
Diplomarbeit

Erweiterung eines Lasermesstandes und Untersuchung von 3D-Silizium-Detektoren

Michael Breindl

Betreuer:

Prof. Dr. Karl Jakobs



INSTITUT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT
FREIBURG IM BREISGAU

30. Juni 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Siliziumdetektoren	3
2.1	Wechselwirkung geladener Teilchen im Halbleiter	3
2.2	Wechselwirkung von Photonen im Halbleiter	4
2.3	Grundlagen von Halbleiterdetektoren	6
2.3.1	Eigenhalbleitung	6
2.3.2	Dotierung	8
2.4	Funktionsweise von Silizium-Detektoren	9
2.4.1	Parameter von Siliziumdetektoren	10
2.4.2	Das erzeugte Signal	13
2.4.3	Der Leckstrom	13
2.4.4	Das Detektorrauschen	15
2.5	Strahlenschäden und Strahlenhärte	16
2.5.1	Oberflächenschäden	17
2.5.2	Änderung der Dotierungskonzentration und Typinvertierung	17
2.5.3	Auswirkung der Strahlung auf den Leckstrom	19
2.5.4	Ladungsträgereinfang - „Trapping“	21
2.5.5	Die NIEL-Skalierungshypothese	22
2.6	Das 3D-Detektordesign	22
2.6.1	3D-STC-Detektordesign	23
2.6.2	3D-DDTC-Detektoren	25
3	Lasermesstand	27
3.1	Grundlegender Aufbau	28
3.2	Erweiterungen des Aufbaus	29
3.3	Eigenschaften des Messstandes	30
3.3.1	Kaltgas-Anlage zur Kühlung	32
3.4	Funktionsweise einer Laser-Messung	37
3.4.1	Das SCT-DAQ-System	38
3.4.2	Das ALiBaVa-System	38
3.4.3	Die Messsoftware „ALiBaVa-gui“	39
3.5	Die Steuerung der Lineartische	41
4	Vorbereitende Messungen	43
4.1	Bestimmung der Verzögerungszeit	43
4.2	Testmessungen mit einem bekannten Streifendetektor	45
4.2.1	Bestimmung des Rauschens und des Sockelwertes („Pedestal“)	47

4.2.2	Berechnung des Common-Mode	50
4.2.3	Ortsaufgelöste Lasermessungen	51
4.3	Bestimmung des Laserfokus	54
4.3.1	Kantenscans	54
4.3.2	Berechnung der optimalen z-Position	55
4.3.3	Vergleich mit vorhergehenden Messungen	57
5	Ladungssammlung von 3D-DDTC-Detektoren	58
5.1	Messungen der Ladungssammlungseffizienz mit Detektoren von FBK	58
5.1.1	Das Design der FBK-Detektoren	58
5.1.2	Messungen des Durchgriffs („punch-through“)	60
5.1.3	Charakterisierung des Detektors	66
5.1.4	Auswirkungen der Verzögerungszeit auf die Messung	67
5.1.5	Resultate der Lasermessungen	69
5.2	Der unbestrahlte 3D-DDTC-Detektor von CNM	74
5.2.1	Das Detektordesign	74
5.2.2	Stromcharakteristik	77
5.2.3	Bestimmung des Common-Mode	78
5.2.4	Bestimmung des Detektorrauschens	80
5.2.5	Ortsaufgelöste Messungen mit einem Infrarot-Laser	84
5.3	Messungen mit einem bestrahlten CNM-Detektor	87
5.3.1	Charakterisierung des Detektors	87
5.3.2	Ergebnisse der Lasermessungen	90
5.4	Vergleich der Signalentwicklung der CNM-Detektoren	94
5.5	Hochbestrahlte Detektoren	97
5.6	Übersicht der Ergebnisse	100
6	Zusammenfassung	102
	Literaturverzeichnis	104

1 Einleitung

Die experimentelle Teilchenphysik beschäftigt sich mit der Überprüfung fundamentaler physikalischer Modelle und der Untersuchung der zugehörigen Teilchen. Zu diesem Zweck werden Teilchenbeschleuniger und Detektoren verwendet, welche dies in aufwendigen Experimenten möglich machen. Das Standardmodell der Teilchenphysik [Don94] beschreibt die bekannten Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen, die starke und die schwache Kraft, sowie die elektromagnetische Wechselwirkung. Darin sind viele freie Parameter enthalten, die durch Experimente bestimmt werden müssen, was auch gleichzeitig eine der Schwachstellen dieser Theorie darstellt, da die Parameter nicht aus ihr selbst hervorgehen.

Das Standardmodell ist durch viele Experimente empirisch bestätigt und dennoch unvollständig, da es beispielsweise die gravitative Wechselwirkung nicht beschreiben kann. Eine mögliche und experimentell überprüfbare Erklärung für die Masse der Elementarteilchen stellt der sogenannte Higgs-Mechanismus dar. Das in diesem zusätzlich postulierte Higgs-Boson koppelt an bestimmte Teilchen und verleiht ihnen dadurch ihre Masse, wobei diese mit der Kopplungsstärke der Wechselwirkung skaliert. Das Standardmodell mit dem Higgs-Teilchen gilt aufgrund guter experimenteller Bestätigungen als plausibel, doch das Hauptproblem ist, dass es im Rahmen bisheriger Experimente noch nicht nachgewiesen werden konnte. Durch frühere LEP-Experimente wurde die untere Grenze des Massenbereiches in dem das Higgs-Teilchen gefunden werden kann, zu $114,4 \text{ GeV}/c^2$ bestimmt.

Das Standardmodell liefert keine Erklärung bestimmter Phänomene, wie dem der Dunklen Materie. Die vorgeschlagenen theoretischen Modelle, welche das Standardmodell erweitern, lassen sich oft nur durch neue Experimente der Hochenergiephysik verifizieren, da deren Vorhersagen in einem Energiebereich oberhalb des bisher erforschten liegen.

Das vielversprechenste Teilchenexperiment zur weiteren Verifizierung und Erweiterung des Standardmodells und alternativer Theorien ist der Große Hadronen-Speicherring („Large Hadron Collider“), LHC [Bou95], der in naher Zukunft Proton-Proton-Kollisionen bei einer nie zuvor erreichten Schwerpunktsenergie von 14 TeV ermöglichen soll. Der LHC, welcher sich am CERN¹ befindet und von einer internationalen Kollaboration getragen wird, hat am 20.11.2009 seinen Betrieb aufgenommen. Mit den am LHC erreichbaren Energien können solche Teilchen, wie das Higgs Teilchen, sofern sie im Massenbereich bis zu einigen TeV/c^2 existieren, nachgewiesen werden.

Aufgrund der hohen Luminositäten, wie sie am LHC erreicht werden, sind Spurdetektoren mit hoher Granularität und hoher Präzision für die Experimente erforderlich. Die Arbeitsgruppe Jakobs in Freiburg war an der Entwicklung und dem Aufbau des Siliziumstreifendetektors („Semi Conductor Tracker“), SCT [ATL97], für das ATLAS-Experiment beteiligt. Der ATLAS-SCT besteht aus mehreren Lagen Siliziumdetektoren, welche im innersten Bereich

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Englische Bezeichnung: European Organization for Nuclear Research

von ATLAS, direkt außerhalb der Pixeldetektoren, um den Wechselwirkungspunkt angeordnet sind. Sie ermöglichen die Spurrekonstruktion und Impulsmessung geladener Teilchen, letzteres aufgrund der gekrümmten Bahn, da sich die Detektoren in einem starken Magnetfeld befinden. Innerhalb der geplanten LHC-Laufzeit kommt es aufgrund der hohen Luminosität zu einer erheblichen Strahlenbelastung für die Detektoren. Diese reduziert die Detektoreffizienz, vor allem durch ein höheres Rauschen und eine größere Verarmungsspannung, deutlich, so dass sie nach einer bestimmten Strahlendosis von etwa $2 \cdot 10^{14}$ Neutronen pro cm^2 mit einer Energie von 1 MeV ($2 \cdot 10^{14} N_{\text{eq}}/\text{cm}^2$), ausgetauscht werden müssen. Für das Jahr 2020 ist ein Ausbau des LHC zum sogenannten superLHC (sLHC, [Gia05]) geplant, wodurch die Luminosität um einen Faktor 10 erhöht werden soll [Mit09]. Durch den Ausbau wird eine um 2 Größenordnungen erhöhte Fluenz erwartet, welche in den Detektoren zu starken Strahlenschäden führt (vergleiche Abschnitt 2.5).

Aus diesem Grund werden im Rahmen der RD50-Kollaboration [RD50] strahlenharte Siliziumdetektoren entwickelt und getestet. Diese Tests werden auch insbesondere in der Arbeitsgruppe in Freiburg an zwei verschiedenen Messaufbauten durchgeführt. Zur Verfügung steht zum einen ein Messstand mit einer Betaquelle, der im wesentlichen dazu dient, die absolute Ladungssammlungseffizienz zu bestimmen, und zum anderen ein Messstand mit einem Infrarot-Laser, welcher es ermöglicht, die relative, orts aufgelöste Ladungssammlung zu messen.

Die Laboruntersuchungen dienen dazu, Aussagen über die Funktionalität der Detektoren nach jahrelangen Laufzeiten in Hochenergieexperimenten zu gewinnen, wo sie hohen Fluenzen ausgesetzt werden. Um dies prüfen zu können, werden Prototypensensoren charakterisiert, anschließend mit Protonen oder Neutronen bestrahlt und erneut untersucht. Die Veränderungen in den Detektoreigenschaften geben Auskunft über die Eignung der Detektoren in Experimenten mit hoher Strahlenbelastung. Mit dem Laser können sehr genaue Untersuchungen der relativen Ladungssammlung über die Detektoroberfläche durchgeführt werden. Im Gegensatz zu Messungen mit einer radioaktiven Quelle können jedoch keine Aussagen über die absolute Energieeffizienz gemacht werden.

Ziel dieser Arbeit war es ein im Rahmen der RD50-Kollaboration entwickeltes Auslesesystem zu installieren und Messungen damit durchzuführen. So wurde einer der beiden Testmessstände in Freiburg, der Lasermessstand, mit einem neuen, analogen Auslesesystem (ALiBaVa) erweitert. Während dieser Diplomarbeit wurden weitere Verbesserungen, wie eine höhere mechanische Stabilität, verbesserte Kühlung sowie eine genauere Fokussierung, des Laserlichtes auf den Detektor, realisiert. Ein Steuerungsprogramm für die Lineartische wurde geschrieben und in die Messsoftware integriert, um automatisierte Messungen der Ladungssammlung an verschiedenen Detektorpositionen durchführen zu können. Es wurden Messungen mit bekannten planaren Streifendetektoren durchgeführt, um die einwandfreie Funktionalität des Messaufbaues zu verifizieren.

Ein recht neues Konzept für strahlenharte Siliziumdetektoren ist das der 3D-DDTC-Detektoren (siehe Abschnitt 2.6.2). Es wurden daher 3D-DDTC-Detektoren zweier Hersteller und zweier Dotierungstypen, sowohl bestrahlt, als auch unbestrahlt mit dem stark modifizierten Lasermessstand durchgeführt. Dabei wurde der Schwerpunkt auf die Messung der relativen Ladungssammlung über die Detektorfläche gelegt. Durch einen Vergleich der Ergebnisse vor und nach der Bestrahlung lassen sich Aussagen über die Strahlenhärte und Eignung der Detektoren für zukünftige Experimente wie den sLHC treffen.

2 Siliziumdetektoren

Eine wichtige Gruppe von Teilchendetektoren sind die Halbleiterdetektoren. Diese bestehen hauptsächlich aus kristallinem Silizium oder Germanium und sind ideal für hochauflösende Ortsmessungen wie auch Energieverlustmessungen geeignet. Da sich Silizium als Material für Halbleiterdetektoren in der Hochenergiephysik durchgesetzt hat und auch nur Siliziumdetektoren in dieser Arbeit untersucht wurden, beschränkt sich die weitere Ausführung hierauf. Die Funktionsweise der Detektoren ähnelt der von Gasionisationsdetektoren, jedoch wird statt eines Gases als Ionisationsmedium der Halbleiter verwendet. Da die mittlere Energie zur Ionisation \bar{E} in Siliziumdetektoren ($\bar{E}_{Si} = 3,6 \text{ eV}$) deutlich kleiner ist als in Gasionisationsdetektoren ($\bar{E}_{Ar} = 20 \text{ eV}$), kann eine bessere Energieauflösung erreicht werden. In den meisten Hochenergieexperimenten mit Halbleiterdetektoren wird nicht der Energieverlust dE pro Wegstrecke dx , $\frac{dE}{dx}$, gemessen, sondern der Ort des Teilchendurchgangs. Hier liegt auch der große Vorteil der Halbleiterdetektoren: Sie lassen sich sehr leicht segmentieren und eignen sich sehr gut für eine genaue Ortsbestimmung von geladenen Teilchen. Durch eine kurze Ladungssammlungszeit und eine sehr kleine Totzeit qualifizieren sie sich auch für Experimente mit hohen Ereignisraten.

2.1 Wechselwirkung geladener Teilchen im Halbleiter

Geladene Teilchen können über verschiedene Effekte im Halbleitermaterial wechselwirken. Dazu zählt beispielsweise die elastische und die inelastische Streuung, die Brems- und die Cherenkov-Strahlung. Für Halbleiterdetektoren wichtig ist dabei vor allem die inelastische Streuung an Elektronen des Materials. Hierbei werden die Atome durch Coulombstreuung ionisiert. Die einfallenden geladenen Teilchen werden kaum abgelenkt und hinterlassen daher Elektron-Loch-Paare um die Spur des geladenen Teilchens. Der Energieverlust pro durchquerter Weglänge $\frac{dE}{dx}$ durch Ionisation im Material wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben [Fis06], [Ahl52]:

$$\frac{dE}{dx} = D \frac{Z\rho}{A} \left(\frac{z}{\beta} \right)^2 \left(\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \Delta E_{max}}{\hbar\omega} - \beta^2 - \frac{\delta}{z} - \frac{\chi}{Z} \right) \quad (2.1)$$

mit

$$D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \approx 0,307 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}. \quad (2.2)$$

Es bezeichnet Z die Kernladungszahl und A die Ordnungszahl des Targets, sowie z die Ladungszahl des durchquerenden Teilchens. Des Weiteren gibt $\beta = \frac{v}{c}$ den Quotient aus Teilchengeschwindigkeit v und Lichtgeschwindigkeit c und $\gamma^2 = \frac{1}{1-\beta^2}$ an. Die Materialdichte wird

mit ρ abgekürzt, N_A ist die Avogadrozahl, r_e der Bohrsche Radius, m_e die Ruhemasse des Elektrons und $I = \hbar\omega$ die mittlere Anregungsenergie. δ und χ sind empirische Parameter.

Der Term $\frac{Z\rho}{A}$ beschreibt also die Eigenschaften des Mediums und der darauf folgende Term $(\frac{z}{\beta})^2$ die des Projektils.

Der Energieverlust ist ein diskreter Effekt und die Bethe-Bloch-Gleichung gibt lediglich den statistischen Mittelwert an. Die Gesamtenergiedeposition bei gegebenem Volumen wird für dicke Detektoren durch eine Gaußverteilung beschrieben. Da in der Hochenergiephysik aber dünne Siliziumdetektoren benutzt werden ($d \approx 300 \mu\text{m}$), muss die asymmetrische Landau-Verteilung herangezogen werden, welche den Energieverlust an dünnen Schichten beschreibt. Diese besitzt einen gaußartigen Anteil, entsprechend der vielen Ionisationsprozesse bei kleinen Energieverlusten, und einen exponentiell abfallenden Ausläufer zu großen Energieverlustwerten [Ned06]. Diese harten Stöße, bei denen viel Energie auf ein einziges Elektron, genannt δ -Elektron, übertragen wird, sind selten, können aber aufgrund ihrer hohen Energie eine Sekundärionisation, weit von dem ursprünglichen Teilchen entfernt, auslösen und verschlechtern dadurch die Ortsauflösung von Halbleiterdetektoren.

2.2 Wechselwirkung von Photonen im Halbleiter

Die Wechselwirkung von Photonen mit einem Material ist eine andere als von geladenen Teilchen und für diese Arbeit besonders wichtig, da bei den ab Kapitel 4 beschriebenen Messungen ein Infrarot-Laser verwendet wurde. Ein Photonenstrahl erfährt im Material keinen Energie-, sondern einen Intensitätsverlust. Es spielen drei Effekte eine Rolle, welche in Abhängigkeit von der Photonenenergie zur Geltung kommen. Dies sind der Photoeffekt, der Comptoneffekt und die Paarbildung.

Der Photoeffekt dominiert für kleine Energien $E_\gamma < 100 \text{ keV}$. Es werden Elektronen des Mediums durch Energieübertrag aus ihrer Konfiguration abgelöst. Dieser Prozess wird unwahrscheinlicher bei zunehmender Photonenenergie. Es ist vorrangig die elastische Streuung (Comptoneffekt), welche als Wechselwirkung dann noch beiträgt. Überschreitet die Photonenenergie die doppelte Ruhemasse des Elektrons kann im Medium ein Elektron-Positron-Paar erzeugt werden (Paarbildung). Dieser Prozess dominiert rasch bei hohen Energien die Art der Wechselwirkung. In Abb. 2.1 ist links der Wirkungsquerschnitt σ für den Photoeffekt in barn² in Abhängigkeit von der Photonenenergie E_γ gezeigt. Rechts zeigt Abb. 2.1 exemplarisch für Blei (als wichtiges Absorptionsmedium) die Abhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten $\mu = \sigma \frac{N_A}{M}$ von der Photonenenergie E_γ . Hierbei ist σ der Wirkungsquerschnitt, N_A die Avogadrozahl und M die Molmasse. Die Photonen mit Energien ($1 < E_\gamma < 10$) MeV besitzen minimalen Wirkungsquerschnitt und sind daher generell am schwierigsten nachzuweisen.

Der in dieser Arbeit verwendete Laser hat eine Wellenlänge von $\lambda = 974 \text{ nm}$ und somit eine Energie von $E = hc/\lambda = 1,27 \text{ eV}$. Aufgrund der geringen Energie ist die Wechselwirkung vorrangig auf den Photoeffekt beschränkt. Es bildet sich wie auch bei der Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit einem Halbleiter bei der Wechselwirkung von Photonen mit Silizium ein Zylinder aus Elektron-Loch-Paaren entlang der Trajektorie der Photonen. Die Photonenzahl, das heißt die Intensität I des Strahls, und somit die Zahl der durch Photoeffekt erzeugten

²1 barn = 10^{-28} m^2

Elektron-Loch-Paare, nimmt dabei exponentiell mit der Eindringtiefe z ab:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z}, \quad (2.3)$$

$$\alpha = k \frac{4\pi}{\lambda}. \quad (2.4)$$

I_0 steht für die Intensität, die der Strahl vor dem Eintritt in das Medium besitzt. Der Absorptionskoeffizient α (siehe Gl. 2.4) wird durch den Extinktionskoeffizienten k und die Wellenlänge des Lichtes λ gegeben.

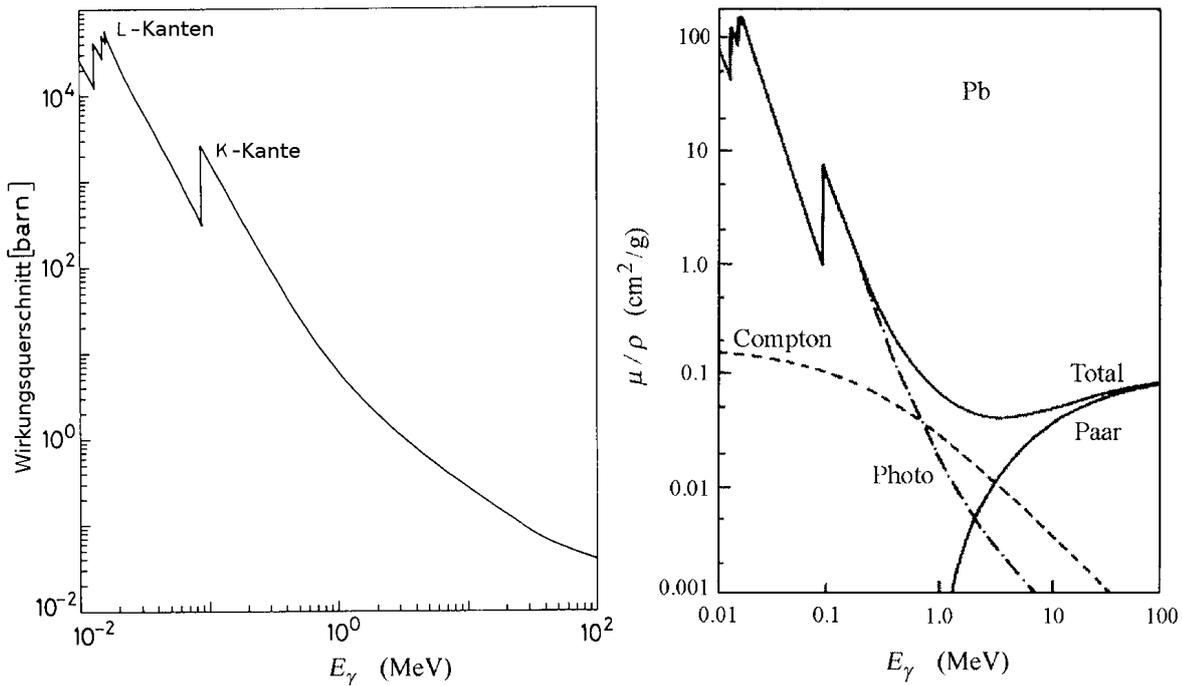


Abbildung 2.1: Links: Wirkungsquerschnitt in barn in Abhängigkeit von der Photonenenergie E_γ für den Photoeffekt [Leo94]. Rechts: Massenabsorptionskoeffizient μ für Photonen in Blei [Eva58] in Abhängigkeit von der Photonenenergie E_γ . Für $E_\gamma < 100 \text{ keV}$ dominiert der Photoeffekt, für $(1 < E_\gamma \lesssim 2) \text{ MeV}$ ist der Comptoneffekt dominierend. Bei sehr hohen Energien ab $E_\gamma \gtrsim 2 \text{ MeV}$ überwiegt der Anteil der Paarbildung [Kle05]. Der in dieser Arbeit verwendete Laser hat eine Energie von $1,27 \text{ eV}$.

Der Extinktionskoeffizient stellt eine dimensionslose Größe für das Absorptionsvermögen eines Mediums dar und hängt sowohl von der Temperatur, als auch von der Wellenlänge der einfallenden Photonen ab. Einfallende Strahlung wird umso stärker abgeschwächt, je größere Werte k annimmt. In Abb. 2.2 ist der Absorptionskoeffizient für vier Temperaturen in Abhängigkeit von der Photonenenergie E_γ aufgetragen. Für hochreines, monokristallines Silizium und eine Wellenlänge von 974 nm beträgt die mittlere Eindringtiefe bei Raumtemperatur $97 \mu\text{m}$ [Pal85]. Die Eindringtiefe ist definiert als die Strecke, nach der die Intensität auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist. Wie aus Abb. 2.2 hervorgeht, sinkt die Absorptionsrate, also die Zahl, der durch die Photonen produzierten Ladungsträger, mit tieferer Temperatur.

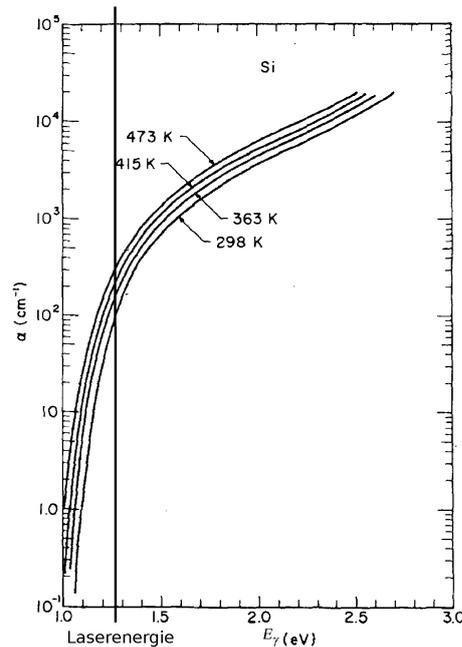


Abbildung 2.2: Absorptionskoeffizient α für Silizium in Abhängigkeit von der Photonenergie E_γ für vier verschiedene Temperaturen oberhalb Raumtemperatur [Wea79].

2.3 Grundlagen von Halbleiterdetektoren

Ein Halbleiter besitzt im Gegensatz zu einem Leiter eine Bandlücke im Bereich der Fermi-Energie, welche das sogenannte Leitungsband von dem energetisch tiefer liegenden Valenzband trennt, dies führt dazu, dass bei einer Temperatur von 0 Kelvin das Valenzband vollständig mit Elektronen besetzt und das Leitungsband unbesetzt ist. Diese „Bänder“ geben die aufgrund der gegenseitigen Coulomb-Wechselwirkung energetisch erlaubten Bereiche an. Durch Einbringen zusätzlicher Ladungsträger (Donator- oder Akzeptordotierung) kann eine Verschiebung des Fermi-Niveaus erreicht werden. Befinden sich hinreichend viele freie Ladungsträger im Leitungsband bedeutet dies, dass das Material elektrisch leitend ist. Die Energielücke E_{gap} ist für Halbleiter deutlich kleiner als für Isolatoren ($E_{gap}(Isolator) > 5 \text{ eV}$) und bewegt sich in der Größenordnung von 1 eV ($E_{gap}(Si) = 1,1 \text{ eV}$; $E_{gap}(Ge) = 0,67 \text{ eV}$), (siehe Abb. 2.3).

2.3.1 Eigenhalbleitung

Durch thermische Anregung ($E = kT$) existieren im Silizium bereits freie Elektronen und Löcher, wie in Abb. 2.3 veranschaulicht. Diese sind für die sogenannte intrinsische Leitfähigkeit verantwortlich. Die Zahl der intrinsischen Ladungsträger lässt sich mit Hilfe des Bändermodells berechnen. Dabei wird von der Fermi-Funktion

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}} \quad (2.5)$$

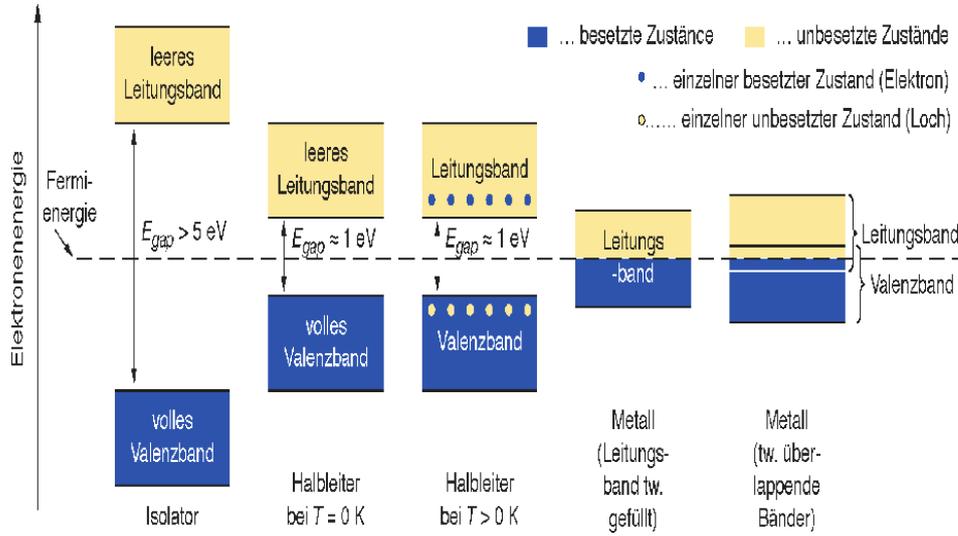


Abbildung 2.3: Die Unterschiede der Energielücke von Isolator, Halbleiter und Leiter im Bändermodell [Kra07].

ausgegangen. Diese wird mit der Zustandsdichtefunktion $D(E)$ multipliziert und anschließend wird über alle Energien integriert: $n = \int f(E) \cdot D(E)dE$. Als Ergebnis erhält man

$$n = 2 \cdot \left(\frac{2\pi \cdot m_{de} \cdot kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_L - E_F}{kT}}. \tag{2.6}$$

E_F bezeichnet die Fermi-Energie, m_{de} die reduzierte Elektronenmasse und n die Ladungsträgerdichte der Elektronen. Die Zustandsdichtefunktion $D(E)$ des Phasenraumes gibt die Anzahl N der möglichen Zustände pro Volumen V in Abhängigkeit von der Energie E an, so dass $D(E) = \frac{dN(E)}{dE} \frac{2}{V}$ für Fermionen mit 2 Spineinstellungen.

Für den intrinsischen Fall (Anzahl der Löcher gleich Anzahl der Elektronen: $n = p = n_i$) ergibt sich die Ladungsträgerdichte $n_i = \sqrt{np}$ für die Eigenhalbleitung [Wag05] zu

$$n_i \propto T^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_G}{2kT}} \tag{2.7}$$

mit der Bandlückenenergie $E_G = E_L - E_V$, also dem Energieunterschied zwischen dem Leitungsband E_L und dem Valenzband E_V .

Dies ergibt als intrinsische Ladungsträgerdichte bei $T = 300\text{ K}$ für Silizium $n_i(\text{Si})_{300\text{ K}} = 1,45 \cdot 10^{10}\text{ cm}^{-3}$, was verglichen mit den typischen Atomdichten in einem Halbleitermaterial von $2 - 5 \cdot 10^{22}\text{ cm}^{-3}$ sehr klein ist [Sze85]. Wichtig hierbei ist die starke Abhängigkeit der intrinsischen Ladungsträgerdichte von der Temperatur. Durch eine geringere Temperatur kann die Zahl der Ladungsträger reduziert werden, was den Leckstrom von Halbleiterdetektoren reduziert (siehe Abschnitt 2.4.3).

Bei dieser Dichte an freien Ladungsträgern wären durch ionisierende Teilchen entstandene neue Ladungsträger nur schwer messbar, da durch ein MIP³) in $300\text{ }\mu\text{m}$ dickem Silizium nur etwa 22.000 Elektronen freigesetzt werden [Bic88]. Aus diesem Grunde muss die Anwesenheit

³Minimum Ionizing Particle

freier Ladungsträger für die Verwendung als Detektor unterdrückt werden. Dies geschieht durch das Anlegen einer äußeren Spannung.

2.3.2 Dotierung

Für Halbleiterdetektoren werden meist dotierte Halbleiter verwendet. Die Energieniveaus der Dotieratome liegen in der Regel ca. 10-50 meV oberhalb bzw. unterhalb des Valenz- bzw. Leitungsbandes. Mit einem Element aus der fünften Hauptgruppe (Donator) mit fünf Valenzelektronen wird eine n -Dotierung erreicht. Hiervon gehen vier jeweils eine Bindung mit einem Silizium-Valenzelektron ein. Das Fünfte kann keine Bindung eingehen und „besetzt“ daher einen Zwischengitterplatz, es ist durch die kaum vorhandene Bindungsenergie frei beweglich. Dies erklärt die Bezeichnung „ n -Dotierung“, denn es wird ein Halbleiter geschaffen, welcher über mehr negative Ladungsträger (e^-) verfügt, als über positive (h^+). Bei p -Dotierung liegt der Fall genau umgekehrt. Da die Akzeptor-Atome der dritten Hauptgruppe nur drei Valenzelektronen besitzen, bleibt insgesamt ein Loch (ungebundene Stelle im Gitter) zurück und es dominieren die positiven Ladungsträger.

Gängige Donatoren für Silizium sind Phosphor (^{15}P), Arsen (^{33}As), Antimon (^{51}Sb) sowie die Akzeptoren Bor (^5B), Gallium (^{31}Ga) oder Indium (^{49}In). Die übliche Dichte der Dotieratome ist mit etwa 10^{13} Atomen/cm 3 gering im Vergleich zur Zahl der Siliziumatome von ca. 10^{22} Atomen/cm 3 [Ned06].

Ein Siliziumdetektor besteht aus unterschiedlich dotierten Bereichen, die in der Grundstruktur einem p - n -Übergang (Diode) entsprechen (siehe Abb. 2.4).

In Abb. 2.4 ist ein solcher p - n -Übergang dargestellt. Die unterschiedlich dotierten Bereiche sind durch n bzw. p angegeben und die x -Achse gibt den Ort auf dem Detektor senkrecht zur p - n -Grenzschicht an. Liegt eine Spannung in Durchlassrichtung an, dann ändert sich die Lage des Fermi-Niveaus. Dies bewirkt eine Angleichung von Valenz- und Leitungsband-Energieniveaus (siehe Abb. 2.4). Liegt dagegen eine Sperrspannung an, dann wird der Energieunterschied der einzelnen Bänder zwischen p - und n -dotiertem Bereich größer, aufgrund des sich verschiebenden Fermi-Niveaus.

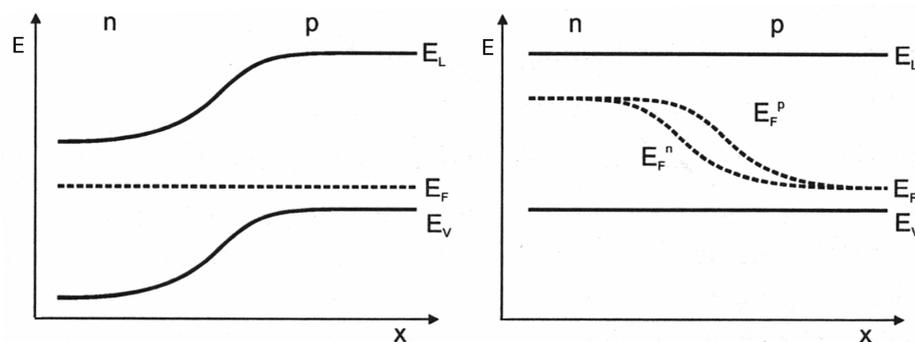


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines p - n -Übergangs. Links p - n -Übergang ohne äußere Spannung, rechts mit angelegter Spannung in Durchlassrichtung [Wag05].

Ausgehend von einem bereits dotierten Wafer aus hochreinem Silizium („bulk“) wird eine der Seiten entgegengesetzt dotiert. Zum Beispiel wird n -dotiertes Silizium-Material auf einer Seite p^+ -dotiert. Es bildet sich an dieser p - n -Grenzschicht eine sogenannte Verarmungszone, da die freien Ladungsträger dort mit den Löchern rekombinieren. Dadurch entsteht eine ladungsträgerfreie Zone, die zwischen den Regionen freier Ladungsträger liegt. Aufgrund der nun vorhandenen räumlichen Trennung der Ladungsträgerarten entsteht eine Potentialdifferenz U_0 , welche ein elektrisches Feld erzeugt, das mit der Ausdehnung der Verarmungszone an Stärke verliert.

Dieses elektrische Feld wirkt der Verarmung, also der Ladungsträgerdrift aufgrund der Coulomb-Anziehung, entgegen, bis sich ein Gleichgewicht einstellt (siehe [Mar07], ab Abschnitt 3.2.2). Wird innerhalb der Verarmungszone durch ein durchquerendes geladenes Teilchen ein $e^- - h^+$ -Paar erzeugt, dann werden die Ladungsträger aufgrund des (intrinsischen) elektrischen Feldes getrennt und abgeführt.

Auch bei dotierten Halbleitern gilt die grundlegende Beziehung $n(T) \cdot p(T) = n_i(T)^2$, solange sich der Halbleiter im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Dies bedeutet, dass eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte der Elektronen $n(T)$ eine Erniedrigung der Ladungsträgerdichte der Löcher $p(T)$ um den gleichen Faktor bewirkt.

Wird der p - n -Halbleiter auf einer Seite durch ein Metallpad kontaktiert, dann entsteht an dieser Kontaktstelle ebenfalls eine Verarmungszone. Diese muss von den Ladungsträgern erst überwunden werden und behindert somit das Abführen der von den ionisierenden Teilchen erzeugten Ladungsträger. Diese Verarmungszone wird Schottky-Barriere genannt, kann aber dadurch reduziert werden, dass die Detektorseite an den Kontaktstellen stark dotiert wird und so die Verarmungszone sehr dünn wird, was das Tunneln von Ladungsträgern erlaubt.

2.4 Funktionsweise von Silizium-Detektoren

Um die Verarmungszone zu vergrößern und somit den für einen Teilchennachweis sensitiven Bereich auszudehnen, wird in Sperrrichtung eine Spannung U_b angelegt. Da nur im verarmten Bereich des Detektors ein elektrisches Feld herrscht, können nur die dort erzeugten Ladungsträger ausgelesen werden, somit tragen nur sie zum Signal bei. Die Tiefe der Verarmungszone w_d hängt von der angelegten Spannung U_b folgendermaßen ab [Ros06]:

$$w_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r(U_b + U_{bi})}{e} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A \cdot N_D}}. \quad (2.8)$$

Es ist U_{bi} das anliegende Potential ohne äußere Spannung („built-in voltage“), ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und ϵ_r die materialspezifische Dielektrizitätszahl. N_A (N_D) bezeichnet die Dotierungskonzentration der Akzeptoren (Donatoren).

Für den Detektorbetrieb wird eine Spannung gewählt, die ausreicht, den kompletten Detektor zu verarmen. Ein Siliziumdetektor besteht aus dem Siliziumsubstrat und Elektroden auf beiden Seiten, welche ein elektrisches Feld erzeugen und damit für die Ladungssammlung sorgen. Um eine Ortsinformation der Ionisation zu erhalten werden die Elektroden auf einer Seite in Streifen oder Pixel segmentiert (siehe Abb. 2.5).

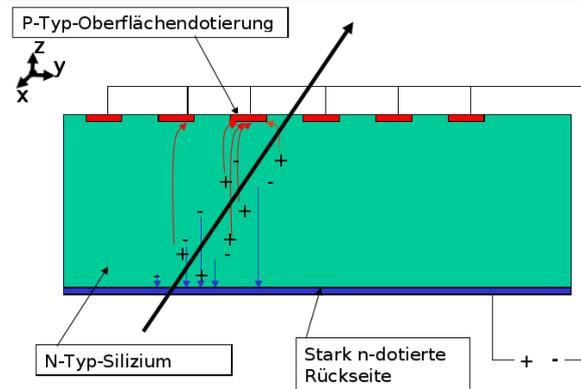


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines n-Typ-Siliziumstreifendetektors mit angelegter Verarmungsspannung und der Trajektorie eines durchfliegenden Teilchens (Pfeil), welches Elektron-Loch-Paare erzeugt, die getrennt und zu den Elektroden abgesaugt werden. Das Koordinatensystem links oben gibt die Koordinatenwahl an, die im weiteren Verlauf der Arbeit benutzt werden wird.

2.4.1 Parameter von Siliziumdetektoren

Die Beweglichkeit μ der Ladungsträger hängt von der Temperatur und dem elektrischen Feld ab. Diese Abhängigkeit der Mobilität kann durch eine empirische Parametrisierung als Funktion des elektrischen Feldes E angegeben werden [Jac77]:

$$\mu = \frac{v_s/E_c}{(1 + (E/E_c)^\beta)^{\frac{1}{\beta}}} \quad (2.9)$$

mit den gefitteten Parametern $v_s(T)$ für Geschwindigkeit, $E_c(T)$ kritische elektrische Feldstärke und $\beta(T)$ eine zusätzliche Temperaturabhängigkeit. T und E geben die absolute Temperatur und die elektrische Feldstärke an. Dadurch wird die Mobilität mit einer Genauigkeit von 5 % beschrieben. Die nach dieser Formel berechnete Beweglichkeit der Elektronen und Löcher ist in Abb. 2.6 aufgetragen.

Messbar ist die Beweglichkeit bei bekannter Dotierungskonzentration N über die Resistivität

$$\rho = \frac{1}{e\mu N}. \quad (2.10)$$

N steht für die dominierende Dotierungskonzentration (z.B. N_A) und μ beschreibt die Beweglichkeit der Ladungsträger. Dominiert eine der beiden Dotierungskonzentrationen (z.B. $N_A \gg N_D$), lässt sich Gl. 2.8 mit $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ vereinfacht schreiben als:

$$w_d = \sqrt{2\epsilon\rho\mu(U_b + U_{bi})}. \quad (2.11)$$

In der Teilchenphysik werden Detektoren mit hoher Resistivität benötigt, denn nach Gl. 2.11 bedeutet eine hohe Resistivität ρ , dass bei gleicher Spannung eine größere Verarmungstiefe erreicht wird. Die Vollverarmungsspannung U_{fd} , bei welcher sich die Verarmungszone durch

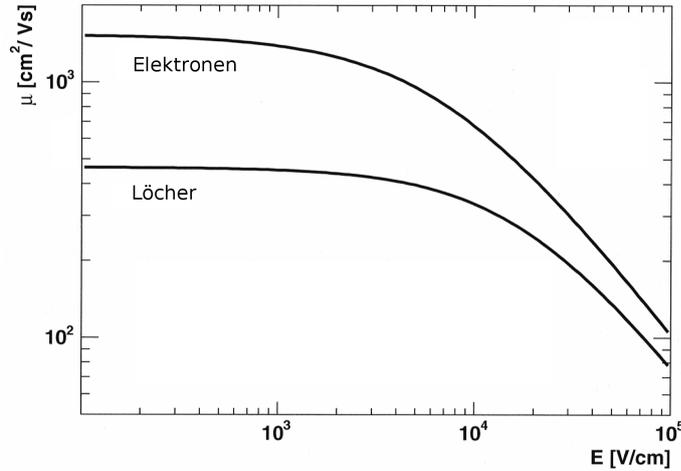


Abbildung 2.6: Verlauf der Ladungsträgermobilität μ in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke E [Ros06].

den gesamten Detektor erstreckt, lässt sich in Abhängigkeit von der Detektordicke d folgendermaßen berechnen (vergleiche Gl. 2.11):

$$U_{fd} = \frac{d^2}{2\rho\mu\epsilon_0\epsilon_r} - U_{bi} \quad (2.12)$$

Wirtschaftlich produzierbar sind Detektoren mit Resistivitäten von bis zu 5-10 kΩcm. Bei einem n -Typ Silizium-Detektor mit $\rho = 10$ kΩcm genügt die „built-in“ Spannung, um 45 μm des Detektors zu verarmen. Dies ist bei einer typischen Detektordicke von 300 μm bereits 15 % der Dicke. Um Detektoren von 300 μm Dicke voll zu verarmen, sind in dem eben genannten Resistivitätsbereich Spannungen von etwa 35 V bis 70 V nötig.

Wird eine größere Spannung angelegt als für die volle Verarmung notwendig wäre, wird die Zeit für die Ladungssammlung geringer, da die Ladungsträgergeschwindigkeit v proportional zu der elektrischen Feldstärke und zur Mobilität der Ladungsträger ist:

$$\vec{v}(x) = \mu\vec{E}(x). \quad (2.13)$$

Dabei ist die Mobilität der Ladungsträger in Silizium bei 300 K für Elektronen $\mu(e^-) = 1350 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ und für Löcher $\mu(h^+) = 450 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$. Für die Ladungssammlungszeit ergibt sich bei voller Verarmung mit der Näherung $\vec{E} = U/d$ [Spi09]:

$$t \approx \frac{d}{v} = \frac{d^2}{\mu U}. \quad (2.14)$$

Die Ladungssammlungszeit kann also durch die in Sperrichtung angelegte Spannung folgendermaßen beeinflusst werden: Eine höhere Spannung führt bei Detektoren, die bereits voll verarmt sind, zu einer schnelleren Ladungssammlung. Bei partieller Verarmung bleibt der Term $\frac{d^2}{U}$ bei sich ändernder Spannung konstant und somit ist die Ladungssammlungszeit lediglich von der Dotierungskonzentration abhängig.

Da Elektronen in Silizium deutlich schneller driften als Löcher, kann es vorteilhaft sein, wenn der Detektor so konstruiert wird, dass Elektronen ausgelesen werden können. Für einen Standardsiliziumdetektor und einer angelegten Spannung von 100 V betragen die Sammelzeiten $t(h^+) \approx 21$ ns und $t(e^-) \approx 6$ ns [Pei93]. Bisher wurden aus Kostengründen meistens p -in- n -Detektoren verwendet, bei denen Löcher gesammelt werden. Dies ist beispielsweise beim LHC in den aufgrund der Kollisionsrate von 40 MHz zur Auslese zur Verfügung stehenden 25 ns solange möglich, wie das elektrische Feld hoch genug gehalten werden kann. Aufgrund von Strahlenschäden werden immer höhere elektrische Feldstärken benötigt, um den Detektor voll zu verarmen. Da die Spannung im Experiment aufgrund der Spannungsversorgung und des Kabelsystems limitiert ist (im ATLAS-SCT auf 500 V), kommt es ab einer Fluenz von $\phi = 10^{14}$ N_{eq}/cm^2 zu einer Verschlechterung des Signals, da keine volle Verarmung mehr erreicht werden kann.

Halbleiterdetektoren werden hauptsächlich aufgrund ihrer guten Ortsauflösung durch Segmentierung in Streifen oder Pixel verwendet (siehe Abb. 2.5). Für einen Streifendetektor ist die Ortsauflösung durch den Streifenabstand p gegeben. Aufgrund der gleichverteilten Positionen der auftreffenden Teilchen ergibt sich als Varianz σ^2 der Ortsauflösung:

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cdot (x - \bar{x})^2 \stackrel{\bar{x}=0}{=} \int_{-p/2}^{p/2} \frac{x^2}{p} dx = \frac{p^2}{12}. \quad (2.15)$$

Durchquert ein geladenes Teilchen den Detektor, erzeugt es Elektron-Loch-Paare, welche durch das elektrische Feld getrennt werden. In erster Näherung kann angenommen werden, dass diese Ladungsträger geradlinig entlang der Feldlinien zur Elektrode driften. So ist die Ortsauflösung, wie oben dargestellt, lediglich vom Streifenabstand abhängig. Bei genauerer Betrachtung muss die Diffusion der Ladungsträger auf ihrem Weg mit einbezogen werden. Die diffusionsbedingte Verbreiterung σ der Ladungssammlung senkrecht zu den Streifen ist $\sigma_{diff} = \sqrt{2Dt}$. Sie hängt von der Diffusionskonstanten $D = \frac{kt}{e}\mu$ ab, welche mit der Ladungsträgermobilität μ verknüpft ist, ab. Wird unter Verwendung der bekannten Mobilität und der Annahme, dass der Detektor vollständig verarmt ist, das elektrische Feld berechnet, so ergibt sich für die diffusionsbedingte Verbreiterung

$$\sigma_{diff} \approx \sqrt{2 \frac{kT}{e} \frac{d^2}{V_d}}. \quad (2.16)$$

Dies ergibt für $V_d = 100$ V, $T = 300$ K und $d = 300$ μm eine Verbreiterung der Ladungswolke um $\sigma_{diff} = 7$ μm . Die Tatsache, dass sich eine Ladungsträgerkonzentration durch Diffusion verbreitern kann dazu genutzt werden, die Ortsauflösung zu verbessern, wenn der Streifenabstand kleiner ist als die zur Diffusionslänge. Aus den Signalen der einzelnen Streifen kann ein Ladungsschwerpunkt berechnet werden. Auf diese Weise wird generell eine bessere Ortsauflösung, als lediglich aus dem Streifenabstand erwartet wurde ($\sigma = \frac{p}{\sqrt{12}}$), erreicht. Dies ist bei analogen Auslesesystemen mit weniger Aufwand als in binären Systemen zu bewerkstelligen. Liegt nur eine „Hit“ / Nicht-„Hit“ Information, festgesetzt durch eine kritische Schwelle, vor, muss durch geschickte Wahl der Schwelle auch in zwei Streifen ein Signal detektiert werden um die Auflösung auch bei binären Systemen zu verbessern. Die Auflösung $\sigma = \frac{p}{\sqrt{12}}$ ist die

auf jeden Fall erreichte Mindestauflösung, da sie aus der Geometrie der Detektoren resultiert. In Analogsystemen mit ausreichend hohem Signal-zu-Rausch-Verhältnis kann sie deutlich verbessert werden. Da bei einigen großen Teilchenphysikexperimenten am LHC der Datenstrom begrenzt werden muss, um die Informationen überhaupt noch verarbeiten zu können, wird dort binär ausgelesen.

2.4.2 Das erzeugte Signal

Als wahrscheinlichster Wert für die landauverteilte deponierte Ladung in einem Standard-Siliziumdetektor einer Dicke von $300\ \mu\text{m}$ ergibt sich für ein MIP ein Wert von ca. $3,7\ \text{fC}$ [Bic88]. Das Signal der Ladungsantwort muss zunächst verstärkt werden, um es weiterverarbeiten zu können. Die von den durchfliegenden Teilchen im Siliziummaterial deponierte Ladung wird im verarmten Bereich durch das anliegende elektrische Feld abgeführt. Dabei sind die Auslestreifen über große Kapazitäten im Vergleich zur Detektorkapazität mit der Elektronik verbunden (AC-Kopplung). Diese Kopplungskapazität soll den Strompuls um den konstanten Stromanteil des Leckstroms mindern. Der Strompuls, der den Kondensator passiert wird als Signal bezeichnet.

Um das Rauschen zu verkleinern, wird das Signal geformt („pulse shaping“). Durch den „Pulse Shaper“ wird das Signal betont und das Rauschen unterdrückt. Ein unerwünschter Nebeneffekt liegt darin, dass der Signalpuls dadurch zeitlich verlängert wird, weswegen abgewogen werden muss, inwieweit das Rauschen reduziert werden kann ohne dass die Pulse derart in die Länge gezogen werden, dass sich aufeinanderfolgende überlagern. In Experimenten mit hohen Teilchenraten kann dies passieren, was zur Konsequenz hat, dass in diesem Fall ein größeres Rauschen in Kauf genommen werden muss.

Beim LHC erfolgen die Kollisionen in einem Abstand von lediglich $25\ \text{ns}$, was eine extrem schnelle Signalverarbeitung voraussetzt. Ausführlichere Informationen finden sich beispielsweise in [Leo94] und [Spi09].

2.4.3 Der Leckstrom

Der Leckstrom (auch Rückwärtsstrom) I_L ist der Strom, der bei einer in Sperrrichtung geschalteten Diode fließt. Er besteht aus dem Volumenstrom und dem Oberflächenstrom. Für die in der Teilchenphysik verwendeten Detektoren ist der Volumenstrom dominant. Dieser besteht aus einem Diffusionsanteil I_S (Gl. 2.20) und dem Ladungsfluktuationsstrom („bulk generation current“) I_{bulk} (Gl. 2.17). In einer idealen Diode gibt es nur den Diffusionsanteil, da I_{bulk} durch Ladungen entsteht, welche durch Defekte oder Verunreinigungen in der Verarmungszone erzeugt werden und diese Defekte oder Verunreinigungen in einem idealen Halbleiter nicht vorhanden sind.

Effekte, welche zum Leckstrom beitragen, sind:

- a) Minoritätsladungsträger, die in die Verarmungszone diffundieren (Größenordnung: nA/cm^2).
- b) Aufgrund thermischer Effekte erzeugte Exzitonen (Größenordnung: $\mu\text{A}/\text{cm}^2$, für die meisten unbestrahlten Detektoren dominant.)

