Diplomarbeit im Fachbereich Physik

Untersuchung von strahlenharten 3D-Siliziumstreifendetektoren mittels eines analogen Auslesesystems

Jens Preiss

Betreuer:

Prof. Dr. Karl Jakobs Dr. Ulrich Parzefall



Fakultät für Mathematik und Physik Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

20. Oktober 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einlei	Einleitung			
2	Halble 2.1 1 2.2 1 2.3 1 2.4 1 2.5 1	eiterdetektoren Eigenschaften von Silizium	3 3 5 8 0 1		
3	Strah	lenschäden und Strahlenhärte 1	7		
	3.1 S 3.2 I 3.3	Strahlenschäden 1' 3.1.1 Erhöhung des Leckstroms 1' 3.1.2 Verringerung der Ladungssammlungseffizienz 1' 3.1.3 Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration 2' NIEL-Skalierungshypothese 2' Annealing 2'	7 8 9 0 1 3		
	3.4 I	Ladungsmultiplikation	5		
4	Siliziu 4.1 I 4.2 4 4.2 5	Imstreifendetektoren29Detektorherstellung294.1.1Anforderungen an strahlenharte Siliziumstreifendetektoren294.1.2Herstellung des Siliziums304.1.3Fabrikation eines planaren Siliziumdetektors314.1.4Aufbau eines Siliziumstreifendetektors313DSensoren334.2.1Prinzip der 3D-Detektoren334.2.2Getestete Detektoren33	9 9 0 3 5 5 7		
5	Tests	tand mit radioaktiver Quelle 4	1		
	5.2 F	5.1.1 Probestation 4 5.1.2 Lasersetup 4 5.1.3 Betasetup 4 5.1.4 Testbeam 4 Versuchsaufbau des Betasetups 4 5.2.1 Radioaktive Quelle 4	$1 \\ 1 \\ 1 \\ 3 \\ 4 \\ 4 \\ 4 \\ 6 \\ 1$		

		5.2.3	Analoges Auslesesystem ALiBaVa	49		
6	Messvorgang und Datenanalyse					
	6.1	C - V - I	Kurven	55		
	6.2	<i>I-V-</i> K	urven	55		
	6.3	Kalibr	ation	56		
	6.4	Bestim	nmung des <i>Pedestals</i>	57		
	6.5	Messu	ng des Rauschens	59		
	6.6	Messu	ng der Ladungssammlungseffizienz	59		
		6.6.1	Vorbereitende Einstellungen	60		
		6.6.2	Bestimmung der Pulsform	61		
		6.6.3	Bestimmung des Signalspektrums	63		
		6.6.4	Ermittlung der gesammelten Ladung	63		
		6.6.5	Erstellen der Hitmap	65		
7	Mes	sergebi	nisse	67		
	7.1	Ergeb	nisse des unbestrahlten Sensors	67		
	7.2	Ladun	gssammlung der hochbestrahlten Sensoren	74		
		7.2.1	p-Typ-Detektoren	74		
		7.2.2	n-Typ-Detektoren	78		
	7.3	Charg	e Multiplication	80		
		7.3.1	Rauschen, Micro-Discharges und Occupancy	80		
		7.3.2	Untersuchung der Charge Multiplication	85		
	7.4	Zusam	imenfassung der bestrahlten Detektoren	91		
8	Zusa	ammen	fassung und Ausblick	93		
Α	Abb	oildungs	verzeichnis	i		
В	Tab	ellenve	rzeichnis	v		
С	Literaturverzeichnis					

1 Einleitung

Die Frage, was die Welt im Innersten zusammenhält, beschäftigt die Menschheit schon seit Jahrtausenden. Die Teilchenphysik versucht genau das zu erklären. Sie beschreibt die elementaren Teilchen, aus denen die Materie zusammengebaut ist, sowie ihre vier fundamentalen Wechselwirkungen. Ein Ziel ist es, alle elementaren Teilchen und Wechselwirkungen in einer Theorie zu vereinen. Dem Standardmodell der Teilchenphysik gelingt es, bis auf die Gravitation die Wechselwirkungen miteinander zu verknüpfen. Anhand der Theorie konnten sogar noch unbekannte Teilchen vorausgesagt werden, um diese dann später zu entdecken. Ein bekanntes Beispiel dafür sind die W- und Z-Bosonen der schwachen Wechselwirkung.

Das Standardmodell weist jedoch auch Nachteile auf. Bisher ist nicht genau geklärt, woher die Masse der Teilchen kommt. Das Higgs-Boson würde diese Lücke schließen und wird daher als das letzte, noch nicht entdeckte Elementarteilchen suggeriert. Die Suche nach dem Higgs-Boson ist daher ein Hauptanliegen der aktuellen experimentellen Teilchenphysik. Ein weiterer Nachteil, neben der fehlenden Gravitation, besteht in der hohen Anzahl an Parametern, mit der das Standardmodell beschrieben wird. In einer einheitlichen Theorie würden weniger Parameter erwartet werden, weshalb auch nach Physik jenseits des Standardmodells geforscht wird. Ein solches, weit verbreitetes Modell stellt die Supersymmetrie dar.

Zur weiteren Erforschung der Teilchenphysik sind Experimente mit einer sehr hohen Energie nötig. Die zurzeit leistungsfähigste Anlage der Hochenergiephysik (HEP) ist der Large Hadron Collider¹ (LHC) am Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) in Genf. Dort finden Proton-Proton-Kollisionen statt, deren Schwerpunktsenergie im Verlauf des jahrelangen Betriebs auf bis zu 14 TeV gesteigert werden soll. Der LHC, an dem sich viele Wissenschaftler aus verschiedenen Nationen beteiligen, ist seit dem 20. 11. 2009 in Betrieb.

Um die bei der Kollision entstandenen Teilchen nachweisen und deren Energie bestimmen zu können, werden Teilchendetektoren eingesetzt. Die zwei größten Experimente am LHC mit den dazugehörigen Detektoren sind das ATLAS²- und das CMS³-Experiment. Im inneren Bereich dieser Detektoren befinden sich die Pixel- und Streifendetektoren, deren Aufgabe die Rekonstruktion der Teilchenbahnen ist. Um der Anforderung einer hohen Ortsauflösung und einer schnellen Signalauslese gerecht zu werden, setzt man Siliziumdetektoren ein.

¹Fremdsprachenwörter werden im Folgenden kursiv geschrieben

² \boldsymbol{A} Toroidal LHC ApparatuS

³ Compact Muon Solenoid

1 Einleitung

Die Arbeitsgruppe Jakobs in Freiburg erforscht die Strahlenhärte von den Siliziumstreifendetektoren (*Semi Conductor Tracker*, SCT) für das Luminositätsupgrade des ATLAS-Experiments. Aufgrund der hohen Luminosität und der Nähe zum Wechselwirkungspunkt werden die Detektoren starker Strahlung ausgesetzt sein, sodass eine Betrachtung der Strahlenhärte nötig ist. Die Spurdetektoren können sich durch die auftretenden Strahlungsschäden in ihren Eigenschaften verändern und ihre Funktionsfähigkeit einbüßen.

Nach einer Laufzeit von ca. 10 Jahren soll voraussichtlich 2020 ein Upgrade des LHC auf den SuperLHC (SLHC) stattfinden. Dabei soll die Luminosität um den Faktor 10 auf $L = 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ erhöht werden. Dadurch wird bei einer integrierten Luminosität von 3000 fb^{-1} eine Fluenz $\Phi_{eq} = 1 \cdot 10^{15} n_{eq}/\text{cm}^2$ an den innersten Streifendetektoren erwartet [Unn10]. In diesen Detektoren werden somit massive Strahlenschäden auftreten. Die Detektoren sollten jedoch diese Schäden aufgrund ihrer Strahlenhärte in funktionsfähigem Zustand überstehen. Deshalb ist die Erforschung von neuen Konzepten für strahlenharte Detektoren wichtig, um einen langfristigen Einsatz am SLHC gewährleisten zu können.

Die RD50-Kollaboration ("Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders") beschäftigt sich mit dem Thema der strahlenharten Halbleiterdetektoren für Teilchenbeschleuniger mit hoher Luminosität. In Zusammenschluss mit der RD50-Kollaboration erforscht die Freiburger Arbeitsgruppe neue Prototypen im Hinblick auf ihre Funktionstüchtigkeit bei hoher Fluenz. Dazu werden die Prototpyen mit der gewünschten Fluenz bestrahlt und nach den zur Teilchenidentifizierung wichtigen Parametern untersucht. Ein aussichtsreiches Konzept für strahlenharte Detektoren stellen die 3D-Sensoren dar. Aufgrund ihrer dreidimensionalen Struktur bieten sie Vorteile gegenüber den standardmäßig eingesetzten planaren Sensoren.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden hochbestrahlte 3D-Sensoren auf ihre Funktionstüchtigkeit für einen Einsatz an SLHC hin untersucht. Um Teilchendurchgänge ohne großen Aufwand an einem Detektor zu erzeugen, werden die Messungen in einem Setup mit radioaktiver Quelle (${}^{90}Sr$) durchgeführt. Ein analoges Auslesesystem, das von der RD50-Kollaboration entwickelt wurde, wird in das vorhandene Setup integriert und mit einem binären Auslesesystem verglichen.

2 Halbleiterdetektoren

Das folgende Kapitel erläutert die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren, im Speziellen von Siliziumdetektoren. Das Grundprinzip ist der pn-Übergang, mit dem die Eigenschaften von Halbleiterdetektoren hergeleitet werden. Auf wichtige Messgrößen wie Kapazität oder Rauschen wird genauer eingegangen. Die Wechselwirkung von geladenen Teilchen und Photonen im Silizium und deren Auswirkungen auf den Detektor wird genauer beschrieben.

2.1 Eigenschaften von Silizium

In der Hochenergiephysik (HEP) sind Halbleiterdetektoren die wichtigste Komponente zur präzisen Spurerkennung geworden. Sie zeichnen sich besonders durch eine schnelle Signalerzeugung und eine hohe Ortsauflösung aus und besitzen zudem eine gute intrinsische Energieauflösung. Das am meisten benutzte Material für Halbleiterdetektoren ist Silizium. Silizium befindet sich seit über 50 Jahren auf dem Markt für industrielle Verwendung, der Fortschritt der Computerindustrie basiert auf Chips und Platinen aus Silizium. Dadurch ist die Herstellung von Detektoren aus Silizium kostengünstiger als für weniger industriell eingesetzte Materialien wie Galliumarsenid oder Germanium.

Silizium befindet sich in der 4. Hauptgruppe des Periodensystems. Die 4 Valenzelektronen gehen mit den Nachbaratomen eine enge Bindung ein, sodass sich ein stabiles Gitter bildet, in dem die Valenzelektronen nicht frei beweglich sind. Die Valenzelektronen tragen erst zur elektrischen Leitung bei, wenn sie genügend Energie aufgenommen haben, um vom Valenzband ins Leitungsband zu gelangen. Die Breite der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband beträgt bei Silizium 1,11 eV. Damit gehört Silizium zu den Halbleitern, weil es im Grundzustand keine freien Ladungsträger besitzt und ein Isolator ist, jedoch bei thermischer Anregung Eigenschaften eines elektrischen Leiters zeigt. Gelangt ein Valenzelektron in das Leitungsband, hinterlässt es im Valenzband einen freien Gitterplatz, ein sogenanntes Loch. Löcher verhalten sich ähnlich wie Elektronen, bloß mit umgekehrtem Ladungsvorzeichen. Die Energie wird durch thermische Anregung aufgenommen, womit sich eine starke Temperaturabhängigkeit der freien Ladungsträger ergibt. In reinem Silizium sind die Elektronendichte n_i gleichgesetzt werden [Lut99]:

$$n = p = n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{E_G}{2kT}}.$$
 (2.1)

Dabei bezeichnen N_C und N_V die effektiven Zustandsdichten im Leitungs- bzw. Valenzband, E_G die Breite der Bandlücke, T die Temperatur in Kelvin und k die Boltzmann-Konstante.

2 Halbleiterdetektoren

Ordnungszahl	14
Relative Atommasse	28,08
Anzahl der Atome pro Volumen	$4,99 \cdot 10^{22} \mathrm{cm}^{-3}$
Dichte	$2,\!33\mathrm{g/cm^3}$
Dielektrische Konstante ϵ	11,7
Bandlücke	$1,\!11\mathrm{eV}$
Effektive Zustandsdichte	
des Leitungsbands	$2.8 \cdot 10^{19} \mathrm{cm}^{-3}$
des Valenzbands	$1,04 \cdot 10^{19} \mathrm{cm}^{-3}$
Mobilität des Elektrons μ_n	$1350\mathrm{cm^2/Vs}$
Mobilität des Lochs μ_p	$480\mathrm{cm^2/Vs}$
Elektronendiffusionskonstante	$34.6\mathrm{cm^2/s}$
Löcherdiffusionskonstante	$12,3\mathrm{cm^2/s}$
Intrinsiche Ladungsträgerdichte n_i	$1,45 \cdot 10^{10} \mathrm{cm}^{-3}$
Intrinsische Resistivität ρ	$235\mathrm{k}\Omega\mathrm{cm}$
Schmelzpunkt	1415°C
Thermischer Ausdehnungskoeffizient	$2.5 \cdot 10^{-6} 1/^{\circ} \mathrm{C}$
Durchbruchfeld	$30\mathrm{V}/\mathrm{\mu m}$

Tabelle 2.1: Physikalische Eigenschaften von Silizium bei Raumtemperatur. Tabelle übersetzt aus [Pei92].

Weitere für Halbleiterdetektoren wichtige Größen von Silizium bei Raumtemperatur, z. B. Resistivität ρ oder Mobilität μ , sind in Tabelle 2.1 nachzulesen. Dabei ist die Mobilität definiert durch

$$\mu = \frac{v}{E},\tag{2.2}$$

wobei v die Driftgeschwindigkeit und E das elektrische Feld sind. Für die Resistivität gilt

$$\rho = \frac{1}{q(\mu_n n + \mu_h p)} \tag{2.3}$$

mit der Elektronenladung $q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}.$

Bei der Dotierung wird das 4-wertige Silizium an wenigen Stellen durch Dotieratome ersetzt. Bei der n-Dotierung werden die Atome durch Donatoren ersetzt, die in der 5. Hauptgruppe vorzufinden sind. Diese haben ein Valenzelektron mehr, welches ein Energieniveau knapp unter dem Leitungsband besitzt und so leichter zur elektrischen Leitung beitragen kann. Bei der p-Dotierung werden die Atome im Gitter durch Akzeptoren aus der 3. Hauptgruppe ausgetauscht. Sie besitzen ein Valenzelektron weniger, wodurch ein Loch entsteht, das sich entsprechend verhält wie das Elektron bei der n-Dotierung. Das Verhältnis von Dotieratomen zu Siliziumatomen ist in der Größenordnung von eins zu einer Million. Zur Dotierung werden hauptsächlich Phosphor als Donator und Bor als Akzeptor eingesetzt. Im zur Detektorherstellung verwendeten Silizium befinden sich gewöhnlich sowohl Akzeptoren als auch Donatoren, da das Material nach der Herstellung immer noch Verunreinigungen enthält.

2.2 pn-Übergang

Wenn man n-dotiertes und p-dotieres Silizium in engen Kontakt bringt, erzeugt man einen pn-Übergang und erhält dadurch eine Diode. Wegen des Gradientens der Dichte von freien Ladungsträgern an der Grenzschicht diffundieren die überschüssigen Elektronen in das p-dotierte Material und die überschüssigen Löcher in das n-dotierte Material. Übrig bleiben die Ionenrümpfe nahe der Kontaktschicht, die ein elektrisches Feld aufbauen, das der Diffusion entgegenwirkt. Das Material befindet sich im Gleichgewicht, wenn das elektrische Feld so groß ist, dass keine weitere Diffusion stattfindet. Den Bereich, in dem sich aufgrund von Rekombination der Elektronen und Löcher keine freien Ladungsträger mehr befinden, nennt man Raumladungszone oder Verarmungszone. Die Potentialdifferenz der Raumladungszone bei Gleichgewicht ohne äußeres elektrisches Feld nennt man Diffusionsspannung V_D .

Der pn-Übergang einer Diode sowie seine elektrischen Eigenschaften sind in Abbildung 2.1 dargestellt bei unterschiedlicher Dotierungskonzentration von n- und p-Silizium. Die x-Achse steht dabei senkrecht zur Kontaktfläche. Die Verarmungszone ist im höher dotierten Material schmaler und ragt im niedriger dotierten Material weiter hinein, weil sich bei elektrischem Gleichgewicht keine freien Ladungsträger in der Raumladungszone befinden. Deswegen muss das Volumen des niedriger dotierten Materials größer sein, um die gleiche Zahl an Ladungsträgern zu besitzen. Das größere Volumen wird aktives Volumen genannt und die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf dieses. Aus der Raumladungsdichte ρ_{el} lässt sich mittels der Poisson-Gleichung das elektrische Potential Φ berechnen:

$$-\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = \frac{\rho_{el}}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{qN_{eff}}{\epsilon\epsilon_0}.$$
(2.4)

Es bezeichnet ϵ die Dielektrizitätskonstante, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und $N_{eff} = N_D - N_A$ die effektive Dotierkonzentration, die sich aus der Differenz der Donatorkonzentration N_D und der Akzeptorkonzentration N_A in der Raumladungszone des aktiven Volumens ergibt. Sei W die Tiefe der Verarmungszone entlang der x-Achse und d die Dicke der Diode. Mit den Randbedingungen

$$E(x = W) = -\frac{d}{dx}\Phi(x = W) = 0$$
 (2.5)

und

$$\Phi(x=W) = 0 \tag{2.6}$$

ergibt sich innerhalb der Verarmungszone, d. h. $0 \le x \le W$ und $W \le d,$ das elektrische Potential [Mol99]



Abbildung 2.1: Der pn-Übergang. a)P- und n-Silizium wird in Kontakt gebracht und es bildet sich eine Verarmungszone (grauer Bereich), b) Dotierungskonzentration, c) Raumladungsdichte, d) Ladungsträgerdichte, e) elektrisches Feld, f) elektrisches Potential [Pei92].

$$\Phi(x) = -\frac{qN_{eff}}{2\epsilon\epsilon_0}(x-W)^2$$
(2.7)

und das maximale elektrische Feld

$$E(x=0) = -\frac{qN_{eff}}{\epsilon\epsilon_0}W.$$
(2.8)

Legt man am p-Silizium ein im Vergleich zum n-Silizium positives Potential an, verkleinert sich die Verarmungszone. Bei der Spannung V_D zwischen p- und n-dotiertem Silizium ist die Verarmungszone ganz verschwunden. Bei noch höheren Spannungen betreibt man eine gewöhnliche Diode in Durchlassrichtung und erzielt hohe Ströme.

Im Folgenden wird der Betrieb eines Detektors beschrieben. An diesen legt man, im Gegensatz zur Diode, eine negative Spannung an, die Biasspannung V_{bias} genannt wird.

Dabei verstärkt sich das elektrische Feld am pn-Übergang und vergrößert sich die Verarmungszone. Direkt am pn-Übergang (x = 0) addieren sich V_D und V_{bias} auf und man erhält für die Verarmungstiefe

$$W(V_{bias}) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q|N_{eff}|}(V_{bias} + V_D)} \quad \text{für} \quad W \le d.$$
(2.9)

Die Spannung, bei der die Verarmungstiefe den ganzen Detektor umfasst, nennt man Verarmungsspannung oder auch Depletionsspannung V_{dep} und den Detektor nennt man vollverarmt. Für die Verarmungsspannung (W = d) erhält man aus Gleichung 2.9

$$V_{dep} = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} |N_{eff}| d^2 - V_D, \qquad (2.10)$$

wobei die Diffusionsspannung V_D oft vernachlässigt wird, da sie in Silizium gewöhnlicherweise 0,7 V beträgt und so mehr als eine Größenordnung kleiner als die Verarmungsspannung ist. Bei der Herleitung wurde ein abrupter Übergang von der Raumladungszone zum nicht verarmten Bereich angenommen. Bei einer realeren Betrachtung würde die Gleichung 2.10 leicht modifiziert werden [Sze81].

Mit der Fläche A des Detektors ergibt sich die Raumladung $Q = qN_{eff}AW$, aus der sich die dynamische Kapazität

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dW}\frac{dW}{dV}$$
(2.11)

berechnen lässt. Durch Ableiten der Gleichung 2.9 erhält man

$$C(V_{bias}) = A \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 q |N_{eff}|}{2(V_{bias} + V_D)}} = \epsilon \epsilon_0 \frac{A}{W(V_{bias})} \quad \text{für} \quad V_{bias} \le V_{dep}.$$
(2.12)

Bei einer Biasspannung, die größer als die Verarmungsspannung ist, bleibt die Kapazität weitestgehend konstant. Bei Vernachlässigung der Verunreinigungen entspricht die effektive Dotierungskonzentration N_{eff} der Elektronendichte n im n-Typ Silizium, während N_{eff} der Löcherdichte p im p-Typ Silizium entspricht. Wird zudem die Diffusionsspannung vernachlässigt, kann man die Kapazität mit der Resistivität (Gleichung 2.3) in Verbindung setzen:

$$C(V_{bias}) \propto \sqrt{\frac{1}{\rho V_{bias}}}$$
 für $V_{bias} \leq V_{dep}$. (2.13)

Durch eine in Sperrrichtung betriebene Diode fließt ein kleiner Strom, der Leckstrom I_L genannt wird. In einer idealen Diode ist dies nur der Sättigungsstrom I_S , der durch Diffusion von Ladungsträgern aus dem nicht verarmten Bereich in die Raumladungszone herrührt. In einer realen Diode befinden sich Verunreinigungen, Störstellen und Oberflächendefekte, die für den dominierenden Generationsstrom I_{bulk} (Bulk Generation Current) verantwortlich sind. Die Defekte erzeugen kontinuierlich Elektron-Loch-Paare, die im elektrischen Feld getrennt werden und somit einen Strom durch den Detektor bilden.

An der Schnittkante zwischen dem Silizium und dem Siliziumdioxid können zusätzlich Oberflächenströme fließen.

 I_{bulk} erhält seinen Beitrag aus den Defekten der Raumladungszone und ist proportional zum Volumen, sodass aufgrund der konstanten Kotaktfläche

$$I_{bulk} \propto W \propto \sqrt{V_{bias}}$$
 für $V_{bias} \le V_{dep}$ (2.14)

gilt. Für $V_{bias} > V_{dep}$ ist der Leckstrom theoretisch konstant, doch kann sich der Leckstrom wegen Randeffekten am Detektor noch gering erhöhen. Bei sehr hohen Biasspannungen kann es zu einem elektrischen Durchbruch kommen. Ihn erkennt man am plötzlich starken Anstieg des Leckstroms. Ein Detektor sollte nicht in diesem unkontrollierbaren Spannungsbereich arbeiten, da dort nicht seine normale Funktionalität gewährleistet ist.

Die kontinuierliche Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren ist stark temperaturabhängig und hängt linear von der intrinsischen Ladungsträgerdichte n_i ab. Aus deren Temperaturabhängigkeit (Gleichung 2.1) kann man errechnen, dass eine Temperaturerhöhung um ungefähr 8 Kelvin bei Raumtemperatur den Leckstrom bereits verdoppelt.

2.3 Funktionsweise von Halbleiterdetektoren

Ein Halbleiterdetektor ist eine Diode, die in Sperrrichtung betrieben wird. Der verarmte Bereich dient als Festkörper-Ionisationskammer, in der die durchfliegenden Teilchen nachgewiesen werden. In der Verarmungszone sind keine freien Ladungsträger vorhanden, weil diese durch das elektrische Feld aus der Raumladungszone driften. Die thermisch erzeugten Elektron-Loch-Paare werden im elektrischen Feld der Raumladungszone getrennt und erzeugen den Leckstrom. Wenn nun ein Teilchen durch die verarmte Zone fliegt und dabei Ladung erzeugt, kann diese Ladung am pn-Übergang gesammelt und ausgelesen werden. Im neutralen, nicht verarmten Bereich werden die erzeugten Elektron-Loch-Paare jedoch nicht getrennt und rekombinieren mit den freien Ladungsträgern. Deshalb ist es wichtig, den Detektor vollverarmt zu betreiben, damit die erzeugte Ladung nicht im neutralen Bereich verloren geht. Der Prozess der Ladungserzeugung bei einem Teilchendurchflug ist in Abschnitt 2.5 erklärt.

Um den Herausforderungen an Hochenergieexperimenten gerecht zu werden, haben die Halbleiterdetektoren ein spezielles Design. Der pn-Übergang wird auf der einen Seite mit geringer Fremdatomkonzentration und auf der anderen mit sehr hoher Fremdatomkonzentration erzeugt. So ein Übergang wird p⁺-in-n bei n-Typ-Sensoren und n⁺-in-p bei p-Typ-Sensoren genannt, wobei das ⁺ dem Material mit der hohen Konzentration zuzuordnen ist. Das stark dotierte Material ragt aufgrund der Prozessierung nicht tief in den Detektor hinein. Das schwächer dotierte Material besitzt nach Gleichung 2.9 eine große Raumladungszone, die als aktives Volumen zum Sammeln erzeugter Ladung dient.

Die Dicke von gewöhnlichen Siliziumstreifendetektoren beträgt ungefähr $300 \,\mu$ m. Dickere Detektoren haben den Nachteil, dass sie eine größere Verarmungsspannung besitzen und der Leckstrom größer wird (Gleichung 2.14). Bei zu dünnen Detektoren ist das Signal kleiner und die Kapazität größer (Gleichung 2.12), was zu einem schlechteren Signal-zu-Rauschen Verhältnis führt. Die Oberfläche A kann in einem größeren Bereich variiert werden. Sie besitzt ein Größe von wenigen mm^2 bis hin zu vielen cm^2 . Zu Testzwecken werden kleine Flächen aus Kostengründen bevorzugt, während für den Einsatz am ATLAS-Detektor große Flächen benötigt werden.

Um eine bessere Ortsauflösung zu erlangen, wird das stark dotierte Material segmentiert. Die einzelnen Segmente werden zudem mit Metall überzogen, sodass an diesen Segmenten die erzeugte Ladung ausgelesen werden kann. Bei Pixel-Sensoren bilden die einzelnen Auslesebereiche ein Gitter, während bei Streifendetektoren die Oberfläche in viele parallele Streifen aufgeteilt wird. Der Abstand zwischen den einzelnen Streifen (*Pitch*) wird am LHC hauptsächlich zwischen 60 μ m und 100 μ m gewählt.

Der Querschnitt eines vereinfacht dargestellten n-Typ-Siliziumdetektors bei Betrieb ist in Abbildung 2.2 skizziert. Im großen, aktiven Volumen des n-Siliziums ist ein p⁺-Siliziumsegment eingebettet. Die Auslese erfolgt durch die Metallisierung auf dem einzelnen Segment. Zur Passivierung befindet sich Siliziumdioxid (SiO_2) auf der Oberfläche, das ein starker elektrischer Isolator ist. Zur Auslese ist der Auslesestreifen mit einem Kopplungskondensator (*Coupling Capacitor*) verbunden, auf den ein Vorverstärker (*Preamplifier*) folgt. Die komplette Unterseite ist, wie bei den meisten Halbleiterdetektoren, stark dotiert und mit einem ohm'schen Kontakt belegt. Das hat den Vorteil, dass man die ganze Unterseite auf das gleiche Potential legen kann, um im aktiven Volumen ein homogenes elektrisches Feld zu erzeugen. Gesammelt werden also nur Elektronen oder Löcher, jedoch tragen durch die Drift zur jeweiligen Elektrode beide zum Signal bei.



Abbildung 2.2: Schema eines n-Typ-Siliziumstreifendetektors mit Kopplungskondensator und Vorverstärker [Ros06].

In der Abbildung ist zudem ein Teilchendurchgang durch einen Pfeil dargestellt. Entlang seiner Trajektorie bilden sich Elektron-Loch-Paare, die durch das elektrische Feld getrennt werden. Die Löcher driften entlang der elektrischen Feldlinien auf das p⁺-Segment zu, während sich die Elektronen auf die n⁺-dotierte Unterseite zu bewegen. In einem pTyp-Sensor werden stattdessen Elektronen an den Auslesestreifen gesammelt.

2.4 Rauschen

Die im Auslesestreifen gesammelte Ladung ändert sich fortwährend, auch wenn kein Teilchendurchgang stattgefunden hat. Es existieren immer Quellen statistischer Fluktuationen von Elektronen und Löchern, die an die Auslesestreifen gelangen. Diese Fluktuationen nennt man Rauschen und sind nicht erwünscht, da sie das gemessene Signal verfälschen. Ist das Rauschen höher als das Signal durch ein ionisierendes Teilchen, kann man zwischen beiden Signalen nicht mehr unterscheiden. Eine wichtige Größe zur Charakterisierung von Detektoren ist daher das Signal-Rausch-Verhältnis (*Signal-to-Noise Ratio*, SNR). Es sollte weit größer als eins sein, um einen Treffer zuverlässig identifizieren zu können.

Das Rauschen wird oft in Equivalent Noise Charge (ENC) ausgedrückt und gibt die Standardabweichung der statistischen Fluktuation als Ladung an. Die verschiedenen Quellen, die zum Rauschen beitragen, sind die Ladekapazität C_d , der Leckstrom I_L , der Parallelwiderstand R_P und der Serienwiderstand R_S im Inneren des Detektors. Sie addieren sich quadratisch zu einem Gesamtrauschen

$$ENC = \sqrt{ENC_{C}^{2} + ENC_{L}^{2} + ENC_{R_{P}}^{2} + ENC_{R_{S}}^{2}}.$$
 (2.15)

Der Parallelwiderstand bezeichnet den Biaswiderstand auf dem Detektor, während der Serienwiderstand den Widerstand der Metallisierung angibt. Beide verursachen ein thermisches Rauschen (ENC_{R_P} bzw. ENC_{R_S}) auf Grundlage der thermischen Fluktuationen und werden bei steigenden Temperaturen größer. Zum Gesamtrauschen leisten sie aber nur einen kleinen Beitrag.

Der Leckstrom verursacht das sogenannte Schrotrauschen durch die statistische Fluktuation der Ladungsträger. Dessen Rauschen [Har09]

$$ENC_L = \frac{e}{2} \sqrt{\frac{I_L \cdot t_p}{q}} \tag{2.16}$$

hängt auch von der Zeit t_p (*Peaking Time*) ab, in der die Ladung am Auslesestreifen integriert wird. *e* bezeichnet die Euler'sche Zahl. Im unbestrahlten Zustand ist der Einfluss des Schrotrauschens gering, doch im bestrahlten Zustand ist der Leckstrom höher und der Einfluss auf das Gesamtrauschen steigt.

Die Ladekapazität setzt sich aus der Kapazität zwischen Streifen und Rückseite und der Kapazität zwischen den einzelnen Streifen (*Interstrip Capacity*) zusammen. Deren Rauschen ENC_C hat meist den bedeutendsten Anteil am Rauschen und zeigt die lineare Abhängigkeit

$$ENC_C = a + b \cdot C_d, \tag{2.17}$$

wobei a und b auslesespezifische Paramenter sind.

Eine weitere, externe Rauschquelle ist das Gleichtaktrauschen (*Common Mode Noise*). Dieses Rauschen wird durch die Ausleseelektronik verursacht, indem es mit dem Sensor rückkoppelt oder Störfrequenzen einstrahlt. Die einzelnen Kanäle zeigen untereinander ein korreliertes Verhalten. Meistens äußert sich das Gleichtaktrauschen in einer Änderung der Signalhöhe um den gleichen Betrag in allen Kanälen. Im Gegensatz zu statistischem Rauschen kann das Gleichtaktrauschen durch einen passenden Algorithmus in der Analyse unterdrückt werden. Gute Erdung, bessere Kabelisolierungen und Vermeidung von Störquellen helfen, das Gleichtaktrauschen zu vermindern.

Um das Gesamtrauschen gering zu halten, muss die Kapazität klein sein (Gleichung 2.17). Das erreicht man durch Betreiben des Detektors bei Vollverarmung, die bei einer höheren Resistivität (siehe Gleichung 2.13) schon bei einer niedrigeren Spannung statt findet. Auch das spezielle Design des Detektors hat Einfluss auf das Rauschen, da die Kapazität nach Gleichung 2.12 im vollverarmten Zustand lediglich durch geometrische Faktoren bestimmt wird.

Das Rauschen der Detektoren ändert sich durch hohe Bestrahlung. Ionisierende Strahlung erzeugt Ladung in der SiO_2 -Schicht und erhöht somit die *Interstrip Capacity*. Wird aufgrund der Strahlenschäden die Verarmungsspannung so hoch, dass sie mit der Biasspannung nicht mehr erreicht werden kann, führt der nicht verarmte Bereich zu einer weiteren Erhöhung der Kapazität. Das Hauptproblem, dass das SNR kleiner wird, liegt jedoch nicht an der Erhöhung des Rauschens, sondern an der Abnahme des Signals. Die Strahlenschäden und deren Folgen werden im kommenden Kapitel 3 genauer untersucht.

