat des Rauschens aller sich im Cluster, der Größe  $K$ , befindenden Streifen summiert. Erstellt man aus den Werten ein Histogramm, entspricht dessen Verteilung ebenfalls einer Landau-Gauss-Verteilung, wobei auch hier wieder der

<sup>6</sup>most probabal value (engl.) = wahrscheinlichster Wert

MPV bestimmt werden kann. Abbildung 4.4b zeigt ein Beispiel für ein Signal-zu-Rauschen-Histogramm. Damit sich ein Signal von Rauschen der Ausleseinheit, sowie des Chips eindeutig abgehoben ist, muss  $\text{SNR}^7 \geq 5$  sein. Werte unterhalb eines Werts von 5 werden abgeschnitten.

---

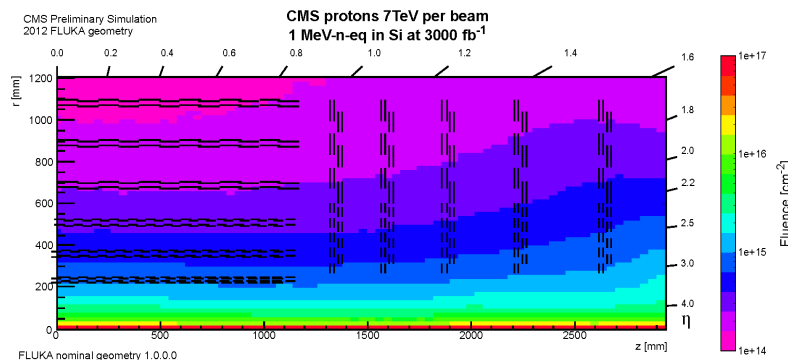
<sup>7</sup>signal to noise ratio (engl.) = Signal zu Rauschen Verhältnis

## 5. Strahlenschäden

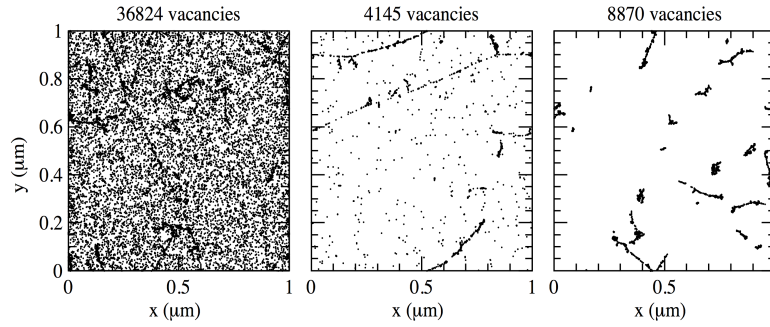
Da die im Detektor eingebauten Silizium-Sensoren sehr nahe dem Kollisionspunkt sind, erfahren diese auch besonders hohe Strahlendosen. Abbildung 5.1 zeigt einen FLUKA-Plot, mit einer Montecarlo Simulation der im Tracker auftretenden Fluenz, nach  $3000 \text{ fb}^{-1}$  Proton-Proton-Kollision mit einer Energie von  $7 \text{ TeV}$  pro Strahl. Zu erkennen ist, dass die Fluenz speziell nahe des Strahlrohrs sehr hoch ist, und nach außen abnimmt. Im Bereich des Pixel-Detektors liegt die Fluenz bei  $\sim 10^{16} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . Durch die enormen Strahlenbelastungen kommt es innerhalb des Sensors zu Defektstellen, welche die elektrischen Eigenschaften des Sensors beeinflussen. Dabei lassen sich die Schäden in Bulkschäden und Oberflächenschäden in der  $\text{SiO}_2$ -Schicht einteilen. Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit den verschiedenen Defekten durch Strahlung, sowie den dadurch hervorgerufenen Veränderungen der Sensoreigenschaften.

### 5.1 Arten von Strahlenschäden

Beim Durchqueren eines Teilchens durch das Gitter werden nicht nur Atome ionisiert, sondern es kann auch zu Wechselwirkungen mit dem Atomkern kommen. Atome können aus der Gitterstruktur herausgeschlagen werden und dadurch bilden sich Defektstellen im Gitter. Ist die Energie hoch genug, kann ein herausgeschlagenes Atom weitere Defektstellen im Gitter verursachen. Neutronen können nur Defekte im Gitter über direkte Stöße hervorrufen, die entstehenden Schäden sind in diesem Fall diskrete Clusterschäden. Protonen können



**Abbildung 5.1:** Montecarlo Simulation der Fluenz aller Teilchen im Tracker des CMS Detektors, nach Proton-Proton Kollisionen mit einer Energie von  $7 \text{ TeV}$  und einer integrierten Luminosität von  $3000 \text{ fb}^{-1}$ . Die Simulation wurde mit FLUKA durchgeführt [Col13].

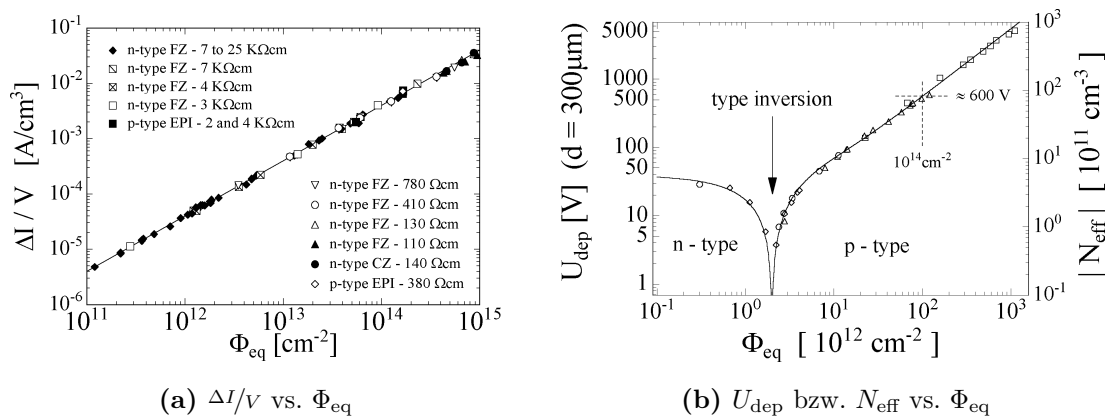


**Abbildung 5.2:** Simulation von Defektstellen durch radioaktive Bestrahlung. Die Bestrahlung mit 10 MeV Protonen (links) zeigt relativ homogen verteilte Defekte, während es bei einer Bestrahlung mit 24 GeV Protonen (Mitte) zu weniger, jedoch diskreteren, clusterförmigen Defektstellen kommt. Bei einer Bestrahlung mit 1 MeV Neutronen (rechts), können Defekte nur durch starke Wechselwirkungen mit den Atomrümpfen entstehen, daher entstehen in diesem Fall wenige isolierte Clusterschäden [Huh02].

hingegen auch über die Coulomb-Wechselwirkung mit den Atomkernen wechselwirken. Bei hohen Energien der durchquerenden geladener Teilchen entstehen Punktdefekte, das sind Fehlstellungen einzelner Atome im Siliziumgitter. Bei niedrigeren Energien hingegen entstehen Clusterdefekte, diese sind größere Bereiche in denen Atome nicht an der richtigen Stelle im Gitter sitzen. Abbildung 5.2 zeigt eine Simulation der mikroskopischen Veränderungen des Gitters bei der Bestrahlung des Kristallgitters mit Protonen und Neutronen.

Neben den Bulkschäden müssen zusätzlich Oberflächenschäden in der  $\text{SiO}_2$ -Schicht betrachtet werden. Gitterdefekte, die durch Bestrahlung hervorgerufen werden, verändern die elektrischen Eigenschaften der Schicht kaum [Fre12]. Strahlung kann jedoch durch Ionisation in der Oxidschicht die elektrischen Eigenschaften des Sensors verändern. Die Ionen in der Oxidschicht sorgen zusätzlich dafür, dass sich eine Akkumulationslage aus Elektronen im Bulk an der Grenzfläche zwischen Oxidschicht und Bulk bildet, welche die Verteilung des elektrischen Felds verändert. Durch Bestrahlung nimmt die Ionenkonzentration in der Oxidschicht zu, wodurch einer dickere Akkumulationslage hervorgerufen wird.

### 5.1.1 Auswirkungen



**Abbildung 5.3:** Auftragung des Leckstromanstiegs bei steigende Fluenz, für verschiedene Sensortypen, sowie verschiedene Herstellungsverfahren (a) [Mol]. Verlauf der Depletionsspannung bzw. der effektiven Dotierkonzentration eines N-Typ Sensors bei steigender Fluenz (b) [Mol].

Durch Schäden im Bulk ist es möglich, dass weitere Energieniveaus, die zuvor verboten waren, besetzt werden können. Somit müssen Elektronen nur noch einen Teil der Bandlücke

überwinden, um ins Leitungsband zu gelangen, oder ein Loch im Valenzband zu hinterlassen. Für die Leckströme hat dies zur Folge, dass durch thermische Anregungen mehr Elektronen zur Leitung beitragen können, was ein Anstieg des Leckstroms zur Folge hat. Der Anstieg des Leckstroms ist linear mit der Fluenz gekoppelt, wodurch folgender Zusammenhang gilt [Mol].

$$\frac{\Delta I}{V} = \alpha \cdot \Phi_{\text{eq}} \quad (5.1)$$

Abbildung 5.3a zeigt die Auftragung des Leckstromanstiegs, auf das Volumen normiert, gegen die Fluenz, im Bereich von  $10^{11} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  bis  $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . Dabei fällt auf, dass sämtliche Messpunkte auf der selben Gerade liegen, unabhängig vom Sensortyp, sowie dem Herstellungsverfahren.

Schadstellen beeinflussen ebenfalls die effektive Dotierkonzentration, welche proportional zur Depletionsspannung ist [Mol]. Durch Defekte entstandene Energieniveaus in der Bandlücke. Fungieren die Energieniveaus als Akzeptorniveaus, steigt die Akzeptorkonzentration. Abbildung 5.3b zeigt den Verlauf der Depletionsspannung beziehungsweise der effektiven Dotierkonzentration eines N-Typ Sensors bei steigender Fluenz. Bei unbestrahlten N-Typ Sensoren überwiegt die Donatorkonzentration. Bei steigender Fluenz entstehen Akzeptorniveaus, wodurch die effektive Dotierkonzentration insgesamt abfällt. Ist schließlich die Akzeptorkonzentration größer als die Donatorkonzentration, wird aus dem N-dotierten Bulk effektiv ein P-dotierter Bulk. Diese Umwandlung wird als Typinversion bezeichnet.

