

Diplomarbeit

Charakterisierung von planaren Siliziumstreifendetektoren zum Einsatz am LHC-Upgrade

vorgelegt von
Michel Walz

Betreuer:
Prof. Dr. Karl Jakobs



Physikalisches Institut
Fakultät für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau

Dezember 2010

“It’s a great day to be a particle physicist. A lot of people have waited a long time for this moment, but their patience and dedication is starting to pay dividends.”

Rolf Heuer, Generaldirektor des CERN,
offizielles Pressestatement zu den ersten
Teilchenkollisionen am LHC

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Siliziumdetektoren	3
2.1	Funktionsweise von Siliziumdetektoren	4
2.1.1	Halbleiter im Bändermodell	4
2.1.2	Der p-n-Übergang	5
2.1.3	Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie	8
2.1.4	Ladungssammlung und Ortsauflösung	10
2.2	Herstellung von planaren Detektoren	13
2.3	Leckstrom	15
2.4	Rauschen	16
2.5	Strahlenschäden und Strahlenhärte	17
2.5.1	Defekte	17
2.5.2	Änderung der Dotierungskonzentration	17
2.5.3	NIEL-Skalierungshypothese	19
2.5.4	Anstieg des Leckstroms	20
2.5.5	Trapping	20
2.5.6	Einfluss des Trappings auf die Ladungssammlung	21
2.5.7	Ladungsverstärkung	22
2.5.8	Annealing	22
2.6	3D-Detektoren	24
2.7	Anforderungen an Siliziumdetektoren am sLHC	25
3	Die Detektoren	27
3.1	Siliziummaterialien zur Detektorherstellung	27
3.1.1	FZ-Silizium	27
3.1.2	Cz- und MCz-Silizium	28
3.1.3	Epitaktisches Silizium	29
3.2	Getestete Detektoren	30
3.2.1	Die HPK-ATLAS07-Serie	30
3.2.2	Die CiS-PMS04-Detektoren	31
3.2.3	Die CiS-MPI-Detektoren	32
3.2.4	Der Referenzdetektor	33

4	Messaufbau	35
4.1	Mechanischer Aufbau	37
4.1.1	Triggereinheit	37
4.1.2	Kaltgaskühlung	39
4.1.3	Modulhalterung	41
4.2	Betaquelle	44
4.3	ALiBaVa-Auslesesystem	49
5	Messung & Auswertung	53
5.1	Messvorbereitungen	53
5.2	Messungen mit ALiBaVa	55
5.2.1	Messsoftware - “alibava-gui”	55
5.2.2	Einstellung der Szintillatorschwellen	55
5.2.3	Messung mit radioaktiver Quelle – “RS run”	57
5.2.4	Untergrundmessung – “Pedestal run”	60
5.2.5	Kalibrationsmessung – “Calibration run”	60
5.2.6	Die Messdatei	61
5.3	Auswertung der Messdaten	61
5.3.1	Pedestalkorrektur und Rauschen	62
5.3.2	Common-Mode-Rauschen	64
5.3.3	Signalanalyse	65
6	Kalibration des Aufbaus	71
6.1	Auswertung der ALiBaVa-Kalibrationsmessung	71
6.2	Probleme der Kalibrationsmessung	72
6.3	Kalibration mittels eines Referenzdetektors	78
6.3.1	Kapazitätskorrekturfaktor	78
6.3.2	Kalibrationsmessungen	79
6.3.3	Überprüfung der Kalibration und Vergleichsmessung	82
7	Messergebnisse	85
7.1	Messungen der HPK-ATLAS07-Detektoren	85
7.1.1	Messung des Leckstroms	85
7.1.2	Messung der Ladungssammlung	86
7.1.3	Rauschen	88
7.2	Messungen der CiS-PMS04-Detektoren	90
7.2.1	Messung des Leckstroms	90
7.2.2	Messung der Ladungssammlung	94
7.2.3	Rauschen	95
7.3	Vergleich der Ergebnisse der HPK-ATLAS07- und CiS-PMS04-Detektoren	97
7.4	Noise-Occupancy	99
7.5	Annealingstudien	102

7.6	Messungen der CiS-MPI-Detektoren	106
7.6.1	Messung des Leckstroms	106
7.6.2	Rauschen	107
7.6.3	Messung der Ladungssammlung	108
8	Zusammenfassung	111
A	Anhang	113
A.1	Vergleichsmessungen	113

Abbildungsverzeichnis

2.1	Skizze des Bändermodells für Isolator, Halbleiter und Metall	5
2.2	Der p-n-Übergang im thermischen Gleichgewicht	6
2.3	Energieverlust pro Wegstrecke für Elektronen in Silizium	9
2.4	Energieverlust von geladenen Teilchen in dünnen Absorbern	10
2.5	Ladungserzeugung in einem p ⁺ -n-n ⁺ -Siliziumdetektor	11
2.6	Planare Prozessierung von Siliziumstreifendetektoren	13
2.7	Effektive Dotierungskonzentration in Abhängigkeit der Fluenz	18
2.8	Die Displacement-Damage-Funktion	19
2.9	Annealing eines Detektors bei 60 °C	23
2.10	Schematische Darstellung eines 3D-Detektors	24
2.11	Erwartete Strahlungsbelastung des ATLAS-SCT am sLHC	25
3.1	Herstellung von FZ-Silizium	27
3.2	Herstellung von Cz-Silizium	28
3.3	Die p-Stop-Strukturen der HPK-ATLAS07-Detektoren	31
4.1	Kühltruhe mit Plexiglasbox	37
4.2	Skizze des Versuchsaufbaus	38
4.3	Die Plexiglasbox mit Quellenhalterung und Triggersystem	38
4.4	Die Kaltgasanlage am Betasetup	40
4.5	Skizze der Detektorplatine aus Aluminiumnitrid	42
4.6	Einzelbauteile einer Modulhalterung	43
4.7	Spektrum des ⁹⁰ Sr-Zerfalls	45
4.8	Quellenhalterung mit Deckel	46
4.9	Versuchsanordnung zur Vermessung des Strahlprofils	47
4.10	Strahlprofil der 37 MBq- ⁹⁰ Sr-Quelle	47
4.11	Strahlprofil der 37 MBq- ⁹⁰ Sr-Quelle mit zusätzlichem Kollimator	48
4.12	Skizze des Versuchsaufbaus mit Kollimator	49
4.13	Aufbau des ALiBaVa-Systems	50
4.14	Vergleich SCT-DAQ und ALiBaVa	52
5.1	Skizze der Detektorklemmtechnik	54
5.2	Bild eines gebondeten Moduls	55
5.3	Grafische Oberfläche des Messprogramms “alibava-gui”	56
5.4	Ereignisrate der Szintillatoren	56
5.5	Koinzidenzrate der Szintillatoren	57

5.6	Skizze des Ringspeichers des ALiBaVa-Systems	58
5.7	Pulsform des Signals des Beetlechips	58
5.8	Pulsform des Beetlechips für verschiedene Latency-Einstellungen .	59
5.9	Darstellung der Ergebnisse einer Pedestalmessung	62
5.10	Ergebnisse einer Pedestalmessung für einen Kanal	63
5.11	Pedestalwerte für jeden Kanal	63
5.12	Common-Mode mehrerer aufeinander folgender Ereignisse	64
5.13	Common-Mode-Verteilung des Referenzdetektors bei 100 V	65
5.14	Das Rauschen des Referenzdetektors	66
5.15	Die rekonstruierte Pulsform des Beetlechips	67
5.16	Zeitliche Verteilung der Ereignisse	68
5.17	Signalverteilung einer Messung des Referenzdetektors bei 100 V .	69
5.18	Ladungssammlungskurve des unbestrahlten Referenzdetektors . .	69
6.1	Ergebnisse der ALiBaVa-Kalibrationsmessung	71
6.2	Ergebnis der ALiBaVa-Kalibrationsmessung für einen Kanal. . . .	72
6.3	Verstärkungsfaktor für alle Kanäle der beiden Beetlechips	73
6.4	Ladungssammlungskurve des Referenzdetektors, berechnet mittels ALiBaVa-Kalibration	73
6.5	Der Kalibrationspuls des ALiBaVa-Systems	74
6.6	Der Kalibrationspuls des ALiBaVa-Systems am Oszilloskop	75
6.7	Rekonstruktion des Kalibrationspulses für Beetlechip 0	76
6.8	Rekonstruktion des Kalibrationspulses für Beetlechip 1	77
6.9	Kapazitätskorrekturfaktor in Abhängigkeit der Detektorkapazität .	79
6.10	Verstärkungsfaktor in Abhängigkeit der Temperatur	80
6.11	Ladungssammlungskurve des Vergleichsdetektors von CNM	82
7.1	I-V-Kurven der HPK-ATLAS07-Detektoren	86
7.2	Ladungssammlungskurven der HPK-ATLAS07-Detektoren	87
7.3	Rauschen der HPK-ATLAS07-Detektoren	89
7.4	I-V-Kurven der unbestrahlten CiS-PMS04-Detektoren	91
7.5	I-V-Kurven des CiS-PMS04-09-Detektors mit und ohne Bondver- bindung zur Ausleselektronik	92
7.6	Rauschen des CiS-PMS04-7-Detektors	92
7.7	I-V-Kurven bestrahlten CiS-PMS04-Detektoren	93
7.8	Ladungssammlungskurven der bestrahlten CiS-PMS04-Detektoren	94
7.9	Ladungssammlungskurve CiS-PMS04-24, $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$	95
7.10	Rauschen und SNR der CiS-PMS04-Detektoren	96
7.11	Rauschen der CiS-PMS04-Detektoren	96
7.12	Relatives Signal der HPK-ATLAS07- und CiS-PMS04-Detektoren	97
7.13	SNR der HPK-ATLAS07- und CiS-PMS04-Detektoren	98
7.14	Skizze des Signals eines idealen Detektors	100
7.15	Schwellen für Noise-Occupancy = $5 \cdot 10^{-4}$	100

7.16	Signal-zu-Schwellen-Verhältnis für Noise-Occupancy = $5 \cdot 10^{-4}$. .	101
7.17	Rauschen des CiS-PMS04-23-Detektors mit $\phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$.	101
7.18	Ladungssammlung des HPK-ATLAS07-Detektors mit einer Fluenz von $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ nach Annealing	103
7.19	Ladungssammlung des HPK-ATLAS07-Detektors mit einer Fluenz von $5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ nach Annealing	104
7.20	Rauschen der HPK-ATLAS07-Detektoren nach Annealing	104
7.21	SNR der ATLAS07-Detektoren nach Annealing	105
7.22	I-V-Kurven der unbestrahlten CiS-MPI-Detektoren	106
7.23	I-V-Kurven der CiS-MPI-Detektoren nach Bestrahlung	107
7.24	Rauschen der bestrahlten CiS-MPI-Detektoren	108
7.25	Spektrum und rekonstruierte Pulsform des CiS-MPI-Detektors bei $\phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$	109
A.1	Annealingmessungen HPK-ATLAS07, Fluenz $\phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$	113
A.2	Ladungssammlung HPK-ATLAS07, Fluenz $\phi = 6 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$.	114
A.3	Ladungssammlung HPK-ATLAS07, Fluenz $\phi = 1,3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$	114

Tabellenverzeichnis

2.1	Physikalische Eigenschaften von Silizium	4
2.2	Maximale Ladung nach Trapping	21
3.1	Eigenschaften der HPK-ATLAS07-Detektoren	30
3.2	Eigenschaften der CiS-PMS-Detektoren	31
3.3	Eigenschaften der CiS-MPI-Detektoren	33
3.4	Eigenschaften des ATLAS-SCT-Endkappendetektors	33
6.1	Eigenschaften des CNM-Detektors	82
7.1	Fluenzen der HPK-ATLAS07-Detektoren	85
7.2	Übersicht der Messergebnisse der HPK-ATLAS07-Detektoren . . .	89
7.3	Fluenzen der CiS-PMS04-Detektoren	90
7.4	Fluenzen der CiS-MPI-Detektoren	106

1 Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt den Aufbau der Materie mittels der Elementarteilchen und deren fundamentalen Wechselwirkungen. Somit liefert es eine gegenwärtige Beschreibung aller Phänomene der Teilchenphysik.

Als Teil der elektroschwachen Wechselwirkung postulierte Peter Higgs bereits 1964 den Higgs-Mechanismus, dem zufolge Masse keine fundamentale Eigenschaft der Elementarteilchen ist, sondern erst durch die Wechselwirkung mit einem Hintergrundfeld, dem Higgs-Feld, entsteht.

Auf der Suche nach dem Austauscheteilchen dieser Wechselwirkung, dem sogenannten Higgs-Boson, wurden seitdem im Laufe der letzten Jahrzehnte immer größere Teilchenbeschleuniger gebaut, mit denen immer höhere Kollisionsenergien erreicht werden können. Vorerst größter Vertreter seiner Art ist der "Large Hadron Collider" (LHC) am Zentrum für Teilchenphysik CERN in Genf, der im März 2010 den Betrieb aufnahm. Dort werden Protonen in gegenläufiger Richtung auf eine Energie von maximal 7 TeV beschleunigt und dann im Abstand von 25 ns zur Kollision gebracht, wodurch Schwerpunktsenergien von bis zu 14 TeV erreicht werden können. In vier Experimenten (ATLAS, CMS, LHCb und ALICE) sind große Detektoren im Einsatz, um die bei den Protonkollisionen entstehenden Teilchen zu identifizieren. Neben dem Higgs-Boson wird dabei noch nach anderen Teilchen jenseits des Standardmodells gesucht, wie zum Beispiel den Teilchen der Supersymmetrie.

Einer der großen Detektoren am LHC ist der ATLAS-Detektor ("**A Toriodal LHC ApparatuS**"). Er besteht aus dem inneren Detektor, in dem die Bahn der Teilchen vermessen wird, dem Kalorimetersystem, das die Energie der Teilchen misst und den Myonkammern. Der innere Detektor besteht aus dem SCT ("**semiconductor tracker**") und einem Gasdetektor. Im SCT sind derzeit Siliziumstreifendetektoren mit einer Gesamtfläche von etwa 61 m² in Gebrauch, um die Spur der Teilchen nahe des Kollisionspunktes präzise zu bestimmen. Da sich der innere Detektor in einem starken Magnetfeld befindet, können aufgrund der Krümmung der Teilchenbahn Rückschlüsse auf den Impuls der Teilchen gezogen werden.

Für etwa 2020 ist, nach zehnjähriger Laufzeit, ein Upgrade des LHC geplant. Der so entstehende sLHC ("**super Large Hadron Collider**") soll eine Luminosität von bis zu 10³⁵ cm⁻² s⁻¹ erreichen, wodurch sich die integrierte Luminosität im Vergleich zum LHC um den Faktor 10 erhöht. Die größere Luminosität bedeutet auch eine steigende Belastung der Detektoren durch Strahlung, welche deren Lebensdauer drastisch verkürzt. So steigt die maximale Fluenz für Siliziumstrei-

fendetektoren im ATLAS-SCT um den Faktor 5 auf bis zu $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ * an.

Daher steht mit dem Upgrade des LHC auch ein Upgrade des ATLAS-Detektors an, um ihn an die neugestellten Anforderungen anzupassen. Im Zuge dessen soll sich die Fläche der verbauten Siliziumdetektoren nochmals deutlich vergrößern, da nach momentanem Planungsstand der derzeitige Gasdetektor durch Siliziumdetektoren ersetzt werden soll [Vos06].

An der Universität Freiburg wird im Rahmen der RD50-Kollaboration (*"Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders"*) an der Entwicklung von strahlenharten Siliziumdetektoren gearbeitet.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein bestehender Teststand für Siliziumdetektoren an die gesteigerten Anforderungen angepasst. Dies umfasste die Integration einer zusätzlichen Kühlanlage für die Kühlung hochbestrahlter Detektoren, sowie die Anschaffung einer neuen radioaktiven Quelle zur Verkürzung der Messzeiten. Zudem wurden Miniaturprototypen verschiedener Detektorhersteller, Materialien und Technologien auf ihre Eignung zum Einsatz im ATLAS-SCT-Upgrade untersucht. Dafür wurden die elektrischen Eigenschaften, sowie die Ladungssammlungseffizienz der Detektoren untersucht. Letzteres geschah mittels eines im Rahmen der RD50-Kollaboration entwickelten analogen Auslesesystems, das zu diesem Zweck in den bestehenden Aufbau integriert wurde. Zur Analyse der Messdaten wurde zudem die benötigte Auslesesoftware entwickelt, wobei das C++-basierte Software-Framework ROOT verwendet wurde. Des Weiteren wurden das Rauschverhalten der Detektoren untersucht sowie Annealing-Studien durchgeführt.

* $\text{n}_{eq}/\text{cm}^2$: Fluenz normiert auf Neutronen mit einer Energie von 1 MeV, siehe Kapitel 2.5.3

2 Siliziumdetektoren

Siliziumdetektoren haben sich in den letzten Jahrzehnten für die Messung der Teilchenbahnen in Experimenten der Hochenergiephysik etabliert. Neben den überragenden physikalischen Eigenschaften, durch die sich Silizium als Material für Teilchendetektoren anbietet, spricht auch die jahrzehntelange Erfahrung im Umgang mit Siliziumwafern in der Mikrochipproduktion für den Einsatz von Siliziumdetektoren. Zudem brachte die industrielle Anwendung der Siliziumphotolithographie eine deutliche Kostenreduktion mit sich.

Seit J. Kemmer 1980 eine neue Methode zur Herstellung planarer Siliziumdetektoren vorstellte [Kem80], kommen sie in der Hochenergiephysik primär in der Spurrekonstruktion, dem so genannten *Tracking*, zum Einsatz. Dieses Verfahren erlaubte erstmals die Segmentierung der Ausleseelektrode, wodurch der Ort des Teilchendurchgangs mit hoher Genauigkeit bestimmt werden kann. Durch mehrere, hintereinander angeordnete Schichten von Siliziumdetektoren kann somit die Bahn eines geladenen Teilchens aufgrund der im Detektor deponierten Ionisationsladung rekonstruiert werden.

Alternativ können in der Spurrekonstruktion auch Gasdetektoren eingesetzt werden. Diese allerdings haben gegenüber Siliziumdetektoren entscheidende Nachteile. So verfügen herkömmliche Gasdetektoren über deutlich längere Ladungssammelzeiten. Gerade in den Experimenten am LHC, bei denen alle 25 ns Teilchenkollisionen stattfinden, stellt dies einen entscheidenden Nachteil dar. Neben den geringeren Totzeiten lassen sich Siliziumdetektoren außerdem sehr einfach und sehr fein segmentieren, was nicht nur eine Verbesserung der Ortsauflösung bedeutet, sondern auch die *“Occupancy”*, die Auslastung des Detektors, deutlich reduzieren kann. Eine hohe Occupancy kann dazu führen, dass mehrere Ereignisse im Detektor nicht voneinander getrennt werden können, wodurch eine Spurrekonstruktion erschwert wird.

Ein weiteres Argument für den Einsatz von Siliziumdetektoren ist die mittlere Ionisierungsenergie in Silizium, die mit 3,68 eV relativ gering ist. Für Gasdetektoren liegt dieser Wert, je nach verwendetem Gas, zwischen 15 eV und 20 eV. Dadurch ist in Gasdetektoren bei gleichem Volumen und gleicher Dichte mehr Ladung nötig, um das gleiche Signal zu erzeugen [Ned06]. Jedoch muss beachtet werden, dass es in Gasdetektoren zu Ladungsmultiplikation kommt, wodurch das Signal wiederum verstärkt wird.

Im Folgenden werden Eigenschaften und Funktionsweise von Siliziumstreifendetektoren näher erläutert.

2.1 Funktionsweise von Siliziumdetektoren

2.1.1 Halbleiter im Bändermodell

In kristallinen Materialien weisen die Energieniveaus der äußersten Elektronenschale eine Bandstruktur auf, welche aus dem Valenzband, dem Leitungsband und einem dazwischen befindlichen, verbotenen Energiebereich, der sogenannten Bandlücke, besteht. Die Bildung dieser Bandstruktur ist durch die regelmäßige Ausrichtung der Atome im Kristallgitter bedingt. Aufgrund des Pauli-Prinzips wird die Entartung der Energieniveaus der Valenzelektronen aufgehoben, so dass viele diskrete Niveaus mit sehr geringen Abständen entstehen, die gemeinsam ein Energieband bilden. Wegen der höheren Bindungsenergien bleiben die inneren Elektronenschalen davon unberührt.

Abbildung 2.1 zeigt die Bandstruktur von Isolatoren, Halbleitern und Metallen. Wie zu sehen ist, überlappen sich in einem Metall die Energieniveaus von Valenz- und Leitungsband, so dass keine Bandlücke entsteht, sondern stets Ladungsträger im Leitungsband vorhanden sind. Im Gegensatz dazu befinden sich im Halbleiter bei einer Temperatur $T = 0$ K alle Ladungsträger im Valenzband und müssen zunächst durch Energiezufuhr mittels thermischer Anregung aus der Bindung gelöst werden, um die im Bändermodell beschriebene Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband überwinden zu können und zur Leitfähigkeit beizutragen. Für Halbleiter ist die Bandlücke typischerweise im Bereich von 1 eV. In Silizium entspricht sie bei Raumtemperatur einer Energie von 1,11 eV. Für einen Isolator ist die Bandlücke so groß, dass Ladungsträger durch thermische Anregung nicht

Ordnungszahl	14
Relative Atommasse	28,08
Atomanzahl im Kristallgitter	$4,99 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
Dichte	$2,33 \text{ g/cm}^3$
Dielektrizitätskonstante ϵ_{Si}	11,7
Bandlücke	1,11 eV
Effektive Dichte freier Ladungsträger	
- im Leitungsband	$2,80 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
- im Valenzband	$1,04 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
Intrinsische Ladungsträgerdichte n_i	$1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
Mobilität von Elektronen	$1350 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$
Mobilität von Löchern	$480 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$
Intrinsischer Widerstand	235 k Ω cm
Spezifische Wärmekapazität	700 J/(kg·K)

Tabelle 2.1: Physikalische Eigenschaften von Silizium bei Raumtemperatur nach [Sau93].

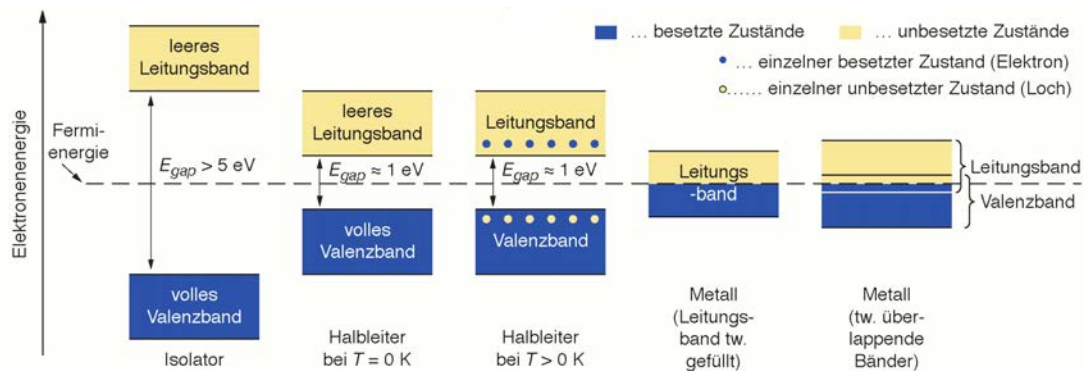


Abbildung 2.1: Skizze des Bändermodells für Isolator, Halbleiter und Metall [Kra09].

ins Leitungsband gelangen können.

Als Element der vierten Hauptgruppe besitzt Silizium vier Valenzelektronen, die durch kovalente Bindungen fest im Kristallgitter gebunden sind. Daher verfügt Silizium über eine niedrige intrinsische Leitfähigkeit (siehe Tab. 2.1).

Die Leitfähigkeit von Halbleitern kann durch Dotierung des Materials verändert werden. Dies geschieht durch das Einbringen von Fremdatomen in die Gitterstruktur. Man unterscheidet dabei zwischen n- und p-Dotierung. Bei n-Dotierung werden Fremdatome eines Elementes der fünften Hauptgruppe, wie beispielsweise Phosphor oder Arsen, in das Kristallgitter des Siliziums eingebracht. Diese Elemente verfügen über fünf Valenzelektronen, von denen vier die Bindungen der Valenzelektronen eines Siliziumatoms übernehmen, während das fünfte einen Zwischengitterplatz einnimmt. Somit ist es nur schwach gebunden und kann vom Atom abgegeben werden, um dann zur Leitfähigkeit beizutragen. Diese Atome werden daher als Donatoren bezeichnet. Ein derart dotiertes Material verfügt also über einen Überschuss an negativen Ladungsträgern und wird daher als n-Halbleiter bezeichnet. Positive Ladungsträger können durch Dotierung mit Elementen der dritten Hauptgruppe, wie beispielsweise Bor, ins Silizium eingebracht werden. Solche Atome heißen auch Akzeptoren. Diese Elemente verfügen nur über drei Valenzelektronen, wodurch im Gitter eine freie Stelle entsteht, die von einem freien Elektron eingenommen werden kann. Somit ergeben sich durch die Abwesenheit von Elektronen im Valenzband fiktive, positive Ladungen, sogenannte Löcher, die ihrerseits frei beweglich sind. Ein Material mit einem Überschuss an Löchern wird als p-Halbleiter bezeichnet.

Materialien mit einer sehr hohen Konzentration an Donatoren, beziehungsweise Akzeptoren, werden als n^+ -, respektive p^+ -Halbleiter bezeichnet.

2.1.2 Der p-n-Übergang

In Siliziumdetektoren kommt sowohl n-, als auch p-dotiertes Material zum Einsatz. Werden beide Materialien in Kontakt gebracht, so bildet sich in der Grenz-

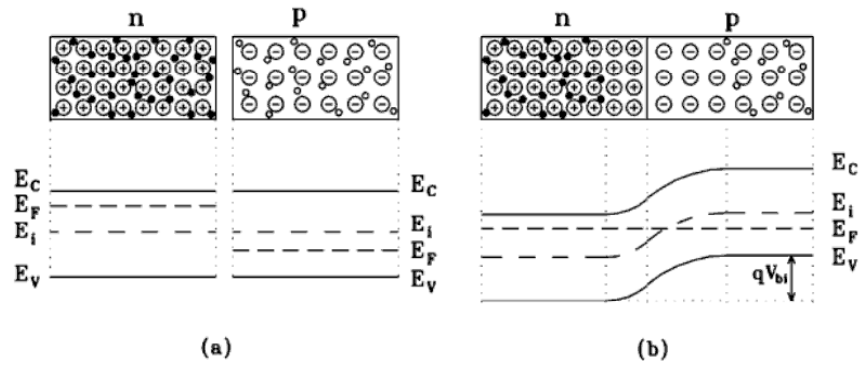


Abbildung 2.2: Der p-n-Übergang im thermischen Gleichgewicht ohne (a) und mit (b) Kontakt der unterschiedlich dotierten Materialien. In der oberen Bildhälfte ist die entstandene Verarmungszone zu sehen, die untere Bildhälfte zeigt die Verschiebung der Energiebänder von Valenz- (E_V) und Leitungsband (E_C) durch Angleichen der Fermi-niveaus E_F [Lut99].

schicht ein sogenannter p-n-Übergang. Elektronen aus dem n-dotierten Material diffundieren in das p-dotierte Material und erzeugen dort durch Rekombination mit den überschüssigen Löchern einen Bereich, in dem sich die freien Ladungsträger neutralisieren. Gleichermaßen geschieht dies durch Diffusion von Löchern ins n-dotierte Material. Die so entstandene Region ist aufgrund der Abwesenheit der freien Ladungsträger elektrisch geladen und wird daher auch als Raumladungszone bezeichnet. Diese Raumladung erzeugt ein elektrisches Feld, das der Diffusion entgegen wirkt.

Im Bändermodell lässt sich die Diffusion durch die Fermi-niveaus von n- und p-dotiertem Material erklären, die aufgrund der Dotierung unterschiedlich sind. Werden beide Materialien in Kontakt gebracht, werden die beiden Fermi-niveaus angeglichen, so dass sich die Kanten der Energiebänder des p- beziehungsweise n-dotierten Bereichs um

$$E = e \cdot V_{bi} \quad (2.1)$$

gegeneinander verschieben (siehe Abb. 2.2), wobei e die Elementarladung ist. Die charakteristische Diffusionsspannung (engl. *“built-in voltage”*) V_{bi} ergibt sich als [Ros06]

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{N_{eff,n} N_{eff,p}}{n_i^2} \right), \quad (2.2)$$

wobei T die Temperatur und k die Boltzmann-Konstante ist. $N_{eff,n}$ und $N_{eff,p}$ beschreiben die effektiven Dotierungskonzentrationen des n- respektive p-dotierten Materials, also die Überschüsse an Donatoren beziehungsweise Akzeptoren. Es gilt also $N_{eff,i} = |N_A - N_D|$, wobei N_A und N_D die effektiven Konzentrationen an Akzeptoren und Donatoren im jeweiligen Material bezeichnen. Die intrinsische

Ladungsträgerdichte n_i ergibt sich aus der Fermitheorie als [Lut99]

$$n_i = \sqrt{N_V N_C} e^{-E_g/2kT}, \quad (2.3)$$

wobei N_V und N_C die effektiven Ladungsträgerdichten im Valenz- beziehungsweise Leitungsband beschreiben. Die intrinsische Ladungsträgerdichte ist damit unabhängig von der Dotierungskonzentration.