- c) Oberflächenströme aufgrund von Verunreinigungen, Luftfeuchtigkeit oder schlechter Montage (Größenordnung: $\mu\text{A}/\text{cm}^2$)
- d) Strahlenschäden (Größenordnung: bis mA/cm^2 , siehe Abschnitt 2.5, dominiert bei bestrahlten Detektoren, hängt wie (b) exponentiell von der Temperatur ab.)

In realen Halbleitern tritt I_{bulk} auf und ist auch in den im Rahmen dieser Arbeit getesteten Detektoren für den dominierenden Anteil des Leckstroms verantwortlich [Mol99].

$$I_{bulk} = Aw_d q_0 \frac{n_i}{\tau_g} \quad (2.17)$$

$$\text{mit } \tau_g = \left(\sum_t \frac{1}{\tau_{g,t}} \right)^{-1} = n_i \left(\sum_t N_t \frac{e_{n,t} e_{p,t}}{e_{n,t} + e_{p,t}} \right)^{-1} \quad (2.18)$$

Dabei bezeichnet q_0 die Ladung der Elektronen (Löcher), τ_g die Lebensdauer der Ladungsträger und e_n (e_p) die Elektron (Loch)-Emissions-Koeffizienten. In Gl. 2.18 wird über alle Defektarten summiert, da jeder Defekt zum Leckstrom beiträgt. N_t steht als Gewichtungsfaktor für die Konzentration des Defekts.

Die wichtige Abhängigkeit hierbei ist die des „bulk generation current“ I_{bulk} von der Tiefe der Verarmungszone w_d und damit von der angelegten Spannung U_b :

$$I_{bulk} \propto w_d \propto \sqrt{U_{bias}} \propto \frac{w_d}{\tau_g}. \quad (2.19)$$

Der Volumenstrom I_{bulk} steigt bis zum Erreichen der vollen Verarmungsspannung mit der Spannung an und bleibt dann konstant, dem Rechnung tragend, dass er in erster Linie proportional zur Verarmungstiefe w_d ist [Sze85].

Der Diffusionsstrom spielt nur bei nicht voll verarmten Detektoren eine Rolle und entsteht durch die Diffusion von Ladungsträgern in den verarmten Bereich:

$$I_S = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p0}}{L_n}. \quad (2.20)$$

Dabei bezeichnet n_{p0} die Gleichgewichts-Elektronen-Konzentration auf der p -Seite und p_{n0} die Gleichgewichts-Konzentration der Löcher auf der n -Seite. $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ bzw. $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ charakterisieren die Diffusionslängen der Löcher bzw. Elektronen mit den Diffusionskonstanten D_n für Elektronen und D_p für Löcher: $D = \frac{kT\mu}{e}$. Die Diffusionslängen betragen in Silizium und Germanium bei Raumtemperatur etwa 10 μm [Mar07].

Somit ergibt sich der gesamte Leckstrom für einen $p^+ - n$ -Übergang (d.h. $N_A \gg N_D$) als Summe der beiden Ströme (2.17 und 2.20) zu

$$I_L = e \frac{n_i^2}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} + \frac{e n_i w_d}{\tau_g}, \quad (2.21)$$

der idealen Diodengleichung [Sho50].

Da $n_i \propto T^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}$ und $D \propto kT$ ist, hat der Leckstrom eine starke Temperaturabhängigkeit, welche grob besagt, dass sich der Strom alle 7 K verdoppelt.

2.4.4 Das Detektorrauschen

Durch thermische Effekte werden, wie bereits erwähnt, auch bei einem voll verarmten Detektor Elektronen-Loch-Paare erzeugt, die ein geringes elektronisches Signal erzeugen, das sogenannte Schrotrauschen („shot noise“). Das Rauschen wird üblicherweise als ENC (Equivalent Noise Charge) in Einheiten der Elementarladung q_0 angegeben.

Das Schrotrauschen

$$ENC_L = \frac{e}{q_0} \sqrt{\frac{q_0 I_L T_p}{4}} \quad (2.22)$$

wird durch den Leckstrom I_L erzeugt [Pei93].

Zudem tragen die Kapazitäten von Detektor und dessen Kopplung an die Auslese sowie die Elektronikbauteile zum Rauschen bei. Bei der Verwendung von Halbleiterdetektoren muss daher darauf geachtet werden, dass die Gesamtkapazität möglichst klein gehalten wird. Diese setzt sich aus mehreren Einzelkapazitäten zusammen, wobei die wichtigsten die Kapazität des eigentlichen Detektors und die Kapazität des Vorverstärkers sind. Das Rauschen wird kleiner, wenn die Kapazität geringer wird.

Dieses Rauschen ist proportional zur Detektorkapazität

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{d} A, \quad (2.23)$$

mit der Dicke des Detektors (Kondensators) d und der Detektoroberfläche A .

Von den Kapazitäten trägt hauptsächlich die Zwischenstreifenkapazität, welche vom Verhältnis der Streifenbreite j zum Streifenabstand p abhängt und üblicherweise von der Größenordnung 1 pF/cm ist, zum Rauschen von Streifendetektoren bei. Wenn möglich sollten diese Zwischenstreifenkapazitäten klein gehalten und die Kopplung der Streifen an die Elektronik über große Kapazitäten realisiert werden (AC-Kopplung). Die Zwischenstreifenkapazität bedingt einen „Einschalteffekt“, sie nimmt innerhalb der ersten Betriebsstunde messbar ab. Dies wird durch statische Aufladung des Oxids zwischen Aluminium- und p^+ -Streifen verursacht. [Ket04].

Das Rauschen aus diesem Beitrag berechnet sich zu:

$$ENC_{load} = A + B \cdot C_t \quad (2.24)$$

mit den verstärkerabhängigen Konstanten A und B, sowie der Detektorkapazität C_t .

Auch die Biaswiderstände R auf dem Detektor tragen aufgrund thermischer Fluktuationen zum Rauschen bei:

$$END_R = \frac{e}{q_0} \sqrt{\frac{k_B T T_p}{2R}}. \quad (2.25)$$

Hierbei bezeichnet e die Eulersche Zahl, q_0 die Elementarladung und T_p die Integrationszeit des Verstärkers.

Bei bestrahlten Detektoren trägt hauptsächlich der Leckstrom zum Rauschen bei und die Zwischenstreifenkapazität führt nicht mehr zum dominanten Rauschterm, während bei unbestrahlten Detektoren die Zwischenstreifenkapazität das Rauschen bestimmt.

Eine wichtige Detektor Kenngröße bei bekanntem Rauschen ist das Verhältnis von Signal-zu-Rauschen: SNR („signal to noise ratio“), welches das Verhältnis von Messsignal zu Störpegel

angibt. Je größer das SNR ist, desto besser lässt sich ein Detektor betreiben. In den LHC-Experimenten wird üblicherweise ein SNR von mindestens 10 gefordert, da sonst die Effizienz sinkt, oder zu viele durch Rauschen verursachte Fehltreffer auftreten.

2.5 Strahlenschäden und Strahlenhärte

Detektoren in Hadron-Collider-Experimenten sind radioaktiver Strahlung ausgesetzt, die während des Experimentes entsteht. Daher ist ein Verständnis der Schäden, welche die Detektoren dadurch erleiden, von grundlegender Wichtigkeit. Nur so lässt sich die Strahlenhärte von Detektoren steigern.

Grundsätzlich wird zwischen Schäden an der Oberfläche des Detektors (z.B. in der SiO_2 -Passivierung) und Schäden im Substrat unterschieden. Diese Unterscheidung kann auch in anderer Weise getroffen werden, indem zwischen den Schäden durch ionisierende- (Oberflächenschäden) und nicht-ionisierende Strahlung (Substratschäden) unterschieden wird.

Dabei entstehen durch nicht-ionisierende Energieverluste („Non Ionizing Energy Loss“, NIEL) mikroskopische Defekte im Kristallgitter, welche einen deutlich größeren Einfluss auf die Detektoreigenschaften zeigen, als die Schäden, die durch ionisierende Strahlung, entstehen. Ab Energieüberträgen von 25 eV können durch elastische Streuung Atome von hochenergetischen geladenen oder ungeladenen Teilchen aus dem Siliziumkristallgitter gestoßen werden [Lin03]. Diese sogenannten „primary knock-on atoms“ (PKA) sind als Punktdefekte im Kristall beweglich und können miteinander rekombinieren oder auch Cluster bilden. Ein sogenannter Cluster entsteht bei Rückstoßenergien $E_{\text{Stoß}} > 5 \text{ keV}$, da dann eine dichte Häufung von Defekten gebildet wird. Diese entstehen oft am Ende der Spur eines PKA, da dort der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung um mehrere Größenordnungen ansteigt. Ein Cluster hat typischerweise einen Durchmesser von 5 nm mit etwa hundert Gitterdefekten [Lut99].

Wird ein Atom aus seinem Platz im Kristallgitter gestoßen, werden zwei getrennte Defekte mit der gleichen Ursache betrachtet, einerseits das nun freie Atom auf einem Zwischengitterplatz („Interstitial“) und andererseits die Fehlstelle („Vacancy“), an der das Atom zuvor eingebettet war. Beide Defekte – sowohl das Zwischengitteratom, als auch die Fehlstelle – können aufgrund der schwachen Bindung durch den Kristall wandern. In Folge dessen besteht die Möglichkeit, dass eine Fehlstelle mit einem Zwischengitteratom rekombiniert oder das eine Doppel-Fehlstelle („Di-Vacancy“), gebildet wird. Welche Defekte im Einzelnen erzeugt werden, hängt stark von den hochenergetischen Teilchen ab. Leichte Teilchen und Photonen erzeugen meistens nur Punktdefekte. Schwere Teilchen, wie Protonen und Neutronen, hingegen erzeugen hauptsächlich Clusterdefekte. Wozu kinetische Energien von $E_{\text{kin}} > 35 \text{ keV}$ für Protonen oder Neutronen, oder $E_{\text{kin}} > 8 \text{ MeV}$ für Elektronen, nötig sind [Lin03].

Auch können die Punktdefekte stabile Komplexe bilden, welche beispielsweise aus einer Fehlstelle und einem Sauerstoffatom bestehen oder aus einer Fehlstelle und einem Phosphoratom, die bei Raumtemperatur allerdings nicht geladen sind. Geladene Komplexe wirken sich in stärkerem Maße störend auf die Detektoreigenschaften aus, als ungeladene, da sie zu stärkeren Verzerrungen der Energiebänder führen.

2.5.1 Oberflächenschäden

In der Oxidschicht an der Sensoroberfläche werden durch Ionisation positive Ladungsträger erzeugt. Die dabei frei werdenden, sehr mobilen Elektronen wandern zu der am stärksten positiven Elektrode. Die Löcher sind weniger beweglich und bewegen sich über einen langsamen und komplexen Sprungmechanismus, welcher das Einfangen der Löcher im Oxid berücksichtigt. Die Löcher, die bis zur Grenzschicht von Oxid und Silizium gelangen, können von den Gitterfehlern oder auch von Unreinheiten eingefangen werden. Auf diese Weise bildet sich eine positiv geladene Schicht an der Grenze vom Oxid zum Silizium. Der Ladungszustand der jeweiligen Falle ist vom Quasi-Fermi-Niveau abhängig, was bedeutet, dass die Konzentration der gefangenen Ladungen mit der angelegten Spannung und den zustandsspezifischen Relaxationszeiten variiert [Spi09].

Diese Schäden haben aber oft geringen Einfluss auf die Detektoreigenschaften und sind stark von der Prozessierung des Sensors abhängig. Die Ansammlung positiver Ladungsträger in der Oxidschicht bewirkt jedoch eine Erhöhung der Zwischenstreifenkapazität, die bei unbestrahlten Detektoren stark zum Rauschen beiträgt und in der Regel der dominierende Beitrag ist. Da Löcher auch mit Atomen wechselwirken können und dabei neue Energiezustände in der Bandlücke entstehen, wird die Isolierung zwischen den Streifen schlechter, was wiederum dazu führt, dass sich das durch ein ionisierendes Teilchen erzeugte induzierte Signal auf mehrere Streifen verteilt („charge sharing“).

Es muss ein zusätzlicher Aufwand betrieben werden, um bei p -Typ-Detektoren die n -Streifen voneinander zu isolieren. Die SiO_2 -Passivierung an der Oberfläche des Detektors wird durch Strahlenschäden positiv geladen. So bildet sich an der Grenzschicht im Silizium ein Kanal negativer Raumladung, welcher die Streifen kurzschließt. Um dies zu verhindern werden üblicherweise zwei Verfahren angewandt: Zum Einen ist dies p -Spray, bei dem die gesamte Oberfläche zwischen den Streifen geringfügig p -dotiert wird und die sich anlagernden Elektronen lediglich die durch die Dotierung vorhandene positive Raumladung neutralisieren. Zum Anderen ist das die p -Stop-Isolierung, die aus stark p -dotierten Streifen zwischen den Auslestreifen besteht, die verhindern, dass sich ein durchgehender n -Kanal bilden kann. Durch die zusätzlichen Prozessierungsschritte erhöhen sich jedoch die Kosten der Detektorherstellung.

2.5.2 Änderung der Dotierungskonzentration und Typinvertierung

Durch Bestrahlung ändert sich die Dotierung von Silizium. Dies liegt daran, dass im wesentlichen Akzeptoren durch die Strahlung entstehen, also Defekte oder Defektkomplexe, die sich wie Akzeptoren verhalten. Dies ist besonders bei n -Typ-Detektoren kritisch, da durch diese Defekt-Akzeptoren die effektive Dotierungskonzentration $|N_{eff}|$ (Gl. 2.26) mit steigender Fluenz (siehe Abb. 2.8) bis auf 0 sinkt. Eine weitere Erhöhung der Fluenz führt zu weiteren Akzeptoren, welche zu einer Erhöhung der p -Dotierungskonzentration führen (siehe Abb. 2.7). Dies wird als Typinvertierung bezeichnet.

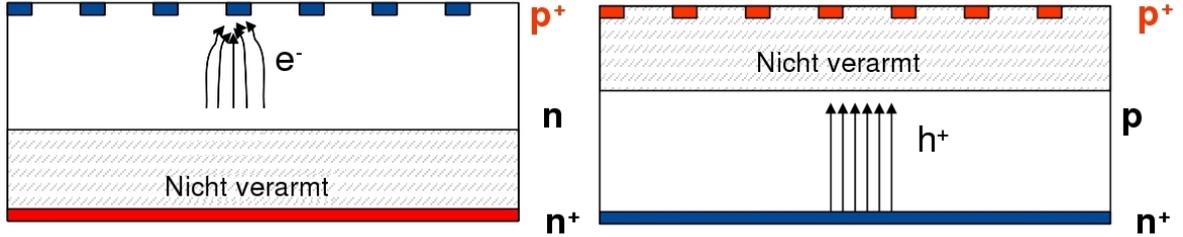


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung eines Siliziumstreifendetektors mit n -Typ Substrat und p^+ -Streifen. Links vor der Bestrahlung; der pn -Übergang befindet sich auf der Streifen-seite. Rechts nach Typinvertierung durch Bestrahlung; der pn -Übergang befindet sich nun auf der Rückseite.

Die Dotierung bei n -Typ-Silizium wird meist mit Hilfe von Phosphor durchgeführt. Durch Bestrahlung bilden sich unter anderem auch Komplexe aus Fehlstellen (Vacancy) und Phosphoratomen, was zu einer Abnahme der effektiven Dotierungskonzentration N_{eff} führt:

$$|N_{eff}| = |N_D - N_A| = \frac{2\epsilon_0\epsilon_r U_{fd}}{q_0 d^2}. \quad (2.26)$$

Dabei ist d die Detektordicke, N_A und N_D sind die Ladungsträgerdichten der Akzeptoren und Donatoren, U_{fd} ist die Verarmungsspannung und q_0 die Ladung.

Die Typ-Invertierung von n -Typ-Detektoren kann bereits ab einer äquivalenten Fluenz von wenigen $10^{12} N_{eq} cm^{-2}$ erfolgen. Vor der Bestrahlung befindet sich bei einem Detektor mit p -Streifen und n -Substrat der p - n -Übergang auf der Streifen-seite (= Vorderseite). Die Rückseite ist stark n -dotiert (n^+), um einen guten Metall-Halbleiter-Kontakt zu ermöglichen (siehe Abschnitt 2.3.2). Ändert sich durch Bestrahlung die Dotierungskonzentration bis es zur Typinvertierung kommt, besitzt der Detektor p^+ -Streifen, p -Typ Material und eine n^+ -Rückseite. Der p - n -Übergang befindet sich also auf der Detektorrückseite (siehe Abb. 2.7). Da die Verarmungszone mit steigender Spannung von der Rückseite wächst, muss der Detektor für ortsauflösende Messungen voll verarmt werden, da die Streifen sonst nicht gegeneinander isoliert sind.

Ohne Bestrahlung ist dies nicht zwingend notwendig, führt aber aufgrund des erhöhten sensitiven Volumens zu einem höheren Signalpegel und aufgrund der geringeren Kapazität zu einem geringeren Rauschen. Für n -Typ-Detektoren, die nach Bestrahlung mit einer Fluenz von mehr als $10^{12} N_{eq} cm^{-2}$ noch funktionsfähig sein sollen, muss die angelegte Spannung deutlich erhöht werden, was aber aufgrund der Spannungslimitierung im Experiment nicht bis zu beliebig hohen Spannungen durchgeführt werden kann. Dies führt dazu, dass n -Typ-Detektoren nach der Invertierung in den LHC-Experimenten ab einer kritischen Fluenz von typischerweise $10^{14} N_{eq}$ nicht mehr voll verarmt werden können und dann nur noch sehr eingeschränkt betrieben werden können.

Eine mögliche Lösung ist die Konstruktion von n -in- n -Detektoren. Diese verfügen über n^+ -dotierte Streifen und ein n -Typ-Substrat, sowie eine p^+ -dotierte Rückseite. Durch die Bestrahlung findet ab einer Fluenz von $10^{12} N_{eq} cm^{-2}$ Typinvertierung statt und der Detektor wird zu einem n -in- p -Detektor mit n^+ -dotierten Streifen, p -Typ Substrat und einer p^+ -dotierten Rückseite. Vor Bestrahlung befindet sich der p - n -Übergang an der Rückseite und nach Be-

strahlung an der Vorderseite. Da die Spannung, welche nötig ist, um den Detektor voll zu verarmen, für unbestrahlte Detektoren deutlich niedriger liegt als für bestrahlte, ist es möglich, den Detektor voll zu verarmen und ihn optimal zu betreiben. Nach der Bestrahlung wird der Detektor eventuell nicht mehr voll verarmbar sein, da die Verarmungszone von der Vorderseite wächst, was lediglich den Signalpegel leicht reduziert, nicht aber die Ortsinformation.

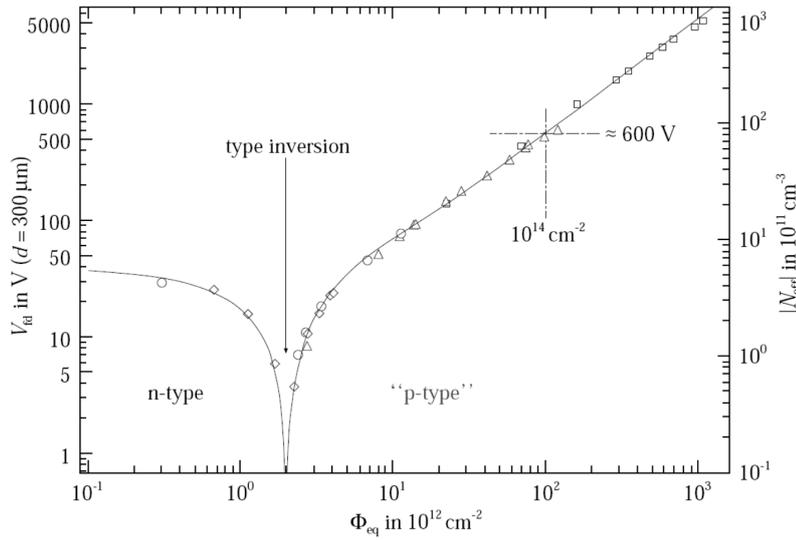


Abbildung 2.8: Effektive Dotierungskonzentration $|N_{eff}|$ und vollständige Verarmungsspannung U_{fd} für Silizium in Abhängigkeit von der Fluenz ϕ_{eq} durch Neutronenbestrahlung [Mol99].

Eine weitere Möglichkeit ist die Konstruktion von n -in- p -Detektoren (n^+ -dotierte Streifen in einem p -Typ-Substrat mit p^+ -dotierter Rückseite), welche früher aus Kostengründen nicht zum Einsatz kamen. Bei diesen ändert sich durch die Bestrahlung nichts an der Funktionalität oder Art und Ort des p - n -Übergangs.

Weitere Möglichkeiten zur Herstellung strahlentoleranter Siliziumdetektoren sind die Einführung eines komplett neuen Designs, das der 3D-Detektoren (siehe Abschnitt 2.6), und die Erprobung und Entwicklung von Detektoren aus anderen Materialien (z.B. Diamant [Mat06]). Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich Siliziumdetektoren getestet wurden, wird nicht weiter auf alternative Materialien eingegangen.

2.5.3 Auswirkung der Strahlung auf den Leckstrom

Durch Bestrahlung von Silizium entstehen Defekte, deren Energieniveaus sich in der Mitte der Bandlücke befinden. Diese tragen zu einer Erhöhung des Leckstroms bei, da sich durch diese „Intergap“-Energieniveaus die Wahrscheinlichkeit für thermische Übergänge von Elektronen in das Leitungsband erhöht. Der Leckstrom I_L hängt hierbei linear von der Fluenz Φ ab (siehe Messungen in Abb. 2.9), mit welcher die Detektoren bestrahlt wurden [Mol99]. Die Fluenz wurde dabei NIEL skaliert (siehe Abschnitt 2.5.5):

$$I_L = \alpha \Phi V. \quad (2.27)$$

Mit der Schädigungskonstanten

$$\alpha = g_t q_0 \frac{e_n \cdot e_p}{e_n + e_p}, \quad (2.28)$$

die den Anstieg des Leckstroms in Abhängigkeit von der Generationsrate g_t und der Elektronen (Löcher)-Emissionsraten e_n (e_p) beschreibt. Eine weitere wichtige Abhängigkeit besteht zum Volumen V und damit zu der Dicke der Detektoren [Mol99].

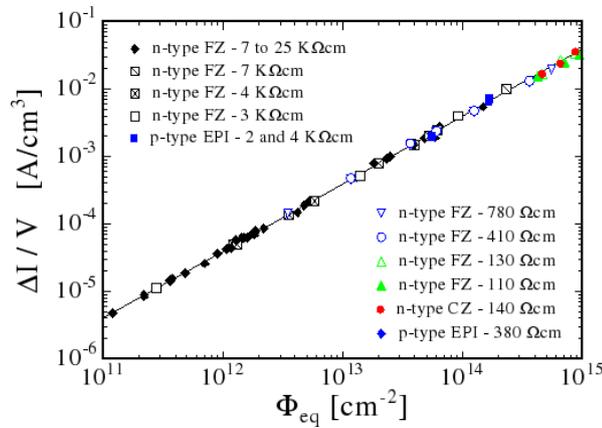


Abbildung 2.9: Abhängigkeit des, auf das Detektorvolumen V normierten, durch Strahlenschäden hervorgerufenen, zusätzlichen Leckstroms von der Fluenz für verschiedene Prozessierungsmethoden und Siliziummaterialien [Mol99].

Für Typinvertierte und nicht-Typinvertierte Detektoren wurde kein Unterschied im Leckstromverhalten festgestellt. Neben einem verstärkten Rauschen ist die durch den höheren Leckstrom produzierte Wärme besonders kritisch. Ein typisches Streifendetektormodul im ATLAS-SCT soll nach Abschätzungen nach $10^{14} N_{eq}$ bei einer Betriebstemperatur von -10°C einen Leckstrom $I_L \approx 2\text{ mA}$ aufweisen [Küh06]. Die dabei entstehende Wärmeleistung (bei $U_{bias} = 500\text{ V}$ etwa 1 W) muss abgeführt werden. Die höhere Temperatur führt sonst zu einem größeren Leckstrom, der durch seine eigenen thermischen Verluste das Material wiederum erwärmt. Diese gegenseitige Begünstigung beider Effekte führt zu einem starken Anstieg des Leckstroms („thermal runaway“) und kann den Detektor zerstören. Um dies zu vermeiden, müssen bestrahlte Detektoren gut gekühlt werden. Das Upgrade zum SLHC wird den Leckstrom vermutlich (bei gleicher Temperatur) um einen Faktor 10 erhöhen, was durch bessere Kühlung kompensiert werden muss.

Für den Leckstrom gibt es einen positiven Ausheilungseffekt („beneficial annealing“). Dieser positive Effekt dauert bei Raumtemperatur über viele Monate an bis es zu einer Sättigung kommt und wurde in [Mol99] näher untersucht. Da der Leckstrom unabhängig vom Siliziummaterial und auch unabhängig von der Reinheit ist, ist anzunehmen, dass durch Strahlung entstandene Cluster für den Anstieg des Leckstroms verantwortlich sind.

2.5.4 Ladungsträgereinfang - „Trapping“

Die Lebensdauer der freien Ladungsträger bei lediglicher Beachtung der Rekombination untereinander liegt im Bereich von Sekunden und spielt somit beim Detektorbetrieb keine Rolle. Ein Effekt, der vor allem bei bestrahlten Detektoren eine große Rolle spielt, ist das Einfangen der Ladungsträger („Trapping“) oder auch die Rekombination der Ladungsträger mit Verunreinigungen im Halbleiter. Ist die Wahrscheinlichkeit einer Störstelle für Loch-oder Elektroneneinfang in etwa gleich groß, können beide dort rekombinieren, was die effektive Zahl der freien Ladungsträger reduziert. Sind die Wahrscheinlichkeiten unterschiedlich, so kann entweder ein Loch oder ein Elektron eingefangen werden, welches nach kurzer Zeit wieder in das Leitungsband abgegeben wird. Dies wird als „Trapping“ bezeichnet und ist für den Betrieb eines Siliziumdetektors in Teilchenexperimenten ein Problem. Die „getrappten“ Ladungsträger gehen entweder verloren, oder sie werden aufgrund der durch das Trapping bedingten Verzögerung einem späteren Ereignis zugeordnet, so dass sie das Signal verfälschen und dadurch die Effizienz reduzieren.

In Abb. 2.10 sind unterschiedliche Emissions- und Ladungseinfangprozesse skizziert. In (a) wird ein Loch von einem Kristalldefekt emittiert, was auch als Übergang eines Elektrons vom Valenzband in das Energieniveau eines Kristalldefekts betrachtet werden kann. In einem zweiten Schritt (b) kann das Elektron in das Leitungsband übergehen und zum Strom beitragen. Ein Kristalldefekt kann ein Elektron aus dem Leitungsband einfangen (c), welches dann ein Loch einfangen und mit diesem rekombinieren kann (d). In (e) ist das eigentliche Trapping zu sehen, bei dem ein Defekt einen Ladungsträger einfängt und nach einiger Zeit wieder emittiert.

Die Lebensdauer τ der Ladungsträger für einen unbestrahlten Siliziumdetektor im Fall des Trapping ist

$$\tau = \frac{1}{v_{th}\sigma N_t} \quad (2.29)$$

mit der thermischen Geschwindigkeit $v_{th} > v_{Drift}$, welche als deutlich größer als die Driftgeschwindigkeit angenommen wird, und dem Wirkungsquerschnitt σ , sowie der Zahl der Defektatome N_t pro Volumen, die bereits im Silizium vorhanden sind. Durch Bestrahlung entstehen weitere Kristalldefekte, die zu einem zusätzlichen Term $\sigma_r N_r$ in der Trapping-Zeit führen:

$$\tau = \frac{1}{v_{th}(\sigma_0 N_0 + \sigma_r N_r)}. \quad (2.30)$$

Der ursprüngliche Zustand wird durch den Term $\sigma_0 N_0$ beschrieben. Die Zahl der durch die Bestrahlung entstandenen Defekte ist proportional zur Fluenz ϕ , skaliert auf Neutronen der Energie 1 MeV (siehe Abschnitt 2.5.5). Bereits nach geringer Bestrahlung wird die Trapping-Zeit durch den zweiten Term dominiert und lässt sich daher nähern als

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{\phi}{K}, \quad (2.31)$$

mit dem Proportionalitätsfaktor $K = \sigma_0 N_0 v_{th} \phi$ [Spi09]. Dieser ist für Elektronen größer als für Löcher. Elektronen haben also eine größere Trapping-Zeit, sie werden also seltener eingefangen als Löcher. Die Trapping-Zeit hängt darüber hinaus von der Temperatur ab. Hierbei ist der Einfluss auf Löcher größer als auf Elektronen. [Bat05].

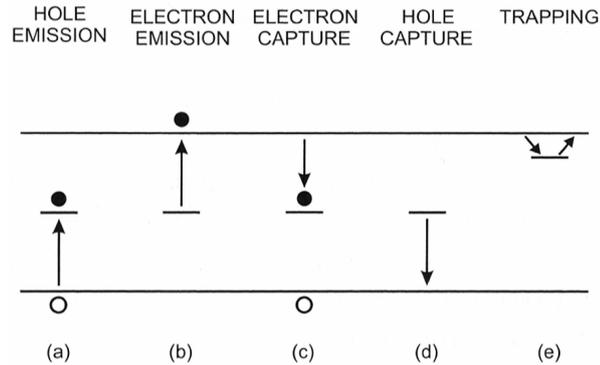


Abbildung 2.10: Emissions- und Ladungseinfangprozesse inklusive Trapping (e) [Spi09].

2.5.5 Die NIEL-Skalierungshypothese

Laut der NIEL („Non Ionizing Energy Loss“- Skalierungshypothese können die Strahlenschäden unterschiedlicher Teilchenarten und Energien durch eine entsprechende Fluenz in Einheiten von 1 MeV Neutronen beschrieben werden, durch welche eine gleichwertige Schädigung des Materials hervorgerufen wird, wenn man die Effekte der Strahlung auf die Veränderung des Leckstroms in Relation setzt. Die Skalierungshypothese macht es möglich, Bestrahlungen mit unterschiedlichen Teilchenarten und Energien zu vergleichen, aber vor allem ermöglicht die NIEL-Skalierungshypothese den Vergleich von Strahlenschäden, die innerhalb von 10 Jahren in den Detektoren am LHC entstehen, mit einer Bestrahlung von Detektoren, die innerhalb weniger Stunden bis Tage die gleiche Strahlendosis erhalten.

Die Bedingung für die Gültigkeit der NIEL-Skalierungshypothese ist gegeben dadurch, dass die Schädigung durch nicht-ionisierenden Energieverlust hervorgerufen wird. Bei bekannter Fluenz ϕ und Energie der bestrahlenden Teilchen ist die äquivalente Fluenz von 1 MeV Neutronen durch folgende Gleichung gegeben:

$$\phi_{Neq}^{1\text{MeV}} = \kappa\phi. \quad (2.32)$$

2.6 Das 3D-Detektordesign

Im Rahmen der Erprobung und Entwicklung von strahlenharten Spurdetektoren für das ATLAS-Upgrade [Gia05] werden 3D-Detektoren, deren Design bereits 1997 vorgeschlagen wurde [Par97], produziert und getestet.

In Abb. 2.11 ist das ursprüngliche Design eines 3D-Detektors („full-3D“) zu sehen. Die Elektroden werden bei diesem Detektortyp in das Substrat hinein geätzt, so dass sie senkrecht zur Oberfläche stehen. Die Säulen haben typischerweise einen Durchmesser von $10\ \mu\text{m}$ und einen Abstand von $50\text{-}100\ \mu\text{m}$ zwischen Säulen gleicher Dotierung. Sie durchdringen die komplette Detektordicke und werden in den meisten Fällen durch das sogenannte DRIE-Verfahren („Deep Reactive Ion Etching“). Gleich dotierte Elektroden werden an der Oberfläche leitend (mit Hilfe von Aluminium) verbunden, um so Streifendetektoren mit 3D-Struktur zu erhalten. geätzt und danach durch Diffusion entweder n - oder p -dotiert.

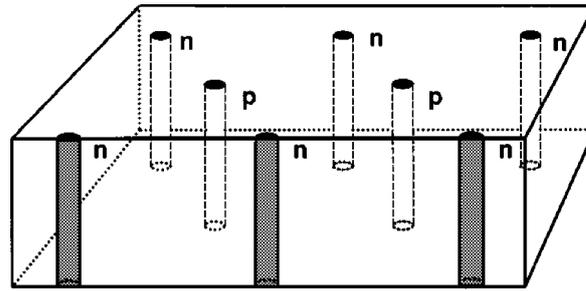


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung einer 3D-Detektorzelle [Par01].

Aus Gl. 2.11 ist ersichtlich, dass die Tiefe der Verarmungszone w_d mit der Wurzel aus der angelegten Spannung U_b wächst. Durch die Verlegung der Elektroden in das Silizium hinein, kann der Abstand zwischen diesen im Vergleich zu planaren Detektoren verringert werden, so dass für die Vollverarmung eine deutlich geringere Spannung benötigt wird. Da die Feldlinien nun parallel zur Detektoroberfläche verlaufen und die Ladungsträger einen deutlich kürzeren Weg vom Ionisationspunkt zur Elektrode zurücklegen müssen, erfolgt die Ladungssammlung schneller als bei planaren Detektoren.

Die beschriebene 3D-Struktur mit Säulen, die das gesamte Siliziumsubstrat durchdringen, ist jedoch aufwendig in der Herstellung, da der Silizium-Wafer auf einem Support-Wafer aufgebracht werden muss, welcher nach der Prozessierung wieder entfernt werden muss. Außerdem sind diese Detektoren durch die Perforation mechanisch instabiler als vergleichbare planare Detektoren, was die Ausbeute, aufgrund der Bruchgefahr während der Prozessierung, reduziert. Aufgrund der komplizierten Prozessierung sind die Kosten für einen solchen Detektor entsprechend hoch.

Aus diesen Gründen wurden modifizierte Detektorkonzepte eingeführt, bei denen die Säulen den Detektor nicht vollständig durchdringen, sondern nur 80 % bis 90 % der Dicke. Diese Konzepte werden in folgenden beiden Abschnitten beschrieben.

2.6.1 3D-STC-Detektordesign

Abbildung 2.12 zeigt einen 3D-STC („Single Type Column“) Detektor im Querschnitt. Das Konzept sieht ein teilweises Hineinragen der Säulen in das Substrat vor, was gegenüber dem Modell aus dem vorherigen Abschnitt (2.6) eine höhere Stabilität, sowie geringere Produktionskosten gewährleistet [Pie05]. Es sind außerdem die beiden, bereits in Abschnitt 2.5.1 erwähnten Isolierungsmethoden p -Spray und p -Stop dargestellt. Das Problem der STC-Detektoren ist eine Region mit geringem elektrischen Feld in der Mitte zwischen den Säulen, was in den Simulationen zur Feldverteilung in Abb. 2.13 veranschaulicht ist.

Daraus resultiert eine verschlechterte Ladungssammlung in diesem Bereich. Die Simulation (a) zeigt die dreidimensionale Verteilung der Löcherkonzentration bei einer angelegten Spannung von 5 V in einer Einheitszelle. Es gibt einen Bereich im Zentrum zwischen den Säulen mit geringer Löcherkonzentration. In (b) findet sich für drei verschiedene Dotierungskonzentrationen N_a das elektrische Feld entlang der Diagonalen, die zwei Säulen verbindet und durch die

Region geringerer Ladungssammlung in der Mitte einer Einheitszelle geht. Es ist nur die Dotierungskonzentration von der Elektrodenmitte bis zur Mitte der Einheitszelle dargestellt, da angenommen wurde, dass die Zelle symmetrisch ist. Labormessungen [Küh08], [Ehr07] und Teststrahlungsmessungen [Pah09] bestätigten diese Simulationen. Dennoch kann das 3D-STC-Design als ein wichtiger Zwischenschritt in der Entwicklung von 3D-Detektoren angesehen werden.

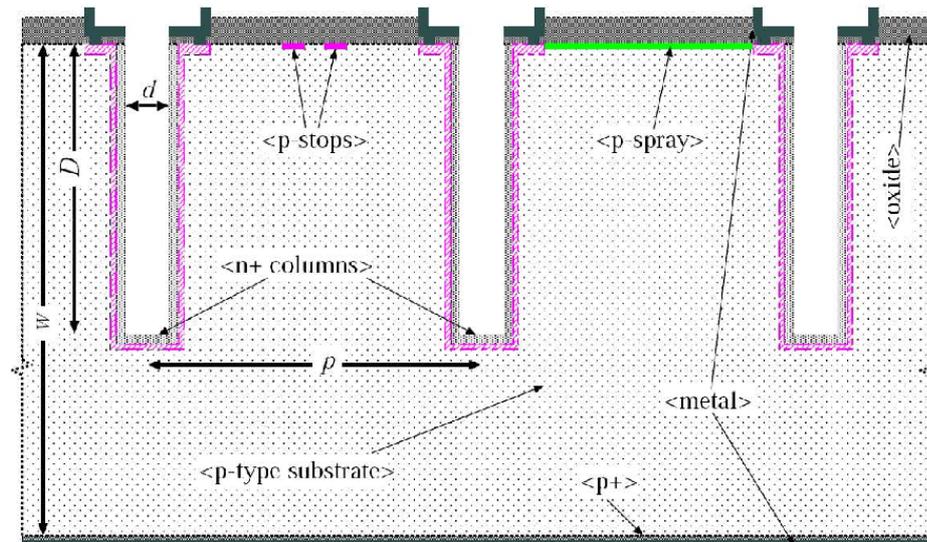


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung eines 3D-STC-Detektors im Querschnitt zur Illustration der Unterschiede zwischen p-Spray und p-Stop, sowie um den Unterschied zum Voll-3D-Detektor zu verdeutlichen [Pah08].

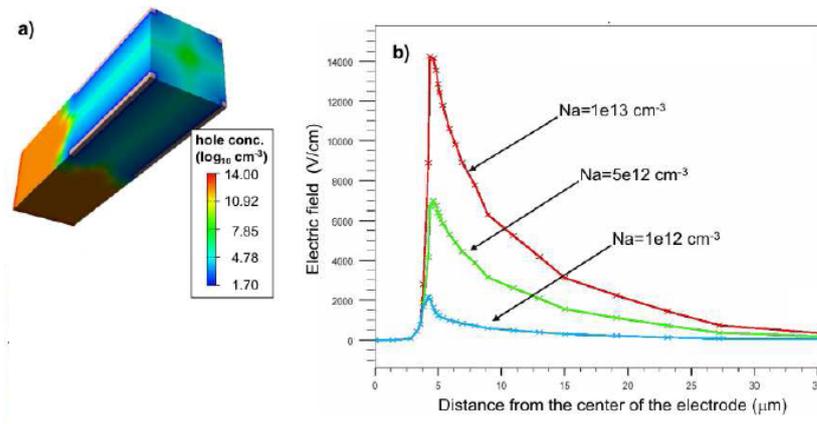


Abbildung 2.13: Simulationen der Löcherkonzentration für einen 3D-STC-Detektor bei 5 V angelegter Spannung (a). In (b) ist für drei verschiedene Dotierungskonzentrationen das elektrische Feld entlang der Diagonalen von einer Elektrode bis zur Mitte einer Einheitszelle dargestellt [Bet07].

2.6.2 3D-DDTC-Detektoren

Bessere Ladungssammlung als bei dem 3D-STC-Detektordesign kann dadurch erreicht werden, dass beidseitig Elektroden in das Substrat geätzt werden, wobei Vorder- und Rückseitensäulen unterschiedlich dotiert werden. Abbildung 2.14 zeigt einen Querschnitt durch einen 3D-DDTC-Detektor⁴. Die Säulen reichen von beiden Seiten weit in das Substrat, durchdringen dieses aber nicht. Durch den gegenseitigen Überlapp der Säulen in der Eindringtiefe, den es bei Detektoren nach dem SCT-Design nicht gibt, entsteht ein höheres und homogeneres elektrisches Feld, was die Bereiche geringerer Ladungssammlung verkleinert.

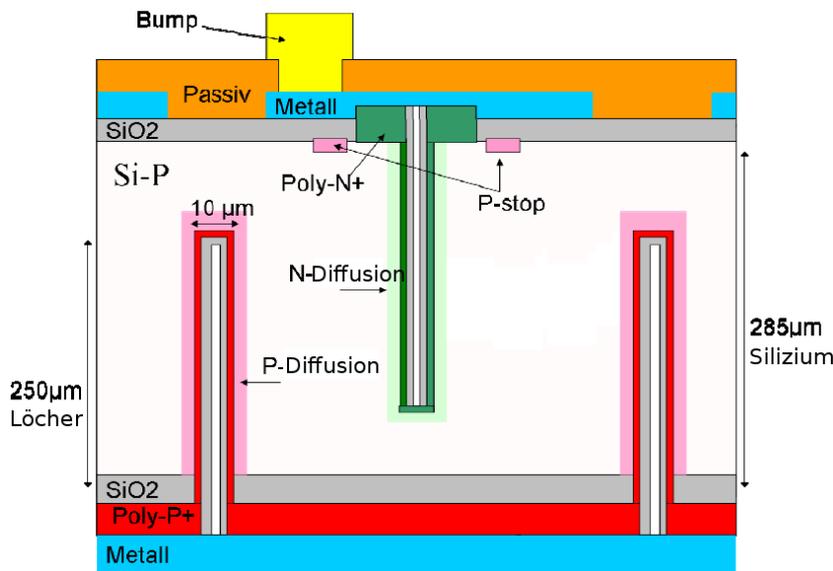


Abbildung 2.14: Querschnitt durch einen 3D-DDTC-Detektor nach [Fle07].

Eine optimale Tiefe für die Säulen muss noch gefunden werden. Ein möglichst großer Überlapp der Vorderseiten- mit den Rückseitensäulen verbessert die Homogenität der Ladungssammlung, macht den Detektor aber gleichzeitig mechanisch instabiler. Die Tiefe der Säulen wird zusätzlich durch die Möglichkeiten des Ätzverfahrens limitiert. Mit dem ICP („Inductively Coupled Plasma“) Ätzverfahren, wie es von CNM angewendet wird, lassen sich bei einem Säulendurchmesser von $10\ \mu\text{m}$ Tiefen von bis zu $250\ \mu\text{m}$ erzielen [Pen09]. Auch der Abstand der Säulen unterliegt aktuell der Optimierung. Säulen in einem kleinen Abstand begünstigen eine geringere Verarmungsspannung und führen zu geringerem Trapping, aber im Gegenzug steigt die Zwischenstreifenkapazität und damit das Detektorrauschen. Auch der Säulendurchmesser besitzt einen Einfluss auf die Ladungssammlung des Detektors, da die Säulen bei den meisten 3D-Detektoren „leer“ und damit inaktiv bleiben. Sind sie nicht leer, sondern beispielsweise mit Polysilizium gefüllt, zeigen sie meist eine deutlich geringere Sensitivität gegenüber geladenen Teilchen und so ist dort die gesammelte Ladung geringer, als in den übrigen Detektorbereichen. Daher sollte der Säulendurchmesser möglichst klein gehalten werden [Pen08].

3D-DDTC-Detektoren besitzen, wie auch 3D-STC-Detektoren, den Vorteil, dass bei der Pro-

⁴„Double Sided Double Type Columns“-3D-Detektor

zessierung kein Support-Wafer benötigt wird. Ein Nachteil liegt jedoch darin, dass beide Seiten während den einzelnen Schritten der Prozessierung, wie dem ätzen oder maskieren, sehr gut zueinander ausgerichtet werden müssen, damit die Säulen von Vorder- und Rückseite jeweils im gleichen Abstand in das Substrat prozessiert werden. Die Säulen auf der Vorderseite werden mit einer Metallisierung zu Streifen verbunden. Die Säulen auf der Rückseite DIN einem ohmschen Kontakt, wofür alle Rückseitensäulen durch eine Metallisierung verbunden sind. In Abb. 2.15 ist links eine Simulation für ein 3D-DDTC-Detektormodul abgebildet. Rechts daneben ist der simulierte Bereich, welcher eine Einheitszelle eines 3D-DDTC-Detektors repräsentiert, dargestellt und im rechten Teil findet sich die Feldverteilung entlang der im mittleren Schaubild eingezeichneten Diagonalen bei einer angelegten Spannung von 10 V.

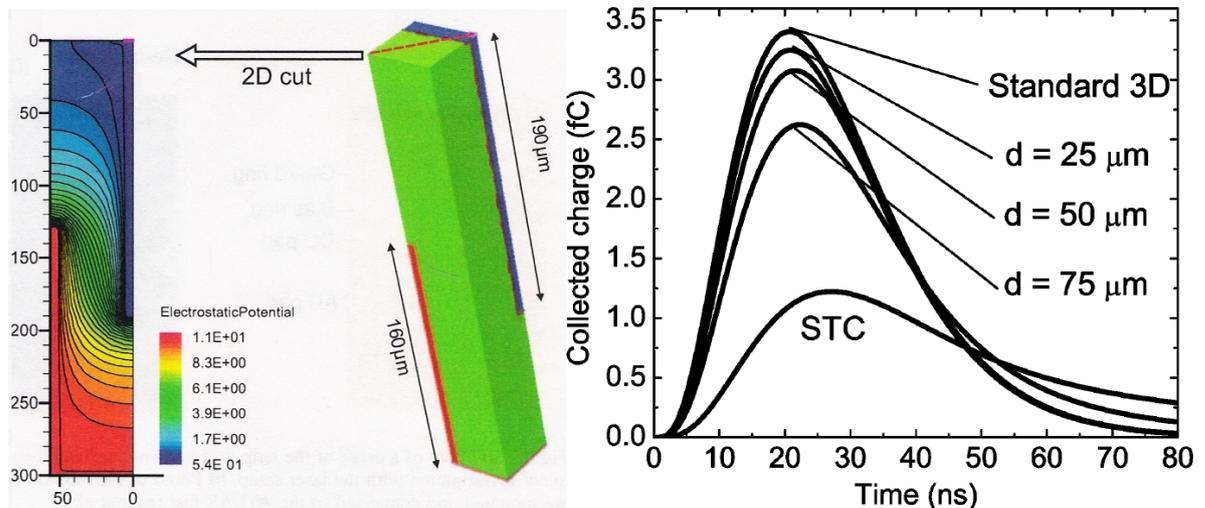


Abbildung 2.15: Links: Simulation der Feldverteilung in einer Zelle eines 3D-DDTC-Detektors bei 10 V angelegter Spannung entlang der in der rechten Einheitszelle gezeigten Diagonalen [ZoF08]. Rechts: Simulation der gesammelten Ladung in 3D-Detektoren mit verschiedenen Geometrien bei 16 V angelegter Spannung als Antwort auf ein MIP als Ausgangssignal eines $CR - (RC)^3$ Formers [ZoD08].

In dem rechten Graphen von Abb. 2.15 ist die, durch ein MIP, in 3D-Detektoren unterschiedlichen Designs gesammelte Ladung simuliert. Das MIP dieser Simulation tritt senkrecht zur Oberfläche in den Detektor ein und durchfliegt ihn $5 \mu\text{m}$ von den Ohmschen Säulen entfernt. Diese Parameter wurden gewählt, um den ungünstigsten Fall bezogen auf das elektrische Feld zu simulieren. Die Detektorparameter für diese Simulation wurden wie folgt gewählt: $250 \mu\text{m}$ dickes p -Typ-Siliziumsubstrat mit dem Parameter d , der den Abstand zwischen der Säule und der Oberfläche angibt, also die Differenz aus Detektordicke und Säulentiefe ist.

Bei der Simulation wurde eine semi-gaußförmige Ausleseelektronik mit 20 ns Auslesezeit, ähnlich der ATLAS Auslese angenommen. Die Arbeit [ZoD08] zeigt, dass das 3D-DDTC-Design hinsichtlich der Ladungssammlung dem STC-Detektordesign überlegen ist und dass sich für kleine Abstände d der Säulen zur Oberfläche eine gleichwertige Ladungssammlung wie bei den klassischen 3D-Detektoren ergibt.

Die im Rahmen dieser Arbeit charakterisierten Detektoren werden in Kapitel 5 beschrieben.

3 Lasermesstand

In der Detektorphysik wird auf verschiedene Methoden einen Detektor zu charakterisieren zurückgegriffen. Als Maß für den Test eines Detektors dient ein minimal-ionisierendes Teilchen (MIP), um die Messungen unter möglichst realen Bedingungen durchzuführen. Da es jedoch häufig nicht die Möglichkeit gibt mit Hilfe eines Teststrahls aus MIPs Detektoren zu charakterisieren, werden Labormessungen oft mit einer radioaktiven Quelle durchgeführt. Deren β -Teilchen verhalten sich ähnlich wie MIPs und eignen sich daher zur Messung der absoluten Ladungssammlungseffizienz der Detektoren. Eine weitere Möglichkeit zur Charakterisierung von Detektoren, liegt in dem Einsatz eines gepulsten Infrarot-Lasers, wie er auch in dieser Arbeit verwendet wurde. Lasermessungen bieten eine Möglichkeit, in einem räumlich begrenzten Bereich, Ladungen im Detektor zu erzeugen, ähnlich einem Teststrahl. Auf diese Weise lässt sich eine relative orts aufgelöste Ladungssammlungseffizienz bestimmen.

Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Infrarot-Laser-Aufbau erlaubt es, mit Hilfe eines Mikroskops den Laserstrahl so zu fokussieren, dass Auflösungen von $2\ \mu\text{m}$ erreicht werden. Es können Informationen über die elektrische Feldverteilung im Detektor und über die Struktur der Ladungssammlung gewonnen werden. Insbesondere kann untersucht werden, wie homogen die Ladungssammlung über die Detektoroberfläche ist. Durch die gute Ortsauflösung können insbesondere bei 3D-Detektoren Abweichungen der Periodizität der Detektorstruktur überprüft werden.

Der Messstand bietet darüber hinaus die Möglichkeit den Bereich der Ladungserzeugung einzuschränken. Indem die Detektoroberfläche senkrecht zum Laserstrahl ausgerichtet ist. Durch die Ausrichtung wird Ladung in der Tiefe der Detektorstruktur erzeugt, ohne den Ort in x/y-Richtung zu ändern. Durch kontrolliertes Verkippen lassen sich Veränderungen in der Ladungssammlung untersuchen.

Die Art der Wechselwirkung mit dem Material bei der Verwendung eines Lasers zur Detektorcharakterisierung unterscheidet sich deutlich von der eines MIP (siehe Abschnitt 2.2). Aufgrund der niedrigeren Energie von etwa $E_\gamma = 1,27\ \text{eV}$ werden keine hochenergetischen δ -Elektronen erzeugt, welche die Detektorauflösung in einem Hochenergieexperiment negativ beeinflussen. Dies bedeutet auch, dass die erzeugte Ladung nicht einer Landau-, sondern einer Gaußverteilung folgt.

Ein Nachteil bei Laser-Messungen liegt in der inhomogen Freisetzung von Ladung, die exponentiell mit der Eindringtiefe abfällt, was die Extraktion der vollen Verarmungsspannung aus einer Ladungssammlungseffizienzkurve erschwert.