Weiterhin wird das Elektronensignal durch Bulkschäden beeinflusst. Hier spielt besonders das sogenannte Trapping eine große Rolle. Beim Trapping können Elektronen oder Löcher von Defektstellen im Bulk eingefangen werden. Diese werden erst mit einer Zeitverzögerung wieder frei gelassen. Gelangen die Elektronen oder Löcher nicht innerhalb der Auslesezeit zu den Auslesestreifen, tragen sie nicht zum Signal bei, wodurch die Signalstärke sinkt.

Wie im vorherigen Abschnitt bereits erwähnt bildet sich durch Oberflächenschäden in der Oxidschicht eine Akkumulationslage aus Ladungsträgern, welche das elektrische Feld verändert. Dies hat zur Folge, dass der Zwischenstreifenwiderstand sinkt. Die Zwischenstreifenkapazität kann sich ebenfalls geringfügig verändern.

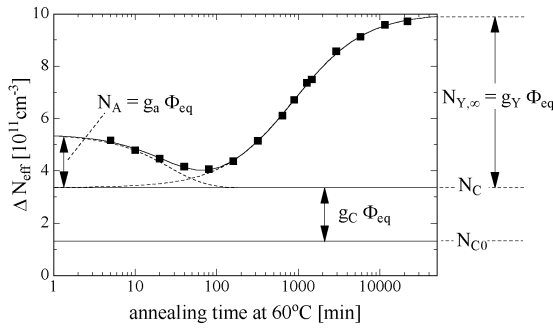
## 5.2 Annealing

Annealing beschreibt den Prozess des Veränderns von Defekten in der Gitterstruktur bei erhöhten Temperaturen. Das Ausheilen von Sensoren stoppt fast vollständig bei Temperaturen unterhalb von  $0^\circ\text{C}$ , es lässt sich jedoch durch Zufuhr von Wärme beschleunigen. Annealing verändert den Leckstrom, sowie die effektive Dotierkonzentration des Sensors [Mol].

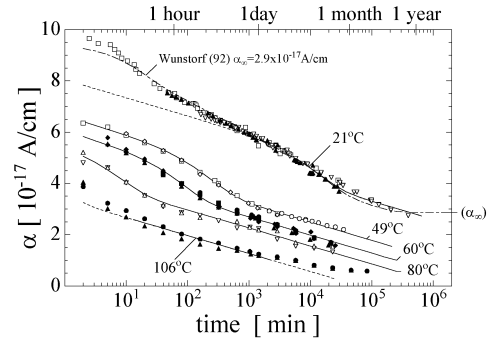
Der Annealingprozess kann in verschiedene Mechanismen eingeteilt werden. Ab einer gewissen Temperatur können sich die Defekte durch das Gitter bewegen, bis sie sich an bestimmten Stellen ansammeln, sie können beispielsweise rekombinieren oder einen neuen stabileren Defekt bilden. Ein weiterer Mechanismus, der eine Rolle spielt, ist, dass sich Komplexe, also aus mehreren Bestandteilen bestehende Defekte, auf Grund der thermischen Bewegungen auflösen. Im Laufe des Annealing verändert sich zusätzlich die effektive Dotierkonzentration des Materials. Der Verlauf der effektiven Dotierkonzentration setzt sich aus drei Komponenten zusammen. Dem short term annealing, dem stable damage und dem reverse annealing. Beim short term annealing überwiegt das beneficial annealing, wodurch sich die Eigenschaften des Sensors verbessern, dieser Beitrag sinkt im Laufe der Zeit ab. Stable damage ist vom Annealing unabhängig, und wird als Konstante einbezogen. Das reverse annealing wirkt dem beneficial annealing entgegen und steigt mit der Annealingdauer

an [Mol]. Abbildung 5.4a zeigt den Verlauf der effektiven Dotierkonzentration im Laufe des Annealings bei 60 °C.

Wie bereits im vorherigen Abschnitt erwähnt, hängen Leckstrom und Fluenz linear über den Proportionalitätsfaktor  $\alpha$  zusammen. Ebenfalls der  $\alpha$ -Parameter verändert sich im Laufe des Annealings. Abbildung 5.4b zeigt den Verlauf des Parameters bei verschiedenen Annealingtemperaturen. Es ist also ein Abfall des Leckstroms über die Annealingzeit zu erwarten.



(a) effektive Dotierkonzentration



(b)  $\alpha$ -Parameter

**Abbildung 5.4:** Verlauf der effektiven Dotierkonzentration bei 60 °C (a) [Mol]. Veränderung des  $\alpha$ -Parameters durch Annealing bei verschiedenen Temperaturen (b) [Mol].

## 6. Analyse

Die in dieser Arbeit untersuchten Sensoren besitzen alle das selbe Layout, wobei die sensorspezifischen Abmessungen in Tabelle 6.1 aufgeführt sind.

**Tabelle 6.1:** Geometrische Daten der Mini-Streifensensoren [Fre12]

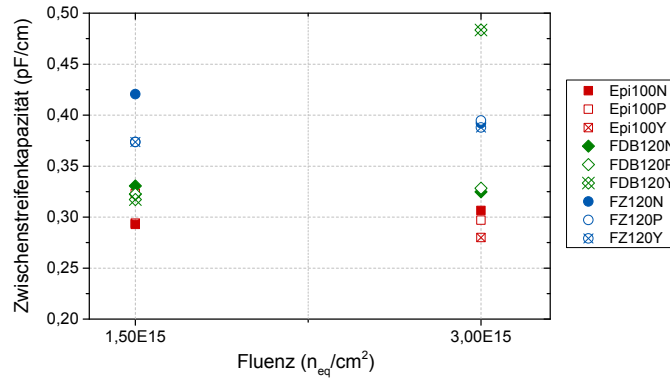
Länge	35,12 mm
Breite	22,62 mm
Aktive Fläche (von Guardringmitte bis Guardringmitte)	6,9231 cm <sup>2</sup>
Streifenzahl	256
Streifenabstand	80 $\mu$ m
Implantatlänge	32,74 mm
Implantatbreite	18 $\mu$ m
Aluminium Streifenbreite	31 $\mu$ m
Dicke (Epi100)	100 $\mu$ m
Dicke (FZ120, FDB120)	120 $\mu$ m

Die Namen der Sensoren beinhalten sowohl Herstellungsart, Dicke des Materials als auch Art der Dotierung (N, P<sup>1</sup>, oder Y<sup>2</sup>). Bei einem Epi100P\_01\_Bstd\_1 handelt es sich beispielsweise um einen epitaktisch gewachsenen P-Typ-Sensor der Dicke 100  $\mu$ m mit p-stop Implantaten. Die im ersten Teil der Analyse betrachteten Sensoren wurden mit 23 MeV Protonen bestrahlt. Die mit Protonen bestrahlten Sensoren werden bei den Fluenzen von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  und  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  betrachtet. Im Tracker kommt dies der vierten Lage mit einem Abstand von 15 cm bzw. der dritten Lage mit einem Abstand von 10 cm zum Kollisionspunkt gleich.

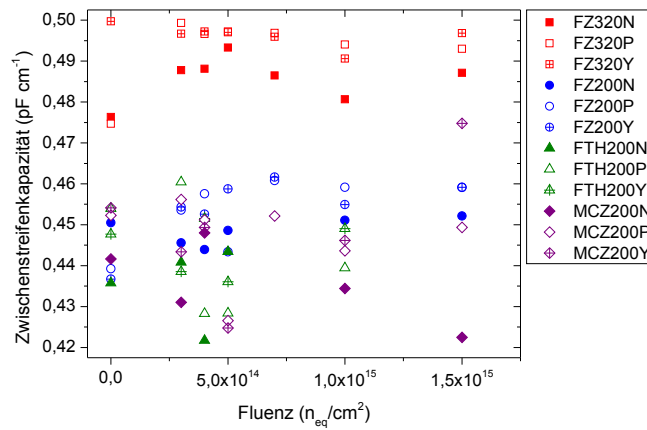
Die später in der Annealingstudie betrachteten epitaktisch gewachsenen Sensoren wurden mit 1 MeV Neutronen bestrahlt. Auf die in der Arbeit angegebenen Fluenzen wird ein Fehler von  $\pm 12\%$  angenommen. Die untersuchten Sensoren haben kein spezielles Annealing erhalten, sodass sich die Annealingzeit auf die durch Handhabung bedingten Phasen beschränkt.

<sup>1</sup>n-in-p Sensoren mit p-stop Streifenisolation

<sup>2</sup>n-in-p Sensoren mit p-spray Streifenisolation



**Abbildung 6.1:** Fluenzabhängigkeit der Zwischenstreifenkapazität, normiert auf die Implantatlänge, bei einer Biasspannung von 600 V.



**Abbildung 6.2:** Messergebnisse der Zwischenstreifenkapazität von S. Frech bei Mini-Streifensensoren mit einer Dicke von 320 µm bzw. 200 µm, bei einer Biasspannung von 600 V [Fre12].

## 6.1 Streifenparameter

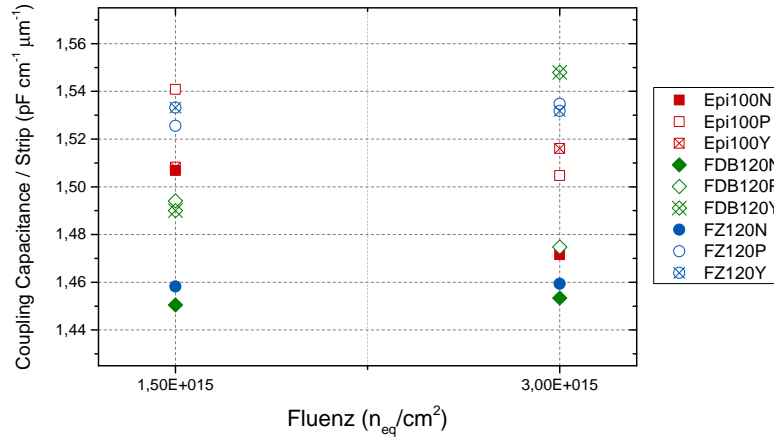
### 6.1.1 Zwischenstreifenkapazität

Abbildung 6.1 zeigt den Verlauf der Zwischenstreifenkapazität bei steigender Fluenz. Es ist zu erkennen, dass es bei fast allen Sensoren zu keinen wesentlichen Veränderungen der Zwischenstreifenkapazität kommt. Lediglich beim FDB120Y steigt die Zwischenstreifenkapazität um etwa 52 % an. Vergleiche mit Messungen der Zwischenstreifenkapazität von [Fre12] bei anderen Mini-Streifensensoren mit gleichem Layout, legen nahe, dass für  $C_{\text{int}}$  keine wesentlichen Veränderungen durch Bestrahlung zu erwarten sind. Die Messergebnisse von [Fre12] sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Ebenfalls ist zu sehen, dass die Zwischenstreifenkapazität der 120 µm dicken Sensoren etwas höher ist als die der 100 µm dicken Sensoren. Auch dies bestätigt die Beobachtungen von S. Frech. Es sind keine signifikanten Unterschiede zwischen N- und P-Typ Sensoren zu erkennen.