Durch die Diffusion entsteht somit ein Bereich, der frei ist von freien Ladungsträgern, die sogenannte Verarmungszone. Sind beide Materialien unterschiedlich stark dotiert, so erstreckt sich die Verarmungszone weiter in das schwächer dotierte Material, da dort aufgrund der niedrigeren Dichte an freien Ladungsträgern mit gleicher Ladungsträgeranzahl ein größeres Volumen verarmt werden kann. Da in einem Siliziumdetektor stets ein Gebiet sehr viel stärker dotiert ist als das andere, gilt am p-n-Übergang entweder $N_{eff,p} \gg N_{eff,n}$ oder $N_{eff,n} \gg N_{eff,p}$, so dass das durch die Verarmung entstandene Potential als

$$-\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon_{Si}\epsilon_0}, \text{ mit } \rho = \begin{cases} eN_{eff,n} & \text{im n-dotierten Material} \\ -eN_{eff,p} & \text{im p-dotierten Material} \end{cases} \quad (2.4)$$

mit den Dielektrizitätskonstanten ϵ_{Si} und ϵ_0 berechnet werden kann [Hue01]. Daraus ergibt sich mit

$$\frac{d\phi}{dx} = E(x) \quad (2.5)$$

und der effektiven Dotierungskonzentration im schwächer dotierten Material $N_{eff} = N_A - N_D$ nach Integration das elektrische Feld am Übergang als

$$E(x=0) = \frac{e|N_{eff}|}{\epsilon_{Si}\epsilon_0} W, \quad (2.6)$$

wobei W die Dicke der intrinsischen Verarmungszone darstellt. Diese ergibt sich in Abhängigkeit von der Diffusionsspannung als

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}\epsilon_0}{q|N_{eff}|} V_{bi}}. \quad (2.7)$$

Das intrinsische Feld bedingt zudem, dass sich ein Halbleiter mit einem p-n-Übergang wie eine Diode verhält, da Ladungsträger bevorzugt in Richtung der Feldlinien des elektrischen Feldes transportiert werden. Legt man nun in Sperrrichtung der Diode eine Spannung an, so wird das elektrische Feld zusätzlich verstärkt. Dadurch werden weitere Ladungsträger aus der Grenzschicht zwischen p- und n-dotiertem Material abgezogen, so dass sich die Verarmungszone vergrößert. Eine solche externe Spannung wird auch als *“Biasspannung”* bezeichnet. Die Dicke der Verarmungszone berechnet sich dann als

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}\epsilon_0}{q|N_{eff}|} (V_{bi} + V_{bias})}. \quad (2.8)$$

Es gilt also

$$W \propto \sqrt{V_{bias}} \text{ , für } V_{bias} \gg V_{bi} \text{ .} \quad (2.9)$$

Da die Diffusionsspannung V_{bi} in Siliziumdetektoren typischerweise kleiner als 1 V ist, gilt dies bereits für kleine Biasspannungen.

Durch das Anlegen einer Biasspannung kann nun die gesamte Dicke des Detektors d verarmt werden. Die dafür benötigte Spannung bezeichnet man als Verarmungsspannung (engl. “full depletion voltage”) V_{FD} . Sie ergibt sich unter der Annahme $V_{bias} \gg V_{bi}$ aus Gleichung 2.8 mit $W = d$ zu

$$V_{FD} = \frac{e}{2\epsilon_{Si}\epsilon_0} |N_{eff}| d^2 \text{ .} \quad (2.10)$$

Die Verarmungsspannung ist also proportional zur effektiven Dotierungskonzentration des Detektormaterials.

2.1.3 Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie

Tritt ein geladenes Teilchen in einen Siliziumdetektor ein, so verliert es durch Wechselwirkung mit der Materie Energie. Dies geschieht durch elastische und inelastische Streuung, sowie durch Bremsstrahlung. Für die Funktionsweise von Siliziumdetektoren ist dabei der Energieverlust durch inelastische Streuung entscheidend. Durch Coulomb-Wechselwirkung des geladenen Teilchens mit den Hüllenelektronen wird das Material ionisiert. Dabei werden Valenzelektronen ins Leitungsband gehoben, wodurch im Valenzband Löcher zurückbleiben. Somit entstehen innerhalb eines Radius von etwa 1 μm entlang der Bahn des Teilchens freie Elektron-Loch-Paare. In Silizium ist für die Bildung eines Elektron-Loch-Paares eine mittlere Energie von 3,6 eV nötig.

Der durch die Ionisation verursachte Energieverlust pro Wegstrecke $\frac{dE}{dx}$ wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [Ler09]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e^2 c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta(\gamma) \right] \text{ .} \quad (2.11)$$

Dabei bezeichnet Z die Kernladungszahl, A die Massenzahl, ρ die Dichte und I das Anregungspotential des Absorbermaterials. N_a ist die Avogadrozahl, r_e der Bohrsche Radius, m_e die Elektronenmasse, z die Ladung des einfallenden Teilchens und $\delta(\gamma)$ der Dichte-Korrekturfaktor. Des Weiteren gilt $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, wobei c die Lichtgeschwindigkeit und v die Geschwindigkeit des durchquerenden Teilchens ist. Mit W_{max} wird der maximale Energieübertrag zwischen Teilchen und Absorbermaterial bezeichnet.

Es muss beachtet werden, dass die Bethe-Bloch-Formel nur für schwere Teilchen mit einer Masse $m \gg m_e$ gilt, da angenommen wird, dass das Teilchen durch die Streuprozesse mit den Hüllenelektronen des Absorbermaterials nicht abgelenkt wird. Für leichte Teilchen ist dies nicht der Fall. Für Elektronen muss zudem die

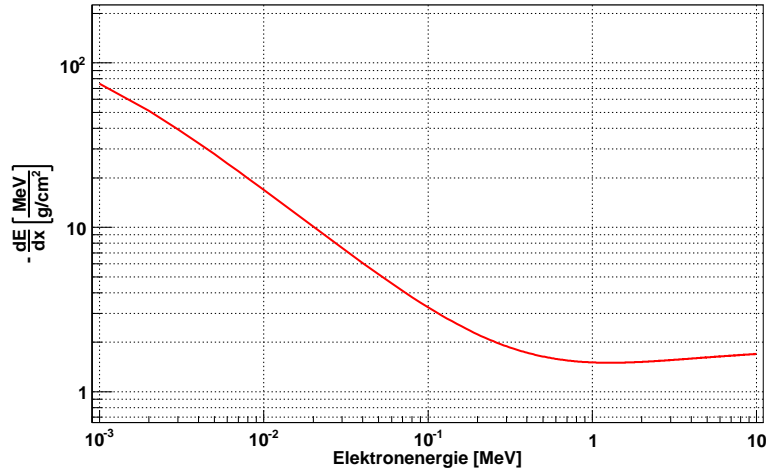


Abbildung 2.3: Energieverlust pro Wegstrecke von Elektronen in Silizium nach Formel 2.12 als Funktion der kinetischen Energie der Elektronen im Bereich von 10^{-3} MeV bis 10 MeV (nach Daten von [Ber05]).

Ununterscheidbarkeit mit den streuenden Hüllenelektronen in Betracht gezogen werden. Mit den entsprechenden Korrekturen ergibt sich die Bethe-Bloch-Formel für Elektronen daher als [Leo94]

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{T_e^2 (T_e + 2)}{2(I/m_e c^2)^2} \right) + F(T_e) - \delta(\gamma) \right], \quad (2.12)$$

mit

$$F(T_e) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{T_e^2}{8} - (2r_e + 1)\ln 2}{(T_e + 1)^2}, \quad (2.13)$$

wobei T_e die kinetische Energie der Elektronen in Einheiten von $m_e c^2$ ist.

Wie sich aus der Bethe-Bloch-Formel ergibt, ist der Energieverlust pro Wegstrecke neben der Abhängigkeit von den Eigenschaften des Absorbermaterials vor allem durch die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens geprägt. In Abbildung 2.3 ist daher $\frac{dE}{dx}$ für Elektronen in Silizium doppelt logarithmisch gegen die kinetische Energie der Elektronen dargestellt. Qualitativ ist der Kurvenverlauf repräsentativ für alle geladenen Teilchen und Absorbermaterialien. Er zeigt, dass langsame Elektronen ihre Energie sehr schnell verlieren, da sie mehr Zeit haben, um in Wechselwirkung mit dem Absorbermaterial zu treten und so Energie abzugeben.

Mit steigender Energie nimmt der Energieverlust pro Wegstrecke ab, bis er, abhängig von Material und Teilchen, bei einem Wert von $\beta \cdot \gamma \approx 4$ ein Minimum erreicht. Ein Teilchen, das dieses Kriterium erfüllt, wird als minimalionisierendes Teilchen (engl. *“minimal ionizing particle”*, kurz: MIP) bezeichnet. Für größere Werte von $\beta \cdot \gamma$ steigt der Energieverlust aufgrund von relativistischen Effekten wieder leicht an.

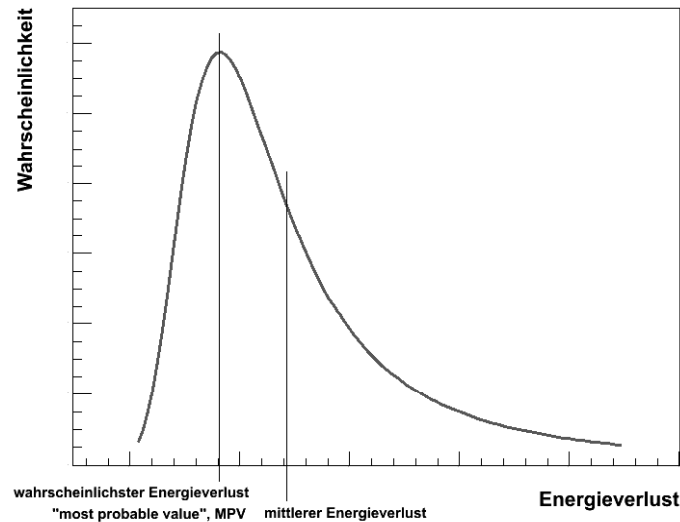


Abbildung 2.4: Energieverlust eines geladenen Teilchens in einem dünnen Absorber, beschrieben durch eine Landauverteilung (nach [Leo94]). Der mittlere Energieverlust übersteigt den wahrscheinlichsten Wert.

Die Bethe-Bloch-Formel beschreibt nur den statistischen Mittelwert des Energieverlusts pro Wegstrecke. Die Energiedeposition eines geladenen Teilchens in einem dünnen Absorber, wie einem Siliziumdetektor, ist ein diskreter Prozess und folgt idealerweise einer Landauverteilung (siehe Abb. 2.4). Dabei handelt es sich um eine asymmetrische Verteilung, deren Ausläufer bei hohen Energien durch große Energieüberträge auf hochenergetische δ -Elektronen verursacht wird. Das Maximum der Verteilung beschreibt den wahrscheinlichsten Energieverlust (engl. *“most probable value”*, kurz: MPV). Durch den Ausläufer der Verteilung übersteigt der mittlere Energieverlust den MPV um etwa 30%, wobei der exakte Wert stark von der Dicke des Detektors abhängt.

Die Signalverteilung eines realen Detektors wird zudem noch durch die Überlagerung mit einer Gaußverteilung verbreitert. Grund dafür ist die Bindung der Elektronen im Kristallgitter, während die Landautheorie von freien Elektronen ausgeht [Sau93]. Die Signalverteilung wird also durch eine Faltung von Landau- und Gaußverteilung beschrieben.

2.1.4 Ladungssammlung und Ortsauflösung

Wie in Kapitel 2.1.3 beschrieben, erzeugen geladene Teilchen auf ihrem Weg durch den Siliziumdetektor freie Elektron-Loch-Paare, die anschließend mit den freien Ladungsträgern im Silizium rekombinieren können. Durch Anlegen einer Biasspannung kann jedoch, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, eine Verarmungszone geschaffen werden. Zusätzlich wird dadurch ein elektrisches Feld erzeugt, das Elektronen und Löcher trennt und sie beschleunigt, so dass sie in Richtung der

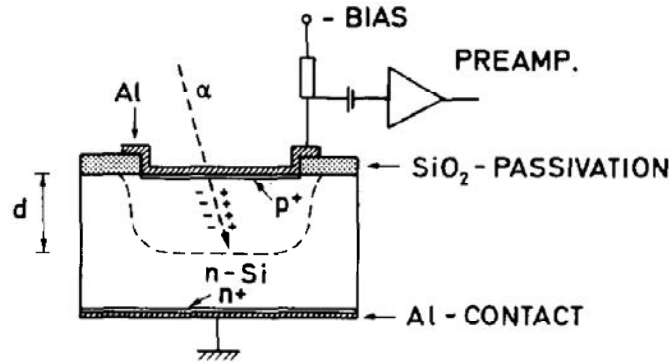


Abbildung 2.5: Darstellung der Ladungserzeugung in einem p⁺-n-n⁺-Siliziumdetektor entlang der Bahn eines geladenen Teilchens [Kem84].

jeweiligen Elektrode driften (siehe Abb. 2.5).

Die Geschwindigkeit v der Driftbewegung ist bei kleinen elektrischen Feldstärken im Detektor abhängig von der Mobilität μ der Ladungsträger und der Feldstärke E des erzeugten Feldes:

$$v = \mu \cdot E . \quad (2.14)$$

Mit $1350 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$ ist die Mobilität von Elektronen etwa dreimal größer als die von Löchern, die etwa $480 \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}$ beträgt [Sau93]. Damit ergibt sich die Ladungssammlungszeit zu

$$t = \frac{d}{\mu \cdot E} . \quad (2.15)$$

In einem 300 μm dicken Detektor bei einer Spannung von 100 V ergibt sich so ein Wert von etwa 6,5 ns für Elektronen und etwa 23 ns für Löcher. Bei hohen Feldstärken im Detektor saturiert die Driftgeschwindigkeit, wodurch die Ladungssammlungszeit unabhängig von der Mobilität wird.

Nach dem Ramo-Theorem induziert eine Ladung q , die sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} durch den Detektor bewegt, in einer Elektrode einen Strom

$$I(t) = -q \cdot \vec{v}(t) \cdot \vec{E}_W(\vec{x}(t)) , \quad (2.16)$$

wobei $\vec{E}_W(\vec{x}(t))$ das sogenannte “*Weighting-Feld*” am Ort $\vec{x}(t)$ der Ladung ist [Ram39]&[Ham08]. Das Weighting-Feld ist dabei das Feld im Detektor, das sich ergibt, wenn das Potential der zu betrachtenden Elektrode auf das Einheitspotential 1 und alle anderen Elektroden des Detektors auf Potential 0 gesetzt werden. Dabei bleibt das Feld, welches durch die Ladung q erzeugt wird, unbeachtet.

Das gesamte Signal setzt sich demnach aus den Strömen aller erzeugten Ladungsträgern zusammen, die durch den Detektor driften. Zur Auslese von Siliziumdetektoren wird im Allgemeinen mittels eines Pulsformers, auch “*Frontshaper*”

genannt, in einem festen Zeitintervall über diesen Strom integriert und ein Standardpuls erzeugt, dessen Pulshöhe proportional zur so erhaltenen Ladung ist.

Die durch ein MIP insgesamt im Detektor deponierte Ladung ist abhängig von der Dicke des Detektors und lässt sich als

$$Q_0(t) = \begin{cases} \frac{t \cdot [190 + 16,3 \cdot \ln(t)]}{3,68} [e^-], & \text{für } 110 \text{ } \mu\text{m} < t < 3000 \text{ } \mu\text{m} \\ \frac{t \cdot [100,6 + 35,35 \cdot \ln(t)]}{3,68} [e^-], & \text{für } 13 \text{ } \mu\text{m} < t < 110 \text{ } \mu\text{m} \end{cases} \quad (2.17)$$

berechnen, mit der Dicke des Detektors t in μm [Bic88].

Die Ortsauflösung eines einzelnen Streifendetektors ist primär durch seine Geometrie gegeben. Unter der Annahme, dass die, durch ein senkrecht einfallendes Teilchen, erzeugten Ladungsträger senkrecht zur Detektoroberfläche driften, ist die Differenz aus gemessener und wahrer Position des Teilchens durch eine Gaußverteilung der Breite

$$\sigma = \left(\int_{-p/2}^{p/2} \frac{x^2}{p} dx \right)^{-1/2} = \frac{p}{\sqrt{12}} \quad (2.18)$$

gegeben, wobei p der Abstand der Auslestreifen ist.

Durch Vielfachstreuung findet auf dem Weg zu den Elektroden jedoch zudem eine Diffusionsbewegung der Ladungsträger statt. So ergibt sich eine Streuung der Elektronen von der Flugbahn entlang der Feldlinien, die durch eine Gaußverteilung mit einer Breite von $\sigma_y = \sqrt{2Dt_d}$ beschrieben wird. Dabei ist D der temperaturabhängige Diffusionskoeffizient und t_d die Driftzeit. Aufgrund der proportionalen Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten und der umgekehrt proportionalen Abhängigkeit der Driftzeit von der Mobilität ist σ unabhängig von der Mobilität und die Diffusion somit für Elektronen und Löcher gleich. Für ein ideales elektrisches Feld mit $|E| = V/d$ kann der Ortsfehler eines Detektors der Dicke t aufgrund der Diffusion bei einer Biasspannung V als

$$\sigma_y \approx \sqrt{2 \frac{kT}{e} \frac{t^2}{V}} \quad (2.19)$$

angenähert werden und beträgt typischerweise einige μm [Spi09]. Die Ortsauflösung in einem realen Detektor ergibt sich also aus einer Faltung der Gaußverteilungen von Detektorgeometrie und Diffusion als quadratische Summe der Breiten der beiden Verteilungen nach den Formeln 2.18 und 2.19.

Wird das Signal aufgrund der Diffusion auf mehrere Streifen verteilt, so kann die Ortsauflösung weiter verbessert werden, indem der Schwerpunkt der betroffenen Kanäle ermittelt wird. In einem analogen Auslesesystem, das direkt den Signalwert eines jeden Streifens misst, kann dazu zudem die Signalhöhe genutzt werden.

2.2 Herstellung von planaren Detektoren

Die gängigste Produktionsweise für Siliziumstreifendetektoren ist die “planare Technologie”, die erstmals 1980 von J. Kemmer vorgestellt wurde [Kem80]. Mit ihr können Detektoren mit sehr niedrigem Leckstrom und Rauschen hergestellt werden. Die grundlegenden Produktionsschritte für einen n^+p-p^+ -Typ-Detektor finden sich in Abbildung 2.6 und werden im Folgenden kurz beschrieben [Kem84].

Die Herstellung beginnt mit einem Siliziumwafer, der aus einem Zylinder, dem sogenannten “Ingot”, aus monokristallinem Silizium geschnitten wird. Dazu stehen verschiedene Materialien zur Verfügung (siehe Kap. 3.1), für die sich die weiteren Schritte im Wesentlichen aber nicht unterscheiden. Dieser Wafer wird poliert und gründlich gereinigt, um dann bei $1030\text{ }^\circ\text{C}$ durch thermische Oxidation passiviert zu werden (Abb. 2.6 (b)). Diese Passivierung verhindert das Fließen von Strömen auf der Oberfläche des Detektors, die den Leckstrom erhöhen. Zudem schützt sie die Oberfläche sowohl während der Prozessierung, als auch später in der Anwendung vor Verunreinigungen.

Mithilfe von Photolithographie werden nun auf der Oberseite des Detektors Streifen in die Passivierungsschicht geätzt (Abb. 2.6 (c)). Nur an diesen Stellen können die Ionen, die zur Dotierung im nächsten Schritt aufgebracht werden,

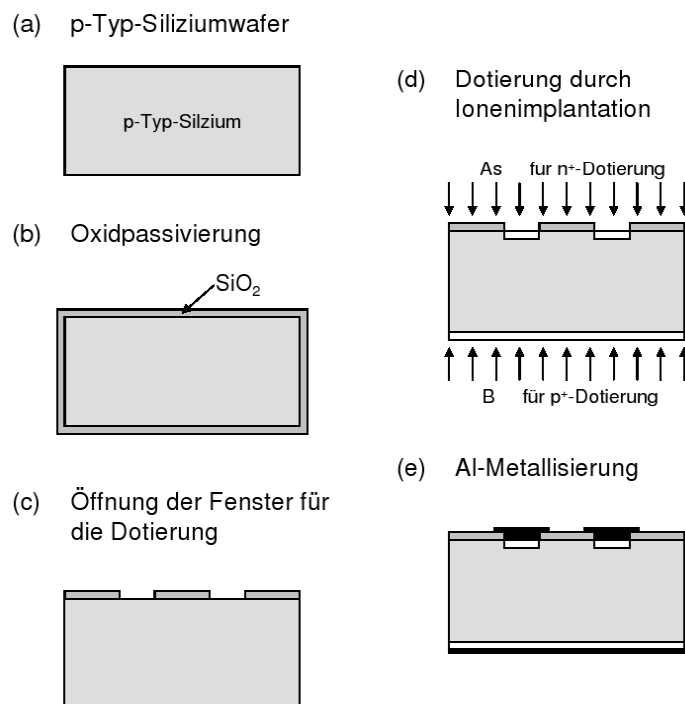


Abbildung 2.6: Grundlegende Prozessierungsschritte zur Herstellung eines n^+p-p^+ -Siliziumstreifendetektors nach [Kem84].

ins Silizium eindringen. Dies geschieht mittels Ionenimplantation (Abb. 2.6 (d)). Dabei werden für die n^+ -Implantate auf der Oberseite des Detektors Arsen- oder Phosphorionen verwendet, für die p^+ -Dotierung der Rückseite hingegen Borionen. Zum Ausheilen der während der Dotierung entstandenen Strahlenschäden (“Annealing”) wird der Wafer nun unter trockener Atmosphäre erhitzt (z. B. 30 Min. in trockenem Stickstoff bei 600 °C [Kem84]).

Schließlich wird auf die Implantate, sowie auf die Rückseite des Detektors eine Aluminiumschicht aufgebracht, um einen guten elektrischen Kontakt zur Ausleseelektronik und der Spannungsversorgung zu gewährleisten (Abb. 2.6 (e)). Wird diese Metallisierung direkt mit den Implantaten verbunden, bezeichnet man dies als DC-Kopplung. Diese hat den Nachteil, dass der gesamte Strom aus den Implantaten in die Ausleseelektronik geleitet wird. Um dies zu verhindern, kann alternativ vor der Metallisierung eine weitere Passivierungsschicht aus SiO_2 aufgebracht werden. So arbeiten Implantat und Metallisierung als Kondensator, so dass nur Wechselstromanteile, wie sie beispielsweise durch kurzzeitige Ionisation im Detektor entstehen, weitergeleitet werden. Man bezeichnet dies daher auch als AC-Kopplung. Durch Veränderung der Dicke der Passivierungsschicht kann die Kapazität des Kopplungskondensators gesteuert werden.

Neben diesen grundlegenden Strukturen verfügen die meisten Detektoren über weitere Komponenten. Dazu gehört der Biasring. Dabei handelt es sich um einen Aluminiumring, der im Allgemeinen außen um die Streifen und damit um die aktive Fläche des Detektors herum verläuft und über die sogenannten Biaswiderstände mit den Streifen verbunden ist. Seine Aufgabe ist es, jeden Streifen auf das zur Verarmung des Detektors benötigte Potential zu legen. Dafür wird er direkt oder über einen Tiefpassfilter mit einer Spannungsquelle verbunden. Der andere Pol wird mit der Metallisierung auf der Rückseite des Detektors verbunden. Die Biaswiderstände sind dabei notwendig, um einen Kurzschluss der Streifen zu verhindern. Somit liegen zwar alle Streifen auf dem gleichen elektrischen Potential, sind aber entkoppelt.

Da die Kanten des Detektors aufgrund von Defekten, die durch das Schneiden des Wafers verursacht werden, leitend sind, liegt nun also auf der kurzen Distanz zwischen Biasring und Schnittkante eine hohe Potentialdifferenz vor. Dies kann zu einer Erhöhung des Leckstroms und zu mangelnder Hochspannungsstabilität des Detektors führen. Um dies zu verhindern, verfügen die meisten Streifendetektoren über sogenannte Guardringstrukturen. Sie umgeben den Biasring und ermöglichen einen kontrollierten Abbau des Potentials vom Biasring hin zum Detektorrand.

Bei Detektoren mit Ausleseelektroden aus n -Typ-Material werden zudem p -Typ-Implantate zwischen den Streifen eingesetzt. Dies ist notwendig, da durch ionisierende Strahlung positive Ladungen in der Oxidschicht zwischen den Streifen entstehen. Diese wiederum generieren negative Spiegelladungen im aktiven Detektormaterial, was zu einem Kurzschluss der Streifen führt. Durch die eingesetzten p -Typ-Implantationen wird die Bildung von Spiegelladungen an dieser

Stelle verhindert. Dadurch werden die Streifen gegeneinander isoliert.

In der Prozessierung gibt es mehrere Möglichkeiten, dies umzusetzen. Dabei unterscheidet man hauptsächlich zwischen sogenannten “*p-Stop*”- beziehungsweise “*p-Spray*”-Strukturen. Bei einer *p-Stop*-Struktur handelt es sich um einen einzelnen, schmalen Streifen oder Ring mit hoher Dotierungskonzentration, der den Auslestreifen umgibt. Eine *p-Spray*-Implantation dagegen besitzt eine gleichmäßige, geringere Dotierung über die gesamte Detektoroberfläche. Zum Einsatz kommen auch durch Änderung von Dotierungskonzentration und Ausdehnung der Struktur entstehende Mischformen.

2.3 Leckstrom

Der Strom eines in Sperrrichtung betriebenen Detektors wird Leckstrom genannt und besteht aus mehreren Komponenten. Der dominante Beitrag ist der sogenannte “*Bulkstrom*” (engl.: “*bulk generation current*”). Er kommt vor allem durch die thermische Generierung freier Ladungsträger an Defekten und Verunreinigungen im Siliziummaterial, sogenannten Rekombinationszentren, zustande. Daher muss bei der Detektorherstellung auf eine hohe Reinheit des Materials geachtet werden, um den Leckstrom gering zu halten, da dieser zum Rauschen des Detektors beiträgt (siehe Kap. 2.4).

Zudem ergibt sich dadurch eine starke Temperaturabhängigkeit des Leckstroms. Um Messungen bei verschiedenen Temperaturen zu vergleichen, lässt sich ein Leckstrom, der bei einer Temperatur T gemessen wurde, mittels der Formel

$$I(T_R) = I(T) \cdot R(T_R), \text{ mit } R(T_R) = \left(\frac{T_R}{T}\right)^2 \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B} \left[\frac{1}{T_R} - \frac{1}{T}\right]\right) \quad (2.20)$$

auf eine Referenztemperatur T_R skalieren, wobei alle Temperaturen in K anzugeben sind [Sze85]. Dabei ist k_B die Boltzmann-Konstante und $E_g = 1,11$ eV die Bandlückenenergie im Silizium. In dem für Messungen relevanten Temperaturbereich folgt damit eine Verdopplung des Leckstroms bei einer Temperaturerhöhung von etwa 8 K.

Da der Leckstrom direkt mit der Anzahl der Rekombinationszentren zusammenhängt, die gleichverteilt über das Volumen des Detektors sind, ist er proportional zur Dicke der Verarmungszone. Ist der Detektor nicht vollständig verarmt, gilt daher nach Formel 2.9

$$I \propto W \propto \sqrt{V_{bias}}. \quad (2.21)$$

In vollverarmten Detektoren ($V_{bias} \geq V_{FD}$) bleibt der Leckstrom in der Theorie annähernd konstant [Mol99]. In einem realen Detektor steigt er auch weiterhin leicht mit der Biasspannung an.

2.4 Rauschen

Das gemessene Rauschen eines Detektors wird durch mehrere Komponenten erzeugt. Es wird im Allgemeinen als ENC (engl.: “*equivalent noise charge*”) in Einheiten der Elementarladung angegeben.

Eine Rauschquelle ist dabei der Detektor selbst. Durch thermische Anregung werden Ladungsträger erzeugt, die eine Fluktuation des Leckstroms bedingen. Dieses Rauschen wird als Schrotrauschen (engl.: “*shot noise*”) bezeichnet. Es ergibt sich in Abhängigkeit des Leckstroms I_L zu

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

Dabei ist T_P die Integrationszeit des Verstärkers, e die Eulersche Zahl und q_0 die Elementarladung [Sau93]. Um diesen Beitrag zu minimieren, muss der Leckstrom so gering wie möglich gehalten werden. Dies kann aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit primär durch Kühlen des Detektors während des Betriebs erreicht werden.