2.5 Energiedeposition von geladenen Teilchen in Materie

Den Durchgang eines geladenen Teilchens durch Materie kann man durch zwei Merkmale charakterisieren. Zum einen durch den Energieverlust des Teilchens, zum anderen durch die Ablenkung von der ursprünglichen Teilchenbahn. Diese Effekte werden durch folgende Prozesse verursacht [Leo94]:

- Inelastischer Stoß mit den Elektronen der Atomhülle
- Elastische Streuung am Kern
- Emission von Cherenkovstrahlung
- Kernreaktionen
- Bremsstrahlung.

Die geladenen Teilchen teilt man in drei Klassen ein, denn je nach Masse und Energie der Teilchen treten andere Effekte auf. Bei den leichten, geladenen Teilchen dominiert die Bremsstrahlung, wenn diese Energien höher als eine bestimmte kritische Energie haben. In diese Klasse teilt man die Elektronen und Positronen ein. In die Klasse der schweren Teilchen gehören die Myonen, Pionen, Protonen und weitere leichte Kerne. Für diese

2 Halbleiterdetektoren

Teilchen haben die ersten beiden Prozesse den größten Einfluss auf eine Teilchendurchquerung, wobei diese Prozesse für alle Klassen eine Rolle spielt. Auf die Klasse der sehr schweren Teilchen, zu der Schwerionen gehören, wird nicht weiter eingegangen.

Bei der elastischen Streuung wird das ankommende Teilchen abgelenkt, jedoch verliert es dabei keine Energie. Der größte Energieverlust tritt beim inelastischen Stoß auf. Kollidiert ein Teilchen mit dem Hüllenelektron, so führt der Energieübertrag zur Ionisation oder Anregung des Atoms. Wird dem Elektron dabei so viel Energie übertragen, dass es zu einer sekundären Ionisation kommt, nennt man dieses Elektron auch δ -Elektron.

Fliegt ein Teilchen durch Materie, finden viele der genannten Prozesse statt, dass eine statistische Behandlung nötig ist. Es wird der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx angegeben, um die Auswirkung eines Teilchendurchgangs beschreiben zu können. Die Bethe-Bloch-Gleichung gibt diesen Zusammenhang wieder und ist der grundlegende Ausdruck für Energieverlust geladener Teilchen in Materie [Leo94]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right].$$
 (2.18)

Dabei sind r_e der klassische Elektronenradius, m_e die Elektronenmasse, N_a die Avogadrozahl, I das effektive Ionisationspotential, Z die Kernladungszahl, A die Massenzahl und ρ die Dichte des Absorbers, z die Ladung des einlaufenden Teilchens in Einheit Elektronen, $\beta = \frac{v}{c}$ die Geschwindigkeit v normiert auf die Lichtgeschwindigkeit $c, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ und W_{max} der maximale Energieübertrag bei einem einzelnen Stoß.

Der Verlauf des Energieverlusts nach der Bethe-Bloch-Gleichung ist in Abbildung 2.3 exemplarisch für Argon dargestellt. Aufgetragen ist der Energieverlust gegen das Produkt $\beta \gamma = \frac{p}{mc}$, wobei p für den Impuls und m für die Masse des einlaufenden Teilchens steht. Im gleichen Material hängt der Energieverlust nur von der Geschwindigkeit β und der Ladung q des Teilchens ab. Außerdem liegt das Minimum der Kurve für fast alle Materien ungefähr bei $\beta \gamma \approx 4$. Diese Teilchen, bei denen der Energieverlust minimal ist, nennt man minimal ionisierende Teilchen (*Minimum Ionizing Particles*, MIP).

Da die Bethe-Bloch-Gleichung nur eine Näherung ist, können weitere Korrekturen in die Gleichung eingebaut werden. Wichtige Korrekturen sind die Dichte- und die Schalenkorrektur, die bei hohen bzw. niedrigen Energien zum Tragen kommen. Bei sehr niedrigen Energien stimmen die gemachten Annahmen zur Herleitung nicht mehr, sodass die Gleichung keine Gültigkeit mehr besitzt.

Für Elektronen und Positronen muss die Bethe-Bloch-Gleichung modifiziert werden. Aufgrund ihrer geringen Masse werden sie bei der Kollision abgelenkt, wodurch diese Annahme der Bethe-Bloch-Gleichung nicht mehr haltbar ist. Bei den einlaufenden Elektronen spielt zudem die Ununterscheidbarkeit zu den Hüllenelektronen eine Rolle. Für den gesamten Energieverlust muss zum Energieverlust durch inelastischen Stoß der Energieverlust durch Bremsstrahlung addiert werden. Beim Abbremsen vom Elektron oder Positron im elektrischen Feld der Kerne wird elektromagnetische Strahlung, die Bremsstrahlung, ausgesandt und der Energieverlust vergrößert. Weil für den Wirkungsquerschnitt der Bremsstrahlung $\sigma \propto 1/m^2$ gilt, haben andere geladene Teilchen mit ihrer relativ großen Masse einen vernachlässigbaren Anteil. Erst ab einer kritischen Energie



Abbildung 2.3: Energieverlust durch Ionisation nach Bethe-Bloch in Argon in Abhängigkeit von $\beta \gamma = p/mc$, normiert auf den minimalen Wert $(dE/dx)_0$. Die verschiedenen Linien stehen für unterschiedliche Korrekturen [Kle05].

 E_c dominiert die Bremsstrahlung den Energieverlust durch Ionisation. Für Silizium beträgt die kritische Energie $E_c = 53 \text{ MeV}$, berechnet nach einer Näherungsformel für die kritische Energie [Leo94]:

$$E_c \approx \frac{800 \,\mathrm{MeV}}{Z+1,2}.$$
 (2.19)

Der Verlauf der Energieverlustkurve für Elektronen ist bei Energien unter E_c ähnlich zur Kurve der Bethe-Bloch-Gleichung und in Abbildung 2.4 dargestellt. Aus der Grafik lässt sich herauslesen, dass Elektronen bei einer kinetischen Energie von 1 - 2 MeV als MIPs bezeichnet werden können. Das Verhalten von Elektronen in Silizium lässt sich mit dem Verhalten von Aluminium vergleichen und somit aus der Abbildung entnehmen.

Wenn ein geladenes Teilchen einen Siliziumdetektor durchquert, so ionisiert es entlang seiner Spur. Durch die Ionisation bilden sich Elektron-Loch-Paare, die schlauchförmig mit einer Breite von etwa 1 μ m um die Spur entstehen. Zur Erzeugung eines solchen Paares wird durchschnittlich eine Energie von 3,68 eV bei Raumtemperatur benötigt. Dieser Wert ist größer als die Energie der Bandlücke, weil der andere Teil der Energie an die Gitterphononen abgegeben wird .Bestimmt man den Energieverlust durch den kompletten Detektor, so erhält man die mittlere Gesamtzahl der Elektron-Loch-Paare, die bei einem Teilchendurchgang erzeugt wird. Insbesondere gilt für den wahrscheinlichsten Wert der Gesamtladung Q (in Einheit Elektronen) bei einer Dicke d (in Einheit μ m) des Siliziumdetektors bei Durchquerung eines MIPs [Bic88]

$$Q(d) = \frac{d \cdot (190 + 16,3 \ln d)}{3,68} \quad [e^{-}], \tag{2.20}$$

2 Halbleiterdetektoren



Abbildung 2.4: Energieverlust von Elektronen in Aluminium und Polyethylen aufgetragen gegen deren kinetische Energie [Chi04].

solange für die Dicke 110 μ m $\leq d \leq 3000 \mu$ m gilt. Demnach wird bei einer Detektordicke von 285 μ m am wahrscheinlichsten eine Ladung $Q = 21850 e^-$ erzeugt. Wird dieser Detektor im unbestrahlten Zustand vollverarmt betrieben, dann sollte er auch diese Ladung an seinen Auslesestreifen sammeln.

Verliert ein Teilchen all seine Energie und wird im Detektor absorbiert, dann kann man aufgrund der gesammelten Ladung seine vorherige Energie bestimmen. Da an LHC-Experimenten die auftretenden Teilchenenergien der interessanten Teilchen groß sind (Minimum $\sim 100 \text{ MeV}$) und die Spurendetektoren eine geringe Dicke aufweisen, verlieren hier die Teilchen nur einen Teil ihrer Energie. Eine Energiebestimmung ist daher nicht möglich, sondern es wird nur festgestellt, ob und an welchem Streifen ein Teilchen den Detektor durchquert hat.

Bisher wurde der mittlere Energieverlust bei einer Teilchendurchquerung des Detektors betrachtet. Bei einem einzelnen Ereignis weicht der Energieverlust jedoch vom mittleren Energieverlust ab. Der unbestimmte Energieübertrag bei jedem Stoß sorgt für diese statistischen Fluktuationen. Bei dicken Absorbern ist die Energieverteilung nach dem Zentralen Grenzwertsatz determiniert. Wegen der genügend großen Anzahl an Kollisionen, folgt das Teilchen einer Gauß-förmigen Energieverteilung um den mittleren Energieverlust.

Für Siliziumstreifendetektoren gilt diese Annahme aber nicht, weil die Anzahl an Stößen zu gering ist. Durch die möglichen hohen Energieüberträge bei der Kollision ergibt sich eine asymmetrische Verteilung, die Landau-Verteilung. Sie ist in Abbildung 2.5 skizziert und weist den charakteristischen Ausläufer bei hohen Energien auf. Ursache der hohen Energien sind die hochenergetischen δ -Elektronen, die durch Sekundärionisation weitere Energie im Detektor deponieren. Deswegen befindet sich der mittlere Energieverlust bei höheren Energien als der wahrscheinlichste Energieverlust. Da bei einer gemessenen Energieverteilung der wahrscheinlichste Energieverlust leichter zu bestimmen ist als der mittlere, dient dieser besser als Referenz zur Charakterisierung eines Detektors.



Abbildung 2.5: Landau-Verteilung des Energieverlusts in einem dünnen Absorber. Der mittlere Energieverlust liegt bei einer höheren Energie als der wahrscheinlichste aufgrund der δ -Elektronen [Leo94].

2 Halbleiterdetektoren

3 Strahlenschäden und Strahlenhärte

Wird ein Detektor über lange Zeit starker Strahlung ausgesetzt, so entstehen an diesem Schäden, die die Leistungsfähigkeit des Detektors verringern. Diese Strahlenschäden werden genauer untersucht, um die Voraussetzungen zur Konstruktion für strahlenharte Detektoren zu legen. Um Strahlenschäden, die durch verschiedene Teilchen mit unterschiedlichen Energien verursacht wurden, charakterisieren zu können, wird in diesem Kapitel die Skalierungshypothese des nicht ionisierenden Energieverlusts vorgestellt. Bei sehr hochbestrahlten Detektoren tritt das Phänomen der Ladungsmultiplikation (*Charge Multiplication*) auf, die bei Spurdetektoren bisher nicht in Betracht gezogen wurde. Deren Zustandekommen und Funktionsweise wird erläutert.

3.1 Strahlenschäden

Bei einem Siliziumdetektor treten nach einer hohen Bestrahlung Schäden an der Oberfläche und innerhalb des Detektors auf, jedoch unterscheiden sich diese beiden Schäden. Oberflächenschäden entstehen durch ionisierende Wechselwirkungen, indem im Siliziumdioxid Elektronen freigesetzt werden, die aus der Schicht nicht herauskommen können. Es bildet sich an der Kontaktoberfläche zum Silizium eine leitende Schicht aus Elektronen, die für p-Typ-Sensoren ein Problem darstellen, weil dadurch die n-dotierten Elektroden kurzgeschlossen werden.

Starke Schäden innerhalb des Siliziums beeinträchtigen die Funktionsfähigkeit als Spurdetektor und müssen genauer betrachtet werden. Verursacht werden die Schäden hauptsächlich durch Hadronen oder hochenergetische Leptonen, indem diese ein Atom aus dem Siliziumgitter schießen. An diesem Gitterplatz bleibt eine Leerstelle (*Vacancy*) übrig, während das herausgeschlagene Atom einen Zwischengitterplatz (*Interstitial*) einnimmt. Dieser Prozess findet nicht-ionisierend statt.

Das herausgeschlagene Atom kann durch den Stoß soviel Energie übertragen bekommen haben, dass es entlang seines Weges ionisiert oder weitere Atome aus dem Gitter schlägt. Wenn dieses Atom seine restliche kinetische Energie verliert, verursacht es eine hohe Dichte an Punktdefekten, die in Clustern zusammengefasst sind. Die Simulation eines möglichen Pfads des herausgeschlagenen Atoms ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Die zur Schädigung des Detektors relevanten Effekte sind die Punktdefekte entlang des Weges und die Cluster am Ende der Reichweite von herausgeschlagenen Atomen, während ionisierende Effekte keine Veränderungen im Kristallgitter hervorrufen.

Cluster werden hauptsächlich durch Hadronen erzeugt, während leichte Teilchen nur Punktdefekte bilden. Vacancy und Interstitial sind im Silizium sehr mobil und können durch das Gitter wandern. Auf ihrem Weg können sie sich wieder aufheben, sodass kein Schaden im Material entsteht. Jedoch können dabei auch weitere Schäden entstehen,



Abbildung 3.1: Monte-Carlo-Simulation eines herausgeschlagenen Atoms mit einer Energie von ursprünglich 50 keV in 2D. Man erkennt die Punktdefekte entlang seines Wegs und Cluster am Ende eines Pfads [van80].

indem sie z. B. mit Fremdatomen Punktdefekte bilden oder sich zwei *Vacancies* zu einem Di-*V*acancy-Komplex zusammenschließen.

Die mikroskopischen Defekte im Silizium haben einen hohen Einfluss auf die makroskopischen elektrischen Größen. Die wichtigsten Effekte der Strahlenschäden sind die Erhöhung des Leckstroms, die Erniedrigung der Ladungssammlung und die Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration und werden im Folgenden genauer erklärt:

3.1.1 Erhöhung des Leckstroms

Der Leckstrom I_L wird durch thermisch erzeugte Elektron-Loch-Paare im verarmten Bereich generiert. Durch Strahlungseffekte bilden sich in der Bandlücke des Halbleiters neue Energieniveaus, die durch Elektronen und Löcher besetzt werden können. Diese Energieniveaus, die sich in der Mitte der Bandlücke befinden, werden tiefe Störstellen genannt und bilden Rekombinationszentren. In diesen können sowohl Elektronen als auch Löcher eingefangen und wieder freigegeben werden. Die dabei entstandenen Elektron-Loch-Paare erhöhen den Leckstrom, der insbesondere von der Fluenz Φ abhängt:

$$I_L = \alpha \Phi V. \tag{3.1}$$

Hierbei bezeichnet V das Detektorvolumen und α ist die Proportionalitätskonstante, die als Schädigungskonstante des Leckstroms dient. Der lineare Zusammenhang, auch für unterschiedliche Detektormaterialien, ist in Abbildung 3.2 ersichtlich.



Abbildung 3.2: Abhängigkeit des Leckstroms ΔI von der Strahlungsdosis, normiert auf das Volumen [Mol99].

Der Leckstrom kann aufgrund seiner Temperaturabhängigkeit (siehe Abschnitt 2.2) durch Kühlung verringert werden. Das ist bei hochbestrahlten Sensoren nötig, weil ein großer elektrischer Strom viel Wärme erzeugt, die abtransportiert werden muss. Ist der Strom zu groß, erwärmt sich der Sensor, wodurch der Leckstrom ansteigt und noch mehr Wärme erzeugt wird. Diese positive Rückkopplung (*Thermal Runaway*) gilt es zu verhindern, um den Detektor nicht durch zu hohen Strom irreversibel zu schädigen. Der Anstieg des Leckstroms beeinflusst nicht die Funktionstüchtigkeit am sLHC, solange das Rauschen niedrig bleibt und für ausreichend Kühlung gesorgt wird.

3.1.2 Verringerung der Ladungssammlungseffizienz

Nach einer Teilchendurchquerung entstehen im Detektor Elektron-Loch-Paare, die im elektrischen Feld getrennt und an den Auslesestreifen gesammelt werden. In einem Halbleiterdetektor ist die Zeit, in der die Ladungsträger zur Elektrode driften, wenige Nanosekunden kurz. Bei bestrahlten Sensoren können Defekte, die Energieniveaus in der Bandlücke nahe dem Valenz- oder Leitungsband erzeugen (sogenannte flache Störstellen), die Ladungsträger einfangen. Diesen Vorgang nennt man *Trapping*. Die gefangenen Ladungsträger werden nach einer gewissen Zeit freigegeben, jedoch können sie dann meist nicht mehr dem ursprünglichen Ereignis zugeordnet werden und fehlen in dessen gesammelter Ladung.

Das Trapping wird durch die effektive Trappingzeit τ_{eff} charakterisiert. Sie gibt die mittlere Zeit an, in der der sich im Silizium bewegende Ladungsträger gefangen wird. Durch Strahlungsschäden verringert sich die Trappingzeit und hängt mit der Strahlendosis Φ zusammen [Bat05]:

$$\frac{1}{\tau_{eff}} = \beta_{e,h} \Phi. \tag{3.2}$$

 $\beta_{e,h}$ ist ein experimentell zu bestimmender Proportionalitätsfaktor für Elektronen *e* bzw. Löcher *h*. Er ist vom Detektormaterial unabhängig und nimmt nach [Kra02] die Werte $\beta_e = (4,2\pm0,3)\cdot10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$ und $\beta_h = 6,1\pm0,3\cdot10^{-16} \text{ cm}^2/\text{ns}$ an. Weil der Proportionalitätsfaktor für Löcher größer als für Elektronen ist, haben die Elektronen eine geringere Trappingwahrscheinlichkeit.

Durch *Trapping* wird bei jedem Ereignis weniger Ladung gesammelt, als im Halbleiter deponiert wurde. Die Charakteristik des Detektors verschlechtert sich und kann durch die Ladungssammlungseffizienz (*Charge Collection Efficiency*, CCE) beschrieben werden. Sie ist definiert als die gesammelte Ladung geteilt durch die im Detektor deponierte Ladung. Für unbestrahlte Detektoren sollte die CCE bei Vollverarmung bei eins liegen und für höhere Fluenzen abnehmen. Die Ladungssammlung gibt Informationen über die Signalhöhe und spielt eine entscheidende Rolle beim Signal-Rausch-Verhältnis.

3.1.3 Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration

Die effektive Dotierungskonzentration gibt die Differenz von Donatorkonzentration N_D und Akzeptorkonzentration N_A im aktiven Volumen an. Damit N_{eff} positiv bleibt und für sowohl p-Typ- als auch n-Typ-Materialien verwendet werden kann, wird in Bezug auf V_{dep} der Betrag der Differenz genommen. Aus Gleichung 2.10 erhält man bei Vernachlässigung der Diffusionsspannung V_D den Zusammenhang zwischen Verarmungsspannung V_{dep} und N_{eff} :

$$|N_{eff}| = |N_D - N_A| = \frac{2\epsilon\epsilon_0}{qd^2} V_{dep}.$$
(3.3)

Strahlenschäden verändern jedoch die Dotierungskonzentration und damit die Verarmungsspannung. Die Defekte erzeugen neue Energieniveaus in der Bandlücke, die zum Teil neue Donatoren und Akzeptoren generieren, aber auch Donatoren und Akzeptoren neutralisieren. Es zeigt sich, dass die Effekte dominieren, in denen die Akzeptorkonzentration relativ zur Donatorkonzentration steigt. Dieses Ungleichgewicht wird durch *Vacancies* verstärkt, die mit Phosphoratomen Komplexe eingehen. Dadurch können die Phosphoratome nicht mehr zur Dotierung beitragen und die Anzahl an Donatoren wird geringer.

Bei p-Typ-Detektoren hat die Bestrahlung die Wirkung, dass die effektive Dotierungskonzentration steigt und die Verarmungsspannung größer wird. Bei n-Typ-Detektoren wird zunächst N_{eff} und somit die Verarmungsspannung kleiner. Nach weiterer Bestrahlung wird N_D sogar kleiner als N_A , wodurch aus dem n-Typ-Detektor ein p-Typ-Detektor wird. Dieser Effekt der Typinvertierung ist in Abbildung 3.3 verdeutlicht. Man erkennt dort die Verringerung von N_{eff} im n-Typ-Detektor bis zur Typinvertierung bei einer Fluenz von $\Phi_{eq} = 2 \cdot 10^{12} n_{eq}/\text{cm}^2$. Danach steigt N_{eff} genauso wie V_{dep} im typinvertiertem p-Typ-Detektor an.

Ein typinvertierter n-Typ-Detektor kann weiterhin als Spurdetektor verwendet werden. Jedoch tritt das Problem auf, dass der Detektor von der unsegmentierten Rückseite aus verarmt wird. Hat man den Detektor nicht vollverarmt, befinden sich die Auslesestreifen auf der Vorderseite im neutralen Bereich und können die erzeugte Ladung nicht sammeln.



Abbildung 3.3: Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration N_{eff} und somit der Verarmungsspannung U_{dep} nach Bestrahlung eines n-Typ-Detektors, die die Typinvertierung zur Folge hat [Wun92].

Man erhält zwar ein Signal von der Rückseite, aber es wird keine Ortsinformation weitergegeben. Deshalb können typinvertierte Detektoren nur vollverarmt betrieben werden, jedoch steigt die Verarmungsspannung mit der Strahlungsdosis stark an.

Bei unbestrahlten p-Typ-Sensoren kommt keine Typinvertierung vor, jedoch stellt auch hier die hohe Verarmungsspannung ein Problem dar. Im nicht vollverarmten Zustand geht Ladung im neutralen Bereich verloren und das Rauschen steigt an, wodurch sich die Leistung vom Detektor verschlechtert. Am sLHC werden voraussichtlich Biasspannungen bis maximal 500 V möglich sein, wodurch bei den zu erwarteten Fluenzen manche Detektoren an ihre Grenze stoßen.

3.2 NIEL-Skalierungshypothese

Die Bestrahlung mit verschiedenen Teilchen und Energien verursacht im Detektor unterschiedliche Schäden. Um die verschiedenen Arten der Bestrahlung besser vergleichen zu können, möchte man diese auf eine einzige Größe skalieren. Die Theorie des nicht ionisierenden Energieverlusts (*Non Ionizing Energy Loss*, NIEL) beschreibt eine solche Skalierung. Die Auswirkung der nicht ionisierenden Energieverluste sind in Abschnitt 3.1 beschrieben. Ionisierende Wechselwirkungen im Silizium sind vollkommen reversibel, führen daher nicht zu bleibenden Schäden und werden hier nicht weiter diskutiert.

Die Hauptannahme der NIEL-Hypothese ist, dass die Stärke der Schäden im Material linear mit der Energie skaliert, die dem herausgeschlagenen Atom übertragen wird. Der NIEL $dE/dx|_{\text{nicht ionisierend}}$ wird mit dem Wirkungsquerschnitt des Deplatzierungsschadens (*Displacement Damage Cross Section*) D(E) in Relation gesetzt:

$$D(E) = \frac{A}{N_A} \frac{dE}{dx}(E) \bigg|_{\text{nicht ionisierend}}.$$
(3.4)

Dabei sind A die molare Masse und N_A die Avogadrokonstante. D(E) beinhaltet alle möglichen Wechselwirkungen wie Coulomb-Wechselwirkung, Neutroneneinfang etc. und den Vorgang des Energieübertrags. Der NIEL wird in der Einheit keV·cm²/g und der *Displacement Damage Cross Section* in der Einheit MeV·mb angegeben, wobei die Einheit Barn, $1b = 10^{-24}$ cm², für kleine Wirkungsquerschnitte verwendet wird, die vor allem in der Teilchenphysik auftreten. Für Silizium gilt 100 MeV·mb \cong 2,144 keV·cm²/g. In Abbildung 3.4 ist D(E) für verschiedene Teilchen und Energien abgebildet und auf den Wirkungsquerschnitt für 1 MeV-Neutronen normiert.



Abbildung 3.4: Wirkungsquerschnitt des Deplatzierungsschadens D(E) für verschiedene Teilchen (Neutronen, Protonen, Elektronen und Pionen) und Energien. Normiert auf 95 MeVmb, die 1 MeV Neutronen verursachen. Das innere Fenster zeigt einen Ausschnitt bei hohen Energien [Mol99].

Bei niedrigen Energien ist D(E) für Neutronen und Protonen stark unterschiedlich. Die Coulomb-Wechselwirkung beim Proton hat einen viel größeren Wirkungsquerschnitt als der Neutroneneinfang beim Neutron. Zu hohen Energien hin spielen jedoch nur noch die Kernreaktionen eine Rolle, die für Protonen und Neutronen ähnlich sind. Im Experiment hat sich jedoch in den letzten Jahren gezeigt, dass bei sehr hohen Energien die Schäden von Protonen und Neutronen doch leicht unterschiedlich sind. Elektronen können erst ab einer Energie von 255 keV Elektron-Loch-Paare und ab 8 MeV Cluster bilden und verursachen deshalb bei niedrigeren Energien keine Schäden. In der Praxis werden die Strahlendosen von allen möglichen Teilchen und Energien auf die Strahlendosis von Neutronen mit 1 MeV kinetischer Energie skaliert. Nach der NIEL Hypothese können die Fluenzen Φ von verschiedenen Strahlungsquellen durch einen Faktor zur äquivalenten Fluenz von 1 MeV-Neutronen, Φ_{eq} , umgerechnet werden:

$$\Phi_{eq} = \kappa \Phi. \tag{3.5}$$

Diesen Proportionalitätsfaktor nennt man Härtefaktor κ , der von der Art der Teilchen und deren Energiespektrum abhängt. Fluenzen werden somit in der Einheit Neutronenäquivalent pro Fläche angegeben $\left(\frac{n_{eq}}{\text{cm}^2}\right)$. In Karlsruhe am Protonsynchrotron ergibt sich für die 26 MeV-Protonen zum Beispiel ein Härtefaktor von $\kappa = 1,6$.

3.3 Annealing

Durch Strahlenschäden entstehen Punktdefekte im Silizium, die sich im Material bewegen können. Die Migration der Punktdefekte ist von der Temperatur abhängig und wird durch höhere Temperaturen größer. Die Punktdefekte können sich nach einer bestimmten Zeit aufheben, wenn z. B. Interstitial und Vacancy aufeinander treffen. Die Verbesserung der Detektoreigenschaften aufgrund von thermischer Bewegung nennt man Ausheilen oder auch Annealing. Jedoch kann es auch vorkommen, dass sich Punktdefekte zu größeren Komplexen zusammenschließen, wenn sich z. B. aus zwei Vacancies ein Di-Vacancy bildet und die Charakteristik verschlechtern. Den negativen Beitrag durch die temperaturabhängige Migration nennt man Reverse Annealing. Ein weiterer Mechanismus des Annealings ist die Dissoziation von diesen Komplexen in seine Komponenten.

Durch Punktdefekte und Cluster wird die effektive Dotierungskonzentration um den Betrag ΔN_{eff} geändert. Mittels des Annealings kann man durch die Wahl der Annealing-Temperatur T_a bei einer Annealing-Zeit t selber darauf Einfluss nehmen. Das Verhalten der Dotierungsänderung nach eine Bestrahlung Φ_{eq} kann man mit [Mol99]

$$\Delta N_{eff}(\Phi_{eq}, t(T_a)) = N_A(\Phi_{eq}, t(T_a)) + N_C(\Phi_{eq}, t(T_a)) + N_Y(\Phi_{eq}, t(T_a))$$
(3.6)

beschreiben. Es wird in drei Komponente, nämlich N_A , N_C und N_Y , aufgeteilt. Folgende Bezeichnungen beziehen sich auf n-Typ-Detektoren N_A ist das Beneficial Annealing, also ein positiver Einfluss auf die Strahlenschäden. N_C beschreibt die stabilen Schäden, die sich durch Annealing nicht ändern, sondern nur von der Fluenz abhängen. Das Reverse Annealing ist in N_Y zusammengefasst. Die Zeit, in der das Annealing zu tragen kommt, ist für Beneficial und Reverse Annealing unterschiedlich. Für kurze Annealing-Zeiten dominiert das Beneficial Annealing, währen sich das Reverse Annealing erst nach einem längeren Zeitraum bemerkbar macht. In Abbildung 3.5 ist der zeitliche Verlauf einer Annealing-Serie bei 60°C und seine einzelnen Beiträge dargestellt. Nach einer anfänglichen Verbesserung der Detektorcharakteristik tritt für hohe Annealing-Zeiten der gegenteilige Effekt ein.

Beim Beneficial Annealing werden Akzeptoren ausgeheilt oder Donatoren generiert. Die effektive Dotierungskonzentration N_{eff} wird positiver, wodurch bei p-Typ-Silizium



Abbildung 3.5: Beneficial und Reverse Annealing bei einer Annealing-Kurve eines bestrahlten Detektors [Mol99].

die Verarmungsspannung geringer wird. Daher der Name *Beneficial Annealing*. N-Typ-Silizium wird hier nicht betrachtet, da bei hoher Bestrahlung n-Typ-Detektoren typinvertiert sind. Die *Annealing*-Kurve des *Beneficial Annealing* lässt sich als

$$N_A = \Phi_{eq} g_a e^{-\frac{t}{\tau_a}} \tag{3.7}$$

beschreiben. g_a ist die durchschnittliche Einführungsrate und τ_a die Zeitkonstante des Beneficial Annealing. Die Temperaturabhängigkeit ist in $\tau_a = \tau_a(T_a)$ eingebunden. Bei Temperaturen unter dem Nullpunkt ist das Annealing quasi eingefroren, während bei hohen Temperaturen das Annealing beschleunigt wird.

Der Langzeitterm hingegen begünstigt die Bildung einer negativeren Raumladung durch die Generierung von Akzeptoren und das Annealen von Donatoren. Für p-Typ-Silizium hat er einen negativen Einfluss auf die Verarmungsspannung und heißt deswegen umgekehrtes Annealing (Reverse Annealing). Für N_Y wurde eine empirische Parametrisierung gewählt [Mol99]:

$$N_Y(t) = N_\infty \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{t}{\tau_Y}} \right).$$
(3.8)

Dabei ist $N_{\infty} = g_Y \Phi_{eq}$ die *Reverse Annealing* Amplitude, g_Y eine weitere durchschnittliche Einführungsrate und τ_Y die entsprechende Zeitkonstante.

Den wichtigsten Teil der Strahlenschäden beschreibt N_C , da es nicht durch Temperaturänderungen beeinflusst werden kann und sein Betrag zeitlich konstant ist. N_C wird durch die sogenannte unvollständige Donatorenbeseitigung und die Entstehung stabiler Akzeptoren verursacht. Beide Terme werden addiert und man erhält

$$N_C = N_{C0}(1 - e^{-c\Phi_{eq}}) + g_c\Phi_{eq}.$$
(3.9)

Der Endwert der unvollständigen Donatorenbeseitigung wird N_{C0} genannt, c ist die Beseitigungskonstante und g_c eine weitere durchschnittliche Einführungsrate.

Annealing-Studien helfen, die Schäden am Detektor nach Bestrahlung besser zu verstehen. Die Parameter für die einzelnen Annealing-Beiträge können aus einem Fit an die Kurve der Anealing-Serie erhalten werden. Dabei ist beachten zu, dass N_A , N_Y und N_C voneinander abhängig sind und nicht alleine als Parameter stehen können.

Um Eigenschaften wie die Ladungssammlungseffizienz zu messen, empficht es sich jedoch, die Detektoren nicht zu annealen. Dadurch ist eine bessere Vergleichbarkeit der Ergebnisse möglich. Bestrahlte Detektoren werden aus diesem Grund bei niedrigen Temperaturen gelagert, um ungewolltes Annealing zu verhindern. Die Annealing-Zeit hängt von der Annealing-Temperatur ab und ist bei niedrigeren Temperaturen sehr viel größer, sodass bei Lagerung in einer Tiefkühltruhe angenommen werden kann, dass kein Annealing auftritt.

3.4 Ladungsmultiplikation

Aufgrund von *Trapping* nimmt das ausgelesene Signal am Detektor mit der Bestrahlung ab. Bei sehr hochbestrahlten Detektoren wurde aber beobachtet, dass das Signal nicht so stark abfällt wie erwartet. Es konnten zum Teil Ladungssammlungseffizienzen mit einem Wert größer als eins nachgewiesen werden, d. h. es wurde mehr Ladung ausgelesen als im Sensor deponiert wurde. Dieses Phänomen führt man auf die Ladungsvervielfachung (*Charge Multiplication*) zurück.

Ladungsvervielfachung in Halbleitern ist schon seit langer Zeit bekannt und wird zum Beispiel zur Signalverstärkung in Avalanche-Dioden verwendet. Als Voraussetzung zur Ladungsvervielfachung gilt ein sehr hohes elektrisches Feld, in dem sich Ladungsträger vervielfachen können. Detektoren an LHC-Experimenten sind nicht auf hohe elektrische Felder ausgelegt und im unbestrahlten Zustand wurde bisher keine Charge Multiplication beobachtet. Da mit der Bestrahlung auch die effektive Dotierungskonzentration N_{eff} zunimmt, erhöht sich somit das elektrische Feld in der Raumladungszone. Am pn-Übergang und insbesondere an spitzen Kanten der Elektrode werden durch Strahlenschäden so hohe elektrischen Felder erzeugt, dass Charge Multiplication auftreten kann. Durch das spezielle Design von 3D-Detektoren (siehe Abschnitt 4.2.1) besitzen diese besonders hohe

Der Vorgang bei Charge Multiplication ist in Abbildung 3.6 schematisch im Bändermodell dargestellt. Anhand der Steigung der intrinsischen Energie E_i wird die elektrische Feldstärke $\varepsilon_x = \frac{1}{q} \frac{\partial E_i}{\partial x}$ entlang der Ortsachse x ersichtlich. Der beschleunigte Ladungsträger wird durch die horizontale Linie dargestellt und dessen vertikaler Abstand zum Rand des Leitungsbands entspricht seiner kinetischen Energie.