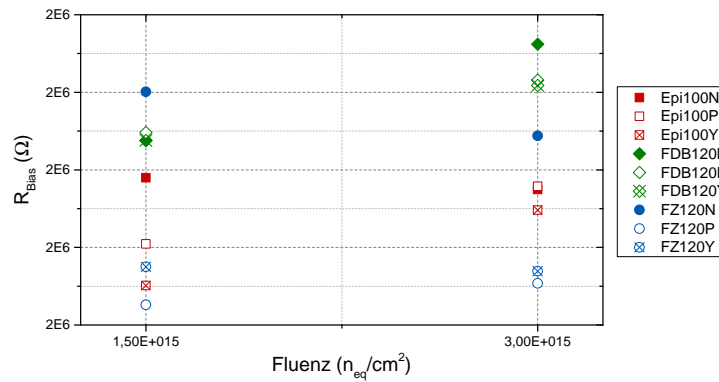
### 6.1.2 Koppelkapazität

Abbildung 6.3 zeigt die Fluenzabhängigkeit der Koppelkapazität bei einer angelegten Biasspannung von 600 V. Zu erkennen ist, dass sämtliche N-Typ Sensoren eine geringere Koppelkapazität als die entsprechenden P-Typ Sensoren aufweisen. Auch hier sollten für andere Fluenzen keine signifikanten Veränderungen zu erwarten sein. Die Messungen der Koppelkapazität werden hier ebenfalls durch die von [Fre12] bestätigt.





**Abbildung 6.3:** Fluenzabhängigkeit der Koppelkapazität, normiert auf die Implantatsfläche, bei anlegen einer Biasspannung von 600 V.



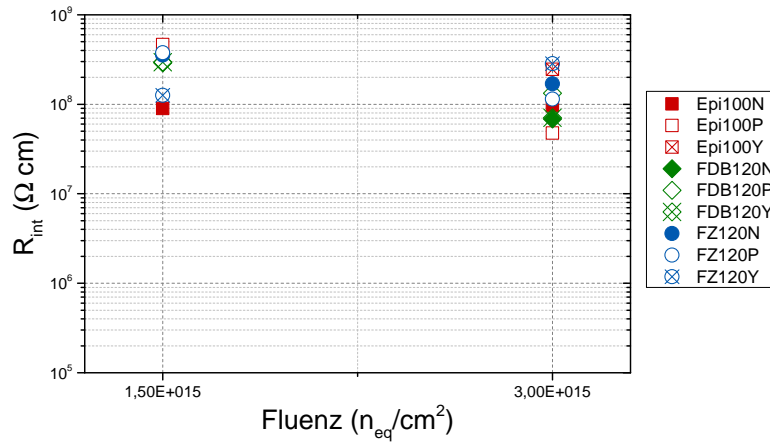
**Abbildung 6.4:** Biaswiderstand aufgetragen gegen die Fluenz, gemessen bei 600 V.

### 6.1.3 Biaswiderstand

Betrachtet man den Biaswiderstand bei steigender Fluenz (Abbildung 6.4), ergeben sich keine erheblichen Veränderungen. Da es sich allerdings nur um zwei Messpunkte handelt, kann daraus nicht auf ein weiteres Abfallen oder Anwachsen des Biaswiderstands geschlossen werden. Für weitere Fluenzen wäre ein konstant bleibender Biaswiderstand zu erwarten.

### 6.1.4 Zwischenstreifenwiderstand

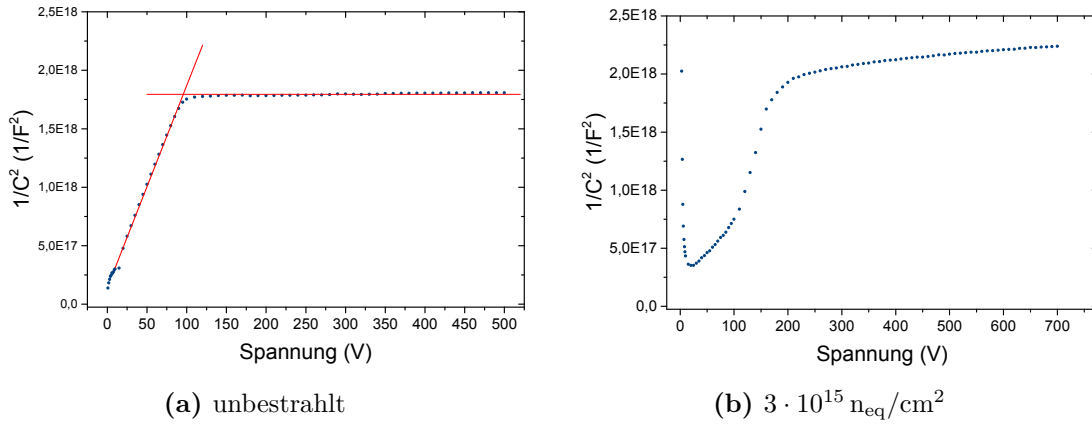
Da sämtliche Sensoren das selbe Layout haben, sollten die Messwerte des Zwischenstreifenwiderstands der N-Typ Sensoren ähnlich sein. Auch alle Sensoren mit p-stop Streifenisolationen sollten vergleichbare Werte besitzen, sowie Sensoren mit p-spray Streifenimplantaten. Abbildung 6.5 zeigt eine Auftragung des Zwischenstreifenwiderstands gegen die Fluenz. Da die Werte des Zwischenstreifenwiderstands sehr stark fluktuiert, wird für den Zwischenstreifenwiderstand eine untere Grenze angegeben. Um vergleichbare Grenzen zu erhalten werden die Zwischenstreifenwiderstände über den Spannungsbereich 400 V bis 700 V gemittelt. Der Zwischenstreifenwiderstand sämtlicher Sensoren bewegt sich im Bereich von 100 MΩ. Steigende Fluenz sorgt für ein geringfügiges Abfallen des Zwischenstreifenwiderstands.



**Abbildung 6.5:** Fluenzabhängigkeit Zwischenstreifenwiderstands. Auf Grund der, bei steigender Spannung fluktuierenden Messwerte, wurde der Zwischenstreifenwiderstand der Sensoren über den Spannungsbereich von 400 V bis 700 V gemittelt.

### 6.1.5 Pinhole

Sämtliche gemessenen Werte für  $I_{Diel}$  liegen unterhalb von  $\sim 1$  nA. Es kommt also zu keinem Pinhole.



**Abbildung 6.6:** Bestimmung der Depletionsspannung anhand des Beispiels eines unbestrahlten Epi100P\_01\_Bstd\_1-Sensors gemessen bei  $20^\circ\text{C}$  (links). Sowie Auftragung  $1/C^2$  gegen die Spannung nach einer Bestrahlung von  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ , gemessen bei  $-20^\circ\text{C}$  (rechts).

## 6.2 Sensorparameter

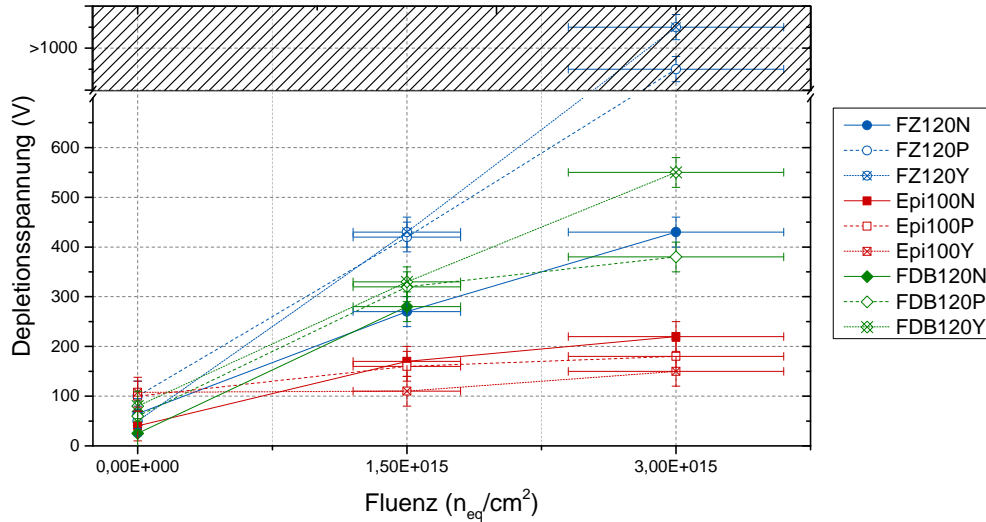
### 6.2.1 Depletionsspannung

Wie bereits in Abschnitt 4.1.3 beschrieben, lässt sich über eine Auftragung von  $1/C^2$  gegen die Spannung die Depletionsspannung ermitteln. Unbestrahlte Sensoren verhalten sich idealerweise so, dass die Kapazität zunächst mit Zunahme des depletierten Bereichs kontinuierlich sinkt. Sobald der Sensor komplett depletiert ist, bleibt die Kapazität konstant. Führt man nun für  $1/C^2$  eine lineare Regression des Anstiegs, sowie des konstanten Bereichs durch, entspricht der Schnittpunkt beider Geraden der Depletionsspannung. Abbildung 6.6a zeigt beispielhaft das Ermitteln der Depletionsspannung eines unbestrahlten Epi100P-Sensors. Bestrahlte Sensoren hingegen verhalten sich, auf Grund der Strahlenschäden, nicht ideal, sodass nicht unbedingt ein konstanter Wert erreicht wird, oder die Kapazität nach Erreichen eines Minimums wieder ansteigt. Dies sorgt dafür, dass der Wert der Depletionsspannung bei bestrahlten Sensoren manuell abgeschätzt werden muss. Die Werte sind somit mit großen Fehlern behaftet. Abbildung 6.6b zeigt ebenfalls einen Epi100P-Sensor, jedoch nach einer Bestrahlung von  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . Zu erkennen ist, dass die Kapazität keinen konstanten Wert annimmt.