Einen weiteren Beitrag bildet das thermische Rauschen der Biaswiderstände, das sich als

$$ENC_R = \frac{e}{q_0} \sqrt{\frac{k_B T T_P}{2R}} \quad (2.23)$$

berechnet, mit Biaswiderstand R und Temperatur des Detektors T . Auch hier wirkt das Kühlen des Detektors also rauschmindernd.

Eine weitere Rauschquelle ist die Ausleseelektronik. Das Elektronikrauschen besteht aus einem konstanten Beitrag und einem Term, der von der Kapazität des Detektors abhängig ist, da diese als Ladekapazität fungiert. Für die Chips des verwendeten ALiBaVa-Auslesesystems gilt bei den gewählten Einstellungen [Loe06]

$$ENC_E = 465,1 + 45,22 \cdot C , \quad (2.24)$$

mit Detektorkapazität C in pF, die sich aus der Volumenkapazität und der Zwischenstreifenkapazität zusammensetzt. Dieser Rauschbeitrag lässt sich also minimieren, wenn beide Kapazitäten in der Herstellung so niedrig wie möglich gehalten werden.

Da die einzelnen Rauschbeiträge jeweils als Standardabweichung einer Gaußfunktion angesehen werden können, ergibt sich das Gesamtrauschen eines Detektors als Breite der Faltung dieser Gaußfunktionen. Damit berechnet es sich als quadratische Summe der einzelnen Rauschbeiträge.

Im Allgemeinen liefert das kapazitive Rauschen mit $ENC_E \gtrsim 500 \text{ e}^-$ den größten Beitrag zum Rauschen. Da es nach der Herstellung eines Detektors nicht mehr beeinflusst werden kann, stellt es zudem einen minimalen Rauschwert für die Einheit aus Detektor und verwendeter Ausleseelektronik dar.

2.5 Strahlenschäden und Strahlenhärte

2.5.1 Defekte

Durch die Strahlung, der Siliziumdetektoren während ihres Einsatzes in Kollider-Experimenten ausgesetzt sind, kann es zu unterschiedlichen Defekten im Silizium kommen. Man unterscheidet primär zwischen Oberflächendefekten, die durch ionisierenden Energieverlust (engl. “*ionizing energy loss*”, kurz: IEL) der einfallenden Teilchen entstehen und Kristalldefekten im Inneren des Detektors, auch “*Bulkdefekte*” genannt, die durch nicht-ionisierenden Energieverlust (engl. “*non ionizing energy loss*”, kurz: NIEL) verursacht werden. Letztere haben einen entscheidenden Einfluss auf die Eigenschaften des Detektors und werden vor allem durch schwere, hadronische Teilchen hervorgerufen.

Durch Stöße der einfallenden Teilchen mit den Atomen des Kristallgitters können diese aus dem Gitterverband gelöst werden und Gitterzwischenstellen, sogenannte “*Interstitials*”, einnehmen. Am ursprünglichen Ort bleiben unbesetzte Gitterstellen zurück, sogenannte “*Vacancies*”. Die entstandenen Paare von Vacancies und Interstitials sind im Gitter frei beweglich und instabil, da sie miteinander rekombinieren können. Allerdings können sie sich auch zusammen mit Verunreinigungen im Siliziummaterial zu sogenannten Di-Vacancy-Komplexen zusammenschließen. Diese wiederum sind lokal gebunden und daher stabil. Zudem können sich sogenannte Defekt-Cluster bilden. Diese bestehen aus Häufungen von Defekten mit hoher Dichte [Lut99].

Die geladenen Defekte können, je nach Ladung, Elektronen oder Löcher einfangen. Dadurch ändern sich die Detektoreigenschaften entscheidend, wie im Folgenden beschrieben wird.

2.5.2 Änderung der Dotierungskonzentration

Werden Siliziumdetektoren Strahlung ausgesetzt, so ändert sich aufgrund der Strahlenschäden die Dotierungskonzentration. Das liegt daran, dass sich die entstehenden Defekte vermehrt wie Akzeptoren verhalten.

Die Änderung der Dotierungskonzentration führt soweit, dass aus n-dotiertem Silizium, das sich durch einen Überschuss an Donatoren auszeichnet, p-dotiertes Silizium mit einem Überschuss an Akzeptoren wird. Diesen Vorgang nennt man Typinvertierung. Er tritt bereits bei Fluenzen von wenigen $10^{12} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ auf (siehe Abb. 2.7). Die Einheit $\text{n}_{eq}/\text{cm}^2$ beschreibt dabei die Strahlenbelastung pro Fläche, die durch Neutronen mit einer Energie von 1 MeV verursacht wird (siehe Kap. 2.5.8). Für das Upgrade des ATLAS-SCT-Detektors, bei dem Fluenzen von bis etwa $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ erwartet werden, bedeutet das, dass bei Verwendung von n-Typ-Detektoren schon nach kurzer Zeit Typinvertierung eintritt. Für konventionelle $p^+ \text{-} n \text{-} n^+$ -Detektoren bedeutet das, dass der p-n-Übergang nun an der Detektorrückseite liegt. Da mit der Zahl der Akzeptoren auch die Verarmungs-

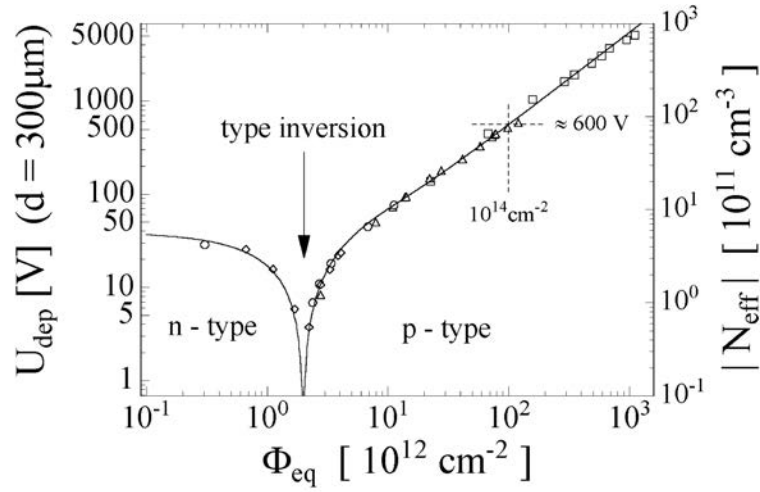


Abbildung 2.7: Effektive Dotierungskonzentration und Verarmungsspannung von planaren Siliziumdetektoren in Abhängigkeit von der Fluenz nach Bestrahlung mit Neutronen [Mol99].

spannung ansteigt, können die Detektoren ab einer gewissen Fluenz nicht mehr voll verarmt werden. Dies führt zu einer starken Reduzierung des gemessenen Signals, da die Ladungsträger auf dem Weg zur Ausleselektrode mit denen, im unverarmten Bereich vorhandenen Ladungsträgern rekombinieren können. Zudem bestehen nach Typinvertierung sowohl die Ausleselektroden, als auch das Detektorvolumen aus p-Typ-Material, was zu einem Kurzschluß der Streifen führt.

Für p-Typ-Detektoren und n-Typ-Detektoren nach der Typinvertierung steigt die Dotierungskonzentration linear mit der Fluenz an. Die durch Bestrahlung mit einer effektiven Fluenz Φ_{eq} (siehe Gl. 2.27) erzeugte Änderung der effektiven Dotierungskonzentration ΔN_{eff} lässt sich dann als

$$\Delta N_{eff} = g_c \cdot \Phi_{eq} \quad (2.25)$$

annähern. Die Defekteinführungsrate (engl.: “*introduction rate*”) g_c ist dabei abhängig von der Art der Bestrahlung und dem verwendeten Siliziummaterial. Für mit Protonen bestrahltes Float-Zone-Siliziummaterial (siehe Kap. 3.1.1) gilt $g_c = (0,012 \pm 0,001) \text{ cm}^{-1}$ [Cin09]. Nach starker Bestrahlung des Detektors ist die Änderung der Dotierungskonzentration viel größer als die anfängliche Dotierungskonzentration, so dass $|N_{eff}| \approx \Delta N_{eff}$ gilt.

Mit Formel 2.10 ergibt sich daraus die Verarmungsspannung nach Bestrahlung in Abhängigkeit von der Fluenz als

$$V_{FD} = \frac{e \cdot g_c}{2\epsilon_{Si}\epsilon_0} d^2 \Phi_{eq}, \quad (2.26)$$

wobei d die Dicke des Detektors ist. Somit ist die Verarmungsspannung nach starker Bestrahlung proportional zur effektiven Fluenz.

Bei hohen Fluenzen übersteigt die Verarmungsspannung die Durchbruchspannung, so dass der Detektor nicht mehr vollständig verarmt werden kann. Dies führt zu einer Verringerung des gemessenen Signals, wobei dieser Effekt für p^+ - $n-n^+$ -Detektoren besonders groß ist, da sich bei diesen die Verarmungszone wie oben beschrieben von der Rückseite her ausbreitet.

2.5.3 NIEL-Skalierungshypothese

Art und Anzahl der durch Strahlung verursachten Defekte in Silizium unterscheiden sich je nach Art und Energie der einfallenden Teilchen. Messungen haben gezeigt, dass sich die Effekte, die durch die Strahlenschäden entstehen, proportional zum Energieverlust durch nichtionisierende Wechselwirkung verhalten [Lin99]. Aufgrund dieser Proportionalität wurde die NIEL-Skalierungshypothese aufgestellt, nach der sich Bestrahlungen bei verschiedenen Teilchenenergien mittels der "Displacement-Damage"-Funktion $D(E)$ skalieren lassen. In Abbildung 2.8 ist die Displacement-Damage-Funktion für Neutronen, Protonen, Pionen und Elektronen in Abhängigkeit von der Teilchenenergie aufgetragen.

Anhand dieser Werte lässt sich für die verschiedenen Teilchenarten und Energien jeweils der sogenannte Härtefaktor κ bestimmen, mithilfe dessen sich eine Fluenz ϕ auf die äquivalente Fluenz ϕ_{eq} durch Bestrahlung mit 1 MeV Neutronen skalieren lässt:

$$\phi_{eq}(1 \text{ MeV Neutronen}) = \kappa \cdot \phi \quad (2.27)$$

Zur besseren Vergleichbarkeit werden Fluenzen daher in der Regel in n_{eq}/cm^2

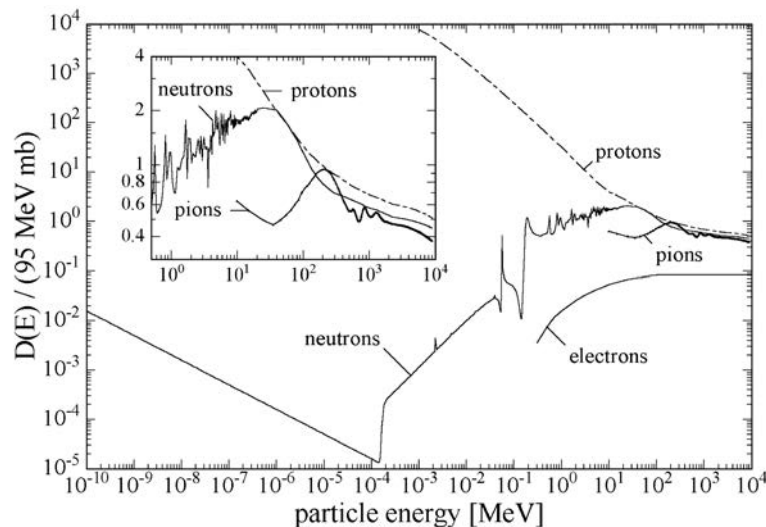


Abbildung 2.8: Die Displacement-Damage-Funktion $D(E)$ für Neutronen, Protonen, Pionen und Elektronen in Abhängigkeit von der Teilchenenergie, normiert auf den Wert für 1 MeV Neutronen (95 MeVmb). Der Ausschnitt links oben zeigt den Bereich bei hohen Energien [Mol99].

angegeben.

Alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Detektoren wurden zur Untersuchung der Auswirkung von Strahlenschäden am Karlsruher Protonenzyklotron (KAZ) bestrahlt. Für die dort eingesetzten Protonen mit einer Energie von 25 MeV gilt ein Härtefaktor von $\kappa = 2,00$ [Die10].

2.5.4 Anstieg des Leckstroms

Durch Strahlung können Defekte entstehen, deren Energieniveaus innerhalb der Bandlücke liegen. Diese Störstellen sind geladen und können, je nach Ladung, Elektronen oder Löcher einfangen. Diese werden entweder nach einiger Zeit wieder freigegeben oder können durch Einfang weiterer Ladungsträger rekombinieren. Der dadurch bedingte Anstieg des Leckstroms ΔI_L wird durch

$$\Delta I_L = \alpha \cdot \phi_{eq} \cdot V , \quad (2.28)$$

beschrieben, mit Detektorvolumen V , Schädigungskonstante α und Fluenz ϕ_{eq} .

Wird der Leckstrom im Detektor zu groß, so reicht die durch die Detektorleistung $P = U \cdot I_L$, mit Versorgungsspannung U , erzeugte Wärme aus, um den Leckstrom weiter zu erhöhen. Dies hat dann seinerseits eine Erwärmung des Detektors zur Folge, wodurch wiederum der Leckstrom ansteigt. Resultat dieses Effekts, der als *“Thermal Runaway”* bezeichnet wird, ist ein exponentieller Anstieg des Leckstroms, der unweigerlich einen Durchbruch des Detektors mit sich bringt. Daher müssen bestrahlte Detektoren gekühlt werden, um die entstehende Wärme abzuführen.

2.5.5 Trapping

Wie bereits beschrieben, bilden sich aufgrund von Strahlenschäden geladene Defekte, die Ladungsträger einfangen können. Dieser Vorgang wird daher auch als Ladungsträgereinfang oder *“Trapping”* bezeichnet und beeinflusst die Ladungssammlung im Detektor, da die durch Ionisation erzeugten Ladungsträger nicht im gegebenen Ladungssammlungsintervall die Ausleseelektrode erreichen.

Es wird angenommen, dass die Anzahl der Störstellen, die zum Trapping beitragen, linear mit der Fluenz ansteigt, wodurch sich die so genannte *“Trappingzeit”* verringert [Kra02]. Die Trappingzeit beschreibt die mittlere Driftzeit der Ladungsträger $\tau_{e,h}$ der Elektronen (e), respektive Löcher (h), in der die Anzahl der freien Ladungsträger durch Trapping auf $1/e$ abfällt. Sie kann durch

$$\frac{1}{\tau_{e,h}} = \beta_{e,h} \phi_{eq} \quad (2.29)$$

beschrieben werden, wobei ϕ die Fluenz und $\beta_{e,h}$ der experimentell bestimmte Proportionalitätsfaktor für Elektronen beziehungsweise Löcher ist. Er wird für

Bestrahlung mit geladenen Hadronen mit $\beta_e = (5,4 \pm 0,4) \text{ cm}^2\text{ns}^{-1}$ für Elektronen und $\beta_h = (6,6 \pm 0,9) \text{ cm}^2\text{ns}^{-1}$ für Löcher angegeben [Kra07]. Die Trappingwahrscheinlichkeit der Löcher ist also aufgrund der niedrigeren Mobilität größer als die der Elektronen, da sie für die gleiche zurückgelegte Wegstrecke mehr Zeit benötigen.

Da für die Messung dieser Konstanten eine Vollverarmung des Detektors vorliegen muss, wurden sie nur bis zu einer Fluenz von $\phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bestimmt und für höhere Fluenzen als gleichbleibend angenommen.

Aufgrund von Trapping fällt das Signal während der Ladungssammlungszeit t_{cc} auf

$$Q_{Signal} = Q_0 \cdot \exp\left(-\frac{t_{cc}}{\tau_{e,h}}\right) \quad (2.30)$$

ab, wobei Q_0 die deponierte Ladung nach Formel 2.17 ist [Cas10].

2.5.6 Einfluss des Trappings auf die Ladungssammlung

Durch Abschätzung der Ladungssammlungszeiten im Detektor können nach Formel 2.30 Aussagen über die gesammelte Ladung getroffen werden, die trotz Trapping im Detektor erwartet wird. Dazu wird angenommen, dass sich die generierten Ladungsträger mit maximaler Driftgeschwindigkeit in Richtung der Ausselektrode bewegen. Zudem wird vorausgesetzt, dass das Signal in einem Detektor mit n-dotierten Auslestreifen primär durch Elektronen induziert wird und der Beitrag der Löcher vernachlässigbar ist. Somit kann mithilfe der Trappingzeit τ_e die mittlere Ladungssammlungsstrecke und daraus die mittlere Ladungssammlungszeit abgeschätzt werden.

Die Ergebnisse einer solchen Abschätzung für einen mit Protonen bestrahlten Detektor mit einer Dicke von $300 \mu\text{m}$ sind in Tabelle 2.2 angegeben. Aus den Werten wird deutlich, dass das Trapping für das Upgrade des ATLAS-SCT-Detektors eine entscheidende Rolle spielt. Bereits im geplanten Bereich der Streifendetektoren, wo die maximale Fluenz etwa $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ betragen soll, ist nach dieser Abschätzung ein Signalverlust von über 30 % zu erwarten. Im Bereich der Pixel-

Fluenz [$\text{n}_{eq}/\text{cm}^2$]	Erwartetes Signal [ke^-]
—	23,1
$1 \cdot 10^{15}$	~ 15
$5 \cdot 10^{15}$	< 3
$1 \cdot 10^{16}$	< 1
$2 \cdot 10^{16}$	$< 0,8$

Tabelle 2.2: Maximale Ladung nach Trapping in einem $300 \mu\text{m}$ dicken Detektor bei Vollverarmung nach Bestrahlung mit Protonen (nach [Cas10]).

detektoren, nahe des Kollisionpunktes mit Fluenzen von bis zu $2 \cdot 10^{16} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, ist gar eine Abnahme von über 95 % zu erwarten. Jedoch gelten diese Werte nur für reine Bestrahlung mit Protonen, die nach Neutronenbestrahlung erwarteten Ladungen liegen etwa 20 % höher [Cas10].

2.5.7 Ladungsverstärkung

Durch die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration aufgrund von Strahlenschäden im Kristallgitter erhöht sich bei Verarmung auch das elektrische Feld im Detektor. Dies führt, wie bereits beschrieben, zu einem Anstieg des Leckstroms, kann aber auch zu Ladungsverstärkungseffekten führen, die dem Ladungsverlust durch Trapping entgegen wirken.

Durch Ionisation eines einfallenden Teilchens erzeugte Ladungsträger werden dabei im elektrischen Feld beschleunigt. Bei ausreichender Feldstärke wird die kinetische Energie dieser Ladungsträger so groß, dass sie ihrerseits Elektron-Loch-Paare erzeugen [Lut99]. Damit wird an den Ausleseelektroden eine erhöhte Ladung gemessen, die gar die deponierte Ladung übersteigen kann. Dieser Effekt wird auch als Ladungsvervielfachung (engl.: *“charge multiplication”*) bezeichnet.

Die benötigten hohen Feldstärken können dabei am einfachsten in dünnen Detektoren oder 3D-Detektoren erzeugt werden, da hier niedrigere Biasspannungen benötigt werden.

2.5.8 Annealing

Wird einem bestrahlten Detektor Energie in Form von Wärme zugeführt, so können lokal gebundene Defekte aus dem Gitter gelöst werden und Defektkomplexe getrennt werden. Dieses Ausheilen von Strahlenschäden unter dem Einsatz von Temperatur wird als *“Annealing”* bezeichnet.

Dabei finden zwei konkurrierende Effekte statt. Zum einen können geladene Störstellen, wie Interstitials und Vacancies, rekombinieren, wodurch die Anzahl der Defekte und damit die effektive Dotierungskonzentration sinkt. Dies wird als *“Beneficial Annealing”* bezeichnet und besitzt bei Raumtemperatur eine Zeitkonstante von etwa zwei Tagen. Zum anderen können bislang neutrale Defekte mit anderen Störstellen oder Verunreinigungen geladene Komplexe bilden, die wiederum die Dotierungskonzentration erhöhen. Diesen Effekt nennt man *“Reverse Annealing”*. Die Zeitkonstante hierfür beträgt etwa 350 Tage.

Die Auswirkung des Annealings hängt also stark von der Annealingzeit t , aber auch von der Annealingtemperatur T_A ab und kann durch

$$\Delta N_{eff}(\phi_{eq}, t(T_A)) = N_A(\phi_{eq}, t(T_A)) + N_C(\phi_{eq}) + N_Y(\phi_{eq}, t(T_A)) \quad (2.31)$$

ausgedrückt werden. Dabei beschreibt $N_A = g_A \cdot \phi_{eq} \cdot \exp(-t/\tau_A)$ das Beneficial Annealing, mit den Ausheilkonstanten g_A und τ_A . Des Weiteren steht der Term

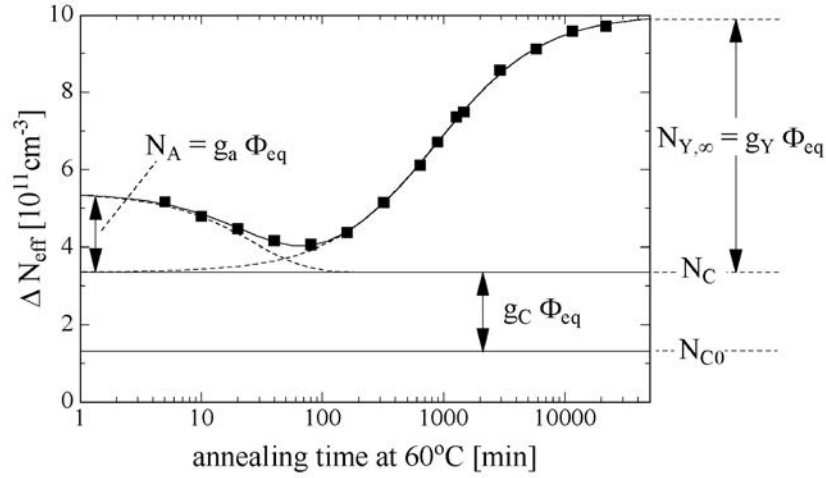


Abbildung 2.9: Auswirkungen des Annealings bei 60°C auf die effektive Dotierkonzentration. Zu sehen sind die Bereiche des Beneficial Annealings, in dem die Dotierkonzentration zunächst fällt, und des Reverse Annealings, in dem sie wieder ansteigt [Mol99].

$N_C = N_{C,0}(1 - \exp(-c\phi_{\text{eq}})) + g_C\phi_{\text{eq}}$ für das Ausheilen stabiler Akzeptoren und Donatoren, die durch die Bestrahlung entstanden sind. Dieser Term besitzt aufgrund der Stabilität der Defekte keine Zeitabhängigkeit. Schließlich beschreibt $N_Y = g_Y \cdot \phi_{\text{eq}}(1 - \exp(-t/\tau_Y))$ das Reverse Annealing, mit den Langzeitausheilungskonstanten g_Y und τ_Y [Lut99].

Abbildung 2.9 zeigt die Änderung der effektiven Dotierkonzentration in Abhängigkeit der Annealingzeit für einen Annealingvorgang bei 60°C . Der erste, abfallende Bereich bis etwa 100 Minuten zeigt das Beneficial Annealing. In diesem Zeitraum heilen Strahlenschäden aus und machen die negativen Effekte im Detektor teilweise rückgängig. Anschließend dominiert das Reverse Annealing, das zur Bildung neuer Defekte führt und die Detektoreigenschaften wieder verschlechtert.

Die Zeitkonstanten des Annealings sind stark temperaturabhängig. Eine höhere Temperatur beschleunigt dabei das Annealing. Daher müssen Lagerung und Messung von bestrahlten Detektoren bei möglichst niedrigen Temperaturen geschehen, um eine unkontrollierte Änderung der Detektoreigenschaften zu verhindern.

Die entsprechende Annealingzeit bei einer Temperatur T_a kann mittels

$$\Theta(T_a) = \exp\left(-\frac{E_i^*}{k_B} \left(\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_{\text{ref}}}\right)\right) \quad (2.32)$$

mit der Aktivierungsenergie $E_i^* = (1,30 \pm 0,14)$ eV auf eine Referenztemperatur T_{ref} in Kelvin skaliert werden [Mol99].

2.6 3D-Detektoren

Neben den in dieser Arbeit getesteten, planaren Siliziumdetektoren (siehe Kap. 2.2), stehen für das Upgrade des ATLAS-SCT die sogenannten 3D-Detektoren zur Disposition [Par01]. Durch Säulen, die in das Material geätzt werden, verfügen sie über eine dreidimensionale Struktur. Diese Säulen werden als Elektroden dotiert (siehe Abb. 2.10). Zum Einsatz als Streifendetektoren können nun zusätzlich die Säulen gleicher Dotierung durch Metallisierungen und Dotierungsimplantate, wie bei einem herkömmlichen, planaren Detektor, verbunden werden.

Die Vorteile dieser Detektorgeometrie sind, dass sowohl die Verarmung, als auch die Ladungssammlung nun zwischen den Säulen stattfindet und nicht, wie in planaren Detektoren, zwischen Vorder- und Rückseite. Dabei können die Abstände der Säulen deutlich geringer sein, als die Dicke des Detektors, ohne dadurch Signaleinbußen hinnehmen zu müssen. Dies verringert neben der Verarmungsspannung auch die Ladungssammlungszeit deutlich, wodurch die Ladungsverluste durch Trapping reduziert werden können. Auch die hohen Feldstärken, die für die Ladungsmultiplikation Voraussetzung sind, können in 3D-Detektoren einfacher erreicht werden.

Die Nachteile liegen hauptsächlich in der Fabrikation der Detektoren. Durch die Säulenstruktur werden die Strukturen sehr fragil, was die Herstellung erschwert. Zudem sind im Vergleich zu den planaren Detektoren zusätzliche, aufwändige Arbeitsschritte, wie das Ätzen der Säulen notwendig, wodurch die Herstellungskosten deutlich steigen. Ein weiterer Nachteil ist, dass die Säulen selbst, die im Allgemeinen entweder hohl oder mit inaktivem Polysilizium gefüllt sind, Bereiche geringerer Ladungssammlung darstellen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich planare Detektoren getestet. Weitere Erläuterungen und Messungen mit 3D-Detektoren finden sich in [Par10], [Bre10] und [Pre10].

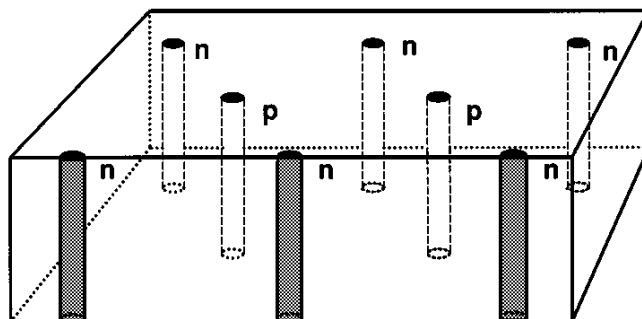


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung der dreidimensionalen Säulenstruktur eines 3D-Detektors [Par01].

2.7 Anforderungen an Siliziumdetektoren am sLHC

Durch das Luminositätsupgrade des LHC erhöht sich die Strahlungsbelastung für die verwendeten Siliziumdetektoren etwa um den Faktor 5. Im Bereich der Pixel-detektoren, mit einem radialen Abstand von minimal 3,7 cm von der Strahlachse, kommt es nach aktuellen Simulationen zu maximalen Fluenzen von $2 \cdot 10^{16}$ n_{eq}/cm^2 (siehe Abb. 2.11) [Koe10a]. Im Bereich der Streifendetektoren, die zwischen 38 cm und 100 cm von der Strahlachse entfernt sein sollen, werden Fluenzen von bis zu $1 \cdot 10^{15}$ n_{eq}/cm^2 erwartet.

Damit die Detektoren auch nach dieser hohen Strahlungsbelastung noch immer funktionstüchtig sind, ist es wichtig, dass die ein Detektoren möglichst hohes Signal bei möglichst niedrigem Rauschen liefern. Um dies zu erreichen, müssen die Ladungsverluste durch Trapping gering gehalten werden. Zudem ist eine geringe, anfängliche Verarmungsspannung nötig, um die Detektoren so lange wie möglich vollständig verarmen zu können.

Zur Verwendung im ATLAS-SCT müssen die Detektoren zudem sowohl vor als auch nach Bestrahlung bis mindestens 500 V spannungsstabil sein. Dieser Wert entspricht aufgrund der verwendeten Infrastruktur, die auch nach dem Upgrade beibehalten werden soll, der Maximalspannung für Siliziumstreifendetektoren.