Überhaupt ist der Vergleich verschiedener Lasermessungen schwierig, da sich bereits geringe Intensitätsschwankungen des Laserlichtes und Temperaturveränderungen deutlich auf die Messung auswirken können. Lediglich Messungen, welche ohne großen zeitlichen Abstand unter sonst gleichen Bedingungen mit einem Detektor durchgeführt wurden, lassen sich ad hoc gegenüberstellen. Unproblematisch lässt sich der Vergleich des relativen ortsabhängigen Si-

gnals über einen Detektor unter der Annahme ziehen, dass dieser über den gemessenen Bereich homogen gefertigt ist.

Des Weiteren kann der Laserstrahl an den unterschiedlichen Oberflächenschichten gebrochen oder reflektiert werden, was in einer von einem MIP differierenden Ladungsdeposition resultiert. Diese Problematik erschwert einen Vergleich der Messungen unterschiedlicher Detektoren, da jeder Detektor eine leicht andere Oberflächenbeschaffenheit besitzt.

Weiterhin kann der Laser an Stellen mit einer Metallisierungsschicht kaum in das Silizium eindringen, sondern wird größtenteils reflektiert. Der Anteil des transmittierten Lichtes ist abhängig von der Wellenlänge des Laserlichts, sowie von Temperatur und Dicke der metallisierten Schicht. Die aus üblicherweise etwa $1\ \mu\text{m}$ dickem Aluminium bestehenden Auslestreifen der Detektoren vermag der Laser noch mit deutlichem Intensitätsverlust zu durchdringen um in dem darunter liegenden Silizium Ladung zu erzeugen.

Die Ergänzung des Lasermessstandes durch einen Aufbau zur Charakterisierung der Detektoren durch β -Strahler stellt in der Hinsicht eine sinnvolle Ergänzung dar, als dass dort die absolut deponierte Ladung gemessen werden kann, jedoch keine orts aufgelösten Studien durchgeführt werden können.

3.1 Grundlegender Aufbau

In Abb. 3.1 ist ein Foto des in Freiburg aufgebauten Infrarot-Lasermessstandes zu sehen. Dieser besteht aus einem Mikroskop, in dessen Standfuß ein höhenverstellbarer Tisch (z-Tisch) integriert ist. Darauf sind zwei Lineartische der Firma Newport in einem rechten Winkel zueinander montiert um das Verfahren in x/y-Richtung zu ermöglichen. Ein Drehtisch sowie ein Kipptisch ermöglichen es, den Detektor bezüglich allen notwendigen Winkel optimal auszurichten. Der Detektor wird schließlich in der auf dem Kipptisch montierten Plexiglasbox fixiert und durch das Mikroskop mit einem gepulsten Laser beleuchtet. Der gesamte Aufbau befindet sich in einem geerdeten und lichtdicht verschließbaren Aluminiumkasten.

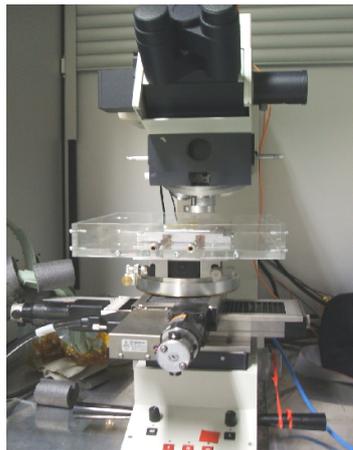


Abbildung 3.1: Foto des Lasermessstandes. Dieser befindet sich in einem lichtdichten und geerdeten Aluminiumkasten. Der Laser wird über einen Lichtleiter in den Strahlengang des Mikroskops eingekoppelt und trifft durch das Objektiv auf den darunter befindlichen Detektor.

Der z-Tisch und der Kipptisch sind lassen sich per Mikrometerschraube positionieren und werden dazu verwendet, den Detektor in den Laserfokus zu bringen und ihn optimal auszurichten. Die x/y-Tische hingegen können extern über einen Stellmotor („Motion Controller“) der Firma Newport, den MM4005 [New99] gesteuert werden. Er ermöglicht die Steuerung beider über ein Software Interface. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Programm geschrieben, mit dessen Hilfe der MM4005 von einem Linux-PC gesteuert werden kann.

3.2 Erweiterungen des Aufbaus

In Zusammenhang mit der Installation des neuen analogen Auslesesystems, ALiBaVa (siehe Abschnitt 3.4.2), wurden im Rahmen dieser Arbeit einige mechanische Veränderungen durchgeführt um die Genauigkeit und Funktionalität des Messstandes zu verbessern. Dazu zählen im Wesentlichen eine neue Kühlung und ein neuer Drehtisch, sowie die bessere Dämpfung des Aufbaus gegenüber mechanischen Schwingungen. Um die Dämpfung gegenüber Vibrationen, welche zu Versetzungen in x/y-Richtung führen, zu verbessern, wurde der gesamte Lasermessstand auf einem massiven Steintisch platziert. Zudem wurden spezielle Füße montiert, welche häufig auftretende Schwingungsfrequenzen dämpfen. Eine zu große Bewegungsfreiheit des Aufbaus in der x/y-Ebene, welche sich auf die Messungen auswirkte, konnte durch den Austausch verschlissener Kugellager behoben werden.

Da die Detektoren manuell auf der Platine befestigt werden sind sie relativ zur Modulhalterung leicht verdreht und verkippt. In Zusammenarbeit mit der mechanischen Werkstatt wurde daher zur besseren Ausrichtung der Detektoren relativ zum Laserstrahl ein mechanischer Drehtisch konstruiert, an den folgende Anforderungen gestellt wurden:

- kompakte Bauweise
- Präzision und hohe mechanische Stabilität
- geringes Gewicht

Der entworfene Drehtisch ist um 2π frei drehbar. Die Position kann mit einer Mikrometerschraube auf weniger als 1° genau justiert und mit einer Feststellschraube fixiert werden. Mit dem Drehtisch wurde eine Möglichkeit geschaffen die Verdrehungen der Detektoren bezüglich der x/y Achsen zu korrigieren.

Desweiteren wurde eine neue Modulhalterung (siehe Abb. 3.2) entworfen, welche an die in Zukunft zu untersuchenden Detektoren (Größe: $1 \times 1 \text{ cm}^2$ bis $2 \times 5 \text{ cm}^2$) und die neue Ausleseelektronik angepasst ist. Sie ist in beiden Messständen (Lasermessstand und Beta-Messstand) einsetzbar und lässt sich bei Verwendung größerer Detektoren leicht modifizieren. Dazu muss lediglich ein größerer Aluminiumrahmen für die Befestigung der Detektoren hergestellt und an die restliche Halterung geschraubt werden.

In Abb. 3.2 ist die Halterung in der ebenfalls konstruierten Plexiglasbox montiert, welche zur Wärmeisolation dient und deren Innenraum durch die Kaltgasanlage sowohl gekühlt, als auch, um Kondensation zu vermeiden, mit kaltem gasförmigem Stickstoff geflutet werden kann.

Als Detektorträgermaterial wurde Aluminiumnitrid gewählt, da es über eine gute Wärmeleitfähigkeit ($180 - 220 \text{ W/mK}$), um die durch den Detektor produzierte Wärme nach außen

abzuführen, und schlechte elektrische Leitfähigkeit ($(10^{-11} - 10^{-13}) \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$) verfügt, um zu verhindern, dass der Detektor über die Rückseite und das Aluminiumnitrid leitend mit dem Aluminiumrahmen und damit der Tochterplatine („Daughterboard“) verbunden ist. Da es sich um eine Aluminiumnitridkeramik handelt ist auch hohe mechanischer Bruchfestigkeit ($(300 - 400) \text{MPa}$) und gute Biegestabilität ($E = 350 \text{GPa}$) gewährleistet, was wichtig für die Handhabung ist.

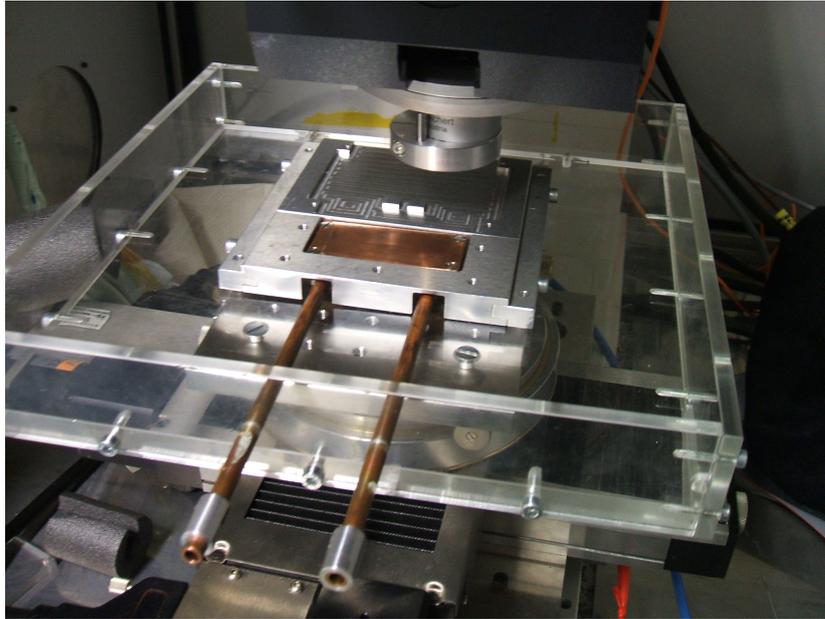


Abbildung 3.2: Konstruierte Modulhalterung aus Aluminium, eingebaut in die Plexiglasbox. Zu sehen ist zudem der Kupferkühlblock, welcher von kaltem gasförmigen Stickstoff durchströmt wird. Das hier nicht abgebildete Aluminiumnitridplättchen wird mit dem darauf befestigten Detektor auf den Aluminiumrahmen derart verschraubt, dass sich der Detektor direkt über dem Kühlblock befindet und durch Kontakt des Kühlblocks mit dem Aluminiumnitrid gekühlt wird.

3.3 Eigenschaften des Messstandes

Die Wechselwirkung des in der Arbeit benutzten Laserlichtes der Wellenlänge $\lambda = (974 \pm 8) \text{nm}$ mit Silizium ist bereits in Abschnitt 2.2 geschildert worden. Nach Gl. 2.3 beträgt die Eindringtiefe für diese Wellenlänge in Silizium bei Raumtemperatur etwa $100 \mu\text{m}$.

Abbildung 3.3 zeigt im linken Schaubild Messungen einer Untersuchung der Langzeitstabilität der Laserintensität [Ehr06]. Innerhalb der ersten 40 Minuten sinkt die Laserintensität deutlich, bleibt dann für etwa 5 Stunden annähernd auf einem konstanten Wert mit Fluktuationen von ca. 3%, bis die Intensität stärkeren Schwankungen von ca. 5% unterliegt. Für die Durchführung von Lasermessungen ist es daher ratsam eine Karenzzeit von 40 Minuten einzuhalten bevor mit den Messungen begonnen wird.

Abbildung 3.3, rechts, zeigt beispielhaft das zeitabhängige Intensitätsprofil unmittelbar beim Austritt aus dem Laserkopf [Pic09].

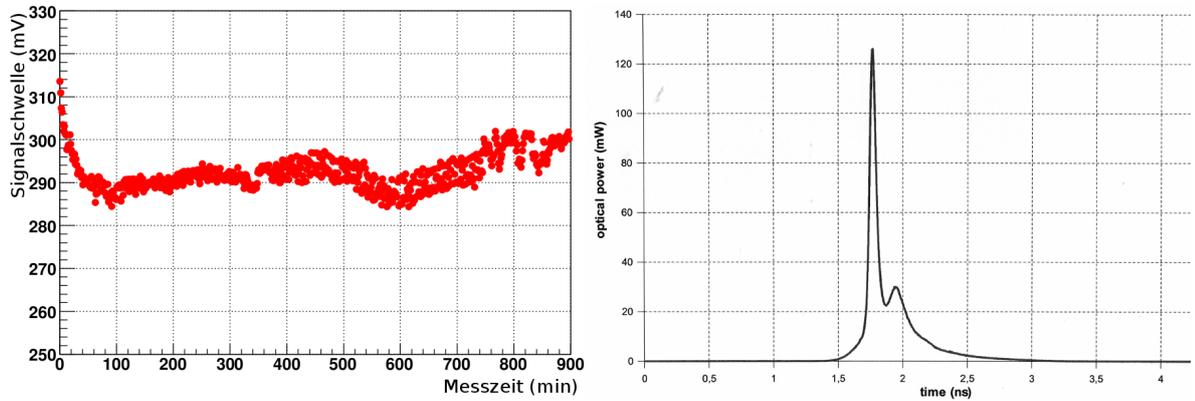


Abbildung 3.3: Links: Messungen der Laserintensität über einen Zeitraum von 15 Stunden [Ehr06]. Rechts: Pulsform für eine Laserenergie von 19 pJ [Pic09].

Der Laserpuls hat eine Dauer von ca. 1 ns bei einer Breite (FWHM) von 59 ps mit einer Spitzenleistung von 126 mW und einer durchschnittlichen Leistung von 1,5 mW bei einer Frequenz von 80 MHz. Die maximale optische Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz ist mit einer Genauigkeit von 10 % angegeben.

Aus dem Wellenlängenspektrum des verwendeten Lasers, siehe Abb. 3.4, lässt sich entnehmen, dass die Wellenlänge nicht klar definiert ist, sondern dass der Laser ein Wellenlängenspektrum mit einer maximalen Breite von 8,4 nm emittiert. In Tab. 3.1 sind einige Parameter für die kleinste und größte Energie aufgelistet, die vom Hersteller genannt worden sind [Pic09].

Intensität	niedrig	hoch
mittlere Leistung	0,7 mW	3,1 mW
maximale Leistung	63 mW	224 mW
Pulsenergie	8 pJ	38 pJ
Pulsbreite	68 ps	59 ps

Tabelle 3.1: Parameter für die kleinste und größte Laserenergie [Pic09].

Die Detektoren können mit einer angelegten Spannung von bis zu 2 kV und bei tiefen Temperaturen von bis zu -50°C betrieben und getestet werden. Ein Feuchtigkeitssensor (Sensirion SHT15) überwacht die relative Luftfeuchtigkeit. Mehrere Temperatursensoren (Dallas DS18S20) geben Informationen über die in der Box und am Detektor herrschende Temperatur. Der Messstand ist bisher für den Betrieb von bis zu fünf Temperatursensoren und einen Feuchtigkeitssensor ausgelegt. Die Sensorik lässt sich über ein entsprechend programmiertes Mikrokontrollerboard zur Datenacquisition via RS232 Schnittstelle mit dem Computer verbinden.

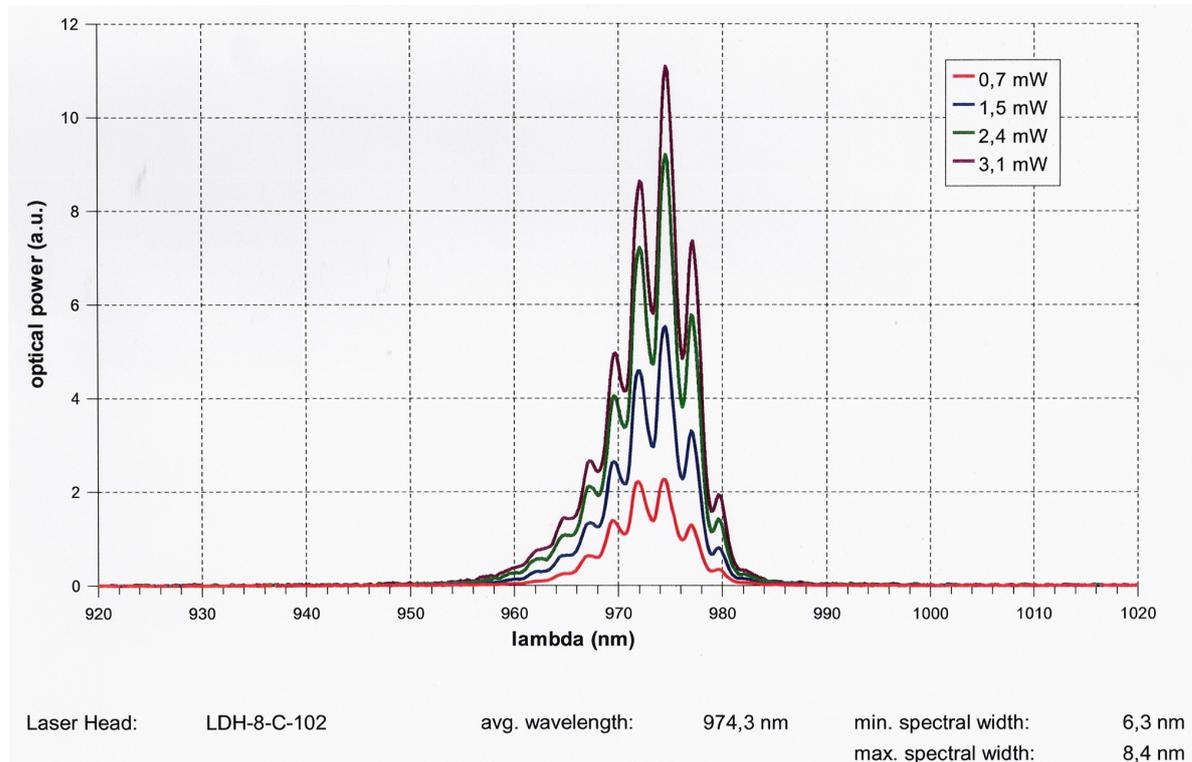


Abbildung 3.4: Wellenlängenspektrum des verwendeten Laserkopfes mit der Model-Nr. LDH-P-C-980 der Firma PicoQuant für verschiedene Energieeinstellungen direkt nach dem Austritt des Lasers aus dem Laserkopf gemessen [Pic09].

3.3.1 Kaltgas-Anlage zur Kühlung

Das in der Vergangenheit am Lasermessstand verwendete Kühlsystem basiert auf einer Kältemaschine („Chiller“) mit Silikonöl. Das Öl kann bis auf -40°C abgekühlt werden. Aufgrund der Strahlenschäden, die während des Betriebs der Detektoren im sLHC erwartet werden, werden in Labortests bestrahlte Detektoren vermessen, welche aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Leckstroms (siehe Abschnitt 2.5) gekühlt werden müssen. Dazu wurde bisher das Silikonöl durch einen Messingkühlblock gepumpt, auf dem der Sensor mittels eines Aluminiumrahmens befestigt war. Da es sich bei dem Messstand um ein offenes System handelte, musste für ein geschlossenes Volumen, in dem sich Messingblock, Sensor und das Objektiv des Mikroskops befanden, gesorgt werden. Dichtigkeit und Wärmeisolation waren nicht optimal. Gemäß den Temperatursensoren des SCT-DAQ Systems betrug die minimale Temperatur ca. -10°C bis -15°C . Für hochbestrahlte Detektoren mit einer Fluenz $\phi_{eq} \geq 2 \cdot 10^{15} N_{eq}/\text{cm}^2$ genügt dies jedoch nicht.

Aus diesem Grund wurde eine Kaltgasanlage der Firma KGW Isotherm [Iso09] integriert. Das System basiert auf der Kühlung mit Hilfe von flüssigem Stickstoff, dessen Siedepunkt unter Normalbedingungen -210°C beträgt. Durch einen Heizstab, den „Jet“, wird der flüssige Stickstoff kontrolliert verdampft. Die dabei entstehende Stickstoffdampfmenge kann über die Leistung des Jets geregelt werden. In einer Heizkammer wird er mit einem zweiten Heizstab,

dem „Heater“, auf eine gewünschte Temperatur von bis zu 150°C erhitzt werden kann. Direkt in der Kammer kann die Temperatur mit einem Kaltleiter (Platinenwiderstand, Pt100) bestimmt werden. Der temperierte Stickstoffdampf wird schließlich mittels eines vakuumisolierten Wellschlauchs direkt in die Plexiglasbox (Probenkammer) geleitet.

Ein Foto der Anlage, wie sie im Labor verwendet wird findet sich in Abb. 3.5. Im Bild groß zu sehen ist das Dewar-Gefäß, welches mit bis zu 150 Litern Flüssigstickstoff gefüllt werden kann. Auf dem an dem Rollgestell befestigten Podest befindet sich die Vakuumpumpe zur Vakuumisierung des Wellschlauchs.



Abbildung 3.5: Foto der Kaltgasanlage: Das Dewar-Gefäß auf einem Rollgestell mit Vakuumpumpe, eingetauchtem Jet und auf dem Dewar-Gefäß befestigtem Heater. Das Kontrollgerät befindet sich rechts auf dem Tisch und kann zusätzlich über den Laptop gesteuert werden.

Der Heater befindet sich in dem glatten Rohr, welches über dem Dewargefäß waagrecht montiert ist. Direkt verbunden mit diesem ist der Wellschlauch, der auf der rechten Seite das Bild verlässt und an den Kupferkühlblock im Lasermessstand angeschlossen wird. Der Wellschlauch mit geringerem Durchmesser ist an die Vakuumpumpe und den Kaltgaswellschlauch angeschlossen. Der Laptop ist mit dem Kontrollgerät (rechts auf dem Tisch) über einen USB-zu-RS232-Adapter verbunden. Die Anlage kann sowohl direkt über das Kontrollgerät als auch über den Laptop bedient werden. Mit der Softwaresteuerung lassen sich zusätzlich definierte Temperaturverläufe programmieren.

Der Vorteil dieser Anlage liegt in der präzisen Temperaturjustierung und guter Langzeitstabilität bei gleichzeitiger Erreichbarkeit tiefer Temperaturen.

Erfahrungen während des Betriebes

Es ist für den sicheren Betrieb der Anlage wichtig, dass die Temperatursteuerung mit dem Temperatursensor in der Heater-Kammer erfolgt und nicht mit einem externen Temperatursensor, beispielsweise am Kupferkühlblock oder direkt am Sensor. Aufgrund der größeren Wärmekapazität kann es zu Übersteuerungen kommen, so dass in der Heater-Kammer ein extrem großer Temperaturgradient entsteht, der das Material stark belastet und zu frühzeitigen Ausfallerscheinungen führen kann. In der Heater-Kammer wird sehr schnell die gewünschte Zieltemperatur stabil erreicht, wohingegen es in etwa noch einmal doppelt so lange dauert, bis sich am Kühlobjekt die entsprechende Gleichgewichtstemperatur eingestellt hat, die aufgrund von Wärmeeinträgen aus der Umgebung höher ist.

Test-Messungen mit dem neuen Kühlsystem haben gezeigt, dass sich problemlos Temperaturen von -50°C am Detektor realisieren lassen (siehe Abb. 3.6).

Als großes Problem für die Lasermessungen haben sich Schwingungen des vakuumisolierten Welschlauches herausgestellt. Diese Schwingungen koppeln direkt in die Messung und verschieben den Messpunkt deutlich. Daher wurde der Welschlauch an der Decke gedämpft aufgehängt, so dass der Effekt nicht mehr sichtbar ist.

Testmessungen der Kühlanlage

Es wurden mehrere Testmessungen mit der Kühlanlage durchgeführt. In einer ersten Testreihe wurde der im Rahmen dieser Arbeit in der mechanischen Werkstatt gefertigte Kupferkühlblock an den Vakuumwelschlauch der Kaltgasanlage angeschlossen, um die Leistungsfähigkeit der Anlage auszuloten. Der Block wurde bei diesem ersten Test nicht gegen Wärmeeinträge aus der Umgebung abgeschirmt. Mit dieser Anordnung wurde auch die Dichtigkeit des Kontakts von Kühlblock und Welschlauch verifiziert.

Innerhalb von 3 Minuten wurde die Temperatur in der Heater-Kammer von Raumtemperatur (22°C) auf -80°C reduziert. Dabei wurde eine Jet-Leistung von 50 % verwendet. Durch das Einstellen einer tieferen Temperatur (-200°C) am Heater ließen sich auch Temperaturen von -50°C am Kupferkühlblock erzielen.

In einer zweiten Messreihe wurde die Plexiglasbox mit angeschlossenem Kühlblock verwendet. Der ausströmende kalte Stickstoff wurde, wie auch bei der vorherigen Messreihe, nach Durchfluss des Kupferkühlblocks in die Raumluft geleitet.

Die Temperatur zwischen Heater-Kammer und dem Kupferkühlblock, durch den das kalte Stickstoffgas strömt, weist einen sehr Gradienten auf. Im Betrieb der Anlage erwies sich ein übersteuern der Kühlung als hilfreich. Bei einer Heater-Temperatur von -100°C und einer Jet-Leistung von 45 % betrug die Temperatur des Kupferkühlblocks -35°C .

Wurde die Jet-Leistung anschließend auf 25 % reduziert, konnte die erreichte Temperatur weiterhin stabil gehalten werden. Erst bei weiterem Absenken auf 20 % der Jet-Leistung war ein Temperaturanstieg zu bemerken.

Anhand dieses Tests wurde deutlich, dass die Anlage bei hoher Jet-Leistung sehr schnelle Temperaturänderungen ermöglicht. Aus diesem Grund hatten die weiteren Messreihen das Ziel, die Jet-Leistung bei gleichbleibender Kühlleistung zu reduzieren.

Um die Effizienz der Kühlung zu verbessern wurde für alle weiteren Messungen der kalte Stickstoff nach dem Durchströmen des Kupferblocks in die Plexiglasbox rückgeführt. Den Temperaturverlauf dieser Konfiguration für eine Jet-Leistung von 45 % stellt Abb. 3.6 dar. Bei $t = 0$ min sind die Temperaturen von Heater und Kupfer identisch $T_H = T_{Cu} = 22^\circ\text{C}$. Die Temperatur in der Heater-Kammer ist bereits nach 10 Minuten auf die gewünschte Zieltemperatur von $T_H = -100^\circ\text{C}$ gesunken. Der Verlauf der Kupferkühlblocktemperatur zeigt aufgrund der größeren Wärmekapazität und der Wärmeeinstrahlung aus der Umgebung einen zeitlichen Offset, hat aber nach 30 Minuten bereits eine Temperatur von weniger als -45°C erreicht und nähert sich asymptotisch dem Wert $T_{Cu} = -50^\circ\text{C}$.

Die eingetragenen Linien in diesem Schaubild wie auch in den weiteren Schaubildern des Kapitels stellen lediglich Hilfslinien zur besseren Lesbarkeit dar und sind weder als Interpolation noch als Fit gemeint.

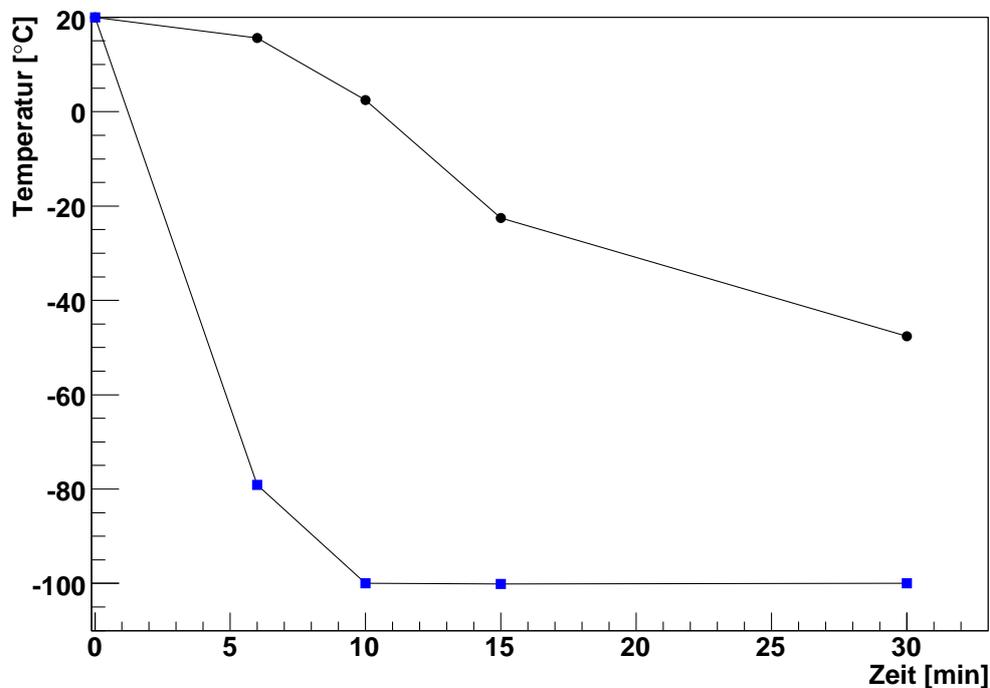


Abbildung 3.6: Testreihe mit der Kaltgasanlage. In dem Schaubild sind die Temperaturverläufe von Heater-Kammer ■ und Kupferkühlblock ● aufgetragen. Die Heater-Kammer-Temperatur wurde mit dem mitgelieferten Temperatursensor (Pt100) und die Kupferkühlblocktemperatur mit einem temperatursensor der Firma Dallas Semiconductor gemessen.

Die Abb 3.6 macht deutlich, dass innerhalb von sehr kurzer Zeit (30 min.) die Temperatur des Kühlblocks auf -40°C und weniger abgesenkt werden kann.

Abbildung. 3.7 zeigt Langzeitmessungen bei variabler Jet-Leistung, aber gleichbleibender Heater-Temperatur von -80°C (a) und -100°C (b).

Bis zur Zeit $t = 0$ min. ist die Temperatur des Kupferkühlblocks bei einer Jet-Leistung von 30 % stabil bei $T_{Cu} = -43^\circ\text{C}$. Zur Zeit $t = 0$ min. in Abb. 3.7a wurde die Jet-Leistung auf 20 % reduziert, woraufhin die Temperatur von Kupferkühlblock, Sensor und Beetle-Chips deutlich steigt. T_{Cu} steigt von $T(0) = -43^\circ\text{C}$ auf $T(30) = -32^\circ\text{C}$. Bei $t = 20$ min. wird die Jet-Leistung auf 25 % erhöht, was zu einer erneuten Absenkung der Temperatur auf $T(790) = -34^\circ\text{C}$ führte. In der Messreihe der Abb. 3.7b wurde die Jet-Leistung bei $t = 0$ min. von 40 % auf 30 % reduziert. Als Folge davon stieg die Kupferkühlblocktemperatur T_{Cu} leicht von $T(0) = -60^\circ\text{C}$ auf $T(295) = -57^\circ\text{C}$. Daher wurde bei $t = 295$ min. die Jet-Leistung erneut gesenkt, diesmal auf 25 %, was zu einem deutlichen Anstieg der Temperatur auf $T(440) = -47^\circ\text{C}$ führte. Die Temperatur des Kupferkühlblocks ist also in 145 Minuten um 10°C auf die neue Gleichgewichtstemperatur gestiegen, ebenso die Temperatur des Detektors (von $-23,5^\circ\text{C}$ auf $-13,5^\circ\text{C}$).

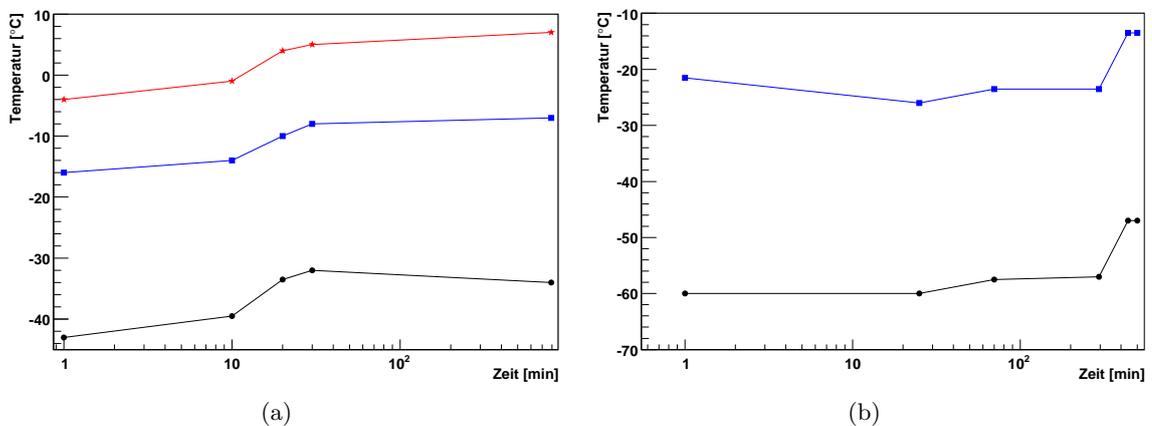


Abbildung 3.7: Messungen der Temperaturverläufe über große Zeitskalen (Stunden) in Abhängigkeit von der Jet-Leistung. Aufgetragen sind die Temperaturen von Kupferkühlblock ●, Detektor ■ und die von ALiBaVa gemessene Temperatur ★ in (a) für eine Heater-Temperatur von $T_{Heater} = -80^\circ\text{C}$ und in (b) für $T_{Heater} = -100^\circ\text{C}$. Zu beachten ist die logarithmisch-skalierte x-Achse.

Anhand dieser Messungen ist ersichtlich, dass das System sensibel auf Änderungen des Stickstoffflusses reagiert. Die daraus resultierenden Temperaturänderungen erfolgen über einen längeren Zeitraum. Es geht ebenfalls hervor, dass die Jet-Leistung optimalerweise nicht unter 25 % gesenkt werden sollte. Die Temperaturdifferenz zwischen Kupferkühlblock und Detektortemperatur ist im thermischen Gleichgewicht konstant.

In Abb. 3.8 ist ein detailliert vermessener Aufwärmvorgang dargestellt. Um einen Detektor gefahrlos ausbauen zu können ist es notwendig die Temperatur soweit zu erhöhen, dass keine Kondensation mehr stattfinden kann. Beginnend bei der Heater-Temperatur $T_H = -130^\circ\text{C}$ wurde diese bei einer Jet-Leistung von 25 % minütlich um 5 K erhöht bis zu einer Temperatur von 55°C , sowie nach 8 min die Jet-Leistung auf 40 % gesteigert. Eine Übersteuerung der Anlage empfiehlt sich aufgrund dessen, dass die Erwärmung mit der Temperaturdifferenz abnimmt. Bei $t = 50$ min wurde die Kaltgasanlage ausgeschaltet und der Detektor könnte zu diesem Zeitpunkt entnommen werden.

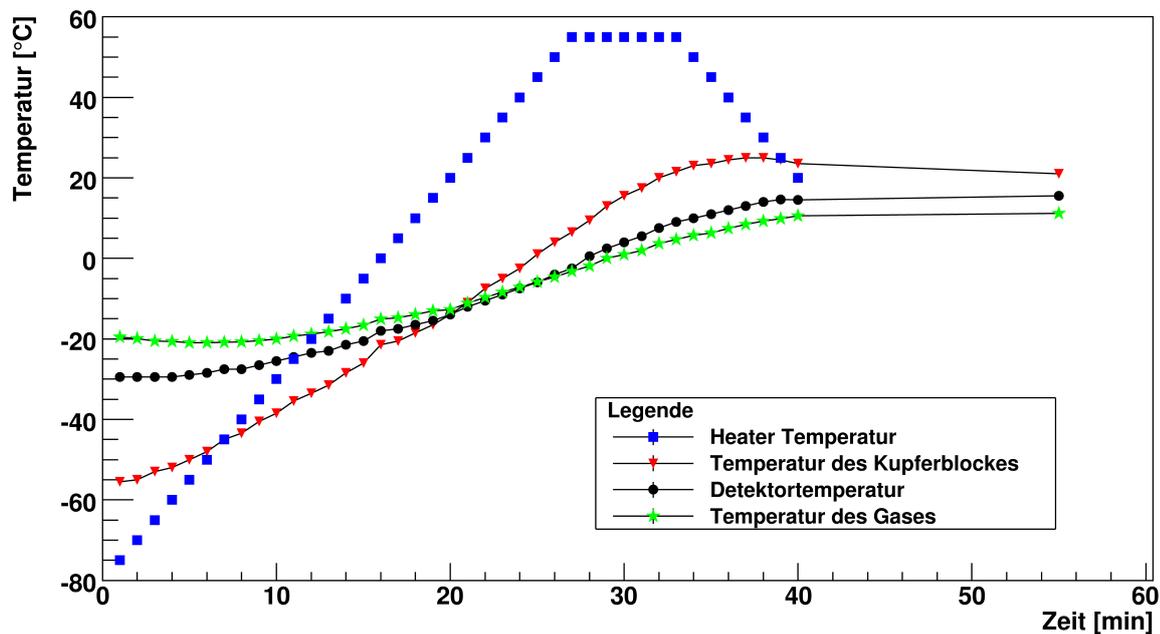


Abbildung 3.8: Temperaturverläufe von Heater-Kammer ■, Kupferkühlblock ▼, Detektor ● und der Luft ★ für einen Aufwärmvorgang aufgetragen. Der Temperaturverlauf der drei Bauelemente hängt von dem Temperaturverlauf der Heater-Kammer ab. „Luft“ bezeichnet den Gasinhalt der Plexiglasbox, der hauptsächlich aus Stickstoff besteht.

3.4 Funktionsweise einer Laser-Messung

Das Ziel ist es, eine orts aufgelöste Information über die Ladungssammlung zu erhalten. Dazu wurden die Lasermessungen in dieser Arbeit nach folgendem Prinzip durchgeführt: Ein Triggersignal wird an den Laserpuls-Generator⁵ geschickt, der daraufhin einen Laserpuls aussendet. Nach einer Verzögerungszeit („Delay“), gegeben durch die Elektronik und die Kabellängen, wird von der Mutterplatine („Motherboard“) ein Auslesepuls an die Beetle-Chips gesendet und die Antwort für jeden Kanal des Detektors ausgelesen. Dies wird für jeden Messpunkt mehrfach (z.B. 1000 mal) durchgeführt um die Genauigkeit zu erhöhen. Danach wird der nächste Punkt der Messung in der x/y-Ebene angesteuert, welche nach einem vorgegebenen Gitter gerastert ist. Die Schrittgröße bei den Messungen liegt üblicherweise bei $5\ \mu\text{m}$ für grob aufgelöste Messungen und $2\ \mu\text{m}$ für präzise Messungen, was der Breite des Laserstrahles bei guter Fokussierung entspricht (siehe Abschnitt 4.3). Auf diese Weise wird ein Bereich des Detektors gescannt, der üblicherweise der Größe einer Einheitszelle entspricht. Diese ist definiert als ein Quadrat, dessen Kantenlänge dem Streifenabstand entspricht. Aufgrund der periodischen Struktur des Detektors ist davon auszugehen, dass sich die Messergebnisse auf den gesamten Detektor übertragen lassen.

⁵PDL 800 der Firma PicoQuant

3.4.1 Das SCT-DAQ-System

Bisher wurde für die Labormessungen das SCT-DAQ⁶-System, welches auch im ATLAS-SCT verwendet wird, genutzt. Dieses binäre Auslesesystem liefert lediglich eine Information darüber, ob das Signal in einem Kanal über einer vorher gewählten Schwelle liegt. Da bei dieser Art der Messungen aber keine Information über die Signalhöhe vorliegt, ist es für die Auswertung solcher Test-Messungen notwendig, die Schwelle für jeden Messpunkt über einen breiten Bereich zu variieren. Ist die Schwelle zu hoch gesetzt wird kein „Hit“ gezählt, bei Verringerung der Schwelle steigt die Zahl der „Hits“ an, bis schließlich bei kleiner Schwelle jedes mal ein „Hit“ gezählt wird. Mit einem Fit einer Sigmoidfunktion (S-Kurve) lässt sich die Signalhöhe als Differenz zwischen rechts- und linksseitigem Grenzwert ermitteln.

3.4.2 Das ALiBaVa-System

Im Rahmen der RD50-Kollaboration wurde ein semi-analoges Auslesesystem (ALiBaVa⁷) entwickelt [Her09]. Dieses System eignet sich sehr gut für schnelle Tests im Labor, da aufgrund der analogen Auslese jeweils sofort Informationen über die Signalhöhe zur Verfügung stehen, und wurde konstruiert, um bis zu zwei Detektoren mit jeweils bis zu 128 Streifen auslesen zu können. Die Vorteile des Systems sind seine kompakte Bauweise und die universelle Einsetzbarkeit, denn es kann sowohl an einem Lasermessstand, als auch an einem Messstand mit einer radioaktiven Quelle verwendet werden. Diese Funktionalität liegt an dem Vorhandensein eines Trigger-In (für β -Aufbau) sowie eines Trigger-Out (für Laser Aufbau) Blocks. Ein weiteres Ziel der Entwicklung war es, Messungen untereinander einfach vergleichen zu können.

In Abb. 3.9 ist dieses Auslesesystem skizziert. Es besteht aus drei wesentlichen Komponenten: Dem Daughterboard, dem Motherboard und der Spannungsversorgung. Das Daughterboard enthält zwei Beetle-Chips ([Lös06]) mit je 128 Kanälen zur Auslese der Daten. Diese Chips werden auch im LHCb Experiment verwendet [Aga04] und wurden von der Universität Heidelberg entwickelt [Löc06]. Das ALiBaVa-System verwendet einen 10-bit flash ADC mit einer Abtastrate von 40 MHz und einer Auflösung (LSB⁸) von 2 mV [Her08]. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden die Signalgrößen in ADC angegeben.

An das Daughterboard kann zudem die Spannung für die Detektoren angelegt werden, die direkt auf dem Daughterboard durch einen Tiefpassfilter geglättet wird. Während dieser Arbeit standen zwei Hochspannungsquellen zur Verfügung: Ein Keithley 237⁹ für Spannungen bis zu 1,1 kV und ein Iseg SHQ 222M ([Ise01]) für Spannungen bis 2 kV. In unmittelbarer Nähe eines der Beetle-Chips ist ein Temperatursensor angebracht. Sämtliche Daten gelangen mittels Flachbandkabel zum „Motherboard“ und werden dort zwischengespeichert und weiterverarbeitet. Das Motherboard ist über ein USB-Kabel mit dem PC verbunden. Es verfügt außerdem über einen Trigger-Generator für die Lasermessungen, sowie eine Koinzidenz-Einheit für Messungen mit einer radioaktiven Quelle.

⁶Data Acquisition = Datennahme

⁷Analogue Liverpool Barcelona Valencia read out System

⁸less significant bit

⁹237 – High Voltage Source-Measure Unit der Firma Keithley

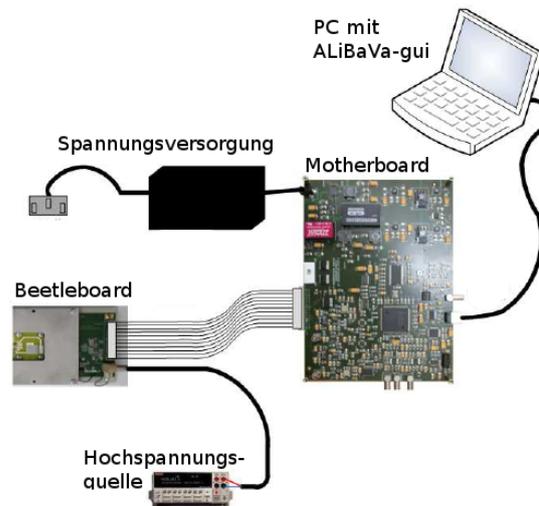


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau des ALiBaVa-Systems mit Daughterboard (Beetleboard), einem Detektor, Motherboard und der Hochspannungsquelle [Her08].

3.4.3 Die Messsoftware „ALiBaVa-gui“

Für das ALiBaVa-System wurde eine einheitliche Software, „ALiBaVa-gui“ [Lac09], geschrieben, welche den Vergleich der Messungen erleichtern soll. Die Software ist einfach zu bedienen und übersichtlich. Es handelt sich hierbei um eine in C++ für Unix/Linux-Systeme geschriebene Software, welche im Gegensatz zum „alten“ SCT-DAQ-System über eine grafische Oberfläche verfügt. Es wurde die Möglichkeit geschaffen, spezielle selbst geschriebene Zusatzfunktionen, „Plugins“, an definierten Stellen im Programmcode einzubinden.

ALiBaVa-gui verfügt über fünf verschiedene Messmodi: „Calibration“, „Laser sync.“, „Laser run“, „RS¹⁰ run“ und „Pedestals“. Für die Lasermessungen sind vor allem die drei Modi „Laser sync.“, „Laser run“ und „Pedestals“ von Bedeutung.

Modus „Calibration“

Der Kalibrationsmodus dient dazu, eine Umrechnung zwischen ADC-Werten und der im Detektor gemessenen Ladung in Elektronen zu finden. Jeder Beetle-Chip verfügt über 128 Kanäle und jeder dieser Kanäle besitzt einen eingebauten Kondensator. Diese werden im Kalibrationsmodus mit einer definierten Spannung geladen und beim Entladevorgang wird der gemessene ADC-Wert dieser Ladung zugeordnet. Es ergibt sich eine linearer Zusammenhang für jeden Kanal, aus dessen Steigung sich die Verstärkung in Ladung pro ADC-Einheit angibt. Die Verstärkung ist jedoch abhängig von der Temperatur und davon, ob ein Detektor an die Kanäle gebondet ist, denn dann wandert ein Teil der Ladung in den Detektor und nicht in den Chip. Dies würde dazu führen, dass ein kleinerer ADC-Wert der entsprechenden Ladung zugeordnet wird folglich würde daraus eine zu große Ladung resultieren.

¹⁰radioactive source

Modus „Laser sync.“

Der Lasersynchronisationsmodus dient zur Bestimmung der Verzögerungszeit zwischen dem Trigger für den Laserpuls-Generator und dem Auslesepuls. Der Bereich, der gescannt werden soll, lässt sich zwischen 0 ns und 6375 ns einstellen und auch die Schrittweite (minimal 1 ns) lässt sich variieren. Für eine ausführlichere Beschreibung und Messbeispiele siehe Abschnitt 4.1.

Modus „Laser run“

Dieser Modus ist für die eigentlichen Messungen mit einem Laser vorgesehen. Der Laser wird mit Hilfe der Software getriggert und nach einer Verzögerungszeit, welche im „Laser sync.“-Modus bestimmt wurde, werden die Beetle-Chips ausgelesen. Es wird also die Energie abzüglich der kinetischen Energie der Photoelektronen gemessen, die der Laser im Detektor deponiert. Das Abscannen einer Detektorfläche ist jedoch in diesem Modus nicht vorgesehen und wurde später über ein Plugin implementiert.

Modus „RS run“

Der Modus dient zur Messung der Ladungssammlung unter Benutzung einer radioaktiven Quelle für die Ladungsdeposition im Detektor. Der Modus unterstützt zwei Szintillatoren als Trigger des Auslesepulses. Darüber hinaus kann aber auch eine externe Koinzidenz-Einheit verwendet werden. Deren Signal wird auf einen dritten Triggereingang gelegt. In diesem Fall wird in der Software ALiBaVa-gui definiert, dass die Koinzidenz extern geprüft wird. Jedes eingehende Triggersignal führt so zu einer Auslese des Detektors. Werden die Szintillatorsignale hingegen einzeln eingeführt, lässt sich die Triggerlogik direkt in ALiBaVa-gui über ein grafisches Menü konfigurieren.

Modus „Pedestals“

In diesem Modus wird das Signal des Detektors ausgelesen, ohne dass ein externer Trigger (z.B. Laser oder Szintillator) benutzt wird. Der Pedestal-Modus dient dazu, das Nullniveau der einzelnen Kanäle zu bestimmen, also das intrinsische Signal, welches das System misst, sofern keine Ladung gesammelt wird. Aus diesen Messungen lässt sich unter anderem das Detektorrauschen berechnen.

Online Monitoring

Ein Teil von ALiBaVa-gui ist das Online-Monitoring der Daten, welches es beim SCT-DAQ-System nicht gab. Es bietet die Möglichkeit, Daten direkt während der Messung anzuzeigen,

wodurch Auffälligkeiten sofort geprüft werden können. Der Online Monitor stellt verschiedene Arten der Histogrammierung zur Verfügung. Es können Rauschen und die Pedestalwerte betrachtet werden. In der Trefferkarte („Hit Map“) ist sofort ersichtlich, welche Kanäle wie häufig ein Signal detektieren. Weiterhin wird eine Verteilung der gesammelten Ladung generiert, welches auch sehr nützlich zur Fehlersuche sein kann. Es lassen sich die Temperatur und der Common-Mode anzeigen. Die Temperatur wird jedoch mit einem Sensor gemessen, der direkt neben einem der Beetle-Chips platziert ist aber aufgrund der großen Distanz zum Detektor nur schlecht die Temperatur des Detektors wiedergibt. Wichtig für die Modi wie Kalibration oder Laser-Synchronisation ist die Darstellung des Signals in Abhängigkeit von der injizierten Ladung oder der Verzögerungszeit.

3.5 Die Steuerung der Lineartische

Da das neue Auslesesystem „ALiBaVa“ nur über eine Steuersoftware für Linux-Systeme verfügt, musste die Software für die Motorsteuerung, da diese auf Microsoft Windows 2000 beschränkt war, im Rahmen dieser Arbeit für Linux-Systeme neu geschrieben werden. Da der MM4005 über die serielle Schnittstelle betrieben wird, soll diese knapp beschrieben werden. Bei der seriellen RS232-Schnittstelle, handelt es sich um eine Schnittstelle ohne Taktgeber. Es gibt insgesamt neun Leitungen, von denen eine die Empfangs- und eine die Datenleitung ist. Daneben gibt es eine Erdungsleitung („Ground“) und verschiedene Statusleitungen, die unter anderem anzeigen, ob das Gerät bereit zum Empfangen oder Senden ist. Genauere Details sind in Tab. 3.2 aufgeführt.

Pin	Bedeutung
1	Trägersignal ermitteln
2	Empfangsdaten (RX oder RD)
3	Sendedaten (TX oder TD)
4	Datenterminal bereit (DTR)
5	Schutzerde
6	Betriebsbereitschaft
7	Empfangsbereitschaft
8	Senderlaubnis
9	Aufrufsignal

Tabelle 3.2: Übersicht über die Pinbelegung einer 9-Port seriellen Schnittstelle.

Die Datenübertragung bei der seriellen Schnittstelle startet mit einem Start-Bit (logisch 0), gefolgt von bis zu acht Datenbits. Abschließend folgt ein Stopp-Bit (logisch 1). Logisch 0 ist definiert als Spannung zwischen +3 V und +25 V, wohingegen logisch 1 als Spannung im Bereich von -25 V bis -3 V definiert ist.

Da der Motion Controller MM4005 die oben genannten Statusleitungen nicht verwendet, musste dies auch bei der Programmierung der Steuerung berücksichtigt werden [Pea98] [Int09]. Es wurde eine C++ Klasse programmiert, die Funktionen enthält, welche es ermöglichen beliebige rechteckige Flächen mit dem Motion Controller abzufahren. Diese Klasse wurde als

Plugin in ALiBaVa-gui implementiert, so dass orts aufgelöste Lasermessungen über ein beliebiges Rechteck auf der Detektorfläche möglich sind.