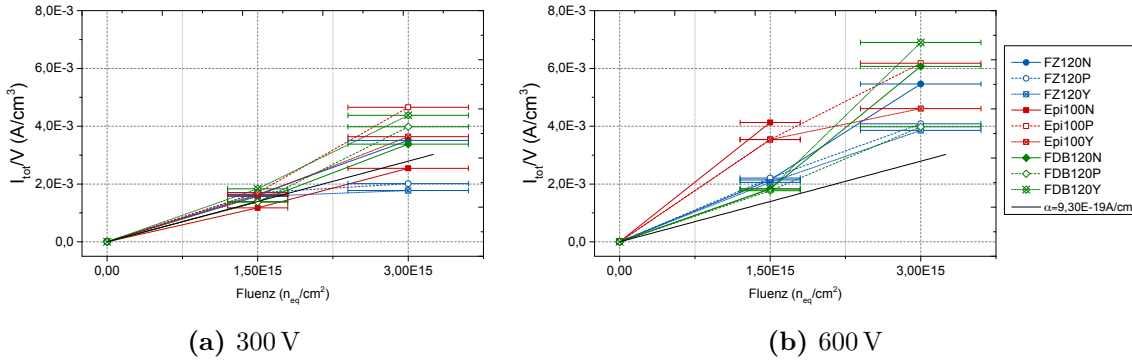
Unbestrahlt depletieren alle Sensoren bereits unterhalb einer Spannung von 150 V. Da die Sensoren unterschiedliche Dotierkonzentrationen besitzen, sind die Werte der Depletionsspannung im unbestrahlten Zustand ebenfalls verschieden. Besonders auffallend ist, dass die Depletionsspannung der epitaktisch gewachsenen Sensoren bei steigender Fluenz kaum zunimmt. Nach einer Fluenz von  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  liegen die Depletionsspannungen bei einer Spannung von 220 V (Epi100N), 180 V (Epi100P) bzw 150 V (Epi100Y). Floatzone Sensoren hingegen weisen einen extremen Anstieg der Depletionsspannung auf. Bereits nach einer Fluenz von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  sind sie bei 270 V (FZ120N), 420 V (FZ120P) und 430 V (FZ120Y) depletiert. Bei höheren Fluenzen steigen die Werte des FZ120P sowie des FZ120Y auf über 1000 V. Da die CV-Kurven der bestrahlten Sensoren nur bis 1000 V aufgenommen wurden, können die Depletionsspannungen beider Sensoren nicht exakt angegeben werden.

### 6.2.2 Leckstrom

Um einen Vergleich der Leckströme der einzelnen Sensoren bei steigender Fluenz zu betrachten, sind in Abbildung 6.8 die Leckströme bei 300 V sowie bei 600 V gegen die Fluenz aufgetragen. Zu erwarten ist, dass sich ein linearer Zusammenhang zwischen der



**Abbildung 6.7:** Fluenzabhängigkeit der Depletionsspannung bei einer Bestrahlung mit 23 MeV Protonen

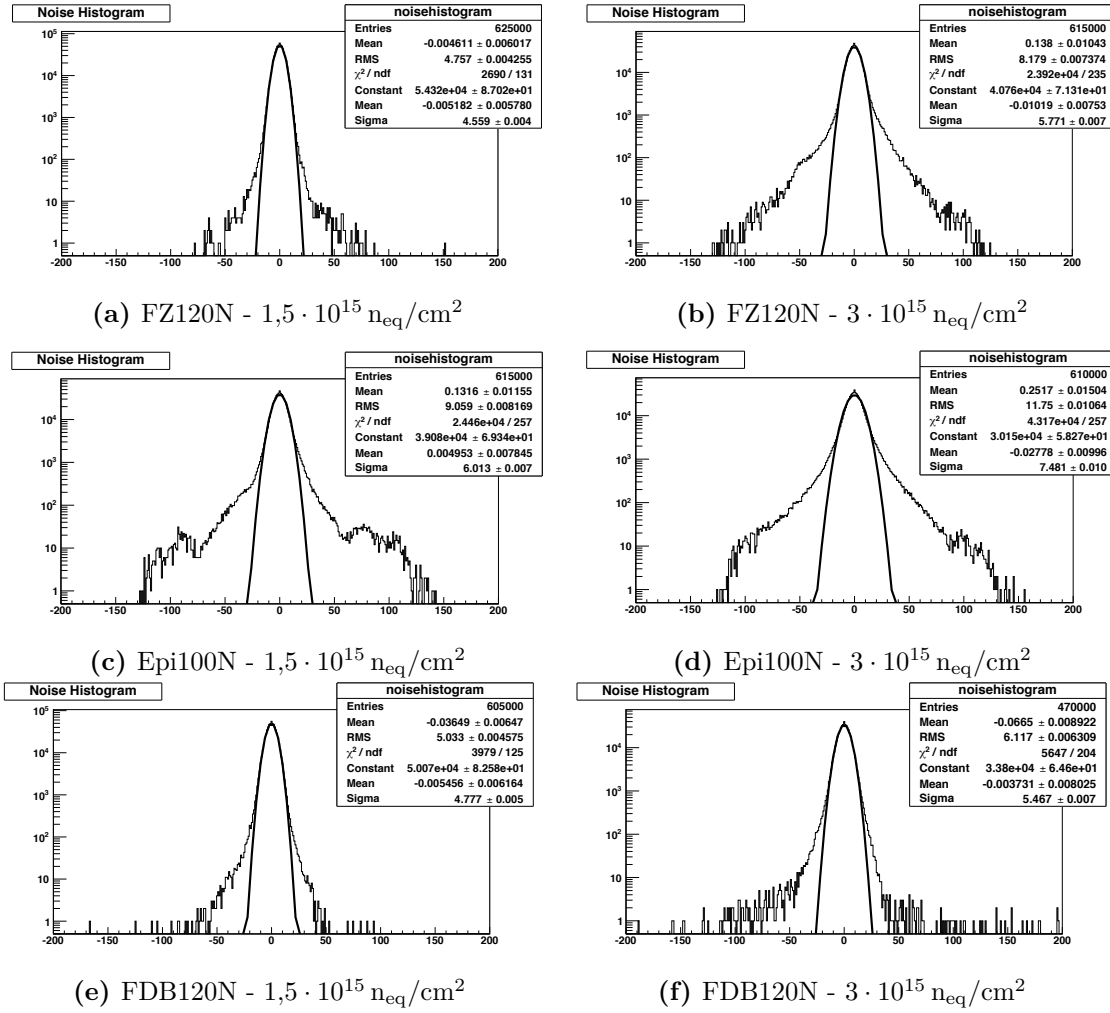


**Abbildung 6.8:** Auftragung des volumenbezogenen Leckstroms gegen die Fluenz bei 300 V (links) sowie 600 V (rechts), gemessen bei einer Temperatur von  $-20^\circ$ . Für die Fluenz wird ein Fehler von etwa 20 % angenommen. Zusätzlich wurde das zu erwartende Verhalten von einer depletierten Diode nach einem Annealing von 10 min bei  $60^\circ\text{C}$  eingezeichnet, mit  $\alpha = 9,30 \cdot 10^{-19} \text{ A cm}^{-1} [\text{Mol}]$ .  $\alpha$  wurde hierbei auf  $-20^\circ\text{C}$  umgerechnet.

Fluenz und den Leckströmen innerhalb des Sensors ergibt. Sämtliche Sensoren folgen dem zu erwartenden Anstieg des Leckstroms bei steigender Fluenz. Speziell bei 300 V ist der lineare Anstieg sehr gut zu erkennen. Abbildung 6.8a zeigt, dass für die FZ120P- und FZ120Y-Sensoren der Anstieg zwischen  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  und  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  nur gering ist. Bei 600 V ergibt sich für die beiden Sensoren hingegen ein nahezu linearer Anstieg. Zusätzlich sind in den Abbildungen 6.8a und 6.8b jeweils eine Gerade eingezeichnet welche den von M. Moll parametrisierten Verlauf der Leckströme darstellt. Das zu erwartende Verhalten wurde mithilfe einer depletierten Diode nach einem Annealing von 10 min bei  $60^\circ\text{C}$  bestimmt. Der Parameter wurde auf  $-20^\circ$  umgerechnet und ergibt einen  $\alpha$ -Parameter von  $9,30 \cdot 10^{-19} \text{ A cm}^{-1} [\text{Mol}]$ . Der Umrechnungsfaktor beträgt  $1/59,01 [\text{Chi13}]$ .

### 6.2.3 Fakehits

Wie bereits in Abschnitt 4.1.3 beschrieben kann es vorkommen, dass der Sensor Signale anzeigt, ohne dass ein Teilchen den Sensor durchquert hat. Steigen der Anteil dieser sogenannten Fakehits zu stark an, wird später im Tracker die Suche nach Teilchenspuren erheblich erschwert oder unmöglich. Wie Abbildung 6.9 zeigt, steigt durch Bestrahlung der



**Abbildung 6.9:** Noise Histogramme eines FZ120N, eines Epi100N, , bei einer angelegten Spannung von 400 V, sowie eines FDB120N bei einer Spannung von 250 V, nach einer Fluenz von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  bzw.  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ .

Anteil an Fakehits. Abbildungen 6.9a, 6.9c und 6.9e zeigen die N-Typ Sensoren bei einer Fluenz von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . In den Abbildungen 6.9b, 6.9d und 6.9f sind die Sensoren nach einer Fluenz von  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  dargestellt. Zu erkennen ist, dass mit Bestrahlung der Anteil der Einträge außerhalb der Gauß-Glocke zunimmt. Ebenfalls nimmt die Breite der Gauß-Glocke zu. Erwartet wird, dass das Rauschen einer Gauß-Verteilung entspricht

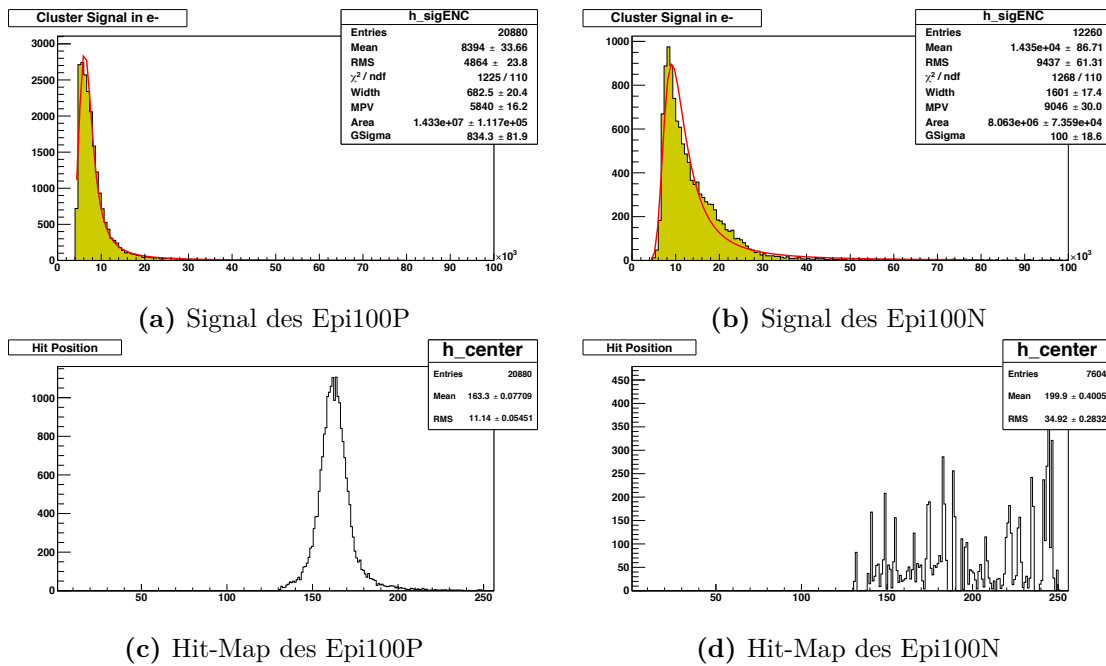
#### 6.2.4 Elektronensignal

Eine Auftragung der Ladungssammlung gegen die Spannung ist in Abbildung 6.13 gegeben. Abbildung 6.12 zeigt die Fluenzabhängigkeit des Elektronensignals bei 300 V und 600 V.

Das Elektronensignal der Epi100N ist nach Bestrahlung mit einer Fluenz von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  nur in einem Spannungsbereich von 150 V bis 400 V messbar. Das Signal liegt etwa bei  $6000 \text{ e}^-$ . Bei einer Fluenz von  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  ist für den Epi100N im gesamten Spannungsbereich kein Elektronensignal mehr messbar. Ähnlich verhalten sich die anderen N-Typ Sensoren. Bei  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  kann für den FDB120N zwischen 150 V und 650 V ein Elektronensignal zwischen  $5000 \text{ e}^-$  und  $10000 \text{ e}^-$  gemessen werden. Bei steigender Fluenz ist nur noch zwischen 150 V und 250 V ein Elektronensignal messbar, welches zwischen  $5300 \text{ e}^-$  und  $5800 \text{ e}^-$  liegt. Der FZ120N-Sensor liefert zunächst zwischen 50 V und 650 V ein Elektronensignal von  $4400 \text{ e}^-$  bis  $10500 \text{ e}^-$ . Bei steigender Fluenz sind in einem Spannungsbereich von 250 V bis 450 V  $5500 \text{ e}^-$  bis  $6200 \text{ e}^-$  messbar. Oberhalb der angegebenen

Spannungsbereiche werden die Signale durch das Rauschen des Sensors überdeckt. Abbildung 6.10 zeigt den Vergleich zwischen einem Sensor welcher ein relativ gutes Signal aufweist und einem verrauschten N-Typ-Sensor. Die Histogramme des Cluster-Signals zeigen, dass sich für den verrauschten Sensor eine breitere Landau-Gauss-Verteilung ergibt. Abbildungen 6.10c und 6.10d vergleichen die positionen des Seed-Streifens beider Sensoren. Beim verrauschten Sensor hebt sich das Seed-Signal nicht vom Untergrund ab, und es kann somit kein zweifelsfreies Signal gemessen werden.

Abbildung 6.11 stellt das Rauschen des FDB120P mit dem FDB120Y bei einer Fluenz von  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  dar. In den Histogrammen ist deutlich zu erkennen, dass der FDB120Y-Sensor ein sehr viel höheres Rauschen besitzt als der FDB120P-Sensor. Das Elektronensignal des FDB120Y hebt sich in diesem Fall nicht ausreichend vom Untergrund ab. Prinzipiell sollten Sensoren mit p-spray und p-stop ähnliches Verhalten aufweisen. Ebenfalls bei einer Fluenz von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  weist der FDB120Y sehr hohes Rauschen auf, wodurch sich das Signal nicht zweifelsfrei bestimmen lässt.

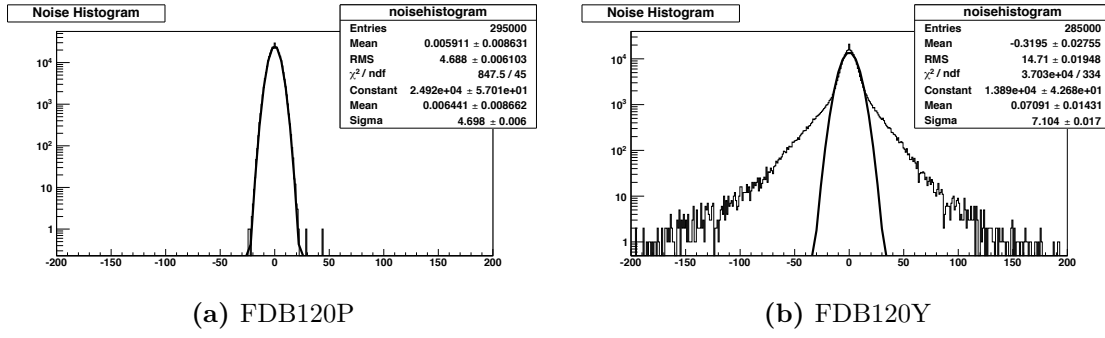


**Abbildung 6.10:** Vergleich eines normalen Signals (links) und eines verrauschten Signals (rechts). Histogramm des Elektronensignals für einen Epi100P-Sensors mit einer Fluenz von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  (a) und einen Epi100N-Sensor mit einer Fluenz von  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  (b), sowie das Profil der Strahlenquelle welches der Sensoren misst (c), (d). Beide Sensoren werden bei einer Spannung von 500 V betrachtet.

In Abbildung 6.13 ist erkennbar, dass sich sowohl für die Epi100P als auch für die Epi100Y bei den Fluenzen von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  und  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  sehr früh das Sättigungsniveau des Elektronensignals einstellt. Die Ladungssammlung liegt für die beiden Sensoren bei etwa  $6000 \text{ e}^-$  und sinkt mit steigender Fluenz kaum.

Bei dem FDB120P liegt das Sättigungsniveau mit etwa  $7000 \text{ e}^-$  etwas höher als bei den epitaktisch gewachsenen Sensoren, dies lässt sich auf die Dicke der Sensoren zurückführen. Das Signal des FDB120P sinkt durch Bestrahlung um etwa  $1000 \text{ e}^-$  ab. Die FZ120P und FZ120Y erreichen ihr Sättigungsniveau nach einer Bestrahlung mit  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  bei noch höheren Spannungen als der FDB120P-Sensoren. Im gesättigten Bereich liegt ihr Elektronensignal bei etwa  $9000 \text{ e}^-$ . Durch Bestrahlung sinkt auch die Ladungssammlung des FZ120P Sensoren ab.

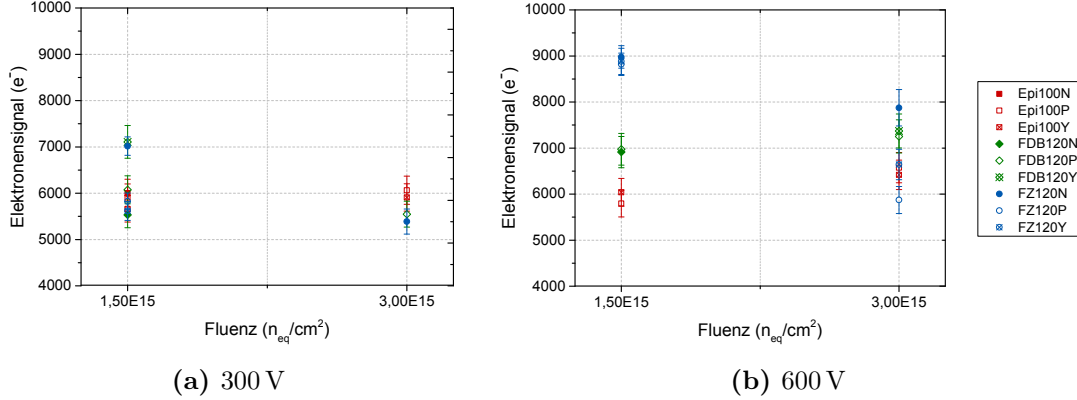
Das Untergrundrauschen der Ausleseseinheit bewegt sich im Bereich von etwa  $1000 \text{ e}^-$ . Um



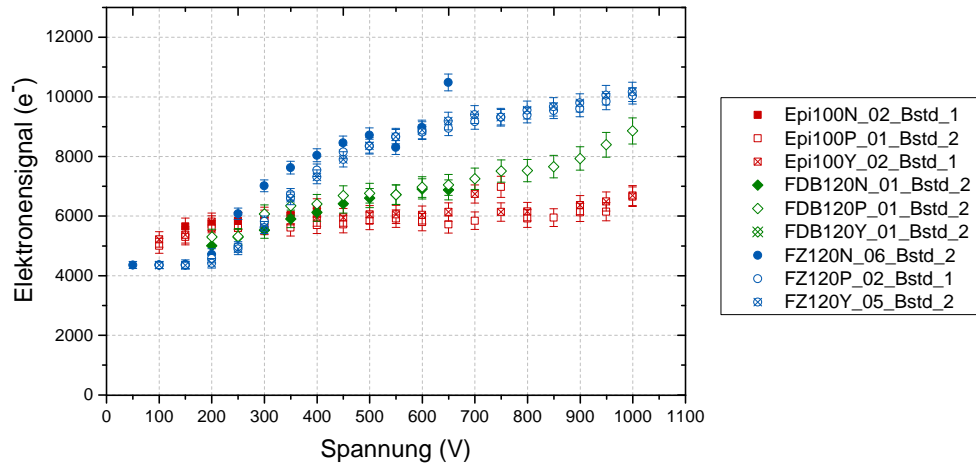
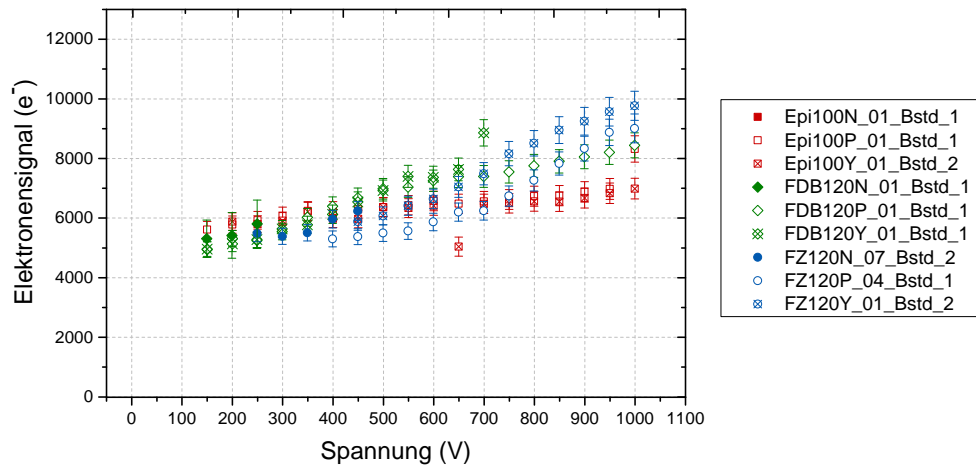
**Abbildung 6.11:** Vergleich des Rauschens des FDB120P und des FDB120Y Sensors bei einer Fluenz von  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . Die Histogramme beziehen sich auf eine Spannung von 600 V.