Außerdem sollten die verwendeten Detektoren möglichst dünn sein, um den Energieverlust der durchquerenden Teilchen minimal zu halten. Da jedoch die deponierte Ladung nach Gleichung 2.17 mit der Dicke des Detektors abnimmt, ist eine Reduzierung nur bedingt möglich, da auch das gemessene Signal sinkt.

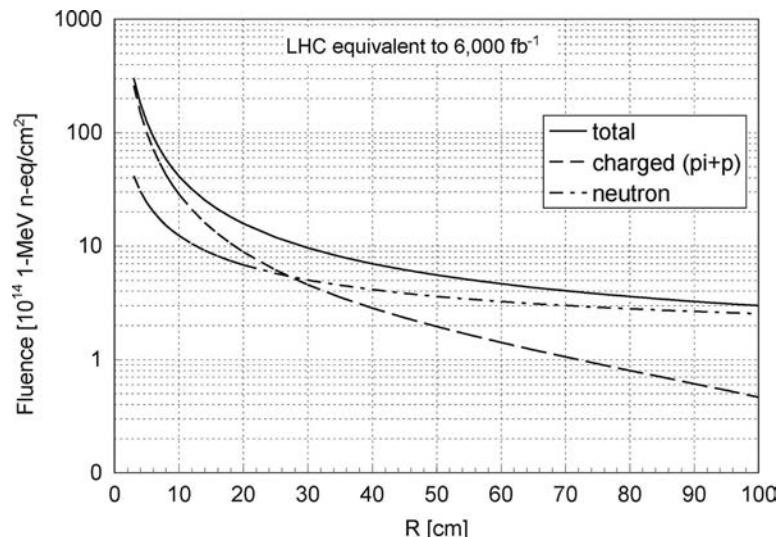


Abbildung 2.11: Erwartete Strahlungsbelastung des ATLAS-SCT am sLHC in Abhängigkeit vom radialen Abstand von der Strahlachse [All10].

3 Die Detektoren

3.1 Siliziummaterialien zur Detektorherstellung

Zur Herstellung von Siliziumdetektoren stehen mehrere verschiedene Arten von Silizium zur Verfügung, die aufgrund von unterschiedlicher Herstellung über verschiedene Eigenschaften verfügen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Detektoren aus Schmelzzonensilizium (*“Float zone silicon”*, kurz: FZ-Silizium) und epitaktischem Silizium getestet.

Im Folgenden werden die unterschiedlichen Herstellungsprozesse und die daraus resultierenden Eigenschaften dieser, sowie weiterer, gängiger Materialien kurz beschrieben.

3.1.1 FZ-Silizium

Das momentane Standardmaterial, das auch für die Detektoren des ATLAS-SCT verwendet wurde, ist das Float-Zone-Silizium. Bei dieser Herstellungsweise wird ein Zylinder aus hochreinem Polysilizium im Vakuum oder einer inerten Gasatmosphäre (Argon oder andere Edelgase) mit einem monokristallinen Saatkristall in Kontakt gebracht.

Mittels eines Hochfrequenzfeldes wird nun die Grenzschicht des Polysiliziums

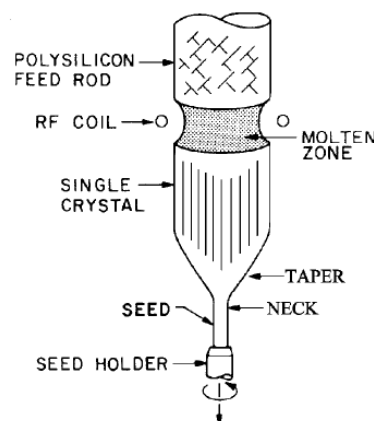


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau zur Herstellung von FZ-Silizium [Mol99].

zum Schmelzen gebracht und durch Rotation am Saatkristall angelagert. Wird das Material wieder fest, übernimmt es die Kristallkonfiguration des Saatkristalls und bildet eine kontinuierliche Kristallstruktur.

Unter Anwendung des FZ-Verfahrens lässt sich monokristallines Silizium mit einer hohen Reinheit herstellen, da Verunreinigungen zum größten Teil nicht in die Schmelze übergehen, sondern im Polysilizium verbleiben. Zudem werden durch das Vakuum mögliche Quellen für Verunreinigungen aus der Umgebung eliminiert. Ein weiterer Vorteil ist, dass durch die Zugabe von entsprechenden Gasen in die den Aufbau umgebende Atmosphäre gleichzeitig bereits eine Dotierung des Materials erreicht werden kann. Hierzu wird beispielsweise Phosphorwasserstoff (PH_3 , n-Typ) oder Diboran (B_2H_6 , p-Typ) verwendet.

3.1.2 Cz- und MCz-Silizium

Des Weiteren werden Detektoren aus Czochralski-Silizium (kurz: Cz-Silizium) hergestellt. Bei dieser Produktionsweise wird hochreines Polysilizium in einem rotierenden Quarztiegel (SiO_2) geschmolzen. Dieser Quarztiegel wird von einer Einfassung aus Graphit gehalten. Wie bei FZ-Silizium wird dann durch Kontakt des flüssigen Polysiliziums mit einem, sich ebenfalls drehenden, monokristallinen Saatkristall ein Block gezogen. Der Quarztiegel löst sich dabei allmählich auf und gibt eine große Menge an Sauerstoff ab. Während sich mehr als 99 % davon als SiO -Gas verflüchtigt, wird der Rest in der Schmelze gelöst und wird in der Kristallstruktur des Siliziums gebunden. Dieser Sauerstoff kann metallische Verunreinigungen in der Gitterstruktur einfangen und fixieren, wodurch das Kristallgitter gestärkt wird. Dadurch sind Detektoren aus Cz-Silizium potentiell strahlenthärter.

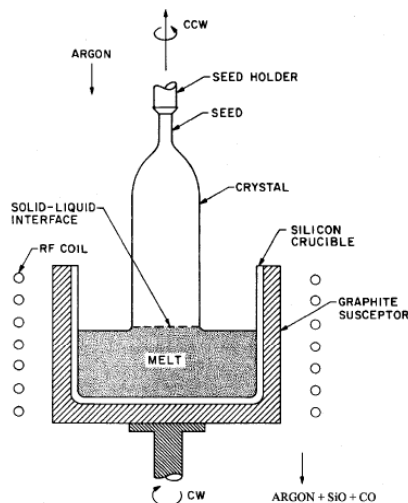


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau zur Herstellung von Cz-Silizium [Mol99].

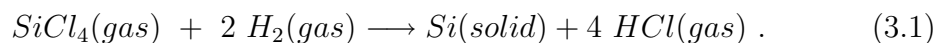
Allerdings kann auch Kohlenstoff aus der Graphitummantelung durch den Quarztiegel diffundieren und gleichermaßen im Kristall eingelagert werden, was zu einer Verschlechterung der elektrischen Eigenschaften des Materials führt. Zudem kann eine zu hohe Sauerstoffkonzentration zu elektrisch aktiven Defekten führen, die das Detektorverhalten ungünstig beeinflussen.

Eine Variante um dies zu verhindern ist daher das *“Magnetic Field Applied Czochralski”*-Verfahren (kurz: MCz-Verfahren). Es unterscheidet sich vom Standard-Cz-Verfahren durch das Einbringen des Produktionsaufbaus in ein Magnetfeld zur besseren Kontrolle der O_2 -Konzentration im Silizium. Durch das Magnetfeld kann die Vermischung des flüssigen Siliziums nahe des Kristalls mit dem am Rand des Tiegels unterdrückt werden, so dass die Einlagerung von Sauerstoff im Kristall verlangsamt wird. Gleichzeitig kann dadurch eine homogenere Sauerstoffverteilung erreicht werden.

Ein Problem von Cz-Silizium ist der spezifische Widerstand des Material, der im Vergleich mit FZ-Silizium relativ gering ist. Dies ist der Verunreinigung der Schmelze durch Bor, Phosphor und Aluminium aus dem Material des Quarztiegels geschuldet. In der Detektoranwendung äußert sich dies durch eine größere Verarmungsspannung der Detektoren, einen erhöhten Leckstrom und damit auch durch ein erhöhtes Rauschen (siehe Kapitel 2.4).

3.1.3 Epitaktisches Silizium

Ausgangsmaterial für epitaktisches Silizium ist ein Substrat in Form eines Wafers aus Siliziummaterial mit einem niedrigen spezifischen Widerstand, wie beispielsweise Cz-Silizium. Auf diesen Wafer, der als Saatkristall fungiert, wird eine auf etwa 1200 °C erhitzte, Siliziumverbindung aufgebracht. Typischerweise wird hierbei Siliziumtetrachlorid ($SiCl_4$), aber auch Silan (SiH_4), Dichlorsilan (SiH_2Cl_2) oder Trichlorsilan ($SiHCl_3$) eingesetzt. Das epitaktische Silizium entsteht dann, im Falle von Siliziumtetrachlorid, durch die chemische Reaktion



Im Gegensatz zu FZ- oder Cz-Silizium, wo die Dicke der Detektoren durch mechanische Bearbeitung nach unten begrenzt ist, können aus epitaktischem Silizium Detektoren mit einer Dicke von weit unter 100 µm hergestellt werden. Zudem ist die Dicke aufgrund des Aufdampfungsprozesses aus Produktions- und Kostengründen begrenzt. In diesen dünnen Detektoren können leichter hohe Feldstärken, die beispielsweise Ladungsmultiplikation auslösen, erreicht werden.

Wie bei Cz-Silizium ist eines der Hauptprobleme des epitaktischen Siliziums die Reinheit, da während des Produktionsprozesses Verunreinigungen aus dem Substrat in den Kristall wandern können. Die Herstellung von epitaktischem Silizium ist zudem im Vergleich zu FZ- oder Cz-Silizium sehr zeit- und kostenintensiv, da zunächst die Substratwafer hergestellt werden müssen, die dann in einem

zusätzlichen Arbeitsschritt zur Bedampfung in einem Ofen plaziert werden. Durch diesen Prozessschritt wird außerdem die erreichbare Stückzahl stark limitiert, da die Substratwafer nebeneinander angeordnet werden müssen und somit sehr viel Platz in Anspruch nehmen.

3.2 Getestete Detektoren

3.2.1 Die HPK-ATLAS07-Serie

Bei den getesteten Detektoren der HPK-ATLAS07-Serie handelt es sich um planare Miniaturstreifendetektoren aus p-Typ-FZ-Silizium. Diese Detektoren wurden von der ATLAS-Kollaboration in Zusammenarbeit mit dem Detektorhersteller Hamamatsu Photonics K. K. (HPK) entwickelt und gefertigt.

Die Detektoren verfügen jeweils über 104 Auslestreifen mit einem Streifenabstand von $74,5\ \mu\text{m}$. Die Streifenlänge beträgt dabei etwa $0,8\ \text{cm}$. Eine Übersicht der wichtigsten Parameter findet sich in Tabelle 3.1.

Insgesamt wurden im Rahmen dieser Arbeit fünf verschiedene Detektoren dieser Serie getestet, die sich einzig in ihren p-Stop-Strukturen unterscheiden. In Abbildung 3.3 sind die beiden verschiedenen Layouts mit einem beziehungsweise zwei p-Stop-Streifen dargestellt. Die verschiedenen Strukturen wirken sich nur auf die elektrischen Eigenschaften der Detektoren aus und haben keinen Einfluss auf die Ladungssammlungseigenschaften.

Die fünf Detektoren wurden am Bestrahlungszentrum des Karlsruher Instituts für Technologie bestrahlt, um die am sLHC erwarteten Strahlenschäden zu simulieren. Die Bestrahlung erfolgte mit einem Protonstrahl mit einer Energie von etwa $25\ \text{MeV}$. Neuesten Messungen zufolge entspricht dies im bestrahlten Detektor einer mittleren Energie von etwa $23\ \text{MeV}$. Damit ergibt sich nach der NIEL-

Parameter	Wert
Material	FZ-Silizium, p-Typ
Kopplung	AC
Dicke	$320\ \mu\text{m}$
Streifenanzahl	104
Streifenabstand	$74,5\ \mu\text{m}$
Streifenbreite, Implantation	$16\ \mu\text{m}$
Streifenbreite, Metallisierung	$22\ \mu\text{m}$
Fläche	$1 \times 1\ \text{cm}^2$
Streifenlänge	$0,8\ \text{cm}$
Bulkkapazität	$0,27\ \text{pF/cm}$
Zwischenstreifenkapazität	$0,80\ \text{pF/cm}$

Tabelle 3.1: Eigenschaften der Detektoren der HPK-ATLAS07-Serie [Umn10].

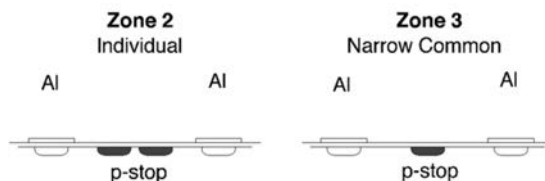


Abbildung 3.3: Querschnitt der verschiedenen p-Stop-Strukturen der HPK-ATLAS07-Detektoren [Unn10].

Skalierungshypothese ein Härtefaktor von $\kappa \approx 2,00$ [Die10]. So ist es möglich, die Bestrahlungsdosen auf Neutronen mit einer Energie von 1 MeV zu skalieren.

Zu Beginn dieser Arbeit waren die verfügbaren HPK-ATLAS07-Detektoren bereits auf Fluenzen von $5 \cdot 10^{13} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ und $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ vorbestrahlt. Für die Streifendetektoren des ATLAS-SCT werden nach dem Upgrade des LHC Fluenzen bis etwa $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ erwartet. Daher wurde auch bei der Planung der Nachbestrahlung der Schwerpunkt auf diesen Bereich gelegt. Somit standen für die im Folgenden beschriebenen Messungen Fluenzen von $5 \cdot 10^{13} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, $5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ und $5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ zur Verfügung.

3.2.2 Die CiS-PMS04-Detektoren

Auch bei den CiS-PMS04-Detektoren handelt es sich um planare Miniaturdetektoren aus p-Typ-FZ-Silizium. Sie wurden in Zusammenarbeit mit dem Detektorhersteller CiS entworfen und produziert. In ihren grundlegenden Eigenschaften gleichen diese Detektoren denen der HPK-ATLAS07-Serie (siehe Tab. 3.2). Mit $285 \mu\text{m}$ sind sie ähnlich dick und auch der Streifenabstand ist mit $80 \mu\text{m}$ fast identisch. Der größte Unterschied zeigt sich in der Länge der Streifen. Mit fast 3 cm sind die Streifen der CiS-PMS04-Detektoren mehr als dreimal so lang wie die der HPK-Detektoren. Damit entspricht die Streifenlänge in etwa der Planung für

Parameter	Wert
Material	FZ-Silizium, p-Typ
Kopplung	AC
Dicke	$285 \mu\text{m}$
Streifenanzahl	128
Streifenabstand	$80 \mu\text{m}$
Streifenbreite, Implantation	$40 \mu\text{m}$
Streifenbreite, Metallisierung	$48 \mu\text{m}$
Fläche	$13,74 \times 33,68 \text{ mm}^2$
Streifenlänge	$29,97 \text{ mm}$

Tabelle 3.2: Eigenschaften der CiS-PMS-Detektoren [Roe09].

den innersten Bereich des ATLAS-SCTs für das LHC-Upgrade [Unn10b], in dem Siliziumstreifendetektoren zum Einsatz kommen sollen. Längere Streifen sind aufgrund der hohen Occupancy des Detektors in diesem Bereich nicht praktikabel.

Die größere Streifenlänge führt außerdem zu einer höheren Kapazität des Detektors. Aufgrund mangelnder Angaben des Herstellers und sehr ähnlicher Geometrie wurde sie aus dem angegebenen Wert der HPK-Detektoren von $1,1 \frac{\text{pF}}{\text{cm}}$ abgeschätzt als etwa 4 pF. Diese Abschätzung wird durch die in Kapitel 7.3 vorgestellten Ergebnisse unterstützt.

Für diese Arbeit standen sechs Detektoren zur Verfügung, die sich durch die Dotierungskonzentrationen sowohl der Streifen- als auch der p-Stop-Implantationen unterscheiden. Fünf dieser Detektoren erwiesen sich in vorbereitenden Messungen (siehe Kap. 7.2) als hochspannungstabil genug, um Ladungssammlungsmessungen durchzuführen.

Während zwei dieser Detektoren im unbestrahlten Zustand zu Tests herangezogen wurden, wurden die verbleibenden drei Detektoren am Forschungszentrum Karlsruhe wie oben beschrieben auf Fluenzen $5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ und $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bestrahlt. Damit wurde auch hier, wie schon bei der Bestrahlung der HPK-Detektoren, der Fokus auf die erwarteten sLHC-Fluenzen gelegt.

3.2.3 Die CiS-MPI-Detektoren

Die CiS-MPI-Detektoren unterscheiden sich deutlich von den oben beschriebenen. Es handelt sich dabei um Miniaturdetektoren aus epitaktischem p-Typ-Silizium, die in Kooperation des Max-Planck-Instituts für Physik in München mit dem Detektorhersteller CiS entwickelt und produziert wurden.

Mit einer Dicke von $75 \mu\text{m}$ sind sie deutlich dünner als die oben vorgestellten Detektoren. Aus Prozessierungsgründen verfügen sie über eine $500 \mu\text{m}$ dicke Trägerstruktur. Die Streifenlänge mit etwa 8 mm, sowie der Streifenabstand mit $80 \mu\text{m}$ sind vergleichbar mit den HPK-Detektoren.

Die geringere Dicke führt nicht nur, wie in Tabelle 3.3 zu sehen, zu einer höheren Kapazität und damit zu einem größeren zu erwartendem Rauschen, sie äußert sich zudem in einer weitaus geringeren deponierten Ladung. Nach Formel 2.17 wird in einem $75 \mu\text{m}$ dicken Siliziumdetektor eine Ladung von nur $5,2 \text{ ke}^-$ deponiert. Im Vergleich dazu wird in einem Detektor einer Dicke von $300 \mu\text{m}$ eine Ladung von etwa 23 ke^- deponiert.

Anders als die oben beschriebenen Detektoren verfügen die CiS-MPI-Detektoren statt einer oder mehrerer p-Stop-Strukturen über eine p-Spray-Struktur, die gleichmäßig über die Detektoroberfläche verteilt ist.

Zudem verfügten sie über keine AC-Kopplung, so dass zur Messung nach Bestrahlung AC-Fan-Ins verwendet wurden (siehe Kap. 5.1).

* $\text{ke}^- = 1\,000 \text{ e}^- =$ "Kiloelektron"

Parameter	Wert
Material	epitaktisches Silizium, p-Typ
Kopplung	DC
Dicke	75 μm
Streifenabstand	80 μm
Streifenlänge	8 mm
Verarmungsspannung	~ 190 V
Bulkkapazität	$\sim 0,5$ pF/cm
Zwischenstreifenkapazität	~ 1 pF/cm

Tabelle 3.3: Eigenschaften der CiS-MPI-Detektoren aus epitaktischem Silizium [Mac09] & [Mac10].

Für die Bestrahlung wurden, ähnlich wie schon bei den CiS-PMS04-Detektoren, Fluenzen im Bereich der erwarteten sLHC-Fluenzen für den Streifenbereich des ATLAS-SCT gewählt. Somit wurden die beiden Detektoren mit Fluenzen von $5 \cdot 10^{14}$ n_{eq}/cm^2 und $1 \cdot 10^{15}$ n_{eq}/cm^2 bestrahlt.

3.2.4 Der Referenzdetektor

Für erste Messungen und für die Kalibration des Aufbaus wurde zudem ein Detektor herangezogen, dessen Eigenschaften aus zahlreichen Tests sehr gut bekannt waren. Es handelte sich dabei um einen trapezförmigen Detektor des Herstellers CiS*, wie er in den Endkappen des ATLAS-SCT verbaut wurde. Detaillierte Ei-

*CiS Forschungsinstitut für Mikrosensorik und Photovoltaik GmbH, Erfurt, <http://www.cismst.de/>

Parameter	Wert
Bezeichnung	CiS W12-6055-02
Material	n-Typ-FZ-Silizium,
O ₂ -Konzentration	10^{17} Atome/cm ³
Kopplung	AC
Streifenanzahl	768
Streifenlänge	61,06 mm
Streifenabstand	56,9 – 69,2 μm
Dicke	285 ± 15 μm
Verarmungsspannung	~ 85 V

Tabelle 3.4: Eigenschaften des verwendeten ATLAS-SCT-Endkappendetektors von CiS nach [Ahm07].

enschaften des Detektors können Tabelle 3.4 entnommen werden.

Der verwendete Detektor konnte die hohen Anforderungen in Bezug auf die Spannungsstabilität nicht erfüllen und wurde daher für den Einsatz im ATLAS-SCT aussortiert. Da jedoch die Durchbruchspannung die Verarmungsspannung noch immer deutlich übertraf, spielte dies für die durchgeführten Messungen keine Rolle.

4 Messaufbau

Es gibt mehrere Möglichkeiten, die Ladungssammlung in Siliziumdetektoren zu messen. So können die geladenen Teilchen, die den Detektor während eines Experiments durchqueren, durch Photonen oder Elektronen simuliert werden.

Ersteres geschieht mithilfe eines gepulsten Laserstrahls im Infrarotbereich, der senkrecht auf den Detektor auftrifft. Die Photonen erzeugen Elektron-Loch-Paare, die dann als Signal ausgelesen werden können. Durch eine exakte Fokussierung des Laserstrahls können zudem orts aufgelöste Messungen mit Genauigkeiten von bis zu $2\ \mu\text{m}$ durchgeführt werden. Somit kann die Uniformität der Ladungssammlung über den ganzen Detektor getestet werden und mögliche Punkte geringerer Effizienz zwischen den Streifen identifiziert werden. Dies ist vor allem in der Entwicklung neuer Detektorstrukturen von großer Wichtigkeit. Der Nachteil von Lasermessungen ist, dass keine absoluten Ladungswerte ermittelt werden können, da die Signalhöhe von Wellenlänge und Intensität des Lasers abhängig ist. Damit sind nur relative Signalmessungen möglich.

Absolute Ladungswerte hingegen können durch Messungen mit einer Betaquelle ermittelt werden. Ab einer Energie von etwa $2\ \text{MeV}$ (siehe Kap. 2.1.3) können die emittierten Elektronen annähernd als minimalionisierende Teilchen (*“minimal ionizing particle”*, kurz: MIP) angesehen werden, deren Ladungsdeposition in Siliziumdetektoren bekannt ist (siehe Formel 2.17). Durch eine Kalibration der Messapparatur (siehe Kapitel 6) kann also jedem Signal ein deponierter Ladungswert zugeordnet werden. Eine Ortsinformation kann allerdings nur senkrecht zu den Streifen durch das Signal selbst gewonnen werden, ein genauer Durchgangspunkt mit zwei festen Koordinaten wie beim Laser kann nicht bestimmt werden. Dadurch kann auch keine Information über die Gleichmäßigkeit der Ladungssammlung gewonnen werden.

Vereint werden die Vorteile der beiden oben genannten Methoden in Messungen mit einem Teststrahl, dem sogenannten *“Testbeam”*. Hierbei wird in einem Teilchenbeschleuniger ein Strahl aus geladenen Teilchen erzeugt, der dann durch den Detektor geleitet wird. Wie bei Elektronen findet hier eine bekannte Ladungsdeposition statt, was absolute Messungen der Ladungssammlung ermöglicht. Um zusätzlich die Ortsauflösung zu gewährleisten, befindet sich der Detektor meist zwischen mehreren Lagen von Referenzdetektoren, mit deren Hilfe die Spur der durchquerenden Teilchen rekonstruiert werden kann.

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurde ein Versuchsaufbau mit einer Betaquelle verwendet, um die Ladungssammlung in Siliziumdetektoren zu messen. Um drei grundlegende Anforderungen für die Messungen zu erfüllen,

befindet sich der Aufbau in einer Kühltruhe, die entsprechend modifiziert wurde (siehe [Kue06]):

1. Dunkelheit:

Da auch Photonen freie Ladungsträger im Detektor erzeugen, muss der Aufbau gegen jeglichen Lichteinfall abgeschirmt werden, um einen Anstieg des Leckstroms zu verhindern. Zusätzlich zum Deckel der Kühltruhe wird dies durch eine lichtdichte Decke erreicht, die mithilfe von Klettverschlüssen über den Deckel gespannt wird.

2. Kühlung:

Aufgrund der starken Abhängigkeit des Leckstroms von der Temperatur müssen vor allem bestrahlte Detektoren während der Messung gekühlt werden. Dies ist zum einen durch die Kühltruhe selbst und zum anderen durch die zusätzliche Kaltgaskühlung möglich, die im Rahmen dieser Arbeit integriert wurde (siehe Kapitel 4.1.2).

3. Trockenheit:

Schon geringfügige Feuchtigkeit auf der Detektoroberfläche kann zu einer Verschlechterung der elektrischen Eigenschaften führen und vorzeitige Durchbrüche verursachen. Daher wird der Aufbau während der Messung mit Stickstoff geflutet. So kann die relative Luftfeuchtigkeit in der Truhe auf unter 10 % gesenkt werden. Zudem werden dadurch Kondensation und Eisbildung auf Detektor und Ausleseelektronik verhindert.

Der Aufbau erfüllt damit auch die wesentlichen, von der RD50-Kollaboration* gestellten Anforderungen an Ladungssammlungsmessungen [Chi04].

Die Temperaturen in der Kühltruhe, sowie am Sensor und an der Ausleseelektronik werden durch mehrere Temperatursensoren überwacht. Auch die relative Feuchtigkeit wird mittels eines Sensors gemessen. Die relevante Größe hierbei ist der Taupunkt. Er beschreibt den Punkt, ab dem, bei steigender Luftfeuchtigkeit oder fallender Temperatur, Kondensation einsetzt. Der Taupunkt kann nur in Abhängigkeit von sowohl der Temperatur als auch der Feuchtigkeit bestimmt werden. Er dient in diesem Zusammenhang also vor allem der Kontrolle, ob bei den vorliegenden Parametern bereits Kondensation möglich ist.

Bei gegebener relativer Feuchtigkeit kann die Taupunkttemperatur berechnet werden als

$$T_{TP}(\varphi, \vartheta) = \frac{A \cdot \ln\left(\frac{\varphi}{100}\right) + \frac{B \cdot \vartheta}{A + \vartheta}}{C - \ln\left(\frac{\varphi}{100}\right) - \frac{C \cdot \vartheta}{A + \vartheta}}, \quad (4.1)$$

*RD50-Kollaboration: “Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders”, <http://rd50.web.cern.ch/rd50/>.

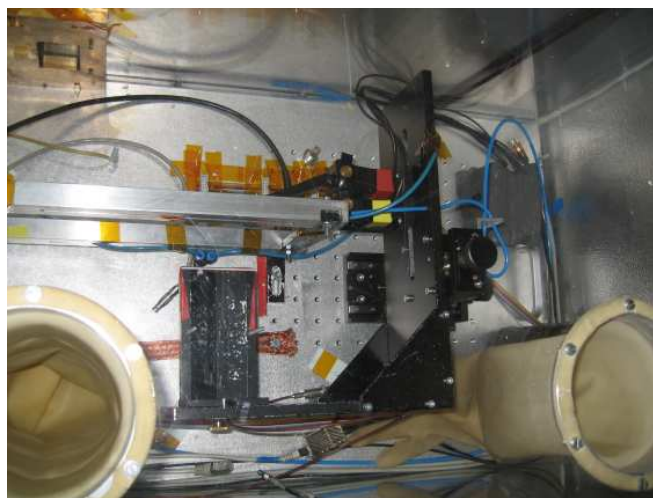


Abbildung 4.1: Kühltruhe mit Plexiglasbox in der Aufsicht. In den Deckel sind Plastikhandschuhe zum Arbeiten bei geschlossenem Deckel integriert.

mit

$$\begin{aligned}
 A &= 241,2 \text{ } ^\circ\text{C} \text{ ,} \\
 B &= 4222,0 \text{ und} \\
 C &= 17,5 \text{ ,}
 \end{aligned}$$

wobei ϑ die Temperatur und φ die relative Feuchtigkeit in der Truhe in Prozent bezeichnet [Son82].

Des Weiteren befindet sich der Aufbau innerhalb der Kühltruhe in einer zusätzlichen Plexiglasbox mit einer Wandstärke von 2 cm. Dies ist notwendig, um die radioaktive Strahlung abzuschirmen. Um im gekühlten Zustand in der Box arbeiten zu können, ohne die trockene Stickstoffatmosphäre durch ein Öffnen zu gefährden, sind in den Deckel zwei 70 cm lange Plastikhandschuhe eingelassen.

Die Messapparatur selbst besteht aus einer ^{90}Sr -Betaquelle und zwei hintereinander angeordneten Plastikszintillatoren mit je einem Photomultiplier. Im Folgenden werden diese Komponenten des Versuchsaufbaus und ihre Funktionsweise näher erläutert.