Wird ein Elektron-Loch-Paar bei Position x_0 erzeugt, dann werden die Ladungsträger im elektrischen Feld beschleunigt. Durch Stöße (*Collisions*) mit dem Kristallgitter werden die Ladungsträger abgebremst und die kinetische Energie ans Gitter übertragen. Bei



Abbildung 3.6: Ladungsvervielfachung im Halbleiter anhand des Bändermodells. (a) Bei schwachem elektrischen Feld keine Ladungsvervielfachung. (b) Generierung weiterer Elektron-Loch-Paare im starken elektrischen Feld sorgt für Charge Multiplication [Lut99].

einem schwachen elektrischen Feld (Fall (a)) ist die übertragene Energie zu gering, um ein weiteres Elektron-Loch-Paar zu erzeugen. Dagegen reicht bei einem starken elektrischen Feld (Fall (b)) die Energie aus, um zwischen zwei Stößen ein Elektron-Loch-Paar zu generieren. Jeder einzelne Ladungsträger wird weiter beschleunigt und erzeugt mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit ein weiteres Elektron-Loch-Paar zwischen zwei Stößen. An die Ausleseelektroden gelangt somit mehr Ladung als es ohne *Charge Multiplication* der Fall wäre.

Die Erzeugung der Elektron-Loch-Paare erfolgt demnach mittels Stoßionisation und ist ein stochastischer Prozess. Entlang seines Weges erzeugt ein Ladungsträger mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit weitere Elektron-Loch-Paare. Das *Trapping* wirkt dem entgegen und fängt Ladung ein. Die durchschnittliche Anzahl an Ladungsträgern N_e , die durch einen bei x_0 entstandenen Ladungsträger am Ort x ankommen, lässt sich berechnen [Mik10]:

$$N_e(x_0, x) = exp\left[\int_{x_0}^x dx' \left(\alpha(E(x')) - \frac{1}{v(E(x')\tau)}\right)\right].$$
 (3.10)

 α ist der Stoßionisierungskoeffizient, v die Driftgeschwindigkeit und τ die Trappingzeit des Ladungsträgers. Diese drei Parameter sind für Elektronen und Löcher verschieden. Es zeigt sich, dass Löcher im Silizium für Ladungsvervielfachung größere Feldstärken brauchen und daher kaum zur *Charge Multiplication* beitragen.

Die Wahrscheinlichkeit, zwischen zwei Stößen neue Elektron-Loch-Paare zu erzeugen, hängt von der mittleren freien Weglänge der Ladungsträger im Silizium ab. Ist die mittlere freie Weglänge größer, so kann zwischen zwei Stößen mehr kinetische Energie aufgenommen werden und mit einer größeren Wahrscheinlichkeit die Ladung vervielfacht werden. Da die mittlere freie Weglänge temperaturabhängig ist, gilt dies auch für *Charge Multiplication*. Bei tieferen Temperaturen ist die mittlere freie Weglänge größer, da das Kristallgitter weniger Vibrationsenergie besitzt und das Teilchen ungehinderter durch das Silizium fliegen kann. Bei höheren Temperaturen ist dementsprechend die mittlere freie Weglänge und damit auch der Effekt der *Charge Multiplication* geringer.

Die hohen Feldstärken bewirken nicht nur positive Effekte. An Stellen hoher elektrischer Feldstärke können bei Anlegen einer hohen Biasspannung lokale Durchbrüche auftreten. Sie werden *Micro-Discharges* genannt und zeichnen sich durch kurzzeitige lokale Entladungen aus, die im Detektor bei einzelnen Kanälen durch hohes Rauschen sichtbar werden. *Micro-Discharges* finden bei steigender Biasspannung erst in kleinen Regionen statt, bevor sie sich auf den ganzen Detektor ausbreiten. Kanäle, in denen *Micro-Discharges* auftreten, sollten für die Signalmessung maskiert werden, weil sich der Vorverstärker meist in Sättigung befindet und die kurzzeitigen Entladungen als Ladung aus einem Teilchendurchgang fehlinterpretiert werden können. Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von *Micro-Discharges* kann durch ein entsprechendes Design der Elektroden verringert werden [Ohs96].

Wenn *Micro-Discharges* in einem großen Bereich des Detektors auftauchen und die Biasspannung weiter erhöht wird, so kann es zu einem harten elektrischen Durchbruch kommen, der den Detektor beschädigen könnte. Da die kurzzeitigen Entladungen verstärkt werden und in weiten Teilen des Detektors auftreten, kommt es aufgrund von Lawineneffekten zum Durchbruch. Der Zeitpunkt des Durchbruchs verschiebt sich bei Temperaturänderung, weil die Ladungsvervielfachung temperaturabhängig ist [Cro66]. Bei tieferen Temperaturen wird zwar das Signal weiter verstärkt, jedoch kann der elektrische Durchbruch früher erscheinen und verhindert die Nutzung der *Charge Multiplication*.

Der Leckstrom steigt bei Auftreten von *Charge Multiplication* an, weil die thermisch erzeugten Ladungsträger, die zum Leckstrom beitragen, auf die gleiche Weise vervielfacht werden. Dadurch weisen Signal und Leckstrom die gleiche Verstärkung auf, während das Rauschen gleich bleibt solange keine *Micro-Discharges* auftauchen. 3 Strahlenschäden und Strahlenhärte

4 Siliziumstreifendetektoren

Der erste Abschnitt befasst sich mit den Anforderungen an strahlenharte Siliziumstreifendetektoren, auf denen die Sensorherstellung basiert. Im Folgenden wird die Herstellung des Siliziums beschrieben. Auf die Fabrikation planarer Detektoren aus Silizium wird näher eingegangen. Das alternative Konzept der 3D-Sensoren zur Konstruktion strahlenhärterer Detektoren wird erklärt. Die im Rahmen dieser Diplomarbeit getesteten Detektoren werden vorgestellt.

4.1 Detektorherstellung

4.1.1 Anforderungen an strahlenharte Siliziumstreifendetektoren

Um eine optimale Prozessierung von Siliziumstreifendetektoren durchführen zu können, müssen die Anforderungen an die Detektoren bekannt sein. Diese werden durch den Betrieb am SLHC gesetzt. Der SLHC zeichnet sich durch eine hohe Luminosität L aus. Bei gegebenem totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} lässt sich daraus die Ereignisrate \dot{N} berechnen:

$$\dot{N} = \sigma_{tot} \cdot L. \tag{4.1}$$

Die Luminosität entspricht einer Teilchenstromdichte und ist definiert durch [Ber92]

$$L = \frac{n_1 \cdot n_2 \cdot f}{A},\tag{4.2}$$

wobei n_1 bzw. n_2 die Teilchenzahlen in den zur Kollision gebrachten Paketen mit der Fläche A und f die Zahl der umlaufenden Pakete pro Zeiteinheit sind. Aufgrund des Upgrades des LHC zum SLHC wird sich die Luminosität um den Faktor 10 auf etwa $L = 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ erhöhen.

Die Detektoren werden aufgrund der höheren Ereignisrate einer stärkeren Bestrahlung ausgesetzt sein. Die Höhe der Bestrahlung eines Detektors wird mittels der Fluenz Φ angegeben. Sie gibt die Anzahl der hindurchtretenden Teilchen pro Fläche an und lässt sich aus dem Integral der Flussdichte über die Zeit ermitteln. Um Fluenzen verschiedener Teilchen und Energien vergleichen zu können, werden diese auf die äquivalente Fluenz Φ_{eq} von 1 MeV-Neutronen skaliert (siehe Abschnitt 3.2).

Die erwarteten Fluenzen am SLHC im inneren ATLAS-Detektor in Abhängigkeit vom Abstand zum Kollisionspunkt (Radius) bei einer über die Betriebsdauer integrierten Luminosität von $3\,000\,{\rm fb}^{-1}$ sind in Abbildung 4.1 zu sehen. Die Fluenzen wurden dabei mit einem Sicherheitsfaktor von 2 multipliziert. Daraus kann man die maximale Fluenz, die ein strahlenharter Streifendetektor (Radius im Bereich von ca. $30\,{\rm cm}-100\,{\rm cm}$) aushalten muss, ablesen. Als eine Voraussetzung für strahlenharte Streifendetektoren gilt somit eine volle Funktionsfähigkeit auch bei einer Fluenz von $\Phi_{eq} = 1 \cdot 10^{15} n_{eq}/\text{cm}^2$ inklusive des Sicherheitsfaktors von 2.



Abbildung 4.1: Erwartete Teilchenfluenzen im inneren Detektor des ATLAS-Experiments am SLHC in Abhängigkeit des Abstands vom Kollisionspunkt (Radius) bei einer integrierten Luminosität von $3\,000\,fm^{-1}$ [Unn10].

Bei dieser Fluenz treten starke Strahlenschäden am Detektor auf. Diese verursachen hauptsächlich eine Erniedrigung des Signals (siehe Abschnitt 3.1). Ein Siliziumstreifendetektor benötigt zur Identifizierung eines Teilchendurchgangs ein eindeutiges Signal und eine gute Ortsauflösung. Um diese Anforderungen bei der erwarteten Fluenz Φ_{eq} für einen Einsatz am SLHC zu erfüllen, werden folgende Eigenschaften gefordert:

- Niedrige Verarmungsspannung
- Geringer Einfluss von Trapping
- Geringes Rauschen
- Niedriger Leckstrom
- Kurzer Streifenabstand
- Geringe Produktionskosten

4.1.2 Herstellung des Siliziums

Silizium wird aus Siliziumdioxid (SiO_2) gewonnen, das vor allem in Quarz und Sand zu finden ist. Da dieses Silizium viele Verunreinigungen besitzt, wird es in weiteren Produktionsschritten zu Polysilizium weiterverarbeitet. Polysilizium wird aufgrund seiner Reinheit und elektrischen Eigenschaften in der Solarindustrie verwendet. Für den Einsatz von Silizium in der Mikroelektronik, genauso wie für die Herstellung strahlenharter Detektoren, wird jedoch noch reineres, monokristallines Silizium gebraucht. Dessen zwei wichtigsten Herstellungsprozesse, die die Eigenschaften von Detektorsilizium festlegen, werden kurz erläutert:

Czochralski-Silizium (CZ-Silizium)

Das Tiegelziehverfahren, auch Czochralski-Verfahren nach seinem Entwickler genannt, ist die kommerziell am weitesten verbreitete Methode zur Gewinnung von monokristallinem Silizium. Es ist in Abbildung 4.2 skizziert. Das Polysilizium wird zusammen mit dem Dotiermaterial geschmolzen und in einen Quarztiegel (*Crucible*) mit Radiofrequenz-Heizelement (*RF-Power*) gebracht. Ein monokristalliner Impfkristall (*Seed Crystal*) wird in die Schmelze getaucht und langsam unter Rotation herausgezogen. Das flüssige Silizium setzt sich am Impfkristall ab und verfestigt sich. Dabei nimmt es die Struktur des Impfkristalles an, sodass es als monokristallines Silizium (*Single Crystal*) wächst. Die Verunreinigungen bleiben in der Schmelze zurück. Der Vorgang findet unter der gekühlten Atmosphäre eines inerten Schutzgases statt. Durch Regelung der Geschwindigkeit beim Herausziehen, kann der Durchmesser des gesamten Siliziumkristalls (*Ingot*) festgelegt werden.



Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau nach dem Tiegelzieh-Verfahren zur Gewinnung monokristallinen Siliziums [Ros06].

Beim Czochralski-Verfahren gelangen aus der Schmelze viele Verunreinigungen in das Silizium. Vor allem Sauerstoff und Kohlenstoff gelangen aus dem Quarztiegel in die Schmelze und von dort aus in den Ingot. Die Dotieratome und die Störstellen sind außerdem nicht homogen verteilt, da in der Schmelze Konvektionsströme auftreten. Dadurch kann keine sehr hohe Resistivität erreicht werden. Jedoch hat ein hoher Sauerstoffanteil eine positive Wirkung auf die Strahlenhärte [Ruz00].

Die Erweiterung des Czochralski-Verfahrens mit einem magnetischen Feld verbessert die Leistungsfähigkeit von CZ-Silizium. Durch das angelegte Magnetfeld können die Konvektionsströme kontrolliert werden, sodass weniger Verunreinigungen zum Kristall gelangen und das Silizium homogener wird.

Float Zone-Silizium (FZ-Silizium)

Weniger gebräuchlich und daher teurer ist das Silizium aus dem Zonenschmelzverfahren (Float Zone-Verfahren). Doch wegen seiner hohen Reinheit stellt es als Detektormaterial einen geeigneten Kandidaten dar. Der Herstellungsvorgang ist in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt. Beim *Float Zone*-Verfahren wird das Polysilizium in einem Vakuum oder einem inerten Schutzgas mit einem monokristallinen Impfkristall in Kontakt gebracht. Mittels einem Radiofrequenzfeld (RF Heating Coil) wird die Kontaktstelle zum Schmelzen gebracht. Das Feld wird am Polysilizium entlang von unten nach oben bewegt. Während der untere Teil abkühlt, wird der obere zum Schmelzen gebracht. Beim Abkühlen entsteht der Einkristall mit einer hohen Reinheit, da die Schmelze nur von Gas umgeben ist. Das Material erhält seine Dotierung durch Beifügen von Dotiergasen, die sich in der Schmelze verteilen. Die Verunreinigungen bleiben in der Schmelzzone, bis das Ende vom Polysilizium erreicht ist, weil sie im flüssigen und im festen Zustand unterschiedliche Konzentrationen aufweisen. Das hintere Ende des Siliziumzylinders mit der hohen Konzentration an Verunreinigungen wird entfernt, wodurch ein Ingot hochreinen, monokristallinen Siliziums vorliegt. Das Zonenschmelzverfahren kann mehrere Male wiederholt werden, um eine noch höhere Reinheit zu erreichen.

Der Vorteil von *Float Zone*-Silizium ist die geringe Anzahl an Verunreinigungen im Kristall, sodass man eine höhere Resistivität erreicht. Der Nachteil gegenüber dem CZ-Silizium ist neben den hohen Herstellungskosten die inhomogenere Verteilung der Dotieratome, sowie der geringe Sauerstoffanteil.

Weitere Verarbeitung des monokristallinen Siliziums

Durch die Geschwindigkeit der Kristallisierung kann die Breite des *Ingots* festgelegt werden. Nach der Herstellung wird das Silizium zu einem einheitlichen Durchmesser geschliffen. Der *Ingot* wird mit einer speziellen Säge in Scheiben gewünschter Dicke geschnitten. Diese Scheiben, auch *Wafer* genannt, werden gereinigt und poliert, bis eine glatte Oberfläche ohne Mikrorisse entsteht. Aufgrund dieses Prozesses kann die Dicke des *Wafers* leicht variieren. Aus einem *Wafer* werden dann die gewünschten Objekte wie Mikroelektronikbauteile oder Detektoren prozessiert.


Abbildung 4.3: Schematisches Setup für den Prozess des Zonenschmelzverfahrens [Zul83].

4.1.3 Fabrikation eines planaren Siliziumdetektors

Exemplarisch werden in diesem Abschnitt die einzelnen Prozessschritte zur Produktion eines planaren Siliziumstreifendetektors besprochen. Natürlich gibt es viele weitere Möglichkeiten der Prozessierung, wobei meist einige der hier beschriebenen Prozessschritte Anwendung finden. Das Beispiel anhand eines standardmäßigen p⁺-in-n-Sensors ist in Abbildung 4.4 schematisch skizziert und wird im Text erklärt:

Der ca. $300 \,\mu$ m dicke, gereinigte Siliziumwafer wird thermisch oxidiert (1.), sodass sich an der Oberfläche SiO_2 bildet. SiO_2 ist ein elektrischer Isolator und wird hier zur Passivierung eingesetzt. Als Nächstes wird ein lichtundurchlässiger Platinenlack (*Photoresist*) mit der Streifenstruktur aufgetragen (2.). Dann wird eine kleine Stufe in das Oxid geätzt (3.), die im weiteren Verlauf zur Ausrichtung (*Alignment*) dient. Mittels Borimplantation (4.) entsteht eine hochdotierte p⁺-Elektrode, die den pn-Übergang im Silizium erzeugt.

Nachdem der *Photoresist* von der Rückseite entfernt wurde, wird dort durch Phosphorimplantation (5.) der ohmsche n⁺-Rückseitenkontakt erzeugt. Daraufhin wird der



Abbildung 4.4: Mögliche Prozessierung eines planaren p^+ -in-n-Siliziumstreifensensors. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu [Ros06].

Platinenlack, der wie bei (4.) zum Schutz der nicht zu prozessierenden Seite aufgetragen wurde, entfernt. Im nächsten Schritt (6.) wird der Detektor bei hoher Temperatur ausgeheilt (*Annealing*), damit sich die Dotieratome in der implantierten Schicht homogener verteilen und die durch Implantation entstandenen Gitterfehler reduzieren können. Im weiteren Verlauf wird Nitrid auf der Oberfläche deponiert (7.) und an den ungewünschten Stellen wieder weggeätzt (8.).

Um einen Kontakt zur Elektrode herstellen zu können, wird mittels Fotolithografie ein Loch in das SiO_2 geätzt (9.). Danach werden die Rückseite (10.) und die Vorderseite (11.) mit Aluminium überzogen. Zum Schluss wird der Sensor passiviert (12.), um gegen mechanische Schäden und chemische Verunreinigungen geschützt zu sein. Als Materialien eignen sich dafür Siliziumnitrid, Polyimid oder Siliziumdioxid.

4.1.4 Aufbau eines Siliziumstreifendetektors

Der Herstellungsvorgang ist in Abbildung 4.4 nur für einen Streifen dargestellt. Der Sensor setzt sich üblich aus vielen solcher parallelen Streifen zusammen. Der Abstand der Streifen (*pitch*) und die Größe der Oberfläche des Sensors sind im Abschnitt 2.3 beschrieben. Um für die Biasspannung alle Streifen auf ein gemeinsames Potential legen zu können, ist meistens eine Leiterbahn, in diesem Fall Biasring genannt, um die Streifen herum angebracht. Dieser ist jeweils über einen Biaswiderstand mit den einzelnen Auslesestreifen kontaktiert. Die Streifen sind dadurch voneinander isoliert. Die Biasspannung legt man zwischen Rückseite und Biasring an, wobei der Biasring meist geerdet ist.

Der Kontakt von einem Aluminiumstreifen zum jeweiligen Verstärkereingang des Auslesechips wird durch Bonddrähte hergestellt. Zur leichteren Anwendung werden meistens Brücken, sogenannte *Fan-Ins*, dazwischengeschaltet. Die Signalauslese erfolgt mit einem direkten (DC) oder einem kapazitiven (AC) Anschluss des Sensors mit dem Auslesechip. Beim DC-Anschluss gelangt die gesammelte Ladung über Bonddrähte direkt zum Auslesechip. Dabei fließt jedoch auch der Leckstrom in die Ausleseelektronik, der bei zu starkem Strom Probleme im Chip verursachen kann. Bevorzugt wird daher der AC-Anschluss gewählt, dessen Prozessierung jedoch aufwendiger ist. Dieser wird durch einen Kondensators zwischen der Ausleseelektrode und dem Aluminiumstreifen realisiert.

Die Prozessierung eines Sensors findet gleichzeitig mit weiteren Bauteilen auf dem Wafer statt. Um die einzelnen Komponenten erhalten zu können, werden diese aus dem Wafer ausgeschnitten. Dabei können Schäden an der Schnittkante entstehen, welche die Vorder- und Rückseite kurzschließen und damit hohe Leckströme erzeugen könnten. Zum Schutz davor werden ein oder mehrere Guardringe zwischen Schnittkante und Biasring bzw. Auslesestreifen angebracht. Bei Guardringen handelt es sich um p-Implantate im n-Silizium bzw. n-Implantate im p-Silizium, die das elektrische Potential schrittweise zur Kante hin verringern.

Bei Detektoren mit n⁺-Ausleseelektrode (Auslesen von Elektronen), tritt bei der Bestrahlung ein Problem auf. Durch ionisierende Strahlenschäden bilden sich positive Ladungsträger in der SiO_2 -Schicht, die sich an der Kontaktfläche zum Silizium ansammeln. Diese können die Ausleseelektroden kurzschließen, wodurch der Detektor unbrauchbar werden würde. Denn die gesammelte Ladung würde sich über alle Streifen verteilen, sodass nur kleine Signale in einem Streifen gemessen werden würden. Zusätzliche Strukturen zwischen den Ausleseelektroden können die Kurzschlüsse verhindern. Bewährt haben sich P-Spray und P-Stop. P-Spray ist eine leichte p-Dotierung entlang der gesamten Detektoroberfläche und P-Stop sind hochdotierte p-Implantate zwischen den n⁺-Elektroden, die dadurch voneinander isoliert werden.

4.2 3D Sensoren

4.2.1 Prinzip der 3D-Detektoren

Im zurzeit betriebenen SCT am LHC kommen planare Detektoren zum Einsatz. Für einen Einsatz am SLHC könnten die Eigenschaften nicht mehr ausreichen. Deswegen wird nach neuen Konzepten für strahlenhärtere Detektoren gesucht. Vielversprechend ist das Prinzip der 3D-Detektoren [Par97], die vor allem ein Kandidat für SLHC-Pixel-Detektoren sind. Im Gegensatz zu den planaren Detektoren besitzen 3D-Sensoren eine dreidimensionale Struktur. Es werden Säulen senkrecht zur Oberfläche durch den Detektor prozessiert, die abwechselnd n⁺- und p⁺-dotiert sind. Dadurch wird die Biasspannung zwischen den Säulen angelegt und nicht zwischen Vorder- und Rückseite. In Abbildung 4.5 ist schematisch die Säulenstruktur in dreidimensionaler Ansicht dargestellt.



Abbildung 4.5: Schematischer, dreidimensionaler Querschnitt eines 3D-Sensors. Säulenförmige Elektroden verlaufen durch die gesamte Detektordicke [Par01].

Der Abstand zwischen p- und n-Säulen kann mit ~ 60 μ m weit geringer als die Dicke d des Sensors gewählt werden. Dadurch ergeben sich folgende Vorteile im Gegensatz zu planaren Detektoren:

- Der geringere Abstand zwischen zwei Elektroden wirkt sich positiv auf die Verarmungsspannung aus. Nach Gleichung 2.10 ist aufgrund des geringeren Abstands *d* die Verarmungsspannung der 3D-Sensoren geringer als bei planaren.
- Der Einfluss des *Trappings* wird geringer. Die Trappingwahrscheinlichkeit erniedrigt sich, da die Ladungsträger einen kürzeren Weg zurücklegen müssen, in dem sie eingefangen werden können.
- Die Zeit, in der alle durch Teilchendurchgang erzeugten Ladungsträger in der Elektrode gesammelt werden, verkürzt sich wegen der kurzen Driftstrecke.
- In 3D-Sensoren tritt nach Hochbestrahlung *Charge Multiplication* bereits bei relativ geringer Biasspannung auf. Der Grund ist ein starkes elektrisches Feld, das sich in bestimmten Regionen um die Säulen bildet.

Demgegenüber stehen folgende Nachteile:

• Die prozessierten Säulen verursachen eine Verringerung der Ladungssammlungseffizienz. Innerhalb der Säulen ist der Sensor hohl oder teilweise mit nicht aktivem Polysilizium gefüllt, sodass dort keine Ladung erzeugt werden kann. Am Rand der Säulen wird zwar Ladung deponiert, jedoch herrscht dort kein elektrisches Feld aufgrund der hohen Dotierung. Dadurch werden die Ladungsträger nicht getrennt, sodass sie wieder rekombinieren und nicht gesammelt werden können.

- Der kürzere Abstand vergrößert die Kapazität und damit das Rauschen.
- Das elektrische Feld verläuft nicht homogen durch den Sensor. Zwischen Elektroden gleicher Dotierung ist die Feldstärke geringer als zwischen Elektroden unterschiedlicher Dotierung. Somit entstehen Regionen mit geringerer Ladungssammlungseffizienz.
- Die aufwendigere Prozessierung macht die Herstellung von 3D-Sensoren teurer.

Die 3D-Sensoren sind ein Kandidat für strahlenharte Sensoren. Sie erfüllen theoretisch die Voraussetzungen für einen Einsatz am SLHC (siehe Abschnitt 4.1.1) oder an anderen HEP-Experimenten. Wenn das Signal in 3D-Detektoren ausreichend hoch ist, spielen die geringere Ladungssammlungseffizienz und das etwas stärkere Rauschen keine Rolle bei einem Spurdetektor. Die 3D-Detektoren werden außerdem meist gekippt betrieben, damit die Teilchen nicht direkt durch die ganze Säule gehen. Da die Detektoren nicht als Kalorimeter eingesetzt werden, bei dem die gesamte Energie des absorbierten Teilchens bestimmt werden muss, reicht ein Signal über einer fest gewählten Schwelle zur Teilchenregistrierung aus.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird die Strahlenhärte der 3D-Detektoren experimentell untersucht. Anhand der Ergebnisse kann eine Aussage getroffen werden, ob sie für einen Einsatz am SLHC in Frage kommen. Sollten planare Detektoren ebenfalls den Anforderungen am SLHC gewachsen sein, wären diese wahrscheinlich vorzuziehen aufgrund der geringeren Produktionskosten und der erprobten Zuverlässigkeit im aktuell betriebenen LHC.

4.2.2 Getestete Detektoren

Bisher wurden 3D-Detektoren besprochen, deren Säulen durch den gesamten Detektor verlaufen (Full-3D). Die Prozessierung solcher Säulen ist sehr schwer zu realisieren. Auserdem wird der Sensor dabei mechanisch instabil, sodass Alternativen erarbeitet wurden.

Ein mögliche Alternative bilden die 3D-Single-Type-Column-Sensoren (3Dstc-Sensoren), die nur Säulen einer Dotierung vorsehen [Pie05]. Die Säulen werden nur von der Vorderseite in den Sensor prozessiert, ohne dass sie den gesamten Sensor durchqueren. Die Rückseite wird wie bei den planaren Detektoren verarbeitet. Die Idee hat sich nicht durchgesetzt, weil in der Mitte von zwei Säulen das elektrische Feld recht gering ist. Dort deponierte Ladungsträger müssen zuerst in Bereiche höherer Feldstärke diffundieren, bevor sie zur Ausleseelektrode driften können.

Eine Weiterentwicklung davon stellen die 3D-Double-Side-Double-Type-Columns-Sensoren (3D-DDTC-Sensoren) dar. Diese werden im Rahmen dieser Diplomarbeit und der RD50-Kollaboration untersucht. Entwickelt und hergestellt werden die 3D-DDTC-Sensoren am *Centro Nacional de Microelectrónica* in Barcelona (CNM) oder etwas unterschiedlich an der *Fondazione Bruno Kessler* in Trento (FBK irst). 3D-DDTC bezeichnet einen Sensor, der n⁺-dotierte Säulen auf der einen und p⁺-dotierte Säulen auf der anderen Seite besitzt. Die Säulen durchdringen den Detektor dabei nicht vollständig.

Um die Säulen im Detektor erzeugen zu können, wird am CNM mittels Reaktivem Ionentiefätzens (*Deep Reactive Ion Etching*, DRIE) ein säulenförmiges Loch aus dem Silizium geätzt. Dieses Loch wird mit hochdotiertem Polysilizium gefüllt, wobei eine zusätzliche Prozessierung (z. B. Passivierung durch SiO_2) des Lochs möglich ist. In der Säule bleibt ein kleines Loch, in dem sich kein Material befindet, übrig. Tiefe und Breite der Säule können nicht beliebig gewählt werden, sondern hängen durch das Aspektverhältnis voneinander ab. Das Aspektverhältnis ist das Verhältnis Tiefe zu Breite und ist durch die Prozessparameter festgelegt.

Zur Untersuchung lagen dieser Arbeit 3D-DDTC-Sensoren aus *Float-Zone*-Silizium vom CNM vor. Diese haben eine Dicke $d = 285 \,\mu\text{m}$, einen Streifenabstand (*Pitch*)von 80 μm , innerhalb eines Streifens einen Säulenabstand von 80 μm und eine Säulentiefe von 250 μm . Die Sensoren liegen als p-Typ und als n-Typ vor, wobei beim p-Typ die Säulendicke 10 μm und beim n-Typ 13 μm beträgt. Die aktive Fläche der zu Testzwecken hergestellten Sensoren ist mit $4 \times 4 \,\text{mm}^2$ relativ klein, sodass nur 50 Auslesestreifen vorhanden sind.

In Abbildung 4.6 ist der Querschnitt eines solchen 3D-DDTC-CNM Sensors als p-Typ-Sensor schematisch und nicht maßstabsgetreu abgebildet. Die n⁺-Elektrode (grün) geht von der Seite des Auslesestreifens in den Sensor hinein. Zum Schutz vor Kurzschlüssen sind *P-Stop*-Implantate (magenta Rechtecke) um die Säule angebracht. Die Auslese erfolgt an der n⁺-Säule über einen Metallstreifen (blau, oben) und kann am *Bump* (gelb) kontaktiert werden. *Bumps* werden nur für Pixelsensoren verwendet, während bei Streifensensoren Bonddrähte auf einer Kontaktfläche (*Pad*) eingesetzt werden. Von der Detektorrückseite aus gehen die p⁺-Elektroden (rot) in den Detektor hinein. Die p⁺-Elektroden werden über das Polysilizium und die Metallisierung auf der Rückseite (blau, unten) kurzgeschlossen, sodass alle auf dem gleichen Potential liegen. Der Effekt, dass eine geringe Anzahl an Dotieratomen von der Elektrode in das p-Silizium diffundiert, ist zusätzlich eingezeichnet (hellgrüne und magenta Säule).

Auf der Vorderseite der 3D-DDTC-CNM-Sensoren befinden sich genau ein Guardring und kein Biasring. Deshalb können die Auslesestreifen auf dem Sensor nicht zusammen auf das gleiche Potential gelegt werden. Die Auslese der Streifen erfolgt zudem über eine DC-Auslese, obwohl eine kapazitive bevorzugt wird. Abhilfe schafft deswegen ein AC-Fan-In, der als Brücke zwischen Sensor und Auslesechip liegt. Die Kanäle auf dem AC-Fan-In sind jeweils mittels eines großen Widerstands mit einem Kontaktstreifen verbunden, der die Funktion des Biasrings übernimmt. Eine Fotografie des Detektorrandbereichs unter starker Vergrößerung ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Zu erkennen ist, dass neben dem Guardring die Auslesestreifen anfangen, sodass kein Biasring vorhanden ist.

Die Bestrahlung der getesteten Detektoren wurde am Karlsruher Institut für Technologie durchgeführt. Ein Proton-Zyklotron liefert 25 MeV-Protonen, mit denen die Sensoren



Abbildung 4.6: Schematischer Querschnitt eines p-Typ-3D-DDTC-Sensors vom CNM aus Barcelona. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu [Bat09].

so lange bestrahlt werden, bis die gewünschte Fluenz erreicht wird. In dieser Arbeit wurden sieben 3D-DDTC-CNM-Sensoren untersucht, wovon einer ein unbestrahlter p-Typ-Sensor, vier bestrahlte p-Typ-Sensoren und zwei bestrahlte n-Typ-Sensoren sind. In Tabelle 4.1 sind alle getesteten Sensoren aufgelistet mit ihrer Fluenz Φ_{eq} und den bereits beschriebenen Parametern des Detektordesigns. Außerdem wird hier eine Bezeichnung der Sensoren eingeführt, die im Verlauf dieser Arbeit verwendet wird. Der erste Buchstabe gibt an, ob es sich um einen p-Typ- ("p") oder einen n-Typ-Sensor ("n") handelt. Darauf folgt die Fluenz in Exponentialschreibweise, wobei nur die gerundete Vorkommastelle angegeben wird.

Sensor	Sensortyp	Φ_{eq}	Dicke	Pitch	Säulentiefe	Säulenbreite
Bezeichnung		$[n_{eq}/\mathrm{cm}^2]$	$[\mu m]$	$[\mu m]$	$[\mu m]$	$[\mu m]$
p0E00	p-Typ	0	285	80	250	10
p5E14	p-Typ	$5 \cdot 10^{14}$	285	80	250	10
p1E15	p-Typ	$1 \cdot 10^{15}$	285	80	250	10
p2E15	p-Typ	$2 \cdot 10^{15}$	285	80	250	10
p5E15	p-Typ	$5 \cdot 10^{15}$	285	80	250	10
n2E15	n-Typ	$2 \cdot 10^{15}$	285	80	250	13
n2E16	n-Typ	$2 \cdot 10^{16}$	285	80	250	13

Tabelle 4.1: Wichtige Eigenschaften und Bezeichnungen der getesteten 3D-DDTC-CNM-Sensoren. Die Bestrahlung mit einer Fluenz Φ_{eq} erfolgte am Karlsruher Institut für Technologie mit 25 MeV-Protonen.