4 Vorbereitende Messungen

In diesem Kapitel sollen die Messungen, welche zur Prüfung der Funktionsfähigkeit des Systems durchgeführt wurden, kurz beschrieben werden. Während dieser Arbeit wurde ein komplett neues Auslesesystem installiert mit dem neue Detektoren vermessen wurden. Zur Charakterisierung unbekannter Detektoren bestand die Notwendigkeit, Systemparameter zu erfassen und Probleme zu lösen, beziehungsweise Fehler zu beheben.

Es soll zuerst auf die Bestimmung der Verzögerungszeit zwischen Lasertrigger und Auslesepuls eingegangen werden. Anschließend wird am Beispiel eines bekannten ATLAS-SCT-Moduls durch den Vorgang einer Messung geführt, anhand derer geprüft wurde, ob das ALiBaVa-System mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modifikationen, insbesondere hinsichtlich der Motorsteuerung, funktioniert.

Für sämtliche Messungen bei denen ein Laser benutzt wird ist es erforderlich den Detektor in gewünschter Weise relativ zum Laser auszurichten. Um eine möglichst genaue Ortsinformation zu erhalten wurde der Laser für die Messungen in dieser Arbeit so ausgerichtet, dass er senkrecht auf den Detektor trifft und sich die Oberfläche des Detektors im Fokus des Lasers befindet.

4.1 Bestimmung der Verzögerungszeit

Bevor Lasermessungen durchgeführt werden können, muss die Verzögerungszeit zwischen dem Trigger-out-Puls, der einen Initialisierungspuls an den Laserpulsgenerator sendet und dem LVDS¹¹ „fast Control Signal“, welches den Beetle-Chips die Auslese der Daten signalisiert, eingestellt werden. Für diesen Zweck gibt es den als „laser sync.“ bezeichneten Modus in der Software ALiBaVa-gui.

Wie ein Scan der Verzögerungszeit aussehen sollte, zeigt die Simulation in Abb. 4.1, mit einer Schrittweite von 10 ns und einem Delay-Bereich von 0 ns bis 1000 ns. Der Puls besitzt eine steil ansteigende Flanke, welche asymptotisch gegen 0 ADC abflacht. Die optimale Verzögerungszeit entspricht dem Zeitwert des Pulsmaximums, der sich in der Simulation bei etwa 300 ns befindet.

In der Realität wird eine Pulsform beobachtet, welche deutlich kürzer ist (siehe Abb. 4.2 und 4.3). Durch eine Kombination aus zwei Verzögerungseinheiten kann ein großer Zeitbereich von $(25 \times 255) \text{ ns} = 6375 \text{ ns}$ abgedeckt werden [Her08]. In Abb. 4.2 sind die Mittelwerte pro Scanschritt einer Messung der Verzögerungszeit für mehrere Kanäle aufgetragen. Es wurde eine Schrittweite von 1 ns und ein Verzögerungszeit-Bereich von 1000 ns bis 1100 ns

¹¹ „Low Voltage Differential Signaling“, welches z. B. für Ein- und Ausgangskanäle in FPGAs integriert wird. Die niedrigen Spannungspegel bewirken, dass LVDS-Signale gegenüber elektromagnetischen Störungen empfindlich sind.

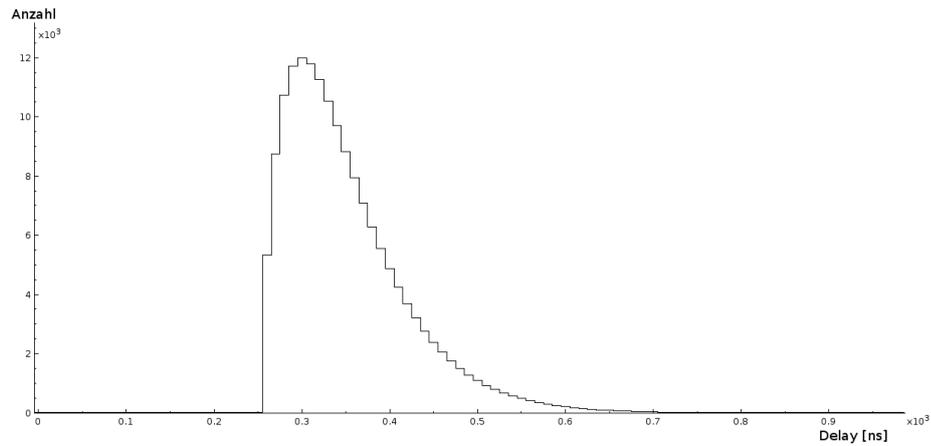


Abbildung 4.1: Simulation eines Delayscans mit ALiBaVa-gui im Bereich von 0 ns bis 1000 ns. Das Maximum des Pulses entspricht der Verzögerungszeit des Aufbaus, hier 300 ns.

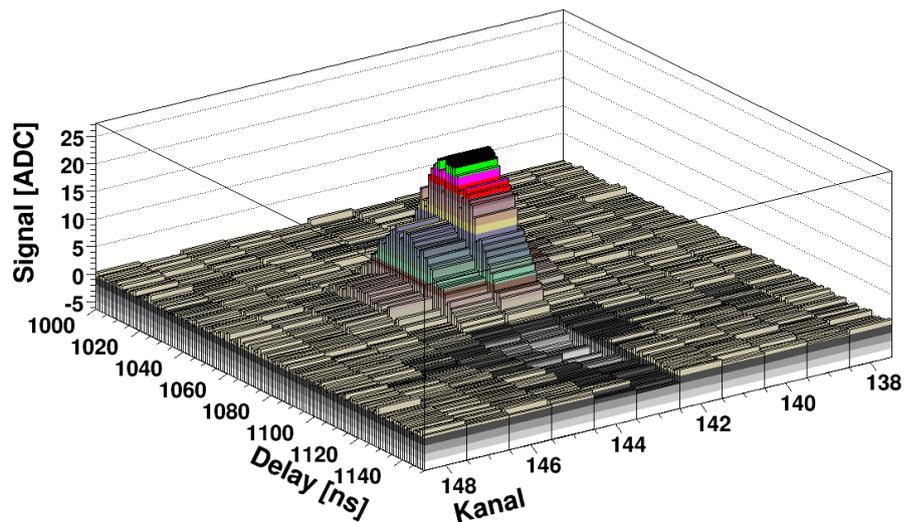


Abbildung 4.2: Signalthöhe in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit für mehrere Kanäle. Zu sehen ist ein maximales Signal in Kanal 143. Der Signalpuls steigt erst schnell an und fällt langsamer ab. Es ist ein negativer Nachschwinger zu sehen, bis das Signal auf Null zurückgeht.

gewählt, nachdem der Zeitbereich zuvor auf dieses Intervall eingeschränkt worden war. Die tatsächliche Verzögerungszeit von 1064 ns, welche anhand des Maximums des Pulses bestimmt wurde, liegt innerhalb dieses Bereiches. Deutlich genauer lässt sich dies in Abb. 4.3 erfassen, welche die Pulsform für den Kanal mit der höchsten Signalstärke zeigt. Die Verzögerungszeit hängt hauptsächlich von der Elektronik ab und nur wenig von dem verwendeten Detektor. Daher muss die Verzögerungszeit nicht vor jeder Messung neu bestimmt werden.

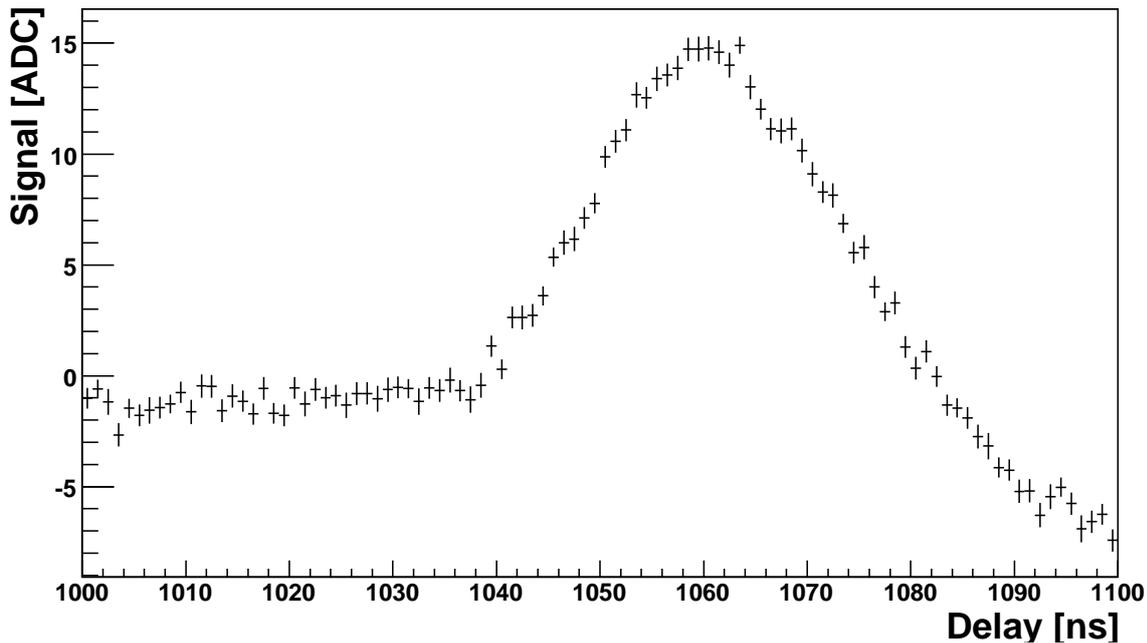


Abbildung 4.3: Dargestellt ist Kanal 143 aus Abb. 4.2. Die beschriebene Pulsform ist deutlich sichtbar und die tatsächliche Verzögerungszeit von 1064 ns wird anhand des Pulsmaximums bestimmt.

4.2 Testmessungen mit einem bekannten Streifendetektor

Für die Testmessungen des Systems wurde ein bekannter, unbestrahlter ATLAS-SCT-Siliziumstreifendetektor [Ahm07] verwendet. Aufgrund der Platzierung des Detektors im Experiment an den Endkappen des ATLAS-SCT ist dieser Trapezförmig (siehe Abb. 4.4), d.h. der Streifenabstand ist nicht konstant sondern auf der Ausleseseite am größten und nimmt zur gegenüberliegenden Seite ab, sodass sich ein durchschnittlicher Abstand von ca. $60\text{ }\mu\text{m}$ ergibt. Weitere Spezifikationen sind in Tab. 4.1 aufgelistet. Der Detektor wurde lediglich an einen Chip gebondet, so dass nur die Daughterboardkanäle 129-256 mit 128 der 768 Detektorkanäle verbunden waren. In Abb. 4.4 ist die verwendete Testhalterung mit dem gebondeten Sensor unter dem Mikroskop zu sehen.

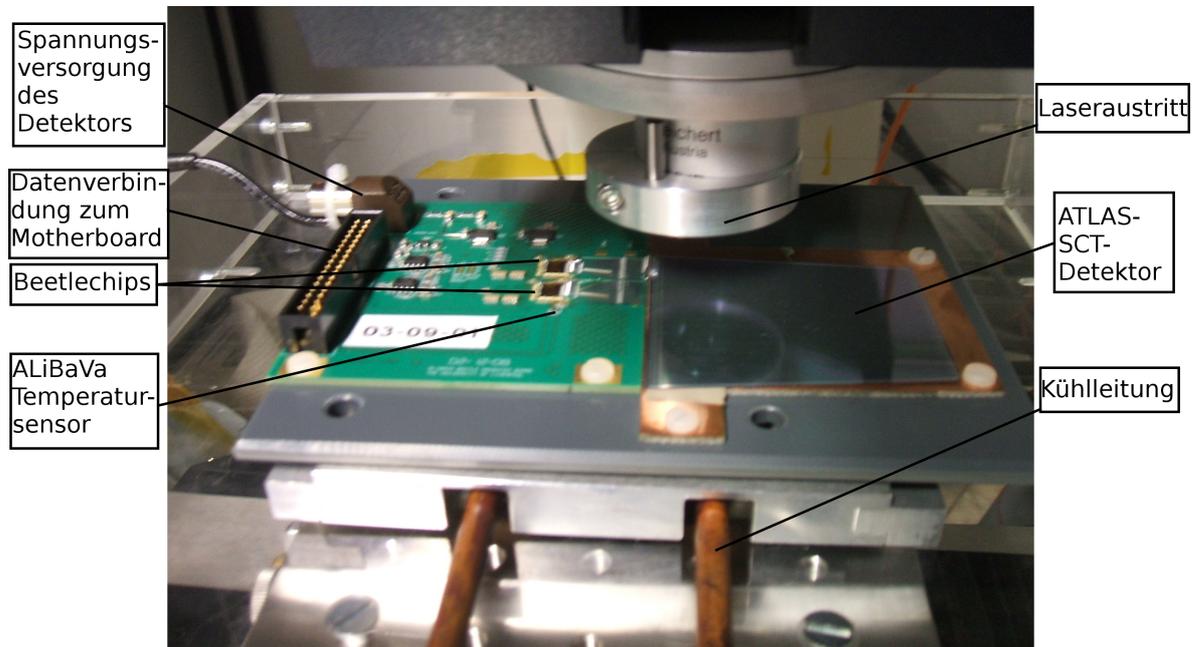


Abbildung 4.4: Foto des ATLAS-SCT-Testmoduls auf dem PVC-Trägersubstrat im Lasermessstand.

Parameter	Wert
Streifen-pitch [μm]	56,9-69,2
Länge [μm]	61.060 ± 25
Dicke [μm]	285 ± 15
Material	<i>n</i> -Typ
Resistivität [$\text{k}\Omega\text{cm}$]	> 4
Auslestreifenbreite [μm]	16-22
Maximale Spannung [V]	500
Verarmungsspannung [V]	< 150
Kopplungskapazität [pF/cm]	$> 20 @ 1 \text{ kHz}$
Streifenanzahl	768
Gesamtleckstrom I_L bei 150 V und 20°C [μA]	< 6
I_L nach 10 Jahren bei 450 V und -18°C [μA]	< 250

Tabelle 4.1: Spezifikationen und Anforderungen der ATLAS-SCT-Detektoren [Ahm07]. Der für die Messungen in diesem Kapitel verwendete Detektor hat die Anforderung bezüglich der Durchbruchspannung nicht erfüllt und wurde daher nicht im ATLAS-SCT verbaut, ist aber dennoch für die gewünschten Testmessungen ausreichend funktionsfähig.

4.2.1 Bestimmung des Rauschens und des Sockelwertes („Pedestal“)

Der Sockelwert („Pedestal“) definiert sich durch das Ausgabesignal, welches gemessen wird, ohne dass ein Teilchen im Detektor Ladung deponiert. Dieser wird im Voraus für jeden Kanal einzeln bestimmt und von jedem Datensatz als Offset subtrahiert.

Um den Pedestal zu bestimmen wird bei einer Pedestal-Messung eine große Anzahl (etwa 10.000) Auslesetrigger gesendet und für jeden Kanal ein Gaußfit an diese Daten durchgeführt, dessen Mittelwert den Pedestal des Kanals wiedergibt. Aufgrund der großen Zahl der Ereignisse ist der statistische Fehler solch einer Messung gegenüber systematischen Fehlern vernachlässigbar.

Die Breite der Gaußverteilung gibt die Größe des Rauschens an, welches in Abb. 4.5 für die gebondeten Kanäle eines Beetle-Chips in Abhängigkeit von der Spannung dargestellt ist.

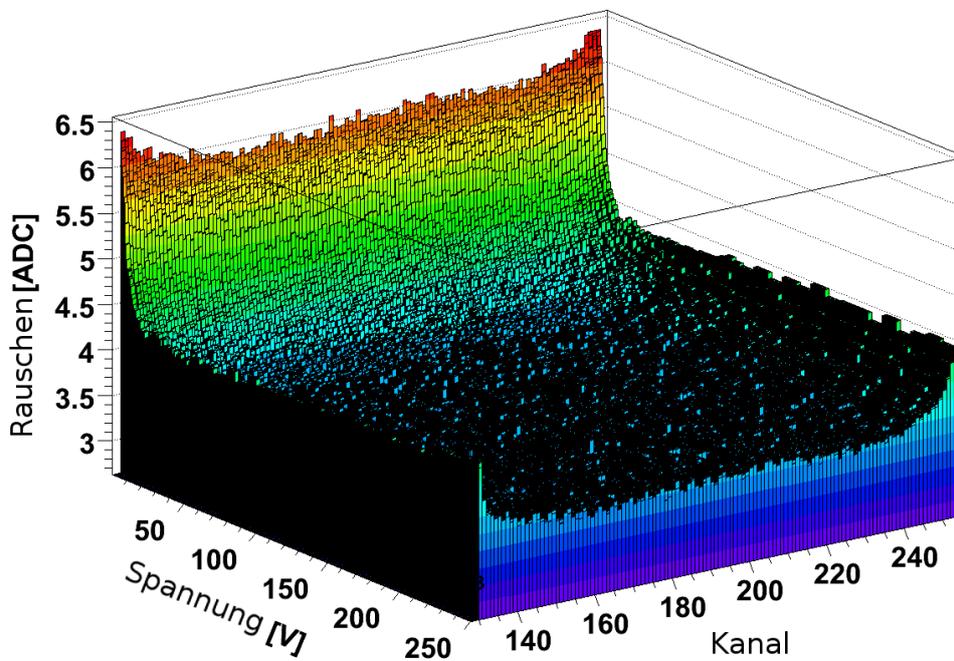


Abbildung 4.5: Rauschen in Abhängigkeit von der Spannung für einen Beetle-Chip, gebondet an einen ATLAS-SCT-Siliziumdetektor, gemessen bei Raumtemperatur.

Darüber hinaus sind Temperatur und angelegte Detektorspannung wichtige Messparameter, da das Rauschen hiervon abhängt (siehe Gl. 2.22). Bei zunehmender Spannung nimmt das Rauschen ab, solange noch keine Vollverarmung erreicht ist (siehe Abschnitt 2.4.4).

Beispielhaft stellt Abb. 4.6 das Rauschen in Abhängigkeit von der angelegten Spannung in einem einzelnen Kanal dar. Die Verarmungsspannung U_{fd} , hier ca. 30 V, ist definiert durch den Übergang der abfallenden Flanke, welche durch die Diffusion der Ladungsträger aufgrund unzureichender Feldstärken zustande kommt, zum Plateaubereich (mit spannungsunabhängigem Rauschen). Generell ist eine grobe optische Abschätzung ausreichend, da der exakte Wert für

die Messungen und den späteren Betrieb keine Rolle spielt, solange es möglich ist eine höhere Spannung anzulegen.

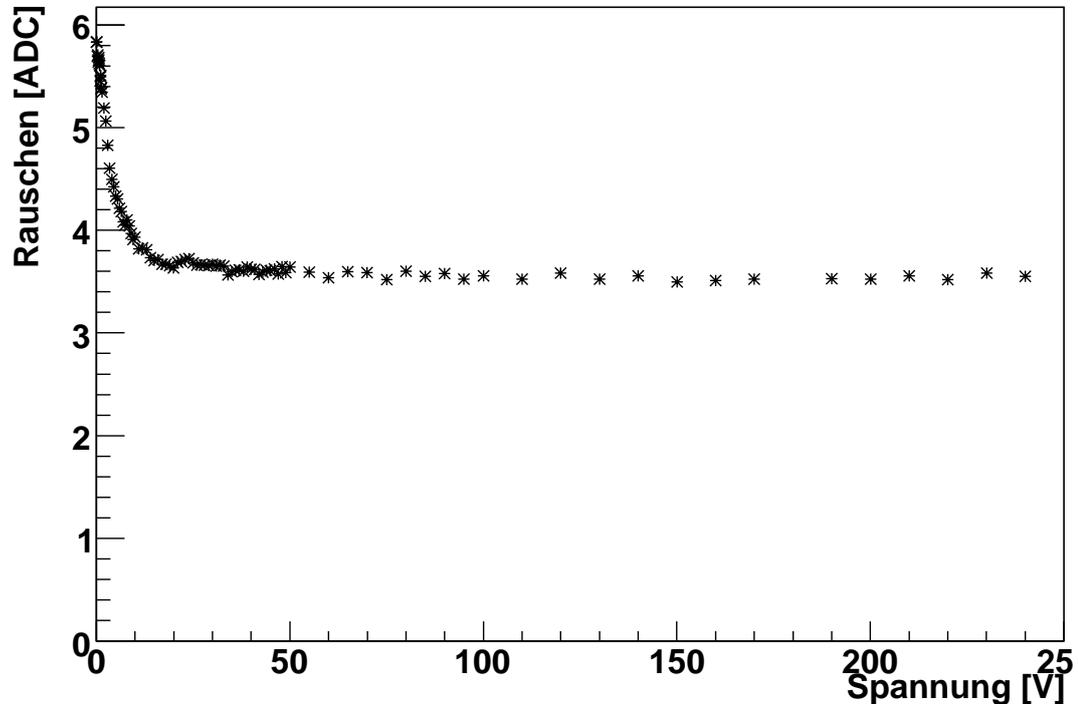


Abbildung 4.6: Exemplarische Darstellung des Rauschens für einen ausgewählten Kanal aus Abb. 4.5, hier Kanal 192. Anhand des Verlaufes lässt sich grob die Spannung $U_{fd} = 30\text{ V}$ bestimmen, bei welcher der Detektor voll verarmt ist.

Abbildung 4.5 zeigt außerdem einen Anstieg des Rauschens an beiden Enden des gebundenen Kanalspektrums. Die Ursache liegt in den Beetle-Chips begründet, die zu Beginn einen sogenannten Header senden, in welchem Informationen zur Identifikation des Chips und der Anzahl der folgenden Kanäle enthalten sind. Dieser Header führt zu einem höheren Rauschen für die ersten 1-3 Kanäle des Chips (in diesem Fall wären das die Kanäle 129-131)¹². Der Störeinfluss des Header-Signals lässt sich reduzieren, wenn anstatt des mitgelieferten Flachbandkabels zur Verbindung von Daughterboard und Motherboard ein verdrehtes („twisted pair“) Flachbandkabel verwendet wird, bei dem jeweils zwei Nachbarleitungen paarweise umeinander gewickelt sind.

Die Pedestalbestimmung lässt sich durch die Common-Mode-Korrektur (siehe Abschnitt 4.2.2) geringfügig verbessern. Es ist daher sinnvoll zwei Iterationen durchzuführen und mit einer Pedestalbestimmung zu beginnen. Anschließend wird mit diesen Pedestalwerten der Common-Mode berechnet, um mit seiner Hilfe in einem zweiten Durchgang durch Abzug des Common-Mode einen etwas genaueren Wert für den Pedestal zu erhalten.

¹²da der Beetle-Chip in Modus 3 betrieben wird. Obgleich dieser Modus mit einer Auslesedauer pro Trigger von $3,6\ \mu\text{s}$, langsamer ist, als die übrigen Modi mit Auslesedauern pro Trigger von $900\ \text{ns}$, erleichtert er die weitere Signalverarbeitung, da nur ein Header, anstatt, wie bei den anderen Modi vier bis acht Header, gesendet wird [Her08], [Lös06].

In Abb. 4.7 ist exemplarisch die Verteilung der Pedestalwerte einer Messung mit einer angelegten Spannung von $U_b = 20\text{ V}$ für einen beliebigen Kanal aufgetragen. Der Gaußfit gibt die Daten qualitativ gut wieder und ergibt ein Rauschen von der Größe $(3,75 \pm 0,03)\text{ ADC}$. Die Pedestalwerte für die einzelnen Kanäle bewegen sich im Bereich von 450 ADC bis 500 ADC counts.

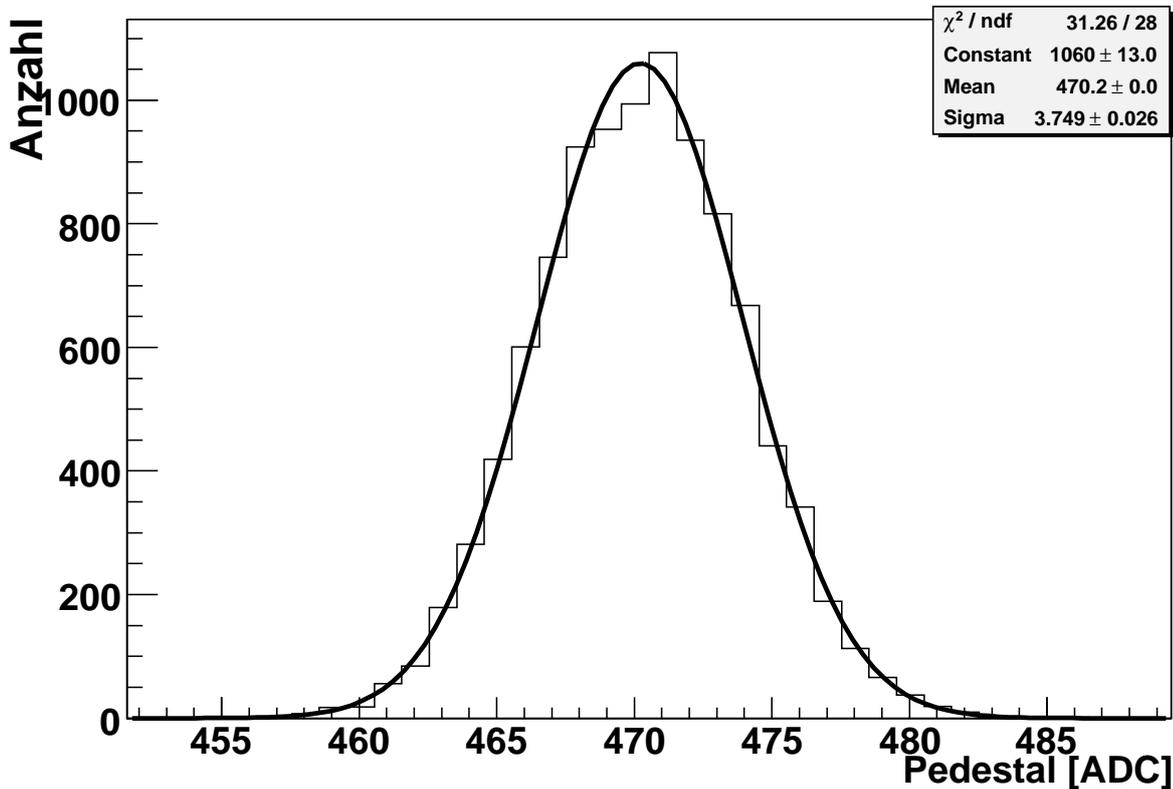


Abbildung 4.7: Pedestal Verteilung bei $U_b = 20\text{ V}$ für Kanal 192 mit einem Gaußfit, welcher die Daten gut wiedergibt.

In Abb. 4.8 ist für den gebondeten Chip für jeden Kanal das Rauschen vor der Common-Mode-Korrektur (oben) und nach der Common-Mode-Korrektur (unten) abgebildet. Die Common-Mode-Korrektur bewirkt eine deutliche Reduktion des Rauschens (für beide Chips), die sich bei dem gebondeten Chip (Kanäle 129-256) stärker auswirkt und dazu führt, dass das Rauschen auf etwa 3,6 ADC reduziert wird.

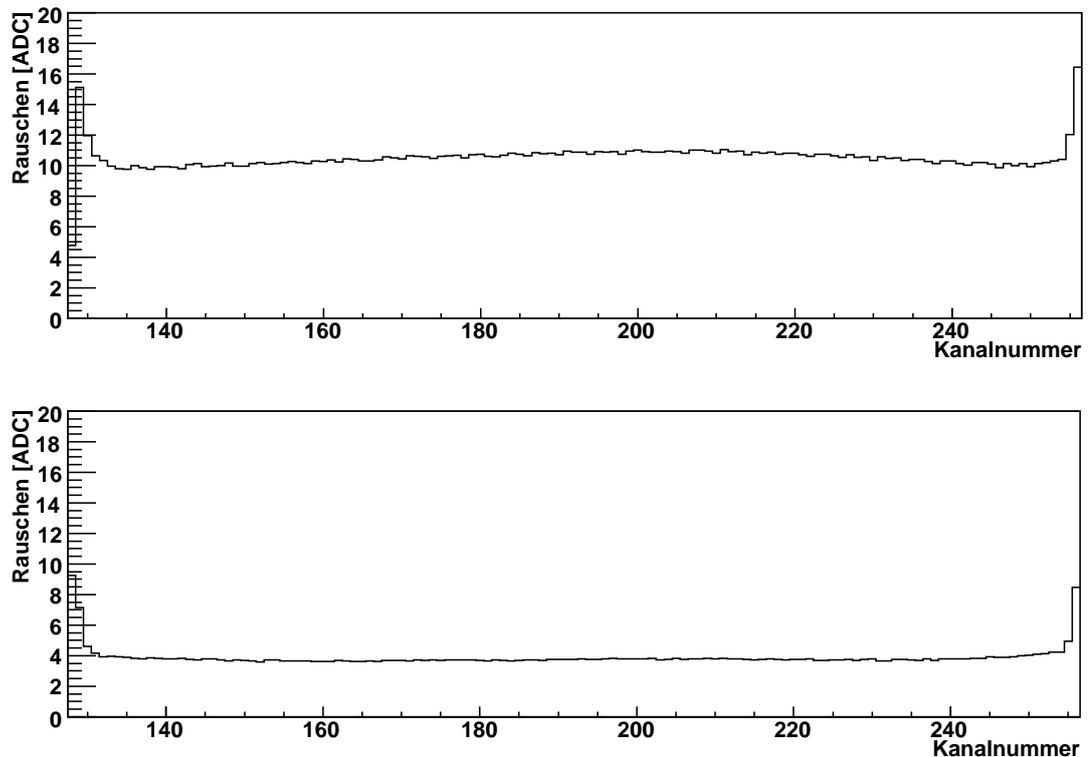


Abbildung 4.8: *Rauschen für alle Kanäle des gebondeten Chips aus einer Pedestalmessung bei $U_b = 20$ V. Oben: Vor der Common-Mode-Korrektur; unten: Nach der Common-Mode-Korrektur.*

4.2.2 Berechnung des Common-Mode

Neben dem Pedestal (siehe Abschnitt 4.2.1) gibt es einen weiteren Korrekturterm, den es bei der Bestimmung der tatsächlichen Signalhöhe zu berücksichtigen gilt, den Common-Mode. Dieser äußert sich zumeist in einem Gleichtaktschwingen der Elektronik, was impliziert, dass der Pedestal aller Kanäle für jedes Event einen anderen Wert aufweist. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen schienen Common-Mode-Berechnungen nullter Ordnung das Gleichtaktschwingen gut genug zu beschreiben, um auf Berechnungen höherer Ordnung verzichten zu können. Bei der Common-Mode-Korrektur nullter Ordnung wird angenommen, dass das Signal, aller Kanäle mit denselben Spezifikationen, zur gleichen Zeit um den gleichen Wert fluktuiert.

Um den Common-Mode einer Messung zu berechnen, benötigt man den entsprechenden Pedestal des Kanals. In nullter Näherung existiert für jedes Event ein Common-Mode-Wert pro Chip, welcher sich aus der Abweichung der gemessenen Signalwerte zum Pedestal pro Kanal berechnet, siehe G. 4.1. Es werden Kanäle unberücksichtigt gelassen, welche eine sehr große Abweichung zum Pedestal des entsprechenden Kanals, etwa aufgrund eines Hits, zeigen (siehe Gl. 4.3). Der Common-Mode wird daher in drei Schritten berechnet. In einem ersten Durchlauf werden die Signale aller Kanäle verwendet. Aus den Abweichungen der Signale s_i vom

Pedestal p_i berechnet sich pro Event ein Mittelwert, der Common-Mode,

$$C = \frac{\sum_{i=1}^n (s_i - p_i)}{n}, \quad (4.1)$$

mit dem Fehler

$$\sigma_C = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (s_i - p_i)^2}{n} - \left(\frac{\sum_{i=1}^n (s_i - p_i)}{n}\right)^2}. \quad (4.2)$$

Dabei bezeichnet i die Kanalnummer und n die Gesamtzahl der Kanäle.

Im zweiten Durchlauf werden für die Common-Mode-Berechnung nur die Kanäle berücksichtigt, welche die Bedingung

$$|(s_i - p_i - C)/\sigma_C| < 5 \quad (4.3)$$

erfüllen. Mit diesem neuen Common-Mode C und seinem Fehler σ_C wird auf gleiche Weise in erneuter Iteration der endgültige Common-Mode-Wert berechnet.

In Abb. 4.9 ist der Common-Mode für beide Beetle-Chips für eine Pedestalmessung aufgetragen. Der Common-Mode ist dabei annähernd gaußförmig um Null verteilt. Da der Common-Mode im wesentlichen eine statistische Fluktuation um den Pedestal ist, erscheint eine gaußförmige Verteilung realistisch. Es ist jedoch ein Ausläufer zu hohen ADC-Werten zu erkennen, weswegen das χ^2/ndf des Fits sehr groß ist und das Sigma des Gaußfits deutlich kleiner ist, als der RMS-Wert.

Ein Grund für die größere Breite der Common-Mode-Verteilung von Chip zwei könnte der Temperatursensor sein, der sich in unmittelbarer Umgebung des Chips befindet (siehe Abb. 4.4) und dadurch stärker Störsignale einkoppeln kann.

4.2.3 Ortsaufgelöste Lasermessungen

Bevor der Detektor im Prüf-Messstand vermessen werden kann, sollte er für die Messung optimal ausgerichtet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Detektoren so ausgerichtet, dass der Laser senkrecht zu der Detektoroberfläche ausgerichtet war und eine der beiden Achsen (x/y) annähernd parallel zu den Streifen des Detektors verlief. Für eine ortsaufgelöste Messung der Ladungsträgersammlung über die Detektorfläche wird der Detektor in der x/y-Ebene mit Hilfe der motorgetriebenen Lineartische schrittweise bewegt.

Es wurden üblicherweise Flächen der Größe einer Einheitszelle abgescannt. Diese ist definiert als ein Quadrat dessen Seitenlänge annähernd dem Streifenabstand entspricht.

Das Signal ändert sich in den zwei Kanälen, zwischen denen der Laser bewegt wird, in Abhängigkeit von der Laserposition. Um die Information über die ortsabhängige Ladungssammlung zu erhalten, wird der aus der Signalverteilung pro Kanal und Scan-Punkt bestimmte Mittelwert addiert. Weist ein Kanal ein besonders hohes Signal auf, bedeutet dies, dass der Laser mittig auf diesen Streifen ausgerichtet wurde.

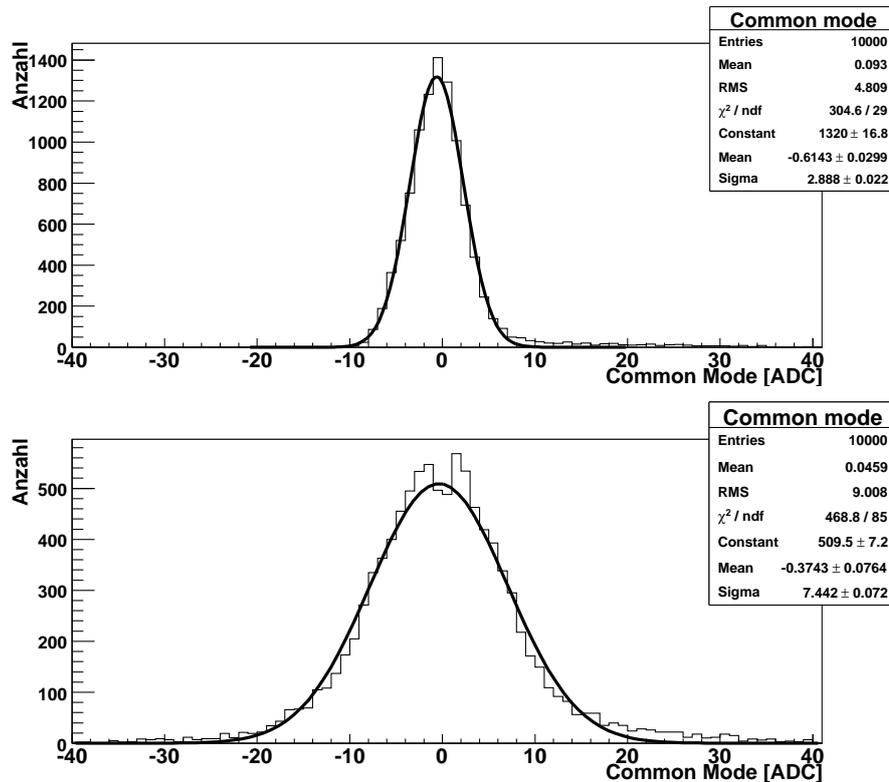


Abbildung 4.9: Verteilung des Common-Mode für eine Pedestalmessung mit 10.000 Events. Im oberen Histogramm ist die Verteilung des ungebundenen Chips und im unteren vom gebundenen Chip dargestellt.

Dementsprechend gering ist das Signal für die gleiche Laserposition im Nachbarkanal. Die Signale jeweils eines Kanals, der während des Scans vom Laser getroffen wurde sind in Abb. 4.10 zu sehen. Links ist das Signal für den in dieser Darstellung linken Kanal und rechts das für den rechten Kanal abgebildet.

Das hier gezeigte Signal der einzelnen Kanäle wird summiert. Dabei wird das Signal pro Messpunkt (d.h. gleicher x/y-Koordinaten) addiert. Abbildung 4.11 zeigt links das summierte Signal für eine Lasermessung mit einer angelegten Spannung von $U_b = 50 \text{ V}$ und rechts mit einer angelegten Spannung von $U_b = 100 \text{ V}$. Die gescannte Fläche beträgt $104 \mu\text{m} \times 104 \mu\text{m}$, ist also deutlich größer als eine Einheitszelle. Die verwendete Schrittgröße beträgt hier, wie bei allen detaillierten Messungen, $2 \mu\text{m}$.

Wie erwartet wird der Laserstrahl von der Aluminiumschicht zu einem Großteil reflektiert. Daher ist in den Bereichen der Metallisierung nur ein deutlich reduziertes Signal zu beobachten (siehe Abb. 4.11).

Das Signal links des äußeren linken Aluminiumstreifens fällt deutlich ab, da der Laserstrahl sich von diesem Streifen entfernt, dafür aber in den Ladungssammlungsbereich des nächsten Streifens wandert, welcher jedoch in der in Abb. 4.11 dargestellten Signalsumme nicht berücksichtigt ist. In der Mitte zwischen den Aluminiumstreifen befindet sich ein homo-

gener Bereich. Vom Aluminiumstreifen bis zum Plateaubereich steigt das Signal etwa kontinuierlich über ca. $6 \mu\text{m}$, an und sinkt dann leicht bevor es saturiert. Dies lässt darauf schließen, dass der Fokus des Laserstrahls eine Breite von etwa $4 \mu\text{m}$ hat, was die Messungen in [Ehr06] belegen. Beide Messungen, die in Abb. 4.11 dargestellt sind, wurden, da es sich um einen unbestrahlten Detektor handelt, bei Raumtemperatur durchgeführt. Der Anstieg des Signals bei Erhöhung der angelegten Spannung von 50 V auf 100 V lässt sich dadurch begründen, dass die Ladungsträger aufgrund des höheren elektrischen Feldes schneller driften und so im Auslesezeitfenster mehr Ladungen gesammelt werden können.

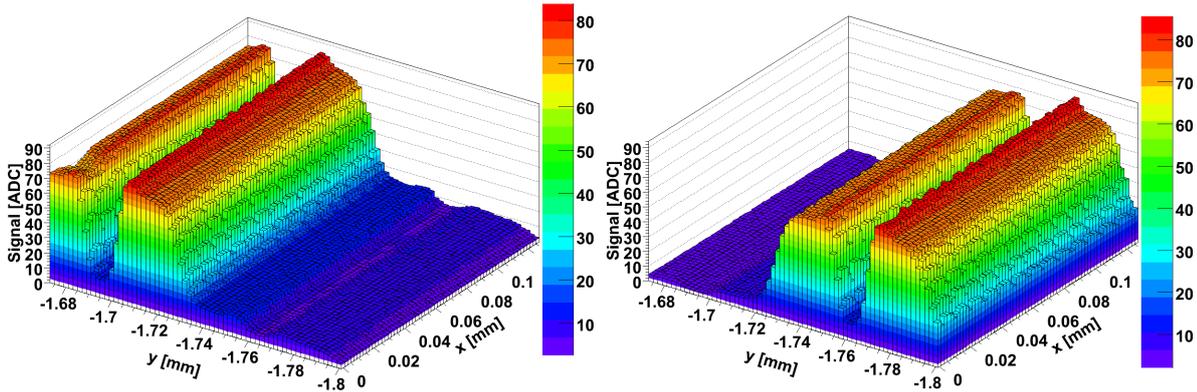


Abbildung 4.10: Signale der beiden getroffenen Kanäle bei $U_b = 50 \text{ V}$.

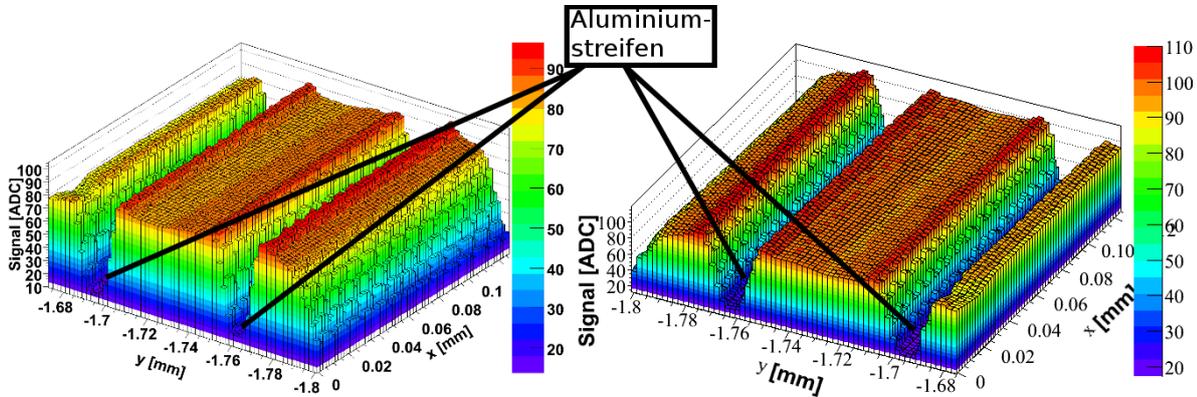


Abbildung 4.11: Links: Summation der beiden Schaubilder aus Abb. 4.10 der orts aufgelösten Lasermessung mit einem ATLAS-SCT-Detektor von CIS bei $U_b = 50 \text{ V}$ angelegter Spannung. Rechts: Summe der getroffenen Streifen einer gleichartigen Messung bei $U_b = 100 \text{ V}$.

Die Messungen legen dar, dass das System erwartungsgemäß funktioniert. Die Fokussierung in z-Richtung wurde anhand der Angaben in [Ehr06] durchgeführt. Die Ladungssammlung über die Detektoroberfläche entspricht ebenfalls den Erwartungen. Es wird ein geringes bis gar kein Signal gemessen, dort wo sich Aluminium auf der Oberfläche befindet, sowie ein Bereich homogener Ladungssammlung dazwischen. Die Messungen haben gezeigt, dass der modifizierte Aufbau funktioniert und reproduzierbare, sowie mit vergangenen Messergebnissen übereinstimmende Resultate liefert.

4.3 Bestimmung des Laserfokus

Für alle Messungen, bei denen ein Laser verwendet wird, muss der Detektor erst in den Fokus des Mikroskops gebracht werden. Dazu wird die z -Position solange variiert, bis der Detektor durch das Mikroskop scharf zu erkennen ist, er sich also im Fokus befindet. Der Fokus von Infrarotlicht ist aufgrund der Dispersion verschieden von dem des sichtbaren Lichtes. Daher wird der Detektor von der Position des optischen Fokus bei $z = 0 \mu\text{m}$ um einen Offset [Ehr06] in den Laserfokus bewegt. Ausgehend von dieser Position bedeutet positive Richtung, Drehung der Mikrometerschraube im Uhrzeigersinn (Detektor nähert sich dem Objektiv) und negative Richtung, Drehung entgegen dem Uhrzeigersinn (Detektor entfernt sich vom Objektiv).

Im Rahmen eines Reparaturauftrages des Laser an den Hersteller PicoQuant wurde durch diesen eine Wellenlängenbestimmung durchgeführt. Widersprüchliche Angaben in [Pic98], [Ehr06], [Ehr07], [Eck07] machten dies notwendig, da die Berechnung der Eindringtiefe des Lasers genaue Kenntnis der Wellenlänge voraussetzt. Das Wellenlängenspektrum gemäß der Herstellerüberprüfung findet sich in Abb. 3.4. Die Hauptmode bei einer maximalen spektralen Breite von 8,4 nm liegt demnach bei etwa 974 nm.

Nach der Reparatur, bei der diverse Modifikationen vorgenommen wurden, konnte der Laserfokus nicht mehr an der in [Ehr06] beschriebenen Stelle ($700 \mu\text{m}$ unterhalb des optischen Fokus) gefunden werden. Daher war es im Rahmen dieser Arbeit nötig den Laserfokus neu zu kalibrieren. Dies wurde mit Hilfe von Kantenscans durchgeführt und wird im folgenden beschrieben.

4.3.1 Kantenscans

Bei einem Kantenscan wird der Laserstrahl, nach optimaler Ausrichtung des Detektors relativ zum Laserstrahl, senkrecht zum Streifen bewegt. Der zu scannende Bereich erstreckt sich vom Ort maximaler Ladungsantwort zwischen zwei Aluminiumstreifen bis zum Minimum auf dem Aluminiumstreifen selbst.

Die Kantenscans wurden mit dem unbestrahlten 3D-DDTC-Detektor von CNM¹³ (für Details zum Sensor siehe Abschnitt 5.2) bei einer angelegten Spannung von $U_b = 75 \text{ V}$ und bei Raumtemperatur durchgeführt. Der Bereich des Kantenscans musste sorgfältig gewählt werden, da das gemessene Signal stark davon abhängt, ob der Laser über eine Rückseitensäule hinüber, oder direkt zwischen zwei Rückseitensäulen verläuft.

Im optimalen Fall eines Kantenscans würde der Laser vom Aluminium vollständig reflektiert werden, sodass darunter keine Ladung freigesetzt werden könnte. Der angrenzende, nicht metallisierte Bereich, mäße die volle Intensität. Ein breiter Fokus führt zu einer Teilbestrahlung angrenzender Bereiche und somit zu einem langsamen Anstieg von minimalem zu maximalem Signal.

In Abb. 4.12 sind zwei ausgewählte Kantenscans zu sehen, die den Unterschied zwischen den Laserfoki verdeutlichen. Bei allen Messungen wurde der y -Tisch an der x -Position in $1 \mu\text{m}$ Schritten senkrecht zum Streifen bewegt und für jeden Messpunkt wurden 2000 Trigger/Events aufgenommen. Dementsprechend gering sind auch die statistischen Fehler (alle etwa 0,5 ADC counts) aus den Gaußfits auf den Mittelwert, also die Signalthöhe. Das Signal der

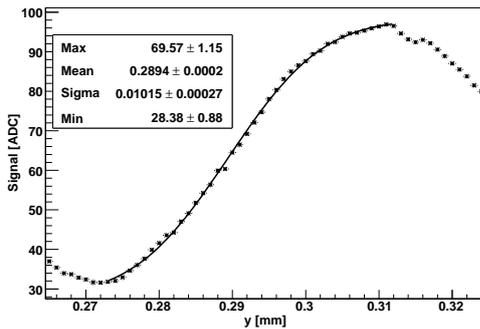
¹³Centro Nacional de Microelectronica, (CNM-IMB, CSIC), Barcelona, Spanien

beiden getroffenen Kanäle wurde summiert und inklusive Fehler in ein neues Schaubild (siehe Abb. 4.12) eingetragen. Daran wurde eine angepasste Fehlerfunktion (Gl. 4.5) gefittet. Eine Fehlerfunktion $Erf(x)$ ist eine Faltung aus einer Stufenfunktion mit einer Gaußfunktion und gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass die normalverteilte Zufallsgröße t höchstens den Wert x annimmt.

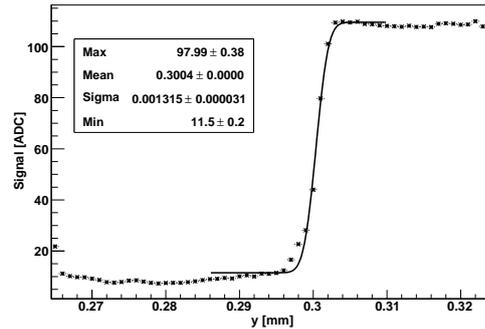
$$Erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (4.4)$$

$$myErrf(x) = \frac{k_0}{2} \left(1 - Erf\left(\frac{k_1 - x}{k_2\sqrt{2}}\right) \right) + k_3 \quad (4.5)$$

Das linke Schaubild in Abb. 4.12 zeigt einen Kantenscan entlang der y-Achse für eine relative z-Position des Detektors von $150 \mu\text{m}$. Relativ bedeutet, dass der optische Fokus dem Wert $z = 0$ entspricht. Zum Vergleich ist im rechten Teil von Abb. 4.12 ein Kantenscan für $z = 10 \mu\text{m}$ dargestellt.



(a) für $z = 150 \mu\text{m}$



(b) für $z = 10 \mu\text{m}$

Abbildung 4.12: Ergebnis des Kantenscans bei $U_b = 75 \text{ V}$ angelegter Spannung für zwei unterschiedliche z -Werte relativ zum optischen Fokus.

Die entsprechenden Werte der Parameter k_0 bis k_3 sind in Abb. 4.12 zu finden. Dabei entspricht $k_0 = \text{Max}$, $k_1 = \text{Mean}$, $k_2 = \text{Sigma}$ und $k_3 = \text{Min}$. Interessant für die Bestimmung des Laserfokus ist hier im wesentlichen der Parameter k_2 , welcher die Breite der Stufe angibt und damit die Breite des Laserstrahls.

Für die Bestimmung der optimalen z -Position des Detektors ist vor allem eine gute Wiedergabe der ansteigenden Flanke wichtig.

4.3.2 Berechnung der optimalen z -Position

Um aus den verschiedenen Kantenscans die optimale Position des Detektors zu berechnen, wurden sämtliche Werte für die Breite (Sigma) inklusive deren Fehler in ein neues Schaubild eingetragen, welches in Abb. 4.13 zu sehen ist.

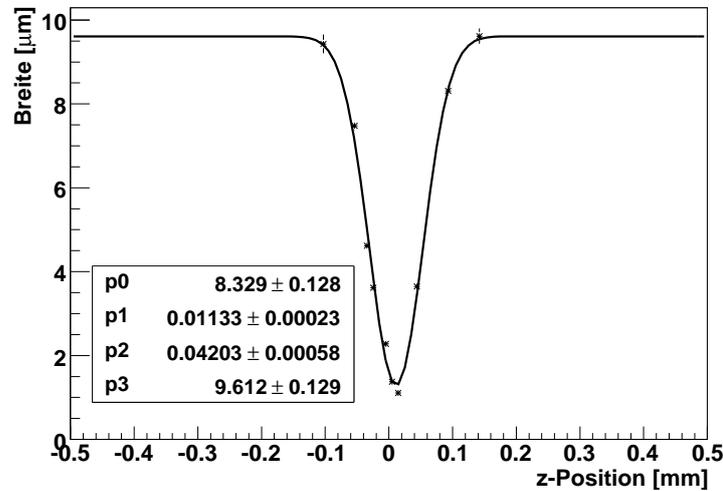


Abbildung 4.13: Verteilung der Breite, welche aus den Fehlerfunktion-Fits an die Kantenscans errechnet wurden. Diese wurde mit einer Gaußfunktion gefittet.