4.1 Mechanischer Aufbau

4.1.1 Triggereinheit

Die Messapparatur besteht neben der Betaquelle aus zwei verschiedenen großen, jeweils 4 mm dicken Plastikszintillatoren aus BC-408-Material. Sie sind über Lichtleiter jeweils mit einem Photomultiplier verbunden, um das eintreffende Signal zu verstärken. Zusammen bilden sie die Triggereinheit des Systems.

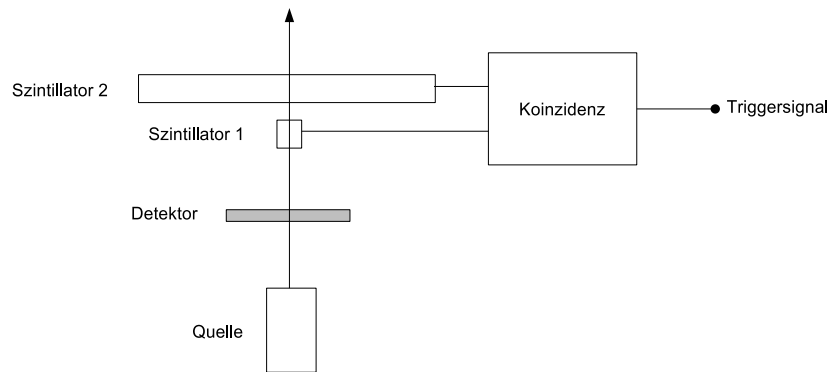


Abbildung 4.2: Schematische Skizze des Versuchsaufbaus. Die Szintillatoren hinter dem Detektor dienen als Triggereinheit.

Ein von der Quelle emittiertes Elektron, das den zu testenden Detektor durchquert, wird von den hinter dem Detektor befindlichen Szintillatoren detektiert. Die Photomultiplier verstärken das Signal und sind an die NIM-Logikeinheit des Auslesesystems angeschlossen, die, im Falle einer Koinzidenz, ein Triggersignal generiert, welches die Datennahme der Ausleseelektronik startet.

Der vordere, kleinere Szintillator ist $4 \times 4 \text{ mm}^2$ groß, der größere, hintere Szintillator hat eine Fläche von $45 \times 45 \text{ mm}^2$. Die geringe Abklingzeit (*“Decay time”*) von 2,1 ns ermöglicht eine schnelle Datenverarbeitung.

Um den Abstand zwischen den beiden Szintillatoren zu minimieren, ist der Lichtleiter des großen Szintillators gebogen, wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist.

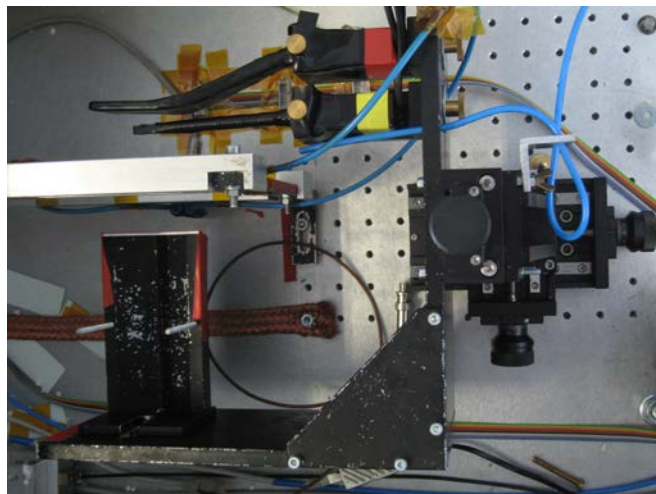


Abbildung 4.3: Das Innere der Plexiglasbox in der Aufsicht. Zu sehen sind die Quellenhalterung, die Halterung für den Detektor, sowie die Szintillatoren und Photomultiplier.

Als Abschirmung gegen Streulicht und zur Verringerung der Intensitätsverluste sind Szintillatoren und Lichtleiter zunächst mit reflektierender Aluminiumfolie und dann mit schwarzem Klebeband lichtdicht umhüllt.

Die Wellenlänge maximaler Emission des Szintillatormaterials von 425 nm entspricht sehr gut dem sensitiven Bereich der angeschlossenen Photomultiplier, der bei 185 nm bis 650 nm liegt. Auch die Photomultiplier, die direkt mit den Lichtleitern verbunden sind, sind mit einer Anstiegszeit (*“Rise time”*) von nur etwa 0,8 ns sehr schnell. Über externe Quellen werden sie mit Regelspannungen von 0,725 V (kleiner Szintillator) und 0,825 V (großer Szintillator) versorgt. Daraus generieren die Photomultiplier intern die benötigte Hochspannung [Kue06].

Durch die Verwendung des Koinzidenzsignals zweier Szintillatoren kann die Rate an falschen Triggern durch Hintergrundstrahlung und Rauschen der Szintillatoren minimiert werden. Detaillierte Beschreibungen sowie Messungen dazu finden sich in Kapitel 5.2.2.

Quellenhalterung und Szintillatoren sind fest auf einer Halterung montiert. Dadurch wird eine exakte Ausrichtung zueinander gewährleistet, um sicherzustellen, dass ein Elektron, welches den Detektor durchquert hat, möglichst auch die Szintillatoren erreicht. Einzig der Abstand der Szintillatoren zueinander und zur Quellenhalterung kann variiert werden.

Die Halterung ist auf einen x-y-z-Tisch montiert. Mithilfe von Mikrometerschrauben können Quellenhalterung und Szintillatoren damit relativ zum Detektor stufenlos und sehr exakt ausgerichtet werden. Dies ist besonders wichtig, da die zu testenden Detektoren teilweise Miniaturprototypen mit aktiven Flächen von weniger als $1 \times 1 \text{ cm}^2$ sind.

4.1.2 Kaltgaskühlung

Aufgrund des Anstiegs des Leckstroms mit der Fluenz ist die Kühlung der Detektoren während der Messung durch die Kühltruhe nur bis zu einer gewissen Fluenz ausreichend, was primär mit der Temperaturabhängigkeit des Leckstromes zusammen hängt (siehe Kap. 2.3). Daher steht wie bereits oben erwähnt neben der Kühltruhe selbst eine Kaltgasanlage zur Kühlung des Aufbaus zu Verfügung.

In einem doppelwandigen, vakuumisolierten Gefäß mit einem Volumen von 150 Litern, dem *“Dewar”*, wird flüssiger Stickstoff mithilfe eines Heizstabes (*“Jet”*) verdampft. Das entstehende Stickstoffgas hat entsprechend des Siedepunktes von Stickstoff eine Temperatur von etwa -196 °C . Durch die Expansionsrate von flüssigem zu gasförmigem Stickstoff von 1:680 [KGW09] entsteht im Dewar ein Überdruck, der das Gas aus dem Behälter presst. Eine zusätzliche Pumpe ist daher nicht nötig. Direkt auf dem Auslass des Dewars befindet sich in der Kaltgasleitung ein Heizstab (*“Heater”*), der das Stickstoffgas nach Bedarf auf bis zu $+120 \text{ °C}$ aufgeheizt. Für diese Arbeit sind jedoch vor allem Temperaturen im Bereich von -190 °C bis -20 °C interessant, um niedrigere Temperaturen zu erreichen, als die mit der Kühlung der Truhe alleine möglichen -20 °C . Vom Heater aus wird das



Abbildung 4.4: Die Kaltgasanlage. Der Stickstofftank ist auf ein Rollgestell montiert und über vakuumevakuierte Welschläuche mit der Kühltruhe verbunden (links).
a. Dewargefäß, b. Heater, c. Vakuumpumpe, d. Steuereinheit mit PC

Stickstoffgas über doppelwandige Welschläuche in die Kühltruhe und dort von hinten an den Detektor geleitet. Das stellt sicher, dass der Druck des Gasstromes die fragilen Bonddrahtverbindungen am Detektor und der Ausleseelektronik nicht beschädigt.

Um die Kühlleistung zu maximieren werden die Welschläuche während des Betriebs der Anlage mithilfe einer Vakuumpumpe evakuiert, was den Wärmeaustausch mit der Umgebung minimiert. So wird auch Eisbildung im Inneren der Schläuche verhindert, die zu deren Zerstörung führen könnte.

Zur Kontrolle der Kühlleistung können über eine Regeleinheit (siehe Abb. 4.4 d.) Jet und Heater separat gesteuert werden. Dabei kann die Jetleistung in Prozent über einen Drehknopf eingestellt werden. Sie ist maßgeblich für den Stickstoffverbrauch der Anlage. Zudem kann die Ausgangstemperatur des Heaters über eine Digitalanzeige oder einen angeschlossenen PC mit zugehöriger Software gesteuert werden. Mithilfe dieser Software ist neben der ständigen Überwachung der Temperaturen des Systems auch die Einstellung definierter Temperaturverläufe möglich. Dies ist vor allem bei Beendigung des Kühlvorgangs von Nöten, da bei Aufwärmen der Anlage am Heater maximal ein Temperaturgradient von 5 K pro

Minute vorliegen darf, um Spannungsrisse im Material aufgrund von thermischem Stress zu verhindern.

Durch das Rollgestell, auf das die Kaltgasanlage mitsamt der Vakuumpumpe montiert ist, ist die Kühlung an beiden in Freiburg zu Verfügung stehenden Messapparaturen, Laser- und Betasetup, einsetzbar. Am Lasersetup wird der verdampfte Stickstoff in Windungen durch einen Kupferblock gepumpt. Die Detektoren werden somit durch Kontakt des Detektorboards mit diesem Kühlblock gekühlt. Beim Betasetup werden die Detektoren, wie bereits oben beschrieben, von hinten mit dem kalten Stickstoffgas angeblasen.

Um am Betasetup eine optimale Kühlung bei minimalem Stickstoff- und Stromverbrauch erzielen zu können, empfiehlt es sich, die Anlage über die PC-Steuerung während der kompletten Betriebsdauer auf die Minimaltemperatur von -190 °C einzustellen. Da dies etwa der Siedetemperatur des Flüssigstickstoffs entspricht, wird somit der Einsatz des Heaters minimiert. Die Kühlleistung wird dann über die Jetleistung geregelt, also über die Stärke des Kaltgasstromes. Um dabei die Temperatur über einen längeren Zeitraum konstant zu halten, muss diese immer wieder angepasst werden.

Mithilfe der Kaltgasanlage können Detektoren so auf unter -50 °C gekühlt werden. Diese Temperatur kann auch für das gesamte Volumen der Plexiglasbox erreicht werden. Das ermöglicht stabile Temperaturen während der Messungen.

Die Kühltruhe sollte während des Einsatzes der Anlage als Vorkühlung dienen, um sensible Bauteile wie die Photomultiplier vor allzu großen Temperaturgradienten zu schützen. Zudem ist es ratsam, die Zufuhr von Stickstoff mit Raumtemperatur, wie er für ungekühlte Messungen verwendet wird, zu stoppen. Zum einen besitzt der kalte Stickstoff aufgrund des unmittelbaren Verdunstungsvorgangs eine größere Reinheit und damit eine sehr niedrige relative Feuchtigkeit, zum anderen wirkt der warme Stickstoff der Kühlleistung entgegen.

4.1.3 Modulhalterung

Zur Messung werden die Detektoren auf einer Trägerstruktur befestigt, um die Streifen mittels Bonddrähten mit den Kanälen der Ausleseelektronik verbinden zu können.

Da das TPG-Material (*“Thermal Pyrolytic Graphite”*), aus dem die Platine, auf der der Detektor befestigt wird, bisher gefertigt wurde, nicht mehr kommerziell verfügbar war, musste ein neues Material für diese Trägerplatine gefunden werden. Dieses Material musste eine hohe Steifigkeit aufweisen, um ein Abreißen der Bonddrähte durch Verformung der Platine zu verhindern. Zudem sollte es über eine hohe Wärmeleitfähigkeit verfügen, um die bei hoher Versorgungsspannung und hohem Leckstrom, also hoher Leistung, entstehende Wärme der Detektoren abzuführen und somit eine effektive Kühlung zu gewährleisten. Gleichzeitig war ein Material mit sehr niedriger elektrischer Leitfähigkeit gesucht, da ansonsten mit der metallischen Rückseite der Detektoren auch die komplette Platine auf

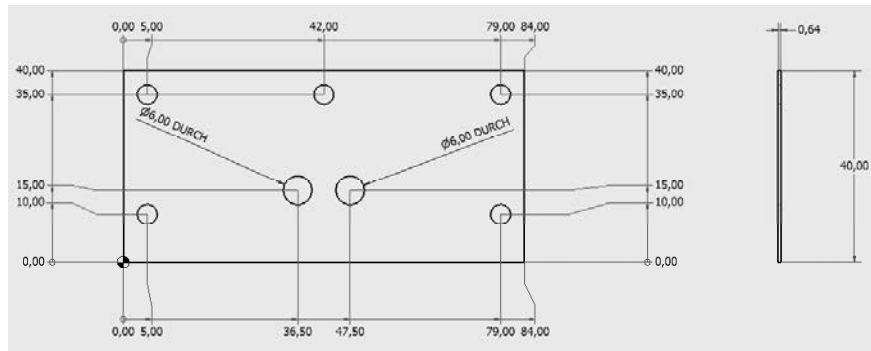


Abbildung 4.5: Technische Zeichnung der Detektorplatine aus Aluminiumnitrid

dem Potential der Versorgungsspannung läge.

Die Wahl fiel schließlich auf eine Aluminiumnitridkeramik (AlN) mit einer Wärmeleitfähigkeit von etwa $2,85 \frac{\text{W}}{\text{cm} \cdot ^\circ\text{C}}$ [Sla87] und einer elektrischen Leitfähigkeit von etwa $10^{-12} \frac{1}{\Omega \cdot \text{cm}}$ [Edw65].

Die Ausleseelektronik verfügt über zwei separate Auslesechips. Somit wurde auch die Trägerplatine für zwei nebeneinander angeordnete Detektoren konzipiert.

In vorbereitenden Messungen wurde ein $500 \mu\text{m}$ dickes AlN-Plättchen an Stelle eines Detektors zwischen die 2 MBq-Quelle und die beiden Szintillatoren gebracht. War die Konzidenzrate der Szintillatoren ohne das Plättchen im Strahlengang noch 43,0 Hz gewesen, konnte mit dem AlN in 90 Minuten kein einziges Ereignis registriert werden. Mit einem AlN-Platine hinter dem Detektor wäre eine Messung also nicht möglich, vor allem, da die Trägerplatine schlussendlich aus Stabilitätsgründen mit $640 \mu\text{m}$ sogar noch dicker ist.

Dies wurde im Layout der Platinen dahingehend berücksichtigt, dass an den für die zu testenden Detektoren vorgesehenen Plätzen jeweils ein kreisrundes Loch mit einem Durchmesser von 6 mm ausgespart wurde. Die Elektronen, die den Detektor durchqueren, treffen somit ungehindert auf die Szintillatoren. Die Position der Löcher wurde dabei so gewählt, dass zum unteren Rand der Platine (siehe Abb. 4.5) genug Platz für einen Fan-In bleibt, über den die Streifen des Detektors dann mittels Bonddrähten mit der Ausleseelektronik verbunden werden.

Da die AlN-Keramik sehr spröde und die Bearbeitung des Materials daher schwierig ist, wurden die Platinen von einer externen Firma gefertigt. Aus Kostengründen wurde dabei auf eine mögliche Prozessierung von Leiterbahnen für die Spannungsversorgung der Detektoren verzichtet. Diese werden stattdessen unmittelbar beim Befestigen des Detektors (siehe Kap. 5.1) mithilfe einer selbstklebenden Kupferfolie aufgebracht, was den Vorteil hat, dass die Platine noch individueller auf verschiedene Detektorgrößen angepasst werden kann.

Um dieses Detektorboard aus Aluminiumnitrid nun fest mit dem Elektronik-

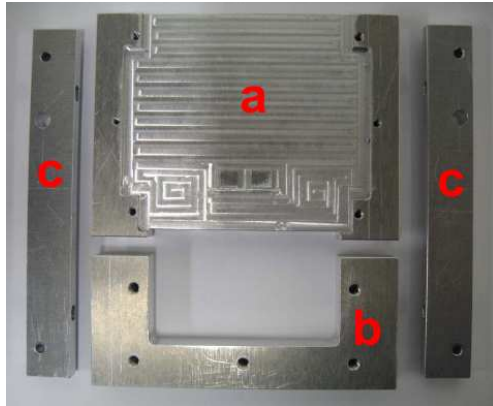


Abbildung 4.6: Modulhalterung in Einzelbauteilen: Zu sehen sind die Halterungen für die Elektronikplatine (a), für das Detektorboard aus AlN-Keramik (b), sowie die Verbindungsschienen (c), welche die erstgenannten Komponenten über Schrauben seitlich verbinden.

board des Auslesesystems zu verbinden, wurde in Zusammenarbeit mit der mechanischen Werkstatt eine Modulhalterung aus Aluminium entworfen, die ohne weitere Änderungen sowohl am Laser- als auch am Betaaufbau eingesetzt werden kann. Dies erspart mehrfaches Bonden der Detektoren, was wichtig ist, da die Zahl der Bondvorgänge pro Detektor im Allgemeinen auf die Anzahl der Bondpads und damit in der Regel auf ein bis vier limitiert ist.

Weiterhin ist die Modulhalterung modular aufgebaut: Die Bauteile, auf denen die Elektronikplatine und das Detektorboard befestigt werden, sind durch seitlich verschraubte Aluminiumschienen verbunden (siehe Abbildung 4.6), so dass die Halterung bei Bedarf einfacher angepasst werden kann. Dies war beispielsweise für die Messungen der CiS-PMS04-Detektoren notwendig. Da diese mit einer Länge von etwa 4 cm nicht auf einer einzelnen AlN-Platine Platz hatten, wurde die Halterung für die Detektorplatine verlängert und dahingehend angepasst, dass zwei AlN-Platinen darauf befestigt werden konnten.

Zur Gewährleistung einer guten Kühlung während der Lasermessungen befindet sich hinter dem Detektorboard in der Modulhalterung eine Aussparung für den Kupferkühlblock (siehe Kapitel 4.1.2). Zudem stimmt die Dicke der Modulhalterung mit der Höhe des Kühlblocks überein, wodurch das Detektorboard direkt auf diesem aufliegt und durch den Kontakt bestmöglich gekühlt wird.

Ebenso wird auch die Modulhalterung selbst gekühlt, insbesondere am Beta-setup, wo das ganze Volumen des Aufbaus gleichermaßen gekühlt wird. Da Teile der Ausleseelektronik jedoch empfindlich gegenüber allzu niedrigen Temperaturen sind, ist der Bereich unter der Elektronikplatine abgesenkt. Die Luft zwischen Board und Modulhalterung dient somit als thermischer Isolator. Zudem sind vereinzelt Kontakte zur Rückseite der Platine durchprozessiert, was bei durchgehendem Kontakt mit dem Aluminium der Modulhalterung zu Kurzschlüssen führen

würde. Ausnahme sind die Bereiche hinter den beiden Auslesechips. Diese entwickeln während des Betriebs bis zu 0,6 W an Wärme [Loe06] und müssen daher stärker gekühlt werden, weswegen die Platine an diesen Stellen direkten Kontakt mit der Modulhalterung hat, um die Wärme besser abzuführen.

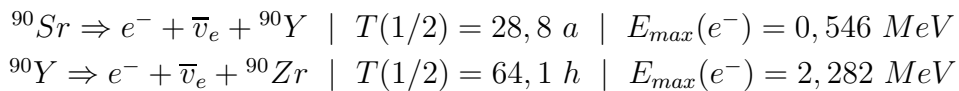
4.2 Betaquelle

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen stand eine radioaktive Quelle zur Verfügung, um mithilfe der emittierten Strahlung die Ladungssammlungseigenschaften der zu testenden Detektoren zu messen. Dabei handelte es sich um eine ^{90}Sr -Betaquelle mit einer Aktivität von 2 MBq.

Erste Tests mit der Kaltgaskühlung zeigten jedoch, dass die Temperatur aufgrund der Messzeiten von bis zu mehreren Stunden nicht über die gesamte Messdauer konstant gehalten werden konnte. Um die Messzeiten zu verkürzen und gleichzeitig Messungen mit höherer Statistik zu ermöglichen, wurde der Aufbau im Zuge dieser Arbeit um eine ^{90}Sr -Quelle mit einer Aktivität von 37 MBq erweitert. Dies war nötig, da sich das verwendete ALiBaVa-Auslesesystem (siehe Kapitel 4.3) als sehr sensitiv auf thermische Veränderungen während der Messung erwies. Vor allem bei Verwendung der Kaltgaskühlung können über mehrere Stunden Temperaturschwankungen im Bereich von bis zu ± 1 °C kaum verhindert werden. Mithilfe der neuen Quelle können Messraten von bis zu 300 Hz erreicht werden, so dass selbst Messungen mit mehreren hunderttausend Ereignissen nur wenige Minuten dauern.

Durch die höhere Strahlungsbelastung musste zudem die Abschirmung des Aufbaus mithilfe zweier Stahlplatten mit einer Dicke von 2 mm erweitert werden, die jeweils in der Strahlachse der Quelle zwischen die Plexiglastruhe und die Kühltruhenwand geschoben wurden. Die Unbedenklichkeit des Aufbaus wurde durch eine Strahlenschutzabnahme sichergestellt.

Die Zerfallskette von ^{90}Sr lautet



und besteht aus zwei reinen β^- -Zerfällen, so dass neben den beiden Elektronen und Antineutrinos keine Gammastrahlung entsteht.

Nimmt man das entstehende Antineutrino als masselos an, so lässt sich das differentielle Energiespektrum der entstandenen Elektronen mittels der Fermitheorie herleiten als [Pov04]

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = C \cdot E \sqrt{E_e^2} \left(\frac{E_{\max}}{m_e c^2} - E_e \right)^2, \quad \text{mit } E_e = \left(\frac{E_{\text{kin},e}}{m_e c^2} \right), \quad (4.2)$$

mit C als Normierungsfaktor und Elektronenmasse m_e . Desweiteren beschreibt E_e die tatsächliche Energie, E_{max} die maximale Energie und $E_{kin,e}$ die kinetische Energie der emittierten Elektronen. Mit den oben angegebenen Werten ergibt sich das Betaspektrum für den zweistufigen ^{90}Sr -Zerfall als [Kue06]

$$\frac{d\Gamma}{dE_e} = \begin{cases} \frac{1}{2} \cdot C_{Sr} E_e \sqrt{E_e^2 - 1} \left(\frac{E_{max,Sr}}{m_e c^2} - E_e \right)^2 F(Z'_{Sr}, E_e) + \\ \frac{1}{2} \cdot C_Y E_e \sqrt{E_e^2 - 1} \left(\frac{E_{max,Y}}{m_e c^2} - E_e \right)^2 F(Z'_Y, E_e), & 0 < E_e < 1,068, \\ \frac{1}{2} \cdot C_Y E_e \sqrt{E_e^2 - 1} \left(\frac{E_{max,Y}}{m_e c^2} - E_e \right)^2 F(Z'_Y, E_e), & 1,068 < E_e < 4,450, \end{cases} \quad (4.3)$$

wobei $E_{max,Sr}$ und $E_{max,Y}$ die maximalen Energien aus dem Strontium- beziehungsweise Yttriumzerfall sind. Für die Normierungsfaktoren C_{Sr} und C_Y für den Strontium- respektive Yttriumzerfall gilt die Normierungsbedingung

$$\int_1^{E_{max,Sr}} C_{Sr} E_e \sqrt{E_e^2 - 1} \left(\frac{E_{max,Sr}}{m_e c^2} - E_e \right)^2 dE_e = \quad (4.4)$$

$$\int_1^{E_{max,Y}} C_Y E_e \sqrt{E_e^2 - 1} \left(\frac{E_{max,Y}}{m_e c^2} - E_e \right)^2 dE_e .$$

Die Fermifunktionen

$$F(Z', E_e) \approx \frac{2\pi\alpha\eta}{1 - e^{-2\pi\alpha\eta}}, \quad \text{mit } \eta = \mp \frac{Z'\alpha}{v_e/c} \quad (4.5)$$

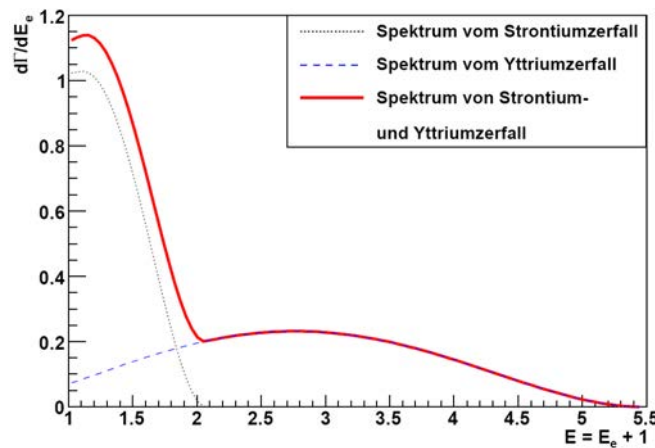


Abbildung 4.7: Differenzielles Spektrum des zweistufigen ^{90}Sr -Zerfalls. E_e ist die kinetische Energie der Elektronen in Einheiten von $m_e c^2$ [Kue06].



Abbildung 4.8: Quellenhalterung aus Plexiglas, hier die ^{90}Sr -Quelle mit 37 MBq. Unten der abnehmbare Deckel.

beschreiben hierbei die Korrekturen des Spektrums aufgrund der Coulombwechselwirkung zwischen dem Tochterkern und dem emittierten Elektron. Dabei ist α die Feinstrukturkonstante, Z' die Ladung des Tochterkerns, v_e die Geschwindigkeit des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit.

Das Spektrum des zweistufigen Zerfalls von ^{90}Sr ist also, wie in Abbildung 4.7 dargestellt, eine Superposition der Spektren der beiden Teilzerfälle.

Für die höherenergetischen Elektronen aus dem Yttriumzerfall mit einer Energie von 2,282 MeV gilt $\beta \cdot \gamma \approx 3,5$, sie können also in ausreichender Näherung als MIP angesehen werden. Die niederenergetischen Elektronen aus dem ^{90}Sr -Zerfall werden zumeist bereits im Detektor, spätestens aber im vorderen Szintillator gestoppt und tragen nicht zur Messung bei.

Die beiden Quellen sind zur Abschirmung in zylindrische Plexiglashalterungen montiert. Die Halterung der neuen Quelle wurde dabei so konstruiert, dass die Außenmaße der beiden Halterungen übereinstimmen. So können die Quellen ohne Änderungen an der Quellenhalterung des Versuchsaufbaus ausgetauscht werden. Die Austrittsöffnung befindet sich am Boden des Zylinders und kann zur Lagerung durch einen Deckel verschlossen werden. Zudem fungiert der Zylinder als rudimentärer Kollimator.

Um weitere Informationen über die Form des Strahlprofils zu erlangen, wurde die Höhe der Quelle z für verschiedene Abstände R zu den Szintillatoren variiert (siehe Abb. 4.9).

Dann wurde unter Verwendung der stärkeren Quelle (Aktivität: 37 MBq) die Koinzidenzrate der beiden Szintillatoren gemessen. In Abb. 4.10 ist die Koinzidenzrate gegen den Strahlwinkel ϕ (siehe Abb. 4.9) aufgetragen.

Sichtbar ist die Abnahme der Rate bei gleichem Winkel für wachsende Abstände der Szintillatoren zur Quelle. Dies lässt sich durch die sphärische Symmetrie der Strahlung und der damit verbundenen $1/R^2$ -Abhängigkeit der Intensität erklären.

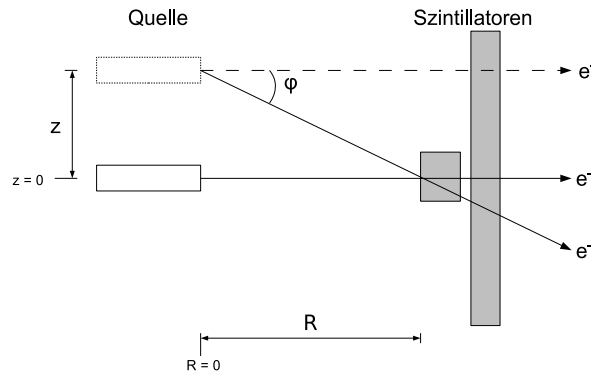


Abbildung 4.9: Skizze der Versuchsanordnung zur Vermessung des Strahlprofils der $37 \text{ MBq-}^{90}\text{Sr}$ -Quelle

Dass die Rate dennoch mit wachsendem Winkel abfällt, ist zum einen der Kollimation des Strahls durch den Plexiglaszylinder, zum anderen dem Umstand geschuldet, dass der effektive Abstand von Quelle und Szintillatoren mit wachsendem z größer wird.