4 Siliziumstreifendetektoren



Abbildung 4.7: Fotografie unter starker Vergrößerung einer Ecke eines 3D-DDTC-CNM-Sensors. Zu sehen sind der Guardring, mehrere Auslesestreifen mit Säuleneingängen (schwarze Punkte) und Auslesepads mit wegführenden Bonddrähten.

5 Teststand mit radioaktiver Quelle

In diesem Kapitel wird auf die experimentellen Möglichkeiten des Testens von Detektoren eingegangen. Die an der Universität Freiburg verwendeten Teststände werden beschrieben und verglichen. Der Versuchsaufbau vom Betasetup, in dem die bestrahlten Detektoren vermessen wurden, wird genauer erklärt. Das für die analoge Auslese zuständige ALiBaVa (Analogue Liverpool Barcelona Valencia Readout System) wird vorgestellt.

5.1 Teststände zum Vermessen von Detektoren

5.1.1 Probestation

An der Probestation von SÜSS können IV- und CV-Kurven aufgenommen werden. Diese helfen bei der Charakterisierung von Detektoren. Die genaue und standardisierte Vorgehensweise zur Messung der CV- und IV-Kurven wurde von der RD50-Kollaboration vorgeschlagen [Chi03]. Mithilfe der IV-Kurven kann man auch die Durchbruchspannung ermitteln. Durch die CV-Kurve erhält man im unbestrahlten Zustand die Verarmungsspannung bei geeigneter Auftragung (siehe Abschnitt 6.1).

Die Probestation ist in Abbildung 5.1 zu sehen und befindet sich im Reinraum des Physikalischen Instituts. In ihr befindet sich eine Vakuumplatte zur Befestigung der Sensoren, die dreh- und höhenverstellbar ist. Tastfühler mit Mikrometerschrauben dienen zur genauen Kontaktierung. Die Steuerung erfolgt über einen PC, zudem ist eine Spannungsquelle nötig. Zur Messung kann die Probestation lichtdicht verschlossen werden.

In der Probestation ist keine Kühlung vorhanden, sodass nur unbestrahlte Sensoren durchgemessen werden können. Bei Raumtemperatur würde sonst ein zu hoher Leckstrom durch den bestrahlten Sensor fließen, der ihn irreversibel schädigen könnte. Zur Messung der wichtigen Eigenschaften von bestrahlten Sensoren eignen sich das Lasersetup und das Betasetup ohnehin besser.

5.1.2 Lasersetup

Eine Möglichkeit, die Ladungssammlung zu messen, besteht durch ein Lasersetup. Der Aufbau des in Freiburg bestehenden Lasersetups ist in der Diplomarbeit von E. Thies beschrieben [Thi06]. Erweiterungen des Teststands, sowie aktuelle Messungen mit dem Lasersetup in der Gruppe Jakobs, sind in der Diplomarbeit von M. Breindl zu finden [Bre10]. Dabei wurde das analoge Auslesesystem ALiBaVa verwendet, auf das in Kapitel 5.2.3 näher eingegangen wird. Der derzeitige Aufbau wird in Abbildung 5.2 dargestellt.

Der Teststand befindet sich in einem lichtdichten Aluminiumkasten. Als Laser wird der PDL 800 von der Firma PicoQuant [Pic98] eingesetzt, welcher eine nominelle Wellenlänge



Abbildung 5.1: Fotografie der Probestation im offenen Zustand.

 $\lambda = 974 \text{ nm}$ [Pic09] im nahen Infrarotbereich liefert. Im Vergleich zum Betasetup ist die Energie $E = \frac{hc}{\lambda} = 1,27 \text{ eV}$ gering (siehe Abschnitt 5.1.3). Der Laserstrahl dringt bei Raumtemperatur im Mittel ca. 100 μ m tief in den Siliziumsensor ein und erzeugt dabei schlauchförmig um den Strahl Ladung. Da die Intensität exponentiell im Material abnimmt, wird im Silizium nahe der Oberfläche mehr Ladung generiert als im Inneren des Detektors. Die Menge der erzeugten Ladung hängt von der Wellenlänge des absorbierten Lichts ab und ist Gauß-förmig verteilt. Es entstehen wegen der geringen Energie keine hochenergetischen δ -Elektronen, die im Detektor weitere Ladung freisetzen könnten.

Der Laserstrahl wird durch ein Mikroskop fokussiert und erreicht so eine Auflösung von bis zu $2\,\mu$ m. Zur Ausrichtung des Sensors im Laserfokus dienen ein höhenverstellbarer z-Tisch und ein Drehtisch. Mit einem Kipptisch kann man den Auftreffwinkel des Strahls zur Oberfläche verändern. Die horizontale Position lässt sich mithilfe eines x-y-Lineartisches, der extern motorgesteuert wird, mikrometergenau einstellen.

Der Vorteil des Lasersetups besteht darin, dass man eine sehr hohe Ortsauflösung erreicht. Dadurch sind Strukturanalysen möglich, die gerade bei 3D-Sensoren aufschlussreich sind. Außerdem kann durch ein Kippen des Sensors an mehreren Auslesestreifen Ladung gesammelt werden.

Verschiedene Detektoren sind jedoch schlecht zu vergleichen, da jede Oberfläche das Laserlicht anders reflektiert und damit die Intensität und die erzeugte Ladung sich ändert. Metallisierungen reflektieren den Laserstrahl besonders stark, sodass dort kaum Ladung gesammelt wird und der Bereich darunter der Messung unzugänglich bleibt. Ein weiterer Nachteil ist die inhomogene Erzeugung von Elektronen im Detektor, die die Messung der Verarmungsspannung erschwert. Weil die meiste Ladung nahe der Oberfläche gesammelt wird, sind die nicht verarmten Bereiche schwer auszumachen.



Abbildung 5.2: Fotografie des Lasersetups bei offenem Aluminiumkasten.

Beim Lasersetup fliegen keine Teilchen durch den Sensor wie es am ATLAS-Experiment der Fall ist. Bei der Untersuchung der Siliziumstreifendetektoren möchte man jedoch die Spur von einem geladenen Teilchen rekonstruieren. Um die Wechselwirkung von geladenen Teilchen im Sensor besser studieren zu können, werden echte Teilchendurchgänge am Betasetup generiert.

5.1.3 Betasetup

Beim Betasetup schießt eine radioaktive Quelle Elektronen auf den Sensor und erzeugt so Ladung im Sensor, die gemessen werden kann. Dieser Vorgang kommt dem echten Experiment näher, auch wenn die Elektronen eine viel geringere Energie tragen.

Das emittierte Elektron fliegt durch den ganzen Sensor und ionisiert entlang seiner Spur. Es entstehen schlauchförmig um diese Spur Elektron-Loch-Paare, die vom elektrischen Feld getrennt werden. Da die Flugbahn des Elektrons unbekannt ist, kann man keine ortsaufgelöste Strukturanalyse betreiben. Auch kann die Ladung über mehrere Streifen verteilt sein, in diesem Fall spricht man von Clustern.

Der Energiebereich des durchquerenden Elektrons ist bekannt (siehe Abschnitt 5.2.1) und liegt ungefähr bei der Energie eines minimal ionisierenden Teilchens. Die deponierte Ladung bei einem Teilchendurchgang ist landauverteilt und kann wegen der δ -Elektronen sehr große Werte annehmen. Bei der Auswertung wird der wahrscheinlichste Wert der Landauverteilung (*Most Probable Value*, MPV) bestimmt und mit der nach Gleichung 2.20 berechneten Ladung verglichen. Solche Messungen sind reproduzierbar und die Ergebnisse können mit weiteren Ergebnissen der RD50-Kollaboration verglichen werden.

Das Betasetup ist sehr gut zur Bestimmung der absoluten Ladungssammlung geeignet. Eine Strukturanalyse ist dagegen nicht möglich, da keine Informationen über den Auftreffpunkt vorliegen. Beim Lasersetup wiederum sind durch die hohe Ortsauflösung Strukturanalysen möglich, wobei man keine absoluten Werte für die Ladungssammlung erhält.

Laser- und Betasetup ergänzen sich optimal für eine vollständige Charakterisierung der Eigenschaften von bestrahlten Sensoren. Die Messungen verlaufen ohne großen Aufwand und sind schnell durchzuführen. Die dafür nötigen Geräte befinden sich im Labor der Gruppe Jakobs. Eine weitere experimentelle Möglichkeit der Charakterisierung stellt der Testbeam dar. Dieser ist jedoch aufwändiger und nicht in Freiburg möglich.

5.1.4 Testbeam

Beim Testbeam wir der Detektor in einer sogenannten Teleskop-Einrichtung befestigt und mit hochenergetischen Teilchen beschossen. Das Teleskop besteht aus mehreren hintereinander gesteckten Sensoren, zwischen die der zu testende Detektor gebracht wird. Ein solcher Aufbau befindet sich zum Beispiel am CERN SPS. Ein Testbeam mit 3Dstc Siliziumstreifendetektoren wurde von G. Pahn et al. durchgeführt und veröffentlicht [Pah09].

Externe Szintillatoren senden einen Trigger bei Teilchendurchgang aus, während das Teleskop den Auftreffpunkt am Sensor bestimmt. Durch die Beschränkung auf den betroffenen Bereich ist bei der jeweiligen Analyse die Gefahr von falsch identifizierten Treffern ("*Fake Hits*") gering. Der Testbeam kommt dem echten Experiment sehr nahe und liefert wichtige Aussagen über die Funktionsfähigkeit des Sensors wie z. B. die Ladungseffizienz. Zusammen mit der exzellenten Ortsauflösung vereinigt der Testbeam die Vorteile von Laser- und Betasetup.

Der große Nachteil ist aber der hohe Aufwand, um einen Testbeam durchzuführen. Die Anlage wird von einem externen Betreiber gestellt und man muss lange Zeit im voraus einen Testbeam planen. Die Durchführung ist kompliziert, da ein eventuell unbekanntes Auslesesystem installiert ist und man sich den Begebenheiten vor Ort anpassen muss. Für die Messungen in dieser Diplomarbeit wurde kein Testbeam benutzt.

5.2 Versuchsaufbau des Betasetups

Als Betasetup bezeichnet man den gesamten Teststand mit Zubehör, der zur Vermessung von Detektoren mit radioaktiver Quelle verwendet wird. Hinweise zur Konstruktion eines solchen Teststands werden von der RD50-Kollaboration gegeben [Chi04]. Der Aufbau des an der Universität Freiburg vorhandenen Betasetups ist in [Kü06] beschrieben. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Betasetup erweitert und mit einem neuen Auslesesystem ausgestattet, dem sogenannten ALiBaVa. Die Bestandteile des Betasetups werden im Folgenden erklärt.

5.2.1 Radioaktive Quelle

Als radioaktive Quelle wird ${}^{90}Sr$ (Strontium 90) verwendet, das ein Betastrahler ist und dadurch dem Betasetup seinen Namen gibt. Beim Betazerfall von ${}^{90}Sr$ zerfällt im Kern ein Neutron in ein Proton und es entstehen zusätzlich ein Elektron und ein Antineutrino:

$$n \longrightarrow p + e^- + \overline{\nu}_e.$$
 (5.1)

Das Antineutrino hat eine minimale Wechselwirkung mit Materie, sodass diese vernachlässigt werden kann. Durch die Umwandlung des Neutrons in ein Proton ändert sich außerdem das Element. Das hier verwendete ${}^{90}Sr$ zerfällt zu ${}^{90}Y$ (Yttrium 90), welches wiederum durch Betazerfall zu ${}^{90}Zr$ (Zirkonium 90) wird. Das Besondere an der Zerfallskette

$$^{90}_{38}$$
Sr $\longrightarrow ^{90}_{39}$ Y + e⁻ + $\overline{\nu}_{e}$, $^{90}_{39}$ Y $\longrightarrow ^{90}_{40}$ Zr + e⁻ + $\overline{\nu}_{e}$

ist, dass sich die Atomkerne der bei den Betazerfällen erzeugten Nukliden nicht im angeregten Zustand befinden. γ -Strahlung, die beim Übergang vom angeregten Zustand in den Grundzustand entsteht, tritt somit nicht auf. Erhöhtes Detektorrauschen aufgrund der Photonen der γ -Strahlung kann dadurch vermieden werden. Die beim Kernzerfall entstehenden Elektronen bilden die radioaktive Strahlung der Quelle.

Ein weiterer großer Vorteil ist das Energiespektrum von ${}^{90}Sr$. Wird die Masse des Antineutrinos vernachlässigt, erhält man nach der Theorie des Betazerfalls das Energiespektrum [Pov04]. Beachtet man die Abweichung durch die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den emittierten Elektronen und dem Restkern, erhält man das Spektrum in Abbildung 5.3. Es setzt sich zusammen aus dem Spektrum von ${}^{90}Sr$ mit einem Maximum von ~ 0,1 MeV (links) und ${}^{90}Y$ mit einem Maximum von ~ 0,9 MeV (rechts). Da die Halbwertszeit von ${}^{90}Sr$ mit 28,8 Jahren sehr viel größer als die von ${}^{90}Y$ mit 64,1 Stunden ist, treten beide Zerfälle mit der gleichen Rate auf. Durch die maximale Energie des Spektrums von 2,282 MeV können die hochenergetischen Elektronen zur Messung als minimal ionisierende Teilchen (MIPs) dienen.



Abbildung 5.3: Energieverteilung der austretenden Elektronen einer ⁹⁰Sr Quelle durch Betazerfall von ⁹⁰Sr (Maximum bei ~ 0,1 MeV, links) und ⁹⁰Y (Maximum bei ~ 0,9 MeV, rechts) [Rez03].

Die radioaktive Quelle wird in einem Plexiglaszylinder aufbewahrt, da im Plexiglas

kaum Bremsstahlung entsteht. Eine kleine Austrittsöffnung dient als Kollimator für die Strahlung und kann mit einem Deckel aus Plexiglas verschlossen werden. Im Laufe der Diplomarbeit wurde die alte, schwache Quelle gegen eine neue mit einer Aktivität von 37 MBq ausgetauscht. Dadurch konnte die Dauer einer Messung drastisch gesenkt werden. Die Quelle ist in Abbildung 5.4 auf der dafür vorgesehenen Halterung im Betasetup zu sehen.



Abbildung 5.4: Radioaktive Quelle auf Träger im Betasetup mit Plexiglasabschirmung.

5.2.2 Mechanischer Aufbau

Das Prinzip des Betasetups ist in Abbildung 5.5 skizziert. Die radioaktive Quelle bestrahlt den Sensor mit Elektronen, die in diesem Ladung freisetzen. Die Elektronen gehen durch den Sensor hindurch und gelangen an den ersten Szintillator. Da die Elektronen im Sensor und dem ersten Szintillator Energie verlieren, gelangen nur die höherenergetischen Elektronen an den zweiten Szintillator, die anderen werden absorbiert. Nach Gleichung 2.18 verliert ein Elektron im Mittel 90 keV in einem $285 \,\mu\text{m}$ dicken Siliziumdetektor und 800 keV in dem 4 mm dicken ersten Szintillator. Zudem ist zusätzliche Energie nötig, um im zweiten Szintillator ein Signal auszulösen, sodass Elektronen aus der Quelle mindestens eine Energie von 1,4 MeV zur Registrierung brauchen [Kü06]. Diese Energie entspricht ungefährt dem Spektrum der Elektronen aus dem ⁹⁰Y-Zerfall, die sich wie MIPs verhalten. Die Szintillatoren dienen als Trigger bei einem Teilchendurchgang, d. h. wenn ein Teilchen durch beide Szintillatoren fliegt, wird bei beiden Szintillatoren ein Signal erzeugt, das einen Teilchendurchgang identifiziert.

Eine kalte Umgebung ist wichtig für die Messung bestrahlter Sensoren. Der Leckstrom darf nicht zu groß werden, weil sonst der Detektor wärmer wird, wodurch der Leckstrom noch größer wird. Wenn Temperatur und Leckstrom immer weiter steigen, spricht man von *Thermal Runaway*. Sehr hohe Ströme, besonders bei einem elektrischen Durchbruch,



Abbildung 5.5: Schema des Betasetups.

können den Sensor beschädigen und sogar unbrauchbar machen und müssen auf jeden Fall verhindert werden. Desweiteren sollte die Messung bei stabiler Temperatur durchgeführt werden. Das Ausgangssignal vom Sensor wird durch das ALiBaVa verstärkt und ausgelesen. Die Verstärkung des Signals ist temperaturabhängig und muss konstant gehalten werden, damit das Signal nicht verfälscht wird.

Durch leistungsfähige Kühlung und einen geregelten Luftstrom, der zu einem besseren Wärmeausgleich führt, erhält man eine geeignete Messungebung. Eine solche garantiert eine handelsübliche Kühltruhe, die eine Temperatur von -24° C erreichen kann. Zur Abschirmung der radioaktiven Strahlung ist in die Truhe eine Plexiglasbox mit den Maßen $89 \times 40 \times 49 \text{ cm}^3$ eingebaut, in der sich die Messapparatur befindet. Zur Apparatur gehört ein x-y-z-Tisch, mit dem sich die Position des Moduls fein justieren lässt. Zum Modul gehören das *Daughterboard* (Abschnitt 5.2.3), der Sensor und eine dünne Platte aus Aluminiumnitrid, auf der sich der Sensor befindet. Das Aluminiumnitrid zeichnet sich dadurch aus, dass es eine hohe Wärmeleitfähigkeit (~ 180 W/mK) besitzt, um die entstehende Wärme besser abführen zu können und eine schlechte elektrische Leitfähigkeit (~ $10^{-12} (\Omega \text{ cm})^{-1}$) [ANC], damit kein elektrischer Kontakt zum *Daughterboard* entsteht.

Zum Triggern dienen zwei Plastikszintillatoren, die sich durch eine hohe Zeitauflösung (Abklingzeit 2,1 ns) auszeichnen. Der eine hat eine Größe von $4 \times 4 \text{ mm}^2$, der andere von $45 \times 45 \text{ mm}^2$. Der kleinere Szintillator schränkt den effektiven Trefferbereich ein, damit weniger zufällige Treffer, z. B. durch Teilchen, die knapp am Sensor vorbeifliegen, auftreten. Die Szintillatoren sind durch einen Plexiglaslichtleiter mit je einem Photomultiplier verbunden, das das Signal verstärkt.

Feuchtigkeit auf dem Detektor muss vermieden werden, weil sonst ein Kurzschluss entstehen könnte oder sich Korrosion an der Oberfläche bilden könnte. Da in der Truhe niedrige Temperaturen herrschen, ist die Gefahr des Kondensierens hoch. Um dem entgegen zu wirken, wird die Plexiglasbox mit Stickstoff geflutet. Die Messapparatur in der Plexiglasbox ist in Abbildung 5.6 abgebildet.

Bei sehr hochbestrahlten Detektoren reicht die Kühlung der Tiefkühltruhe nicht mehr aus. Als zusätzliche Kühlung dient deshalb eine Kaltgasanlage von KGW Isotherm [Kar]. Diese kann sowohl an das Laser- als auch an das Betasetup angeschlossen werden. Das



Abbildung 5.6: Draufsicht der Messapparatur des Betasetups. Zu sehen sind die Modulhalterung (1), die Quellenhalterung (2), zwei Photomultiplier (3) mit Szintillatoren, x-y-z-Tisch (4) sowie die Gaszufuhr (hellblaue Schläuche).

Kaltgas wird auf den Sensor gerichtet, damit dieser die gewünschte Temperatur erreicht und durch die Luftzirkulation einen besseren Wärmeabtransport erfährt. Die Kaltgasanlage, angeschlossen an die Tiefkühltruhe des Betasetups, ist in Abbildung 5.7 dargestellt.

Das Prinzip der Kaltgasanlage liegt im Verdampfen von flüssigem Stickstoff in einem vakuumisolierten Stickstoffbehälter (Dewar). Mit einer Anblasvorrichtung (Jet) wird der Stickstoff erhitzt, sodass die Flüssigkeit verdampft. Durch die Leistung des Jets regelt man die Menge des verdampften Gases und somit die Stärke des Gaszustroms. Stickstoff hat beim Sieden eine Temperatur von $-195,79^{\circ}$ C und gelangt so aus dem Dewar. Zur Regelung der Temperatur des Luftstroms dient ein Heizkörper (Heater), der die Kaltluft erwärmen kann. Auf dem Weg vom Heater zum Sensor erleidet das Kaltgas einen Temperaturverlust, der von der Stärke und der Temperatur des Luftstroms abhängt. Durch Isolierung der Kaltgasleitung mit einem Vakuum wird der Verlust verringert.

Mit der Kaltgasanlage wurden Temperaturen bis -60° C am Sensor eingestellt. Neben dem Vorteil des punktuellen Einsetzens der Kaltgasanlage und der tiefen Temperaturen ist die zusätzliche Zufuhr von Stickstoff zu erwähnen. Andere Komponenten der Messapparatur wie die Photomultiplier sind kälteempfindlicher, weshalb sie nicht direkt mit dem Kaltgas belüftet werden und keine tieferen Temperaturen genutzt werden.

Um die im Detektor erzeugte Ladung zu trennen und um sie dadurch messen zu können, muss eine Spannung angelegt werden. Die dafür eingesetzte Spannungsquelle befindet sich außerhalb der Truhe und wird durch ein Stromkabel in die Truhe geführt. Für die meisten Messungen diente die Keithley 237 *High-Voltage Source-Measure Unit* [Kei], welche Spannungen bis 1100 V erzielt. Für höhere Spannungen stand das iseg SHQ 122M [ise] mit einer maximalen Spannung von 2000 V bereit. Die Spannungsquelle von iseg kann man extern über eine RS232-Schnittstelle mit dem PC bedienen. Dazu wurde ein



Abbildung 5.7: Tiefkühltruhe des Betasetups mit angeschlossener Kaltgasanlage.

Steuerungsprogramm geschrieben, das mit Linux kompatibel ist.

Neben der Kaltgasanlage wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit das analoge Auslesesystem ALiBaVa in das Betasetup integriert. Die dazu nötigen Modifizierungen haben das Messsystem nicht verändert.

5.2.3 Analoges Auslesesystem ALiBaVa

Bisher wurde das Betasetup mit einem binären Auslesesystem betrieben, dem SCTDAQ (SCT *Data Acquisition*), das als Testsystem für die SCT-Modulproduktion genutzt wurde. Binär bedeutet hier, dass nur abgefragt wird, ob das Signal über einer bestimmten Schwelle liegt, aber es werden keine absoluten Signalwerte übermittelt. Um trotzdem Informationen über die Signalhöhe zu bekommen, müssen sogenannte Schwellenscans durchgeführt werden. Dabei misst man bei verschiedenen Schwellen viele Teilchendurchgänge an den Szintillatoren (Trigger) und berechnet aus den binären Daten die Effizienz. Die Effizienz berechnet sich aus der Anzahl gelandeter Treffer geteilt durch die Anzahl der Trigger. Somit beträgt bei niedriger Schwelle die Effizienz 1, da jeder Trigger ein Treffer ist und bei sehr hoher Schwelle beträgt die Effizienz 0, da kein Signal mehr über die Schwelle kommt. Bei der Schwelle, bei der die Effizienz 0,5 ist, erhält man dann den Median der Landauverteilung als Maß für die erzeugte Ladung.

Die binäre Auslese hat bei den Spurdetektoren am Speicherring den Vorteil, dass eine Spur bei fest eingestellter Schwelle ohne große Datenmengen identifiziert werden kann. Für die Nutzung im Labor ist das SCTDAQ aufwendig, weil viele Einstellungen vorgenommen werden müssen. Die Schwellenscans sind bei binären Systemen zeitaufwändig, da eine hohe Anzahl an Triggern für eine vernünftige Effizienzberechnung nötig ist. Zu Testzwecken bieten sich eine analoge Auslese besser an, weil sie die Pulsform des Ausgangssignals liefert und schnelle Messungen möglich macht. Das ALiBaVa wurde als solch ein analoges System in kompakter Form entwickelt. Das ALiBaVa wurde von der RD50-Kollaboration entwickelt, um den Anforderungen des Testens von hochbestrahlten Sensoren gerecht zu werden [MH09a]. Es ist sowohl beim Beta- als auch beim Lasersetup einsetzbar und misst n-Typ- genau so wie p-Typ-Sensoren, unabhängig vom Bestrahlungsgrad. Die Auslese erfolgt auf 256 Kanälen mit dem analogen Beetle-Chip [Lö06], der auch bei LHCb eingesetzt wird. In Abbildung 5.8 ist ein Blockdiagramm des Beetle-Cips dargestellt. Das analoge Eingangssignal gelangt durch den Vorverstärker (*Preamplifier*), den Pulsformer (*Shaper*) und dem Komparator zum Puffer (*Pipeline*), bevor es an den Signalausgang geleitet wird. Ein eingebauter Kondensator kann für jeden Kanal einen Testpuls generieren.



Abbildung 5.8: Blockdiagramm des Beetle-Auslesechips [Lö06].

Die Hardware des ALiBaVa teilt sich in eine Hauptplatine (*Motherboard*) und eine Tochterplatine (*Daughterboard*) auf, die durch ein Flachbandkabel verbunden sind. Die Steuerung des Systems mit der Software wird durch eine graphische Umgebung (GUI, *Graphical User Interface*) unterstützt und wir per USB mit dem *Motherboard* verbunden. Eine ausführliche Beschreibung des ALiBaVa ist in der Masterarbeit von R. Marco-Hernández zu finden [MH08]. Der Messaufbau mit dem ALiBaVa, zu dem auch eine externe Spannungsquelle gehört, ist in Abbildung 5.9 skizziert.

Direkt am Sensor wird das Daughterboard positioniert, damit die Kanäle des Sensors durch Wirebonds mit dem Beetle-Chip kontaktiert werden können. Um mehrmaliges Bonden mit dem Beetle-Chip möglich zu machen, sind auf dem Daughterboard AC-Fan-Ins mit mehreren Bondpads angebracht. Auf dem Board befinden sich 2 Beetle-Chips mit je 128 Kanaleingängen und deren Fan-Ins, sowie ein integrierter Temperatursensor, ein Spannungseingang mit Tiefpassfilter für die extern betriebene Hochspannung und ein



Abbildung 5.9: Skizze eines Messaufbaus mit dem ALiBaVa und einer externen Spannungsquelle [MH09b].

Anschluss für das Flachbandkabel zum *Motherboard*. In Abbildung 5.10 ist ein Modul mit Daughterboard und Trägerkeramik (statt Aluminiumnitrid) mit Sensor fotografiert.

Der Beetle-Chip empfängt das Signal von jedem Streifen des Detektors, verstärkt und formt dieses und gibt die Signalhöhe in einer 40 MHz Taktung an einen Puffer weiter. Die Verstärkung ist temperaturabhängig und muss durch eine Kalibration bestimmt werden (Abschnitt 6.3). Im Puffer werden für jeden Kanal die letzten 160 Signale (Samples) aufbewahrt, damit nach einer fest gewählten Verzögerung (Latency) das passende Sample zum Trigger ausgelesen wird. Dies ist nötig auf Grund der verschiedenen Laufzeiten der Signale am Sensor und am Szintillator. Weil sich das Daughterboard am Sensor befindet, kann es sehr tiefen Temperaturen ausgesetzt sein. Um eine Fehlfunktion des Boards zu vermeiden, ist es ratsam, den Stickstoffstrom der Kaltgasanlage nur auf den Sensor zu richten.

Das Motherboard befindet sich außerhalb der Tiefkühltruhe und ist in Abbildung 5.11 mit seinen Anschlüssen und ohne Schutzdeckel zu sehen. Das Flachbandkabel kommt direkt vom Daughterboard, der USB-Anschluss ist mit dem Mess-PC, auf dem sich die zugehörige Software ALiBaVa-GUI befindet, verbunden und beim Triggereingang sind



Abbildung 5.10: Fotografie eines Moduls mit dem Daughterboard (grüne Platine), an dem die Beetle-Chips (4) befestigt sind, sowie einem Keramikträger (weißes Plättchen). Auf dem Träger befinden sich zwei 3D-DDTC-CNM-Sensoren (1) mit Fan-Ins (3) und ein Temperatursensor von Dallas Semiconductor (2) [Dal].

die Kabel von den Photomultipliern angeschlossen. Deren Länge wurde so gewählt, dass die Signale der Szintillatoren gleichzeitig ankommen und in der Koinzidenzeinheit des *Motherboards* einen Trigger auslösen. Für das Lasersetup kann das *Motherboard* selber einen Trigger erzeugen, um einen Laserpuls auszulösen. Die Steuerung übernimmt ein FPGA, der durch die Software eingestellt wird. Das ankommende analoge Signal wird in einem ADC-Block (*Analogue-to-Digital Converter*-Block) in ein digitales umgewandelt. Zusammen mit der Verstärkung des Signals am Beetle-Chip ergibt sich ein Kalibrationsfaktor, welcher das digitale Signal in die gesammelte Ladung (in Einheit Elektronen) umrechnet. Ein TDC-Block (*Time-to-Digital Converter*-Block) gibt die Zeit zwischen dem ankommenden externen Triggerpuls und dem Ende einer internen 10 MHz-Taktung in digitaler Form weiter. Dadurch kann die Pulsform des analogen Ausgangssignals der Beetle-Chips innerhalb eines Zeitfensters von 100 ns erfasst werden.

Über die Software ALiBaVa-GUI [Lac] lässt sich die Hardware steuern. Daraus erhält man die Messdaten, um diese zur weiteren Analyse in einer Datei zu speichern. Das Programm ist sowohl für das Betasetup, als auch für das Lasersetup konzipiert. Während der Messung können die Daten über einen Onlinemonitor beobachtet werden, um rechtzeitig Fehler zu entdecken oder die passenden Parameter zu setzen. Mit einem *Plug-In* kann man durch selbstgeschriebene Makros die Datennahme individuell einrichten und zusätzliche Funktionen einbauen. So wurde ein Makro geschrieben, das in Verbindung mit der Spannungsquelle von iseg eine Messreihe bei verschiedenen Spannungen durch-



Abbildung 5.11: Fotografie des Motherboards mit Stromanschluss (1), USB-Anschluss (2), Flachbandanschluss (3) und Triggereingang (4).

führt. Das Hauptfenster des Programms ALiBaVa-GUI während einer *Pedestal*-Messung ist in Abbildung 5.12 gezeigt.

Die Software bietet 5 Messmodi an, die kurz erläutert werden:

- "Calibration": Der Modus dient zur Bestimmung des Kalibrationsfaktors zwischen gesammelter Ladung und digitalem Auslesewert, dem ADC-Wert. Auf dem Beetle-Chip gibt es zu jedem Kanal einen Kondensator, der Ladung in den Kanal injizieren kann. Bei verschiedenen Ladungen wird jeweils der zugehörige ADC-Wert gemessen und somit ein linearer Zusammenhang zwischen Ladung und ADC-Wert, das *Gain*, bestimmt.
- "Laser Synchronization (Laser Sync.)": Es wird die Signalhöhe bei verschiedenen Verzögerungszeiten zwischen gesendetem Lasertrigger und Auslesepuls gemessen. Aus dem erhaltenen Zeitprofil wird die optimale Verzögerungszeit bestimmt, bei der die Signalhöhe maximal ist. Diese Verzögerungszeit wird für den "Laser Run" verwendet. Die Synchronisation sollte für jedes neu eingebaute Modul durchgeführt werden.
- "Laser Run": Im "Laser Run" werden viele Laserpulse gemäß den gesendeten Lasertriggern generiert. Nach der aus dem Modus Laser Synchronization bestimmten Verzögerung werden die Beetle-Chips ausgelesen. Zur verbesserten Nutzung des "Laser Runs" wird die Motorsteuerung des x-y-Lineartisches durch ein Plug-In betrieben. Dadurch kann die Detektoroberfläche zweidimensional für eine Strukturanalyse abgescannt werden. Für eine detaillierte Durchführung der "Laser Synchronization" und des "Laser Runs" wird auf [Bre10] verwiesen.

"Radioactive Source Run (RS Run)": Diesen Modus verwendet man mit dem Betase-

5 Teststand mit radioaktiver Quelle



Abbildung 5.12: Screenshot der graphischen Oberfläche ALiBaVa-GUI während einer Pedestal-Messung. Der Modus des ALiBaVa lässt sich rechts oben einstellen. Der linke Onlinemonitor zeigt den Pedestal an, während der rechte das Rauschen (Noise) anzeigt.

tup. An den Triggereingang legt man die koinzidenten Signale der Photomultiplier an oder alternativ einen digitalen Triggerpuls. Durch Festlegen einer Schwelle für die Signale kann man den Trigger auf eindeutige Treffer reduzieren. Die verschiedenen Laufzeiten der Signale von Detektor und Szintillatoren gleicht man durch die *Latency* aus, die man über "Settings" am Beetle-Chip direkt einstellt.