ein Signal zweifelsfrei als solches erkennen zu können müssen mehr als  $5000 \text{ e}^-$  gemessen werden. Da die Sensoren bei niedrigen Spannungen zum Teil noch nicht vollständig depletiert sind und nach Bestrahlung zusätzlich Trapping eine Rolle spielt, ist im unteren Spannungsbereich der SNR oftmals kleiner als 5, wodurch sich das Signal nicht ausreichend vom Untergrund abhebt.

Vergleicht man die, in Abbildung 6.13 dargestellten, Cluster-Elektronensignale mit den, in Abbildung 6.14 dargestellten, Seed-Signalen, ist erkennbar, dass das Seed-Signal sämtlicher Sensoren geringfügig niedriger liegt als das Cluster-Signal. Es gibt im Verlauf keine signifikanten Abweichungen zwischen Seed-Signal und Cluster-Signal. Somit ist nahezu das komplette Elektronensignal am Seed-Streifen messbar.

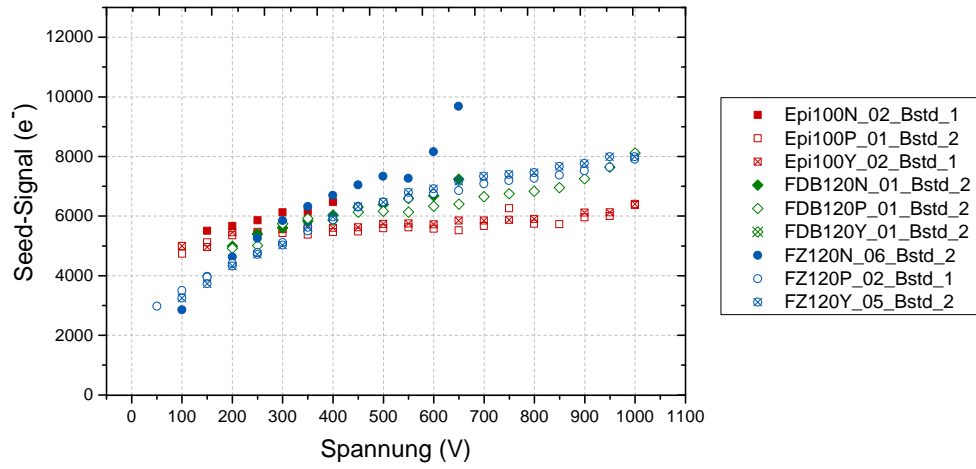
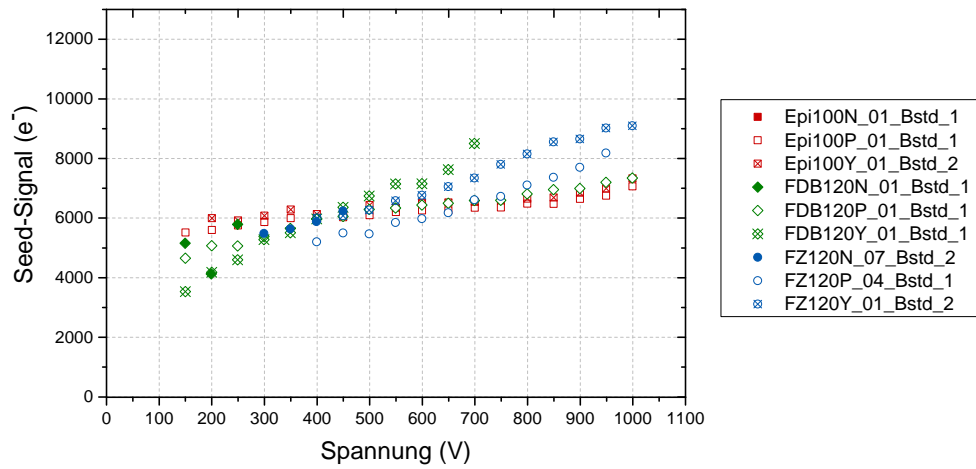


**Abbildung 6.12:** Auftragung der Ladungssammlung der Verschiedenen Sensoren gegen die Fluenz, bei einer Angelegten Biasspannung von 300 V (links) sowie 600 V (rechts).

(a)  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ (b)  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ 

**Abbildung 6.13:** Abhängigkeit der Ladungssammlung für verschiedene Bias-Spannungen der verschiedenen Sensoren bei den Fluenzen  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  und  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ . Die Fehlerbalken beinhalten den zu 5 % abgeschätzten Fehler. Gemessen wurde bei  $T = -20^\circ\text{C}$ .



(a)  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ (b)  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ 

**Abbildung 6.14:** Abhängigkeit des Seed-Signals für verschiedene Bias-Spannungen der verschiedenen Sensoren bei den Fluenzen  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  (a) und  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  (b). Gemessen wurde bei  $T = -20^\circ\text{C}$ .

Die Tabellen 6.2 und 6.3 vergleichen sowohl die Leistungsaufnahme der P-Typ Sensoren sowie deren Ladungssammlung. Tabelle 6.2 gibt die Leistungsaufnahme pro Fläche, nach einer Fluenz von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  an. Hierbei wurden die Werte angegeben, beim Anlegen einer Biasspannung von 300 V und 600 V. Tabelle 6.3 bezieht auf eine Fluenz von  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  und Spannungen von 600 V und 900 V. Da sich das Signal des FDB120Y bei den jeweiligen Spannungen nicht genau messen lässt, sind in Tabelle 6.3 und 6.2 für diesen Sensor keine Werte aufgeführt.

**Tabelle 6.2:** Vergleich der Leistungsaufnahme sowie des Elektronensignals der P-Typ Sensoren nach einer Fluenz von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ , bei den Spannungen von 300 V und 600 V. Bei  $-20^\circ\text{C}$ .

Mateial	Signal <sub>300</sub> in ( $e^-$ )	$P_{300}$ in ( $10^{-3} \text{ W}/\text{cm}^2$ )	Signal <sub>600</sub> in ( $e^-$ )	$P_{600}$ in ( $10^{-3} \text{ W}/\text{cm}^2$ )
Epi100P	5650	5,1	5800	21,1
Epi100Y	5900	4,8	6050	21,1
FDB120P	6050	5,0	6950	12,7
FZ120P	5800	6,1	8800	15,9
FZ120Y	5600	5,7	8900	14,8

**Tabelle 6.3:** Vergleich der Leistungsaufnahme sowie des Elektronensignals der P-Typ Sensoren nach einer Fluenz von  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ , bei den Spannungen von 600 V und 900 V. Bei  $-20^\circ\text{C}$ .

Mateial	Signal <sub>600</sub> in ( $e^-$ )	$P_{600}$ in ( $10^{-3} \text{ W}/\text{cm}^2$ )	Signal <sub>900</sub> in ( $e^-$ )	$P_{900}$ in ( $10^{-3} \text{ W}/\text{cm}^2$ )
Epi100P	6550	27,7	6880	77,4
Epi100Y	6400	37,1	6700	59,0
FDB120P	6900	28,7	7450	57,5
FZ120P	7250	29,4	8050	67,7
FZ120Y	6650	27,8	9250	60,6

## 6.3 Annealingstudie

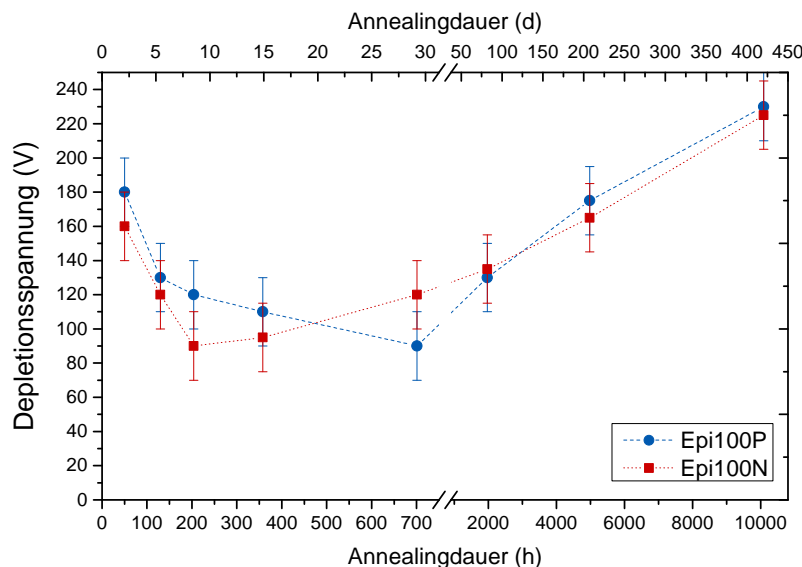
Bereits in Abschnitt 5.2 wurde das Verfahren des Annealing beschrieben. Die Studie besteht insgesamt aus acht Schritten. In den ersten fünf Schritten wird der Sensor auf 60 °C aufgeheizt. In den letzten drei Schritten wird der Sensor jeweils auf 80 °C aufgeheizt. Die Dauer der jeweiligen Schritte ist in Tabelle 6.4 aufgelistet. Die letzte Spalte der Tabelle zeigt, welcher Zeit bei Raumtemperatur jeder einzelne Annealingschritt entsprechen würde. Die in der Annealingstudie betrachteten Sensoren, Epi100N und Epi100P, wurden mit Reaktorneutronen bestrahlt, bei einer Fluenz von  $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ .

**Tabelle 6.4:** Annealingplan

Schritt	Temperatur in °C	Dauer in min	entspricht der Zeit bei 21 °C in Tagen
0	60	10	2,1
1	60	20	5,4
2	60	20	8,5
3	60	40	14,9
4	60	76	29,2
5	80	15	82,0
6	80	30	207,4
7	80	60	420,2

### 6.3.1 Depletionsspannung

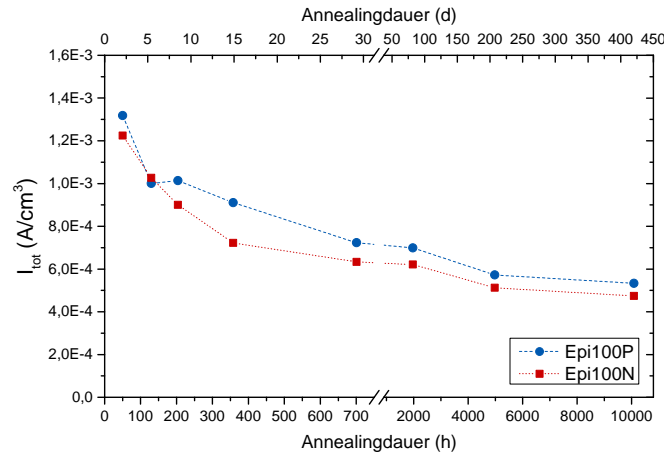
In Abbildung 6.18 ist der Verlauf der Depletionsspannung im Laufe des Annealing dargestellt. Die Auftragung zeigt für den Epi100N- und den Epi100P-Sensor deutlich die Abschnitte des Annealings. Zunächst sinkt die Depletionsspannung im Kurzzeitannealing, bis ein Minimum erreicht wird. Anschließend folgt ein Anstieg der Depletionsspannung im Langzeitannealing. Beim Epi100N setzt das reverse annealing etwas früher ein, sodass die Depletionsspannung früher ansteigt.



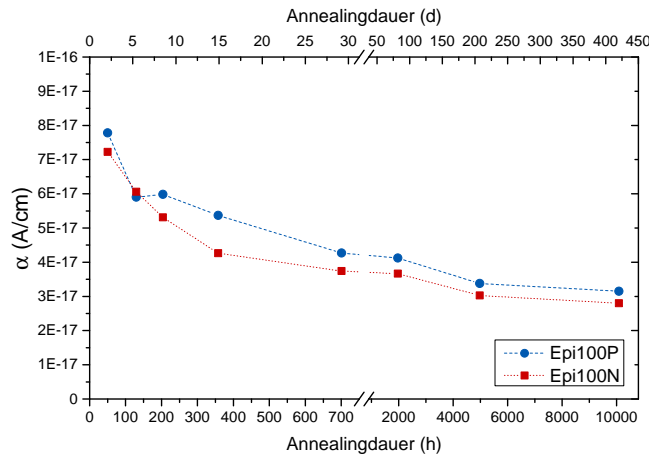
**Abbildung 6.15:** Verlauf der Depletionsspannung des Epi100P und des Epi100N während des Annealing. Die aufgetragene Annealingdauer entspricht der äquivalenten Zeit bei Raumtemperatur. Die Depletionsspannung wurde bei  $-20\text{ °C}$  gemessen.

### 6.3.2 Leckströme

Das Annealing beeinflusst ebenfalls die volumenbezogenen Leckströme der Sensoren. Mit steigender Annealingdauer nähern sich sowohl der Leckstrom des Epi100P als auch des Epi100N einem Grenzwert an. Für den Epi100P liegt dieser bei etwa  $5,3 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}^3$ . Der Leckstrom des Epi100N liegt etwas niedriger und nähert sich einem Wert von etwa  $4,7 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}^3$  an. Abbildung 6.17 zeigt den aus dem Leckstrom errechneten Verlauf des  $\alpha$ -Parameters mit steigender Annealingdauer. Der Verlauf des  $\alpha$ -Parameter entspricht dem von M. Moll vorhergesagten, welcher in Abbildung 5.4b dargestellt ist.



**Abbildung 6.16:** Verlauf des volumenbezogenen Leckstroms während des Annealing bei 500 V.



**Abbildung 6.17:** Verlauf des volumenbezogenen Leckstroms während des Annealing bei 500 V, umgerechnet auf 20 °C.

### 6.3.3 Elektronensignal

Das Elektronensignal des Epi100P erfährt zunächst einen geringfügigen Anstieg, erreicht schließlich ein Plateau und fällt über das Langzeitannealing ab. Das Elektronensignal nähert sich schließlich einer unteren Grenze von etwa  $6300 \text{ e}^-$  an. Die Signalmessung des Epi100N zeigt keine verwertbaren Signale, da sich durch ein zu hohes Rauschen des Sensors das Signal nicht vom Untergrund abheben kann. Durch das Annealing konnte das Rauschen des Epi100N kaum minimiert werden, sodass über die gesamte Annealingdauer kein Signal messbar ist.

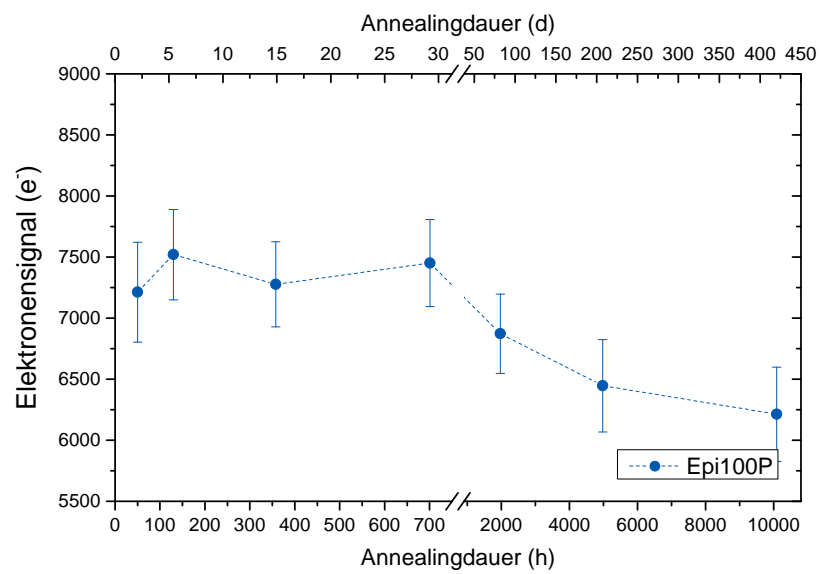


Abbildung 6.18: Verlauf des Elektronensignals während des Annealing bei 200 V.



## 7. Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit steht im Zusammenhang mit dem geplanten (Phase 2) CMS-Upgrade und beinhaltet die Qualifizierung von dünnen Silizium-Streifensensoren bei sehr hohen Fluenzen. Im ersten Teil der Analyse wurde das Verhalten von dünnen Sensoren bei Fluenzen von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  und  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  betrachtet. Untersucht wurden drei verschiedene Sensormaterialien. Epitaktisch gewachsene Sensoren mit einer aktiven Dicke von  $100 \mu\text{m}$  (Epi100). Floatzone Sensoren mit einer aktiven Dicke von  $120 \mu\text{m}$  (FZ120), hierbei wird die effektive Dicke verringert, indem eine starke Dotierung der Rückseite tief in das Material diffundiert wird. Außerdem Floatzone Direct Bond Sensoren, ebenfalls mit einer aktiven Dicke von  $120 \mu\text{m}$  (FDB120). Die effektive Dicke der FDB Sensoren wird, durch direktes anbringen auf einen stark dotierten Träger und anschließendes Abschleifen und Polieren des hoch resistiven Wafers, reduziert. Ebenfalls wurden sowohl N- als auch P-Typ Sensoren untersucht, wobei P-Typ Sensoren mit p-stop und p-spray Isolationen betrachtet wurden.

Die Qualifizierung der Sensoren beinhaltet den Verlauf der Zwischenstreifenkapazität, der Koppelkapazität, des Biaswiderstands und des Zwischenstreifenwiderstands bei steigenden Fluenzen. Die Messungen der genannten Parameter weisen insgesamt keine besonderen Auffälligkeiten auf und entsprechen weitestgehend dem erwarteten Verlauf.

Durch Bestrahlung ist zu beobachten, dass sich sowohl für die FZ- als auch für die FDB-Sensoren bei steigender Fluenz ein linearer Anstieg der Depletionsspannung ergibt. Besonders stark ist dieser für die FZ120 P-Typ Sensoren, wobei die Depletionsspannung auf mehr als  $1000 \text{ V}$  ansteigt. Somit sind die Sensoren erst sehr spät vollständig depletiert. Die Depletionsspannung der Epi100-Sensoren steigen im Vergleich dazu mit steigender Fluenz nur leicht an, wobei diese Sensoren bereits bei sehr niedrigen Spannungen vollständig depletiert sind. Maximal liegt die Depletions-spannung der Epi100-Sensoren nach einer Fluenz von  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  bei etwa  $220 \text{ V}$ .

Die Leckströme entwickeln sich für sämtliche Sensoren proportional zur Fluenz. Sie weisen jedoch einen stärkeren Anstieg auf als den aus der Literatur erwarteten Anstieg. Beim Anlegen einer höheren Spannung steigen die Leckströme weiter an. Höhere Leckströme verursachen ebenfalls eine höhere Leistungsaufnahme der Sensoren.

Die Betrachtung des Elektronensignals hat gezeigt, dass die N-Typ Sensoren nur in einem begrenzten Spannungsbereich ein verwertbares Elektronensignal liefern. Oberhalb dieses Spannungsbereich hebt sich das Elektronensignal nicht vom Rauschen des Sensors ab. Das Elektronensignal der P-Typ Sensoren bleibt für steigende Spannungen stabil. Nach einer

Fluenz von  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  steigt das Signal aufgetragen gegen die Spannung der FZ120 und der FDB120 P-Typ-Sensoren ab einer Spannung von etwa 300 V von etwa  $6000 \text{ e}^-$  auf  $10000 \text{ e}^-$  an. Bei den Epi100 P-Typ-Sensoren stellt sich bereits bei relativ niedrigen Spannungen ein Sättigungsniveau des Elektronensignal mit etwa  $6000 \text{ e}^-$  ein. Mit steigender Fluenz, auf  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ , ist ein Absinken des Elektronensignals zu beobachten. Bei sowohl den FZ120- als auch FDB120-Sensoren sinkt die Signalstärke mit Bestrahlung um etwa  $1000 \text{ e}^-$ . Die Epi100 P-Typ Sensoren verlieren kaum an Signalstärke, da die Depletionsspannung unterhalb von 200 V liegt, und die Sensoren somit bei den betrachteten Spannungen von 300 V bzw. 600 V bereits vollständig depletiert sind. Das maximale Signal der Sensoren ist bei  $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  oberhalb von etwa 400 V mit der Dicke skaliert. Um die Skalierung bei  $3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  noch sehen zu können müssen mindestens 750 V angelegt werden.