Da die Fehler der Breite jeweils klein sind, kann man auch diese in dem Histogramm nicht erkennen, weshalb sie zusätzlich in Tab. 4.2 gelistet sind.

Der dominierende Fehler liegt in der z-Positionierung, deren Fehler auf $3 \mu\text{m}$ abgeschätzt wurde, da die Arretierung der Mikrometerstellschraube aufgrund des Eigengewichtes des Versuchsaufbaus stark beeinträchtigt wurde.

z-Position [μm]	Breite [μm]	Fehler(sigma) [μm]
0	2,28	0,03
10	1,37	0,03
20	1,11	0,03
50	3,65	0,04
100	8,31	0,11
150	9,62	0,18
-10	3,61	0,05
-20	4,62	0,06
-50	7,48	0,10
-100	9,43	0,22

Tabelle 4.2: Fehler auf die Breite aus den Fehlerfunktion-Fits für verschiedene z-Positionen.

Der Offset der Gaußfunktion $p_3 = 9,61 \pm 0,13 \mu\text{m}$ ist lediglich eine Hilfslinie ohne physikalische Bedeutung, tatsächlich wächst die Breite für betragsmäßig größere z-Werte gegen unendlich. Als z-Position mit der kleinsten Breite ergibt sich aus dem Gaußfit (siehe Abb. 4.13) $z_{\text{Fokus}} = (11,33 \pm 0,23) \mu\text{m}$.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde bei kalten Messungen eine andere Position des Fokus bemerkt als bei warmen Messungen. Dieser Effekt ist vermutlich auf die Wärmeausdehnung der optischen Elemente, wie beispielsweise Linsen, zurückzuführen, wodurch sich der Brechungsindex ändert. Der relative Unterschied zwischen optischem- und Infrarot-Laserfokus wird dadurch jedoch nicht beeinflusst und die in diesem Abschnitt durchgeführte Messung ist weiterhin anwendbar.

Aus den durchgeführten Messungen ergibt sich eine Differenz zwischen dem optischen Fokus und dem Laserfokus von $\delta z = (10 \pm 3) \mu\text{m}$.

4.3.3 Vergleich mit vorhergehenden Messungen

Der durch die eben beschriebenen Kalibration erhaltene Wert für die z-Position unterscheidet sich deutlich von dem in [Ehr06]. Auch zeigt sich bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen eine stärkere Abhängigkeit des Fokus von der z-Position als bei den in [Ehr06] durchgeführten, die zum Vergleich in Abb. 4.14 zu sehen sind. Eine solch große Abhängigkeit des Fokus von der Höhe wurde auch optisch beobachtet.

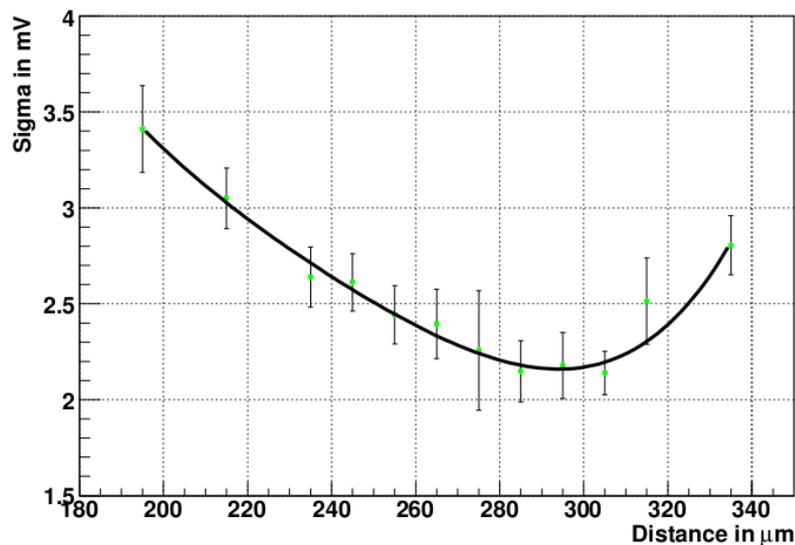


Abbildung 4.14: *Original Bildunterschrift: „Verlauf der Sigmas in Abhängigkeit der Sensorposition relativ zum Mikroskop. Aus Fits mit Errorfunktionen ermittelte Sigmas aufgetragen über den Abstand zwischen Sensor und Mikroskop. Der Abstand ist noch mit einem unbekanntem konstanten Offset belegt, da der genaue Wert nicht bekannt war. Dies hat natürlich keine Konsequenzen für den Verlauf der Messwerte.“ [Ehr06].*

Da diese Messungen mit dem vorherigen Auslesesystem (SCT-DAQ) mit binärer Auslese durchgeführt wurden, musste die Information über die Signalhöhe durch einen Schwellenscan erschlossen werden (siehe Abschnitt 3.4.1), weswegen die Skaleneinheit der y-Achse hier in mV angegeben ist und die Fehler größer sind.

5 Ortsaufgelöste Ladungssammlungseffizienz in 3D-DDTC-Detektoren

Nachdem die im vorherigen Kapitel vorgestellten Messungen mit einem bekannten planaren Streifendetektor erfolgreich abgeschlossen waren, konnten unbekannte, neue 3D-Detektoren, insbesondere hinsichtlich ihrer Ladungssammlungseffizienz, mit dem neuen, analogen Auslesesystem untersucht werden. Es kann spannungsabhängig geprüft werden, ob, beispielsweise aufgrund der Detektorgeometrie, ineffiziente Bereiche vorliegen. Da die Detektoren im späteren Experiment einer starken Strahlenbelastung ausgesetzt sein werden, sind diese Untersuchungen insbesondere für bestrahlte Detektoren interessant und in dieser räumlichen Auflösung mit anderen Messverfahren kaum erreichbar. Im folgenden werden ortsaufgelöste Messungen von 3D-Detektoren vorgestellt, die für das ATLAS-Upgrade entwickelt wurden. Zusätzlich wird die Signalamplitude der bestrahlten Detektoren mit derjenigen der unbestrahlten Detektoren verglichen. Dabei wird erwartet, dass nach Bestrahlung weniger Ladung mit dem Detektor gesammelt werden kann (siehe Abschnitt 2.5).

Bei Teststrahlungsmessungen, die von der Arbeitsgruppe durchgeführt wurden, zeigten sich Probleme bezüglich der Ladungssammlungseffizienz bei zwei Detektoren. Daher wurden diese im Rahmen dieser Arbeit auf die Probleme hin untersucht.

5.1 Messungen der Ladungssammlungseffizienz mit Detektoren von FBK

In diesem Abschnitt werden verschiedene Messungen mit 3D-DDTC-Detektoren von FBK vorgestellt und die Ergebnisse diskutiert. Die dabei untersuchten Detektoren, ein unbestrahlter und ein bestrahlter, wurden bereits in einem Teststrahl vermessen. Dabei konnte jedoch für den bestrahlten Detektor (FBK1) keine Ladungssammlung beobachtet werden. Die Analyse der Daten des unbestrahlten Detektors (FBK0) war durch hohes Rauschen und geringe Ladungssammlung erschwert. Messungen bei denen diese Problematik untersucht wurde sind in Abschnitt 5.1.2 zu finden. Aufgrund dieser Probleme konnten mit FBK1 keine ortsaufgelösten Messungen der Ladungssammlung durchgeführt werden, entsprechende Messungen für FBK0 werden jedoch in Abschnitt 5.1.5 besprochen.

5.1.1 Das Design der FBK-Detektoren

Die Detektoren von FBK unterscheiden sich in einigen Details von den CNM-Detektoren, die in Abschnitt 5.2.1 beschrieben werden. Sie besitzen mehr Streifen (102) mit 102 Auslesesäulen

auf jedem Streifen und damit eine größere Gesamtlänge von 8,2 mm. Der Abstand der Streifen beträgt wie bei den CNM-Detektoren $80\ \mu\text{m}$ und somit ergibt sich für die Distanz zwischen Vorder- und Rückseitensäulen ebenfalls etwa $57\ \mu\text{m}$.

Die Säulen haben einen Durchmesser von $10\ \mu\text{m}$, sind aber im Gegensatz zu den Detektoren von CNM leer, was die Prozessierung der Detektoren erleichtert [ZoD08]. In Abb. 5.1 ist eine Draufsicht auf ein FBK-Detektordesign zu sehen. Die Detektoren von FBK haben mehrere Schutzringe („guard rings“), die den Detektor umgeben. Der innerste Schutzring wird oft als „bias ring“ benutzt, welcher die Auslestreifen mit Hilfe des Durchgriffmechanismus („punch-through“, siehe Abschnitt 5.1.2) auf ein definiertes Potential bringt.

Diese punch-through-Strukturen gibt es auf beiden Seiten der Streifen. Es handelt sich um eine AC-Kopplung, bei der im Gegensatz zu anderen Detektordesigns keine Widerstände aus Polysilizium verwendet werden, sondern zur Vereinfachung der Prozessierung eine Lücke gelassen wird, die als Widerstand dient. Aufgrund der großen Lücke von etwa $20\ \mu\text{m}$ zwischen den Enden der Streifen und dem Spannungsring („bias ring“) ist die nötige Spannung in Höhe von 20 V [Bet09], die an den „bias ring“ angelegt werden muss, um laterale Verarmung zu erreichen, vergleichsweise groß (vergleiche 5 V bei den CNM-Detektoren).

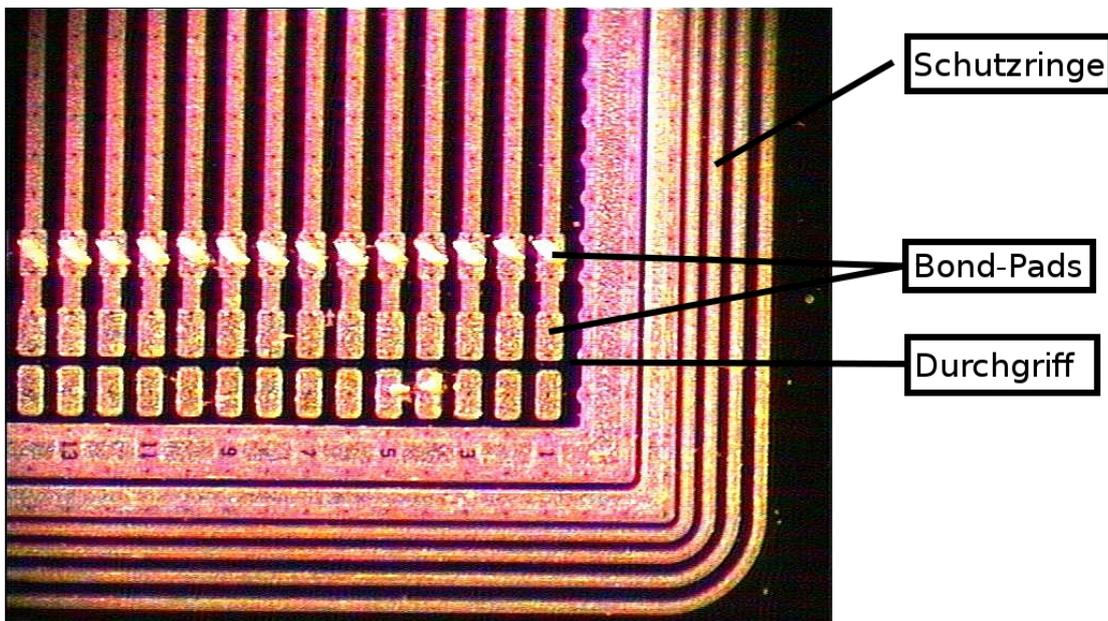


Abbildung 5.1: Foto des Randbereichs des untersuchten 3D-DDTC-Detektors von FBK. Es sind mehrere Schutzringe, sowie die Bond-Pads der Streifen zu sehen. Auch die Spannungsversorgung mittels punch-through ist erkennbar an den unverbundenen Pads zwischen Bias-Ring und Streifen.

Es wurden ortsaufgelöste Messungen der Ladungssammlungseffizienz (siehe Abschnitt 5.1.5) mit einem unbestrahlten 3D-DDTC-Detektor von FBK (FBK0) durchgeführt, sowie punch-through-Messungen (siehe Abschnitt 5.1.2) mit einem bestrahlten Detektor (FBK1) gleicher Bauart. Diese wurden bereits in einem Teststrahl am CERN vermessen. Sie befanden sich daher mit einem weiteren, jedoch stark bestrahlten, Detektoren auf einer Trägerplatine, welche für die Erfordernisse des Teststrahls optimiert worden war. Aufgrund der beiden bestrahlten

Detektoren wurden die Lasermessungen mit FBK0 bei Temperaturen knapp unter dem Gefrierpunkt (ca. -4°C) durchgeführt.

In Abb. 5.2 ist das verwendete Testmodul abgebildet. Auf dem Oktagon wurde eine Trägerplatine für das Daughterboard des ALiBaVa Systems aus PVC befestigt. Die Detektoren wurden auf der anderen Seite mit den Beetle-Chips verbunden und die Bonds zu den ABCD3T Chips wurden für die Messungen mit dem ALiBaVa System entfernt.

Auf der Trägerplatine (Oktagon) wurde zur Temperaturbestimmung ein Temperatursensor¹⁴ befestigt. Aus Platzgründen konnte er nicht näher am zu untersuchenden Detektor platziert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden nur einer der drei Detektoren mit dem Lasermessstand vermessen, da nur die Daten aus der Teststrahlmessung dieses Detektors verwertbar waren. Aufgrund der Teststrahl Daten wurde angenommen, dass die anderen beiden Detektoren defekt sind oder zumindest so große Probleme haben, dass keine sinnvolle Auswertung der beim Teststrahl genommenen Daten möglich ist. Für die FBK-Detektoren wurden zudem Messungen des punch-through durchgeführt um zu versuchen die Ursache für die schlechten Daten zu evaluieren.

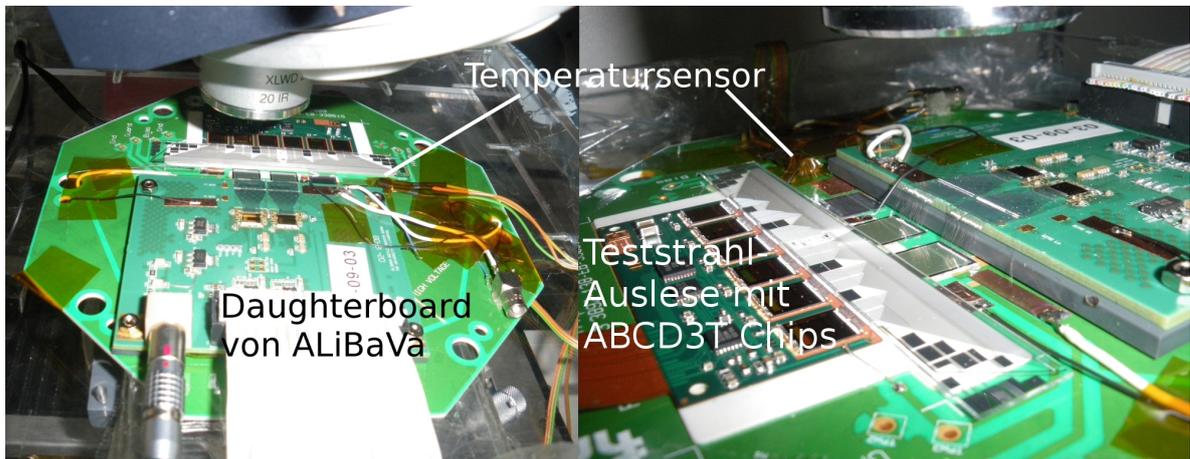


Abbildung 5.2: Foto des im Lasermessstand charakterisierten 3D-DDTC-Detektormoduls, welches auch bereits im Teststrahl vermessen wurde. Links: Im Bild vorne ist die ALiBaVa-Tochterplatine („Daughterboard“), dann folgen die drei Detektoren und hinten im Bild ist das Ausleseboard mit den ABCD3T Chips zu sehen. Für die Messungen mit dem Lasermessstand wurde zusätzlich ein Temperatursensor auf der Platine aufgebracht. Rechts: Detailansicht der Region mit den Detektoren. Der untersuchte, unbestrahlte FBK-Detektor ist der rechte, der beiden, die an die Beetle-Chips gebondet sind.

5.1.2 Messungen des Durchgriffs („punch-through“)

In Teststrahlmessungen am CERN wurden zwei FBK-Detektoren (FBK0 und FBK1) bereits untersucht. Dabei zeigte sich, dass der bestrahlte Detektor (FBK1) kein verwertbares Signal

¹⁴DS18S20 der Firma Dallas Semiconductor (seit 2001 Maxim Integrated Products)

geliefert hat, auch war das Signal von FBK0 unerwartet gering. Als Ursache für diese Problematik wurde vermutet, dass die extern angelegte Spannung nicht vollständig am pn -Übergang anliegt, sondern an anderer Stelle abfällt. Eine mögliche Ursache für dieses Problem kann in der Spannungsversorgung mittels punch-through liegen. Bevor die Messungen vorgestellt werden, soll kurz die Sperrschichtberührungsspannung („punch-through-Spannung“) erläutert werden.

Prinzip des punch-through

In Abb. 5.3 ist das Design für die Spannungsversorgung mittels punch-through veranschaulicht. Das linke p^+ -Implantat (in der Abb. vereinfacht an einem MOSFET gezeigt) repräsentiert das AC-pad, welches über die Beetle-Chips geerdet ist. Wird eine kleine Rückseitenspannung angelegt, entsteht um das Implantat herum eine Verarmungszone (siehe Abb. 5.3 (a)). Die ohmsche p^+ -Elektrode (rechts in der Abb.), welche einen Auslestestreifen repräsentiert, ist von der intrinsischen Verarmungszone umgeben, die durch die intrinsische Spannung U_{bi} entsteht [Ros06].

$$U_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{0,n} p_{0,p}}{n_i^2} \quad (5.1)$$

Dabei bezeichnet $n_{0,n}$ die Elektronenkonzentration auf der n -Seite und entsprechend $p_{0,p}$ die Löcherkonzentration auf der p -Seite.

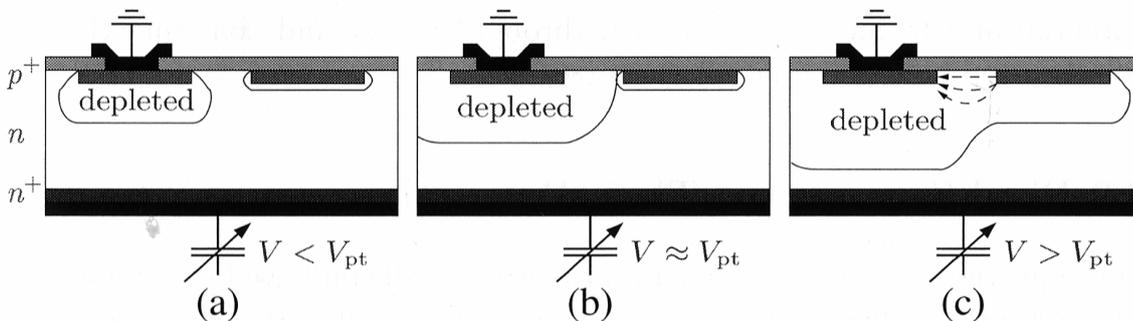


Abbildung 5.3: *Punch through, vereinfacht dargestellt an einem MOSFET: Zwei Implantate sind von der Vorderseite in das Halbleitermaterial prozessiert. Eine Elektrode (links) mit Kontaktmöglichkeit und die zweite ohne Kontaktmöglichkeit, da sie von einer Passivierungsschicht überzogen ist. Das linke Implantat ist (über den Beetle-Chip) geerdet. (a) Die angelegte Spannung V liegt unter der punch-through-Spannung V_{pt} und die unverbundene Elektrode auf der rechten Seite liegt auf Rückseitenpotential (plus der intrinsischen Spannung U_{bi}). (b) Die Verarmungszone erreicht gerade die unverbundene Elektrode. Die anliegende Spannung entspricht der punch-through-Spannung V_{pt} . (c) Das Potential der rechten Elektrode ist durch den punch-through-Löcherstrom (Pfeile) zur geerdeten Elektrode definiert [Ros06].*

Wird die Rückseitenspannung erhöht, dann folgt die Spannung der ohmschen Elektrode der Rückseitenspannung bis zu dem Punkt, an dem die Verarmungszone den Bereich zwischen

den Elektroden gerade füllt (siehe Abb. 5.3 (b)). Erstreckt sich die Verarmungszone im Bereich zwischen den Elektroden, dann ist die Potentialdifferenz zwischen ihnen groß genug, dass Löcher vom Auslesestreifen zur geerdeten Elektrode migrieren können. Daher hängt das Potential der ohmschen Elektrode nicht mehr von der Rückseitenspannung, sondern vom Potential des geerdeten Implantates ab. Die Auslesestreifen liegen folglich auf einem definierten Potential, „Erde“.

Bei weiterer Erhöhung der Rückseitenspannung bleibt das Potential der Elektrode fast unverändert auf dem der geerdeten Elektrode und es beginnt sich eine Verarmungszone auszubilden (siehe Abb. 5.3 (c)). Die Löcher des Volumenstroms der Raumladungszone werden von der ohmschen Elektrode abgesaugt und können weiter zum geerdeten Implantat und somit zum Beetle-Chip wandern.

Das Potential der Elektrode wird punch-through-Spannung U_{pt} genannt und wird größtenteils durch den Abstand der Implantate sowie der Dotierungskonzentrationen bestimmt. Die punch-through-Spannung gilt näherungsweise als die Spannung, die notwendig ist, um die Verarmungszone von der geerdeten Elektrode zur anderen Elektrode auszudehnen.

Bei dieser Anwendung des punch-through handelt es sich um ein Design zur Versorgung der Elektroden mit Spannung. Durch die punch-through-Struktur sind deutliche Vereinfachungen der Detektorprozessierung möglich [Lut99], da sich, ohne zusätzlichen Technologieschritt, wie beispielsweise bei der Verwendung eines Polysilizium-Widerstandes, durch kleine Strukturen die Spannungsversorgung (AC-gekoppelt) des Detektors herstellen lässt. Ein Nachteil liegt allerdings in einem zusätzlichen Rauschbeitrag [Azz96] [And98]. Viele Detektoren von FBK, wie auch die hier untersuchten, sehen solche ohmschen Schutzringe vor, die sich selbst mittels punch-through mit Spannung versorgen [Bet09].

Liegen benachbarte Elektroden auf unterschiedlichem Potential, entsteht ein Gradient der Oberflächenspannung auf der Oberseite des freiliegenden Oxids, welcher üblicherweise von der (schwer kontrollierbaren) Oberflächenresistivität ρ_{surf} abhängt. Abhängig von ρ_{surf} kann es lange Zeit (Minuten bis Tage) dauern, bis sich ein Gleichgewicht einstellt [Lut99].

Durch punch-through kann also ein stark ansteigender Strom mit steigender Spannung zwischen den Elektroden fließen. Dies erhöht die Ausgangskapazität und limitiert die maximale Spannung mit der das Bauteil betrieben werden kann. Durch Erhöhung der Dotierungskonzentration kann einem punch-through-Verhalten vorgebeugt werden [Sze02], falls es nicht, wie hier, erwünscht ist.

Messungen des punch-through

Die punch-through-Spannung wurde unter Verwendung von zwei Spannungsquellen¹⁵, die gleichzeitig als Spannungsmessgeräte dienen, gemessen. Mit einem der Geräte wurde eine Spannung zwischen Schutzring und Rückseite angelegt und mit dem zweiten wurde die Spannung zwischen einem Streifen und dem Schutzring gemessen. Für den unbestrahlten Detektor von FBK sind die Ergebnisse dieser Messungen in Abb. 5.4a zu sehen. Dabei ist die Spannung zwischen Streifen und Schutzring in Abhängigkeit von der Spannung zwischen Schutzring und Rückseite, sowie die Differenz aus diesen beiden Spannungen dargestellt. Die Differenz ist hierbei die Spannung, welche eine Verarmung zur Folge hat.

¹⁵237 – High Voltage Source-Measure Unit der Firma Keithley

Der Anteil der Spannung zwischen Streifen und Schutzring sinkt mit steigender Rückseiten-Spannung auf etwa 74% bei der höchsten angelegten Spannung von 100 V. Dies bedeutet, dass die zur Verarmung verfügbare Spannung des Auslestreifens nur etwa 26% der angelegten Spannung bei 100 V beträgt und geringen Spannungen (< 5 V) nahezu keine Spannung für die Verarmung zur Verfügung steht, da fast die gesamte Spannung an der punch-through-Struktur abfällt.

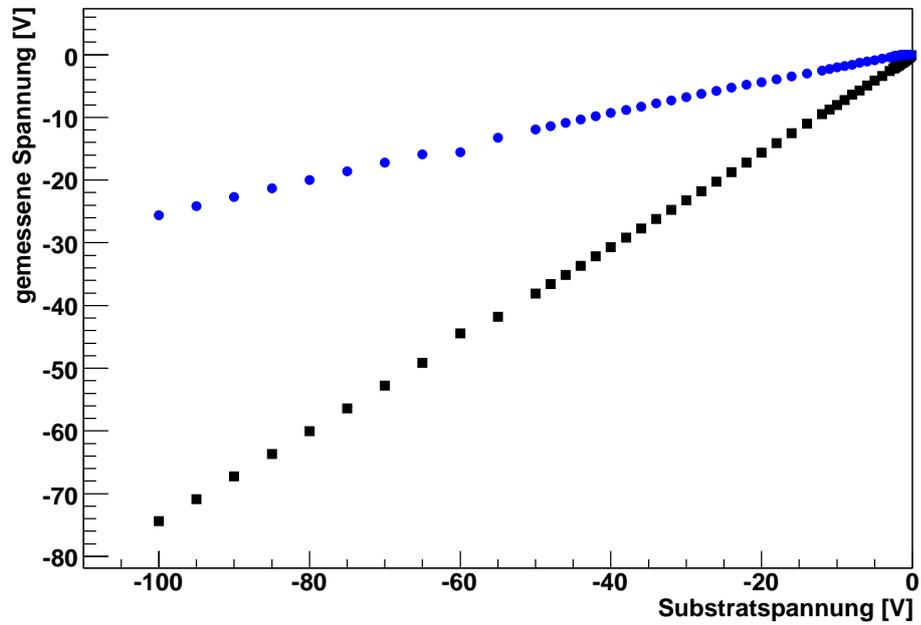
In Abb. 5.4 ist der zeitliche Verlauf der Spannungsänderung dargestellt. Ein wichtiges Resultat, welches die Angaben in [Lut99] bestätigt, ist, dass einige Zeit notwendig ist, bis die Spannung Ihren endgültigen Wert erreicht hat.

Bei Erhöhung der angelegten Spannung zwischen Schutzring und Rückseite von 0 V auf 50 V dauert es etwa 10 Minuten, bis die Spannung zwischen Streifen und Schutzring auf ihren Maximalwert steigt (siehe Abb. 5.4b). Wird die Spannung nun weiter auf 100 V erhöht, so stellt sich die neue Gleichgewichtsspannung bereits nach etwa 6 Minuten ein (siehe Abb. 5.4c). In Abb. 5.5 ist die Abhängigkeit der punch-through-Spannung von der angelegten Spannung für einen mit einer äquivalenten Fluenz von $\phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ N}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlten Detektor von FBK (FBK1) dargestellt. Auch der bestrahlte Detektor war an die Beetle-Chips gebondet. Zwischen den beiden Messreihen liegt ein deutlicher Unterschied vor, der darauf zurückzuführen ist, dass bei der in Abb. 5.5a dargestellten Messreihe das Daughterboard nicht über ein Flachbandkabel mit der Elektronik verbunden war, während der Messung, die in Abb. 5.5b gezeigt ist, hingegen schon. Ohne die Verbindung zur Elektronik fehlt die Erdung der AC-Pads.

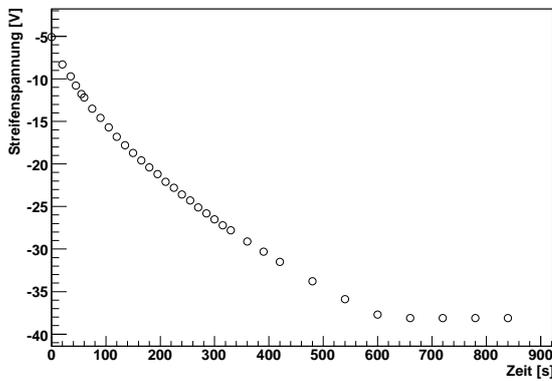
Als Auswirkung stellt sich für den Fall der geerdeten AC-Pads eine geringere punch-through-Spannung ein, als im anderen Fall. Ein großer Unterschied zwischen den Eigenschaften von FBK1 im Vergleich zu denen von FBK0 liegt im zeitlichen Verlauf der punch-through-Spannung, welcher in Abb. 5.6 veranschaulicht ist. Das Spannungsgleichgewicht stellt sich bei FBK1 in beiden Fällen, also für geerdete beziehungsweise nicht geerdete AC-Pads, frühestens nach etwa 90 Minuten ein, wohingegen es bei FBK0 bereits nach etwa 10 Minuten erreicht ist (vergleiche Abb. 5.4).

Erstaunlich ist – im Vergleich zum unbestrahlten Fall – die Richtung in der der Signalpegel sich ändert. Für FBK0 hat sich die Spannung langsam vom Ausgangswert dem Zielwert angenähert. Bei FBK1 springt die Spannung fast auf den Zielwert und fällt danach über einen deutlich längeren Zeitraum ab.

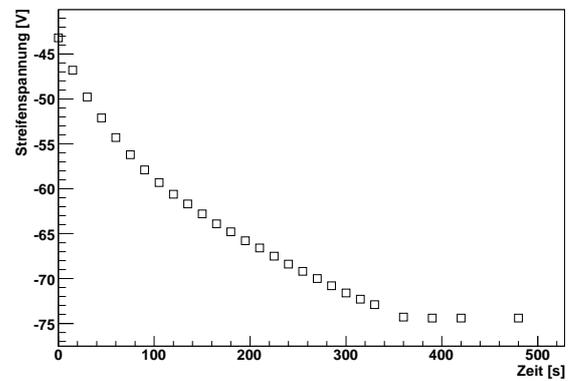
Zusammenfassend lässt sich anhand dieser Messungen sagen, dass die Spannungsversorgung über punch-through, bei beiden getesteten Detektoren nicht korrekt funktioniert. An der punch-through-Struktur fällt der Großteil der Spannung ab, was darauf schließen lässt, dass entweder in einem der vielfältigen Prozessierungsschritte ein Problem auftrat, oder dass sich die Dotierungskonzentration in einigen Bereichen, beispielsweise durch Annealing, derart geändert hat, dass mehr Spannung abfällt. Die Detektoren können zwar mit Spannung versorgt werden, jedoch lediglich mit einem Bruchteil der angelegten Spannung, weshalb insbesondere der bestrahlte Detektor nicht ausreichend verarmt werden kann. Aus den, bei den Teststrahlungsmessungen gewonnenen, Daten mit dem bestrahlten FBK-Detektor konnte aus diesem Grund kein verwertbares Signal extrahiert werden. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit auch keine Lasermessungen mit FBK1 durchgeführt, sondern nur mit FBK0. Für diesen ließen sich auch aus den Teststrahlungsmessdaten verwertbare Informationen gewinnen, weshalb anzunehmen war, dass auch Lasermessungen zu sinnvollen Ergebnissen führen sollten, da er eine niedrigere Spannung benötigt um ihn zu verarmen.



(a) Dargestellt ist mit ■ die gemessene Streifenspannung als Funktion der angelegten Spannung (Substratspannung) und mit ● die Differenz zwischen angelegter Spannung und Streifenspannung, welche gleich der tatsächlich für die Verarmung zur Verfügung stehende Spannung ist.



(b)



(c)

Abbildung 5.4: Verlauf der Spannung für den unbestrahlten FBK-Detektor zwischen Streifen und Rückseite in Abhängigkeit von der Zeit, wobei die Zeit $t = 0$ s durch das Erreichen des neuen Spannungswertes definiert ist. Die angelegte Spannung wurde zur Zeit $t < 0$ in etwa einer Minute von 0 auf 50 V (b) beziehungsweise von 50 auf 100 V (c) erhöht.

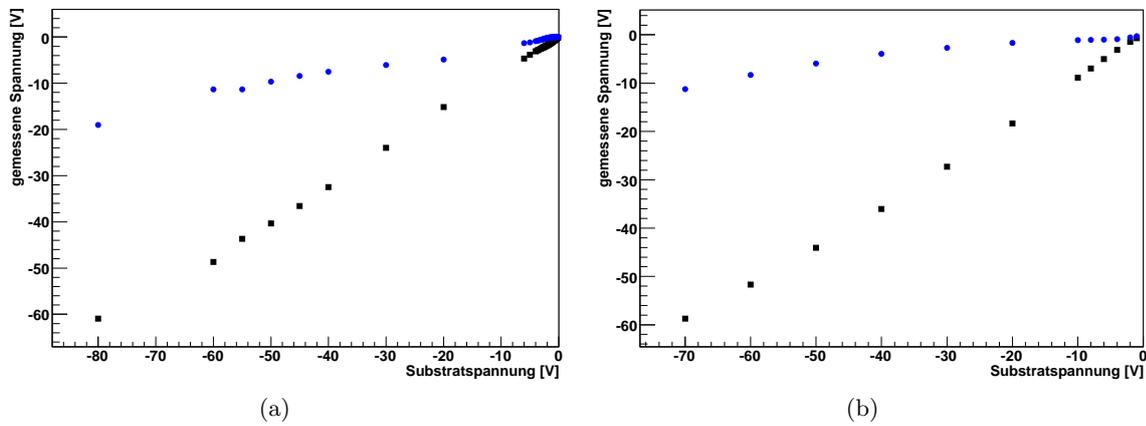


Abbildung 5.5: Verlauf der punch-through-Spannung ■ als Funktion der angelegten Substratspannung, sowie die Differenz • dieser beiden Spannungen für FBK1, mit geerdeten (b) und nicht geerdeten (a) AC-Fan-ins.

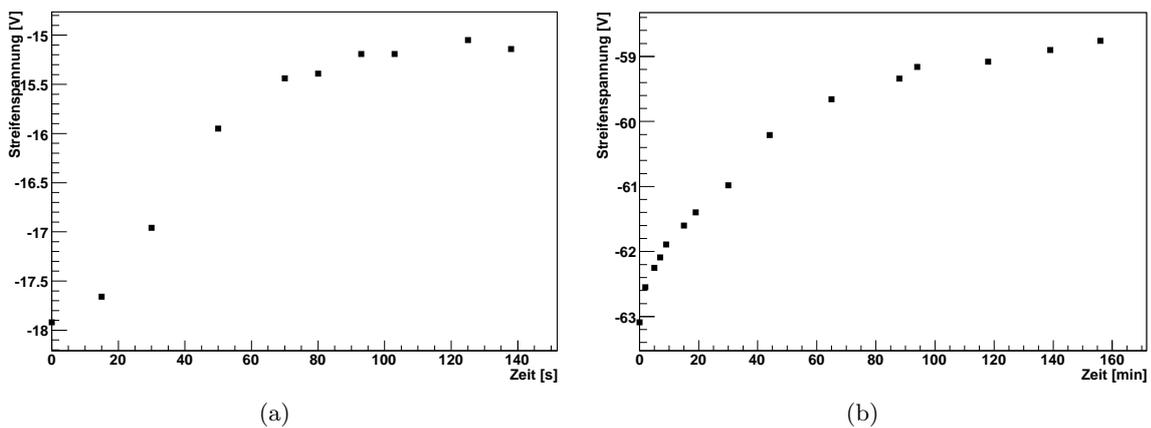


Abbildung 5.6: Zeitlicher Verlauf der punch-through-Spannung von FBK1, bei Erhöhung der angelegten Spannung von 8 V auf 20 V (a), wobei der Beetle-Chip mit der Elektronik verbunden war, sowie bei Erhöhung der angelegten Spannung von 0 V auf 70 V (b).

5.1.3 Charakterisierung des Detektors

Für den unbestrahlten Detektor von FBK (FBK0) wurde der Signalpegel in Abhängigkeit von der Spannung jedes Kanals mit Hilfe des „Pedestal“-Modus von ALiBaVa-gui, ohne Verwendung des Lasers, gemessen. Aus diesen Messdaten ergibt sich pro Kanal das Rauschen als Standardabweichung der Verteilung. In Abb. 5.7a ist das Detektorrauschen für jeden gebundenen Kanal in Abhängigkeit von der Spannung aufgetragen, in Abb. 5.7b das Rauschen in Abhängigkeit von der Spannung, exemplarisch für einen Kanal. Das Detektorrauschen fällt von $U_b = 0\text{ V}$ bis $U_b = 10\text{ V}$ stark ab und saturiert ab etwa 20 V , was darauf schließen lässt, dass der Detektor ab dieser Spannung lateral verarmt ist. In der Darstellung links sind vier Kanäle komplett ausmaskiert¹⁶. Von den dargestellten Kanälen zeigen mehrere ein deutlich höheres Rauschen, als die anderen.

Das Rauschen wurde zusätzlich Common-Mode korrigiert, wobei zur Common-Mode Berechnung (siehe Gl. 4.1), wie später in Abschnitt 5.2.3 ausführlich erklärt lediglich die gebundenen Kanäle des Chips berücksichtigt wurden. Der hier berechnete Common-Mode war ungewöhnlich groß, was auf die Vielzahl der Elektronik auf der Platine zurückzuführen ist.

Auch der Leckstrom in Abhängigkeit von der angelegten Detektorspannung wurde für beide Detektoren gemessen. Dabei wurden die Messungen mit FBK1 bei -24°C und jene mit FBK0 bei einer Temperatur von $+22^\circ\text{C}$ aufgenommen. Die Ergebnisse dieser beiden Messungen sind in Abb. 5.8 für beide Detektoren dargestellt.

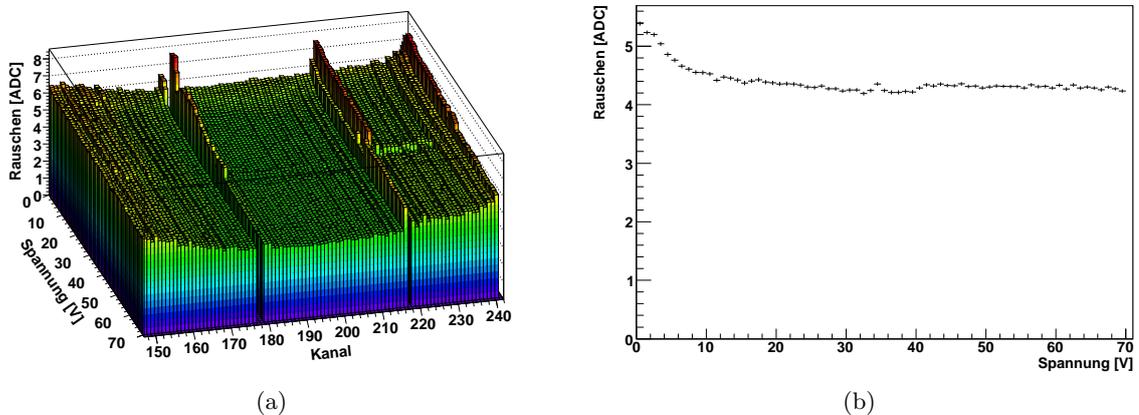


Abbildung 5.7: Rauschen des unbestrahlten FBK-DDTC-Detektors (FBK0) für alle Kanäle (a) in Abhängigkeit von der Spannung und einen ausgewählten Kanal (b), ebenfalls in Abhängigkeit von der Spannung. In (a) sind alle Rauschwerte $\geq 8\text{ ADC}$ ausmaskiert, daher die Lücken bei den Kanälen 177, 178, 217 und 241.

Der Leckstrom des bestrahlten Detektors bewegt sich bei einer deutlich geringeren Temperatur in der gleichen Größenordnung, was bedeutet, dass er bei gleicher Temperatur aufgrund der hier vorliegenden Temperaturdifferenz von ca. 46 K um etwa einen Faktor 64 größer wäre.

¹⁶Ausmaskiert wurden alle Werte mit einem Rauschen größer 8 ADC , was auf vier stark rauschende Kanäle zutraf.

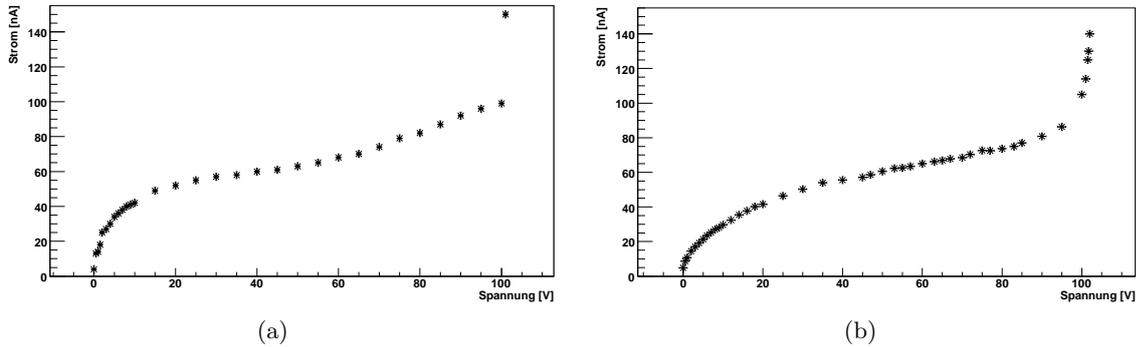


Abbildung 5.8: Gemessener Leckstrom in Abhängigkeit von der angelegten Spannung für den unbestrahlten FBK-Detektor (FBK0) bei $T = +22^\circ\text{C}$ (a) und den bestrahlten FBK-Detektor (FBK1) bei $T = -24^\circ\text{C}$ (b).

5.1.4 Auswirkungen der Verzögerungszeit auf die Messung

Bevor jedoch die eigentlichen Lasermessungen durchgeführt werden, muss, wie bereits in Abschnitt 4.1 erklärt, die Verzögerungszeit zwischen dem Triggersignal für den Laserpuls-Generator und dem Trigger zur Auslese der Signalpegel aus den Beetle-Chips bestimmt werden. Dies geschieht abermals im Modus „laser sync.“. Es ergab sich eine Verzögerungszeit von 50 ns unter Verwendung des unbestrahlten FBK-Detektors (FBK0). Im Folgenden sollen Messungen diskutiert werden, mit deren Hilfe die Abhängigkeit der Ladungssammlung in unterschiedlichen Bereichen einer Detektor-Einheitszelle untersucht wurden. Um zu prüfen ob die Verzögerungszeit über die Detektoroberfläche konstant ist, wurde für einen Kanal (194) die Verzögerungszeit an zwei unterschiedlichen Laserpositionen gemessen, zum einen an der Position mit dem maximalen Signal und zum anderen an jener mit dem minimalen Signal. Das minimale Signal eines Auslesestreifens befindet sich bei diesem Detektor ungefähr in der Mitte zwischen zwei Metallisierungstreifen, wo das Signal hauptsächlich von dem gegenüberliegenden Streifen (195) gesammelt wird, auf der Verbindungslinie zwischen zwei Vorderseitensäulen (siehe Bereich „L“ in Abb. 5.9 rechts). Für eine Messung mit einer angelegten Spannung von $U_b = 65\text{ V}$ ¹⁷ ist das Signal für einen Kanal rechts in Abb. 5.9 dargestellt. Die Laserposition in der Region mit hohem Signal („H“) ist in dem Schaubild ebenfalls gezeigt. Die Signalsumme¹⁸ der Messung ist in dem linken Schaubild der Abb. 5.9 zu sehen.

Es wurden Messungen der Verzögerungszeit durchgeführt, bei denen der Laserstrahl in dem Bereich „H“ bzw. „L“ auf den Detektor traf, welche in Abb. 5.10 zu sehen sind. Die Pulsform zeigt einen annähernd identischen Verlauf für die beiden Regionen, jedoch ist bei der Messung in der „H“-Region das Signal insgesamt etwas größer. Aus beiden Messungen ergibt sich eine Verzögerungszeit von etwa 47 ns und somit kein qualitativer Unterschied. Bei diesem Wert wurden sämtliche folgenden Lasermessungen mit FBK0 durchgeführt, außer die in Abb. 5.10 gezeigten.

¹⁷Dabei handelt es sich um die tatsächlich mit einer Spannungsquelle an dem Detektor, zwischen Schutzring und Rückseite, angelegte Spannung. Die für die Verarmung zur Verfügung stehende Spannung ist aufgrund des fehlerhaften punch-through deutlich geringer (siehe Abschnitt 5.1.2).

¹⁸Vergleiche Abschnitt 4.2.3 und Abb. 4.10, 4.11 zur Erklärung der Signalsummutation zweier Auslesestreifen.

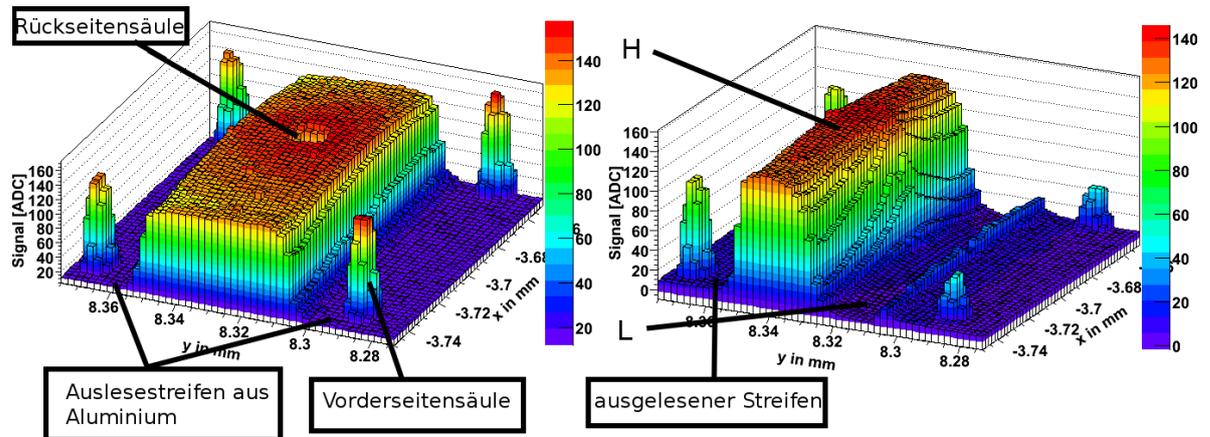


Abbildung 5.9: Ortsaufgelöste Ladungssammlung, gemessen mit FBK0 bei $U_b = 65\text{ V}$ und einem Delay von 50 ns zwischen Lasertrigger und Auslesetrigger. Links: Die Signalsumme der beiden getroffenen Kanäle. Rechts: Die Signalverteilung von lediglich einem Kanal.

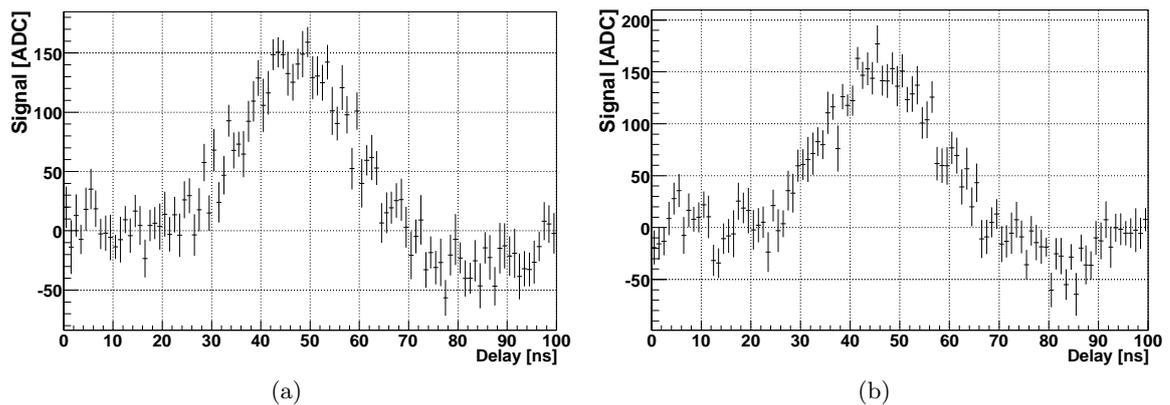


Abbildung 5.10: Das Signal in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit zwischen Lasertrigger und Auslesetrigger für zwei verschiedene Regionen auf dem Detektor: (a) für Region „L“ und (b) für Region „H“ (vergleiche dazu Abb. 5.9).

Für zwei weitere Werte der Verzögerungszeit, nämlich 40 ns (siehe Abb. 5.11 links) und 60 ns (siehe Abb. 5.11 rechts) wurden ortsaufgelöste Lasermessungen durchgeführt, um die Abhängigkeit des Signals von der Verzögerungszeit zu betrachten.

Anhand dieser Messungen hat sich gezeigt, dass es bezüglich der relativen Signalverteilung keinen Unterschied macht, welche Verzögerungszeit für die Messung verwendet wird. Für die Bestimmung der absoluten Signalhöhe ist die verwendete Verzögerungszeit jedoch wichtig. Um die tatsächliche Verzögerungszeit zu bestimmen ist jedoch der Auftreffpunkt des Laserstrahls auf der Detektoroberfläche nicht relevant, sofern er den sensitiven Bereich trifft. Die Verzögerungszeit muss also nicht variiert werden, wenn der Detektor unterschiedliche Regionen auf dem Detektor trifft.

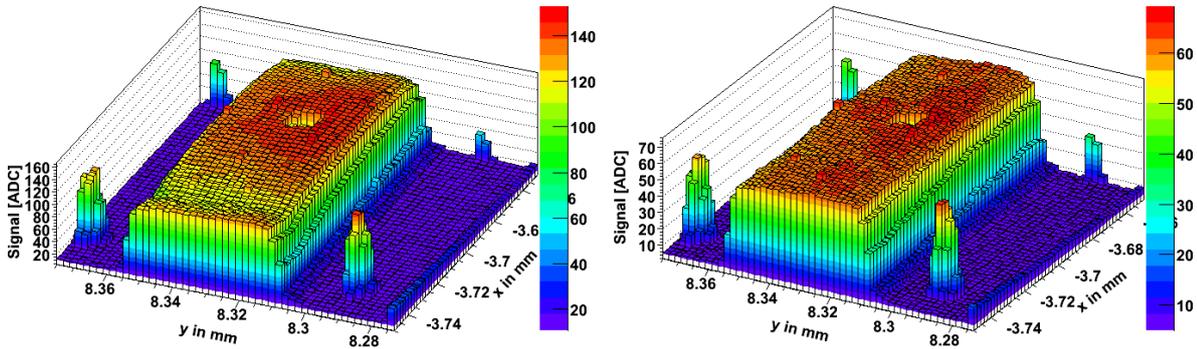


Abbildung 5.11: Ortsaufgelöste Ladungssammlungseffizienz, gemessen mit FBK0 bei $U_b = 65\text{ V}$ und einem Delay zwischen Lasertrigger und read-out Trigger von 40 ns (links), beziehungsweise 60 ns (rechts). Zu beachten ist die deutlich verschiedene Signalthöhe (z-Achse).