"Pedestals": Bei der "Pedestals"-Messung wird der Detektor nach einem zufälligen Trigger ausgelesen. Das *Pedestal* ist die intrinsische Signalhöhe eines jeden Kanals, wenn keine Ladung im Sensor erzeugt wird, also ein *Offset*. Es ist temperaturabhängig und sollte deswegen kurz vor oder nach jeder Laser- oder Betamessung bestimmt werden. Während der Messung müssen Teilchendurchgänge verhindert werden, um den wahren *Pedestal*-Wert erhalten zu können. Zusätzlich zum *Pedestal* erhält man aus der Messung das Rauschen jedes Kanals.

6 Messvorgang und Datenanalyse

Dieses Kapitel behandelt die Durchführung der Messungen verschiedener wichtiger Kenngrößen, z. B. Ladungssammlungseffizienz oder Rauschen, um die 3D-Detektoren für ihren Einsatz am SLHC zu testen. Die Analyse der Messdaten und die zu erwartenden Ergebnisse werden genauer erklärt.

6.1 C-V-Kurven

Die Messsung der Kapazität C als Funktion der Biasspannung V findet in der Probestation (Abschnitt 5.1.1) statt. Da sie keine Kühlung besitzt, konnte nur der unbestrahlte Sensor vermessen werden. Kontaktiert werden ein Streifen auf der Vorderseite und die Rückseite, wobei normalerweise der Biasring auf der Vorderseite geerdet ist und mit dem Guardring verbunden ist. Da die verwendeten 3D-Sensoren keinen Biasring besitzen, wird nur der Guardring geerdet. Bei verschiedenen Biasspannungen wird die jeweilige Kapazität abgelesen und in die C-V-Kurve eingetragen.

Nach Gleichung 2.13 kann man $1/C^2$ gegen V auftragen, um einen linearen Anstieg bis zur Verarmungsspannung zu erhalten. Da bei höheren Spannungen die Kapazität konstant ist, ergibt sich in der Kurve ein Knick bei der Verarmungsspannung, deren Wert man dort abliest.

6.2 I-V-Kurven

An der Probestation kann der Leckstrom I bei einem einzelnen 3D-DDTC-CNM-Sensor nur über einen Kanal gemessen werden, weil nur ein Streifen kontaktiert werden kann. Wegen des fehlenden Biasrings ist es nicht möglich, alle Streifen gleichzeitig an ein Potential zu legen. Da man aber den Leckstrom aus allen Detektorstreifen erhalten will, wird der Detektor mit angeschlossenem *Daughterboard* in der Tiefkühltruhe vermessen. Die Biasspannung V wird über das *Daughterboard* angelegt und ist durch den Kontaktstreifen auf dem *AC-Fan-In* mit allen Auslesestreifen verbunden. Über die externe Spannungsquelle wird die Spannung V eingestellt und der Strom I abgelesen, um die I-V-Kurve zu erhalten.

Legt man eine zu hohe Spannung an, kann es zum elektrischen Durchbruch des Detektors kommen. Diesen erkennt man am extremen Stromanstieg, weshalb ein Stromlimit eingestellt sein muss. Der Betrag der Durchbruchspannung V_D ist für jeden Detektor verschieden, doch kann seine Abhängigkeit von der Fluenz und der Temperatur zu weiteren Rückschlüssen auf die Eigenschaften des Detektors führen. Bei der I-V-Kurve wird ein kontinuierlicher Anstieg des Leckstroms I_L mit der Biasspannung V bis zur Verarmungsspannung V_{dep} erwartet (siehe Gleichung 2.14). Darüber hinaus sollte sich theoretisch eine Sättigung des Leckstroms einstellen, der nur aufgrund von Randeffekten des Sensors leicht ansteigen könnte. Bei noch höheren Spannungen kann ein elektrischer Durchbruch auftreten, der durch einen sehr steilen Anstieg von I_L sichtbar wird.

6.3 Kalibration

Die Kalibration kann auf zwei Arten geschehen: (1) Über das ALiBaVa mit Messmodus "Calibration" oder (2) über eine Vergleichsmessung mit einem bekannten Sensor. Bei der Kalibration wird der Umrechnungsfaktor vom ADC-Wert, in dem das Signal digitalisiert gespeichert wird, in die im Detektor gesammelte Ladung bestimmt. Das *Gain* kann mit dem ALiBaVa für jeden Kanal einzeln bestimmt werden. Es genügt, wenn bei jedem Beetle-Chip für alle Kanäle das gleiche *Gain* angenommen wird. Weil die Abweichung des *Gains* für verschiedene Beetle-Chips sogar kleiner als der Fehler des *Gains* ist, wird es für alle Beetle-Chips als gleich angenommen.

Bei der Bestimmung des Umrechnungsfaktors mit dem ALiBaVa wird im Beetle-Chip in jeden Kanal über einen Kondensator Ladung injiziert. Der Beetle-Chip sollte zur Messung nicht an einen Sensor gebondet sein, weil aufgrund kapazitiver Effekte und der Verteilung der Ladung auf Nachbarkanäle (*Charge Sharing*) das Ergebnis verfälscht werden würde. Da bei der Messung eine bekannte einstellbare Ladung in die Kanäle injiziert wird, kann der Umrechnungsfaktor für jeden Kanal bestimmt werden:

$$Gain = \frac{\text{injizierte Ladung}}{\text{ADC-Wert}}.$$
(6.1)

Das Gain besitzt wegen leicht schwankender injizierter Ladung aus den Kondensatoren einen großen Fehler für jede Einzelmessung. Aus diesem Grund wird bei der Kalibration ein großer ADC-Bereich abgescannt, um aus dem linearen Zusammenhang zwischen ADC-Wert und injizierter Ladung das Gain zu bestimmen und einen geringeren Fehler zu erhalten. Durch Mittelung des Umrechnungsfaktors über alle Kanäle an einem Beetle-Chip oder sogar über alle Beetle-Chips wird die weitere Analyse erheblich erleichtert, da nur ein Parameter zu setzen ist.

Das durch den "Calibration"-Modus erhaltene *Gain* zeigt jedoch eine starke Abweichung zu dem Wert aus der Vergleichsmessung mit einem bekannten Sensor. Die Ursache ist ein gemessener ADC-Wert, der zum falschen Zeitpunkt vom ALiBaVa ausgelesen wird und daher zu klein ist. Durch das Injizieren der Ladung wird im Beetle-Chip ein Signal erzeugt, welches ein semi-Gauß'sches Zeitprofil mit scharfen Flanken hat [Löö6]. Die gesammelte Ladung lässt sich am Peak dieser Pulsform bestimmen, an den Flanken wird eine geringere Ladung angezeigt. Bei der Kalibration wird der Triggerpuls zum Abgreifen des *Peaks* vom Zeitprofil um wenige Nanosekunden falsch gesendet. Eine feine Zeiteinstellung in ns-Stufen ist im ALiBaVa nicht vorgesehen (außer in 25 ns-Schritten mit der *Latency*), was zu einem zu niedrigen Signal führt. Eine genaue Betrachtung der Kalibration mit dem ALiBaVa ist in [Wal10] zu finden. Um trotzdem das *Gain* bestimmen zu können, wurde ein unbestrahlter Detektor mit bekannter Charakteristik als Referenz genommen. Dazu dient ein planarer n-Typ Detektor aus dem Endkappenbereich des SCT am ATLAS-Detektor, für den die Ladung genau bekannt ist, die durch ein den Detektor durchquerendes MIP erzeugt wird. Aus der Messung der komplett gesammelten Ladung im "RS Run" des ALiBaVa, die zunächst in ADC-Werten ausgedrückt ist, wird der Umrechnungsfaktor aus der bekannten Ladung bestimmt.

Das Gain hat eine starke Temperaturabhängigkeit, weil die Verstärkung im Beetle-Chip mit der Temperatur variiert und sich deshalb der gemessene ADC-Wert ändert. Die Gain-Bestimmung durch den Referenzsensor wurde aus diesem Grund bei verschiedenen Temperaturen vorgenommen. Im Operationsbereich des Betasetups, d. h. bei Temperaturen zwischen -55° C und $+25^{\circ}$ C, konnte eine Linearität des Umrechnungsfaktors mit der Temperatur festgestellt werden. Es ergibt sich ein Zusammenhang des Gains (in e^{-}/ADC) mit der Temperatur T (in $^{\circ}$ C), der für alle Beetle-Chips gilt und in dieser Arbeit für jede Messung verwendet wurde [Wal10]:

$$Gain(T) = 183,28 + 1,076 \cdot T \quad \left[\frac{e^-}{ADC}\right].$$
 (6.2)

Als Fehler wird für den y-Achsenabschnitt 1,76 und für die Steigung 0.066 angegeben. Bei Raumtemperatur (20°C) errechnet sich der Kalibrationsfaktor damit zu einem Wert von $Gain(20^{\circ}C) = (204.8 \pm 2.2) e^{-}/ADC$.

Unabhängig von dem Kalibrationsfaktor gibt es eine Kapazitätskorrektur für jeden gebondeten Sensor. Ist ein Sensor mit dem Beetle-Chip kontaktiert, so beeinflusst die Ladekapazität die Pulsformung des Beetle-Chips. Die Kapazitätskorrektur wird durch die Multiplikation eines Korrekturfaktors, der Abhängig von der Ladekapazität des Sensors ist, mit dem erhaltenen ADC-Wert ausgeführt. Den Korrekturfaktor kann man aus dem "Beetle Reference Manual" [Lö06] bestimmen. Bei den in dieser Arbeit getesteten Sensoren erhält man einen Faktor von 1,07 für die p-Typ-Sensoren und 1,081 für die n-Typ-Sensoren. Der Fehler auf den Kapazitätsfaktor kann vernachlässigen werden, da dieser klein ist gegenüber dem Fehler des "*Gains*.

6.4 Bestimmung des Pedestals

Bei jedem Messereignis, unabhängig vom ALiBaVa-Modus, wird für jeden Streifen das Signal ausgelesen und weitere Größen wie z. B. die Temperatur am Beetle-Chip werden aufgezeichnet. Die Rohdaten der Messung enthalten das digitale Ausgangssignal, welches ganzzahlige ADC-Werte zwischen 0 und 1023 annehmen kann. Da ein Signal ein positives oder negatives Vorzeichen annehmen kann, besitzt der ADC-Wert eines jeden Kanals einen Offset, der Pedestal genannt wird. Dieser wird ermittelt, indem im ALiBaVa-Modus "Pedestals" das Signal mit einem zufälligen Trigger ausgelesen wird. Dadurch wird gewährleistet, dass die Auslese-Vorgänge unabhängig von der Durchquerung ionisierender Teilchen stattfinden. Durch das Rauschen schwankt der ADC-Wert um den Pedestal-Wert, wodurch bei der Analyse des Pedestals auch das Rauschen bestimmt werden kann. Eine Strahlungsquelle sollte während der Messung nicht auf den Sensor gerichtet sein, damit ein ionisierender Teilchendurchgang nicht zufällig in den Messdaten registriert wird.

Das Rauschen ist Gauß-förmig, solange keine *Micro-Discharges* (siehe Abschnitt 3.4) auftauchen. Werden alle Ereignisse für jeden Kanal in ein Histogramm eingetragen, so hat man zwei Möglichkeiten *Pedestal* und Rauschen zu bestimmen:

- Der Mittelwert über alle Einträge liefert das Pedestal, während die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung (Roots Mean Square, RMS) dem Rauschen entspricht. Ist die Verteilung der Einträge Gauß-förmig, so liefert die Methode genaue Ergebnisse. Bei starken Ausreißern vergrößert sich jedoch der RMS-Wert und das Pedestal kann sich verschieben. Zufällige Teilchendurchgänge, die aber selten auftauchen und Micro-Discharges können diese Ausreißer erzeugen. Der RMS-Wert ist zur Beschreibung des Rauschens geeignet, da das Rauschen hochbestrahlter Sensoren bei hoher Biasspannung nicht mehr vollkommen Gauß-förmig sein muss (siehe Abschnitt 7.3.1). Der Nachteil der Methode ist, dass sich das berechnete Pedestal bei asymmetrischer Verteilung verschiebt und nicht mit dem wahren Wert in der Mitte der Gaußglocke übereinstimmt.
- 2. An das Histogramm wird eine Gauß-Funktion gefittet, aus deren Parameter man das *Pedestal* über den Erwartungswert und das Rauschen über die Breite erhält. Bei einer hohen Anzahl an Ereignissen stimmen die Werte für beide Methoden überein, solange die Verteilung Gauß-förmig ist. Bei hochbestrahlten Detektoren erhält man aus dieser Methode den genaueren *Pedestal*-Wert, weil sich die Gaußglocke nicht verschiebt und deren Mitte weiterhin dem *Pedestal* entspricht. Die Parameter des Gauß-Fits werden weniger durch Ausreißer beeinflusst, weshalb das Rauschen geringer ist und das Rauschverhalten weniger gut beschrieben wird.

Zur Bestimmung des Pedestals wurde deshalb die Methode mit dem Gauß-Fit verwendet, während das Rauschen durch den RMS-Wert des Mittelwerts angewandt wurde. Noch nicht berücksichtigt wurde das Common Mode Rauschen (siehe Abschnitt 2.4), das zur Erhöhung des gemessenen Rauschens führt. Nach der primären Berechnung des Rauschens kann mit dem erhaltenen Pedestal-Wert das Common Mode Rauschen für jedes Ereignis bestimmt werden. Nach Abzug der primären Pedestal-Werte von den Rohdaten sollten bei jedem Ereignis die Signale der einzelnen Kanäle bei Abwesenheit eines ionisierenden Teilchendurchgangs um Null zentriert sein. Jedoch zeigen die Kanäle wegen des Common Mode-Rauschens ein anderes, zueinander korreliertes Verhalten. Im einfachsten Fall ist die Abweichung eine Konstante, es gibt aber auch Fälle mit Polynomen höherer Ordnung. In den Messungen dieser Diplomarbeit trat nur Common Mode-Rauschen in Form von einer Konstanten auf. Die Konstante wurde für jedes Ereignis durch den Mittelwert über alle Kanäle berechnet.

Nach einer wiederholten Berechnung des Rauschens, wobei dieses Mal das Common Mode Rauschen von den Rohdaten abgezogen wurde, erhält man das Common Modebereinigte Pedestal und Rauschen. Mit diesen beiden Größen wurde die weitere Analyse durchgeführt. Durch iteratives Wiederholen von Common Mode- und Pedestal-Korrektur könnte theoretisch das Ergebnis weiter verbessert werden. Jedoch hat es sich in der Praxis für diese Arbeit gezeigt, dass eine einfache *Common Mode*-Korrektur ausreicht, da eine zweite das Ergebnis nicht signifikant ändert.

6.5 Messung des Rauschens

Das Rauschen lässt sich im ALiBaVa mit dem Messmodus "Pedestal" für jeden einzelnen Kanal bestimmen. Um die Abhängigkeit des Rauschens von der Biasspannung messen zu können, wird über das *Plug-In* (siehe Abschnitt 5.2.3) eine Spannungsreihe mit den *Pedestal*-Werten aufgenommen. Es lassen sich zudem der Spannungsbereich und die Schrittweite der Spannungsreihe, sowie die Anzahl der Ereignisse pro Spannungsschritt einstellen. Um eine ausreichende Statistik zu erhalten, wurden 10000 Ereignisse pro Schritt gewählt.

Zur Auswertung der Messdaten aus dem ALiBaVa wurden Makros entwickelt, die über das Datenanalyseprogramm ROOT [Bru97] laufen. In einer ersten Rauschmessung stark rauschende sowie nicht gebondete Kanäle gesucht und maskiert, damit diese keinen falschen Beitrag zum über alle Kanäle gemittelten Rauschen und dem *Common Mode* Rauschen leisten. Starkes Rauschen ist auf defekte Streifen des AC-Fan-Ins, Kurzschlüsse zweier Streifen wegen erhöhter Kapazität und Schäden am Auslesestreifen zurückzuführen. Außerdem zeigen manche Kanäle erst bei hohen Biasspannungen starkes Rauschen aufgrund von Strahlungsschäden und müssen ebenfalls maskiert werden. Nicht gebondete Kanäle besitzen ein geringeres Rauschen, da am Beetle-Chip keine Streifenkapazität anliegt und liefern keine Informationen über den Sensor. In einer wiederholten Rauschmessung wird das tatsächliche Rauschen durch Mittelung über alle funktionsfähigen Kanäle für jede Biasspannung bestimmt. Durch Umrechnung des Rauschens von ADC in Elektronen mithilfe des *Gains* erhält man das Rauschen als *Equivalent Noise Charge* (*ENC*).

6.6 Messung der Ladungssammlungseffizienz

Zur Messung der Ladungssammlungseffizienz (CCE, siehe Abschnitt 3.1.2) wird der Detektor mit der Modulhalterung in das Betasetup eingebaut und an das ALiBaVa angeschlossen. Es wird erwartet, dass die Ladungssammlungseffizienz aufgrund der Strahlungsschäden mit der Fluenz abnimmt. Durch die Messung der CCE bei verschiedenen Spannungen können weitere Informationen, z. B. über die Verarmungsspannung, gesammelt werden. Die Ladungssammlungseffizienz unterliegt im Allgemeinen keiner Temperaturabhängigkeit, jedoch gilt das nicht bei *Charge Multiplication*. Aus diesem Grund sind zusätzlich Spannungsreihen bei verschiedenen Temperaturen interessant. Bei gleicher Fluenz können anhand der CCE verschiedene Detektortypen miteinander verglichen werden. Daher ist die Ladungssammlungseffizienz eine sehr gute Messgröße, um die Strahlenhärte von Detektoren zu bestimmen.

6.6.1 Vorbereitende Einstellungen

Bei dem in Abschnitt 5.2.2 beschriebenen Aufbau des Betasetups musste erst das Triggersystem konfiguriert werden. Es gilt, die Schwelle für das Ausgangssignal der Photomultiplier so hoch zu setzen, dass keine Trigger durch das Rauschen der Photomultiplier ausgelöst werden. Jedoch sollte die Schwelle nicht zu hoch sein, damit keine echten Treffen verworfen werden. Je höher die Trefferrate ist, desto kürzer dauert die Messung und Temperaturschwankungen haben weniger Einfluss auf die Messung. Die Schwelle wird über das ALiBaVa-GUI für jeden Photomultiplier separat eingestellt. Um eine optimale Einstellung zu finden, wurde eine, zu diesem Zeitpunkt parat stehende, radioaktive Quelle direkt auf die Szintillatoren gerichtet und die Koinzidenzrate für verschiedene Schwellen an beiden Photomultipliern gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Die steilen Flanken bei niedrigen Schwellen deuten auf viele durch Rauschen ausgelöste Trigger hin, während in der Ebene nur noch wenige zufällige Koinzidenzen auftreten sollten. Als Arbeitspunkt wurde eine Schwelle von $-20 \,\mathrm{mV}$ für beide Photomultiplier gewählt, der bei allen Messungen verwendet wurde. In den Messungen der CCE wurde bei eingebautem Sensor mit der für Messungen verwendeten 37 MBq-Strontiumquelle eine Koinzidenzrate von $\sim 200 \,\mathrm{Hz}$ erreicht.



Abbildung 6.1: Ratenmessung der Szintillatoren für verschiedene Schwellen an den Ausgangssignalen der Photomultiplier. Als Arbeitspunkt wurde für beide Szintillatoren 20 mV gewählt.

Nach jedem Einbau der Modulhalterung in das Betasetup muss zuerst die Position des Sensors gefunden werden, in der die Betaquelle mittig auf den Sensor zielt. Dabei wird für verschiedene horizontale und vertikale Positionen des Sensors eine Messung mit dem Modus "RS Run" durchgeführt und eine qualitative Auswertung vorgenommen. Die genaue Auswertung wird im Folgenden beschrieben. Die optimale Position in der Detektorebene lässt sich optisch anhand der *Hitmap* entlang der Achse senkrecht zu den Streifen finden, wenn in der Mitte des Sensors das Maximum des Strahlprofils der radioaktiven Quelle liegt. Man erhält die ideale Position am Ort der höchsten Trefferzahl, indem man die Anzahl der Treffer für verschiedene Orte entlang der anderen Achse misst.

6.6.2 Bestimmung der Pulsform

Sobald die Ausrichtung bewerkstelligt wurde, kann eine Messreihe mit dem eingebauten Sensor durchgeführt werden. Zur Messung der Ladungssammlungseffizienz wird gewöhnlich eine Spannungsreihe bei einer festen Temperatur aufgenommen. Um den Temperatureinfluss auf die Ladungsvervielfachung untersuchen zu können, wird die Spannungsreihe bei verschiedenen Temperaturen wiederholt.

Zu jeder Messung der CCE wird eine *Pedestal*-Messung ohne radioaktive Quelle durchgeführt, weil sich der *Pedestal* mit der Spannung und der Zeit ändern könnte. Das *Gain* ist, wie bereits erwähnt, bekannt und muss nicht durch einen "Calibration"-Run bestimmt werden. Die eigentliche Messung der CCE findet im "RS Run"-Modus statt, zu der die radioaktive Quelle auf den Sensor gerichtet sein muss. Die Gesamtzahl der Ereignisse, nach der das ALiBaVa die Messung beendet, wird in dieser Arbeit meist auf 100 000 gesetzt. Dadurch ist eine ausreichende Statistik gewährleistet, selbst wenn viele Ereignisse durch falsche Trigger oder ähnliches unbrauchbar sind. Die Messzeit beträgt bei dieser Einstellung zwischen sieben und acht Minuten.

In der Analyse der Messdaten wird zuerst das *Common Mode*-bereinigte *Pedestal* für jeden Auslesekanal bestimmt. Nach Abzug des *Pedestals* von den Rohdaten des "RS Runs" muss deren *Common Mode* bestimmt werden. Nicht funktionierende oder stark rauschende Kanäle müssen dabei maskiert sein. Erst nach Abzug des *Common Modes* und des *Pedestals* von den Rohdaten liegt die wahre Signalhöhe für alle Auslesekanäle vor. Zu jedem Ereignis ist zudem der TDC-Wert bekannt, der den Zeitpunkt angibt, an dem das Signal von der Pulsform abgegriffen wurde.

Bei jedem Ereignis wird der Kanal mit dem höchsten Signal-Rausch-Verhältnis ausgewählt. Um den zeitlichen Verlauf der Pulsform zu erhalten, wird das Signal in ein Histogramm eingetragen. Die x-Achse des Histogramms entspricht dem TDC-Wert, wobei diese Achse in Zeitbins der Breite 1 ns von 0 ns bis 100 ns unterteilt ist. Die y-Achse gibt den Durchschnitt der ADC-Werte vom Signal des entsprechenden Zeitbins an. Wenn die Ausleseelektrode aus n-Typ Silizium ist, wird der Signalwert zudem mit dem Faktor "-1" multipliziert, um ein positives Vorzeichen der generierten Ladung zu erhalten, da negativ geladene Elektronen gesammelt werden. Die Umrechnung des ADC-Werts in die erzeugte Ladung erfolgt zur einfacheren Handhabung erst am Ende der Analyse.

Der zeitliche Verlauf dieses semi-Gauß'schen Auslesepulses, gemittelt über alle Ereignisse, nennt sich Zeitprofil und ist beispielhaft für den Sensor n2E15 in Abbildung 6.2 dargestellt. Nach einer *Peaking Time* t_p ist das Maximum des Pulses erreicht. Danach sinkt das Signal, das sogar in den negativen Bereich schwingt. Der Puls wird durch t_p , das maximale Signal und den *Remainder*, der das Verhältnis von Signal 25 ns nach dem Maximum zu maximalem Signal angibt, charakterisiert. Die Pulsform kann durch Einstellungen am Beetle-Chip verändert werden [Lö06].



Abbildung 6.2: Zeitlicher Verlauf der Pulsform des Sensors n2E15 bei einer Temperatur von -41°C und einer Spannung von 250 V. Die Signalhöhe, entsprechend dem Seed Cut von 5 (horizontal) und die Begrenzung des Zeitfensters (vertikal) sind als gestrichelte Linien angedeutet.

Das Maximum der Pulsform eines einzelnen Ereignisses ist proportional zur gesammelten Ladung. Da das Zeitprofil über alle Einträge, die das höchste SNR eines Ereignisses besitzen, gemittelt ist, erhält man noch nicht die mittlere gesammelte Ladung am Maximum. Man erhält jedoch den TDC-Wert, bei dem das Maximum auftritt. Es wurde ein Zeitfenster von 10 ns um das Maximum gewählt, in dem sich die zur Auswertung nötigen Signale befinden. Würde man es kleiner wählen, wäre zu wenig Statistik vorhanden und bei zu großer Wahl würden zu niedrige Signale mit ausgewertet werden. Das Zeitfenster ist durch die gestrichelten vertikalen Linien in der Abbildung 6.2 angedeutet. Die gestrichelte horizontale Linie gibt die Signalhöhe an, bei der das Signal-Rausch-Verhältnis den Wert 5 annimmt und entspricht dem im folgenden Abschnitt beschriebenen *Seed Cut.* Bei einem Rauschen von 5,8 ADC-Werten ergibt sich in diesem Fall eine Linie bei 29 ADC-Werten. Signale über dieser Linie stellen mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit keine Rauschtreffer dar.

6.6.3 Bestimmung des Signalspektrums

Die Signalhöhen der einzelnen Ereignisse, die sich im gewählten Zeitfenster befinden, werden in ein separates Histogramm eingetragen. Die x-Achse ist in ADC-Bins konstanter Breite aufgeteilt, die zur Auswertung selbst gewählt werden kann und meist 4-8 ADC-Werte umfasst. In y-Richtung wird die Häufigkeit eingetragen, bei der sich ein Ereignis im entsprechenden ADC-Bin befindet. Wenn jedes eingetragene Ereignis das Signal eines Teilchendurchgangs ist, so ergibt sich im Histogramm idealerweise eine Landau-Verteilung. Weil jedoch jedes Signal mit einem Gauß'schen Rauschen überlagert ist, ergibt sich stattdessen eine Faltung aus Landau- und Normalverteilung, die der Landau-Verteilung ähnlich sieht.

Die bei einer Teilchendurchquerung erzeugte Ladung muss nicht immer von nur einem Auslesekanal gesammelt werden. Je nach Trajektorie kann sich die Ladung auf mehrere Streifen verteilen, es bilden sich sogenannte *Cluster*. Der Kanal mit der am höchsten gesammelten Ladung wird *Seed* genannt. Nur wenn der *Seed* ein SNR größer als ein gewählter *Seed Cut* besitzt, wird dieser als Treffer registriert. Dem Signal des *Seeds* werden dann die Signalhöhen der Nachbarstreifen addiert, solange diese ein SNR über dem *Neighbour Cut* haben. Die Anzahl der Kanäle, die über diesen *Cuts* liegen, wird durch die Clustergröße angegeben. In der Analyse wurde meistens ein *Seed Cut* von 5 und ein *Neighbour Cut* von 3 gewählt.

In das Signal-Histogramm werden nur Ereignisse eingetragen, deren SNR beim jeweiligen Ereignis am höchsten ist und über dem Seed Cut liegen. So wird verhindert, dass zu kleine Signale oder Fehltrigger eingetragen werden. Zu kleine Signale treten meistens auf, wenn die Trajektorie des Betastrahls durch einen maskierten Kanal oder den Rand des Sensors geht. Dabei kann eine geringe Menge Ladung an einen funktionierenden Auslesekanal gelangen. Bei den 3D-Sensoren geht außerdem Ladung verloren, wenn eine Trajektorie durch eine Säule geht, in der die deponierte Ladung nicht gesammelt werden kann, weil kein elektrisches Feld herrscht. Fehltrigger treten auf, weil nicht jedes ionisierende Teilchen, das einen Trigger auslöst, den aktiven Bereich des Sensors durchquert. Bei Sensoren mit kleiner Fläche, wie es bei den getesteten 3D-Sensoren von CNM der Fall ist, kann das ionisierende Teilchen daran vorbeifliegen und trotzdem die für den Trigger verwendeten Szintillatoren durchqueren. Im Trägermaterial des Sensors und im nicht aktiven Bereich des Sensors, besonders am Rand, wird die Flugbahn durch Vielfachstreuung (Multiple Scattering) verändert, sodass das ionisierende Teilchen an die Szintillatoren gelangen kann. Durch eine verbesserte Kollimation des Betastrahls sowie Anordnung von Quelle, Sensor und Szintillatoren könnte die Fehltriggerrate verringert werden.

6.6.4 Ermittlung der gesammelten Ladung

Aus dem erhaltenen Signal-Spektrum lässt sich die im Detektor gesammelte Ladung bestimmen. Jedoch kann von ursprünglich 100 000 aufgenommenen Ereignissen nur ein geringer Anteil zur Analyse verwendet werden. Durch die Wahl des Zeitfensters fallen 90 % der Ereignisse heraus, da die zeitlichen Ereignisse gleichverteilt sind und das Fenster ein Zehntel der Gesamtzeit beträgt. Durch den Seed Cut werden ungewollte kleine Signale und Fehltrigger abgeschnitten. Übrig bleiben sollte die Verteilung der Faltung aus Landau- und Normalverteilung, aus der man durch einen Fit den wahrscheinlichsten Wert der Landau-Verteilung (Most Probable Value, MPV) erhält. Mit dem MPV lässt sich die Ladungssammlungseffizienz ermitteln, da der MPV für einen vollverarmten, unbestrahlten Sensor gegebener Dicke bekannt ist (siehe Abschnitt 2.5).

Das Signal-Histogramm ist für den Sensor n2E14 mitsamt dem Fit in Abbildung 6.3 dargestellt. Als Parameter wurde die Bin-Größe des ADC-Werts auf 6 gesetzt und der Fitbereich verläuft vom ADC-Wert 105 bis zum ADC-Wert 600. Durch den *Seed Cut* von fünf wurden nur Ereignisse ab einem ADC-Wert von 24 als Treffer in das Histogramm eingetragen. Es ist ersichtlich, dass das vordere Ende der Kurve von einer Landau-Verteilung abweicht. Das ist hauptsächlich auf das Design der 3D-Sensoren zurückzuführen. In den Säulen wird bei einem Teilchendurchgang zwar Ladung erzeugt, doch kann diese wegen des fehlenden elektrischen Feldes nicht getrennt und ausgelesen werden. Dadurch verringert sich das Signal von Teilchen, die die Säulen durchqueren. Der Anteil an Rauschhits, die über dem *Seed Cut* liegen, kann für die Abweichung von der Landau-Verteilung vernachlässigt werden.



Abbildung 6.3: Langau-Verteilung mit Fitkurve des Sensors n2E15 bei einer Temperatur von -41°C und einer Spannung von 250 V.

Der Seed Cut hat in dem gezeigten Beispiel keinen direkten Einfluss auf den MPV, da er nur den Anfang der Signal-Verteilung bestimmt. Bei Detektoren mit starkem Rauschen kann jedoch durch den Seed Cut der vordere Teil der Verteilung abgeschnitten werden, sodass eine Landau-Verteilung nicht mehr sichtbar ist. In diesem Fall muss der *Seed Cut* heruntergesetzt werden, um das Signal-Spektrum zu verdeutlichen. Wenn sich aufgrund von zu starkem Rauschen und zu niedrigem Signal das SNR dem Wert eins nähert, kann zwischen Treffer und Rauschen nicht mehr unterschieden werden und die Signal-Verteilung ist im Rauschen des Detektors nicht mehr sichtbar. In diesem Fall ist der Detektor zur Spurrekonstruktion nicht mehr nutzbar.

6.6.5 Erstellen der Hitmap

In einem weiteren Histogramm, der *Hitmap*, wird die Anzahl der Treffer für jeden Kanal eingetragen. Dieses Histogramm dient zur Kontrolle, ob der Sensor von der Quelle gut ausgeleuchtet wird und erleichtert dadurch die Ausrichtung. Der Bereich der meisten Treffer sollte sich in der Mitte und die leicht abfallenden Flanken auf beiden Seiten befinden. Eine *Hitmap* des Sensors n2E15 ist in Abbildung 6.4 zu sehen. Maskierte Kanäle weisen keine Treffer auf, in diesem Fall sind es die Kanäle 73 und 89.



Abbildung 6.4: Hitmap des Sensors n2E15 bei einer Temperatur von -41°C und einer Spannung von 250 V.

6 Messvorgang und Datenanalyse

7 Messergebnisse

Die Ergebnisse der Messungen mit den 3D-DDTC-CNM Sensoren werden in diesem Kapitel vorgestellt. Um die Eigenschaften der 3D-Sensoren besser verdeutlichen zu können, werden zuerst die Messungen am unbestrahlten Sensor präsentiert. Die bestrahlten Sensoren werden hauptsächlich bezüglich der Ladungssammlungseffizienz untersucht, aber auch das Rauschen wird betrachtet. Auf Ladungsvervielfachung (*Charge Multiplication*) sowie deren Abhängigkeit von Fluenz und Temperatur wird näher eingegangen. Anhand der Zusammenfassung der Messergebnisse wird die Eignung der 3D-Sensoren für einen Einsatz am SLHC überprüft.