Bei exakter Ausrichtung der Quelle gegenüber den Szintillatoren ist der Winkel, unter dem der vordere, kleine Szintillator (Kantenlänge: 4 mm) erscheint, maximal für den minimalen Abstand zwischen Quelle und Szintillator. Dieser

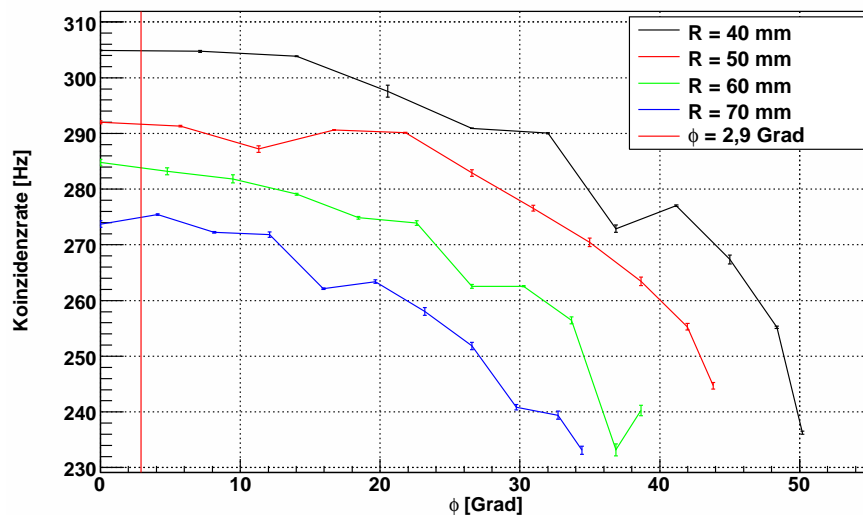


Abbildung 4.10: Koinzidenzrate der Szintillatoren, aufgetragen gegen den Winkel zwischen Quelle und Szintillator. Die Schwankungen deuten auf Inhomogenitäten im Plexiglas der Quellenhalterung hin.

beträgt aufgrund der Geometrie des Aufbaus $R = 40$ mm. Damit ergibt sich

$$\tan(\phi) = \frac{\frac{1}{2} \cdot 4 \text{ mm}}{40 \text{ mm}} \Rightarrow \phi = 2,9^\circ. \quad (4.6)$$

In Abb. 4.10 ist erkennbar, dass der Strahl für den bei der Messung relevanten Bereich als gleichmäßig angesehen werden kann. Allerdings ist das Strahlprofil sehr breit, so dass nicht alle Elektronen den aktiven Bereich des Detektors durchqueren. Durch Coulombvielfachstreuung sind Ablenkungen der Elektronen in der AlN-Platine oder dem Detektorrand mit Winkeln von über 20° möglich. Somit können Elektronen, die den Detektor verfehlen, trotzdem die Szintillatoren durchqueren und ein Triggersignal auslösen. Dies führt zu Ereignissen ohne Ladungsdeposition im Detektor und kann die Messung verfälschen. Effizienzmessungen, bei denen der Anteil der Ereignisse bestimmt wird, denen eine Ladungsdeposition durch ein Elektron zugeordnet werden kann, werden dadurch unmöglich.

Um dies zu verhindern, wurden Tests mit zwei verschiedenen Kollimatoren durchgeführt. Bei dem einen handelt es sich um einen 3 cm hohen Plexiglaszylinder mit gleichem Außendurchmesser wie die Quellenhalterung und einem Loch mit 3,1 mm Durchmesser in der Mitte. Dieser Kollimator wurde vor der Quelle in die vorgesehene Halterung gelegt. Dann wurde die oben beschriebene Vermessung des Strahlprofils wiederholt, wobei mit der Quelle auch der Kollimator gegen die Szintillatoren verschoben wurde. In Abbildung 4.11 wurden die Ergebnisse dieser Messung zusammen mit einer Vergleichsmessung ohne Kollimator dargestellt.

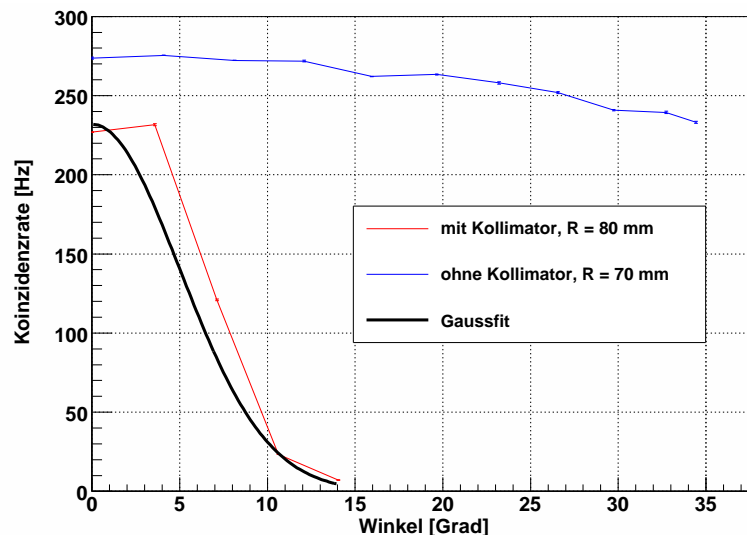


Abbildung 4.11: Koinzidenzrate der Szintillatoren, aufgetragen gegen den Winkel zwischen Quelle und Szintillator, gemessen mit einem Plexiglaszylinder als zusätzlichem Kollimator. Im Vergleich mit der Messung ohne Kollimator (blau) wird deutlich, dass das Strahlprofil durch den Kollimator deutlich auf kleine Winkelbereiche eingegrenzt werden konnte.

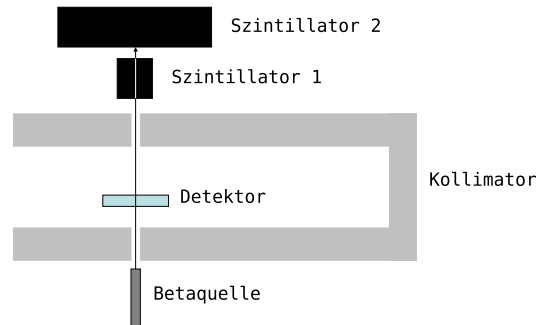


Abbildung 4.12: Skizze des Versuchsaufbaus mit Kollimator aus Plexiglas.

Es ist deutlich zu sehen, dass die Koinzidenzrate der Szintillatoren deutlich abnimmt. Zusätzlich kann aber auch das Strahlprofil signifikant verschmälert werden. Ab einem Winkel von etwa 15° nimmt die Koinzidenzrate der Szintillatoren auf unter 3 % der Rate in der Strahlachse ab. Nähert man das Strahlprofil durch eine Gaußverteilung, so lässt sich aus der Breite der Verteilung schließen, dass 99,5 % der Elektronen, die den Kollimator verlassen, in einem Winkelbereich von unter 15° liegen.

In dieser Konfiguration des Aufbaus beträgt der minimal erreichbare Abstand zwischen Detektor und Quelle 5 cm, da sich dazwischen zusätzlich der Kollimator mit einer Tiefe von 3 cm befindet. Somit kann davon ausgegangen werden, dass für einen Detektor mit einer aktiven Fläche von mehr als $1,2 \times 1,2 \text{ mm}^2$ für mehr als 99 % der Ereignisse Ladung im Detektor deponiert wurde.

Da jedoch einige der zu testenden Miniaturdetektoren über noch kleinere aktive Flächen verfügen, wurde außerdem noch ein zweiteiliger Kollimator aus Plexiglas gefertigt, der sowohl vor, als auch hinter dem Detektor angebracht wird. Er besteht aus zwei jeweils etwa 8 mm dicken Plexiglasplatten, die beide in der Strahlachse über ein Loch mit einem Durchmesser von 2,5 mm verfügen. Diese Platten sind, in x- und z-Richtung verstellbar, auf eine Halterung montiert, die in gleicher Weise wie die Szintillatoren in y-Richtung variable an den x-y-z-Tisch geschraubt wird. Somit kann der Kollimator optimal in der Strahlachse ausgerichtet werden.

Messungen mit diesem Kollimator zeigen, dass schon bei kleinsten Verschiebungen der Quelle ($< 2 \text{ mm}$) keine Koinzidenzen mehr registriert werden. Der Kollimator erfüllt seinen Zweck also optimal, da alle Elektronen, die nicht die beiden Löcher durchqueren, durch das Plexiglas gestoppt werden. Der Durchmesser des Strahlprofils kann somit auf unter 2,5 mm reduziert werden.

4.3 ALiBaVa-Auslesesystem

Im Rahmen der RD50-Kollaboration wurde von Instituten in Liverpool, Barcelona und Valencia mit dem ALiBaVa-System ("*Analogue Liverpool Barcelona*

Valencia readout system“) ein analoges Auslesesystem für Siliziumstreifendetektoren entwickelt. Es besteht aus zwei Komponenten:

- Einer Elektronikplatine, dem *“Daughterboard”*, das mittels Bonddrähten direkt mit dem Detektor verbunden wird und für die Datenauslese zuständig ist. Zudem kann der Detektor über das Daughterboard mit Spannungen bis 500 V versorgt werden. Dazu steht ein Tiefpassfilter zu Verfügung, der den Detektor gegen mögliche Spannungsschwankungen der Spannungsquelle abschirmt.

Spannungen über 500 V können zur Zerstörung des Daughterboards führen. Daher wurden im Zuge dieser Arbeit in Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt für Spannungen bis 2 kV externe Tiefpassfilterplatinen konstruiert. Sie sind vom Prinzip her baugleich mit dem Filter des ALiBaVa-Daughterboards und bestehen aus zwei Stufen, die jeweils aus einem Widerstand mit $5,1\text{ k}\Omega$ und einem Kondensator mit 10 nF aufgebaut sind. Über einen angelöteten SHV-Stecker und verschiedene Kabel kann die Platine mit einer von zwei zur Verfügung stehenden Spannungsquellen verbunden werden. Dabei handelt es sich um ein Keithley 237 für Spannungen bis 1,1 kV und ein iseg SHQ 122M für Spannungen bis 2,0 kV [ise01].

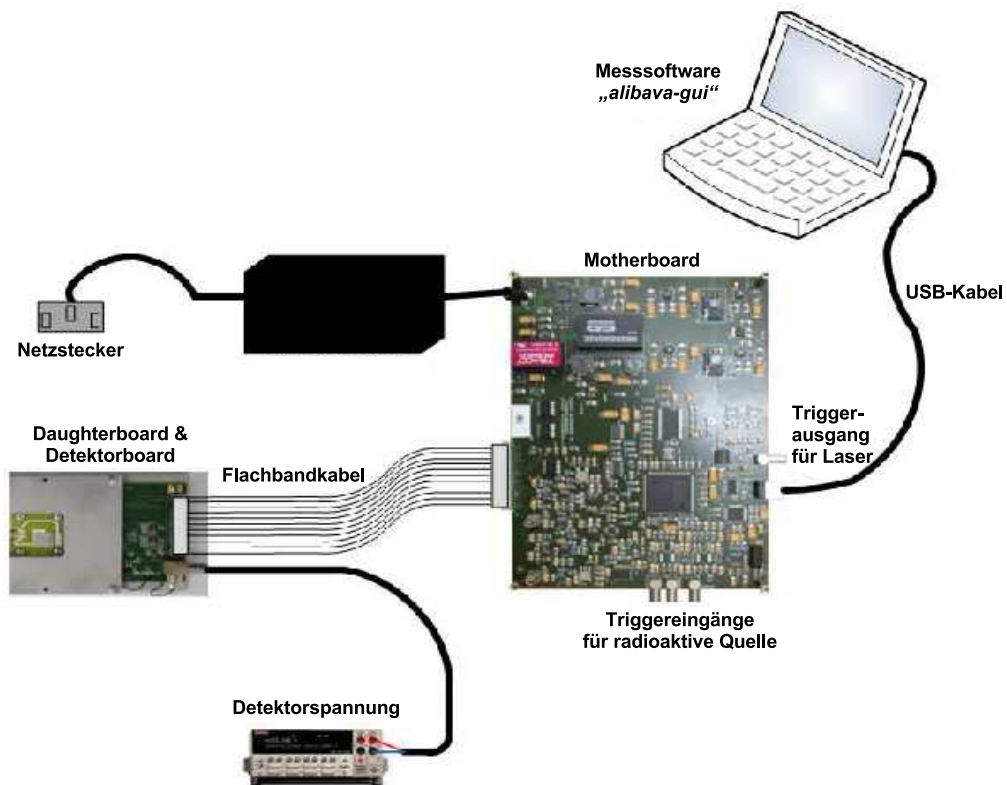


Abbildung 4.13: Schematischer Aufbau des ALiBaVa-Systems (nach [Aqsg]).

Mithilfe der Tiefpassfilterplatinen kann also die Spannungsversorgung vom Daughterboard unabhängig erfolgen, ohne dabei auf die rauschmindernden Eigenschaften verzichten zu müssen.

- Einer weiteren Elektronikplatine, dem *“Motherboard”*, das über ein paarweise verdrilltes Flachbandkabel (*“Twisted-Pair-Kabel”*) mit dem Daughterboard verbunden wird. Dies ist nötig, um das Signal gegen mögliche Störsignale abzuschirmen.

Die Aufgaben des Motherboards sind die Umwandlung der analogen Messwerte in digitale Signale (*“analogue-to-digital converter”*, kurz: ADC), sowie deren Übermittlung an einen angeschlossenen PC. Zudem verfügt es über eine integrierte Logikeinheit, die aus einem oder zwei Eingangssignalen, wie in diesem Fall von Szintillatoren, bei Koinzidenz ein Triggersignal generiert. Ein weiterer wichtiger Bestandteil ist die TDC-Einheit (*“time-to-digital converter”*). Sie misst die Zeit zwischen der ansteigenden Flanke eines periodischen Referenzsignals (*“Clock”*), das ebenfalls vom Motherboard generiert wird, und der des Triggersignals. Mithilfe dieser Zeit kann, wie in Kapitel 5.3 beschrieben, die Pulsform des gemessenen Signals rekonstruiert werden.

Das ALiBaVa-System erfüllt die folgenden, im Zuge der Entwicklung gestellten Anforderungen [Mar08]:

- Kompaktes Design: War das Vorgängersystem *“SCT-DAQ”* noch sehr sperrig (siehe Abb. 4.14), ist das Motherboard des ALiBaVa-Systems in einer handlichen Metallbox untergebracht. Dadurch ist das System sehr flexibel und kann wahlweise in verschiedenen Messaufbauten oder Laboratorien verwendet werden.
- Analoge Datennahme: Das ALiBaVa-System nutzt zwei *“Beetle”*-Auslesechips [Loe06], wie sie auch beim LHCb-Experiment verwendet werden. Sie arbeiten mit einer Taktfrequenz von 40 MHz und ermöglichen damit Messungen unter LHC-Bedingungen. Für jeden der 128 Kanäle eines Chips wird dabei die Signalhöhe gemessen, die proportional zur deponierten Ionsationsladung ist. Damit kann direkt der wahrscheinlichste deponierte Energiewert bestimmt werden. Bei binärer Auslese, wie mit den *“ABCD”*-Auslesechips des SCT-DAQ-Systems, bei der nur festgestellt werden kann, ob das Signal eines Kanals eine vorab festgelegte Schwelle überschreitet, sind dafür aufwändige Schwellenscans nötig.
- Vielseitige Einsetzbarkeit: Das System kann sowohl, wie für diese Arbeit geschehen, mit einer radioaktiven Quelle und einem oder mehreren Triggerzählern betrieben werden, oder mit einem gepulsten Laser. Dabei generiert das ALiBaVa-System intern einen Triggerpuls, der den Laser und, nach einer einstellbaren Verzögerungszeit, die Datennahme aktiviert.

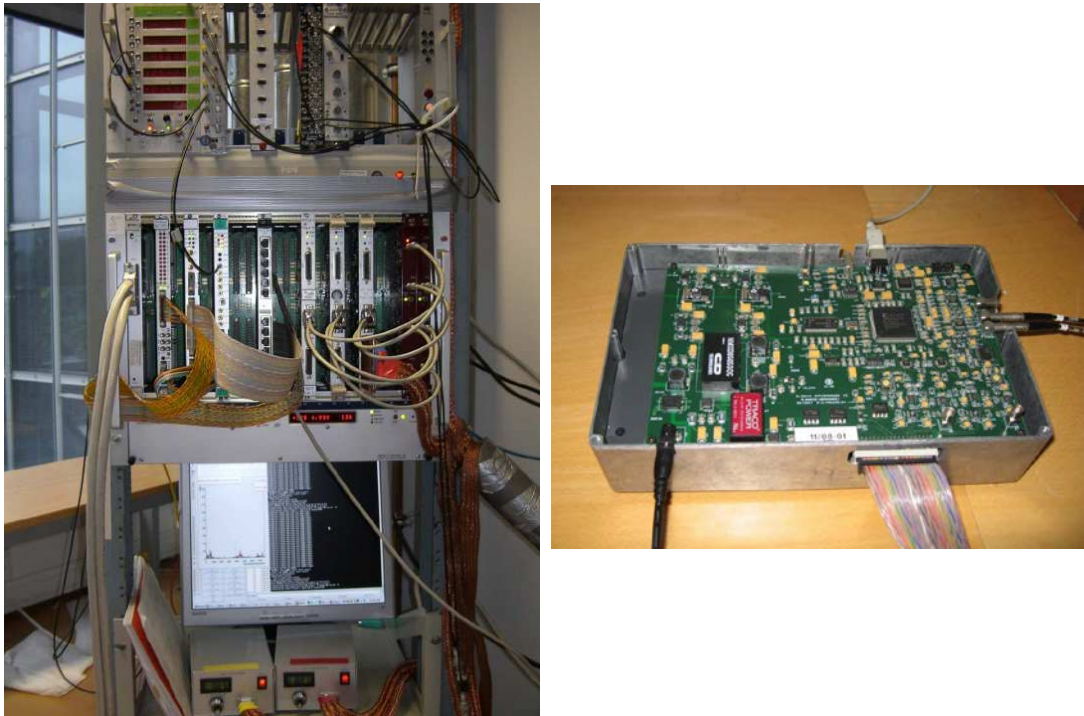


Abbildung 4.14: Links: Standregal mit SCT-DAQ-System, rechts: Metallbox mit ALiBaVa-Motherboard.

- Einfache Bedienbarkeit: Das Motherboard wird über ein USB-Kabel an einen PC angeschlossen. Mittels des zugehörigen Messprogramms “*alibava-gui*” können die Messungen per Computer gestartet, überwacht und gespeichert werden. Die für Messungen mit einer radioaktiven Quelle wichtigen Funktionen werden in Kapitel 5.2 eingehender erläutert.

5 Messung & Auswertung

5.1 Messvorbereitungen

Vor einer Messung muss zunächst der zu testende Detektor mit der Ausleseelektronik und der Spannungsversorgung verbunden werden.

Der erste Schritt ist dabei, die Detektorplatine aus AlN (siehe Kapitel 4.1.3) vorzubereiten. Dabei muss zuerst ein passender Fan-In aufgeklebt werden. Man unterscheidet zwischen DC-Fan-Ins und AC-Fan-Ins. Während erstere einzig aus Leiterbahnen mit mehreren Bondpads auf einer Trägerstruktur, oftmals aus Glas, bestehen, um ein wiederholtes Bonden des Moduls zu ermöglichen, verfügen die AC-Fan-Ins zudem noch über sogenannte Biaswiderstände für jeden Kanal, über die der Detektor mit Spannung versorgt werden kann. Zudem ist für jeden Streifen ein Kondensator integriert, der die Gleichspannung, mit der der Detektor versorgt wird, von der Ausleseelektronik abkoppelt. AC-Fan-Ins kommen vor allem bei solchen Detektoren zum Einsatz, bei denen die Metallisierungen der Streifen direkt mit den darunter liegenden, dotierten Implantaten verbunden sind, die also über keine eigenen Kopplungskapazitäten verfügen (siehe Kapitel 2.2).

Als nächstes werden mithilfe von selbstklebender Kupferfolie die Leiterbahnen für den Rückseitenkontakt aufgeklebt.

In vielen bislang in der Abteilung durchgeführten Projekten wurde der Detektor nun auf die Platine geklebt. Um sich die Möglichkeit vorzubehalten, den Detektor wieder ablösen zu können, um ihn nach der Messung bestrahlen oder nachbestrahlen zu lassen, empfiehlt es sich jedoch, auf eine nicht permanente Befestigung zurückzugreifen. Daher wurde im Zuge dieser Arbeit eine Methode entwickelt, die Detektoren auf die Platine zu klemmen. Eine Skizze dieser Methode ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

Dabei wird zunächst ein schmaler Streifen Kaptonklebeband mit der Klebeseite nach oben derart unterhalb des Fan-Ins auf der Platine befestigt, dass er straff gespannt ist. Nur so kann sichergestellt werden, dass der Detektor später beim Bonden nicht verrutscht. Dann wird der Detektor zum Fan-In ausgerichtet auf das umgedrehte Kaptonband geklebt. Mit einem Streifen Valéronfolie, der über den unteren Teil des Detektors gespannt und seitlich mit Kaptonband befestigt wird, wird der Detektor endgültig fixiert.

Bei Valéron handelt es sich um eine Verpackungsfolie aus Polyethylen, die sich aufgrund von Reißfestigkeit und Temperatur- und Feuchtigkeitsresistenz sehr gut für diesen Zweck eignet [Val]. Das Kaptonband wird verwendet, da es auch bei

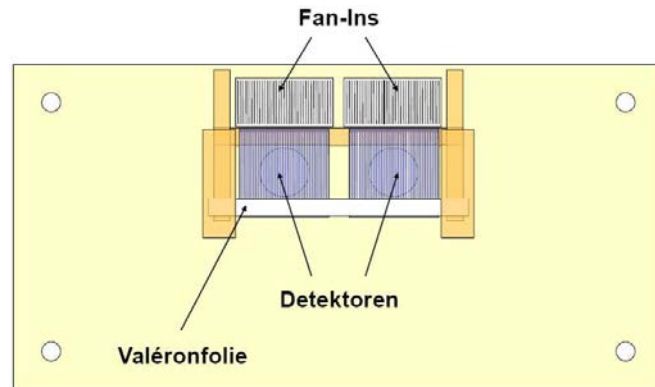


Abbildung 5.1: Skizze der Detektorklemmtechnik.

In orange ist das Kaptonklebeband dargestellt, der Querstreifen unter dem oberen Rand der Detektoren ist mit der Klebeseite nach oben auf die Platine geklebt. Somit kann der Detektor im Bereich der Bondpads fest fixiert werden. In weiß ist die Valéronfolie zu sehen, mit der der untere Teil der Detektoren auf die Platine geklemmt wird. Zu erkennen sind zudem die Löcher in der Platine (\varnothing 6 mm) hinter den Detektoren.

niedrigen Temperaturen noch hohe Klebeleistung aufweist. Zudem ist es antistatisch, so dass die Funktionalität des Detektors nicht durch mögliche Entladungen gefährdet wird.

Die Detektorplatine kann nun, zusammen mit den Tiefpassfilterplatinen, auf die Modulhalterung geschraubt werden. Anschließend kann der Detektor gebondet werden. Bonden bezeichnet dabei das Verbinden von metallischen Kontakten durch Bonddrähte. Diese Drähte sind nur wenige Mikrometer dick und bestehen aus weichen Metallen wie Aluminium, Kupfer oder Gold, wobei in unserer Arbeitsgruppe stets Aluminiumdraht verwendet wird. Der Bonddraht wird mithilfe von Anpressdruck und Ultraschall mit den Kontakten verschweißt (*“ultrasonic wire bonding”*).

Verbunden werden nun die Streifen des Detektors mit denen des Fan-Ins auf der Detektorplatine und diese wiederum mit den Streifen des Fan-Ins auf der Daughterboardplatine. Zudem werden die aufgeklebten Leiterbahnen über Bonds einerseits mit dem Biasring auf der Vorderseite des Detektors und andererseits mit der Tiefpassfilterplatine verbunden. Dabei wird die Spannungsversorgung derart hergestellt, dass das Potential der Hochspannung, das über die mittlere Leiterbahn der Platine geleitet wird, auf der Rückseite des Detektors anliegt. Somit wird der Biasring auf der Vorderseite mit der Erde (*“Ground”*) der Tiefpassfilterplatine verbunden, die auf der U-förmigen Leiterbahn entlang des Randes anliegt (siehe Abb. 5.2). Einzig die Verbindung des Grounds der Tiefpassfilterplatine mit dem des Daughterboards wird über Lötstellen hergestellt. Das Angleichen des Groundniveaus soll unter anderem helfen, das Common-Mode-Rauschen (siehe

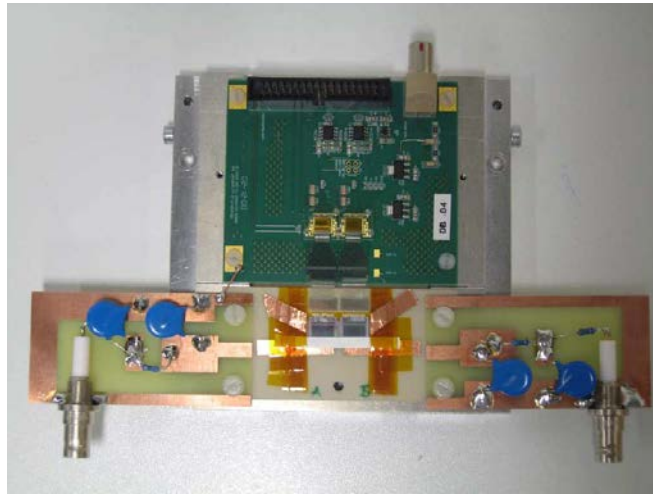


Abbildung 5.2: Bild eines Moduls mit zwei geklemmten Detektoren. Die Spannungsversorgung erfolgt jeweils über eine externe Tiefpassfilterplatine.

Kap. 5.3.2) zu reduzieren. Somit ist aber kein Löten von Kontakten auf dem Detektorboard nötig. Beim Löten nahe am Detektor bestünde die Gefahr, dass Lötzinn auf die aktive Oberfläche spritzte und der Detektor damit beschädigt oder zerstört würde.

5.2 Messungen mit ALiBaVa

5.2.1 Messsoftware - “alibava-gui”

Das ALiBaVa-System wird über eine Software mit grafischer Oberfläche (“*graphical user interface*”, kurz: “*gui*”) gesteuert, genannt “*alibava-gui*” (siehe Abb. 5.3) [Lac09]. Über sie werden sowohl die Messungen gesteuert und gespeichert, als auch verschiedene Parameter kontrolliert und eingestellt, wie im Folgenden beschrieben wird.

Allgemein zu beachten ist, dass zum Speichern der Messdaten in einer Binärdatei bereits vor dem Starten einer Messung eine Datei ausgewählt werden muss (“*LogData*”). Ansonsten werden die Daten nicht gespeichert und gehen verloren.

5.2.2 Einstellung der Szintillatorschwellen

Um die richtige Einstellung für die Schwellen der beiden Szintillatoren zu finden, wurde zunächst die Ereignisrate der beiden Szintillatoren einzeln für verschiedene Schwellen aufgenommen. Dafür wurde die 2 MBq-Betaquelle verwendet. In Abbildung 5.4 ist die Ereignisrate, aufgetragen gegen die Schwelle, für beide Szintillatoren zu sehen. Auffällig ist der stark ansteigende Bereich hin zu niedrigen

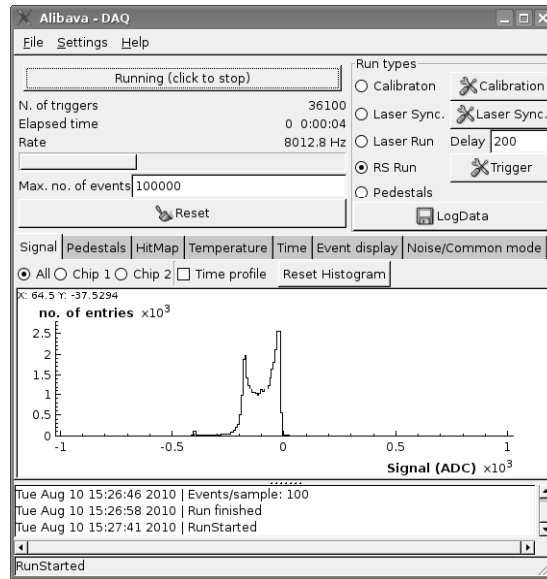


Abbildung 5.3: Grafische Oberfläche des ALiBaVa-Messprogramms *“alibava-gui”*.

Schwellen. Er spiegelt das intrinsische Rauschen der Szintillatoren wider.