Im zweiten Teil der Studie wurden in einer Annealing Studie ein Epi100 N- und ein Epi100 P-Typ Sensor mit p-stop Isolation, nach Neutronenbestrahlung mit einer Fluenz von  $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  untersucht. Hierbei wurde die Entwicklung der Eigenschaften mit gezieltem Ausheilen der Defekte bei den Sensoren untersucht.

Die Depletionsspannung zeigt den zu erwartenden Annealingverlauf, wobei wie auch im ersten Teil der Studie die sehr niedrigen Depletionsspannungen auffallend sind. Nach dem Annealing, was einer äquivalenten Zeit von etwa 420 Tagen bei  $21^\circ\text{C}$  entspricht, nähern sich die volumenbezogenen Leckströme der Sensoren einer unteren Grenze von etwa  $5 \cdot 10^{-4} \text{ A}/\text{cm}^3$  an. Der Leckstrom nimmt über die Annealingdauer um etwa 54 % ab. Durch gezieltes Ausheilen, verringern sich also die Leckströme deutlich. Das Elektronensignal weist für den Epi100 P-Typ zunächst einen Anstieg auf, gefolgt von einem Abfallen des Signals. Über längere Zeiten erreicht der Sensor eine untere Grenze von etwa  $6300 \text{ e}^-$ . Die Signalmessung des Epi100 N-Typ Sensor hat bei 500V keine verwendbaren Signale gezeigt, da der Sensor ebenfalls, wie die N-Typ-Sensoren im vorherigen Analyse-Abschnitt, ein sehr hohes Rauschen aufgewiesen hat.

Wie die Messungen gezeigt haben erweisen sich die epitaktisch gewachsenen P-Typ Sensoren als sehr strahlenresistent im Vergleich zu epitaktisch gewachsenen N-Typ Sensoren, und depletieren bereits bei sehr niedrigen Spannungen vollständig. Verglichen dazu weisen die FZ und die FDB sehr viel höhere Depletionsspannungen auf. Epi100-Sensoren könnten die Leistungsaufnahme bei Verwendung in einem Pixel-Detektor reduzieren. Sämtliche Sensoren besitzen ein niedriges Elektronensignal, wodurch sie für die Verwendung als Streifensensoren nur bedingt in Frage kommen. Da alle betrachteten Streifensensoren dem selben Layout entsprechen, zeigen Vergleiche der verschiedenen Streifensensoren trotzdem welche Materialien resistent gegenüber Bestrahlung sind. Für andere Sensoren wie zum Beispiel Pixel-Sensoren könnten epitaktisch gewachsene P-Typ Sensoren in Erwägung gezogen werden, da bei Pixel-Sensoren das Rauschen sehr viel niedriger ist und sich auf Grund der kleineren Strukturen auch geringere Elektronensignale gut messen lassen. Für die Zukunft wäre es interessant das Verhalten von Epi100 P-Typ Pixel-Sensors genauer zu untersuchen.



# Literaturverzeichnis

- [Abb11] D. Abbaneo: *Upgrade of the CMS Tracker with tracking trigger*, Dezember 2011. DOI 10.1088/1748-0221/6/12/C12065.
- [BV09] A. Breskin und R. Voss: *The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments*. CERN, Geneva, 2009, ISBN 9789290833369.
- [Chi13] A. Chilingarov: *Temperature dependence of the current generated in Si bulk*, *J. Inst.* 8, 2013. DOI 10.1088/1748-0221/8/10/P10003.
- [CMS] CMS: *The Compact Muon Solenoid Experiment*. <http://cms.web.cern.ch>.
- [Col12a] The ATLAS Collaboration: *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. 2012. CERN-PH-EP-2012-218.
- [Col12b] The CMS Collaboration: *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. 2012. CMS-HIG-12-028, CERN-PH-EP-2012-220.
- [Col13] The CMS Collaboration: *CMS Performance Note, FLUKA particle flux maps for CMS Detector*, 2013. CMS DP-2013/028.
- [Die03] A. Dierlamm: *Untersuchung zur Strahlendosis von Silizium-Sensoren*. Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 2003. IEKP-KA/2003-23.
- [dT14] INFN Sezione di Trieste: *The CMS Experiment*, July 2014. <http://cmsweb.ts.infn.it>.
- [ea12] A. Dominguez et al.: *CMS Technical Design Report for the Pixel Detector Upgrade*. 2012. CERN-LHCC-2012-016.
- [Ebe13] R. Eber: *Untersuchung neuartiger Sensorkonzepte und Entwicklung eines effektiven Modells der Strahlenschädigung für die Simulation hochbestrahlter Silizium-Teilchendetektoren*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2013. <http://ekp-invenio.physik.uni-karlsruhe.de/record/48328>, IEKP-KA/2013-27.
- [Erf09] J. Erfle: *Entwicklungen für neue Siliziumstreifensensoren und deren Qualitätskontrolle*. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH), 2009. IEKP-KA/2009-27.
- [Fre12] Sabiene Frech: *Einfluss von Strahlenschäden auf Siliziumsensoren aus unterschiedlichen Grundmaterialien*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2012. IEKP-KA/2012-21.
- [Har09] F. Hartmann: *Evolution of silicon sensor technology in particle physics*. Springer tracts in modern physics ; 231 : Elementary particle physics. Springer, Berlin, 2009, ISBN 978-3-540-25094-4.
- [HL] HL-LHC: *High Luminosity Large Hadron Collider*. <http://hilumilhc.web.cern.ch>.

- [Hof13] K. H. Hoffmann: *Entwicklung von neuen Sensorkonzepten und Untersuchungen an strahlenharten Siliziumstreifensensoren für CMS am Large Hadron Collider in der Hochluminositätsphase*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2013. <http://ekp-invenio.physik.uni-karlsruhe.de/record/48272>, IEKP-KA/2013-01.
- [Huh02] M. Huhtinen: *Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 491(1–2):194 – 215, 2002. DOI 10.1016/S0168-9002(02)01227-5.
- [LHC] Large Hadron Collider LHC: *LHC-facts*. <http://www.lhc-facts.ch>.
- [LS06] S. Löchner und M. Schmelling: *The Beetle Reference Manual - chip version 1.3, 1.4 and 1.5*. Nov. 2006. CERN-LHCb-2005-105.
- [mo] LHC machine outreach: *Collisions*. <http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch/lhc-machine-outreach>.
- [Mol] M. Moll: *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*. Dissertation, Universität Hamburg, 1999. <https://mmoll.web.cern.ch/mmoll/thesis/>.
- [Nür14] A. Nürnberg: *Studien an bestrahlten Siliziumsensoren für den CMS Spurdetektor am HL-LHC*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2014. <http://ekp-invenio.physik.uni-karlsruhe.de/record/48576>, IEKP-KA/2014-04.
- [Offa] CERN Press Office: *LHC physics data taking gets underway at new record collision energy of 8TeV*. <http://press.web.cern.ch/press-releases/2013/03>.
- [Offb] CERN Press Office: *New results indicate that particle discovered at CERN is a Higgs boson*. <http://press.web.cern.ch/press-releases/2012/04>.
- [oSN] The National Institute of Standards und Technology (NIST): *Mean Excitation Energy*. <http://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/compos.pl?matno=014>.
- [Pfi10] T. Pfister: *Aufbau einer vollautomatischen Messstation zur Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz hochbestrahlter Silizium Streifensensoren*. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 2010. IEKP-KA/2010-20.
- [Pov14] B. Povh: *Teilchen und Kerne : Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, 2014, ISBN 978-364-23782-2-5.
- [SN07] Simon M. Sze und Kwok Kwok Ng: *Physics of semiconductor devices*. Wiley-Interscience, Hoboken, NJ, 3. ed. Auflage, 2007, ISBN 0-471-14323-5; 978-0-471-14323-9.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	3D-Darstellung des CMS-Detektors . . . . .	4
2.2	Layout des Pixel-Detektors . . . . .	5
3.1	Bändermodell eines Halbleiters . . . . .	8
3.2	Darstellung des pn-Übergangs . . . . .	9
3.3	Funktionsweise eines Streifensensors . . . . .	10
3.4	3D Darstellung eines N-Typ Streifensensors . . . . .	11
3.6	Floatzone Verfahren . . . . .	12
4.1	ALiBaVa-Station . . . . .	16
4.2	Probestation . . . . .	16
4.3	Rauschen . . . . .	19
4.4	Cluster Signals, sowie Signal-zu-Rauschen . . . . .	19
5.1	Simulation von Defektstellen . . . . .	21
5.2	FLUKA-Plot . . . . .	22
5.4	Verlauf der effektiven Dotierkonzentration und des $\alpha$ -Parameters im Laufe des Annealing. . . . .	24
6.1	Zwischenstreifenkapazität vs. Fluenz . . . . .	26
6.2	Zwischenstreifenkapazität vs. Fluenz von S. Frech . . . . .	26
6.3	Koppelkapazität vs. Fluenz . . . . .	27
6.4	Biaswiderstand vs. Fluenz . . . . .	27
6.5	Zwischenstreifenwiderstand vs. Fluenz . . . . .	28
6.6	Bestimmung der Depletionsspannung . . . . .	29
6.7	Depletionsspannung vs. Fluenz . . . . .	30
6.8	Leckstrom vs. Fluenz . . . . .	30
6.9	Noise Histogramm im Laufe der Fluenz . . . . .	31
6.10	Vergleich zwischen einem normalen und einem verrauschten Elektronensignal. . . . .	32
6.11	Vergleich des Rauschens des FDB120P und FDB120Y . . . . .	33
6.12	Auftragung der Ladungssammlung vs. Fluenz . . . . .	33
6.13	Abhängigkeit Ladungssammlung vs. Bias-Spannungen . . . . .	34
6.14	Auftragung des Seedsignals vs. Spannung . . . . .	35
6.15	Depletionsspannung während des Annealing . . . . .	37
6.16	Leckstroms während des Annealing . . . . .	38
6.17	$\alpha$ -Parameter während des Annealing . . . . .	38
6.18	Elektronensignals während des Annealing . . . . .	39