7.1 Ergebnisse des unbestrahlten Sensors

Kapazität und Leckstrom

Zur Kontrolle der Funktionsfähigkeit des unbestrahlten p-Typ-Sensors p0E00 (Detektorbezeichnungen siehe 4.2.2) werden zuerst die C-V- und I-V-Kurven, die bei Raumtemperatur gemessen wurden, ausgewertet. Die Messreihe der Kapazität C zwischen einem Streifen- und Rückseitenkontakt bei verschiedenen Biasspannungen V_{bias} ist in Abbildung 7.1 zu sehen. Wie in Abschnitt 6.1 besprochen, wurde $1/C^2$ gegen V_{bias} aufgetragen. Es sind drei Bereiche konstanter Steigung sichtbar, die bei einem planaren Sensor nicht erwartet werden würden. In einem 3D-Sensor ergibt sich aufgrund der Säulenstruktur im Detektor ein anderes Verhalten der Kapazität. Simulationen der Raumladungsverteilung an 3D-DDTC-Sensoren [Pen07] haben gezeigt, dass der Detektor bereits bei Biasspannungen von wenigen Volt zwischen den Säulen verarmt ist. Um den Detektor zwischen Vorder- und Rückseite zu verarmen, sodass der Detektor komplett vollverarmt ist, ist eine Biasspannung in der Größenordnung von 10 V nötig.

Es ist davon auszugehen, dass der Sensor im ersten Bereich konstanter Steigung von $V_{bias} \approx 5$ V bis $V_{bias} \approx 30$ V bereits zwischen den Säulen verarmt ist. Bei niedrigeren Biasspannungen, bei denen der Detektor noch nicht verarmt ist, konnte die Kapazität nicht gemessen werden. Nach einem Sprung in der Kurve erreicht man den zweiten Bereich konstanter Steigung von $V_{bias} \approx 40$ V bis $V_{bias} \approx 65$ V, in dem der Sensor zusätzlich zwischen Vorder- und Rückseite vollverarmt ist. Aus der Grafik kann man demnach eine Verarmungsspannung von $V_{dep} \approx 40$ V ablesen. Der Wert der Kapazität bei Vollverarmung ist entgegen der Erwartung nicht konstant, da kleine, nicht verarmte Regionen und Randeffekte des Detektors die Kapazität weiterhin sinken lassen. Im letzten Bereich konstanter Steigung ab ca. 70 V ändert sich die Kapazität nur noch geringfügig. Wie sich später durch die *I-V*-Kurve, bei der der Leckstrom des gesamten Detektors gemessen wurde, feststellen lässt, ist das genau der Spannungsbereich, in dem der elektrische



Abbildung 7.1: Kapazität C zwischen einem Streifen und der Rückseite als $1/C^2$ aufgetragen gegen Biasspannung V_{bias} für den unbestrahlten Sensor p0E00 bei Raumtemperatur. Die Verarmungsspannung ist bei $V_{dep} \approx 40$ V ersichtlich.

Durchbruch des Detektors stattfindet. Da nur ein Streifen kontaktiert ist, kann dessen Durchbruchspannung größer als die des Detektors sein, weil der elektrische Durchbruch lokal stattfinden kann und daher einzelne Streifen zum Durchbruch führen können.

Der Leckstrom I_L aus allen Streifen in Abhängigkeit von der Biasspannung V_{bias} ist in Abbildung 7.2 (links) dargestellt. Bei steigender Biasspannung nimmt der Leckstrom zu, jedoch bildet sich kein Plateau bei Vollverarmung, die gemäß der *C-V*-Kurve ab $V_{bias} = 40$ V herrscht. Da der Leckstrom im Wesentlichen proportional zum verarmten Volumen ist, würde man jedoch ein Plateau erwarten. Die 3D-DDTC-CNM-Sensoren zeigen bei Spannungen über der Verarmungsspannung weitere Veränderungen der Detektoreigenschaften wie Leckstrom oder Kapazität. Dies kann durch Oberflächen- oder Randeflekte verursacht werden. Bei der Biasspannung $V_{bias} \approx 75$ V findet der elektrische Durchbruch des Sensors statt, was durch den extremen Anstieg des Leckstroms gekennzeichnet ist.

Aus der *I-V*-Kurve lässt sich auch die Spannung ermitteln, bei der der Sensor zwischen den Säulen vollverarmt ist. Ein Ausschnitt der Kurve des Leckstroms I_L bei geringer Biasspannung V_{bias} ist in Abbildung 7.2 (rechts) zu sehen. Der Graph des Leckstroms hat einen leicht größeren Steigungsunterschied bei $V_{bias} \approx 4$ V, der die Verarmungsspannung zwischen den Säulen angibt. Da bei höherer Biasspannung das größere aktive Volumen zwischen Vorder- und Rückseite verarmt wird, ist die Steigung des Leckstroms I_L danach größer.


Abbildung 7.2: Leckstrom I_L des gesamten Detektors als Funktion der Biasspannung V_{bias} über den gesamten Spannungsbereich (links). Ausschnitt der I-V-Kurve zur Bestimmung der Verarmungsspannung zwischen den Säulen (rechts).

Rauschen

Das Rauschen in Equivalent Noise Charge (ENC) wurde über den RMS-Wert, gemittelt über alle funktionierenden Kanäle, bestimmt. Es ist als Funktion der Biasspannung V_{bias} in Abbildung 7.3 dargestellt. Nach Gleichung 2.17 hängt das kapazitive Rauschen, ENC_C , linear von der Ladekapazität ab, weshalb der Verlauf des Gesamtrauschens dem der Kapazität ähnlich ist. Man erkennt erneut zwei Plateaus, in denen sich das Rauschen kaum ändert. Es treten keine *Micro-Discharges* auf, die erst im hochbestrahlten Zustand oder beim elektrischen Durchbruch erwartet werden, weil dann die elektrische Feldstärke in einigen Regionen groß genug ist. Das Rauschen des Detektors, das anhand des Plateaus bei Vollverarmung ermittelt wird, beträgt $ENC = (969 \pm 3) e^{-}$.

Ladungssammlungseffizienz

Die gesammelte Ladung bei einer Teilchendurchquerung des unbestrahlten Detektors ist in Abbildung 7.4 als Funktion der Biasspannung V_{bias} dargestellt. Bei niedrigen Biasspannungen ist der Detektor nicht vollverarmt, sodass eine geringere Ladung gesammelt wird, die mit wachsender Biasspannung größer wird. Ab $V_{bias} = 20$ V hat der Graph sein Maximum von ungefähr 20 ke⁻ erreicht und bleibt bis auf kleine Schwankungen im weiteren Verlauf konstant. Die gesammelte Ladung bei Vollverarmung erhält man schließlich durch Mittelung über alle Ladungswerte des Plateaus. Sie beträgt für den unbestrahlten Sensor (19,5 ± 0,2) ke⁻.

Die einzelnen Ladungswerte wurden aus den ADC-Werten der MPV der Landau-Verteilung bestimmt (siehe Abschnitt 6.6.4). Durch Multiplikation der ADC-Werte mit dem *Gain* und der Kapazitätskorrektur erhält man die gesammelte Ladung (siehe Abschnitt 6.3). Der Fehler auf den Ladungswert wird aus dem Fehler des *Gains* und dem Fehler des Fitparameters nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet und



Abbildung 7.3: Rauschen des unbestrahlten Sensors p0E00 in ENC, gemittelt über alle funktionsfähigen Kanäle, in Abhängigkeit von der Biasspannung V_{bias}.

als Fehlerbalken in das Schaubild eingetragen.

Aus der Kurve der Ladungssammlung kann man theoretisch auch die Verarmungsspannung bestimmen. Die gesammelte Ladung ist linear von der Dicke des verarmten Bereichs abhängig, da bei einer Teilchendurchquerung Elektron-Loch-Paare gleichmäßig um die Trajektorie verteilt sind. Ausnahme wäre ein Teilchen, das im Sensor gestoppt werden würde. Nach Gleichung 2.9 ist die Verarmungstiefe W proportional zur Wurzel der Biasspannung V_{bias} bis die Vollverarmung erreicht wird. Bei Vollverarmung ist der aktive Bereich über den ganzen Detektor ausgedehnt und die gesammelte Ladung ändert sich nicht mehr. Durch einen Fit an die gesammelte Ladung mit einer Wurzelfunktion bei niedrigen Biasspannungen und mit einer Konstanten bei hohen Biasspannungen erhält man die Verarmungsspannung aus dem Schnittpunkt beider Funktionen.

Man hätte erwartet, dass das Maximum erst bei Vollverarmung ab $V_{bias} = 40$ V erreicht werden würde. Der Vorgang der Verarmung ist bei 3D-Sensoren komplizierter als bei planaren Sensoren, weshalb eine genaue Aussage über die Vollverarmung schwierig ist. Simulationen von 3D-DDTC-Detektor helfen dabei, den Ablauf des Verarmens und der Verteilung des elektrischen Feldes zu verstehen [Pen07].

Um die Ladungssammlungseffizienz (CCE) bestimmen zu können, muss der MPV der deponierten Ladung bei einem Teilchendurchgang bekannt sein (dieser MPV wird im Folgenden nur als deponierte Ladung bezeichnet). Nach Gleichung 2.20 beträgt der Wert 21,85 ke⁻ für alle vermessenen 3D-DDTC-CNM-Detektoren, da sie eine Dicke von 285 μ m besitzen. Dieser Wert ist in der Abbildung 7.4 als rote Linie eingezeichnet. Die CCE ist der Quotient aus gemessener und deponierter Ladung und beträgt 1, wenn sich der Messpunkt auf der roten Linie befindet.

Da man im unbestrahlten Detektor keinen Ladungsverlust durch *Trapping* erwartet, wird bei Vollverarmung eine CCE von 1 erwartet. Das ist für den unbestrahlten Sensor



Abbildung 7.4: Gesammelte Ladung des unbestrahlten Detektors p0E00 bei Raumtemperatur als Funkion der Biasspannung V_{bias}. Die rote Linie gibt den erwarteten wahrscheinlichsten Wert (MPV) der deponierten Ladung von 21,85 ke⁻ in 285 μm Silizium an.

p0E00 nicht der Fall, da nach Abbildung 7.4 die rote Linie über dem Plateau liegt. Es ergibt sich mit der gemessenen Ladung $CCE = 0.87 \pm 0.02$, wobei kein Fehler auf die erwartete Ladung genommen wurde. Diese Diskrepanz könnte auf einen oder mehrere der folgenden Effekte zurückzuführen sein:

- Die Dicke der Wafer, aus denen die Detektoren geschnitten werden, unterliegt einer herstellungsbedingten Schwankung, die mit 5% angegeben wird. Somit kann die erwartete Ladung nur mit einem Fehler von 5% angegeben werden.
- Das *Gain* wurde mit einem n-Typ-Detektor bestimmt [Wal10]. Jedoch könnte er für n-Typ- und p-Typ-Detektoren unterschiedlich sein, weil die Pulsform des Beetle-Chips für positive und negative Signale unterschiedlich sein könnte. Weitere Messungen mit dem Betasetup scheinen diese Vermutung zu bestätigen [Wal10]. Eine Kalibration mit einem p-Typ-Referenzdetektor konnte mangels eines geeigneten Referenzdetektors noch nicht durchgeführt werden.
- Durch die Säulenstruktur der 3D-Sensoren geht Ladung verloren, wenn die Teilchenbahn durch den leeren Bereich der Säulen verläuft, in dem keine Ladung deponiert werden kann. Außerdem kann die Ladung, die im Säulenmaterial erzeugt wird, nicht ausgelesen werden. Dadurch ändert sich die ursprüngliche Landau-Verteilung der gesammelten Ladung und könnte sich zu niedrigeren Ladungswerten verschieben.
- Die deponierte Ladung, die sich auf mehrere Streifen verteilt, kann einen Teil der

Ladung für die Analyse verlieren, wenn diese in einem Nachbarstreifen aufgrund des *Neighbour Cuts* nicht mitgezählt wird [Cam05].

• Die *Shaping*-Zeit des Beetle-Chips könnte nicht ausreichen, um die erzeugte Ladung vollständig auszulesen ("ballistisches Defizit").

Signal-Rausch-Verhältnis

Aus den vorhandenen Daten der gesammelten Ladung und dem Rauschen kann das Signal-Rausch-Verhältnis (Signal-to-Noise Ratio, SNR) bestimmt werden. Das SNR ist in Abhängigkeit von der Biasspannung V_{bias} in Abbildung 7.5 zu sehen. Der Verlauf des SNR gleicht dem der gesammelten Ladung, wenn das Rauschen konstant ist. Abweichungen vom Verlauf gibt es deshalb nur bei niedrigen Biasspannungen und am Sprung der Kurve bei ca. 40 V. Die höchste dargestellte Biasspannung $V_{bias} = 75$ V liegt leicht unterhalb der Durchbruchspannung des Detektors, weshalb das Rauschen ansteigt und das SNR erniedrigt wird. Das Ansteigen des Rauschens konnte in der Rauschkurve (Abbildung 7.3) nicht beobachtet werden, da dort die maximale Biasspannung 74 V beträgt und noch kein Effekt des elektrischen Durchbruchs wirkt.



Abbildung 7.5: Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) des unbestrahlten Sensors p0E00 in Abhängigkeit von der Biasspannung V_{bias}.

Das Signal-Rausch-Verhältnis ist ein Maß dafür, wie gut sich das Signal vom Rauschen trennen lässt. Um einen ordentlichen Betrieb des Detektors am SLHC gewährleisten zu können, sollte das SNR mindestens den Wert 10 betragen. Bei hochbestrahlten Detektoren wird aufgrund des *Trappings* und des Anstiegs der Verarmungsspannung ein Sinken der gesammelten Ladung erwartet, was mit einem möglichen Anstieg des Rauschens zu einem Sinken des SNR führt. Für den unbestrahlten Sensor erhält man aus dem Graphen ein SNR im Bereich von 21, das weit über dem geforderten Wert liegt. Bei einem Einsatz am SLHC ist das SNR jedoch kleiner als bei der Messung der getesteten 3D-Sensoren an einer Betaquelle. Die Streifen der in dieser Arbeit verwendeten 3D-CNM-Sensoren sind mit 4 mm kürzer als bei Streifendetektoren, die in Hochenergiephysik-Experimenten eingesetzt werden. Nach Gleichung 2.12 weisen Detektoren mit längeren Streifen eine größere Kapazität und somit ein höheres Rauschen auf. Für einen Einsatz als Pixeldetektoren haben die 3D-Detektoren ein größeres Potential, weil die kleine Oberfläche der einzelnen Pixel ein niedriges Rauschen zur Folge hat.

Clustergröße

Die Clustergröße beschreibt die Anzahl der Streifen, die bei einem Teilchendurchgang zur Ladungssammlung beitragen und hängt mit der Geometrie des Detektors zusammen. In Abbildung 7.6 ist die absolute Häufigkeit von Treffern mit verschiedenen Clustergrößen für den unbestrahlten Sensor mit $V_{bias} = 50 \,\mathrm{V}$ dargestellt. Der Neighbour Cut beträgt 3, sodass wenig Rauschen zur Ladungssammlung addiert wird, aber auch wenig tatsächlich deponierte Ladung durch den Schnitt verloren geht. Die meisten Treffer bilden kleine Cluster (Clustergröße 1), ansonsten bilden sich hauptsächlich Cluster der Größe 2. Clustergrößen von 5 oder mehr treten nicht auf. Das entspricht der Erwartung von 3D-Sensoren, weil die kurzen Wege der freien Ladungsträger zur säulenartigen Elektrode kaum Diffusion zu anderen Elektroden zulassen. Zudem findet die Drift der Ladungsträger, im Gegensatz zu planaren Detektoren, senkrecht zur Grenze zwischen den Streifen statt. Im nicht vollverarmten Zustand ist die Clustergröße etwas geringer, da die aktive Fläche, in der die Ladungsträger zu einem anderen Streifen diffundieren können, kleiner ist. Um die Verteilung der Clustergrößen einzelner Messungen vergleichen zu können, nimmt man den Mittelwert über die Clustergrößen am besten bei Vollverarmung. Für den unbestrahlten Sensor ergibt sich eine mittlere Clustergröße von 1,19.

Die Untersuchung der Clustergröße von bestrahlten Sensoren liefert ein höheres Ergebnis, selbst wenn der Sensor nicht vollverarmt sind. Es ergeben sich Clustergrößen zwischen 1,24 und 1,34. Dies könnte man auf häufigeres *Charge Sharing* (siehe Abschnitt 6.3), verursacht durch Strahlenschäden an der Siliziumoberfläche, zurückführen.

Zusammenfassung

Durch die Kapazitäts- und Stromcharakteristik wurden die elektrischen Eigenschaften von einem unbestrahlten 3D-DDTC-CNM-Detektor untersucht. Sie weisen eine deutliche Abweichung von planaren Detektoren auf, da zuerst eine Vollverarmung zwischen den dotierten Säulen auftritt, bevor der Detektor auch zwischen Vorder- und Rückseite vollverarmt ist. Die Kapazität und der Leckstrom bleiben oberhalb der Vollverarmung nicht konstant, was man auf Oberflächen- und Randeffekte am Detektor zurückführt. Es ergibt sich für die teilweise Vollverarmung zwischen den Säulen die Verarmungsspannung $V_{dep,part} \approx 4$ V und für die komplette Vollverarmung $V_{dep} \approx 40$ V. Die elektrische Durchbruchspannung des Sensor beträgt $V_D \approx 75$ V.

Bei der Rausch-Charakteristik konnten ebenfalls zwei Plateaus beobachtet werden. Das



Abbildung 7.6: Histogramm der Clustergröße für den unbestrahlten Sensor p0E00 bei einer Biasspannung $V_{bias} = 50$ V.

Rauschen des Detektors wurde bei kompletter Vollverarmung als $ENC = (969 \pm 3) e^{-1}$ bestimmt. Die Ladungssammlungskurve weist den erwarteten Verlauf auf, aus dem man beim Plateau die gesammelte wahrscheinlichste Ladung von $(19,5\pm0,2) ke^{-1}$ erhält. Daraus ergibt sich eine Ladungssammlungseffizienz von $CCE = 0,87 \pm 0,02$, die unter dem erwarteten Wert von CCE = 1 liegt. Mögliche Ursachen des zu niedrigen Werts wurde bereits erläutert. Die deponierte Ladung wird meistens nur in einem Kanal gesammelt, was durch die mittlere Clustergröße von 1,19 beschrieben werden kann. Das Signal-Rausch-Verhältnis befindet bei Vollverarmung im Bereich von 21, sodass das Signal gut vom Rauschen getrennt werden kann.

Die 3D-Detektoren besitzen im unbestrahlten Zustand die Voraussetzungen, um als Spurdetektoren eingesetzt werden zu können. Für einen Einsatz am SLHC müssen 3D-Detektoren auch im hochbestrahlten Zustand ihre Einsetzbarkeit als Spurdetektoren unter Beweis stellen. Die Eigenschaften für verschiedene Fluenzen werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

7.2 Ladungssammlung der hochbestrahlten Sensoren

7.2.1 p-Typ-Detektoren

Zuerst wird die Ladungssammlung der vier hochbestrahlten p-Typ-Sensoren unterschiedlicher Fluenzen (siehe Abschnitt 4.2.2) untersucht. Für die einzelnen Sensoren wurde jeweils eine Spannungsreihe bei ungefähr gleicher Temperatur zwischen -19° C und -25° C aufgenommen. Die Messergebnisse sind in Abbildung 7.7 abgebildet. Als Referenz wurde der unbestrahlte Sensor, gemessen bei Raumtemperatur, als schwarze Kurve in das Schaubild eingetragen. Die rote, horizontale Linie gibt die im Detektor deponierte Ladung von $21,85 \,\mathrm{ke}^-$ an.



Abbildung 7.7: Gesammelte Ladung für p-Typ-Sensoren unterschiedlicher Fluenz. Der unbestrahlte Sensor p0E00 ist als Referenz in das Schaubild eingetragen (schwarze Linie). Die rote Linie gibt die im Detektor deponierte Ladung von 21,85 ke⁻ an. Der Effekt der Charge Multiplication ist sichtbar.

Die höchste Biasspannung einer Messreihe liegt jeweils leicht unterhalb der Durchbruchspannung. Es kann manchmal vorkommen, dass kein elektrischer Durchbruch mit abruptem Stromanstieg zu beobachten ist, sondern dass sich der Leckstrom kontinuierlich erhöht mit immer größer werdender Steigung. In diesem Fall wurde die Messung der Ladungssammlung so lange durchgeführt, bis entweder das ebenfalls ansteigende Rauschen zu stark wurde oder der Strom zum Schutz des Detektors begrenzt werden musste. In dem Schaubild der Ladungssammlung (Abbildung 7.7) erkennt man, dass mit steigender Fluenz auch die Durchbruchspannung höher liegt bzw. der messbare Spannungsbereich größer wird. Das kann am Anstieg der Verarmungsspannung mit der Fluenz liegen, da die Bereiche des Detektors, in denen der elektrische Durchbruch stattfinden könnte, erst bei höheren Biasspannungen die zu einem Durchbruch führende elektrische Feldstärke erreichen. In p-Silizium-Detektoren können außerdem die durch Bestrahlung verursachten Ströme an der Siliziumoberfläche den hohen elektrischen Feldern von P-Spray oder P-Stop (siehe Abschnitt 4.1.4) entgegenwirken.

7 Messergebnisse

Der Verlauf der Ladungssammlungskurve ist für die verschieden bestrahlten p-Typ-Sensoren ähnlich. Im Gegensatz zum unbestrahlten Sensor p0E00 steigt die gesammelte Ladung der bestrahlten Sensoren kontinuierlich an und weist kein Plateau konstanter Ladung auf. Deshalb erlangt man keine Informationen über die Verarmungsspannung, die sich aus dem Schnittpunkt einer Wurzelfunktion vor der Verarmungsspannung und einer Konstanten bei Vollverarmung ergeben würde (siehe Abschnitt 7.1). Bei allen vier bestrahlten Sensoren tritt bei hoher Biasspannung das Phänomen auf, dass mehr Ladung als im unbestrahlten Sensor gesammelt wird und die Ladungssammlungseffizienz Werte größer als 1 annimmt. Begründet wird das Phänomen mit der zuerst nicht erwarteten *Charge Multiplication*, die für Spurdetektoren der Teilchenphysik erst bei sehr hohen Fluenzen beobachtet wird. Eine detaillierte Untersuchung dieser Ladungsvervielfachung wird in Abschnitt 7.3 vorgenommen.

Weitere Auswirkungen der Strahlenschäden auf die Detektoreigenschaften sind anhand des Schaubilds sichtbar. Bei gleicher Biasspannung V_{bias} sinkt die gesammelte Ladung mit steigender Fluenz. Zum einen liegt das am *Trapping* (siehe Abschnitt 3.1.2), weil erzeugte Ladungsträger eingefangen werden und nicht mehr zum Signal beitragen können. Zum anderen an der effektiven Dotierkonzentration N_{eff} , deren Betrag sich bei Bestrahlung im p-Silizium vergrößert. Dadurch steigt die Verarmungsspannung an und bei gleicher Biasspannung wird die Verarmungszone und somit das Signal kleiner, wenn der Detektor nicht vollverarmt ist.

Die Verarmungsspannung V_{dep} kann für bestrahlte planare Sensoren berechnet werden. Aus Gleichung 2.10 und 3.9 erhält man durch Approximation [Lin01]

$$V_{dep} \approx \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} d^2 g_C \Phi_{eq},\tag{7.1}$$

wobei für die durchschnittliche Einführungsrate der stabilen Schäden $g_C = 0,012 \,\mathrm{cm}^{-1}$ bei protonenbestrahltem p-Typ-*Float-Zone*-Silizium gilt [Cin09]. Für planare Sensoren der Dicke $d = 285 \,\mu\mathrm{m}$ erhält man $V_{dep} \approx 380 \,\mathrm{V}$ bei einer Fluenz von $\Phi_{eq} = 5 \cdot 10^{14} \, n_{eq}/\mathrm{cm}^2$ und $V_{dep} \approx 3800 \,\mathrm{V}$ bei einer Fluenz von $\Phi_{eq} = 5 \cdot 10^{15} \, n_{eq}/\mathrm{cm}^2$. In [Cas10] wurde die Verarmungsspannung für hochbestrahlte Sensoren experimentell bestimmt. Bis zu einer Fluenz von etwa $\Phi_{eq} = 1 \cdot 10^{15} \, n_{eq}/\mathrm{cm}^2$ stimmen die Messergebnisse gut mit der Theorie überein, danach ist der Anstieg der Verarmungsspannung geringer.

Ein Ziel des 3D-Designs ist es, die Verarmungsspannung gering zu halten, um keine Ladung durch einen nicht vollverarmten Detektor zu verlieren. Für bestrahlte 3D-Sensoren konnte aufgrund der komplizierten Struktur keine Verarmungsspannung berechnet werden. Auch wenn keine genaue Information über die Verarmungsspannung vorliegt, kann man davon ausgehen, dass sie viel kleiner als die von planaren Sensoren ist. Denn selbst bei niedriger Biasspannung wurde genügend Ladung gesammelt, um ein eindeutiges Signal auslesen zu können. Im Schaubild deutet der Bereich geringer Biasspannung für jeden bestrahlten Sensor das Verhalten eines nicht vollverarmten Sensors ohne *Charge Multiplication* an, ähnlich dem unbestrahlten Sensor. Die Biasspannung, bei der Ladungsvervielfachung beginnt, muss durch eine andere Messmethode bestimmt werden (siehe Abschnitt 7.3.2). Die Verarmungsspannung kann durch eine Ladungssammlungskurve jedoch nicht bestimmt werden. Die zurzeit am ATLAS SCT betriebene Spannungsversorgung ist auf eine Biasspannung von maximal $V_{bias} = 500$ V ausgelegt und könnte als obere Grenze der Biasspannung am SLHC Bestand haben. Das wäre für hochbestrahlte 3D-Detektoren ausreichend, da sie aufgrund des elektrischen Durchbruchs diesen Wert nicht erreichen können, aber schon bei niedrigeren Biasspannungen ein hohes Signal liefern.

Durch die Säulenstruktur der 3D-Sensoren wird für die erzeugten Ladungsträger der Weg zur Ausleseelektrode kürzer. Im Gegensatz zu den planaren Detektoren driften die Ladungsträger nicht zwischen Vorder- und Rückseite, die einen Abstand von 285 μ m haben. Stattdessen driften die Ladungsträger zwischen n-Säulen und p-Säulen, deren Abstand zur Nachbarsäule unterschiedlichen Typs 57 μ m beträgt. Die Wahrscheinlichkeit des Trappings ist somit geringer. Mit der effektiven Trappingzeit τ_{eff} kann bei bekannter Driftgeschwindigkeit v die effektive Trappinglänge λ_{eff} bestimmt werden:

$$\lambda_{eff} = v \cdot \tau_{eff}.\tag{7.2}$$

 λ_{eff} gibt an, nach welcher Strecke im Mittel ein Ladungsträger durch *Trapping* eingefangen wird. Für vollverarmte planare Detektoren mit saturierter Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger ergibt sich unter anderem $\lambda_{eff} \approx 120 \,\mu\text{m}$ bei $\Phi_{eq} = 2 \cdot 10^{15} \, n_{eq}/\text{cm}^2$ und $\lambda_{eff} \approx 50 \,\mu\text{m}$ bei $\Phi_{eq} = 5 \cdot 10^{15} \, n_{eq}/\text{cm}^2$ [All09]. Für 3D-Detektoren könnten die Werte von λ_{eff} leicht abweichen, da andere Driftgeschwindigkeiten aufgrund eines unterschiedlichen elektrischen Feldes auftreten könnten. Der Einfluss des *Trappings* ist erst dann bedeutend, wenn λ_{eff} kleiner als der Abstand der Elektroden wird. Bei den 3D-DDTC-CNM-Detektoren ist das demnach der Fall ab einer Fluenz von wenigen $10^{15} \, n_{eq}/\text{cm}^2$.

Der Einfluss des Trappings kann in der Abbildung 7.7 schlecht bestimmt werden, da die Verarmungsspannung nicht genau bekannt ist und sich kein Plateau der gesammelten Ladung ergibt. Wegen der Ladungsvervielfachung kann nicht bestimmt werden, wieviel Ladung durch Trapping eingefangen wird, weil sie dem Trapping entgegenwirkt. Ein Indiz für den Ladungsverlust durch Trapping liefert die Messkurve des Sensors p5E15 (blaue Kurve) mit der Fluenz $\Phi_{eq} = 5 \cdot 10^{15} n_{eq}/\text{cm}^2$. Während bei niedriger Biasspannung der Verlauf der Ladungskurve dem der anderen Sensoren gleicht, tritt der starke Anstieg der Ladungskurve aufgrund von Charge Multiplication erst relativ spät auf. Das steht im Einklang mit der Voraussage, dass Trapping erst bei einer Fluenz von wenigen $10^{15} n_{eq}/\text{cm}^2$ einen bedeutenden Beitrag hat. Dann wäre die Ursache der geringeren gesammelten Ladung bei gleicher Biasspannung und höherer Fluenz das kleinere aktive Volumen aufgrund der höheren Verarmungsspannung.

Mit den 3D-DDTC-CNM-Sensoren wurden auch in anderen Arbeitsgruppen Messungen der Ladungssammlung mit einem Betasetup durchgeführt. Dort konnten der Verlauf der Ladungssammlungskurven qualitativ bestätigt werden und ebenfalls hohe Ladungswerte erzielt werden [Bat09]. In einem Testbeam dieser Sensoren von der Freiburger Arbeitsgruppe wurde bei ähnlicher Temperatur sogar eine weitaus höhere Ladung bei hoher Biasspannung gesammelt [Kö10].

7.2.2 n-Typ-Detektoren

Für die zwei n-Typ-Detektoren wird die Ladungssammlung separat betrachtet, da für diese ein anderes Verhalten der gesammelten Ladung bei hochbestrahlten Detektoren erwartet wird. Da der Sensor n2E16 die höchste Fluenz aller vermessenen Sensoren hat, dient er als Referenz der Eigenschaften von 3D-Detektoren unter extremen Strahlungsverhältnissen. Der Sensor n2E15 wurde der gleichen Strahlendosis wie der p-Typ-Sensor p2E15 ausgesetzt. Deshalb liefert ein Vergleich beider Sensoren Informationen über den Unterschied von p- und n-Typ-Detektoren. In Abbildung 7.8 ist die gesammelte Ladung beider n-Typ-Sensoren eingetragen, wobei zusätzlich der p-Typ-Sensor p2E15 zum Vergleich abgebildet ist (schwarze Kurve). Um gleiche Bedingungen für den Effekt der Ladungsvervielfachung zu haben, wurden die Kurven bei etwa gleicher Temperatur aufgenommen.



Abbildung 7.8: Gesammelte Ladung für n-Typ-Sensoren unterschiedlicher Fluenz. Für den Sensor n2E15 wurde als Referenz mit gleicher Fluenz der p-Typ-Sensor p2E15 eingetragen (schwarze Kurve). Die rote Linie gibt die im Detektor deponierte Ladung von 21,85 ke⁻ an.

Die n-Typ-Sensoren zeigen genauso wie die p-Typ-Sensoren kein Plateau der gesammelten Ladung. Die Kurve des Sensors n2E15 (blaue Kurve) weist ebenfalls eine Ladungssammlungseffizienz CCE > 1 auf, da sie einen Wert über der roten Linie besitzt. *Charge Multiplication* tritt demnach beim Sensor n2E15 auf, während sie beim Sensor n2E16 nicht direkt sichtbar ist und genauer untersucht werden muss.

Bei der Bestrahlung von n-Typ- und p-Typ-Detektoren treten bei hohen Fluenzen in beiden Materialien unterschiedlich starke Strahlenschäden auf. Die Trappingwahrscheinlichkeit ist nach Gleichung 3.2 für Löcher größer als für Elektronen. Die Verarmungsspannung könnte für beide Materialien unterschiedlich sein, da der n-Typ-Detektor erst typinvertiert wird und deshalb eine geringere Verarmungsspannung haben könnte. Beim Vergleich des p-Typ-Sensors p2E15 mit dem n-Typ-Sensor n2E15 sind deutliche Unterschiede sichtbar. Bei einer geringen Biasspannung V_{bias} sammelt der n-Typ-Detektor mehr Ladung, während bei höherer Biasspannung der p-Typ-Detektor einen steileren Anstieg der Ladung aufweist und ab $V_{bias} \approx 160$ V mehr Ladung sammelt.

Eine geringere Verarmungsspannung und damit ein größeres aktives Volumen des n-Typ-Sensors könnte dessen bessere Ladungssammlung im Gegensatz zum p-Typ-Sensor erklären. Die Verarmungsspannung lässt sich jedoch nicht aus dem Schaubild ermitteln. Während für den p-Typ-Detektor nur ein geringer Ladungsverlust durch *Trapping* erwartet wird (siehe Abschnitt 7.2.1), kann man für den n-Typ-Detektor einen größeren Einfluss des *Trappings* erwarten. Die kleinere Trappingzeit τ_{eff} und die kleinere Mobilität μ_n (siehe Tabelle 2.1), die zu einer geringeren Driftgeschwindigkeit v führt, verursachen nach Gleichung 7.2 eine geringere effektive Trappinglänge λ_{eff} des n-Typ-Detektors. Da das *Trapping* der Ladungsvervielfachung entgegenwirkt, könnte die höhere Trappingwahrscheinlichkeit eine Ursache des geringen Anstiegs der gesammelten Ladung im n-Typ-Detektor und somit der geringeren Ladung bei höheren Biasspannungen sein. Ein weiterer Grund könnte sein, dass *Charge Multiplication* für bestrahlte n-Typ-Sensoren erst bei höherer Biasspannung als bei gleich bestrahlten p-Typ-Sensoren anfängt.