Zudem wurde mithilfe der Koinzidenzeinheit des ALiBaVa-Systems für verschiedene Schwellen die Koinzidenzrate aufgezeichnet. In Abbildung 5.5 ist die gemessene Koinzidenzrate gegen die Schwellen der beiden Szintillatoren aufgetragen. Deutlich zu sehen ist der Anstieg der Koinzidenzrate hin zu niedrigen Schwellenwerten, der zu einer erhöhten Anzahl von zufälligen Koinzidenzen führen könnte.

Auch erkennbar ist der flache, scheinbar lineare Bereich hin zu höheren Szintillatorschwellen. In diesem Bereich ist der Anteil des niederenergetischen Rau-

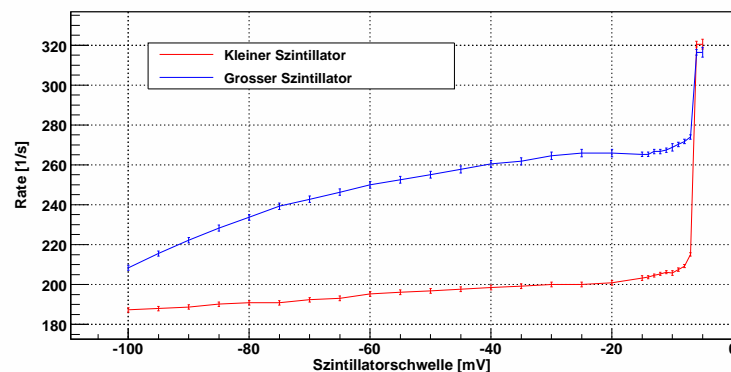


Abbildung 5.4: Ereignisrate der Szintillatoren unter Verwendung der 2 MBq-Quelle, aufgetragen gegen die eingestellte Schwelle.

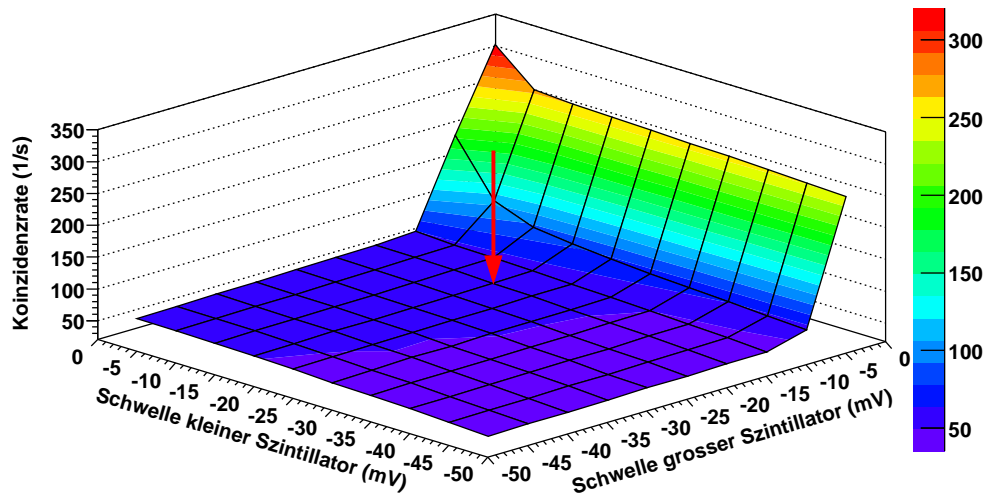


Abbildung 5.5: Koinzidenzrate der Szintillatoren unter Verwendung der 2 MBq-Quelle, aufgetragen gegen die jeweiligen Schwellen. Der Pfeil markiert den gewählten Arbeitspunkt bei einem Schwellenwert von -20 mV für beide Szintillatoren.

sichens stark unterdrückt und bei Erhöhung der Schwellen werden bereits echte Ereignisse abgeschnitten.

Optimal ist also, den Arbeitspunkt am Beginn des Linearitätsbereichs zu wählen, damit soviel Rauschen wie möglich, aber so wenig wie möglich Signal verloren geht. Das war vor allem deshalb von großer Bedeutung, da zu Beginn der Messungen nur die 2 MBq-Quelle zur Verfügung stand. Durch die ohnehin niedrige Rate betrug die Messzeit, abhängig unter anderem von Dicke und Größe des Detektors, oftmals mehrere Stunden. Da eine Verlängerung der Messzeit die Ungenauigkeit hinsichtlich thermischer Schwankungen des Leckstroms des Detektors bedeuten, musste dies unbedingt vermieden werden.

Daher wurde als Arbeitspunkt ein Schwellenwert von -20 mV für beide Szintillatoren gewählt.

Bei diesen Einstellungen wurde eine Messung ohne radioaktive Quelle durchgeführt. Dabei wurde in 90 Minuten kein einziges Triggersignal gemessen. Somit kann also eine Verfälschung der Messungen durch zufällige Koinzidenzen ausgeschlossen werden.

5.2.3 Messung mit radioaktiver Quelle – “RS run”

Für Messungen mit einer radioaktiven Quelle steht im ALiBaVa die Messmethode “RS run” zur Verfügung. Ausgelöst durch ein Triggersignal werden dabei die Kanäle beider Beetlechips ausgelesen. Dabei muss berücksichtigt werden, dass das Triggersignal aufgrund der Ansprechzeit der Szintillatoren, Photomultiplier und

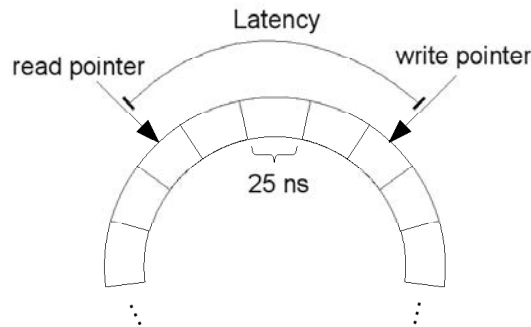


Abbildung 5.6: Skizze des Ringspeichers des ALiBaVa-Systems.

der Logikeinheit, sowie der Kabelverbindungen zwischen den Bauteilen erst mit Verzögerung am ALiBaVa-Motherboard registriert wird. Um diese Verzögerung auszugleichen, werden die Daten aller Kanäle der beiden Beetlechips zunächst alle 25 ns in einen Ringspeicher geschrieben [Mar08].

Dabei handelt es sich um ein Register mit 187 Einträgen, das, sobald alle Einträge gefüllt wurden, von vorne überschrieben wird. Zwei Zeiger markieren den Eintrag, in den geschrieben (Schreibepointer, engl. *“writepointer”*), beziehungsweise aus dem ausgelesen (Lesepointer, engl. *“Readpointer”*) wird, um dann gespeichert zu werden (siehe Abb. 5.6). Durch die sogenannte *“Latenzzeit”* (*“Latency”*) wird der Writepointer gegenüber dem Readpointer verzögert, wodurch die Verzögerung des Triggersignals ausgeglichen wird. Somit kann jeweils das Ereignis, das dem eingegangenen Triggersignal entspricht, an das alibava-gui übergeben werden. Gespeichert werden vier Zeiteinheiten, was insgesamt einem Zeitraum

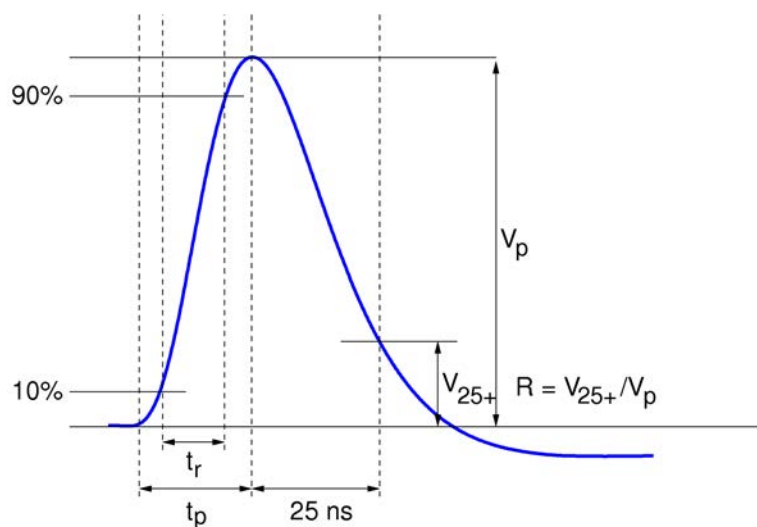


Abbildung 5.7: Pulsform des semi-gaußschen Signals des Beetlechips [Loe06].

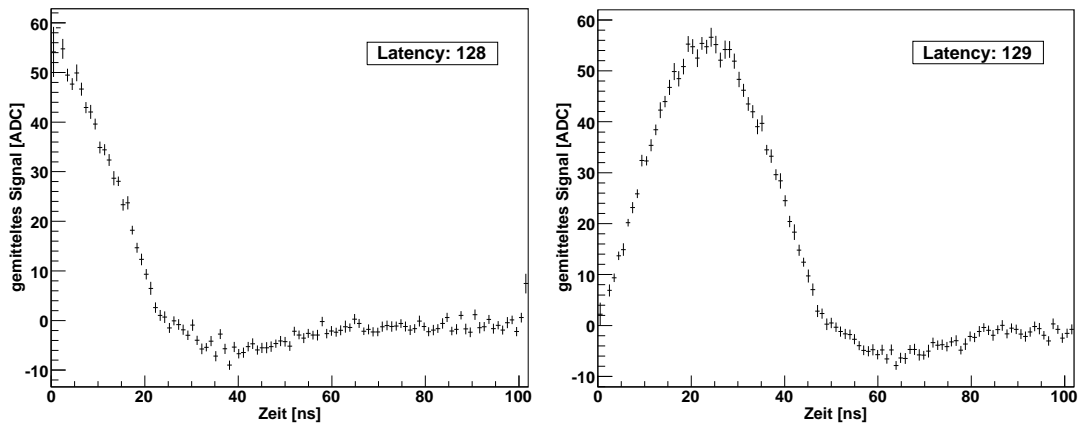


Abbildung 5.8: Pulsform des Beetlechips für verschiedene Latency-Einstellungen. Die Pulsform kann mittels der TDC-Zeit rekonstruiert werden, indem über die Signale aller Ereignisse mit der gleichen TDC-Zeit gemittelt wird (siehe Kapitel 5.3.3). Im linken Bild (Latency: 128) befindet sich das Maximum des Pulses nicht im aufgezeichneten Bereich. Bei der gewählten Einstellung (Latency: 129, rechtes Bild) sind Maximum und abfallende Flanke komplett im ausgelesenen Zeitintervall.

von 100 ns entspricht.

Für die Signalhöhe ist entscheidend, wann im ausgelesenen Zeitraum das Ereignis registriert wird. Dies hängt mit der semi-gaußschen Pulsform des vom Beetlechip gesendeten Signals zusammen, das, wie in Abbildung 5.7 zu sehen, eine schnell ansteigende, sowie eine lang abfallende Flanke besitzt [Loe06]. Da die Elektronik des ALiBaVa-Systems über einen fest eingestellten, sogenannten *“Sampling-Punkt”* verfügt, an dem die Signalhöhe gemessen wird, wird nur das maximale, und damit das tatsächlich eingegangene Signal registriert, wenn das Maximum des Pulses zeitlich exakt an diesem Punkt liegt. Um dies beurteilen zu können, wird mittels eines TDCs (*“Time-to-digital converter”*) die Zeit zwischen der ansteigenden Flanke eines Referenzsignals (*“Clock”*) mit einer Periodendauer von 25 ns und der ansteigenden Flanke des Triggersignals gemessen und in der Messdatei gespeichert.

Das am Sampling-Punkt gemessene Signal wird mittels eines Analog-zu-Digital-Wandlers (engl. *“analogue-to-digital converter”*, kurz: ADC) digitalisiert und in der Messdatei gespeichert.

Das Messprogramm alibava-gui bietet mehrere Einstellmöglichkeiten für die Parameter des Beetlechips, um die Pulsform zu optimieren. So bedingt beispielsweise die Erhöhung der Spannung am Pulsformer einen Anstieg des Signalmaximums, sowie der Anstiegszeit des Signals.

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden die sogenannten *“Kazu”*-Einstellungen gewählt [Bro09]. Diese bieten ein optimales Verhältnis von

Signal und Rauschen und werden standardmäßig in LHCb-Teststrahlungsmessungen, bei denen Beetlechips zur Auslese eingesetzt werden, angewendet.

Auch die Latency kann über das Messprogramm *alibava-gui* verändert werden, wobei standardmäßig ein Wert von 128 eingestellt ist, was einer Verzögerungszeit von $128 \cdot 25 \text{ ns} = 3,2 \mu\text{s}$ entspricht. Da bei dieser Einstellung jedoch nicht der komplette Signalpuls ausgelesen wurde, wurde die Latency auf 129 eingestellt, so dass sowohl die ansteigende, als auch die abfallende Flanke des Signals vollständig innerhalb des ausgelesenen Zeitintervalls von 100 ns liegen (siehe Abb. 5.8).

5.2.4 Untergrundmessung – “Pedestal run”

Der ADC des ALiBaVa-Systems hat 10 Bits und arbeitet demnach im Bereich von 0 bis 1023. In den Randbereichen ist die Linearität nicht gewährleistet. Um sowohl für Messungen von n-Typ-Detektoren, die ein positives Signal erzielen, als auch für Messungen von p-Typ-Detektoren (negatives Signal) einen größtmöglichen Bereich zur Verfügung zu haben, besitzen alle Kanäle einen Basiswert, den sogenannten “*Pedestal*”, von etwa 500 ADC-Einheiten, wobei der exakte Wert von Kanal zu Kanal differiert.

Der Pedestalwert wird mittels einer separaten Messung ohne Eingangssignal, dem sogenannten “*Pedestal run*”, bestimmt. Dabei wird ohne die Verwendung einer radioaktiven Quelle das Signal aller Kanäle beider Beetlechips ausgelesen. Dazu wird intern mit einer Frequenz von etwa 300 Hz ein Triggersignal generiert, welches die Datennahme startet.

Aus den so gewonnenen Daten kann sowohl der Pedestalwert, als auch das Rauschen jedes einzelnen Kanals bestimmt werden. Detaillierte Beschreibungen der Auswertung der Pedestalmessung finden sich in Kapitel 5.3.1.

Der Pedestalwert ist, wie auch das Rauschen, abhängig vom gemessenen Detektor, der angelegten Spannung und der Temperatur, sowohl des Detektors, als auch des Beetlechips. Somit muss zeitnah zu jeder Ladungssammlungsmessung ein Pedestalarun unter möglichst identischen Bedingungen durchgeführt werden.

5.2.5 Kalibrationsmessung – “Calibration run”

Mittels des ADC wird im Motherboard aus dem ausgelesenen Strom ein digitales Signal in sogenannten ADC-Einheiten generiert. Um diesem Signal nun einen deponierten Ladungswert zuordnen zu können, wird eine Kalibration des Systems benötigt. Damit kann der Verstärkungsfaktor (“*Gain*”) bestimmt werden, der Ladung und Signal proportional verknüpft.

Das ALiBaVa-System bietet hierfür eine spezielle Kalibrationsmessung, den “*Calibration run*”. Hierbei wird aus im Beetlechip integrierten Kondensatoren eine definierte Ladung in jeden Kanal des Chips injiziert, ausgelöst durch einen im Motherboard generierten Kalibrationspuls. Dabei wechselt die Polarität des

injizierten Signals von Kanal zu Kanal. Nach einer festen Verzögerungszeit (*“Delay”*) werden die Kanäle ausgelesen. Dies wird mehrfach für verschiedene Ladungen wiederholt und anschließend für jeden Kanal die so ermittelten Signalwerte gegen die jeweilige Ladung aufgetragen. Per linearer Regression kann nun der Verstärkungsfaktor als Kehrwert der Steigung der Ausgleichsgeraden berechnet werden. Aufgrund der Nichtlinearität des ADC in den Randbereichen werden diese außer Acht gelassen.

Bei der Kalibrationsmessung können die Anzahl der Messungen pro Ladung, der Ladungsbereich, sowie die Schrittweite zwischen zwei Ladungen eingestellt werden.

5.2.6 Die Messdatei

Die mithilfe des ALiBaVa-Systems gewonnenen Daten werden in binärer Form gespeichert. Die Messdatei besteht dabei neben den Messdaten der einzelnen Kanäle aus einem Dateikopf (*“File header”*) und, für jedes aufgezeichnete Ereignis, einem Ereigniskopf (*“Event header”*), die zusätzliche Informationen über die Messung enthalten. So beinhaltet der Fileheader unter anderem die Anzahl der aufgezeichneten Ereignisse, sowie die Art der Messung (*“Run type”*). Bei Kalibrationsmessungen enthält er zudem den injizierten Ladungsbereich, die Anzahl verschiedener Ladungen und die Anzahl der Messungen pro Ladung. Im Eventheader werden die TDC-Zeit, sowie die Temperaturdaten des Temperatursensors auf dem Daughterboard gespeichert. Auf den Eventheader folgt jeweils ein Block von 256 Variablen, die jeweils den Signalwert eines Kanals der beiden Beetlechips enthalten.

5.3 Auswertung der Messdaten

Zur Auswertung der Messdateien steht ein mit dem ALiBaVa-System mitgeliefertes Programm zur Verfügung. Es handelt sich dabei um mehrere, vorkompilierte ROOT-Makros [Brun97], die die Auswertung unter Vorgabe weniger Parameter selbstständig durchführen. Da dieses Programm jedoch wenig Einstellungs- und Veränderungsmöglichkeiten bietet, wurden im Rahmen dieser Arbeit eigene ROOT-Makros entwickelt, mithilfe derer die Analyse der Messdaten durchgeführt wurde. Dadurch war es möglich, die Auswertung detailliert nachzuvollziehen, zu verifizieren und im Bedarfsfall individuell anzupassen.

Im Folgenden werden die einzelnen Schritte der Auswertung mit diesen Makros näher erläutert. Dabei wird zur Veranschaulichung mehrfach exemplarisch auf Messungen mit einem unbestrahlten Referenzdetektor (siehe Kap. 3.2.4) zurückgegriffen.

5.3.1 Pedestalkorrektur und Rauschen

Wie in Kapitel 5.2.4 beschrieben, besitzt jeder Kanal einen Basiswert, den Pedestal. Um diesen zu bestimmen, werden die Daten aus der Pedestalmessung herangezogen.

Abbildung 5.9 zeigt eine solche Messung. Hier ist für jeden Kanal die Signalverteilung dargestellt. Zur besseren Veranschaulichung zeigt Abbildung 5.10 die Verteilung für einen beliebig gewählten Kanal. Gut zu sehen ist hierbei, dass die Daten einer Beschreibung durch eine Gaußverteilung entsprechen. Der Pedestal lässt sich nun hieraus als Mittelwert aller Signalwerte eines Kanals oder als Mittelwert der Gaußverteilung berechnen.

Somit ergibt sich der Pedestalwert P_k für den k -ten Kanal zu

$$P_k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_i, \quad (5.1)$$

wobei N die Anzahl der Messungen und S_i der Signalwert der i -ten Messung ist. Dieser Wert wird zur Auswertung von allen in diesem Kanal genommenen Messwerten abgezogen.

Es gibt nun zwei Möglichkeiten das Rauschen (*“Noise”*) für jeden Streifen zu berechnen. Zum einen lässt es sich als Standardabweichung der Messwerte vom Pedestalwert berechnen, zum anderen ergibt es sich als Breite der Gaußverteilung, die das Rauschen im Allgemeinen gut beschreibt (siehe Abb. 5.10).

Während die Standardabweichung jeden Messwert berücksichtigt, werden durch die Gaußverteilung vor allem die Werte mit einer kleinen Abweichung bevorzugt, da die Verteilung nach Definition für betragsmäßig große Werte schnell gegen Null abfällt. Gerade in den Randbereichen werden die Daten also nicht

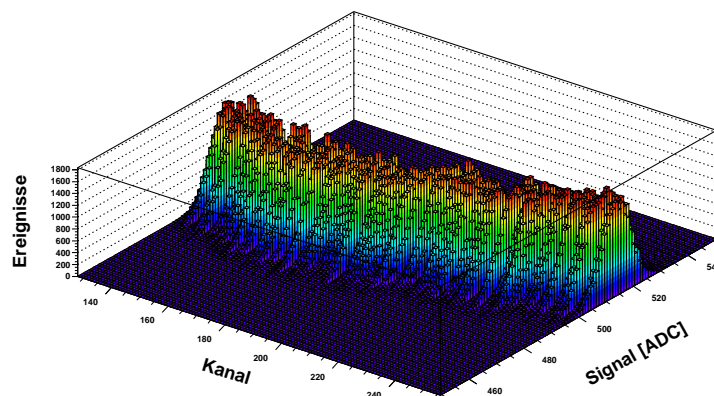


Abbildung 5.9: Rohdatenverteilung einer Pedestalmessung des unbestrahlten CiS -Endkappendetektors bei 100 V. Zu sehen ist die Häufigkeitsverteilung des Signals pro Kanal.

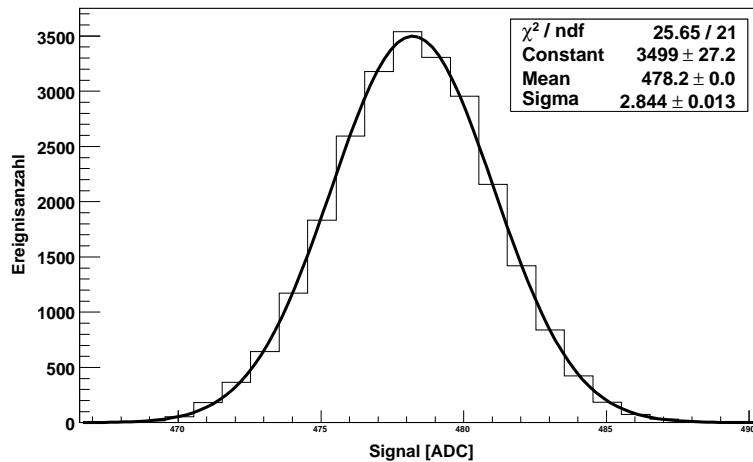


Abbildung 5.10: Rohdaten einer Pedestalmessung des unbestrahlten CiS-Endkappendetektors bei 100 V für einen beliebig gewählten Kanal. Zu sehen ist die Häufigkeitsverteilung des Signals. Die Daten werden, wie zu sehen, gut durch eine Gaußverteilung beschrieben.

zwangsläufig exakt beschrieben. Mikroentladungen, wie sie bei hohen Spannungen und Feldstärken auftreten können, werden dadurch beispielsweise nicht erfasst. Da sie oftmals sehr große Messwerte hervorrufen, erhöhen sie das mittels Standardabweichung berechnete Rauschen signifikant.

In diesen Fällen, in denen das Rauschen nicht mehr durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann, ist allerdings auch die Berechnung als Standardabweichung nicht mehr zutreffend. Leider existiert für diese Problemstellung keine anerkannte Lösung, wie das Rauschen alternativ adäquat charakterisiert werden

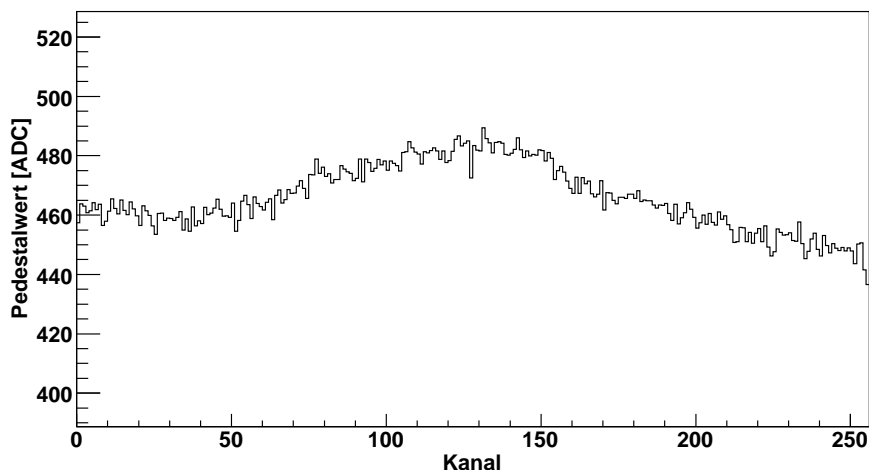


Abbildung 5.11: Pedestalwerte jedes Kanals der beiden Beetlechips (Chip 0: Kanäle 0-127, Chip 1: Kanäle 128-255) für die Pedestalmessung des unbestrahlten CiS-Endkappendetektors bei 100 V.

kann.

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurde das Rauschen daher als Standardabweichung der Messwerte vom Pedestalwert berechnet.

5.3.2 Common-Mode-Rauschen

Die Messwerte unterliegen neben dem Rauschen einer weiteren Schwankung durch Schwingungen der Elektronik und des Detektors, dem Gleichtakrauschen, oder *“Common-Mode”*. Dieser äußert sich im einfachsten Fall durch eine konstante Verschiebung der Messwerte aller Kanäle, die von Ereignis zu Ereignis variiert (siehe Abb. 5.12).

Nach der Pedestalkorrektur sollten die Messwerte eines Ereignisses ohne Treffer im Detektor dem Rauschen entsprechend um Null verteilt liegen. Damit kann die Verschiebung der Messwerte pro Ereignis also berechnet werden als Mittelwert der Signale aller Kanäle. Für eine Pedestalmessung ergibt sich die Common-Mode-Korrektur C_i für das i -te Ereignis also als

$$C_i = \frac{1}{K} \sum_{k=K_{start}}^{K_{end}} (S_k - P_k) , \quad (5.2)$$

wobei K die Anzahl der gebondeten Kanäle von K_{start} bis K_{end} , S_k der Signalwert und P_k der Pedestalwert des k -ten Kanals ist.

Es muss beachtet werden, dass der Common-Mode für die beiden Beetlechips eines Daughterboards verschieden sein kann (siehe Abb. 5.12). Der Common-

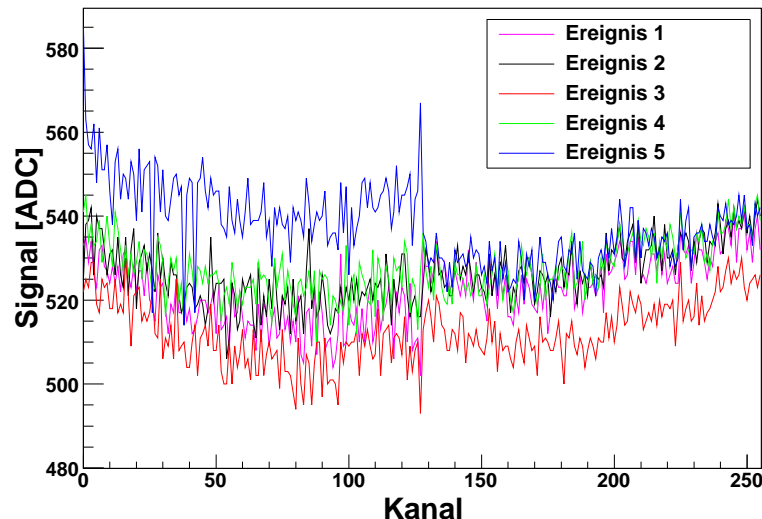


Abbildung 5.12: Darstellung der Rohdaten aufeinanderfolgender Ereignisse. Zu sehen ist die konstante Verschiebung der Messwerte durch den Common-Mode. Der Beetlechip, an den der Detektor gebondet ist (Kanäle 0 bis 127), weist einen höheren Common-Mode auf.

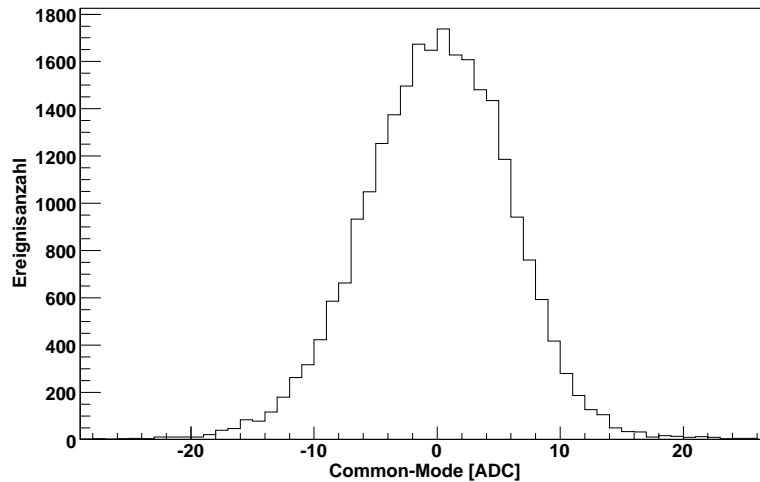


Abbildung 5.13: Common-Mode-Verteilung einer Pedestalmessung des Referenzdetektors bei 100 V.