5.1.5 Resultate der Lasermessungen

Für mehrere Spannungen wurde die ortsaufgelöste Ladungssammlung mit FBK0 gemessen. In Abb. 5.12 ist links die intrinsische Ladungssammlung zu sehen. Es ist keine Rückseitensäule zu erkennen, was daran liegt, dass keine Spannung angelegt wurde. Wie erwartet, wurde ein hohes Signal in den Vorderseitensäulen gemessen, die bei dem Detektor von FBK im Gegensatz zu den CNM-Detektoren nicht mit einer Aluminiummetallisierung bedeckt sind. Wie auch bei den 3D-Detektoren von CNM lässt sich ein sprunghafter Anstieg des Signales von $U_b = 0\text{ V}$ zu $U_b = 5\text{ V}$, aufgrund des durch die Spannung entstehenden elektrischen Feldes, erkennen.

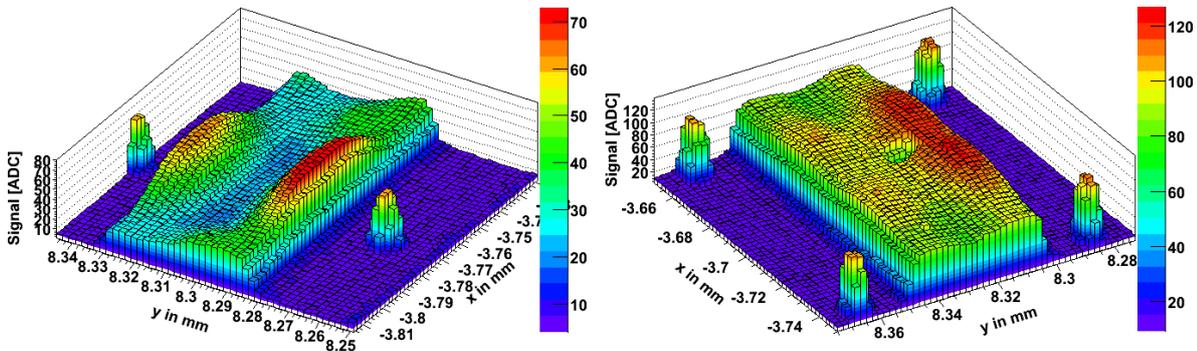


Abbildung 5.12: Ortsabhängige Ladungssammlung des Detektors FBK0, gemessen mit einem Infrarot-Laser, aufgrund intrinsischer Verarmung, $U_b = 0\text{ V}$ (links) und bei einer angelegten Spannung von $U_b = 5\text{ V}$ (rechts).

Im rechten Schaubild von Abb. 5.12 ist ein etwas anderer Ausschnitt des Detektors zu sehen, als im linken Schaubild. Es ist eine Rückseitensäule, etwa in der Mitte des Ausschnittes, zu sehen, die umgeben ist von vier Vorderseitensäulen (in der Mitte der Aluminiumstreifen). Bei diesem Detektor ist ein Fehler in der Ausrichtung zwischen Vorderseite und Rückseite zu beobachten. So befinden sich die Rückseitensäulen nicht exakt in der Mitte zwischen den

Metallisierungen, sondern sind leicht zu kleineren y -Werten verschoben, wohingegen diejenigen der untersuchten CNM-Detektoren zu größeren y -Werten versetzt waren (vergleiche Abschnitt 5.2.5).

Die Messung bei einer angelegten Spannung von $U_b = 10$ V (siehe Abb. 5.13 links) wurde über den gleichen Bereich wie bei $U_b = 0$ V durchgeführt. Durch die Spannung wird ein deutlich höheres Signal erzielt und die Rückseitensäulen sind erkennbar. Bemerkenswert an dieser Messung ist die Region geringerer Ladungssammlungseffizienz auf direkter Linie zwischen den Vorderseitensäulen (siehe Abb. 5.13 links), die auch bei höherer Spannung zu sehen ist (siehe Abb. 5.13 rechts).

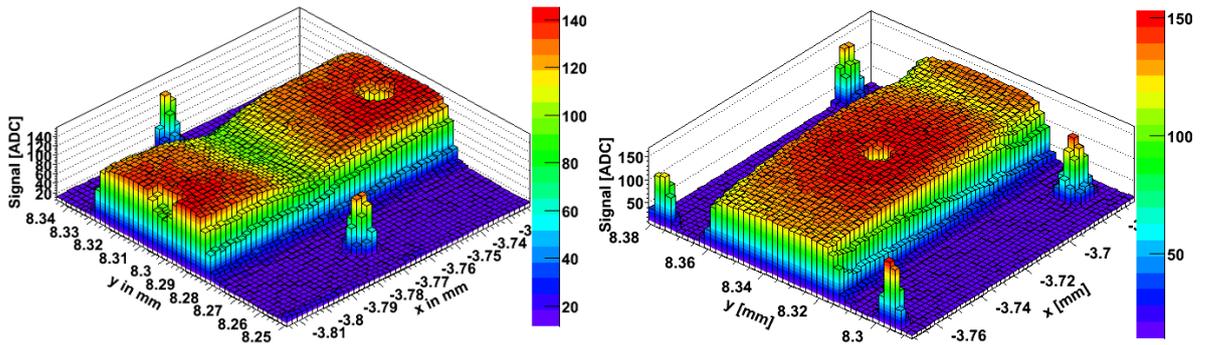


Abbildung 5.13: Die gemessene Ladung in Abhängigkeit von der Laserposition auf der Detektoroberfläche, gemessen mit FBK0 bei einer angelegten Spannung von $U_b = 10$ V (links) und bei $U_b = 20$ V (rechts).

Das maximale Signal steigt mit der Spannung an (vergleiche Abb. 5.12 und 5.13). Die laterale Verarmungsspannung beträgt für diesen Detektortyp laut [Bet09] etwa $U_{lat} = 20$ V. Demnach sollte das Signal bei größeren Spannungen nicht weiter ansteigen, da aufgrund der Eindringtiefe, von ca. $100 \mu\text{m}$, des Laserlichtes in Silizium, die Verarmung zur Oberfläche zu keiner signifikanten Erhöhung der gesammelten Ladung führen sollte.

Rechts in Abb. 5.13 ist außerdem deutlich eine größere Ladungssammlung um die Rückseitensäule herum zu beobachten, die sich in kreisringförmige Regionen unterschiedlicher Ladungssammlung aufteilen lassen. Dabei nimmt die Signalthöhe mit steigendem Abstand von der Säulenmitte ab.

Durch leichte Veränderung der Fokussierung des Lasers auf den Detektor ändert sich, neben dem maximalen Signal in bestimmten Bereichen, auch die relative Signalverteilung, wie aus Abb. 5.14 hervorgeht. Bei der linken Messung befand sich der Detektor im Laserfokus¹⁹, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, dagegen wurde die Messung, welche im rechten Teil der Abb. 5.14 zu sehen ist, mit einer um etwa $30 \mu\text{m}$ differierenden Fokussierungseinstellung durchgeführt. Dies bedeutet, dass sich der Detektor bei dieser Messung näher am Laser befand, als bei jener deren Ergebnis links zu sehen ist. Daher ist der Laser nicht mehr auf die Oberfläche, sondern auf eine tiefer liegende Ebene im Detektor fokussiert. Wie sich dadurch das Ladungssammlungsverhalten des Detektors ändert, kann anhand dieser Messung exemplarisch gezeigt werden. Aufgrund des breiteren Laserstrahls ist der Anstieg des Signals am Rand des Alu-

¹⁹Dies bedeutet im wesentlichen, dass der Laser auf die Detektoroberfläche fokussiert ist. Es lässt sich also gut die Oberflächenstruktur prüfen und die Ladungssammlung darstellen.

minimumstreifens flacher als bei optimaler Fokussierung. In den Vorderseitensäulen ergibt sich bei abweichender Fokussierung ein geringeres Signal, als bei guter Fokussierung, da der Laserstrahl Intensität am Säulenrand verliert. Der Laserstrahl besitzt daher, wenn er am Ende der Säule in das Silizium eindringt, eine geringere Intensität und erzeugt weniger Ladung. Deutlicher zu erkennen sind bei der Messung mit schlechterem Fokus auch die Regionen geringerer Ladungssammlung zwischen zwei Vorderseitensäulen, was bedeutet, dass dieser Kanal von Strukturen unterhalb der Oberfläche hervorgerufen wird.

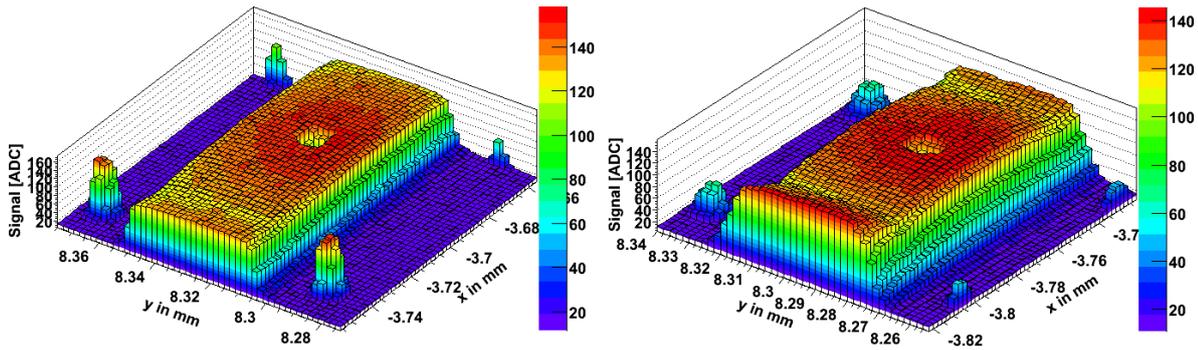


Abbildung 5.14: Lasermessungen mit FBK0. Links: Ortsabhängige Ladungssammlung bei $U_b = 40\text{ V}$ und optimalem Fokus. Rechts: Signalverteilung ebenfalls bei $U_b = 40\text{ V}$, jedoch mit einem nicht optimalen Fokus.

In Abb. 5.15 sind die Ergebnisse einer Lasermessung über einen deutlich größeren Bereich, als bei bisher gezeigten Messungen, dargestellt. Zu sehen sind drei Rückseitensäulen und vier Vorderseitensäulen eines Streifens. Um die Rückseitensäulen findet messbar größere Ladungssammlung statt, was aus der Aufsicht (Abb. 5.15) leicht hervorgeht.

Erneut ist sehr deutlich ein Kanal geringerer Ladungssammlung zwischen zwei Vorderseitensäulen zu erkennen. Des weiteren ist die Ladungssammlung nicht symmetrisch zur Achse, die parallel zur Metallisierung durch die Rückseitensäule verläuft.

Dies liegt daran, dass die Rückseitensäulen zu kleineren y -Werten hin versetzt sind. Bei diesem Detektor ist auch der im Nachbarkanal erfasste Signalwert für eine Messung noch sehr groß, wie in Abb. 5.16 veranschaulicht ist. Hier ist nicht, wie in den Abbildungen zuvor die Signalsumme zweier Auslestreifen (Kanal 194 und 195²⁰) aufgetragen, sondern lediglich das Signal, welches Kanal 196 (also der nicht getroffene Nachbarkanal) gesammelt hat. Das Signal, welches in den Vorderseitensäulen beobachtet wurde, liegt noch sehr hoch, obwohl sich der Laser nicht im Bereich um Kanal 196, sondern in einem Bereich zwischen Kanal 194 und Kanal 195, befindet. Je weiter der Laser von Kanal 196 entfernt ist, umso geringer ist das von diesem Kanal gemessene Signal. In der Messung ist sogar der Übergang von der Metallisierung zum Siliziummaterial zu erkennen, da das Signal im Silizium wie erwartet höher ist und in der Richtung senkrecht zu den Streifen zu Kanal 196, also in y -Richtung zu größeren Werten, hin ansteigt.

²⁰Die Kanalnummern sind die der Beetle-Chips, welche von 0 bis 255 durchnummeriert sind. So befinden sich die an diese Kanäle gebundenen Auslestreifen relativ mittig auf dem Detektor (vergleiche Abb. 5.7).

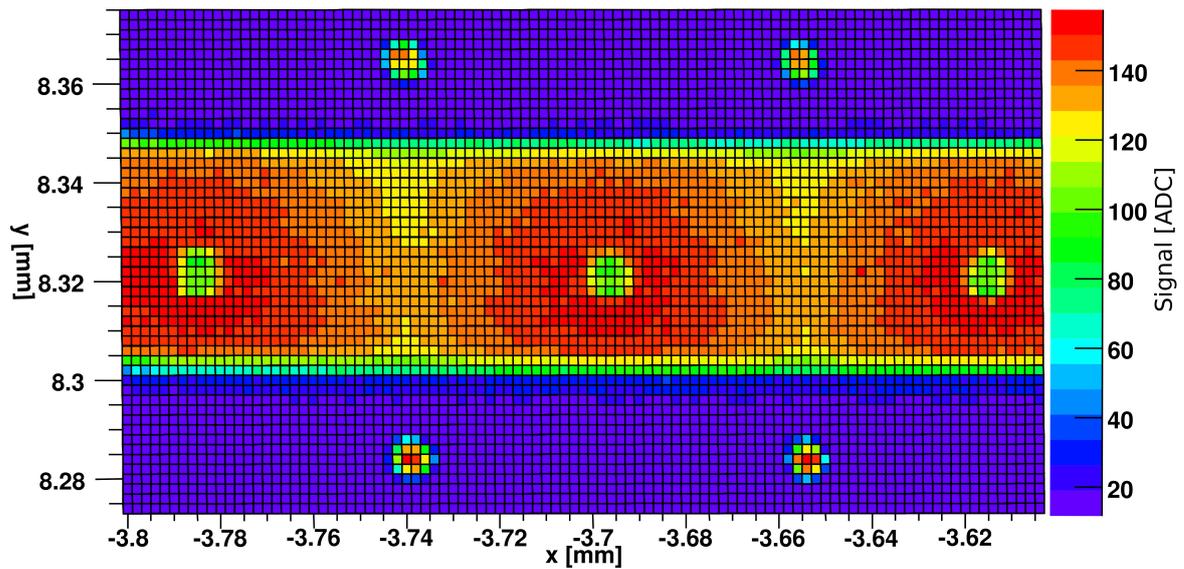


Abbildung 5.15: Ladungssammlung mit FBK0 bei $U_b = 60\text{ V}$ über eine Streifenlänge von $200\text{ }\mu\text{m}$ als Draufsicht, bei der zwischen drei Regionen mit unterschiedlicher Ladungssammlung unterschieden werden kann. Die Farbskala gibt Auskunft über die Signalhöhe in ADC Werten. Die Versetzung der Rückseitensäulen zu kleineren y -Werten ist gut zu erkennen, ebenso die symmetrische Ladungssammlung um diese.

Diese starke Ladungsteilung („charge sharing“) könnte durch die Spannungsversorgung des Detektors verursacht werden, welche durch punch-through realisiert wird (siehe Abschnitt 5.1.2). So sind alle Auslestreifen über diesen punch-through mit dem Schutzring verbunden. Somit kann Ladung, statt in die Auslese, in einen benachbarten Streifen fließen und von dort in die Auslese.

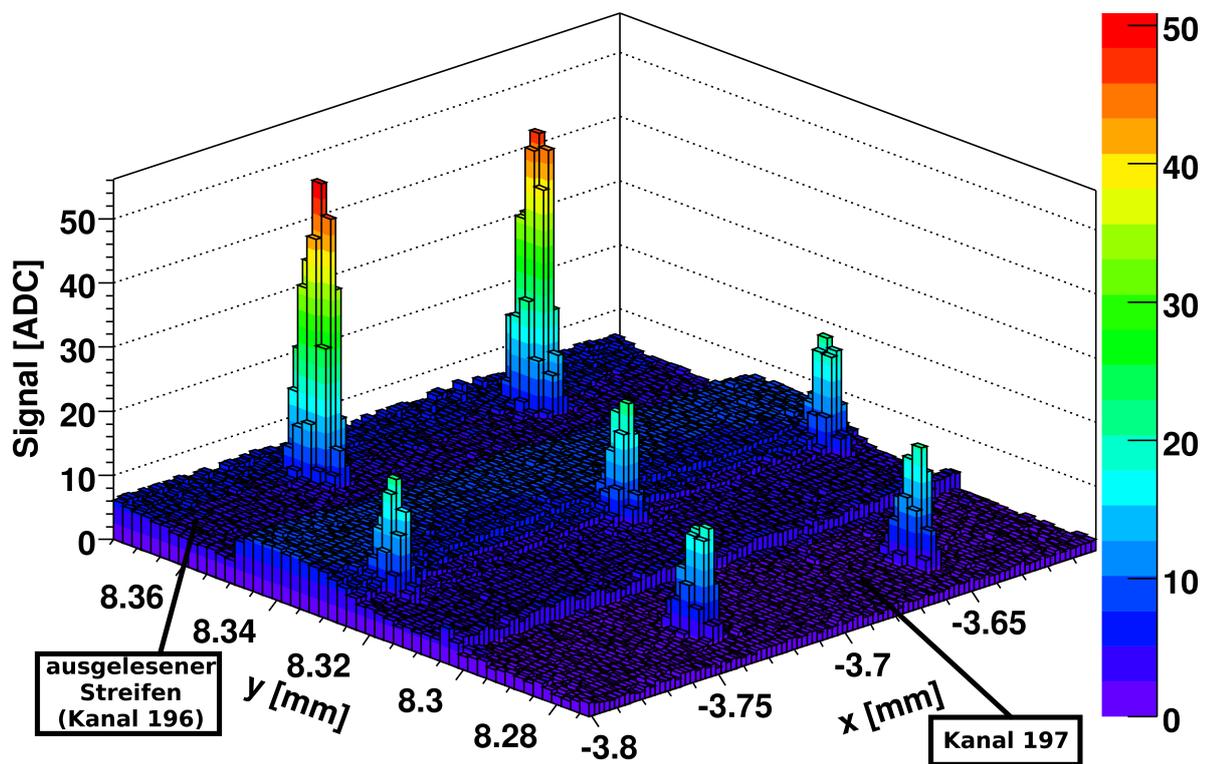


Abbildung 5.16: Ladungssammlung im nächsten Nachbarn, Kanal 196, einer Lasermessung mit FBK0 über zwei Einheitszellen und einer angelegten Spannung von $U_b = 60$ V.

5.2 Der unbestrahlte 3D-DDTC-Detektor von CNM

In diesem Kapitel werden Messungen der Signalantwort eines unbestrahlten 3D-DDTC-Detektors von CNM, hervorgerufen durch einen Laserpuls, in Abhängigkeit des Ortes vorgestellt und diskutiert. Da dieser Detektor, im Gegensatz zu dem zuvor besprochenen Detektor von FBK nicht mittels punch-through mit Spannung versorgt wird, wird die Untersuchung des Common-Mode ausführlicher behandelt. Daraufhin folgen Messungen der orts aufgelösten Ladungssammlungseffizienz, die in Abschnitt 5.4 mit den Messungen eines bestrahlten Detektors, gleicher Bauart, verglichen werden.

5.2.1 Das Detektordesign

Es handelt sich hierbei, wie auch bei dem FBK-Detektor, um einen p -Typ-Detektor, bei dem also Elektronen ausgelesen werden. Er besitzt 50 Auslestreifen mit je 50 Säulen, die einen Abstand („pitch“) von $80\ \mu\text{m}$ haben, woraus eine aktive Länge von $4\ \text{mm}$ folgt. Aufgrund der geringen Streifenlänge wird er auch „kurzer“²¹ Detektor genannt. Er hat eine Dicke von $(285 \pm 15)\ \mu\text{m}$ und seine Größe beträgt, je nachdem wie geschnitten wird, $(7,13 \times 10,3)\ \text{mm}^2$ bei einer aktiven Fläche von $(4 \times 4,2)\ \text{mm}^2$. Das entsprechende Detektordesign ist in Abb. 5.17 zu sehen.

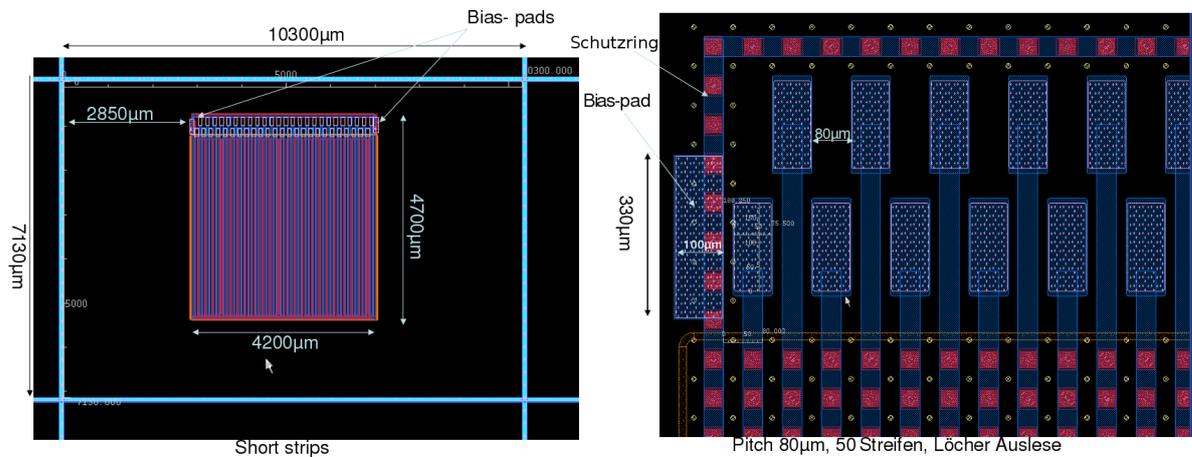


Abbildung 5.17: Prozessierungsmaske der 3D-DDTC-Detektoren. Links: Komplettansicht eines kurzen Detektors mit 50 Kanälen. Die dicken blauen Linien kennzeichnen die Schnittkannten. Rechts: Vergrößerung der Bondpad-Region [CNM09].

Der Detektor verfügt über einen Schutzring („Guard Ring“). Dieser erhöht die Spannungsfestigkeit des Detektors und umgibt die aktive Detektorregion und liegt auf dem gleichen Potential, wie die Auslestreifen, um auch in den Randstreifen das gleiche elektrische Feld zu erhalten, wie bei den restlichen Auslestreifen. Da die Säulen der Rückseite jeweils in der Mitte von vier Vorderseitensäulen liegen, beträgt der für die Verarmung relevante Abstand

²¹Länge geringer als $5\ \text{mm}$, dient lediglich zu Laboruntersuchungen.

von Vorderseiten- und Rückseitensäule etwa $40 \cdot \sqrt{2} \approx 57 \mu\text{m}$, abhängig von der Genauigkeit der Säulenprozessierung (siehe Messungen). Die Breite der Streifenmetallisierung, welche die Vorderseitensäulen miteinander verbindet, beträgt $40 \mu\text{m}$, so dass der für den Laser sensitive Bereich zwischen den Metallisierungen auch nur ca. $40 \mu\text{m}$ beträgt. Da die Metallisierung zu einer Reflexion der Laser-Photonen führt, wird ein Eindringen in das darunter liegende Silizium verhindert. Die Aluminiumschicht weist jedoch nur eine Dicke von $1 \mu\text{m}$ auf, weshalb es dennoch an diesen Stellen zu einer geringen Signalantwort kommen kann.

In den $10 \mu\text{m}$ dicken Säulen befindet sich ein etwa $3,5 \mu\text{m}$ dicker Mantel aus n^+ oder p^+ -dotiertem Polysilizium und darauf eine etwa $1 \mu\text{m}$ dicke SiO_2 -Passivierung. Dies bedeutet, dass nur eine Region von etwa $1 \mu\text{m}$ Radius leer bleibt [Pen09].

Der pn-Übergang wird etwa $7 \mu\text{m}$ entfernt von der Säulenmitte im Siliziumsubstrat gebildet, da die Dotierungskonzentration der Boratome über diese Entfernung hinweg abfällt [Pel08]. Die Positionen der Säulen sind unter dem Mikroskop sichtbar, aber mit einer dünnen Schicht Aluminium bedeckt, weswegen sie bei Lasermessungen kein Signal liefern [CNM09].

Üblicherweise werden Detektoren AC-gekoppelt mit der Elektronik verbunden, um den konstanten Leckstrom zu unterdrücken und dadurch das Rauschen zu reduzieren. Die CNM-Detektoren besitzen jedoch keine AC-Pads für die Verbindung an die Ausleseelektronik, sondern nur DC-Pads. Aus diesem Grund wurden zwischen dem Detektor und dem Beetle-Chip AC-Fan-Ins platziert, welche aus einer mehrschichtigen Glaskeramik bestehen. Die AC-Kopplung wird dabei durch Widerstände aus Polysilizium realisiert.

Der unbestrahlten Detektor von CNM²² wird im folgenden mit CNM0 bezeichnet und wurde mit dem Laser bei angelegten Spannungen bis $U_b = 80 \text{ V}$ vermessen.

In Abb. 5.18 sind zwei Fotografien der Oberfläche dieses 3D-DDTC-Detektors zu sehen. Das linke Bild wurde mit einem Digitalmikroskop²³ aufgenommen. Bei dem rechten, großen Bild handelt es sich um die Fotografie eines mit dem Mikroskop²⁴ des Lasermessstandes an einen Röhrenmonitor weitergeleiteten vergrößerten Detektorausschnittes. Aufgrund der gekrümmten Monitorscheibe verlaufen die Streifen in diesem Bild nicht ganz parallel zum oberen und unteren Bildrand.

Die Auslestreifen sind die Streifen mit Struktur. In der Mitte der Streifen befinden sich in einem Abstand von $80 \mu\text{m}$ die Vorderseitensäulen, die man als kleine schwarze Kreise erkennen kann und welche von einer quadratischen Fläche aus Polysilizium umgeben sind.

Die Streifen bestehen aus einer dünnen ($\approx 1 \mu\text{m}$) Aluminiumschicht und zwischen ihnen ist das Silizium zu sehen. Das Digitalmikroskop erlaubt eine direkte Vermessung der Oberflächenstrukturen. So konnte der Säulenabstand von $80 \mu\text{m}$ mit einer Ungenauigkeit von $1 \mu\text{m}$ bestätigt werden. Die Durchmesser der Säulen wurden ebenfalls in Stichproben vermessen und ergaben Werte von $(6 \pm 1) \mu\text{m}$ bis $(9 \pm 1) \mu\text{m}$. Diese großen Schwankungen liegen an dem, aufgrund der Tiefenstruktur der Säule, unscharfen Randbereich, der es schwierig gestaltet, präzise den Kernbereich der Säule zu umfassen. Es kann jedoch anhand dieser Messungen davon ausgegangen werden, dass der von CNM angegebene Durchmesser von $10 \mu\text{m}$ für die geätzten Löcher dem wahren Durchmesser recht nahe kommt.

²²trägt die Seriennummer 4223-5-s4

²³VHX-600, Generation II der Firma Keyence

²⁴Polyvar SC von Leica

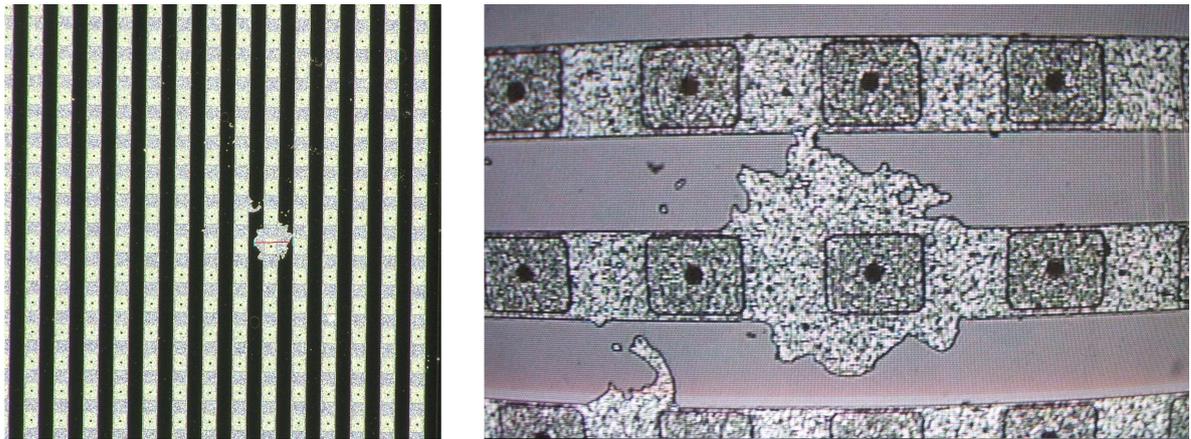


Abbildung 5.18: Oberfläche des unbestrahlten CNM-Sensors (CNM0). Das linke Foto wurde mit einem Digitalmikroskop erstellt und das Rechte mit dem im Lasermessstand integrierten Mikroskops. Auswüchse der Metallisierung der Auslestreifen sind sichtbar im linken und rechten Bild. Das rechte Bild stellt dabei eine Vergrößerung des Metallierungsdefekts dar, welcher im linken Bild sichtbar ist. Diese sind auf Probleme während der Prozessierung zurückzuführen. Die Streifen im rechten Bild erscheinen leicht gekrümmt, da es sich um eine Fotografie einer Bildschirmabbildung eines Röhrenmonitors handelt.

Die Auslestreifen verlaufen bei der Oberflächenfotografie mit dem Digitalmikroskop senkrecht (siehe Abb. 5.18). Auf beiden Fotos ist ein größerer Aluminiumfleck zu erkennen, der einen Durchmesser von mehr als $100\ \mu\text{m}$ aufweist. In dem rechten Bild, welches einen vergrößerten Ausschnitt des Bereiches mit dem angesprochenen Aluminiumfleck darstellt, verlaufen die Auslestreifen quer durch das Bild. Auf dem im Foto untersten Streifen ist ein weiterer Prozessierungsdefekt - ein „Arm“ aus Aluminium, der sich in Richtung des mittleren Streifens erstreckt - sichtbar. Aufgrund des großen Aluminiumflecks liegt die Annahme nahe, dass die beiden oberen Streifen kurzgeschlossen sind. Sind die beiden Streifen leitend verbunden haben sie aufgrund der größeren Kapazität ein deutlich höheres Rauschen, als die Nachbarkanäle. Durch die leitende Verbindung kann man die beiden Streifen als einen betrachten, der aufgrund der größeren Oberfläche eine größere Kapazität besitzt, als ein einzelner Streifen, und somit wird in beiden das gleiche Rauschen gemessen. Daher sind kurzgeschlossene Streifen vergleichsweise einfach in den Messdaten zu identifizieren (siehe Abb. 5.22).

Für die Messungen mit dem Laser ist es wichtig, einen Bereich auf dem Detektor zu verwenden, der frei von solchen Problemen ist. Da der Laser bei guter Fokussierung nur in 1-3 Kanälen ein Signal hervorruft, abhängig von der Laser-Position relativ zu einem Streifen, müssen lediglich drei Streifen nebeneinander gefunden werden, die frei von Metallierungsdefekten sind und funktionieren. Dies stellt, wie man anhand Abb. 5.22 sehen kann, jedoch keine Schwierigkeit dar.

Nach dieser optischen Begutachtung sollen verschiedene Messungen besprochen werden. Zuerst wird die Bestimmung der Durchbruchspannung des Detektors behandelt, anschließend werden Common-Mode und Detektorrauschen bestimmt und bei den folgenden Lasermessungen berücksichtigt.

5.2.2 Stromcharakteristik

Eine Messung der Abhängigkeit des Leckstroms von der angelegten Spannung ist Teil einer vollständigen Detektorcharakterisierung. Diese Messung wurde mit einer „Probe-Station“²⁵ bei Raumtemperatur im Reinraum durchgeführt. Hierbei waren die Streifen des Detektors nicht an einen Auslesechip gebondet, sondern es wurden zwei Stellen auf dem Detektor, der Schutzring und über ein Bondpad ein Auslestreifen, mit Nadeln kontaktiert. Zwischen der Rückseite und dem Schutzring wurde die Spannung angelegt. Die mit dieser Konfiguration gemessene Stromabhängigkeit zeigt Abb. 5.19.

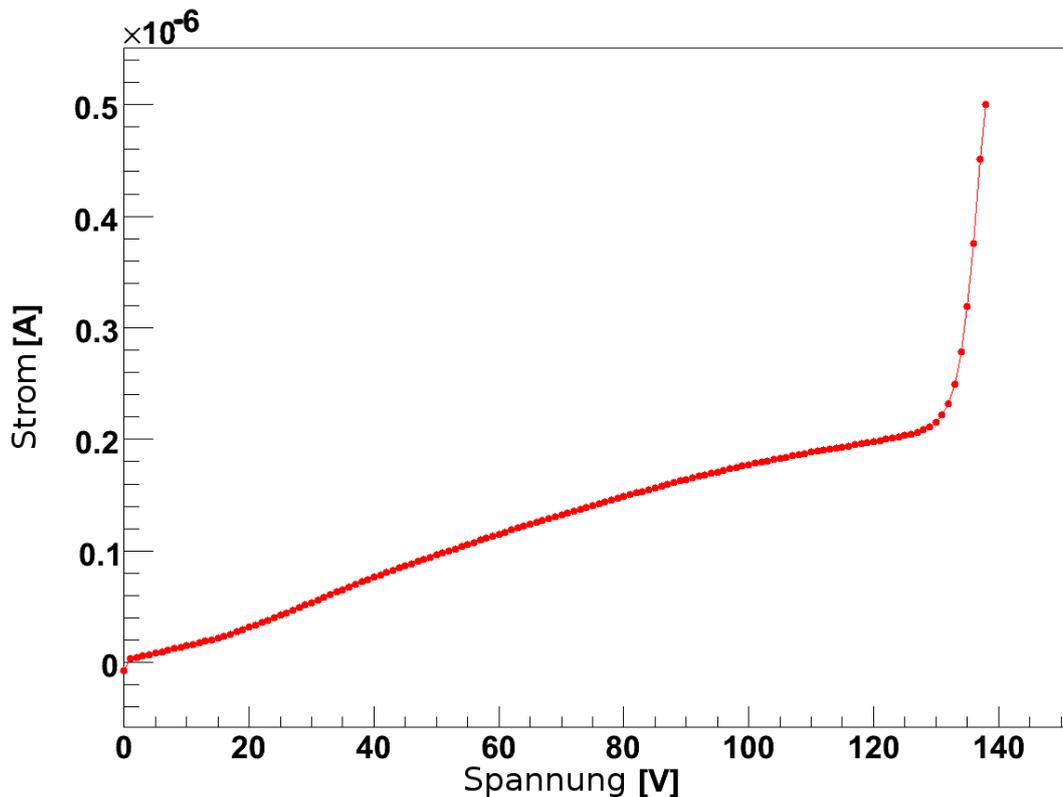


Abbildung 5.19: Leckstrom in Abhängigkeit von der Spannung für einen Streifen von CNM0.

Üblicherweise wird anhand der Stromabhängigkeit von der Spannung die Verarmungsspannung des Detektors bestimmt, was jedoch bei so kleinen 3D-Detektoren nur schlecht funktioniert, was sich auch aus Abb. 5.19 aufgrund eines fehlenden Plateaus erschließt. Untersuchungen des Rauschverhaltens eignen sich in diesem Fall besser zur Bestimmung der vollen Verarmungsspannung. Anhand dieser Messung lässt sich aber auch die Durchbruchspannung eines Detektors erkennen, da diese vor allem bei 3D-Detektoren recht niedrig liegt. Als Durchbruchspannung wird die Spannung bezeichnet, bei welcher der Strom exponentiell anzusteigen beginnt. Bei planaren oder hochbestrahlten Detektoren dagegen kann es vorkommen, dass die

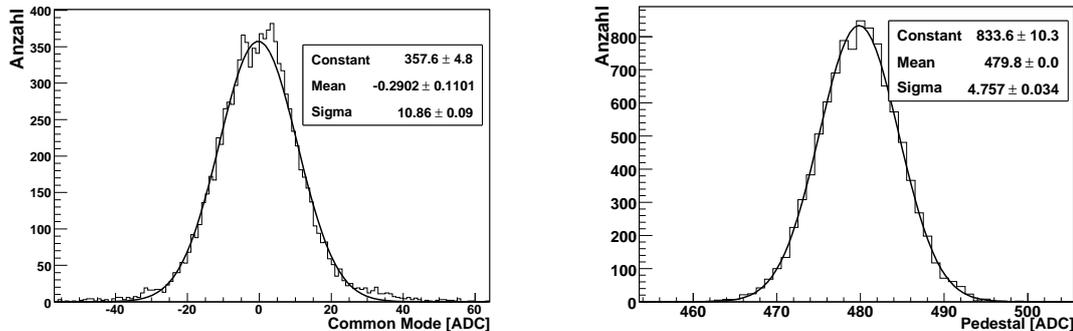
²⁵PA200 von Karl Suess

zum Durchbruch notwendige Spannung im Messaufbau nicht realisiert werden kann. Aufgrund des Detektordesigns wurde die Leckstromabhängigkeit von der Spannung dreimal für jeweils einen Streifen gemessen. Das bedeutet, dass keine Aussagen über die Durchbruchspannung des gesamten Detektors oder dessen Verarmungsspannung getroffen werden können, sondern nur über jeweils einen Kanal. Der Durchbruch tritt bei der in Abb. 5.19 gezeigten Messung bei etwa 130 V auf. Der Messpunkt bei $U_b = 140$ V gibt nicht den tatsächlich geflossenen Strom wieder, sondern den Wert der Strombegrenzung, welche zu diesem Zeitpunkt aktiv geworden war.

5.2.3 Bestimmung des Common-Mode

Wie bereits in Abschnitt 4.2.2 am Beispiel des ATLAS-SCT-Detektors erklärt wurde, ist der Common-Mode ein Gleichtaktschwingen der Elektronik. In nullter Näherung kann angenommen werden, dass alle Kanäle eines Chips zur gleichen Zeit um den gleichen Wert gleichphasig schwingen. Auch hier wurde diese Annahme gemacht. Der Common-Mode wird, genau wie der Pedestal, bei einer Messung subtrahiert. Bei der Pedestalbestimmung kann auch der Common-Mode berücksichtigt werden, indem eine zweite Pedestalberechnung nach der Common-Mode-Bestimmung durchgeführt wird.

In Abb. 5.20a ist der Common-Mode für eine Pedestalmessung dargestellt. Eine Pedestalmessung dient zur Bestimmung des Pedestal (Sockelwert) eines Kanals und wird ohne Laser durchgeführt, so dass kein Kanal ein Ereignis aufweist. Der Common-Mode ist die mittlere Abweichung der Daten der einzelnen Kanäle von ihrem Pedestal. In diesem Fall ist der Common-Mode um Null verteilt und bewegt sich meist zwischen -20 und 20 ADC.



(a) Common-Mode Verteilung bei $U_b = 20$ V.

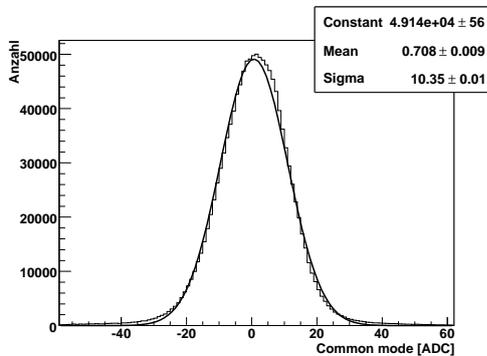
(b) Rohdaten zur Pedestalbestimmung (Mittelwert)

Abbildung 5.20: (a) Common-Mode, bestimmt bei einer Pedestal-Messung an CNM0 und einer angelegten Spannung von $U_b = 20$ V für die gebondeten Kanäle. (b) Rohdaten derselben Messung nach Abzug des Common-Mode für jedes Event (exemplarisch für Kanal 204). Aus der Verteilung der Rohdaten ergibt sich der Pedestal (Mittelwert) und das Rauschen (Standardabweichung) für diesen Kanal.

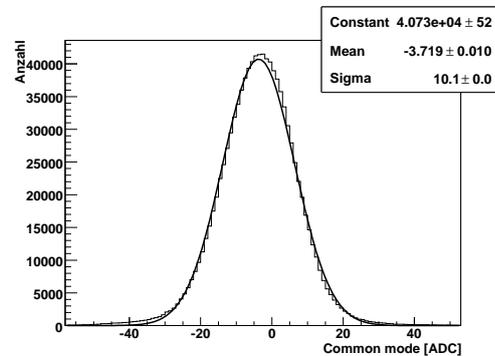
In Abb. 5.20b ist für einen beliebigen Kanal die Verteilung der Daten einer Pedestalmessung nach der Common-Mode-Korrektur zu sehen. Hier sollte eine Gaußverteilung vorliegen

und daher wird der Pedestal pro Kanal als Mittelwert eines Gaußfits an die Daten ermittelt. Durch die Common-Mode-Korrektur wird lediglich die Breite der Gaußverteilung der Messdaten verringert, bis bei einer optimalen Common-Mode-Korrektur die Breite der Verteilung dem tatsächlichen Detektorrauschen entspricht. Aus diesem Grund ist die beste Common-Mode-Korrektur immer die, mit der sich das geringste Rauschen ergibt.

In Abb. 5.21 sind die Common-Mode-Verteilungen für Lasermessungen bei angelegten Spannungen von $U_b = 20$ V (Abb. 5.21a) und $U_b = 80$ V (Abb. 5.21b) zu sehen. Der Unterschied zu der in Abb. 5.20a gezeigten Messung besteht also in dem verwendeten Messmodus. Für die Berechnung des Common-Mode wurden jedoch die Kanäle mit dem Lasersignal ausgenommen.



(a) für eine Messung bei $U_b = 20$ V.



(b) für eine Messung bei $U_b = 80$ V.

Abbildung 5.21: Common-Mode-Verteilung zweier Lasermessungen. Die Verteilung weicht von einer Gaußverteilung ab und ist bei diesem Detektor unabhängig von der angelegten Spannung.

Ersichtlich ist, dass der Common-Mode von einer Gaußverteilung abweicht aber dennoch für beide Spannungen einen nahezu identischen Verlauf zeigt. Bei Common-Mode-Werten, etwas größer als der Mittelwert der Verteilung, ist eine Abweichung von einer Gaußverteilung deutlich zu erkennen. Diese Abweichung ist ebenfalls in dem Ausläufer der Verteilung bei großen negativen Werten ersichtlich. Die Common-Mode-Verteilung der beiden gezeigten Spannungen unterscheidet sich hauptsächlich in ihrem Mittelwert. Der Verlauf der Verteilung ist ansonsten gleich. Die Breite der Verteilung ist auch gleich, wenn man berücksichtigt, dass der Fit trotz der hohen Statistik einen zu geringen Fehler für die Breite der Verteilung angibt, da er die Ausläufer der Verteilung nicht beschreiben kann. Der Grund für den größeren Mittelwert der Common-Mode-Verteilung bei der Messung mit $U_b = 80$ V sind wahrscheinlich Ladungen, die in Nachbarstreifen zum Lasereintrittspunkt gesammelt werden. Signale in nächsten oder Übernächsten Nachbarn werden teilweise gesehen, wenn der Signalpegel zu niedrig ist um durch die Bedingung der Gl. 4.3 als Lasersignal erkannt zu werden. Da bei höheren Spannungen, aufgrund der größeren elektrischen Feldstärken, mehr Ladungen gesammelt werden können, ist auch der Anteil der Ladungen, die in Nachbarstreifen ein Signal erzeugen erhöht und somit ließe sich die Differenz im Mittelwert des Common-Mode erklären.

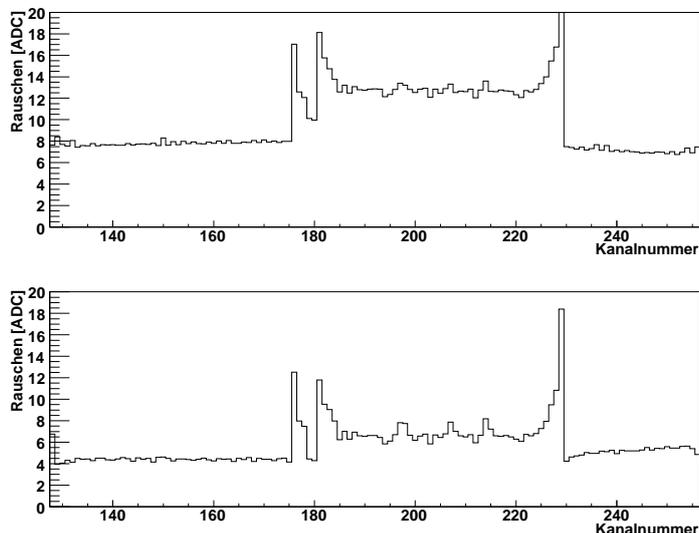
5.2.4 Bestimmung des Detektorrauschens

Um eine Information über das Detektorrauschen zu erhalten, wurden bei mehreren Spannungen Pedestalmessungen durchgeführt. Aus dem Rauschverhalten können Rückschlüsse auf die Verarmungsspannung gezogen werden, da das Rauschen abhängig ist von der Kapazität, welche wiederum von der Tiefe der Verarmungszone abhängt. In Abb. 5.22a oben ist das aus dem Gaußfit der Pedestalverteilung pro Kanal bestimmte Rauschen (Standardabweichung) für eine Messung mit einer angelegten Spannung von $U_b = 20$ V aufgetragen. Es ist deutlich sichtbar, wie das Rauschen durch die Common-Mode-Korrektur geringer wird (unten). Im Durchschnitt verringert sich das Rauschen auf die Hälfte des ursprünglichen Wertes.

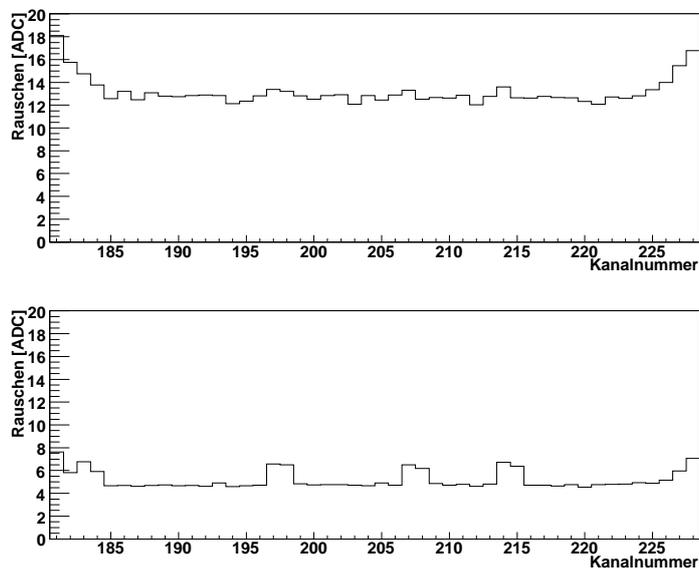
Wie bereits weiter oben erwähnt wurde, verfügt der Detektor lediglich über 50 Kanäle, der Beetle-Chip aber über 128. Die Kanäle, an die der Sensor gebondet sind, unterscheiden sich durch ihr größeres Rauschen deutlich von den ungebondeten Kanälen. Das höhere Rauschen resultiert aus der Detektorkapazität (siehe Abschnitt 2.4.4). Durch die Streifen, die Bonddrähte und die größere Länge der dadurch entstehenden Leitung können von den gebondeten Kanälen mehr Signale aus der Umgebung eingekoppelt werden, die sich als Common-Mode zeigen. Die Streifen bzw. die Bonddrähte wirken dabei wie eine Antenne. Die größten Beiträge, die eingefangen werden, dürften von den Beetle-Chips selbst kommen, die mit einer hohen Frequenz arbeiten und dementsprechend Störsignale mit geringer abstrahlen, da elektromagnetische Wellen mit einer Frequenz ähnlich der Resonanzfrequenz der Antenne, am stärksten einkoppeln. Der Störbeitrag des Chips lässt sich nicht abschirmen und tritt somit immer auf. Aus diesen Gründen erschien es sinnvoll, die Common-Mode-Korrektur für die Auswertung auf die gebondeten Kanäle einzuschränken, was in einem reduzierten Rauschen resultierte. Der Common-Mode resultiert daraus, dass verschiedene Störsignale aus der Umgebung, aber vor allem von der verwendeten Ausleseelektronik erzeugte Signale, eingefangen werden. Der verwendete Aufbau befindet sich, wie bereits erwähnt, in einer geerdeten Aluminiumbox, wodurch äußere Störquellen weitgehend abgeschirmt sein sollten. Um den Common-Mode noch weiter zu reduzieren könnte man eine Abschirmung zwischen die Temperatursensoren und die Ausleseelektronik einbringen.

Wird die Common-Mode-Berechnung auf die gebondeten Kanäle, ohne die stark rauschenden Kanäle am Anfang und Ende des gebondeten Bereiches, eingeschränkt, d.h. auf die Kanäle 181 bis 228, dann ergibt sich die Rauschverteilung, die in Abb. 5.22b (unten) zu sehen ist. Das Rauschen in den gebondeten Kanälen ist mit dieser Aufteilung der Common-Mode-Berechnung geringer (5-6 ADC) als ohne diese Einschränkung (6-8 ADC). Aus diesem Grund wird die Common-Mode-Berechnung bei allen weiteren Messungen mit diesem Detektor ebenfalls auf den gebondeten Bereich eingeschränkt.

Es fällt auf, dass die bereits in Abschnitt 5.2.1 angesprochenen Prozessierungsfehler lediglich geringe Abweichungen im Rauschen für die verschiedenen Kanäle verursachen. Dies sind beispielsweise die Kanäle 183 und 184 zwischen welchen sich der große Metallisierungsfleck (siehe Abb. 5.18) befindet, oder auch die Kanäle 187 und 188, zwischen denen sich ein kleiner Aluminiumfleck befindet. Dennoch gibt es mehrere Kanalgruppen mit erhöhtem Rauschen, die keinem optisch sichtbaren Prozessierungsdefekt zugeordnet werden können, was möglicherweise an Defekte in tieferen Detektorschichten liegt. Anhand des paarweise erhöhten Rauschens ist davon auszugehen, dass insgesamt vier mal jeweils zwei Streifen kurzgeschlossen sind (siehe Abb. 5.22b).



(a) Rauschen für alle 128 Kanäle des Chips, an den der Detektor gebondet ist vor (oben) und nach (unten) der Common-Mode-Korrektur.



(b) Rauschen für die 48 Chipkanäle, welche mit dem Detektor verbunden sind, vor (oben) und nach (unten) der Common-Mode-Korrektur, bei der nur diese Kanäle berücksichtigt wurden.