Der hochbestrahlte n-Typ-Sensor n2E16 (grüne Kurve) sammelt eine deutlich geringere Ladung als die bisher betrachteten Sensoren. Eine hohe Verarmungsspannung und eine hohe Trappingwahrscheinlichkeit verschlechtern die Charakteristik von derart hochbestrahlten Sensoren, dass auch für 3D-Sensoren keine größere gesammelte Ladung erwartet werden kann. Man kann davon ausgehen, dass die gesammelte Ladung mit der Biasspannung wächst, da der Detektor nicht vollverarmt ist und die Raumladungszone bei höherer Biasspannung zunimmt. Weil bei hoher Biasspannung für die Ladungssammlungseffizienz CCE > 0.5 gilt, aber ein geringerer Wert erwartet werden würde, wird ein Auftreten der *Charge Multiplication* angenommen. Das *Trapping* vermindert zusätzlich die gesammelte Ladung und wirkt der Ladungsvervielfachung entgegen, sodass kein steiler Anstieg der gesammelten Ladung sichtbar ist.

Der Sensor n2E16 sammelt trotz starker Strahlenschäden genügend Ladung, um ein klares Signal zu liefern. Doch für die Einsetzbarkeit am SLHC darf das Rauschen nicht zu hoch sein, weshalb das Signal-Rausch-Verhältnis ermittelt werden muss. Die Bestimmung des Rauschens und somit des SNR ist im folgenden Abschnitt zu finden.

7.3 Charge Multiplication

7.3.1 Rauschen, Micro-Discharges und Occupancy

Beim Auftreten von Charge Multiplication kommen meistens auch Micro-Discharges wegen des starken elektrischen Feldes (siehe Abschnitt 3.4) vor. Bei der Bestimmung des Rauschens können diese Micro-Discharges sichtbar werden, sodass die entsprechenden Auslesestreifen für die Analyse maskiert werden können. Die dabei auftretenden kurzzeitigen Entladungen können die Verteilung des Rauschen so verändern, dass eine Charakterisierung des Rauschens mit nur einem Parameter wie dem RMS-Wert nicht mehr möglich ist. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt ein weiterer Parameter, die Noise Occupancy, eingeführt.

Rauschen

Das Rauschen in ENC als Funktion der Biasspannung V_{bias} unterscheidet sich für bestrahlte und unbestrahlte 3D-Sensoren. Im Gegensatz zur Rauschkurve des unbestrahlten Sensors (siehe Abbildung 7.3), besitzen die Rauschkurven der bestrahlten Sensoren jeweils nur ein Plateau konstanten Rauschens, das sie bereits nach wenigen Volt Biasspannung erreichen. Der größte Unterschied macht sich bei hohen Biasspannungen bemerkbar, wenn *Micro-Discharges* in einem bestrahlten Sensor auftauchen, was nicht bei allen getesteten Detektoren der Fall war. Zur besseren Darstellung des Rauschens und der *Micro-Discharges*, ist das Rauschen als Funktion der Biasspannung V_{bias} und der Kanalnummer als 2D-Grafik in Abbildung 7.9 gezeigt. Als Beispiel wurde der Sensor p1E15 mit einer Fluenz von $\Phi_{eq} = 1 \cdot 10^{15} n_{eq}/\text{cm}^2$ gewählt, weil hierbei *Micro-Discharges* klar zu erkennen sind.

Die Rauschwerte liegen zu Beginn in einem Plateau, aus dem durch Mittelung über die Kanäle und Spannungen das Rauschen bestimmt werden kann. Man kann einzelne Kanäle sehen, die ein hohes Rauschen erreichen, während sich das Rauschen der anderen Kanäle noch in der Ebene befindet. Dies ist ein starkes Indiz für *Micro-Discharges*. Diese Kanäle, in diesem Fall Kanäle 172, 180 und 188, werden für das Ermitteln des Rauschens nicht verwendet. Bei hohen Spannungen (ab $\sim 200 \text{ V}$) fangen alle Kanäle an stärker zu rauschen. Meistens befindet man sich dann kurz vor dem elektrischen Durchbruch und eine Ladungssammlung kann nicht mehr gemessen werden, weil das Signal unter dem Rauschen nicht zu erkennen ist.

Für alle getesteten Detektoren ist das Rauschen, ermittelt aus dem Plateau in der Rauschkurve, in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Das Rauschen ist für den unbestrahlten Sensor am größten, was auf die weitaus höhere Temperatur zurückzuführen ist. Bei gleicher Temperatur ist das Rauschen des unbestrahlten Sensors theoretisch kleiner als bei bestrahlten Sensoren. Wegen der Erhöhung des Leckstroms I_L mit der Strahlendosis, wächst der Rauschanteil des Leckstroms, ENC_L , am Gesamtrauschen ENC (siehe Abschnitt 2.4). Der Rauschanteil des Parallel- und der Rauschanteil des Serienwiderstands, ENC_{R_P} und ENC_{R_S} , steigen bei einer höheren Messtemperatur T, weil häufiger thermische Fluktuationen vorkommen. Sie haben in dieser Messung wegen des hohen Rauschens des unbestrahlten Sensors einen größeren Einfluss auf das Gesamtrauschen wie ENC_L .



Abbildung 7.9: Das Rauschen des Sensors p1E15 in ENC als Funktion der Biasspannung V_{bias} und der Kanalnummer. Maskierte Kanäle sind auf Null gesetzt. Bereiche mit Micro-Discharges sind bereits ab 100 V zu sehen (Kanal 188).

Da das Rauschen der bestrahlten Sensoren über einen weiten Bereich konstant ist und nicht von der Biasspannung und somit der Kapazität abhängt, kann man den Rauschanteil der Ladekapazität, ENC_C , in Gleichung 2.15 als konstant ansehen.

Für das Gesamtrauschen ENC von 3D-Detektoren lässt sich zusammenfassend sagen, dass der größte Beitrag vom Rauschen der Ladekapazität, ENC_C , kommt. Dieser ist über einen weiten Bereich der Biasspannung konstant und daher unabhängig von der Verarmung. Sowohl eine höhere Messtemperatur als auch eine größere Fluenz verursachen einen leichten Anstieg des ENC. Diese Aussagen gelten nicht mehr für Biasspannungen nahe der Durchbruchspannung, bei denen das Gesamtrauschen einen starken Anstieg verzeichnet.

Micro-Discharges

Als nächstes wird die Rauschverteilung, die durch eine *Pedestal*-Messung bestimmt wurde, in einem Kanal mit und ohne *Micro-Discharges* untersucht. Nicht alle Sensoren, in denen *Charge Multiplication* vorkommt, weisen *Micro-Discharges* auf. Deshalb wird die Untersuchung beispielhaft für den Kanal 180 des Sensors p1E15 durchgeführt, bei dem in Abbildung 7.9 *Micro-Discharges* bei hoher Biasspannung sichtbar wurden. Die Rauschverteilung erhält man aus einer *Pedestal*-Messung, bei der alle Signale in ein Histogramm

7 Messergebnisse

Sensor	Φ_{eq}	T	ENC	σ_{ENC}
Bezeichnung	$[n_{eq}/\mathrm{cm}^2]$	[°C]	[e ⁻]	$[e^-]$
p0E00	0	+21	969	3
p5E14	$5\cdot 10^{14}$	-20	857	4
p1E15	$1\cdot 10^{15}$	-23	838	4
p2E15	$2\cdot 10^{15}$	-28	838	5
p5E15	$5 \cdot 10^{15}$	-40	814	4
n2E15	$2 \cdot 10^{15}$	-41	839	2
n2E16	$2\cdot 10^{16}$	-47	905	4

Tabelle 7.1: Rauschen in ENC mit Fehler σ_{ENC} der getesteten Detektoren mit der Strahlendosis Φ_{eg} bei einer Messtemperatur T.

geschrieben werden (siehe Abschnitt 6.4). *Micro-Discharges* treten jedoch nicht in allen Sensoren auf.

Die Verteilung des Rauschens bei der Biasspannung $V_{bias} = 175$ V ist in Abbildung 7.10 als schwarze Linie dargestellt. Weil Rauschen ein statistischer Vorgang ist, wird bei einer großen Anzahl an Messpunkten eine Gauß-Verteilung erwartet. Deshalb wurde ein Fit mit einer Gauß-Verteilung (rote Kurve) an der Rauschverteilung vorgenommen. Beide Kurven stimmen gut überein, weshalb man annehmen kann, dass am Detektorstreifen keine *Micro-Discharges* auftreten.



Abbildung 7.10: Rauschverteilung von Kanal 180 des Sensors p1E15 bei der Biasspannung $V_{bias} = 175 V$ (schwarze Kurve), verglichen mit dem Fit einer Gauß-Verteilung (rote Linie). Es treten keine Micro-Discharges auf, weil die Rauschverteilung der Gauß-Verteilung gleicht.

Micro-Discharges treten im Streifen als kurzzeitige Entladungen auf und äußern sich durch ein höheres Rauschen aufgrund des höheren Leckstroms. Weil sie immer nur kurzzeitig auftauchen, zeigen sie sich als Ausreißer bei der eigentlich Gauß'schen Rauschverteilung. Die Rauschverteilung des Kanals 180 bei einer Biasspannung $V_{bias} = 200$ V ist in Abbildung 7.11 (links) und (rechts) als schwarze Linie eingezeichnet. Das Histogramm (links) zeigt einen Gauß-ähnlichen Verlauf, jedoch besitzt es viele Ausreißer. Verdeutlicht wird dies durch den Fit mit einer Gauß-Verteilung (rote Linie), weil im flachen Teil der Gauß-Verteilung trotzdem Treffer registriert werden. Das Histogramm (rechts) zeigt einen Ausschnitt als Vergrößerung der Rauschverteilung am linken Rand des Gauß-Fits.



Abbildung 7.11: Rauschverteilung von Kanal 180 des Sensors p1E15 bei der Biasspannung $V_{bias} = 200 V$ (schwarze Kurve), verglichen mit dem Fit einer Gauß-Verteilung (rote Linie). Die Rauschverteilung ist der Gauß-Verteilung ähnlich, zeigt jedoch viele Ausreißer, weshalb man von Micro-Discharges ausgeht (links). Ein Ausschnitt der Rauschverteilung dient zur Verdeutlichung des Unterschieds beider Kurven (rechts).

Die Ausreißer der Rauschverteilung sind auf die *Micro-Discharges* zurückzuführen. Diese Ausreißer kommen hauptsächlich in einer Signalrichtung, in diesem Fall in negativer Signalrichtung, vor. Aufgrund der hohen angelegten Biasspannung treten die Ausreißer vor allem in Richtung der ausgelesenen Ladung auf, jedoch treten wenige Ausreißer auch entgegen der ausgelesenen Ladung auf. Dadurch ergibt sich eine asymmetrische Verteilung des Rauschens.

Die Micro-Discharges haben zur Folge, dass sich das Rauschen wegen der asymmetrischen Verteilung durch die Ausreißer nicht mehr mit nur einem Parameter beschreiben lässt. Aus dem Fit mit der Gauß-Verteilung kann man den Pedestal anhand des Erwartungswerts und das Rauschen anhand der Breite bestimmen. Den Pedestal kann man bei Micro-Discharges gut bestimmen, weil die Mitte der Gaußglocke weiterhin dem Pedestal entspricht. Die Breite der Gauß-Verteilung wird durch die Micro-Discharges etwas größer, jedoch berücksichtigt sie kaum die Ausreißer. Deswegen kann die Breite das Rauschen nicht angemessen wiedergeben.

Der Mittelwert verschiebt sich wegen der asymmetrischen Verteilung in Richtung der ausgelesenen Ladung. Der *Pedestal* stimmt deshalb nicht ganz mit dem Mittelwert überein. Das Rauschen wird über die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung (*Root Mean Square*, RMS) berechnet. Die Ausreißer fallen bei dieser Berechnung stärker ins Gewicht. Deswegen kann das Rauschen bei auftretenden *Micro-Discharges* über den RMS-Wert etwas besser als mit der Breite der Gauß-Verteilung beschrieben werden. Jedoch fehlt bei beiden Betrachtungen die genaue Beschreibung des Rands der Verteilung und der Asymmetrie.

Noise Occupancy

Weil die *Micro-Discharges* eine genaue Beschreibung des Rauschens verhindern, bietet sich an, das Signal mit einer anderen Größe als dem Rauschen zu vergleichen. Da beim SLHC eine binäre Auslese vorliegt, sollte die Beschreibung mit der binären Auslese kompatibel sein.

Bei einer binären Auslese wird das Ausgangssignal eines Kanals als Teilchendurchgang identifiziert, wenn der Signalwert über einer Schwelle liegt. Die Schwelle muss so groß gewählt werden, dass kaum ein Fehltreffer, verursacht durch ein Rauschereignis über der Schwelle, vorkommt. Zusätzlich sollte diese so klein wie möglich sein, damit alle Treffer bei einem Teilchendurchgang registriert werden. Im Idealfall befindet sich dann die Schwelle unter dem Anfangswert der Landau-Verteilung eines MIP. In 3D-Detektoren ist das aufgrund des Ladungsverlusts in den Säulen nicht möglich.

Die Schwelle kann man durch die Wahrscheinlichkeit der durch Rauschen hervorgerufenen scheinbaren Treffer (*Noise Occupancy*) bestimmen. Sie ist definiert als das Verhältnis von der "Anzahl aller Kanäle mit Ereignissen über der Schwelle aufgrund von Rauschen" zur "Anzahl aller Kanäle". Sie gibt die Wahrscheinlichkeit des Registrierens eines Fehltreffers an. Mit der Angabe einer *Noise Occupancy* wird bei bekanntem Rauschverhalten die Schwelle festgelegt.

Für das ATLAS SCT wurde als Richtlinie eine Noise Occupancy $< 5 \cdot 10^{-4}$ gesetzt. Diese wird in dieser Arbeit zur Bestimmung der Schwelle verwendet. Man nimmt den gleichen Datensatz wie zur Bestimmung des Rauschens. Als Beispiel dient wiederum der Sensor p1E15, der negative Ladung sammelt. Nach Abzug des Pedestals und des Common Modes ist das Rauschen um Null zentriert. Es wird das Rauschen aller funktionierenden Kanäle und aller Ereignisse in ein Histogramm eingetragen. Die Anzahl aller Einträge vom Nullpunkt aus in Signalrichtung ergibt die gesuchte Anzahl aller Kanäle. Dieser Wert wird mit der Noise Occupancy multipliziert, sodass man die Anzahl der erlaubten Fehltreffer erhält. Vom betragsmäßig größtem Rauschwert aus summiert man über alle Einträge in Richtung des Nullpunkts auf, bis die erlaubte Fehltrefferzahl erreicht wird. Die Schwelle beträgt dann genau den Rauschwert dieses Eintrags.

In der Abbildung 7.12 ist die Schwelle (gestrichelte, vertikale Linie) exemplarisch in die Rauschverteilung des Sensors p1E15 (durchgezogene Linie) bei $V_{bias} = 175$ V (links) und $V_{bias} = 200$ V (rechts) eingetragen. Es wird nur der interessante Bereich von der Mitte der Verteilung in Richtung negativer Ladung betrachtet, da im p-Typ-Sensor Elektronen gesammelt werden.

Beim Schaubild (links), in dem keine *Charge Multiplication* zu beobachten ist, liegt ein kleiner Rand der Gauß'schen Verteilung über der Schwelle. Deswegen wird nur ein



Abbildung 7.12: Rauschverteilung von Kanal 180 des Sensors p1E15 (durchgezogene Linie) mit eingezeichneter Schwelle (vertikale, gestrichelte Linie). Bei der Biasspannung V_{bias} = 175 V liegt ein kleiner Rand der Verteilung über der Schwelle (links). Bei der Biasspannung V_{bias} = 200 V liegen wegen der Micro-Discharges viele Ausreißer über der Schwelle (rechts).

kleiner Anteil des Rauschens einen Fehltreffer auslösen. In vielen anderen Streifen des Detektors befinden sich noch weniger Ereignisse über der Schwelle. Deren Rauschen ist kleiner als das Rauschen des Kanals 180, während sich die über alle Kanäle gemittelte Schwelle nicht ändert.

Bei einer höheren Biasspannung tritt *Charge Multiplication* in der Rauschverteilung (rechts) auf. Dadurch gelangen viele Ausreißer über die Schwelle und verursachen Fehltreffer. Möchte man diese Fehltreffer verhindern, müsste man die Schwelle sehr hoch setzen. Dadurch könnte jedoch das Signal, ausgelöst durch einen Teilchendurchgang, unter der Schwelle verschwinden. Es ist daher sinnvoll, Kanäle mit *Micro-Discharges* zu maskieren, um Fehltreffer zu vermeiden und um die gemittelte Schwelle gering halten zu können.

7.3.2 Untersuchung der Charge Multiplication

Die Ladungsvervielfachung (*Charge Multiplication*) wurde anhand der Bestimmung der Ladungssammlungseffizienz für alle bestrahlten 3D-DDTC-CNM-Sensoren festgestellt. Sie zeichnet sich durch eine große Ladungssammlungseffizienz aus, die weit über dem theoretisch erwarteten Wert liegt und sogar größer als der Wert 1 werden kann.

Kurzzeitige elektrische Entladungen (*Micro-Discharges*) in einzelnen Streifen des Detektors gehen meist mit *Charge Multiplication* einher. Sie erhöhen das Rauschen und erfordern eine höhere Schwelle der Signalhöhe zur Identifikation eines Teilchendurchgangs, wenn die *Noise Occupancy* gleich bleiben soll. Die Funktionalität des Detektors bei vorliegender Ladungsvervielfachung und möglichen *Micro-Discharges* wird in diesem Abschnitt ebenso untersucht wie die Abhängigkeit der *Charge Multiplication* von der Temperatur.

Charge Multiplication und Leckstrom

Bisher wurde nicht auf den Leckstrom I_L der bestrahlten Sensoren eingegangen. Durch Messung der jeweiligen I-V-Kurve konnte der erwartete Anstieg des Leckstroms mit der Fluenz bestätigt werden. Ebenso wurde während der Messung die starke Abhängigkeit des Leckstroms von der Temperatur sichtbar. Alle bestrahlten Sensoren können nur mit Kühlung betrieben werden, damit der Leckstrom nicht zu hoch wird.

Die I-V-Kurven der untersuchten bestrahlten Sensoren zeigen im Gegensatz zum unbestrahlten Sensor keine abrupten Steigungsunterschiede. Der Verlauf des Leckstroms I_L ist für die Sensoren mit einer Fluenz bis zu $\Phi_{eq} = 2 \cdot 10^{15} n_{eq}/\text{cm}^2$ ähnlich. Exemplarisch für diesen Verlauf ist in Abbildung 7.13 (links) der Leckstrom des Sensors p2E15 in Abhängigkeit von der Biasspannung V_{bias} bei einer Temperatur $T = -29^{\circ}$ C dargestellt. Im unteren Spannungsbereich steigt I_L kontinuierlich an, wobei die Steigung immer geringer wird. Jedoch saturiert der Leckstrom nicht, sondern fängt bei Biasspannungen ab $V_{bias} \sim 150 \text{ V}$ wieder stärker zu steigen an. Bei sehr hohen Biasspannungen ist die Kurve so steil, dass schnell relativ hohe Ströme erreicht werden, obwohl kein abrupter elektrischer Durchbruch vorhanden sein muss. Der Leckstrom für den Sensor n2E16, als Beispiel für Sensoren mit höheren Fluenzen, ist in Abbildung 7.13 (rechts) zu sehen. Im mittleren Spannungsbereich ist die Kurve nicht so flach wie bei niedrigerer Fluenz, dafür ist der Anstieg bei hohen Biasspannungen nicht so steil.



Abbildung 7.13: Leckstrom I_L des Sensors p2E15 als Funktion der Biasspannung V_{bias} bei einer Messtemperatur $T = -29^{\circ}C$ (links), sowie des Sensors n2E16 bei $T = -47^{\circ}C$ (rechts).

Es wird ein vergleichbarer Anstieg des Leckstroms und der Ladungssammlung bei Charge Multiplication erwartet, da in beiden Fällen freie Ladungsträger im Detektor vervielfacht werden. Die im Detektor thermisch erzeugten Elektron-Loch-Paare sorgen für den Leckstrom. Diese werden durch Charge Multiplication auf die gleiche Weise vervielfacht wie Elektron-Loch-Paare, die bei einer Teilchendurchquerung erzeugt werden.

In Abbildung 7.14 ist dieser Zusammenhang für den Sensor p2E15 sichtbar. Gemessen wurden der Leckstrom I_L (schwarze Punkte) und die gesammelte Ladung (rote Dreiecke) als Funktion der Biasspannung V_{bias} bei einer Messtemperatur $T = -50^{\circ}$ C. Die Skalierung der beiden y-Achsen wird so vorgenommen, dass beide Kurven übereinander liegen. In der Tat zeigen die Kurven des Leckstroms und der gesammelten Ladung den gleichen Verlauf und sind daher linear korreliert. Deshalb geht man von der gleichen Verstärkung beider Größen aus. Erst bei der sehr hohen Biasspannung $V_{bias} = 250$ V ist die Vervielfachung der durch Teilchendurchquerung erzeugten Ladungsträger kleiner. Ein Grund könnte ein zusätzlicher Anstieg des Leckstroms durch Oberflächen- und Randströme aufgrund der hohen Biasspannung sein.



Abbildung 7.14: Korrelation zwischen dem Leckstrom I_L (schwarze Punkte) und der gesammelten Ladung (rote Dreiecke) des Sensors p2E15. Gemessen bei einer Temperatur $T = -50^{\circ}C$ in Abhängigkeit von der Biasspannung V_{bias} .

Die Abhängigkeit des Leckstroms von der Temperatur wird aus einem Vergleich der Abbildung 7.13 (links) mit einer Messtemperatur $T = -29^{\circ}$ C und der Abbildung 7.14 bei einer Messtemperatur $T = -50^{\circ}$ C ersichtlich. Während zum Beispiel für $V_{bias} = 150$ V der Leckstrom des Sensors p2E15 $I_L = 2,31 \,\mu$ A bei $T = -29^{\circ}$ C beträgt, erhält man bei $T = -50^{\circ}$ C einen deutlich kleineren Leckstrom $I_L = 0,15 \,\mu$ A. Die Temperaturabhängigkeit des Leckstroms wurde in Abschnitt 2.2 erklärt, wobei sie bei Temperaturen, die niedriger als die Raumtemperatur sind, stärker ist.

Temperaturabhängigkeit der Charge Multiplication

Tritt in einem Detektor keine Ladungsvervielfachung auf, so sollte die gesammelte Ladung kaum von der Temperatur abhängen. Da *Charge Multiplication* jedoch temperaturabhängig ist, kann die gesammelte Ladung eine starke Abhängigkeit von der Temperatur zeigen. Für den Sensor p2E15 wurden Ladungssammlungskurven bei verschiedenen Messtemperaturen aufgenommen und in Abbildung 7.15 eingetragen. Bei hohen Biasspannungen ist die gesammelte Ladung aufgrund der Temperaturabhängigkeit der *Charge Multiplication* für verschiedene Temperaturen unterschiedlich. Je kälter die Temperatur, desto stärker

ist die Ladungsvervielfachung, weil sich die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger vergrößert (siehe Abschnitt 3.4). Zu kleinen Biasspannungen hin wird die Ladungsvervielfachung und damit der Unterschied zwischen den Ladungswerten geringer, bis sie ganz verschwunden sind. Der Punkt, an dem sich alle Kurven treffen, liefert einem die Biasspannung, ab der Ladungsvervielfachung stattfindet. Für den Sensor p2E15 erhält man auf diese Weise die minimale Spannung der *Charge Multiplication* $V_{min} \approx 110$ V, jedoch weist der Wert eine große Unsicherheit auf.



Abbildung 7.15: Gesammelte Ladung des Sensors p2E15 in Abhängigkeit von der Biasspannung V_{bias} bei verschiedenen Messtemperaturen T. Die rote Linie gibt die im Detektor deponierte Ladung von 21,85 ke⁻ an.

Nach einer genauen Betrachtung des Schaubilds 7.15 bei fest gewählter Biasspannung V_{bias} , könnte man einen linearen Zusammenhang zwischen Temperatur und gesammelter Ladung erwarten. In Abbildung 7.16 ist deshalb für den Sensor p2E15 die gesammelte Ladung bei einer Biasspannung von $V_{bias} = 250$ V als Funktion der Messtemperatur T dargestellt. Die gesammelte Ladung nimmt kontinuierlich mit steigender Messtemperatur ab. Ein linearer Zusammenhang zwischen der Temperatur und der gesammelten Ladung lässt sich jedoch nur erahnen und konnte daher nicht eindeutig bestätigt werden.

Die Temperaturabhängigkeit der Ladungsvervielfachung wurde außerdem bei einer höheren Fluenz mit dem Sensor p5E15 vermessen. Die Ladungssammlungskurve ist für mehrere Temperaturen T in Abbildung 7.17 zu sehen. Vom gesamten Spannungsbereich (links) wird zusätzlich ein Ausschnitt bei hohen Biasspannungen (rechts) gezeigt. Anhand der Ladungssammlungseffizienz CCE > 1 bei der Biasspannung $V_{bias} = 300$ V



Abbildung 7.16: Charge Multiplication des Sensors p2E15 anhand der gesammelten Ladung in Abhängigkeit von der Messtemperatur T bei der Biasspannung V_{bias} = 250 V. Die rote Linie entspricht der im Detektor deponierten Ladung von 21,85 ke⁻.

und dem unterschiedlichen Kurvenverlauf bei verschiedenen Temperaturen erkennt man, dass Ladungsvervielfachung auftritt. Als minimale Spannung der *Charge Multiplication* wird $V_{min} \approx 130$ V bestimmt. Der Wert wird nicht mit dem V_{min} vom Sensor p2E15 verglichen, da beide Angaben zu ungenau sind.

Die Messreihen bei $T = -25^{\circ}$ C (schwarze Kreuze) und $T = -30^{\circ}$ C (magenta Dreiecke) zeigen einen beinahe identischen Verlauf. Man könnte deswegen annehmen, dass bei höheren Temperaturen die Ladungsvervielfachung konstant ist. Zusätzliche Messungen mit höheren Temperaturen zur Bestätigung der Annahme wurden jedoch nicht durchgeführt, um den Leckstrom nicht zu groß werden zu lassen. Erst die Messreihen bei $T = -41^{\circ}$ C (blaue Vierecke) und $T = -45^{\circ}$ C (grüne Kreise) weisen einen Unterschied in der gesammelten Ladung auf. Messreihen mit tieferen Temperaturen konnten aufgrund der stark abnehmenden Durchbruchspannung V_D , z. B. auf unter $V_D = 250$ V bei $T = -52^{\circ}$ C und auftauchender Micro-Discharges nicht sinnvoll durchgeführt werden.

Die Temperaturabhängigkeit der Charge Multiplication wurde an den untersuchten Sensoren p2E15 und p5E15 festgestellt. Die Form der Abhängigkeit ist nicht genau bekannt. Die gesammelte Ladung scheint bei höheren Temperaturen einen konstanten, minimalen Wert zu haben. Dieser Wert entspricht aber nicht der Ladung ohne Ladungsvervielfachung, da eine Ladungssammlungseffizienz größer als 1 erreicht werden kann (siehe Abbildung 7.17 bei $V_{bias} = 300 \text{ V}$). Ab einer bestimmten Messtemperatur nimmt dann die gesammelte Ladung mit abnehmender Temperatur zu (siehe Abbildung 7.16). Um eine quantitative Aussage erhalten zu können, müssten weitere Messreihen bei unterschiedlichen Temperaturen und Strahlendosen durchgeführt werden.



Abbildung 7.17: Gesammelte Ladung des Sensors p5E15 als Funktion der Biasspannung V_{bias} bei unterschiedlichen Messtemperaturen T. Die rote Linie gibt die im Detektor deponierte Ladung von 21,85 ke⁻ an. Abgebildet sind der volle Spannungsbereich (links) und ein Ausschnitt bei hohen Biasspannungen (rechts).

Charge Multiplication und Rauschen

Bei tieferen Temperaturen erreicht man bei aufgrund von *Charge Multiplication* eine höhere gesammelte Ladung. Jedoch sinkt dabei die Durchbruchspannung, sodass die gesammelte Ladung begrenzt ist. Ebenso haben auftretende *Micro-Discharges* eine negativen Einfluss auf die Detektoreigenschaften, denn sie erhöhen das Rauschen und erfordern eine höhere Schwelle zur Identifizierung eines Teilchendurchgangs. Durch Bestimmung des Signal-Rausch- und des Signal-Schwelle-Verhältnisses kann der Betrieb eines Sensors bei auftretender *Charge Multiplication* untersucht werden.

In Abbildung 7.18 sind Signal-Rausch-Verhältnis (schwarze Kreise) und Signal-Schwelle-Verhältnis (rote Vierecke), gemessen bei einer Temperatur $T = -40^{\circ}$ C, für den Sensor p2E15 zu sehen. Das SNR steigt mit der Biasspannung an und erreicht seinen maximalen Wert bei der Biasspannung $V_{bias} = 225$ V. Steigende Ladungssammlung aufgrund von *Charge Multiplication* und vergrößerter Verarmungszone bei ungefähr gleichem Rauschen lassen das SNR ansteigen. In seinem Maximum erhält man $SNR \approx 37$, was durch Betrieb bei kälterer Temperatur weiter erhöht werden könnte. Bei $V_{bias} = 250$ V ist die Ladungsvervielfachung so stark, dass der Detektor stärkeres Rauschen aufzeigt. Das SNR fällt auf $SNR \approx 28$ ab, was immer noch einen hohen Wert darstellt. Aus diesem Aspekt könnte man diesen Sensor problemlos bei allen Biasspannungen einsetzen.

Das Signal-Schwelle-Verhältnis zeigt ebenfalls einen kontinuierlichen Anstieg, jedoch liegt das Maximum bei $V_{bias} = 200$ V und erreicht den Wert 7. Der relative Anstieg des Signal-Schwelle-Verhältnisse ist im Vergleich zum Anstieg des SNR geringer. Das bedeutet, dass die Schwelle schon mit niedrigerer Biasspannung wächst und den Betrieb behindert. Bei sehr hohen Biasspannungen wächst die Schwelle stark an, sodass das Signal-Schwelle-Verhältnis stark abnimmt. Bei einem Wert von 1 kann der Detektor nicht mehr als Spurdetektor eingesetzt werden. Das Signal-Schwelle-Verhältnis hat bei



Abbildung 7.18: Signal-Rausch-Verhältnis (schwarze Kreise) und Signal-Schwelle-Verhältnis (rote Vierecke) als Funktion der Biasspannung V_{bias} . Gemessen für den Sensor p2E15 bei einer Messtemperatur $T = -40^{\circ}C$.

 $V_{bias} = 250$ V seinen minimalen Wert von 1,6, was weiterhin zum Einsatz als Spurdetektor berechtigen könnte. Jedoch haben die *Micro-Discharges* nach dem Maximum eine so negative Wirkung auf den Detektor, dass kein sinnvoller Betrieb gewährleistet ist.

Beide Kurven besitzen im Maximum somit einen optimalen Arbeitspunkt, bei dem das Signal aus der jeweiligen Sicht am eindeutigsten von Rauschen unterschieden werden kann. Jedoch sollten beim Betrieb des Sensors keine starken *Micro-Discharges* auftauchen, sodass sich empfiehlt, die Biasspannung nicht höher als das Maximum der Kurve des Signal-Schwellen-Verhältnisses zu betreiben. Ist das gewährleistet, so hat man trotz hoher Fluenz ein gutes Signal, womit der Detektor unter den betrachteten Gesichtspunkten an HEP-Experimenten einsetzbar ist. Allerdings werden dort das SNR und das Signal-Schwelle-Verhältnis einen geringeren Betrag besitzen, aufgrund der längeren Auslesestreifen.

7.4 Zusammenfassung der bestrahlten Detektoren

Ein Anstieg des Leckstroms mit der Strahlendosis wird für alle Detektoren beobachtet. Durch die Kühlung des Betasetups können die Detektoren betrieben werden, ohne dass *Thermal Runaway* (siehe Abschnitt 3.1.1) auftritt. Für die meisten Sensoren reicht die Temperatur der Tiefkühltruhe ohne Kaltgasanlage, $T = -19^{\circ}$ C, zur Inbetriebnahme aus, jedoch verbessern sich bei tieferen Temperaturen die Detektoreigenschaften. Eine ausreichende Kühlung am SLHC ist demnach, genauso wie für planare Sensoren, eine Voraussetzung für den Einsatz der 3D-Sensoren. Deshalb ist es in der Planung des SLHC wichtig, den Aspekt der Kühlung nicht zu vernachlässigen.

Aufgrund der Ladungsvervielfachung saturiert die gesammelte Ladung nicht bei stei-

gender Biasspannung. Daher ist es nicht möglich, die Verarmungsspannung der 3D-Sensoren anhand der gesammelten Ladung zu bestimmen. Die Messung der gesammelten Ladung lässt vermuten, dass die Verarmungsspannung für bestrahlte n-Typ-Detektoren niedriger als für p-Typ-Detektoren gleicher Fluenz ist. Anhand der Analyse der gesammelten Ladung und der Theorie ist davon auszugehen, dass die Verarmungsspannung für 3D-Detektoren weit niedriger als bei planaren Sensoren ist. Ladungsverluste aufgrund eines nicht vollverarmten Detektors werden durch *Charge Multiplication* und den geringeren Einfluss des *Trappings* ausgeglichen.

Der negative Einfluss des Trappings ist für n-Typ- und p-Typ-Detektoren unterschiedlich. Während die Auswirkung des Trappings für den p-Typ-Detektor erst mit der Fluenz $\Phi_{eq} = 5 \cdot 10^{15} n_{eq}/\text{cm}^2$ sichtbar wurde, spielt Trapping bereits beim n-Typ-Detektor der Fluenz $\Phi_{eq} = 2 \cdot 10^{15} n_{eq}/\text{cm}^2$ eine Rolle. In beiden Fällen ist der Einfluss gering, weil er durch Charge Multiplication kompensiert wird. Planare Sensoren werden dagegen bei weit niedrigeren Fluenzen als bei den 3D-Sensoren durch Trapping negativ beeinflusst.

Das Rauschen der verschieden bestrahlten Sensoren zeigt keine große Veränderung. Zusammen mit der durch *Charge Multiplication* vervielfachten gesammelten Ladung weisen die 3D-Detektoren hohe Signal-Rausch-Verhältnisse auf. Für den n-Typ-Detektor mit der höchsten Bestrahlung, $\Phi_{eq} = 2 \cdot 10^{16} n_{eq}/\text{cm}^2$, ergibt sich immerhin noch ein maximales SNR von 12. Dieser Wert ist für diese Fluenz relativ hoch und absolut ausreichend für eine Funktion als Spurdetektor.

Auftretende *Micro-Discharges* verschlechtern die Funktionalität der Detektoren. Um die Sensoren trotzdem charakterisieren zu können, werden sie nach ihrem Signal-Schwelle-Verhältnis bei fest gegebener *Noise Occupancy* von $5 \cdot 10^{-4}$ untersucht. Die Ladungsvervielfachung ist selbst mit Berücksichtigung der *Noise Occupancy* über einen weiten Spannungsbereich dominant, sodass die 3D-Detektoren hohe Werte des Signal-Schwelle-Verhältnisses aufweisen. Der am höchsten bestrahlte Sensor zeigt mit einem Wert von 3 auch in dieser Betrachtung seine Funktionalität.

3D-Sensoren zeigen strahlenharte Eigenschaften aufgrund der Charge Multiplication. Mit der Säulenstruktur zeigen sie eine geringere Verarmungsspannung und einen geringeren Einfluss des Trappings als bei planaren Sensoren, sodass die 3D-Detektoren auch ohne Charge Multiplication eine gute Charakteristik aufweisen würden.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Konzept der 3D-Sensoren auf Strahlenhärte untersucht. Die dazu nötigen Messreihen fanden in einem Betasetup statt, in welchem ein neues analoges Auslesesystem, das ALiBaVa, angewandt wurde. Während der Messung der bestrahlten Detektoren trat das bei Teilchendetektoren bisher nicht erwartete Phänomen der *Charge-Multiplication* auf. Deshalb wurden weitere Messreihen durchgeführt, um diesen Effekt besser verstehen zu können. Bei der Auswertung wurde Bezug genommen auf einen möglichen Einsatz der 3D-Sensoren am SLHC, wo planare Detektoren die Standardoption darstellen. Daher wurde zusätzlich ein Vergleich mit planaren Sensoren durchgeführt.

Das ALiBaVa konnte mit leichten Modifizierungen in das bestehende Betasetup integriert werden. Der Vorteil einer analogen Auslese ist gegenüber einer binären die Rekonstruktion der Höhe des Ausgangssignals am Detektor. Dadurch kann die Landau-Verteilung der deponierten Ladung ermittelt werden und die Messzeit stark verkürzt werden. Das System hat sich in den Messungen bewährt, jedoch trat ein Problem bei der Kalibrierung auf, das mittels eines Referenzdetektors gelöst werden konnte.

Hochbestrahlte Sensoren leiden unter einem hohen Leckstrom. Die daraus resultierende Wärmeentwicklung kann den Sensor irreparabel schädigen. Eine Erniedrigung des Leckstroms wird durch ausreichend Kühlung erreicht. Bei den sehr hochbestrahlten Sensoren reicht die Kühlleistung des Betasetups nicht mehr aus, sodass ein weiterer Kühlmechanismus benötigt wird. Als solcher wurde eine Kaltgasanlage angeschafft, die an den vorhandenen Aufbau angepasst wurde. Sie bietet den Vorteil eines regelbaren Kaltgasstromes aus Stickstoff, der zur Anwendung im Betasetup besonders geeignet ist.

Es wurden bei den bestrahlten 3D-Sensoren zum Teil Ladungssammlungseffizienzen erreicht, die weit über dem Wert 1 liegen. Begründet wird dieses Verhalten mit der *Charge Multiplication*, bei der die Ladungsträger mittels Stoßionisation vervielfacht werden. Sie tritt bei hochbestrahlten Sensoren auf, weil durch Strahlenschäden die dafür notwendigen, starken elektrischen Felder im Sensor entstehen.

Zur Bestätigung der These, dass *Charge Multiplication* die Ursache der hohen Ladungssammlung ist, wurden theoretische Voraussagen experimentell untersucht. So konnte die Korrelation zwischen dem Leckstrom und der gesammelten Ladung bestätigt werden. Ebenso wurde die Temperaturabhängigkeit der Ladungsvervielfachung gezeigt, jedoch nicht die Art der Abhängigkeit bestimmt. Zusätzlich konnte aus der Temperaturabhängigkeit eine minimale Biasspannung bestimmt werden, ab der *Charge Multiplication* auftritt.

Ein negativer Nebeneffekt der starken elektrischen Felder, die Charge Multiplication

verursachen, ist das mögliche Auftreten von *Micro-Discharges*. Diese zeigen sich durch Ausreißer mit hohen Rauschwerten in der eigentlich Gauß-förmigen Rauschverteilung. Deshalb wurde die *Noise Occupancy* eingeführt, um das Rauschen auf eine weitere Art charakterisieren zu können. Sie spielt bei einer binären Auslese, wie sie wahrscheinlich am SLHC eingesetzt wird, eine wichtige Rolle.

Die Messungen haben ergeben, dass *Charge Multiplication* auch bei vorkommenden *Micro-Discharges* das Signal verbessern. Sowohl das Signal-Rausch- als auch das Signal-Schwelle-Verhältnis verbessern sich mit steigender Biasspannung und somit bei steigender Ladungsvervielfachung. Erst bei relativ hohen Biasspannungen verschlechtert sich das Signal aufgrund des dann stark steigenden Rauschens.

Ausblick

Anhand der Ergebnisse aus Kapitel 7 kann der mögliche Einsatz von 3D-Sensoren am SLHC diskutiert werden. Die Anforderungen an strahlenharte Siliziumdetektoren erfüllen die getesteten 3D-Sensoren. Sie besitzen eine weitaus niedrigere Verarmungsspannung als die planaren Sensoren. Der Arbeitsbereich der Biasspannung liegt auf jeden Fall unter der möglichen Begrenzung von 500 V am SLHC.

Aufgrund der Säulenstruktur wird bei den 3D-Sensoren ein geringerer Einfluss des *Trappings* als bei den planaren Sensoren erwartet. *Charge Multiplication* wirkt dem *Trapping* entgegen, sodass es kaum Einfluss auf die Einsatzfähigkeit als Spurdetektor nimmt.

Trotz der Strahlenhärte ist ein Einsatz der 3D-Sensoren als Streifendetektor am SLHC fraglich. Wenn die planaren Detektoren eine ausreichende Strahlenhärte besitzen sollten, könnten sie bei einer Entscheidungsfindung bevorzugt werden. Ihre Zuverlässigkeit und Funktionsfähigkeit wird bereits am aktuellen LHC erprobt. Auch die geringeren Produktionskosten sprechen für die planaren Sensoren. Die 3D-Sensoren sind deswegen eher ein Kandidat für den Pixelbereich, weil dort die Strahlenhärte noch wichtiger ist. Eine Entscheidung für die Wahl der Detektoren im Streifenbereich am SLHC soll 2011 gefällt werden.

A Abbildungsverzeichnis

2.1	Der pn-Übergang. a)P- und n-Silizium wird in Kontakt gebracht und es	
	bildet sich eine Verarmungszone (grauer Bereich), b) Dotierungskonzentra-	
	tion, c) Raumladungsdichte, d) Ladungsträgerdichte, e) elektrisches Feld,	_
	f) elektrisches Potential [Pei92]	6
2.2	Schema eines n-Typ-Siliziumstreifendetektors mit Kopplungskondensator	
	und Vorverstärker [Ros06]	9
2.3	Energieverlust durch Ionisation nach Bethe-Bloch in Argon in Abhängig- keit von $\beta \gamma = p/mc$, normiert auf den minimalen Wert $(dE/dx)_0$. Die verschiedenen Linien stehen für unterschiedliche Korrekturen [Kla05]	13
2.4	Energieverlust von Elektronen in Aluminium und Polyethylen aufgetragen	14
2.5	Landau-Verteilung des Energieverlusts in einem dünnen Absorber. Der mittlere Energieverlust liegt bei einer höheren Energie als der wahrschein-	14
	lichste aufgrund der δ -Elektronen [Leo94].	15
3.1	Monte-Carlo-Simulation eines herausgeschlagenen Atoms mit einer Ener- gie von ursprünglich 50 keV in 2D. Man erkennt die Punktdefekte entlang	
3.2	seines Wegs und Cluster am Ende eines Pfads [van80] Abhängigkeit des Leckstroms ΔI von der Strahlungsdosis, normiert auf	18
	das Volumen [Mol99].	19
3.3	Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration N_{eff} und somit der Verarmungsspannung U_{den} nach Bestrahlung eines n-Typ-Detektors, die	
	die Typinvertierung zur Folge hat [Wun92].	21
3.4	Wirkungsquerschnitt des Deplatzierungsschadens $D(E)$ für verschiedene Teilchen (Neutronen, Protonen, Elektronen und Pionen) und Energien. Normiert auf 95 MeVmb, die 1 MeV Neutronen verursachen. Das innere	
	Fenster zeigt einen Ausschnitt bei hohen Energien [Mol99]	22
3.5	Beneficial und Reverse Annealing bei einer Annealing-Kurve eines be-	
	strahlten Detektors [Mol99]	24
3.6	Ladungsvervielfachung im Halbleiter anhand des Bändermodells. (a) Bei schwachem elektrischen Feld keine Ladungsvervielfachung. (b) Generie-	
	rung weiterer Elektron-Loch-Paare im starken elektrischen Feld sorgt für Charge Multiplication [Lut99]	26
4.1	Erwartete Teilchenfluenzen im inneren Detektor des ATLAS-Experiments am SLHC in Abhängigkeit des Abstands vom Kollisionspunkt (Radius) bei einer integrierten Luminosität von $3000 \mathrm{fm}^{-1}$ [Unp10]	30
	for the medicine runnostation addatine [ounta].	00

4.2	Schematischer Aufbau nach dem Tiegelzieh-Verfahren zur Gewinnung mo- nokristallinen Siliziums [Bos06]	31
43	Schematisches Setup für den Prozess des Zonenschmelzverfahrens [Zul83]	33
4.4	Mögliche Prozessierung eines planaren p ⁺ -in-n-Siliziumstreifensensors. Die	
	Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu [Ros06]	34
4.5	Schematischer, dreidimensionaler Querschnitt eines 3D-Sensors. Säulen- förmige Elektroden verlaufen durch die gesamte Detektordicke [Par01].	36
4.6	Schematischer Querschnitt eines p-Typ-3D-DDTC-Sensors vom CNM aus Barcelona. Die Zeichnung ist nicht maßstabsgetreu [Bat09].	39
4.7	Fotografie unter starker Vergrößerung einer Ecke eines 3D-DDTC-CNM- Sensors. Zu sehen sind der Guardring, mehrere Auslesestreifen mit Säulen- eingängen (schwarze Punkte) und Auslesepads mit wegführenden Bond- drähten.	40
5.1	Fotografie der Probestation im offenen Zustand.	42
5.2	Fotografie des Lasersetups bei offenem Aluminiumkasten.	43
5.3	Energieverteilung der austretenden Elektronen einer ${}^{90}Sr$ Quelle durch Betazerfall von ${}^{90}Sr$ (Maximum bei ~ 0,1 MeV, links) und ${}^{90}Y$ (Maximum	
	bei $\sim 0.9 \text{ MeV}$, rechts) [Rez03].	45
5.4	Radioaktive Quelle auf Träger im Betasetup mit Plexiglasabschirmung	46
5.5	Schema des Betasetups	47
5.6	Draufsicht der Messapparatur des Betasetups. Zu sehen sind die Modul- halterung (1), die Quellenhalterung (2), zwei Photomultiplier (3) mit Szin- tilleterung einer Züsch (4) semie die Gesenfehr (hellblaus Schläuche)	10
r –	tillatoren, x-y-z-1isch (4) sowie die Gaszufunr (nelibiaue Schlauche).	48
Э./ ГО	l leikunitrune des Betasetups mit angeschlossener Kaltgasanlage.	49
5.8	Blockdiagramm des Beetle-Auslesechips [LoUb].	50
5.9	Skizze eines Messaufbaus mit dem ALiBaVa und einer externen Span-	51
5.10	Fotografie eines Moduls mit dem <i>Daughterboard</i> (grüne Platine), an dem die Beetle-Chips (4) befestigt sind, sowie einem Keramikträger (weißes Plättchen). Auf dem Träger befinden sich zwei 3D-DDTC-CNM-Sensoren (1) mit <i>Fan-Ins</i> (3) und ein Temperatursensor von Dallas Semiconductor (2) [Dal]	51
5.11	Fotografie des <i>Motherboards</i> mit Stromanschluss (1), USB-Anschluss (2),	
	Flachbandanschluss (3) und Triggereingang (4).	53
5.12	Screenshot der graphischen Oberfläche ALiBaVa-GUI während einer <i>Pe-</i> <i>destal</i> -Messung. Der Modus des ALiBaVa lässt sich rechts oben einstellen. Der linke Onlinemonitor zeigt den <i>Pedestal</i> an, während der rechte das Beugeben (<i>Neise</i>) angeist	54
	$\mathbf{t}_{\mathbf{a}}(\mathbf{b}) = (\mathbf{b}) \mathbf{b} \mathbf{b} \mathbf{b} \mathbf{b} \mathbf{b} \mathbf{b} \mathbf{b} \mathbf{b}$	94
6.1	Ratenmessung der Szintillatoren für verschiedene Schwellen an den Aus- gangssignalen der Photomultiplier. Als Arbeitspunkt wurde für beide Szin-	
	tillatoren 20 mV gewählt	60

6.2	Zeitlicher Verlauf der Pulsform des Sensors n2E15 bei einer Temperatur von -41° C und einer Spannung von 250 V. Die Signalhöhe, entsprechend dem <i>Seed Cut</i> von 5 (horizontal) und die Begrenzung des Zeitfensters (vertikal) sind als gestrichelte Linien angedeutet.	62
6.3	Langau-Verteilung mit Fitkurve des Sensors n $2E15$ bei einer Temperatur von -41° C und einer Spannung von 250 V.	64
6.4	Hitmap des Sensors n2E15 bei einer Temperatur von -41° C und einer Spannung von 250 V.	65
7.1	Kapazität C zwischen einem Streifen und der Rückseite als $1/C^2$ aufgetragen gegen Biasspannung V_{bias} für den unbestrahlten Sensor p0E00 bei Raumtemperatur. Die Verarmungsspannung ist bei $V_{dep} \approx 40$ V ersichtlich.	68
7.2	Leckstrom I_L des gesamten Detektors als Funktion der Biasspannung V_{bias} über den gesamten Spannungsbereich (links). Ausschnitt der <i>I-V</i> -Kurve zur Bestimmung der Verarmungsspannung zwischen den Säulen (rechts).	69
7.3	Rauschen des unbestrahlten Sensors p $0E00$ in ENC , gemittelt über alle funktionsfähigen Kanäle, in Abhängigkeit von der Biasspannung V_{bias} .	70
7.4	Gesammelte Ladung des unbestrahlten Detektors p $0E00$ bei Raumtemperatur als Funkion der Biasspannung V_{bias} . Die rote Linie gibt den erwarteten wahrscheinlichsten Wert (MPV) der deponierten Ladung von 21,85 ke ⁻ in 285 μ m Silizium an.	71
7.5	Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) des unbestrahlten Sensors p $0E00$ in Abhängigkeit von der Biasspannung V_{bias} .	72
7.6	Histogramm der Clustergröße für den unbestrahlten Sensor p 0 E00 bei einer Biasspannung $V_{bias} = 50$ V.	74
7.7	Gesammelte Ladung für p-Typ-Sensoren unterschiedlicher Fluenz. Der un- bestrahlte Sensor p0E00 ist als Referenz in das Schaubild eingetragen (schwarze Linie). Die rote Linie gibt die im Detektor deponierte Ladung von 21,85 ke ⁻ an. Der Effekt der <i>Charge Multiplication</i> ist sichtbar	75
7.8	Gesammelte Ladung für n-Typ-Sensoren unterschiedlicher Fluenz. Für den Sensor n2E15 wurde als Referenz mit gleicher Fluenz der p-Typ-Sensor p2E15 eingetragen (schwarze Kurve). Die rote Linie gibt die im Detektor deponierte Ladung von 21,85 ke ⁻ an.	78
7.9	Das Rauschen des Sensors p1E15 in ENC als Funktion der Biasspannung V_{bias} und der Kanalnummer. Maskierte Kanäle sind auf Null gesetzt. Bereiche mit <i>Micro-Discharges</i> sind bereits ab 100 V zu sehen (Kanal 188).	81
7.10	Rauschverteilung von Kanal 180 des Sensors p1E15 bei der Biasspannung $V_{bias} = 175 \text{ V}$ (schwarze Kurve), verglichen mit dem Fit einer Gauß- Verteilung (rote Linie). Es treten keine <i>Micro-Discharges</i> auf, weil die Pausebuerteilung der Cauß Verteilung gleicht	00
	nauschvertenung der Gaus-vertenung gleicht.	02

 gent (ninks). Ein Ausschnitt der Radschvertenung dient zur Verdeutlichung des Unterschieds beider Kurven (rechts). 7.12 Rauschverteilung von Kanal 180 des Sensors p1E15 (durchgezogene Linie) mit eingezeichneter Schwelle (vertikale, gestrichelte Linie). Bei der Biasspannung V_{bias} = 175 V liegt ein kleiner Rand der Verteilung über der Schwelle (links). Bei der Biasspannung V_{bias} = 200 V liegen wegen der 	
mit eingezeichneter Schwelle (vertikale, gestrichelte Linie). Bei der Bias- spannung $V_{bias} = 175$ V liegt ein kleiner Rand der Verteilung über der Schwelle (links). Bei der Biasspannung $V_{bias} = 200$ V liegen wegen der	83
spannung $V_{bias} = 175 \mathrm{V}$ liegt ein kleiner Rand der Verteilung über der Schwelle (links). Bei der Biasspannung $V_{bias} = 200 \mathrm{V}$ liegen wegen der	
<i>Micro-Discharges</i> viele Ausreißer über der Schwelle (rechts)	85
7.13 Leckstrom I_L des Sensors p2E15 als Funktion der Biasspannung V_{bias} bei einer Messtemperatur $T = -20^{\circ}C$ (links), sowie des Sensors p2E16 bei	
$T = -47^{\circ}$ C (rechts)	86
7.14 Korrelation zwischen dem Leckstrom I_L (schwarze Punkte) und der ge-	00
sammelten Ladung (rote Dreiecke) des Sensors p $2E15$. Gemessen bei einer	
Temperatur $T = -50^{\circ}$ C in Abhängigkeit von der Biasspannung V_{bias}	87
7.15 Gesammelte Ladung des Sensors p2E15 in Abhängigkeit von der Biasspan-	
nung V_{bias} bei verschiedenen Messtemperaturen I . Die rote Linie glot die im Detektor depenierte Ladung von 21.85 ko ⁻ an	88
7.16 Charge Multiplication des Sensors p2E15 anhand der gesammelten Ladung	00
in Abhängigkeit von der Messtemperatur T bei der Biasspannung $V_{bias} = 250 \text{ V}$. Die rote Linie entspricht der im Detektor depenierten Ladung von	
250 V. Die fote Linie entspricht der im Detektor depomerten Ladung von $21.85 \mathrm{ke}^-$	89
7.17 Gesammelte Ladung des Sensors p5E15 als Funktion der Biasspannung	00
V_{bias} bei unterschiedlichen Messtemperaturen T. Die rote Linie gibt die im	
Detektor deponierte Ladung von $21,85\mathrm{ke^-}$ an. Abgebildet sind der volle	
Spannungsbereich (links) und ein Ausschnitt bei hohen Biasspannungen	
(rechts)	90
(.15 Signal-Rausen-vernaltnis (senwarze Kreise) und Signal-Schweile-Verhalt- nis (rote Vierecke) als Funktion der Biesspannung V. – Comosson für den	
Sensor p2E15 bei einer Messtemperatur $T = -40^{\circ}$ C.	91

B Tabellenverzeichnis

2.1	Physikalische Eigenschaften von Silizium bei Raumtemperatur. Tabelle übersetzt aus [Pei92]	4
4.1	Wichtige Eigenschaften und Bezeichnungen der getesteten 3D-DDTC-CNM- Sensoren. Die Bestrahlung mit einer Fluenz Φ_{eq} erfolgte am Karlsruher Institut für Technologie mit 25 MeV-Protonen.	39
7.1	Rauschen in ENC mit Fehler σ_{ENC} der getesteten Detektoren mit der Strahlendosis Φ_{eq} bei einer Messtemperatur T .	82

B Tabellenverzeichnis

C Literaturverzeichnis

- [All09] ALLPORT, P.: Progress with Planar Silicon Technology for Pixel Layers in ATLAS sLHC. ATLAS Upgrade Week, Nov. 2009.
- [ANC] ANCERAM: ANCeram Werkstoffdaten, AlN 180. http://www.anceram.com [Stand: 2010-10-11].
- [Bat05] BATES, A. UND MOLL, M.: A comparison between irradiated magnetic Czochralski and float zone silicon detectors using the transient current technique. Nucl. Instr. and Meth. A, 555:113–124, 2005.
- [Bat09] BATES, R. ET AL.: Irradiation studies of CNM double sided 3D detectors. Präsentiert auf dem 15. RD50 Workshop, Genf, Okt. 2009. http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=65918 [Stand: 2010-10-18].
- [Ber92] BERGER, C.: Teilchenphysik. Springer, 1992.
- [Bic88] BICHSEL, H.: Straggling in thin silicon detectors. Rev. Mod. Phys., 60(3):663-699, Jul. 1988.
- [Bre10] BREINDL, M.: Erweiterung eines Lasermessstandes und Untersuchung von 3D-Silizium-Detektoren. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2010.
- [Bru97] BRUN, R.: ROOT An object oriented data analysis framework. Nucl. Instr. and Meth. A, 389:81-86, 1997.
- [Cam05] CAMPABADAL, F. ET AL.: Beam tests of ATLAS SCT silicon strip detector modules. Nucl. Instr. and Meth. A, 538(1-3):84-407, 2005.
- [Cas10] CASSE, G. ET AL.: Evidence of enhanced signal response at high bias voltages in planar silicon detectors irradiated up to 2.2x10E16 neq cm-2. Nucl. Instr. and Meth. A, In Press, Corrected Proof, 2010. doi: 10.1016/j.nima.2010.04.085.
- [Chi03] CHILINGAROV, A.: RD50 Technical Note RD50-2003-03: Recommendations towards a standardisation of the macroscopic parameter measurements, Part I: IV and CV measurements in Si diodes. Technischer Bericht, RD 50 Collaboration, 2003.
- [Chi04] CHILINGAROV, A.: RD50 Technical Note RD50-2004-01: Recommendations towards a standardisation of the macroscopic parameter measurements, Part II: MIP CCE measurements. Technischer Bericht, RD 50 Collaboration, 2004.

- [Cin09] CINDRO, V. AT AL.: Radiation damage in p-type silicon irradiated with neutrons and protons. Nucl. Instr. and Meth. A, 599(1):60-65, 2009.
- [Cro66] CROWELL, C. R. UND SZE, S. M.: Temperature dependence of avalanche multiplication in semiconductors. Applied Physics Letters, 9(6):242–244, 1966.
- [Dal] DALLAS SEMICONDUCTOR: DS18S20, High-Precision 1-Wire Digital Thermometer. http://www.maxim-ic.com [Stand: 2010-10-11].
- [Har09] HARTMANN, F.: Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics. Springer, 2009.
- [ise] ISEG SPEZIALELEKTRONIK GMBH: SHQXXXX Hochpräzisions-HV-Tischgeräte. http://www.iseg-hv.de [Stand: 2010-10-11].
- [Kar] KARLSRUHER GLASTECHNISCHES WERK, ISOTHERM: Kaltgassystem Typ TG-LKF-H. http://www.kgw-isotherm.com [Stand: 2010-10-11].
- [Kei] KEITHLEY INSTRUMENTS INC.: Model 237 High-Voltage Source-Measure Unit. http://www.keithley.com [Stand: 2010-10-10].
- [Kle05] KLEINKNECHT, K.: Detektoren für Teilchenstrahlung. Teubner, 4. Auflage, 2005.
- [Kra02] KRAMBERGER, G. ET AL.: Determination of effective trapping times for electrons and holes in irradiated silicon. Nucl. Instr. and Meth. A, 476(3):645–651, 2002.
- [Kö10] KÖHLER, M. ET AL.: Test Beam and Laser Measurements of Irradiated 3D Silicon Strip Detectors. Präsentiert auf dem 16. RD50 Workshop, Barcelona, Jun. 2010.
 http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=86625
 [Stand: 2010-10-18].
- [Kü06] KÜHN, S.: Untersuchung der Strahlenhärte von Siliziumsensoren mit einer Betaquelle. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2006.
- [Lac] LACASTA, C.: Alibava manual. https://twiki.ific.uv.es/twiki/bin/view/Atlas/ALiBaVa [Stand: 2010-10-11].
- [Leo94] LEO, W.R.: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer, 2. Auflage, 1994.
- [Lin01] LINDSTRÖM, G. ET AL.: Radiation hard silicon detectors-developments by the RD48 (ROSE) collaboration. Nucl. Instr. and Meth. A, 466(2):308–326, 2001.
- [Lut99] LUTZ, G.: Semiconductor Radiation Detectors. Springer, 1999.
- [Lö06] LÖCHNER, S. UND SCHMELLING, M.: The Beetle Reference Manual chip version 1.3, 1.4 and 1.5. Technischer Bericht LHCb-2005-105, CERN, Nov. 2006.

- [MH08] MARCO-HERNÁNDEZ, R.: Master Thesis: Design of a readout system for microstrip silicon sensors, 2008. Universidad de Valencia.
- [MH09a] MARCO-HERNÁNDEZ, R.: A Portable Readout System for Microstrip Silicon Sensors (ALIBAVA). IEEE Transactions on Nuclear Science, 56(3):642–649, 2009.
- [MH09b] MARCO-HERNÁNDEZ, R.: ALIBAVA quick start guide, 2009. https://twiki.ific.uv.es/twiki/bin/view/Atlas/ALiBaVa [Stand: 2010-10-11].
- [Mik10] MIKUZ, M. ET AL.: Study of anomalous charge collection efficiency in heavily irradiated silicon strip detectors. Nucl. Instr. and Meth. A, In Press, Corrected Proof, 2010. doi:10.1016/j.nima.2010.04.084.
- [Mol99] MOLL, M.: Radiation Damage in Silicon Particle Detectors. Doktorarbeit, Universität Hamburg, 1999.
- [Ohs96] OHSUGI, T.: Micro-discharge at strip edge of silicon microstrip sensors. Nucl. Instr. and Meth. A, 383:116-122, 1996.
- [Pah09] PAHN, G.: First Beam Test Characterisation of a 3D-stc Silicon Short Strip Detector. IEEE Transactions on Nuclear Science, 56(6), Dez. 2009.
- [Par97] PARKER, S. I. ET AL.: 3D A proposed new architecture for solid-state radiation detectors. Nucl. Instr. and Meth. A, 395(3):328–343, 1997.
- [Par01] PARKER, S. I. UND KENNEY, C. J.: Performance of 3-D Architecture Silicon Sensors After Intense Proton Irradiation. IEEE Transactions on Nuclear Science, 48(5):1629–1638, 2001.
- [Pei92] PEISERT, A.: Silicon microstrip detectors. In: Instrumentation in high energy physics. Fabio Sauli, 1992.
- [Pen07] PENNICARD, D. ET AL.: Simulation Results From Double-Sided 3-D Detectors. IEEE Transactions on Nuclear Science, 54(4):1435–1443, 2007.
- [Pic98] PICOQUANT GMBH: PDL 800: Operation Manual and Technical Data, 1998. http://www.picoquant.com [Stand: 2010-10-11].
- [Pic09] PICOQUANT GMBH: Light Sources: Operation Manual and Technical Data, 2009. http://www.picoquant.com [Stand: 2010-10-11].
- [Pie05] PIEMONTE, CLAUDIO: Development of 3D detectors featuring columnar electrodes of the same doping type. Nucl. Instr. and Meth. A, 541(1-2):441-448, 2005.
- [Pov04] POVH, B. ET AL.: Teilchen und Kerne. Springer, 6. Auflage, 2004.
- [Rez03] REZNICEK, P.: Diploma Thesis: Tests of semiconductor microstrip detectors of ATLAS detector, 2003. Charles University in Prague.

[Ros06] ROSSI, L. ET AL.: Pixel Detectors. Springer, 2006.

- [Ruz00] RUZIN, A.: Recent results from the RD-48 (ROSE) Collaboration. Nucl. Instr. and Meth. A, 447(1-2):116-125, 2000.
- [Sze81] SZE, S. M.: Physics of Semiconductor Devices. John Wiley & Sons, Inc., 2. Auflage, 1981.
- [Thi06] THIES, E.: Erprobung bestrahlter ATLAS SCT Detektoren und strahlenharter Prototypensensoren. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2006.
- [Unn10] UNNO, Y. ET AL.: Development of n-on-p silicon sensors for very high radiation environments. Nucl. Instr. and Meth. A, In Press, Corrected Proof, 2010. doi: 10.1016/j.nima.2010.04.080.
- [van80] VAN LINT, V.A.J. ET AL.: Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials. John Wiley & Sons, 1980.
- [Wal10] WALZ, M.: Noch nicht veröffentlicht. Diplomarbeit, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2010.
- [Wun92] WUNSTORF, R.: Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten. Doktorarbeit, Universität Hamburg, 1992.
- [Zul83] ZULEHNER, W.: Czochralski growth of silicon. Journal of Crystal Growth, 65(1-3):189-213, 1983.
Danksagung

An dieser Stelle bedanke ich mich bei Prof. Dr. Karl Jakobs, der mir diese interessante und abwechslungsreiche Diplomarbeit ermöglicht, sowie einen tiefen Einblick in seine Arbeitsgruppe gegeben hat.

Ein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Dr. Ulrich Parzefall, der meine Arbeit jederzeit unterstützt hat und sich für alle Fragen Zeit genommen hat.

Ein Dankeschön auch an Michael Köhler, der sich viel Zeit für die Hilfe bei meiner Diplomarbeit genommen hat und mir mit seinem Wissen die Hardware näher gebracht hat. Allen Mitgliedern der Hardwaregruppe möchte ich Dank sagen für die tollen Diskussionen, das gute Arbeitsklima und die kurzweilige Zeit in den letzten 1,5 Jahren.

Diese Arbeit wäre auch nicht ohne Dieter Joos und Ines Messmer enstanden, die mir mit ihrem mechanischem Know-how die Sensoren zur Messung vorbereitet haben.

Ferner gilt mein Dank meinen Eltern und meinem Bruder, die immer für mich da sind und bei der Korrektur geholfen haben.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Freunden bedanken, die mich während des Studiums begleitet haben und mit denen ich eine sehr schöne Zeit verbracht habe.

Abschließend bedanke ich mich bei meiner Freundin Yvonne für ihre Kraft und moralische Unterstützung, sowie bei ihrer Familie, die auch einen Beitrag zur Arbeit geleistet hat. C Literaturverzeichnis

Erklärung

Diese Arbeit ist von mir selbstständig verfasst worden und ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt.

Freiburg, den

Jens Preiss