Abbildung 5.22: Rauschen bei einer angelegten Spannung von $U_b = 20$ V. a) vor und nach der Common-Mode-Korrektur für alle 128 Kanäle des Beetle-Chips, an welchen der Detektor gebondet ist. b) vor und nach der Common-Mode-Korrektur aber lediglich für die 48 Chipkanäle, an welche der Detektor gebondet ist.

In Abb. 5.23 ist das Rauschen, das sich aus Messungen bei Raumtemperatur ergeben hat, in Abhängigkeit von der Spannung pro Kanal dargestellt. Es ist sinnvoll, die Lasermessungen in Kanälen mit geringem Rauschen durchzuführen, weswegen der Bereich von Kanal 190 bis 196 gewählt wurde.

Bei höherer angelegter Spannung ($U_b = 80\text{ V}$) zeigt sich ein sehr starkes Rauschen in Kanal 210 (siehe Abb. 5.23). Eine optisch sichtbare Ursache hierfür ist nicht vorhanden, da mit dem Mikroskop an dieser Stelle keine Prozessierungsfehler beobachtet wurden. Eine mögliche Erklärung des hohen Rauschens in den Kanälen um 210 ab einer angelegten Spannung von etwa 70 V wäre ein lokaler oder auch „weicher“ Durchbruch. Dennoch lässt sich das Rauschen durch die Common-Mode-Korrektur auf ein Niveau senken, mit dem, außer in Kanal 210, gearbeitet werden kann.

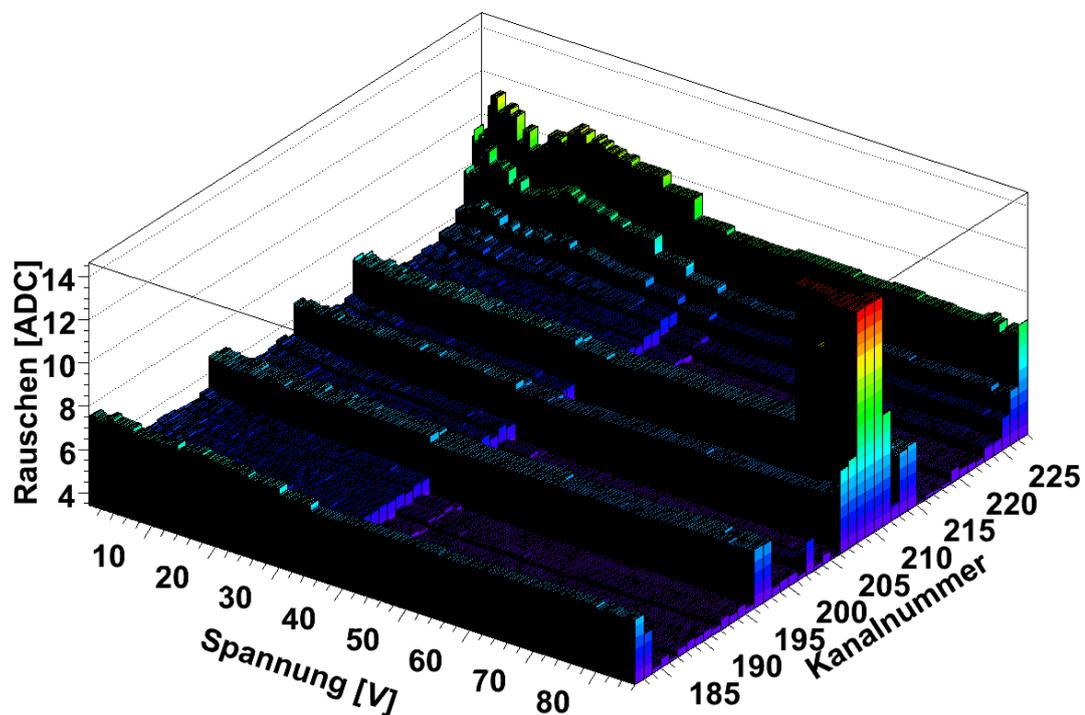


Abbildung 5.23: Rauschen nach der Common-Mode-Korrektur für die gebondeten Kanäle 182 bis 227 in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Das hohe Rauschen bei hohen Spannungen (ab 70 V) in den Kanälen um 210 ist in dieser Darstellung abgeschnitten, deutet jedoch auf einen lokalen Durchbruch hin.

Das Rauschen in Abhängigkeit von der Spannung ist exemplarisch für Kanal 191 in Abb. 5.24 aufgetragen, wobei zwei Plateaus beobachtet werden. Das Plateau ab etwa $U_b = 3 - 5\text{ V}$ deutet darauf hin, dass der Bereich zwischen den Säulen des Detektors verarmt ist, was in Übereinstimmung mit dem in [Fle07] genannten Wert von 5 V ist. Das zweite Plateau ab $U_b \approx 34\text{ V}$, welches auch in Abb. 5.23 sichtbar ist, deutet auf eine Vollverarmung des Detektors, also zwischen den Enden der Säulen und der Oberfläche, hin.

Anhand der Verarmungsspannung lässt sich die Resistivität ρ wie folgt berechnen [Chi90]:

$$\rho = \frac{d^2}{U_d \mu_e 2 \epsilon_0 \epsilon_r}. \quad (5.2)$$

Dabei ergibt sich mit der Dicke der Verarmungszone $d = 57 \mu\text{m}$ (Abstand zwischen Vorderseiten und Rückseitensäule), der entsprechenden Verarmungsspannung $U_d = 3 - 5 \text{ V}$ (siehe Abb. 5.24), der Elektronenmobilität $\mu_e = 1350 \text{ cm}^2$ [Pei93] und der Elektronegativitätszahl von Silizium $\epsilon_r = 11,7$ [Bit98] eine Resistivität von $\rho = (2,3 - 3,87) \text{ k}\Omega\text{cm}$, was in dem von CNM angegebenen Bereich von 1-5 k Ωcm liegt.

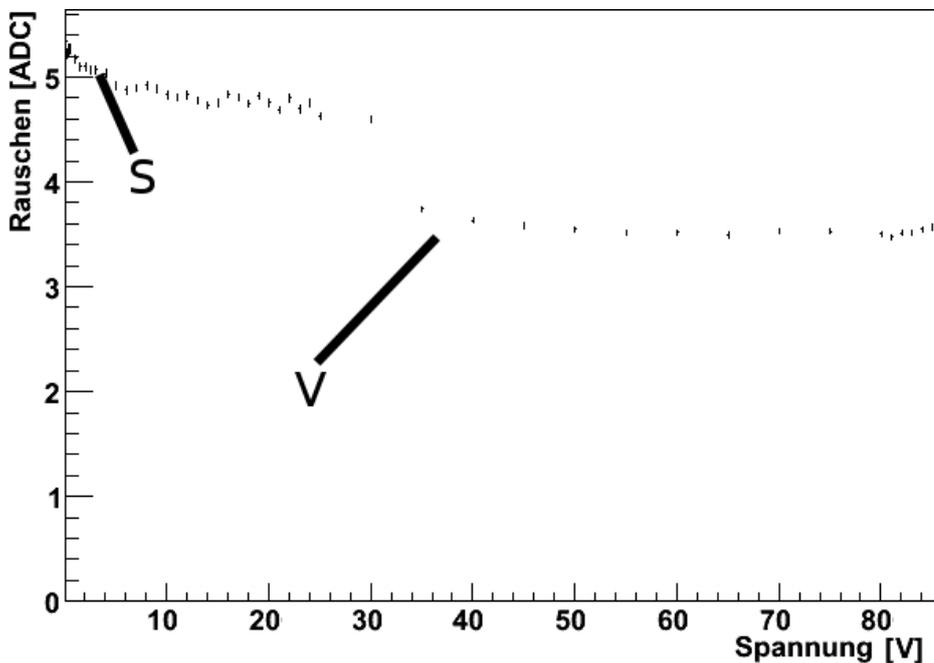


Abbildung 5.24: Rauschen für Kanal 191 nach der Common-Mode-Korrektur. Zwei Verarmungsbereiche sind sichtbar, Verarmung zwischen den Säulen (S) ab ca. 3-5 V und Vollverarmung (V) zwischen Vorder- und Rückseite ab ca. 34 V.

Bei diesen Messungen zeigte sich der Durchbruch bereits bei einer angelegten Spannung $U_b > 86 \text{ V}$, wohingegen der Durchbruch²⁶ bei Messung der Stromabhängigkeit für einen einzelnen Kanal (siehe Abb. 5.19) erst bei $U_b \approx 130 \text{ V}$ erfolgte. Die Diskrepanz lässt sich dadurch erklären, dass bei der Messung der IV-Kurve mit der „Probe Station“ lediglich ein Kanal kontaktiert war, der Durchbruch aber nach den in Abb. 5.23 dargestellten Messungen in Kanal 210 stattfindet. Da dieser bei der Messung mit der „Probe Station“ nicht kontaktiert war, ist dort die beobachtete Durchbruchspannung höher.

²⁶Ein Anzeichen für einen bevorstehenden Durchbruch ist häufig ein deutlicher Anstieg im Detektorrauschen, welches sich bei diesem Detektor zumindest in 1-3 Kanälen bereits deutlich unter 80 V bemerkbar macht.

5.2.5 Ortsaufgelöste Messungen mit einem Infrarot-Laser

Nach den Rauschmessungen und der optischen Begutachtung wurden die Kanäle 185 bis 197 für die Messungen mit dem Infrarot-Laser ausgewählt. Bei den Messungen wurde eine Fläche abgerastert in der sowohl Vorderseiten, wie auch Rückseitensäulen getroffen werden sollten. Die Vorderseitensäulen sind jedoch aufgrund einer Aluminiumschicht in diesen Messungen nicht sichtbar. In den Abbildungen 5.25, 5.26 und 5.27 sind bei gleicher Fokussierungseinstellung und gleicher Temperatur, sowie Laserfrequenz und Intensität, Lasermessungen bei verschiedenen Spannungen gezeigt²⁷.

Aufgetragen ist für jeden Messpunkt (in der x/y-Ebene) die Summe des Mittelwerts der Signale in den beiden Auslestreifen, zwischen denen der Laser in das Siliziummaterial eingedrungen ist (vergleiche 4.2.3). Bei einer angelegten Spannung von $U_b = 0\text{ V}$ (Abb. 5.25 links) ist die Ladungssammlung, die lediglich aufgrund der durch die intrinsischen Ladungsträger vorhandenen Verarmungszone zustande kommt, sehr inhomogen. Außerdem ist ein deutlicher Unterschied in der Signalthöhe von Kanal 191 ($y \approx 0,29\text{ mm}$) und Kanal 192 ($y \approx 0,35\text{ mm}$) zu beobachten.

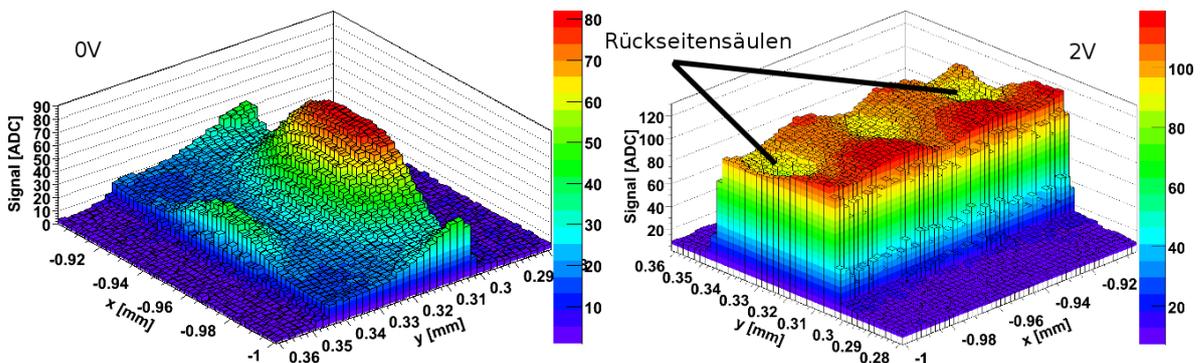


Abbildung 5.25: Lasermessungen bei einer angelegten Spannung von $U_b = 0\text{ V}$ (links) und $U_b = 2\text{ V}$ (rechts). Das hier gezeigte Signal ist die Summe der Kanäle 191 ($y \approx 0,29\text{ mm}$) und 192 ($y \approx 0,35\text{ mm}$). Gemessen wurde der Detektor CNM0 bei Raumtemperatur.

Was durch die Messung bei einer angelegten Spannung von $U_b = 2\text{ V}$ (Abb. 5.25 rechts) ebenfalls deutlich wird, ist der sprunghafte Anstieg der Ladungssammlungseffizienz. Die Signalverteilung ist bereits bei $U_b = 2\text{ V}$ vergleichsweise homogen, was in der geringen Verarmungsspannung für den Zwischensäulenbereich begründet liegt. Die Verarmungsspannung für laterale Verarmung beträgt nach den Rauschmessungen (siehe Abb. 5.23 rechts) 4-6 V. Die Signalantwort im Bereich der Rückseitensäulen ist schwächer, da der Laser bereits nach einem Bruchteil der Eindringtiefe in die Säule trifft und dort keine Ladungsträger mehr erzeugen kann, die gesammelt werden können. Dies liegt daran, dass die Säulen nicht sensitiv auf Teilchendurchgänge sind. Nach dem Ätzen der Löcher wurde eine $3\text{ }\mu\text{m}$ dicke Schicht aus, mit Bor oder Phosphor dotiertem, Polysilizium in den Löchern abgelagert. Anschließend wurde eine Passivierungsschicht aus Siliziumdioxid angereichert [Pen09].

²⁷Dabei bedeutet gleiche Laserfrequenz und Intensität, dass an den Einstellungen am Laserpuls-Generator keine Änderungen durchgeführt wurden, nicht jedoch, dass die Frequenz oder die Intensität durch eine Messung beobachtet wurden und festgestellt wurde, dass sie sich nicht geändert haben.

Durch das Laserlicht wird auch im Polysilizium Energie deponiert, welche jedoch aufgrund der vernachlässigbar geringen Feldstärken nicht in die Auslese abgeführt werden kann. Des Weiteren gibt es einen Bereich mit geringerer Ladungssammlungseffizienz zwischen den Rückseitensäulen. Dieser Bereich wird bei höheren Spannungen immer kleiner (siehe Abb. 5.26) und ist bei Messungen mit angelegten Spannungen oberhalb von $U_b = 8\text{ V}$ durch diese Messungen nicht nachzuweisen. Wie in Abb. 5.27 erkennbar ist, wurde bei der Messung mit einer angelegten Spannung von 80 V ein leicht anderer Bereich auf dem Detektor gewählt, der in x -Richtung um $500\ \mu\text{m}$ gegenüber dem vorherigen Bereich verschoben ist. So kann die Region um die Rückseitensäule besser hinsichtlich des Ladungssammelungsverhaltens geprüft werden.

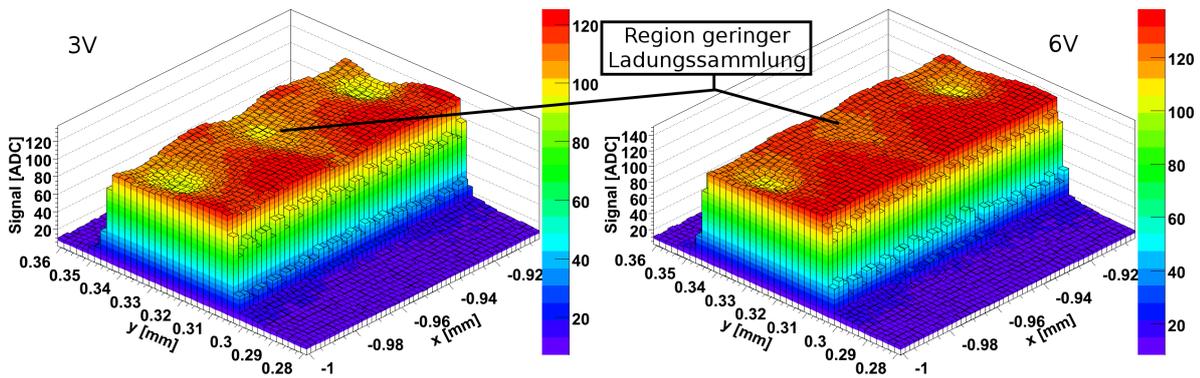


Abbildung 5.26: Messungen bei $U_b = 3\text{ V}$ (links) und $U_b = 6\text{ V}$ angelegter Spannung (rechts). Beim Vergleich der Messungen ist zu erkennen, dass die Region geringerer Ladungssammlungseffizienz bei $U_b = 6\text{ V}$ deutlich kleiner ist.

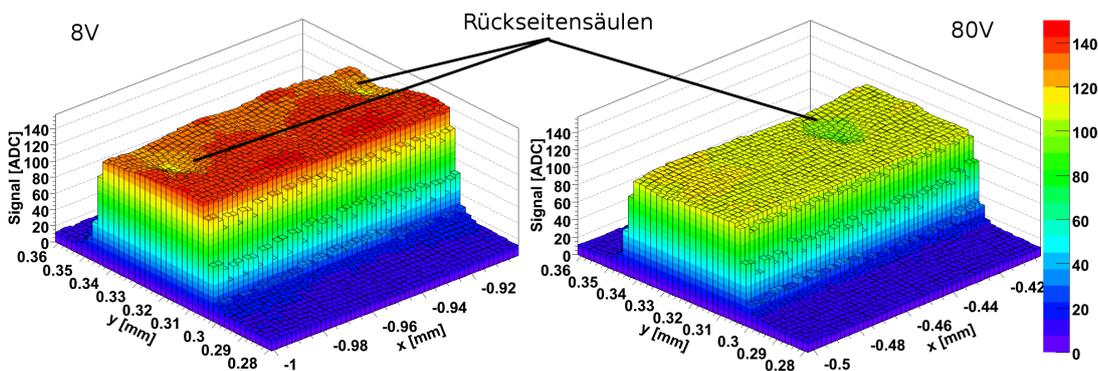


Abbildung 5.27: Messungen bei angelegten Spannungen von $U_b = 8\text{ V}$ (links) und $U_b = 80\text{ V}$ (rechts). In diesem Vergleich ist zum letzten Mal die „low-field-region“, welche bei $U_b = 8\text{ V}$ noch erkennbar ist, zu sehen.

Es konnte jedoch dort, wo bei geringeren Spannungen ($U_b \leq 8\text{ V}$) eine Region mit weniger Ladungssammlung identifiziert wurde, keine Inhomogenität über den für den Laser sensitiven Bereich beobachtet werden. Die Region geringerer Ladungssammlung verschwindet also

bei hoher angelegter Spannung, was zu einer homogenen Ladungssammlungseffizienz über die Detektorfläche führt, abgesehen von den Bereichen der Säulen. Auffällig an den Messungen, deren Ergebnisse in Abb. 5.27 zu sehen sind, ist, dass das maximale Signal, bei der Messung mit $U_b = 8\text{ V}$, höher ist, als bei jener mit $U_b = 80\text{ V}$. Durch das höhere elektrische Feld, welches durch die höhere Spannung erzeugt wird, und die größere Verarmungszone, müsste mehr Ladung gesammelt und somit ein stärkeres Signal gemessen werden. Der Detektor ist bei einer Sperrspannung von lediglich $U_b = 8\text{ V}$ noch nicht bis zur Rückseite verarmt. Bei $U_b = 80\text{ V}$ hingegen ist der Detektor komplett verarmt. Um die Ursache hierfür zu finden, wird die Ladungssammlung für die einzelnen Auslestreifen getrennt analysiert. Dabei tritt ein interessanter Effekt zu Tage, welcher in Abb. 5.28 gezeigt wird. Die maximale Signalthöhe bei einer angelegten Spannung von $U_b = 8\text{ V}$ beträgt in einem Kanal etwa 130 ADC und bei $U_b = 80\text{ V}$ ca. 145 ADC.

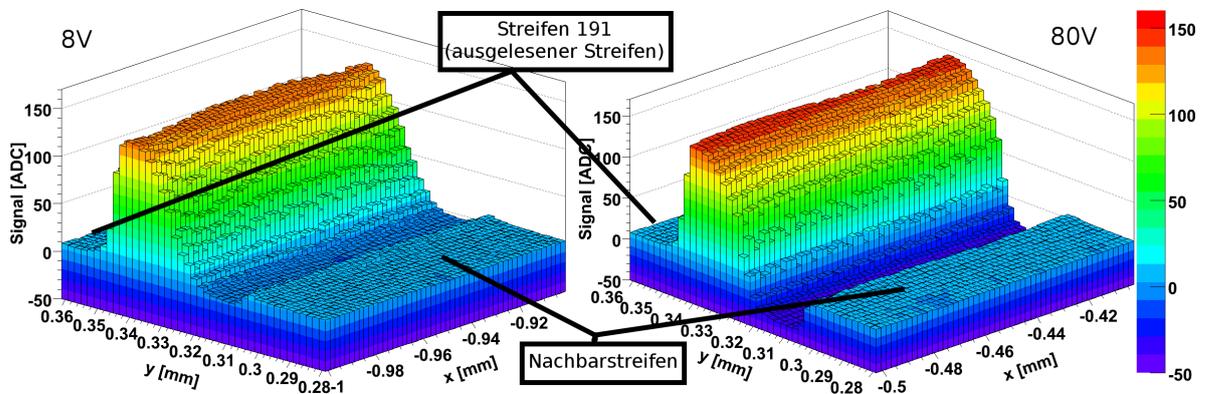


Abbildung 5.28: Messungen bei angelegten Spannungen in Höhe von $U_b = 8\text{ V}$ (links) und $U_b = 80\text{ V}$ (rechts). Gezeigt ist jeweils nur die Signalamplitude eines Kanals (hier: 192). Ein Abfall des Signals mit negativer Polarität ist bei der Erhöhung der Spannung von $U_b = 8\text{ V}$ auf $U_b = 80\text{ V}$ zu beobachten.

Es ist also ein geringfügiger Anstieg des maximalen Signals zwischen diesen zwei Spannungen zu beobachten. Ursache des zuvor geschilderten Signalabfalls sind die in Abb. 5.28 sichtbaren, als negativ gemessenen Ladungswerte im Bereich von etwa $y = 0,306\text{ mm}$ bis $y = 0,318\text{ mm}$, dort wo die Ladungsträger zum Nachbarkanal driften. Dort wo die Ladungsträger zum ausgelesenen Kanal (hier 191) driften, also im Bereich von etwa $y = 0,33\text{ mm}$ bis $y = 0,342\text{ mm}$ ist das gemessene Signal maximal. Im Nachbarkanal ist die Signalverteilung entsprechend und so summieren sich die maximalen und die minimalen ADC-Werte zu einem geringeren Wert für die Messung mit $U_b = 80\text{ V}$, wo dieser Effekt stärker auftritt, als für jene mit $U_b = 8\text{ V}$.

Der Anstieg des negativen Signalanteils im Randbereich der aluminiumfreien Zone liegt vermutlich an der Shaping-Zeit und der Verzögerungszeit zwischen dem Trigger des Laserpuls-Generators und dem LVDS „fast control signal“ zur Auslese der Daten. Erzeugt der Laser sehr nah bei einer Säule Ladung, dann werden die Elektronen sehr schnell über die Säule abfließen. Die positiv geladenen Löcher wandern, aufgrund ihrer geringeren Mobilität (siehe Abschnitt 2.4 und Abb. 2.6), langsamer von dieser Elektrode weg in Richtung der Rückseitenelektrode. Dabei kann eine Drift in Richtung der benachbarten Vorderseitenelektrode stattfinden, wodurch dort ein Signal induziert wird. Zu einem bestimmten Zeitpunkt

wandern die Löcher jedoch mehr in Richtung der Rückseitenelektrode und damit weg von der Vorderseitenelektrode. Dies führt dazu, dass in der Vorderseitenelektrode, in der die Löcher zuvor ein negatives Signal induziert haben nun ein positives Signal induziert wird. Da Löcher deutlich langsamer driften als Elektronen kann es vorkommen, dass im Ausleseintervall die Löcher die Rückseitenelektrode noch nicht erreicht haben und daher das induzierte Signal an einer Vorderseitenelektrode noch nicht zu Null aufaddiert wurde. Dies führt dazu, dass ein von Null abweichendes induzierte Signal in der Vorderseitenelektrode gemessen wird.

Wird der Detektor bei Spannungen oberhalb der Verarmungsspannung betrieben können erzeugte Elektron-Loch-Paare über eine längere Strecke hinweg getrennt und gesammelt werden. Je weiter diese Ladungsträger von den Elektroden entfernt sind, umso länger driften sie durch das Material und induzieren durch ihre Bewegung hin zu einer der Elektroden, in der benachbarten Elektrode ein Signal mit umgekehrtem Vorzeichen. Die integrierte erfasste Ladung ergibt zwar stets einen mit Null verträglichen Wert, jedoch kann eine entsprechende Wahl des Auslesezeitfensters oder der Shaping-Zeit zu einem von Null verschiedenen Integrationswert für die induzierte Ladung führen. Die Wahrscheinlichkeit dafür steigt mit der Größe des Ladungsträgerdriftbereichs.

5.3 Messungen mit einem bestrahlten CNM-Detektor

Gegenstand dieser Messung ist ein baugleicher Detektor, wie jener, welcher in Abschnitt 5.2.1 beschrieben wurde. Dieser erhielt durch Protonenbestrahlung am Protonen-Synchrotron des Forschungszentrum Karlsruhe, eine äquivalente Strahlendosis von $\Phi = 1 \cdot 10^{15} N_{eq}/\text{cm}^2$. Auch dieser Detektor zeigt in geringerer Zahl und Ausprägung Prozessierungsfehler, wie sie schon bei dem unbestrahlten Detektor beobachtet wurden (siehe Abb. 5.18). Für den bestrahlten Detektor wurden Messungen, wie sie in Kapitel 4 und Abschnitt 5.2 beschrieben wurden, durchgeführt und werden im folgenden beschrieben. Der Detektor erhält die abkürzende Bezeichnung CNM1.

5.3.1 Charakterisierung des Detektors

Da der Detektor bestrahlt wurde, mussten sämtliche Messungen unter Verwendung einer ausreichenden Kühlung durchgeführt werden. Die Temperatur wurde dabei mit einem Temperatursensor, der direkt auf die Detektorkeramik geklebt wurde (siehe Abb. 5.29), gemessen. Auf dem Foto sind zwei 3D-DDTC-Detektoren zu sehen, von denen je nach Bedarf einer oder auch beide über die Leiterbahnen, welche an zwei Stellen mit Silberleitkleber leitend verbunden werden müssen, mit Hochspannung versorgt werden können. Es ist außerdem der im ALiBaVa-System integrierte Temperatursensor abgebildet, der sich als einziges Bauteil auf der Platine neben dem linken Beetle-Chip befindet. Die von diesem Sensor gemessene Temperatur birgt für die Messungen, aufgrund der großen Distanz zum Detektor, jedoch keine relevante Information über die Detektortemperatur.

Aufgrund der Bestrahlung dieses Detektors setzt der Durchbruch erst bei einer höheren Sperrspannung ($U_{\text{Durchbruch}} \geq 234 \text{ V}$) ein, als bei dem unbestrahlten ($U_{\text{Durchbruch}} \geq 86 \text{ V}$, siehe Abschnitt 5.2.4). Es wurde erneut das Rauschen für jeden Auslestreifen über den komplet-

ten Spannungsbereich gemessen. Dabei wurde – wie im vorherigen Abschnitt begründet – die Common-Mode-Korrektur nur mit den gebondeten Kanälen durchgeführt. Dies führte auch hier zu einem geringeren Rauschen (siehe Abb. 5.30). Es ist das Rauschen für alle gebondeten Kanäle bei einer Temperatur von -22°C in Abhängigkeit von der Spannung aufgetragen. Das Rauschen beträgt für fast alle Kanäle und die meisten Spannungswerte ca. 5 ADC. Es sind sieben Kanäle zu sehen, die über den kompletten Spannungsbereich ein doppelt so großes Rauschen, etwa 10 ADC, aufweisen. Es handelt sich vermutlich um „tote“ Kanäle, oder nicht korrekt gebondete. Die Messungen wurden in einer Gefriertruhe durchgeführt.

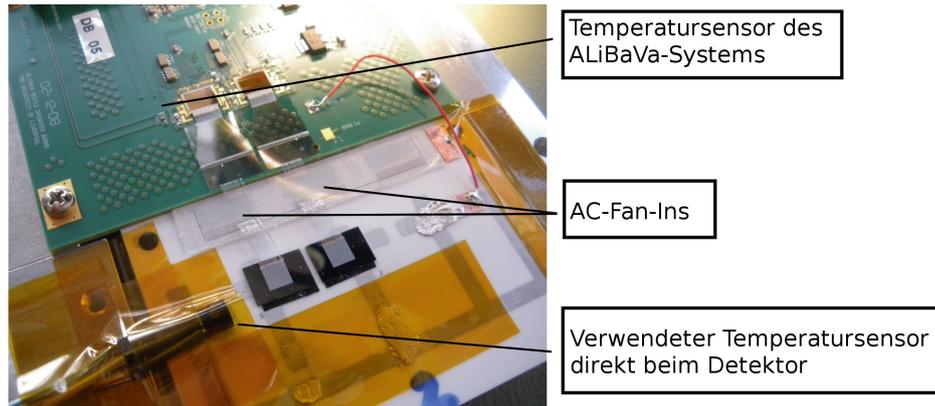


Abbildung 5.29: Foto des Moduls mit zwei CNM 3D-DDTC-Detektoren. Die Detektoren sind über Bonddrähte mit AC-Fan-Ins verbunden. Diese sind mit den Fan-Ins auf dem Daughterboard und somit den beiden Beetle-Chips verbunden. Das rote Kabel am rechten Bildrand versorgt die Detektoren mit der Hochspannung für die Rückseite. Links unter der Polyimideklebefolie wurde ein Temperatursensor mit Epoxidharzkleber direkt auf die Keramik geklebt, um die Detektortemperatur so genau wie möglich bestimmen zu können.

Einige Kanäle zeigen bei hohen Spannungen einen starken Anstieg des Rauschens. Dies ist bei dem unbestrahlten Detektor nur bei drei Kanälen der Fall (vergleiche Abb. 5.23). Der starke Rauschanstieg beim Detektor CNM1 (siehe Abb. 5.30) könnte seine Ursache in Mikroentladungen („microdischarges“) haben [?]. Diese treten häufig am Rand von Streifen oder generell an Kanten von unterschiedlichen Prozessierungsstrukturen auf, da dort die elektrischen Felder besonders stark sein können. Mikroentladungen wurden bereits für die Siliziumstreifendetektoren, welche im ATLAS-SCT Verwendung finden, untersucht und nachgewiesen. Da diese größtenteils erst ab Spannungen von 400 V auftraten, konnten die meisten Module dennoch im Detektor verbaut werden [Kuw07].

Bei dem unbestrahlten Detektor war das Rauschen bei sehr niedrigen Spannungen von der Größenordnung 5 ADC und sank bei Vollverarmung auf etwa 3,5 ADC, dies aber beides bei einer deutlich höheren Temperatur (Unterschied ca. 40 K). Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass das Rauschen mit fallender Temperatur abnimmt (siehe Gl. 2.21 und Gl. 2.22), liegt das Rauschniveau des bestrahlten Detektors deutlich über dem, des unbestrahlten. Zusätzlich wird der Verstärkungsfaktor des Beetle-Chips mit fallender Temperatur geringer, was zusätzlich bedeutet, dass der bestrahlte Detektor stärker rauscht.

Auch für diesen Detektor wurde Abhängigkeit des Leckstroms von der Spannung gemessen, aufgrund der Bestrahlung jedoch bei einer Temperatur von etwa -22°C , in einer Kühltruhe.

Dabei war der Detektor bereits an das Daughterboard gebondet. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 5.31 dargestellt.

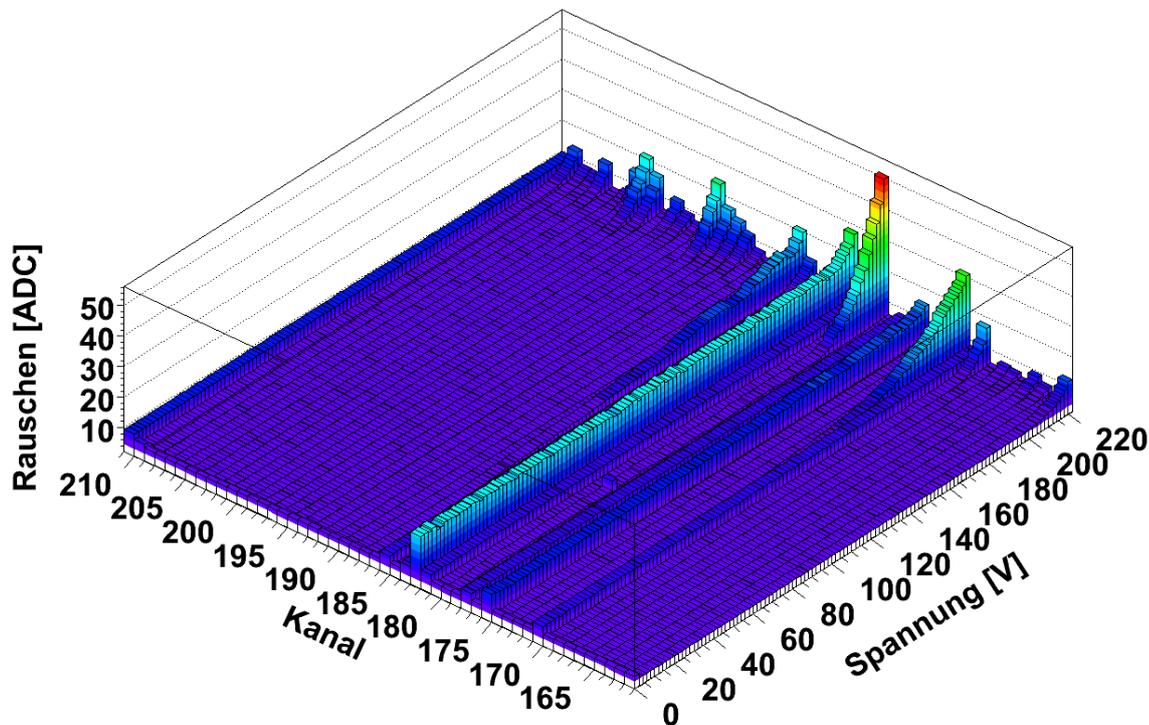


Abbildung 5.30: *Detektorrauschen in Abhängigkeit von der angelegten Spannung für die gebondeten Kanäle, gemessen bei ca. -22°C .*

Eine konkrete Durchbruchspannung ist schwer zu benennen, da die Leckstrom keinen sprunghaft exponentiellen Anstieg des Stroms zeigt, wie beispielsweise im unbestrahlten Fall (vergleiche Abb. 5.19). Ab etwa 200 V steigt der Leckstrom zwar exponentiell an, der Detektor zeigt einen „verzögerten“ Durchbruch. Die für gewöhnlich übliche Benennung durch einen charakteristischen Wert ist daher nicht möglich. Durch einen Betrieb bei niedrigeren Temperaturen kann die Spannung eventuell noch weiter erhöht werden, bevor es zum Durchbruch kommt. Messungen des Leckstroms bei verschiedenen Temperaturen und Spannungen, wie in Abb. 5.31 gezeigt, legen diesen Schluss nahe.

Wie nach der Theorie erwartet (vergleiche Gl. 2.21) sind die Ströme bei gleicher Spannung für die geringere Temperatur niedriger, als für die höhere. Die verwendeten Temperatursensoren haben in diesem Temperaturbereich eine Genauigkeit von $\sigma_T = 0,5\text{ K}$. Durch die räumliche Trennung von Detektor und Temperatursensor entspricht die gemessene Temperatur nicht genau der Detektortemperatur. Daher wurde ein Temperaturunterschied zwischen den Elementen bestimmt, der etwa 2 K beträgt und auch in Abb. 5.31 als, auf den Leckstrom umgerechneter, Fehler eingetragen ist.

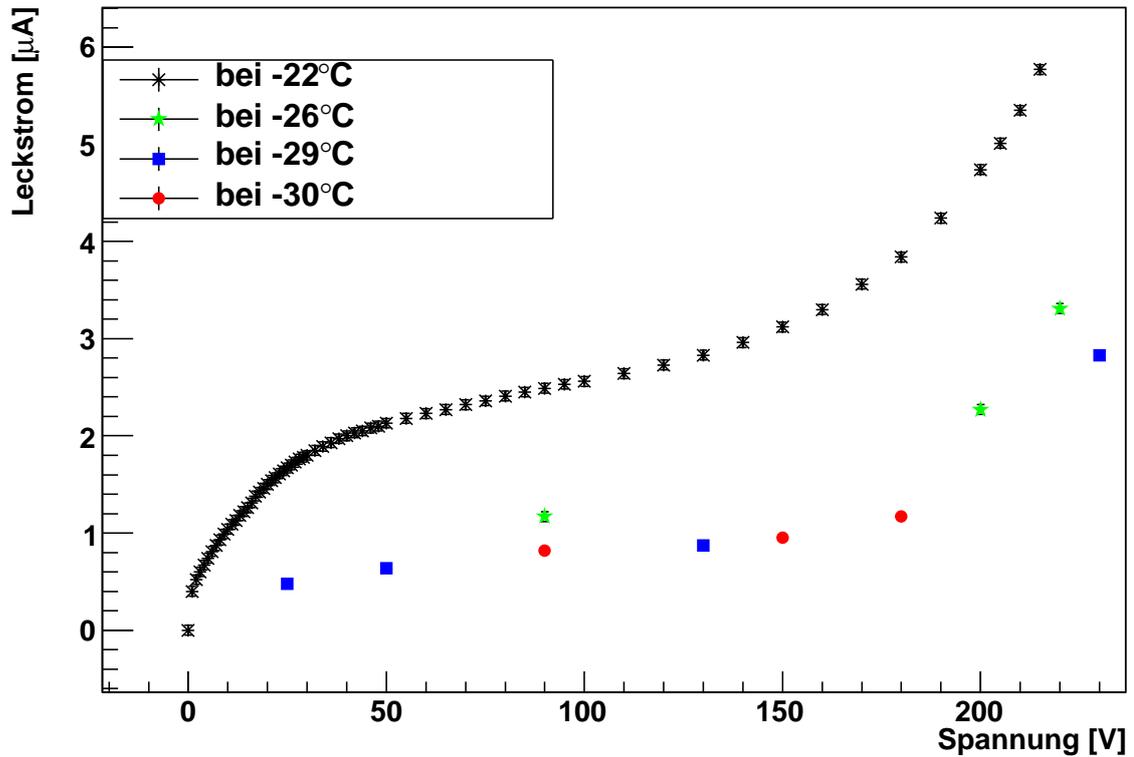


Abbildung 5.31: Gemessener Leckstrom des bestrahlten 3D-DDTC-Detektors von CNM in Abhängigkeit von der Spannung für verschiedene Temperaturen, * bei -22°C , ■ bei -29°C , ★ bei -26°C und ● bei -30°C .

5.3.2 Ergebnisse der Lasermessungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit CNM1 orts aufgelöste Messungen bei Temperaturen von -25°C bis -30°C durchgeführt.

In Abb. 5.32 sind Messungen mit angelegten Spannungen von 25 V (links) und 50 V (rechts) dargestellt. Der gescannte Bereich wurde entsprechend den Messungen mit CNM0 gewählt. Es sind zwei Rückseitensäulen zu erkennen, die leicht zu größeren y-Werten relativ zum Aluminiumstreifen versetzt sind. Dieser Versatz beträgt, wie auch schon bei dem unbestrahlten Detektor, etwa $8\ \mu\text{m}$. Die Messung bei 25 V zeigt eine deutlich inhomogenere Ladungssammlung, als bei dem zuvor vermessenen unbestrahlten Detektor bei 2 V (vergleiche Abb. 5.25 rechts). Die Region mit geringer Ladungssammlungseffizienz in Abb. 5.32 links erstreckt sich fast im kompletten Bereich zwischen den beiden Rückseitensäulen. Ebenfalls auffällig sind die beiden Regionen mit hoher Ladungssammlungseffizienz, die sich an beiden Streifenkanten bei den Positionen $x \approx 0,05\ \mu\text{m}$ und $x \approx 0,08\ \mu\text{m}$ befinden.

Durch eine Verdoppelung der angelegten Spannung auf 50 V reduziert sich die Region mit geringerer Feldstärke zwischen den Rückseitensäulen auf einen deutlich kleineren Bereich (vergleiche Abb. 5.32 rechts). Das maximale Detektorsignal hat sich ebenfalls erhöht, was sich bei weiterer Steigerung der Spannung von 50 V auf 90 V fortsetzt (siehe Abb. 5.33).

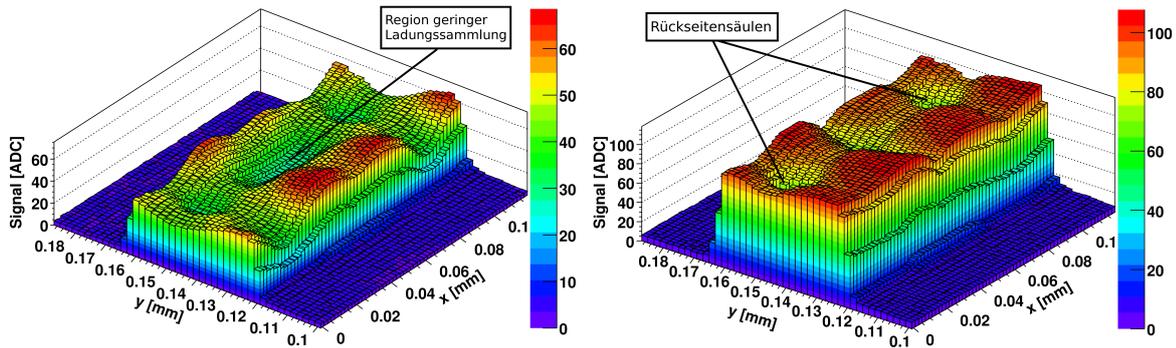


Abbildung 5.32: Lasermessungen bei 25 V (links) und 50 V Spannung (rechts). Die Messungen wurden bei -29°C Detektortemperatur mit dem Detektor CNM1 durchgeführt. Dargestellt ist die Signalsumme von zwei Kanälen (186+187).

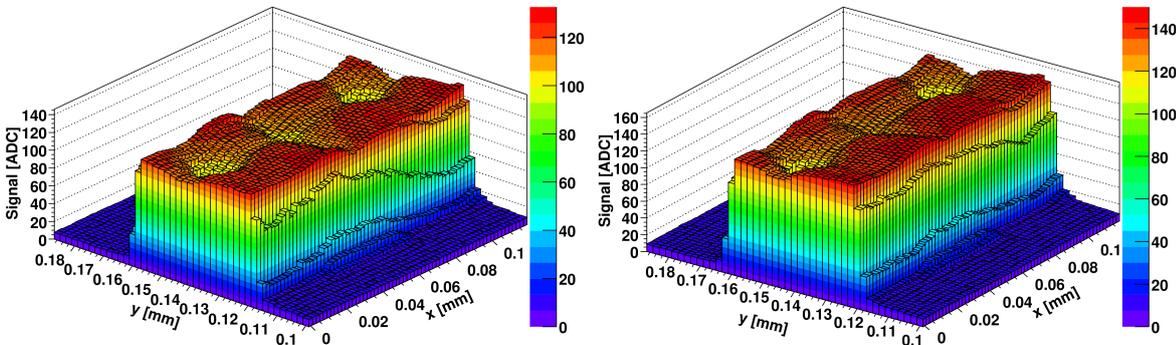


Abbildung 5.33: Lasermessungen wie in Abb. 5.32, jedoch bei 90 V (links) und 150 V Spannung (rechts).

Die Signalhöhe der Messung bei $U_b = 90\text{ V}$ (Abb. 5.33 links) entspricht der, welche bei dem unbestrahlten Detektor (siehe Abb. 5.27 rechts) für eine angelegte Spannung von 80 V gemessen wurde und deutet mit großer Sicherheit darauf hin, dass der Detektor bereits vollständig verarmt ist. In den folgenden Messungen mit weiter erhöhter Spannung setzt sich der bisher beobachtete Trend fort. Die Region geringer Ladungssammlungseffizienz ist bei der Messung mit 200 V kaum noch zu erkennen.

Der weitere Anstieg der Signalhöhe ausgehend von der Messung bei 90 V deutet auf Ladungsmultiplikation hin. Aufgrund der bereits in der Einleitung von Kapitel 3 angesprochenen Problematik lässt sich dies aber nicht mit Bestimmtheit folgern. Verschiedene Faktoren im Zusammenspiel könnten solch einen Anstieg des Signals ebenfalls verursachen.

Dazu zählt

- Der Laserpuls-Generator erzeugt keinen Laserstrahl mit einer einzigen Wellenlänge, sondern ein Spektrum.
- Die spektrale Verteilung hängt von der Temperatur ab.
- Die Intensität des erzeugten Lichtes ist ebenfalls temperaturabhängig.

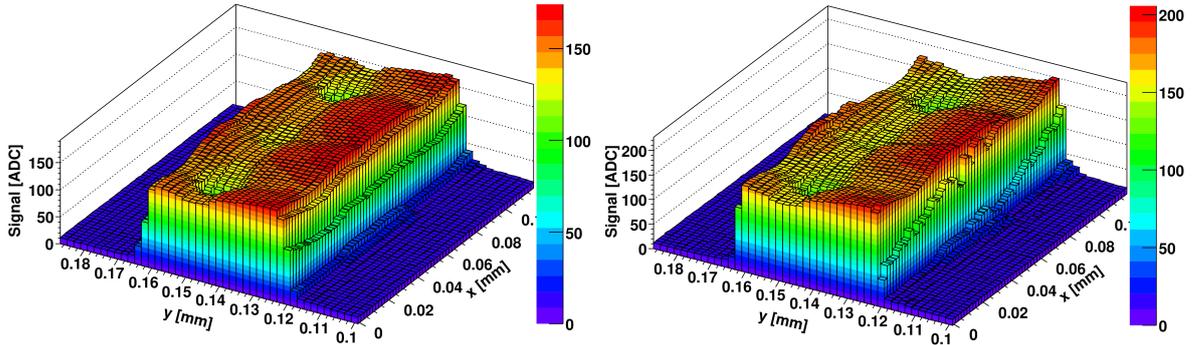


Abbildung 5.34: Lasermessungen bei 180 V (links) und 200 V Spannung (rechts).

Da sich sowohl der Laserpuls-Generator, als auch der Laserkopf nicht in dem gekühlten Volumen befinden, sondern bei Raumtemperatur betrieben werden, treten nur geringe Temperaturschwankungen auf. Problematischer ist die unterschiedliche Eindringtiefe aufgrund der stark verschiedenen Detektortemperatur der Messungen mit dem bestrahlten (CNM1) und mit dem unbestrahlten Detektor (CNM0) (vergleiche Abb. 2.2).

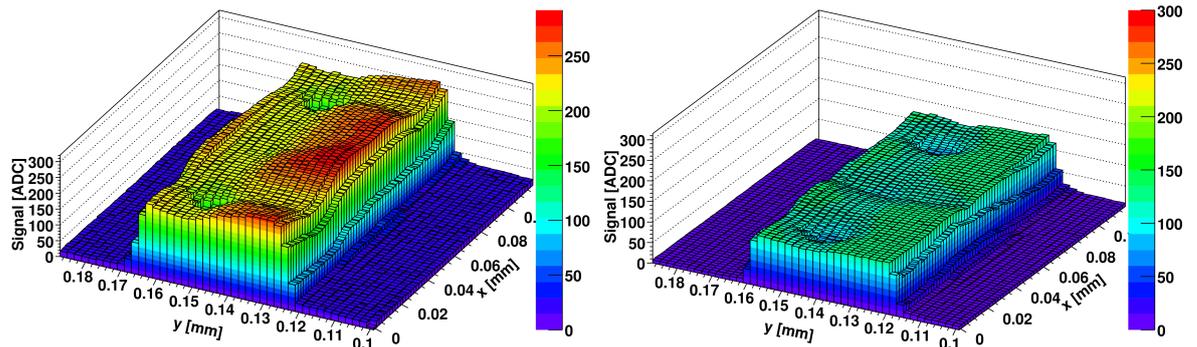


Abbildung 5.35: Links ist erneut die ortsabhängige Ladungssammlung bei 230 V dargestellt. Das Schaubild rechts zeigt erneut die ortsaufgelöste Ladungssammlung bei 90 V, allerdings mit der gleichen Skalierung, wie bei der Messung links.

Unwahrscheinlich ist aber, dass das Signal durch solche Effekte von 110 ADC counts im unbestrahlten Detektor (siehe Abb. 5.27 rechts) auf 280 ADC counts (siehe Abb. 5.35) ansteigt. Die Signalthöhe an der Position $x = 0,12$ mm und $y = 0,16$ mm wächst kontinuierlich mit der Spannung an (siehe Tab. 5.1). Diese Werte liegen deutlich höher, als die bei dem unbestrahlten Detektor gemessenen. Die Fehler auf die Tabellenwerte sind klein. Für den Fehler auf die angegebenen Signalwerte ergibt sich aus dem Gaußfit ein Fehler von jeweils weniger als 0,5 ADC Einheiten. Die Ungenauigkeit der verwendeten Hochspannungsquelle beträgt $0,04\% + 240$ mV und somit selbst für die maximale Spannung weniger als 0,5 V.

Ladungsmultiplikation bei hochbestrahlten Detektoren ist bereits mit planaren Streifendetektoren beobachtet worden [Man09], [Man10]. Da der Effekt, welcher zur Ladungsmultiplikation führt, bisher nicht komplett verstanden ist, aber die Hinweise darauf deuten, dass Ladungsmultiplikation durch extrem hohe elektrische Felder entsteht, sollte der Effekt der

Ladungsmultiplikation bei 3D-Detektoren leichter zu beobachten sein. Aufgrund der geringen Abstände der Elektroden entsteht ein starkes elektrisches Feld bereits bei deutlich geringeren Spannungen, als bei planaren Detektoren. Aus diesen Messungen wird daher der Schluss gezogen, dass Ladungsmultiplikation bei 3D-Detektoren ab einer Fluenz von $1 \cdot 10^{15} N_{eq}/cm^2$ auftreten kann und in diesen Messungen vermutlich beobachtet wurde. Simulationen der Feldverteilung könnten diese Aussage verifizieren.

Abbildung 5.35 rechts zeigt, dass sich das Maximum zwischen den beiden Rückseitensäulen bei $x \approx 0,05 \text{ mm}$ befindet. Dies lässt darauf schließen, dass die vermutete Ladungsmultiplikation hauptsächlich um die pn -Übergänge an den Vorderseitensäulen stattfindet, welche sich auf der x-Achse in der Mitte zwischen den Rückseitensäulen, jedoch auf der y-Achse in der Mitte des Metallisierungstreifens, befinden. An dieser Stelle ist das elektrische Feld maximal und man erwartet hier am ehesten eine Ladungsmultiplikation durch einen Lawineneffekt.

Spannung [V]	50	90	150	180	200	230	$\pm 0,5$
Signal [ADC]	98	121	137	146	179	211	$\pm 0,5$

Tabelle 5.1: Signalthöhe für verschiedene Spannungen bei den Lasermessungen mit CNM1, der einer Fluenz von $1 \cdot 10^{15} N_{eq}/cm^2$ ausgesetzt war, an der Position $x = 0,12 \text{ mm}$ und $y = 0,16 \text{ mm}$.

Aus den bisher durchgeführten Messungen lässt sich erkennen, dass der bestrahlte Detektor bei hohen Spannungen ab 90 V ein hohes Signal ($> 120 \text{ ADC}$) liefert, eine homogene Ladungssammlung über die Detektoroberfläche jedoch aufgrund der Säulen, nicht erreicht werden kann. Der Detektor funktioniert aber prinzipiell und die Ladungssammlung ist in allen Detektorregionen hoch genug für den Betrieb in einem Hochenergieexperiment, wie dem ATLAS Upgrade, wo Spannungen bis 500 V erreicht werden können. Mit dem bestrahlten Detektor sind Signalamplituden messbar, wie sie beim unbestrahlten Detektor bei voller Verarmung auftreten.

5.4 Vergleich der Signalentwicklung der CNM-Detektoren

In diesem Abschnitt soll kurz die Entwicklung der Signalverteilung in Abhängigkeit von der Spannung für die zuvor vorgestellten Messungen veranschaulicht werden. Dazu wurden die relativen Signalhöhen in drei Regionen einer Einheitszelle in Abhängigkeit von der Spannung für die Detektoren aufgetragen. Die Aufteilung in die Regionen ist in Abb. 5.36 zu veranschaulicht.

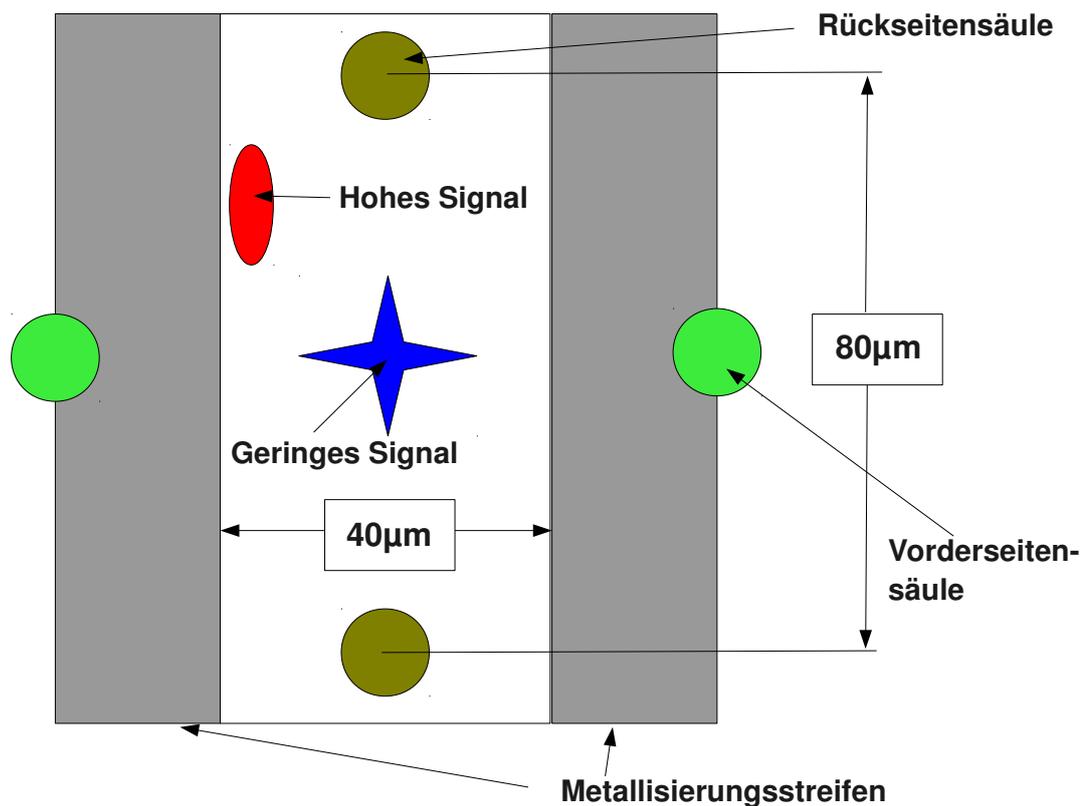


Abbildung 5.36: Grundriss einer Einheitszelle eines 3D-DDTC-Detektors. Die Kreise geben die Positionen der Säulen an. Der im Bild mittlere, weiße Bereich ist die Region zwischen zwei Metallisierungstreifen, also die für den Laser sensitive Region. Das Kreuz stellt die Region geringer Ladungssammlung dar und die Ellipse die Region mit hohem Signal.

Für jede der drei Regionen wurde das mittlere Signal von etwa 4 repräsentativen Messpunkten, d.h. $(4 \times 4) \mu\text{m}^2$, aus den Messdaten ermittelt. Aus dieser Stichprobenwahl wurde ein systematischer Fehler auf diesen Wert abgeschätzt (3 ADC). Dieser resultiert aus der nicht eindeutigen Identifizierung der entsprechenden Position. Der statistische Fehler aus dem Gaußfit ist deutlich kleiner und kann Angesichts des großen systematischen Fehlers vernachlässigt werden. Mangels Vergleichbarkeit der Absolutwerte verschiedener Messreihen, wurde eine relative Normierung der Signale auf den jeweiligen Maximalwert eines Datensatzes gewählt. Auf diese

Weise werden weiterhin nur relative Signale verglichen. Der Signalverlauf dieser Bereiche ist für den bestrahlten 3D-Detektor von CNM in Abb. 5.37 aufgetragen. Zur besseren optischen Trennbarkeit wurden die Datenpunkte mit Hilfslinien verbunden.

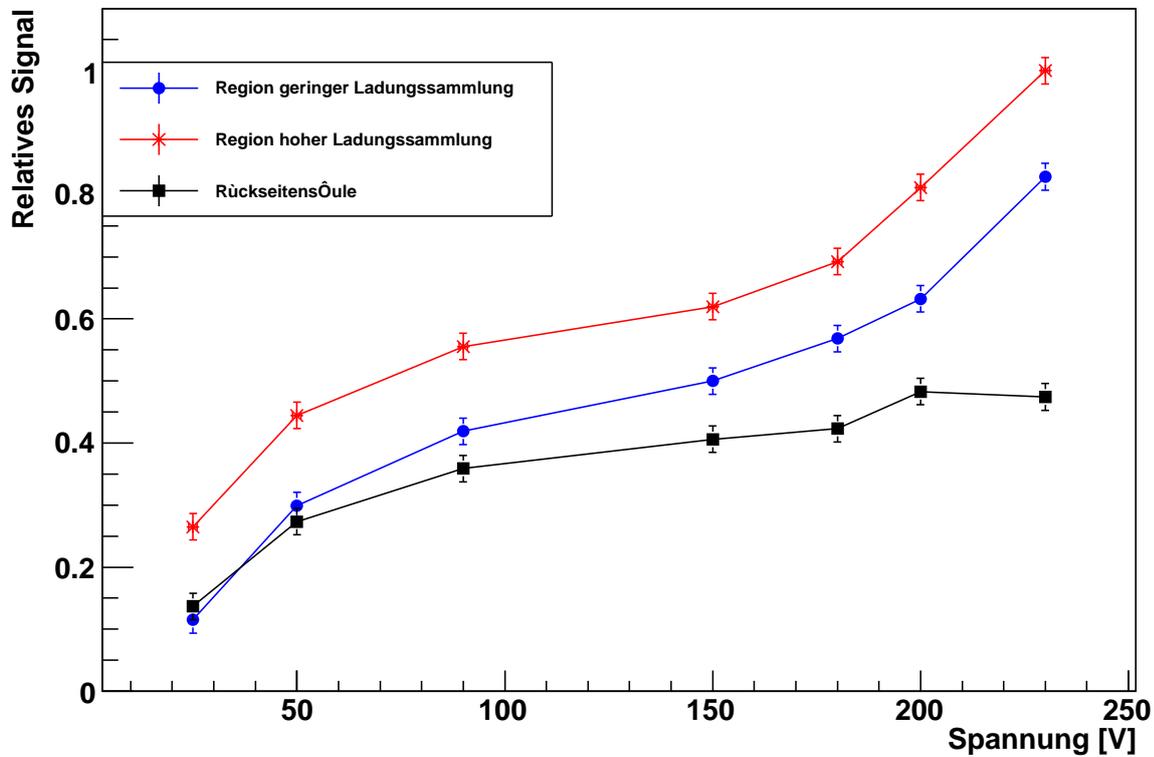


Abbildung 5.37: Signalentwicklung verschiedener in Abb. 5.36 definierter Regionen in Abhängigkeit von der Spannung und normiert auf das maximale Signal für den bestrahlten 3D-Detektor von CNM. Die roten Datenpunkte \triangle geben den Signalverlauf in der Region mit hoher Ladungssammlung wieder. Die blaue Datenreihe \square beschreibt das Signal in der Region geringerer Ladungssammlung und schließlich die schwarzen Punkte \circ das Signal in den Rückseitensäulen.

In der Bildunterschrift ist angegeben, welche Kurve welchen Bereich repräsentiert. Bei der kleinsten Spannung von 25 V ist das Signal in den Rückseitensäulen innerhalb der Fehler gleich dem in der Region geringerer Ladungssammlung zwischen den Säulen, steigt jedoch relativ zu diesem mit steigender Spannung nicht so stark. Der Signalverlauf für die beiden Regionen unterschiedlicher Ladungssammlung (\triangle und \square) unterscheidet sich qualitativ nicht voneinander. Auch der Unterschied der Signalthöhe bleibt unverändert. Der Unterschied in der Ladungssammlung zwischen diesen beiden Regionen und der Rückseitensäule nimmt aber kontinuierlich zu, ganz besonders bei hohen Spannungen ab 200 V.

Dies könnte bedeuten, dass die Ladungsmultiplikation hauptsächlich zwischen den Säulen stattfindet. Da an den Stellen der Rückseitensäulen, aufgrund des geringeren Weges, den die Photonen im Silizium zurücklegen, weniger Ladungsträger erzeugt werden erscheint es logisch, dass auch die Ladungsmultiplikation dort nicht zu so einer Signalerhöhung führen kann, wie

in anderen Regionen. Der Grund für die Ladungsmultiplikation sind wahrscheinlich hohe elektrische Felder in der Nähe von Defekten.

Zur Gegenüberstellung ist in Abb. 5.38 der Signalverlauf für die gleichen Bereiche in Abhängigkeit von der Spannung für den unbestrahlten Detektor aufgetragen.

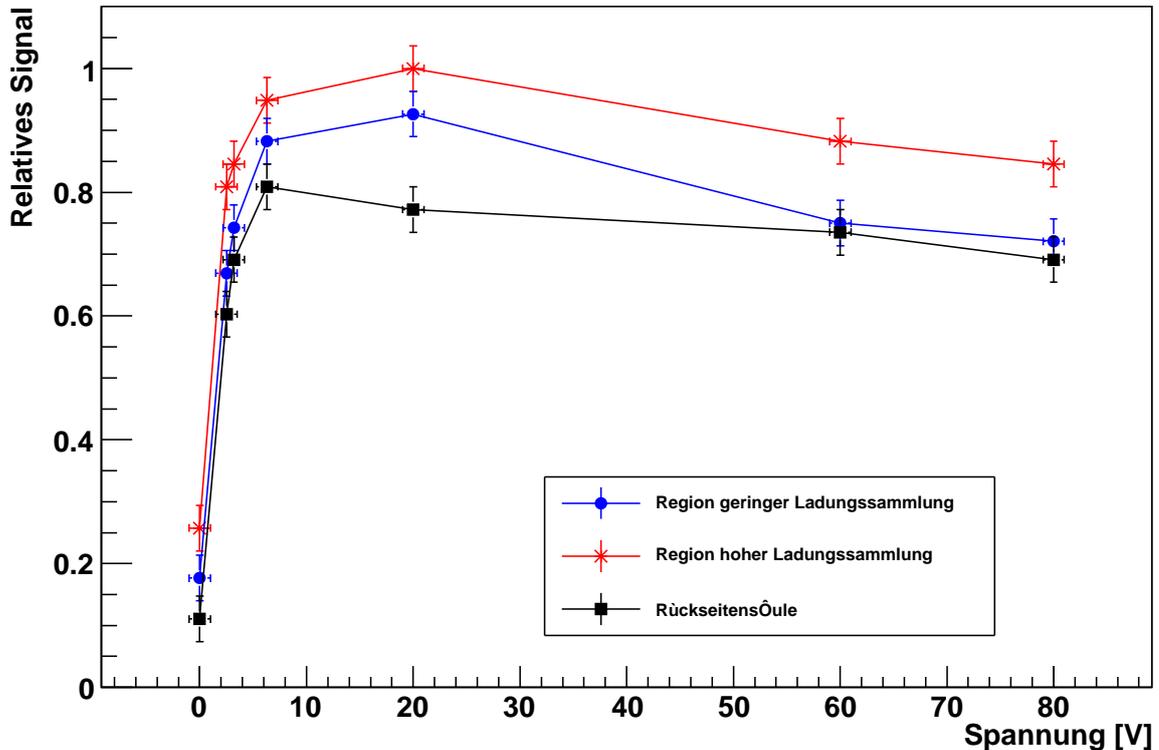


Abbildung 5.38: Signalentwicklung verschiedener in Abb. 5.36 definierter Regionen in Abhängigkeit von der Spannung und normiert auf das maximale Signal für den unbestrahlten 3D-Detektor von CNM. Die rote Datenreihe \triangle gibt den Signalverlauf in der Region mit hoher Ladungssammlung wieder. Die blauen Werte \square beschreiben das Signal in der Region geringerer Ladungssammlung und schließlich die schwarzen Punkte \circ das Signal in den Rückseitensäulen.

Der Unterschied zu den Verläufen im bestrahlten Fall besteht darin, dass die maximale Ladung bei einer angelegten Spannung von $U_b = 20$ V gemessen wurde, was an den bereits in Abschnitt 5.2.5 geschilderten falschen negativen Ladungsinformationen liegt. Diese führen dazu, dass das Signal in den einzelnen Bereichen nach Erreichen der vollen Verarmung wieder leicht sinkt. Der prinzipielle Unterschied liegt jedoch darin, dass die Ladungssammlung des unbestrahlten Detektors saturiert, wohingegen der bestrahlte Detektor bis zur Durchbruchspannung, außer in den Rückseitensäulen, keine Saturierung der gemessenen Ladung zeigt.

In Abb. 5.39 ist für den bestrahlten Detektor erneut der Signalverlauf der drei erläuterten Bereiche dargestellt, aber hier normiert auf den Datensatz der unbestrahlten Messung.

Anhand dieser Darstellung ist erkennbar, dass das Signal des bestrahlten Detektors den maximalen Signalwert des unbestrahlten Detektors in der Region mit hoher Ladungssammlung,

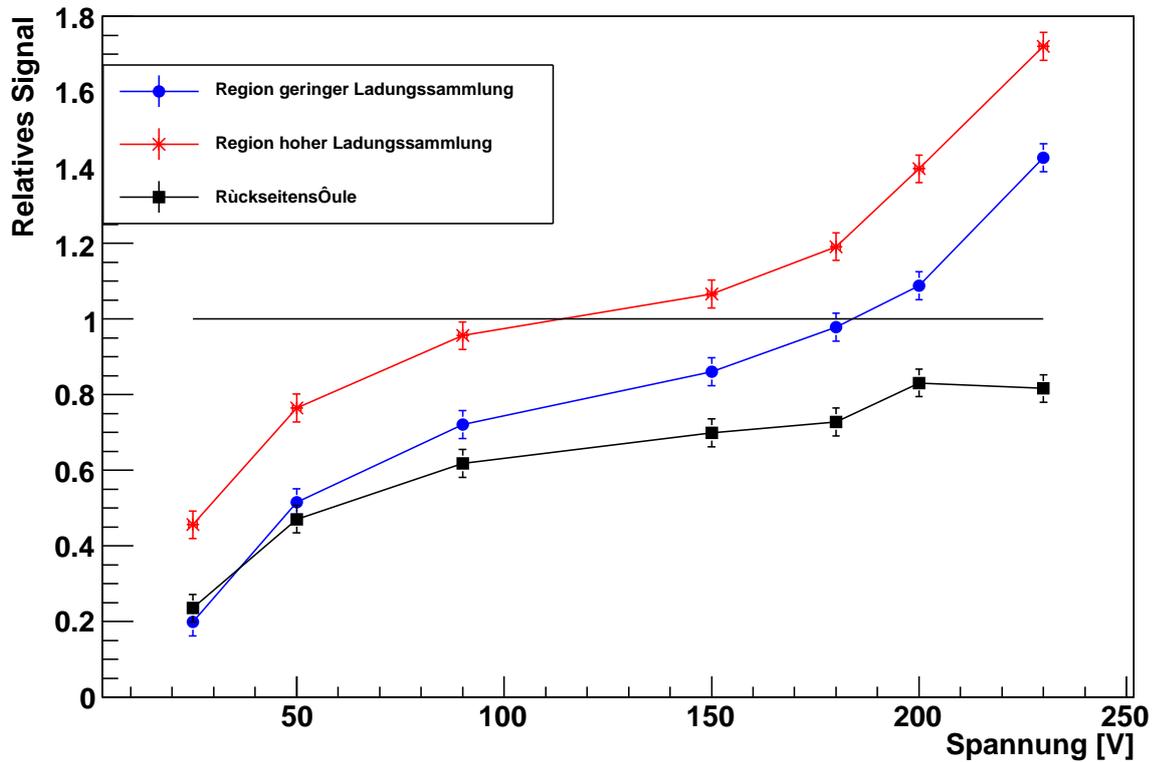


Abbildung 5.39: Hier ist der in Abb. 5.37 dargestellte Signalverlauf in Abhängigkeit von der Spannung für den bestrahlten Detektor aufgetragen, normiert auf das maximale Signal des unbestrahlten Detektors.

ab einer angelegten Spannung von etwa $U_b = 150$ V, übersteigt und für die Region geringer Ladungssammlung, ab einer angelegten Spannung von etwa $U_b = 200$ V. Dies ist ein klares Indiz für Ladungsmultiplikation.

5.5 Hochbestrahlte Detektoren

Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch Messungen mit einem weiteren bestrahlten 3D-DDTC-Detektor von CNM durchgeführt. Dieser war einer Fluenz von $\phi = 2 \cdot 10^{15} \text{ Neq/cm}^2$ ausgesetzt und ist nach dem gleichen Design produziert, wie es bereits in Abschnitt 5.2.1 vorgestellt wurde, mit dem Unterschied, dass es sich hierbei um einen n -Typ Detektor und nicht um einen p -Typ Detektor handelt. Es wird also Ladung mit entgegengesetztem Vorzeichen (nämlich Löcher), wie bei den zuvor vorgestellten Messungen, gesammelt. Zur besseren Lesbarkeit und Vergleichbarkeit wurde die gesammelte Ladung jedoch mit positivem Vorzeichen versehen²⁸, so dass sich die Darstellungen von p und n -Typ Detektoren im Vorzeichen der Auftragung

²⁸Es ist also bei den Messungen mit p -Typ Detektoren jeweils das Vorzeichen geändert, es wurde jedoch nicht der Betrag aufgetragen.

nicht unterscheiden. Aufgrund der starken Bestrahlung wurde er mit der Kaltgasanlage so weit gekühlt, dass die Detektortemperatur etwa -39°C betrug. Bei diesen Temperaturen traten während einer Lasermessung offensichtlich große Temperaturdifferenzen auf, was zu Verzerrungen aufgrund der thermischen Ausdehnung führte. Eine solche Messung ist in Abb. 5.40 exemplarisch für eine angelegte Spannung von $U_b = 125\text{ V}$ gezeigt. Das maximale Signal beträgt dabei etwa 180 ADC und ist damit größer als das des unbestrahlten p -Typ Detektors bei maximaler Spannung. Zwischen den Rückseitensäulen ist auch hier eine Region mit geringer Ladungssammlung sichtbar.

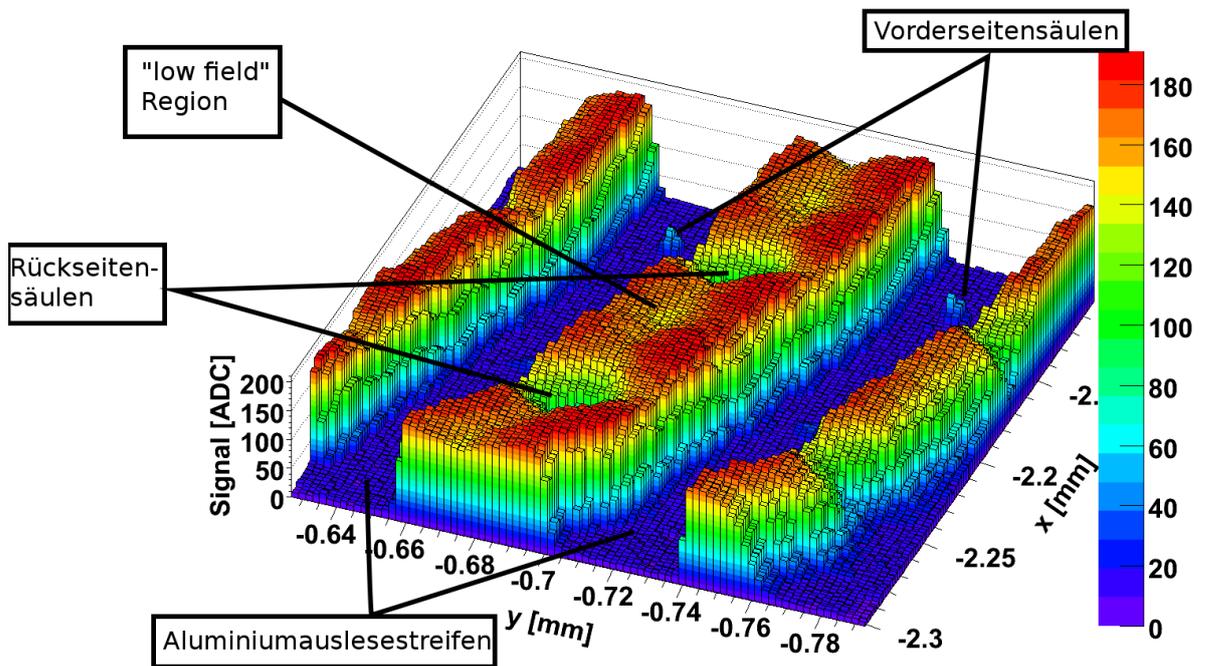


Abbildung 5.40: Lasermessungen mit einem bestrahlten n -Typ 3D-DDTC-Detektor von CNM bei einer angelegten Spannung von $U_b = 125\text{ V}$. Zu erkennen sind Vorder- und Rückseitensäulen, sowie eine Region geringerer Ladungssammlung zwischen zwei Rückseitensäulen. Die Verzerrungen entstehen durch thermische Ausdehnung während der Messung.

Die Säulenbereiche sind mit dieser Region über einen Bereich geringerer Ladungssammlung verbunden, der sich parallel zu den Streifen in deren Mitte zu erstrecken scheint. In Abb. 5.41 ist die Signalverteilung des gleichen Detektors, jedoch bei der doppelten Spannung $U_b = 250\text{ V}$, dargestellt. Das maximale Signal dieser Messung liegt deutlich über 250 ADC. Die Detektorstruktur ist, wie in der anderen Messung auch, zu erkennen. Der bei dem vorherigen Schaubild angesprochene Kanal geringerer Ladungssammlung kann bei dieser Messung nicht mehr beobachtet werden.

Trotz der verzerrten Struktur kann folgendes erschlossen werden: Der Detektor funktioniert und erreicht eine ausreichend große Signalsammlungseffizienz, um Verwendung in Hochenergieexperimenten zu finden. Auch bei diesem Detektor erscheinen die Rückseitensäulen relativ

zum Aluminiumstreifen zu größeren y -Werten versetzt zu sein. Bei Spannungen bis zu 250 V tritt (noch) eine Region geringerer Ladungssammlungseffizienz zwischen zwei Rückseitensäulen auf. Das dort erhaltene Signal liegt jedoch um ein vielfaches höher, als jenes das an den Positionen mit Rückseitensäulen erzeugt wird. Aufgrund des hohen Signals, vor allem auch bei der Messung mit einer angelegten Spannung von 250 V, liegt die Vermutung nahe, dass auch bei diesem Detektor Ladungsmultiplikation auftritt.

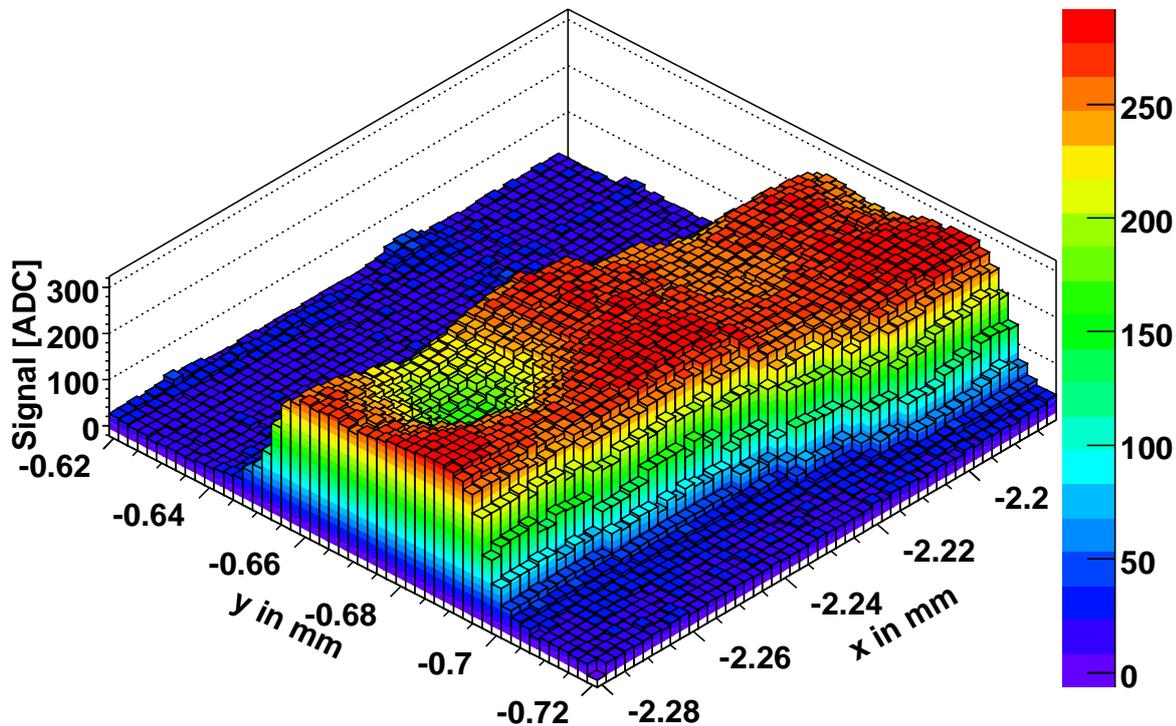


Abbildung 5.41: Lasermessungen mit einem bestrahlten n -Typ 3D-DDTC-Detektor von CNM bei einer angelegten Spannung von $U_b = 250$ V. Zu erkennen sind Vorder- und Rückseitensäulen, sowie eine Region geringerer Ladungssammlung zwischen zwei Rückseitensäulen.

Um bei zukünftigen Messungen solche thermischen Verschiebungen zu vermeiden, wurde die Plexiglasbox noch einmal überarbeitet und besitzt eine bessere Wärmeisolation. Dabei wurde das Material des Deckels geändert, sowie dessen Dicke und Möglichkeiten zum Verschrauben mit dem restlichen Rahmen der Box geschaffen. Studien mit der verbesserten Plexiglasbox sind jedoch nicht mehr Teil dieser Arbeit.

5.6 Übersicht der Ergebnisse

Im Folgenden sollen die wichtigsten Ergebnisse dieses Kapitels zusammengefasst werden. Die im Rahmen dieser Arbeit vermessenen Detektoren weisen eine dreidimensionale Struktur auf, bei der sowohl von der Vorder- als auch von der Rückseite Elektroden in das Substrat prozessiert sind, welche auf der Vorderseite zu Streifen und auf der Rückseite zu einer Fläche verbunden sind. Diese Elektroden sind Säulen, die fast den ganzen Detektor durchdringen und dadurch, die zur Verarmung nötige Spannung reduzieren, so dass für die Verarmung nicht mehr die Detektordicke ausschlaggebend ist, sondern der Abstand der Säulen parallel zur Oberfläche. Dieses Design verspricht eine größere Strahlenhärte als planare Detektoren, hat jedoch den Nachteil, dass in den Bereichen der Säulen weniger Ladung gesammelt wird, da es sich hierbei für den Nachweis hochenergetischer Teilchen um tote Bereiche handelt.

Punch through

Bei den Detektoren von FBK wird die Spannungsversorgung über den punch-through Mechanismus realisiert. Da die Daten, die mit den Detektoren in Teststrahlungsmessungen gewonnen wurden, kaum verwertbar waren, wurden weitergehende Untersuchungen zur Ursachenfindung durchgeführt. Bei den in Abschnitt 5.1.2 durchgeführten Messungen zur Prüfung der punch-through-Funktionalität wurde festgestellt, dass die tatsächlich zwischen Streifen und Rückseite anliegende Spannung deutlich geringer ist, als sie sein sollte. Idealerweise steht für die Verarmung der auf diese Weise mit Spannung versorgten Detektoren nahezu die volle angelegte Spannung zur Verfügung. Es sollte lediglich, die zur Verarmung des Bereichs zwischen dem Schutzring und dem Streifen nötige Spannung abfallen, welche im Bereich von wenigen Volt liegt. Durch den punch-through-Mechanismus fällt bei den im Rahmen dieser Arbeit vermessenen Detektoren jedoch zu viel Spannung ab, was zur Folge hat, dass nur wenig Spannung für die Detektorverarmung zur Verfügung steht, die Spannungsversorgung also nicht richtig funktioniert. Für den Detektor FBK0 (unbestrahlt) genügte die Spannung zwischen Streifen und Rückseite noch um eine ausreichende Verarmung zu bewirken und entsprechende Ladungen zu sammeln. Daher konnte dieser Detektor auch mit dem Laseraufbau vermessen werden. Die zur Verarmung nötige Spannung ist für FBK1 aufgrund der Strahlenschäden höher, so dass die angelegte Spannung aufgrund des fehlerhaften punch-through nicht zur Verarmung und entsprechender Ladungssammlung ausreicht. Außerdem zeigte sich bei Veränderung, der von außen angelegten Spannung, eine sehr langsame Änderung der punch-through-Spannung.

Resultate der Lasermessungen

Durch gute Fokussierung des Laserstrahles ließen sich Messungen mit hoher räumlicher Präzision durchführen. Durch eine Gegenüberstellung der Ergebnisse der Detektoren CNM0 (unbestrahlt) und CNM1 (bestrahlt) sind Aussagen über deren Strahlenhärte möglich. Bei den Messungen ergab sich bei allen im Rahmen dieser Arbeit vermessenen CNM-Detektoren ein gutes Signal zu Rausch Verhältnis (größer 10), so dass die Detektoren theoretisch in realen Experimenten der Teilchenphysik eingesetzt werden könnten. Die Ladungssammlung ist zwar bei den Detektoren aufgrund des verwendeten 3D-DDTC-Designs nicht homogen, was jedoch

für die Verwendung als Spurdetektor nur insofern relevant ist, als dass diese Regionen bei (weiterer) Bestrahlung die ersten sind, welche ineffizient werden. Durch die Messungen konnten zudem kleinere Prozessierungsfehler, wie beispielsweise ein Fehler in der Ausrichtung von Vorder- zu Rückseitensäulen, ausgemacht werden.

Eine wichtige Erkenntnis aus den Messungen mit CNM1 war, dass auch am Laseraufbau Hinweise auf Ladungsmultiplikation beobachtet wurden. So ergab sich für den mit einer Fluenz von $1 \cdot 10^{15} N_{eq}/\text{cm}^2$ bestrahlten Detektor ein fast doppelt so hohes Signal, wie in einem baugleichen unbestrahlten Detektor desselben Wafers. Die Ladungsmultiplikation trat dabei ab einer angelegten Spannung von etwa 150 V auf. Eine Tatsache, welche die Hypothese unterstützt, dass es sich hierbei um Ladungsmultiplikation und nicht um einen anderen unbekanntem Einfluss handelt, ist die Sättigung des Signals in der Rückseitensäule. Dieses ist bei der höchsten Spannung für die beiden Detektoren jeweils annähernd gleich hoch. Gleichzeitig bedeutet dies auch, dass dort keine Ladungsmultiplikation stattfindet. Auch dies deckt sich mit der begründeten Annahme, dass der Effekt nur in Regionen hoher elektrischer Feldstärken auftritt.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der in Freiburg vorhandene Infrarot-Lasermesstand um wichtige Komponenten erweitert. So wurde ein neues, analoges Auslesesystem installiert, welches aufgrund der direkten Information über die Signalhöhe schneller arbeitet als das zuvor verwendete binäre System. In den Aufbau wurde ein Drehtisch eingebaut, um Detektoren in allen Raumrichtungen relativ zum Laser ausrichten zu können. Eine Kühlanlage wurde integriert und getestet, die es ermöglicht, tiefe Temperaturen von etwa -50°C und weniger mit hoher zeitlicher Stabilität am Detektor zu erreichen. Zur Überprüfung dieser Temperatur wurden Temperatursensoren installiert, welche an ein eigens programmiertes Mikrocontrollerboard angeschlossen wurden. Dadurch ist es möglich, die Temperatur sowohl via Display zu beobachten, als auch per Computer zur Langzeitdatennahme aufzuzeichnen.

Zusätzlich wird die Luftfeuchtigkeit über einen entsprechenden Sensor gemessen, so dass die Detektoren durch eine Taupunktberechnung vor Schäden durch Wasser- oder Wassereisbildung bewahrt werden können. Die Luftfeuchtigkeit in der Testbox, in welcher sich die Detektoren befinden, kann auf weniger als 2% relative Luftfeuchte gesenkt werden, was es erlaubt, die Temperatur unter -30°C zu senken, ohne dass es zu Kondensation kommt.

Des Weiteren wurde ein Steuerungsprogramm für die Lineartische geschrieben und in die neue Auslesesoftware integriert, damit Detektoren mit dem Laser computergesteuert gescannt werden können. Dadurch wird es möglich, beliebige Rechtecke der Detektorfläche hinsichtlich ihrer relativen Ladungssammlungseffizienz zu untersuchen.

Um die Genauigkeit der Lineartische möglichst gut auszunutzen, ist es wichtig den Durchmesser des Laserstrahls beim Auftreffen auf den Detektor zu minimieren. Dies erfordert eine gute Fokussierungseinstellung, welche in dieser Arbeit bestimmt wurde. Wird diese Fokuseinstellung bei einer Lasermessung verwendet, ist eine Genauigkeit von $2\ \mu\text{m}$ erreichbar.

Das neue Auslesesystem wurde anhand eines bekannten ATLAS-SCT-Streifendetektors getestet und soweit optimiert, dass orts aufgelöste Lasermessungen komfortabel durchführbar sind.

Die im Rahmen dieser Arbeit entworfenen und in der Arbeitsgruppe konstruierten Modulhalterungen können ohne Modifikationen sowohl am Betaquellen-, wie auch am Laseraufbau verwendet werden. Anhand orts aufgelöster Lasermessungen hat sich gezeigt, dass bei den untersuchten Prototypen während der Prozessierung Abweichungen in der relativen Ausrichtung der Vorder- und Rückseitenmasken vorlagen. Es ist mit dem Laser möglich, die Struktur des Detektors anhand der Ladungssammlungseffizienz zu untersuchen und so Rückschlüsse darauf zu gewinnen, ob Abweichungen von der verwendeten Prozessierungsmaske vorhanden sind, da der Laser in das Material eindringt. Dadurch lassen sich mehr Informationen gewinnen, als durch eine bloße optische Betrachtung. Auch ist es auf diese Weise nahezu möglich, Vorder- und Rückseite des Detektors indirekt gleichzeitig sichtbar zu machen.

Bei Messungen der Ladungssammlung von bestrahlten und unbestrahlten 3D-DDTC-Detektoren wurde bei hohen Spannungen für den bestrahlten Detektor ein höheres Signal gemessen, als bei der maximalen Spannung beim unbestrahlten Detektor gleicher Bauart beobachtet wurde. Dies deutet auf Ladungsmultiplikation hin. Bisher wurde lediglich Ladungsmultiplikation bei planaren Detektoren publiziert. Messungen an weiteren Testaufbauten in der Arbeitsgruppe zeigen ähnliche Resultate und unterstreichen somit diese Hypothese.

Aus den ortsaufgelösten Messungen mit einem Infrarot-Laser ging außerdem hervor, dass die Ladungssammlungseffizienz von 3D-DDTC-Detektoren besser ist, als diejenige von 3D-STC-Detektoren. Dennoch ist die Ladungssammlung über die Oberfläche bei diesem Detektortyp, insbesondere nach Bestrahlung, nicht homogen. Es konnte gezeigt werden, dass auch hochbestrahlte Detektoren mit Fluenzen von $2 \cdot 10^{15} \text{ N}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ noch funktionieren und ein ausreichend starkes Signal, das bedeutet ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis > 10 , für den Betrieb in Hochenergiephysikexperimenten liefern.

Literaturverzeichnis

- [Aga04] M. Agari et al., Beetle – a radiation hard readout chip for the LHCb experiment, Nucl. Instr. and Meth. A 518 (2004) 468-469
- [Ahl52] S. P. Ahlen, Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles, Rev. Mod. Physics Vol.52 (1980) S. 121-173
- [Ahm07] A. Ahmad et al., The silicon microstrip sensors of the ATLAS semiconductor tracker, Nucl. Instr. and Meth. A 578 (2007) 98-118
- [And98] L. Andricsek et al., Single-sided p^+n and double-sided silicon strip detectors exposed to fluences up to $2 \cdot 10^{14} / \text{cm}^2$ 24 GeV protons, Nucl. Instr. and Meth. A 409 (1998) 184-193
- [ATL97] ATLAS Inner Detektor Community: ATLAS inner detector: Technical design report, CERN-LHCC-97-16 1, 1997
- [Azz96] P. Azzi et al., Radiation damage experience at CDF with SVX', Nucl. Instr. and Meth. A 383 (1996) 155-158
- [Bat05] A. G. Bates et al., A comparison between irradiated magnetic Czochralski and float zone silicon detectors using the transient current technique, Nucl. Instr. and Meth. A 555 (2005) 113-124
- [Bet07] G.-F. Dalla Betta et al., Development of 3D detectors at FBK-irst, Proceedings of Science, The XVI International Workshop on Vertex detectors, 2007. <http://pos.sissa.it>
- [Bet09] G.-F. Dalla Betta et al., Characterization of 3D-DDTC detectors on p-type substrates, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS), S. 29-36, 24.10.-01.11.2009, Orlando (Florida)
- [Bic88] H. Bichsel, Straggling in thin silicon detectors, Rev. Mod. Physics Vol. 60, (1988) S. 663-689
- [Bit98] B. Bitnar, Dissertation: Oberflächenpassivierung von kristallinen Silizium Solarzellen, Universität Konstanz, 1998
- [Bou95] D. Boussard et al., The Large Hadron Collider: conceptual design, CERN/AC/95-05 (1995)
- [Chi90] A. Chilingarov, Semiconductor coordinate detectors in elementary particle physics, Sov. J. Part. Nucl. 23: 348-372, 1992
- [CNM09] Private Kommunikation (e-mail) mit C. Fleta, Celeste.Fleta@imb-cnm.csic.es

- [Don94] J. F. Donoghue: Dynamics of the Standard Model, Neue Auflage, Cambridge University Press, 1994, ISBN 978-0521476522.
- [Eck07] S. Eckert et al., Comparison of irradiated stFZ silicon sensors using LHC speed front-end electronics, Nucl. Instr. and Meth. A 583 (2007) 14-17
- [Ehr06] T. Ehrich, Diplomarbeit: Erprobung bestrahlter ATLAS SCT Detektoren und strahlenharter Prototypensensoren, 2006, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
- [Ehr07] T. Ehrich et al., Laser characterisation of a 3D single-type column p-type prototype module read out with ATLAS-SCT electronics, Nucl. Instr. and Meth. A 583 (2007) 153-156
- [Eva58] R.D. Evans et al., Handbuch der Physik, Bd. 34: Korpuskeln und Strahlung in Materie, 2, Berlin : Springer, 1958, S. 218, ISBN 3540022953
- [Fis06] H. Fischer, Vorlesung: Detektoren in der Elementarteilchenphysik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, SS2006
- [Fle07] C. Fleta et al., Simulation and test of 3D silicon radiation detectors, Nucl. Instr. and Meth. A 579 (2007) 642-647
- [Gia05] F. Gianotti et al., Physics opportunities of the LHC luminosity upgrade, Nuclear Physics B-Proc. Sup. 147 (2005) 23-32
- [Her08] R. M. Hernandez, Master-Arbeit: Design of a readout system for microstrip silicon sensors, Universidad de Valencia-CSIC, 2008
- [Her09] R. M. Hernandez, A Portable Readout System for Microstrip Silicon Sensors (ALIBAVA), IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 56, No. 3, S. 1642 - 1649, 2009
- [Hin00] H. Hinsch: Elektronik, Ein Werkzeug für Naturwissenschaftler, Springer Heidelberg 1996, ISBN 3540613609
- [Int09] Internet, http://lowlevel.brainsware.org/wiki/index.php/Serielle_Schnittstelle
- [Ise01] Firma iseg Spezialelektronik GmbH, Bedienungsanleitung für Präzisions-Hochspannungs-Netzgeräte der Baureihe SHQ-HIGH-PRECISION, www.iseg-hv.de, iseg Berlin, 2001
- [Iso09] Firma KGW Isotherm, Tieftemperatur-Kühlsystem Typ T-G für kleine und große Kühlleistungen bis -170°C, Karlsruhe, www.kgw-isotherm.de
- [Jac77] C. Jacoboni et al., A review of some charge transport properties of silicon, Solid-State Electronics Vol. 20 (1977) S. 77-89
- [Ket04] C. Ketterer, Dissertation: Entwicklung von Silizium-Mikrostreifen-Detektormodulen für den ATLAS Semiconductor Tracker, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2004
- [Kle05] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag, 4. Auflage 2005, ISBN 3835100580
- [Kra07] M.Krammer, Vorlesung: Detektoren in der Hochenergiephysik, SS2007, Inst. f. HEP, OeAW Wien

- [Küh06] S. Kühn, Diplomarbeit: Untersuchung der Strahlenhärte von Siliziumsensoren mit einer Betaquelle, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2006
- [Küh08] S. Kühn et al., Short strips for the sLHC: a p-type silicon microstrip detector in 3-D technology, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 55, No. 6, S. 3638-3642, 2008
- [Kuw07] T. Kuwano et al., Systematic study of micro-discharge characteristics of ATLAS barrel silicon microstrip modules, Nucl. Instr. and Meth. A 579 (2007) 782-787
- [Lac09] C. Lacasta, Alibava quick start manual, Version 1.6-3, 2010, <https://twiki.ific.uv.es/twiki/bin/view/Atlas/ALiBaVa>
- [Leo94] W. R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag, 2. Auflage 1994, ISBN 3540572805
- [Lin03] G. Lindström et al., Radiation damage in silicon detectors, Nucl. Instr. and Meth. A 512 (2003) 30-43
- [Löc06] S. Löchner, Dissertation: Development, Optimisation and Characterisation of a Radiation Hard Mixed-Signal Readout Chip for LHCb, Universität Heidelberg, 2006
- [LöS06] S. Löchner, M. Schmelling, The Beetle Reference Manual, Max-Planck-Institut für Nukleare Physik, Heidelberg, LHCb-2005-105 ELECTRONICS, 2006
- [Lut99] G. Lutz, Semiconductor Radiation Detectors, Device Physics, Springer Verlag, 1999, ISBN 3540648593
- [Man09] I. Mandic et al., Measurement of anomalously high charge collection efficiency in n^+p strip detectors irradiated by up to $10^{16} n_{eq}/cm^2$, Nucl. Instr. and Meth. A 603 (2009) 263–267
- [Man10] I. Mandic et al., Observation of full charge collection efficiency in heavily irradiated n^+p strip detectors irradiated up to $3 \times 10^{15} n_{eq}/cm^2$, Nucl. Instr. and Meth. A 612 (2010) 474-477
- [Mar07] O. Marti und A. Prettl, Vorlesungsscript: Halbleiter Grundlagen, Universität Ulm, 2001-2007
- [Mat06] M. Mathes, Vortrag: A full ATLAS-Pixel Size Diamond Module, Universität Bonn, Dienstagseminar, Aachen, 7. Feb 2006, http://pi.physik.uni-bonn.de/~eng/talks/Mathes_Diamant.pdf
- [Mit09] J. Mitrevski et al., The ATLAS SCT: Commissioning experience and SLHC upgrade, Nucl. Instr. and Meth. A 604 (2009) 288–292
- [Mol99] M. Moll, Dissertation: Radiation Damage in Silicon Particle Detectors, Universität Hamburg, 1999
- [Ned06] M. zur Nedden, Vorlesungsscript: Detektoren in der Elementarteilchenphysik, Humboldt Universität zu Berlin, SS2006
- [New99] Firma Newport, User's Manual, MM4005: 4-Axis Motion Controller/Driver, Version 1.09 Firmware, 1999

- [Pah08] G. Pahn, Diplomarbeit: Teststrahlungsmessungen mit 3D-stc Siliziumstreifendetektoren, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2008
- [Pah09] G. Pahn et al., First beam test characterisation of a 3D-STC silicon short strip detector, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 56, No. 6, S. 3834-3839, 2009
- [Pal85] Palik, Edward D.: Handbook of Optical Constants of Solids. Academic Press, 1985. 519529
- [Par97] S. I. Parker, C.J. Kenney, J. Segal, 3D – A proposed new architecture for solid-state radiation detectors, Nucl. Instr. and Meth. A 395 (1997) 328-343
- [Par01] S. I. Parker, C.J. Kenney, Performance of 3-D Architektur Silicon Sensors after intense Proton irradiation, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 48, No. 5, S. 1629-1638, 2001 1629
- [Pea98] C. Peacock, Interfacing the Serial/ RS232 Port V5.0, <http://www.senet.com.au/~cpeacock>, 1998
- [Pei93] A. Peisert. Silicon Microstrip Detectors. In F. Sauli, editor, Instrumentation in High Energy Physics, volume 9 of Advanced Series on Directions in High Energy Physics, pages 1–81, Singapore, 1993. World Scientific, ISBN 981020597X
- [Pel08] G. Pellegrini et al., First double-sided 3-D detectors fabricated at CNM-IMB, Nucl. Instr. and Meth. A 592 (2009) 38-43
- [Pen08] D. Pennicard et al., Simulations of radiation-damaged 3D detectors for the Super-LHC, Nucl. Instr. and Meth. A 592 (1-2) (2008) 16
- [Pen09] D. Pennicard et al., Design, simulation, production and initial characterisation of 3D silicon detectors, Nucl. Instr. and Meth. A 598 (2009) 67-70
- [Pic98] Firma PicoQuant GmbH: PDL 800 / Laser Head LDG 980. Operation Manual and Technical Data, 1998
- [Pic09] Firma PicoQuant GmbH: Light Sources, Operation Manual and Technical Data, 2009
- [Pie05] C. Piemonte et al., Development of 3D detectors featuring columnar electrodes of the same doping type. Nucl. Instr. and Meth. A 541 (2005) 441-448
- [RD50] RD50-Kollaboration, <http://rd50.web.cern.ch>
- [Ros06] L. Rossi, P. Fischer, T. Rohe, N. Wermes, Pixel Detectors, Springer 2006, ISBN 9783540283324
- [Sho50] W. Shockley, Electrons and Holes in Semiconductors, Van Nostrand, Princeton, 1950, ISBN 0882753827
- [Spi09] H. Spieler, Semiconductor Detector Systems, Oxford Science Publications, 2005, ISBN 0198527845
- [Sze85] S.M. Sze, Semiconductor Devices: Physics and Technology, John Wiley & Sons New York, 1985, ISBN 0471837040

- [Sze02] S.M. Sze, Semiconductor Devices: Physics and Technology, (2end edition) 2002, John Wiley & Sons New York, ISBN 9780471333722
- [Wag05] J. Wagner, Vorlesungsscript: Grundlagen der Halbleiterphysik, Albert-Ludwig-Universität Freiburg, WS 2005/06
- [Wea79] H. A. Weakliem und D. Redfield, Temperature dependence of optical properties of silicon, J. Appl. Phys. 50(3), (März 1979)
- [ZoD08] A. Zoboli et al., Double-Sided, Double-Type-Column 3-D Detectors: Design, Fabrication, and Technology Evaluation, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 55, No. 5, S. 2775-2784, 2008
- [ZoF08] A. Zoboli et al., Functional Characterization of 3D-DDTC Detectors Fabricated at FBK-irst, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS), S. 2721-2726, 19.10.-25.10.2008, Dresden (Deutschland)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich verschiedenen Personen danken. Anfangen möchte ich mit einem Dankeschön an Prof. Karl Jakobs, der mir die Möglichkeit gegeben hat, diese abwechslungsreiche Diplomarbeit durchzuführen. Zudem bot er mir die Möglichkeit an interessanten Tagungen teilzunehmen und so einen Einblick in die Arbeit anderer Gruppen an ähnlichen Fragestellungen zu gewinnen.

Für die exzellente Betreuung möchte ich mich insbesondere bei Michael Köhler, Dr. Ulrich Parzefall und Liv Wiik bedanken. Diese hatten immer ein offenes Ohr für jedwede Fragestellung und zeigten sich sehr hilfsbereit bei auftretenden Problemen.

Bei allen Mitgliedern von Uli's Hardwareabteilung möchte ich mich für die angenehme Atmosphäre und die vielen anregenden und interessanten Diskussionen bedanken.

Ein großes Dankeschön gebührt auch Thomas Dilger, Dieter Joos und Ines Meßmer, welche in jedweden mechanischen Fragestellungen mit ihrem Fachwissen weiterhelfen konnten. Vor allem für die Hilfe durch die mechanische Werkstatt bin ich dankbar.

Ich möchte mich zudem bedanken bei Michael Dührssen und Giacinto Piacquadio für ihre Tipps zu Fragen rund um Programmierung und Linux, bei Andreas Zwerger für seine Unterstützung bei der Auslese der Temperatursensoren, bei Markus Köhli für viele Hilfreiche Tipps zur Formulierung der Diplomarbeit, sowie bei allen anderen Mitgliedern der Abteilung für die angenehme Atmosphäre und ein offenes Ohr sowie interessante Gespräche.

Nicht zuletzt möchte ich meinen Eltern danken, die mir dieses Studium überhaupt erst ermöglicht haben, sowie meiner Frau Angela für ihre Unterstützung während des Studiums und insbesondere für ihre Geduld während dem Schreiben der Diplomarbeit.

Erklärung

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

Freiburg, den

.....

Michael Breindl