Mode-Korrekturfaktor muss daher für jeden Chip gesondert berechnet werden. Zudem kann der Common-Mode auch kompliziertere Schwingungsformen aufweisen, so dass er durch die hier durchgeführte Korrektur nullter Ordnung nicht mehr beschrieben wird. In diesen Fällen wird der Common-Mode abhängig von der Position auf dem Detektor und muss durch einen Polynomfit höherer Ordnung angenähert werden. Für alle in dieser Arbeit vorgestellten Messungen war jedoch eine Common-Mode-Korrektur nullter Ordnung ausreichend.

Zur Berechnung des Common-Modes von Messungen mit der Betaquelle müssen die durch Ladungsdeposition verursachten Signale ausgeschlossen werden. Diese sind nicht statistisch um Null verteilt, so dass sie den Common-Mode verfälschen. Um dies umzusetzen, werden die betreffenden Signale für jedes Ereignis in mehreren Schritten bestimmt. Dazu wird jeweils, wie schon zuvor, der Mittelwert über die pedestalkorrigierten Signale aller Kanäle eines Chips gebildet und die Standardabweichung bestimmt. Weicht nun ein Signalwert um mehr als $2,5 \sigma$ vom Mittelwert ab, wird dieser Wert von der Bestimmung des Common-Modes ausgenommen. Diese Schritte werden insgesamt dreimal durchgeführt. So wird sichergestellt, dass alle durch Ionisationsladungen induzierten Signale von der Common-Mode-Berechnung ausgeschlossen werden.

In Abbildung 5.13 ist die Common-Mode-Verteilung einer Pedestalmessung des Referenzdetektors bei 100 V dargestellt. Wie zu sehen ist, liegt der Common-Mode für alle Messungen etwa im Bereich zwischen -20 ADC und $+20$ ADC.

5.3.3 Signalanalyse

Zur Auswertung der Daten aus einer Messung mit einer Betaquelle werden zunächst, wie oben beschrieben, die Pedestal- und Common-Mode-Korrekturen be-

stimmt. Da auch der Detektor zum Common-Mode beitragen kann, wird die Common-Mode-Korrektur auf die Auslesekanäle beschränkt, die mit dem Detektor verbunden sind. Beide Korrekturterme werden von den Daten subtrahiert, so dass sich der wahre Messwert $S(i, j)$ des i -ten Kanals und j -ten Ereignisses ergibt als

$$S(i, j) = [S_0(i, j) - P(i) - C(j)] \cdot pol, \quad (5.3)$$

wobei pol die Polarität des Signals ist. Es gilt also

$$pol = \begin{cases} -1, & \text{für p-Typ-Silizium} \\ +1, & \text{für n-Typ-Silizium} \end{cases}.$$

Aus den Pedestaldaten wird, wie in Kapitel 5.3.1 beschrieben, das Rauschen jedes Kanals bestimmt. In Abbildung 5.14 ist das Rauschen für alle Kanäle der beiden Beetlechips für eine Messung mit dem Referenzdetektor bei 100 V aufgetragen.

Der Bereich, in dem der Detektor mit der Ausleseelektronik verbunden ist (Kanäle 128 bis 255), ist im linken Bild am höheren Rauschen zu erkennen. Dies hängt vor allem mit der Kapazität des Detektors zusammen. Es ist zudem zu sehen, dass die Common-Mode-Korrektur das Rauschen deutlich verringert. Auch das abweichende Rauschen einzelner Kanäle kann dadurch korrigiert werden. Im Bereich des Detektors sinkt dadurch das durchschnittliche Rauschen von 7,0 auf 3,8 ADC-Werte. Am Rand des Detektorbereiches sind jeweils Kanäle mit extrem hohem Rauschen zu sehen. Dieses Rauschen hängt mit der Art der Datenübertragung des Beetlechips zusammen [Szu09]. Wird ein Ereignis vom Beetlechip an das Motherboard übertragen, so wird zunächst ein Datenkopf (*“Header”*) versendet, erst danach folgen die Signalwerte für die 128 Kanäle. Die Rückkopplung des Headers mit den benachbarten Kanälen bedingt den deutlichen Anstieg des

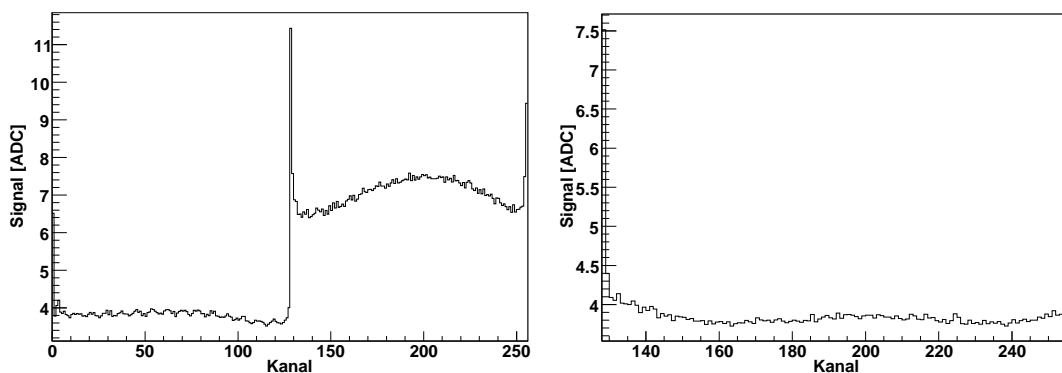


Abbildung 5.14: Das Rauschen des Referenzdetektors bei 100 V vor Common-Mode-Korrektur (links) und für den Detektorbereich nach Common-Mode-Korrektur der Daten (rechts). Die Rückkopplung des Headers mit den Randkanälen erhöht dort das Rauschen.

Rauschens. Aufgrund dessen werden die betroffenen Randkanäle im Folgenden von der Datenanalyse ausgeschlossen.

Um nun den Streifen zu identifizieren, auf dem der Treffer registriert wurde, wird für jeden Messwert das Verhältnis von Signal zu Rauschen (engl. *“Signal-to-noise ratio”*, kurz: SNR) berechnet und der Kanal mit dem größten SNR bestimmt. Liegt dieser Wert über einer vorab definierten Schwelle (*“Seed-Cut”*), wird der betreffende Streifen als Ausgangsstreifen (*“Seed”*) für die weitere Analyse gewählt. Da sich das Signal durch die Diffusion der erzeugten Ladungsträger im Detektor auf mehrere Streifen verteilen kann, wird nun das Signal benachbarter Kanäle in beiden Richtungen solange aufsummiert, wie deren SNR einen definierten Wert (*“Neighbour-Cut”*) übersteigt. Dieser Analyseschritt wird als *“Clustering”* bezeichnet.

Mit dem so ermittelten Signal wird der Signalpuls des Beetlechips rekonstruiert. Dazu wird jedem Signal die für dieses Ereignis gemessene TDC-Zeit zugeordnet. Über Signale gleicher Zeit wird nun gemittelt und der Mittelwert gegen die Zeit aufgetragen (siehe Abb. 5.15).

Optimalerweise sollten für die weitere Analyse nur Ereignisse verwendet werden, die sich exakt im Maximum des Signals befinden. Nur diese liegen korrekt am Sampling-Punkt des ALiBaVa-Systems, so dass das volle, gemessene Signal angezeigt wird. Allerdings wird für die weitere Auswertung auch eine gewisse Statistik benötigt. Daher werden als Kompromiss alle Signale verwendet, die in einem Fenster von ± 5 ns um das Signalmaximum liegen.

Die TDC-Einheit des ALiBaVa-Systems arbeitet in einem Intervall von 100 ns.

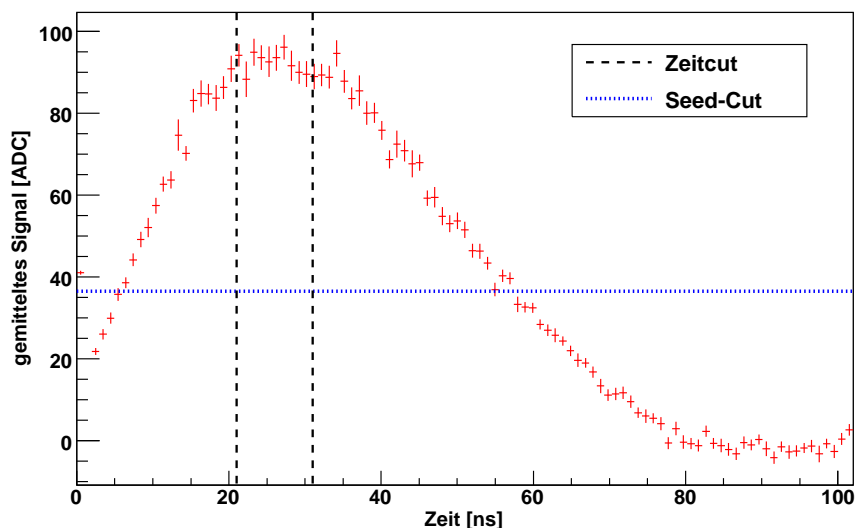


Abbildung 5.15: Die mithilfe der TDC-Zeit rekonstruierte Pulsform des Beetlechips. Dargestellt sind zudem der verwendete Seed-Cut, sowie der Bereich des Zeitfensters für die Messung des Referenzdetektors bei 100 V.

Zeiten von unter 2 ns können jedoch nicht registriert werden. Ereignisse in diesem Bereich werden daher mit einer TDC-Zeit von Null assoziiert. Da es sich bei den Messungen mit einer radioaktiven Quelle um zufällige Ereignisse handelt, sind diese gleichverteilt in der Zeit. Mit der Beschränkung auf ein Zeitintervall von 11 ns gehen also 89 % der Daten verloren. Es ist daher zwingend erforderlich, die Messungen mit einer ausreichend hohen Statistik ($> 20\,000$ Ereignisse) durchzuführen.

Ein weiterer Umstand, der Messungen mit hoher Statistik unabdingbar macht, ist eine wiederkehrende Fehlfunktion der TDC-Einheit. Im Rahmen der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurde festgestellt, dass die TDC-Einheit in unregelmäßigen Abständen ihren vorgesehenen Operationsmodus verlässt, was dazu führt, dass für ein solches Ereignis der Wert der TDC-Zeit als Null gespeichert wird. Dies wiederum hat zur Folge, dass bei Anwendung des Schnitts auf die TDC-Zeit ein großer Teil der Ereignisse verloren geht. In einigen Fällen betrifft dies 50 % oder mehr der aufgenommenen Ereignisse einer Messung (siehe Abb. 5.16).

Zum Auftreten dieses Effekts konnte leider keine Systematik bezüglich äußerer Parameter der betroffenen Messungen gefunden werden. Sowohl Veränderungen von Temperatur, Luftfeuchtigkeit und Detektorspannung, als auch die Verwendung unterschiedlicher Mother- und Daughterboards hatten keinen Einfluss und konnten das Problem nicht beheben.

Die Resultate dieser Beobachtungen wurden an die Entwickler des ALiBaVa-Systems weitergeleitet. Zwar konnte dieses Problem, das auch von anderen Ar-

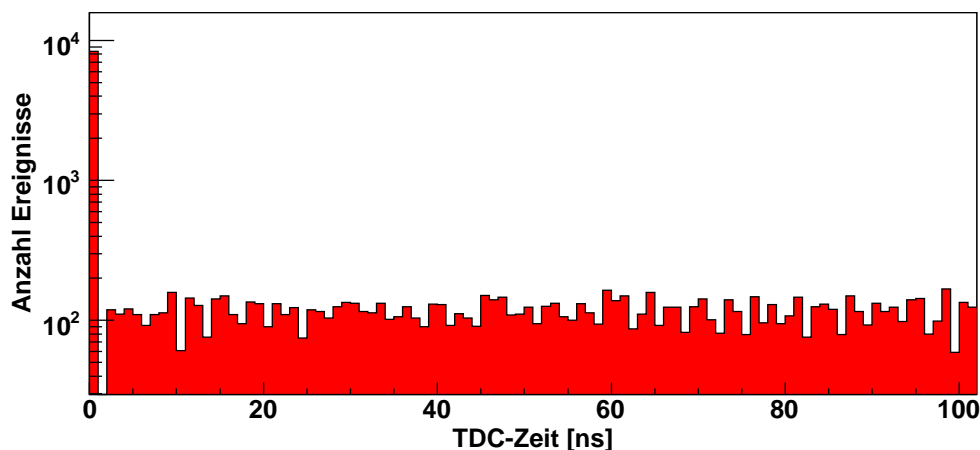


Abbildung 5.16: Logarithmische Darstellung der zeitlichen Verteilung der Ereignisse, hier eine Messung mit 20.000 Ereignissen. Es ist deutlich zu sehen, dass fast 50 % der Ereignisse einem TDC-Zeitwert von Null zugeordnet werden, aufgrund der zeitlichen Gleichverteilung der Ereignisse müsste der Anteil jedoch etwa 2 % betragen. Die restlichen Ereignisse sind annähernd gleichverteilt.

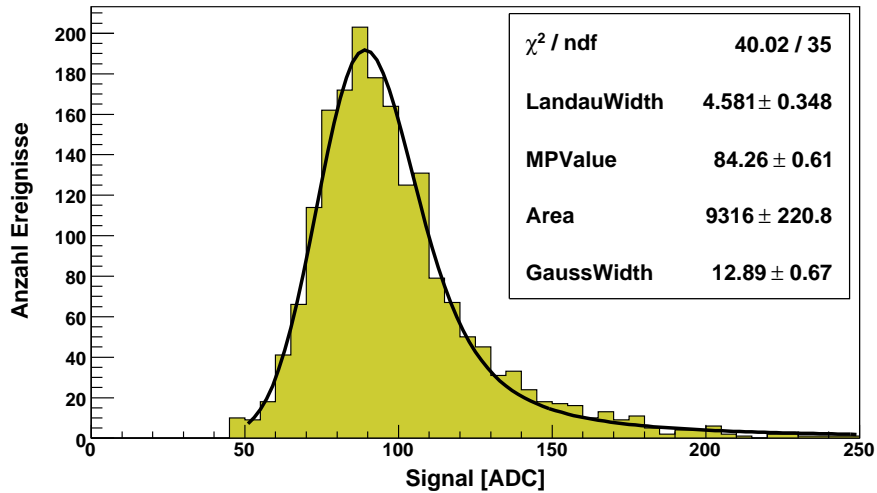


Abbildung 5.17: Die Signalverteilung einer Messung des Referenzdetektors bei 100 V mit einem Seed-Cut von 10 und einem Neighbour-Cut von 3. Die Fitfunktion ist eine Faltung aus Landau- und Gaußverteilung. Das Maximum der Landauverteilung (MPV) beschreibt den wahrscheinlichsten Wert der im Detektor deponierten Ladung.

beitsgruppen beobachtet wurde, dadurch genauer charakterisiert werden, jedoch konnte auch auf diesem Weg bislang keine eindeutige Ursache für diese Fehlfunktion der TDC-Einheit ausgemacht werden. Planungen für eine Weiterentwicklung des Systems beinhalten daher die Überlegung, die momentan verwendete TDC-Einheit gegen eine von den Entwicklern selbst entworfene zu ersetzen [Mar10a].

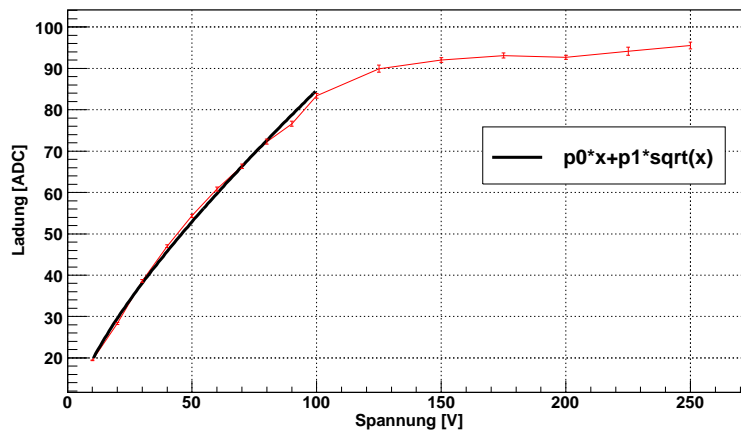


Abbildung 5.18: Ladungssammlungskurve des unbestrahlten Referenzdetektors. Aufgetragen ist der MPV der Landauverteilung in ADC-Einheiten gegen die Detektorspannung. Bis zur Vollverarmung des Detektors bei etwa 100 V wird der Kurvenverlauf durch eine Wurzelfunktion beschrieben.

Die nach Anwendung des Schnitts auf die TDC-Zeit verbleibenden Ereignisse werden nun gegen das nach Clustering ermittelte Signal aufgetragen (siehe Abb. 5.17). Es ergibt sich eine Signalverteilung, die sich durch eine Faltung aus einer Landau- und einer Gaußverteilung beschreiben lässt (siehe Kap. 2.1.3). Das Maximum des Landauanteils (engl. *“most probable value”*, kurz: MPV) beschreibt den am wahrscheinlichsten gemessenen Signalwert. Durch Wiederholung der Messung bei verschiedenen Spannungen am Detektor läßt sich somit eine Ladungssammlungskurve erstellen, indem der MPV der Landauverteilung gegen die angelegte Spannung aufgetragen wird (siehe Abb. 5.18).

Zu sehen ist ein Anstieg der gesammelten Ladung bis zu einer Spannung von etwa 150 V und das daran anschließende Plateau, auf dem das Signal nur noch leicht mit der Spannung ansteigt. Der Anstieg des Signals hängt mit der wachsenden Verarmung des Detektors und dem Anstieg der Feldstärke zusammen. Der Verlauf der Ladungssammlungskurve entspricht daher im stark ansteigenden Bereich bis etwa 100 V, dem der Dicke der Verarmungszone und somit einer Wurzelfunktion. Dieser Wert stimmt annähernd mit der erwarteten Verarmungsspannung von etwa 85 V (siehe Tab. 3.4) überein.

6 Kalibration des Aufbaus

Um dem nach Kapitel 5.3.3 bestimmten Signal einen Ladungswert zuzuordnen zu können, muss eine Kalibration durchgeführt werden. So kann der Verstärkungsfaktor des Systems bestimmt werden, der Signal und Ladung proportional verbindet.

6.1 Auswertung der ALiBaVa-Kalibrationsmessung

Um aus der ALiBaVa-Kalibrationsmessung (siehe Kapitel 5.2.5) den Verstärkungsfaktor zu bestimmen, werden zunächst für jeden Kanal jeweils die gemessenen Signale pro injizierter Ladung gemittelt und dann gegen den jeweiligen Ladungswert aufgetragen (siehe Abb. 6.1). Gut zu sehen ist dabei die unterschiedliche Polarität der injizierten Ladung zweier benachbarter Kanäle. Sie äußert sich im betragsmäßig unterschiedlichen Verlauf der Signalverteilung benachbarter Kanäle.

Zwischen injizierter Ladung und gemessenem Signal besteht ein linearer Zusammenhang. Somit kann für jeden Kanal der Verstärkungsfaktor als Kehrwert der Steigung einer Ausgleichsgeraden $f(Q) = p_0 + p_1 \cdot Q$ bestimmt werden (siehe

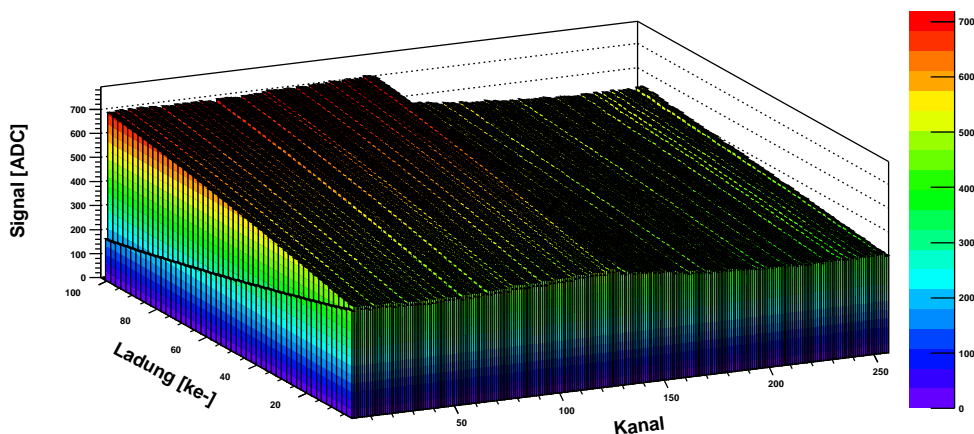


Abbildung 6.1: Ergebnisse der ALiBaVa-Kalibrationsmessung. Aufgetragen ist das gemittelte Signal gegen die injizierte Ladung und den Kanal. Zu sehen ist die unterschiedliche Polarität des Signals zweier benachbarter Kanäle.

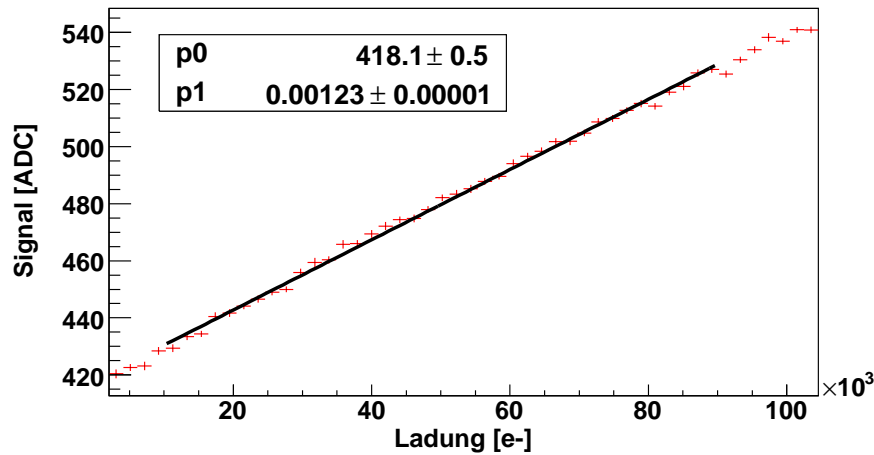


Abbildung 6.2: Ergebnis der ALiBaVa-Kalibrationsmessung für einen beliebigen Kanal. Aufgetragen ist das gemittelte Signal gegen die injizierte Ladung. Zu sehen ist zudem die Bestimmung des Verstärkungsfaktors als Kehrwert der Steigung der Ausgleichsgerade $f(Q) = p_0 + p_1 \cdot Q$.

Abb. 6.2). Dabei entspricht p_0 dem Pedestal dieses Kanals. Da dieser wie in Kapitel 5.3.3 beschrieben vom Signal subtrahiert wird, muss er für die Umrechnung des Signals in einen Ladungswert nicht berücksichtigt werden.

Somit ergibt sich aus dem gemessenen Signal S ein Ladungswert Q von

$$Q = g \cdot S, \text{ mit } g = \left| \frac{1}{p_1} \right|. \quad (6.1)$$

Zu beachten ist dabei, dass sich der Verstärkungsfaktor als Betrag des Kehrwerts von p_1 ergibt. Dies ist dem Umstand geschuldet, dass sich für Kanäle mit negativer injizierter Ladung auch Ausgleichsgeraden mit negativer Steigung ergeben.

Der Fehler auf den Ladungswert ergibt sich dabei nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus dem Fehler des Fits für p_1 und dem Fehler des Signals.

6.2 Probleme der Kalibrationsmessung

Die Ergebnisse der Berechnung des Verstärkungsfaktors aus der Kalibrationsmessung offenbaren mehrere Probleme. Das erste zeigt sich in Abbildung 6.3. Hier ist der Verstärkungsfaktor für alle Kanäle beider Beetlechips aufgetragen, wobei der rechte Beetlechip (Kanäle 128 bis 255) mit Auslestreifen des Referenzdetektors verbunden ist.

Deutlich sichtbar ist, dass die verschiedene Polarität des Signals benachbarter Kanäle auch zu stark verschiedenen Gainfaktoren führt. Im Maximum beträgt diese Abweichung bis zu 25 %. Daher kann nur ein Mittelwert des Verstärkungsfaktors über alle Kanäle eines Beetlechips verwendet werden. Jedoch ist auch

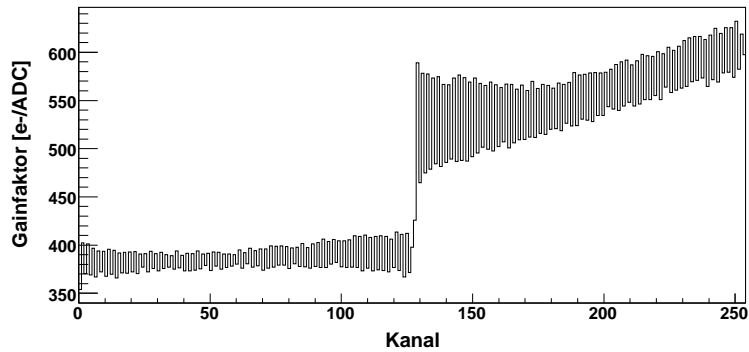


Abbildung 6.3: Verstärkungsfaktor für alle Kanäle der beiden Beetlechips. Aufgrund der unterschiedlichen Polarität der injizierten Ladung weicht der Verstärkungsfaktor zweier benachbarter Kanäle stark ab.

sichtbar, dass für den zweiten Beetlechip (Kanäle 128 bis 255) der Gainfaktor nicht nur stark schwankt, sondern auch tendenziell mit steigender Kanalzahl zunimmt. Aus diesen Gegebenheiten ergibt sich ein sehr großer, nur schwer abzuschätzender Fehler für den Verstärkungsfaktor.

Aus Abbildung 6.3 ist zudem sichtbar, dass der auf diese Weise ermittelte Verstärkungsfaktor für den Beetlechip, der mit dem Detektor verbunden ist, deutlich höher ist. Grund dafür ist, dass der Detektor einen Kondensator darstellt, der mit einem Teil der injizierten Ladung aufgeladen wird. Diese Ladung wird nicht vom Beetlechip registriert und geht somit verloren. In der Auswertung wird folglich die injizierte Ladung mit einem zu niedrigen Signal verknüpft, wo-

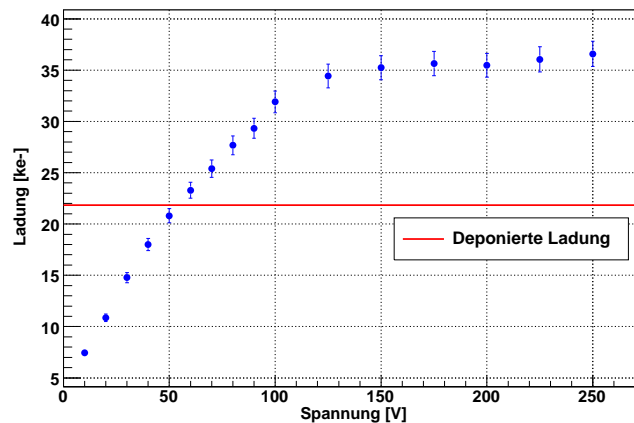


Abbildung 6.4: Ladungssammlungskurve des Referenzdetektors, berechnet mittels des Verstärkungsfaktors aus der ALiBaVa-Kalibration. Der dem gemessenen Signal zugeordnete Ladungswert übersteigt die deponierte Ladung um mehr als 65 %, der berechnete Verstärkungsfaktor ist also falsch.

durch der berechnete Verstärkungsfaktor in e^-/ADC deutlich zu groß wird. Der Verstärkungsfaktor des Beetlechips kann also nur ohne Detektor bestimmt werden.

Zieht man zum Vergleich den Verstärkungsfaktor des anderen, nicht mit dem Detektor verbundenen Beetlechips (Kanäle 0 bis 127) heran, ergibt sich ein durchschnittlicher Verstärkungsfaktor von $(383 \pm 12) e^-/\text{ADC}$. Mit diesem Wert lassen sich die gemessenen Signale in Ladungswerte umrechnen. Somit ergibt sich die in Abbildung 6.4 dargestellte Ladungssammlungskurve und mit ihr ein weiteres Problem.

Wie zu sehen ist, übersteigt die nach dieser Kalibration maximal gemessene Ladung die deponierte Ladung um mehr als 65 %. Da jedoch sowohl in Messungen mit Betaquelle als auch mit einem Teststrahl festgestellt wurde, dass beim verwendeten Referenzdetektor im unbestrahlten Zustand in etwa die deponierte Ladung registriert wird [Kue06], führen diese Ergebnisse zu der Schlussfolgerung, dass der berechnete Verstärkungsfaktor um eben jenen Prozentsatz zu groß ist. Dies kann, wie oben beschrieben, durch zu niedrige, gemessene Signale während der Kalibrationsmessung verursacht werden. Daher liegt die Vermutung nahe, dass das Maximum des Kalibrationspulses nicht am Sampling-Punkt liegt und somit nicht das volle Signal gemessen werden kann.

Bei der Kalibrationsmessung des ALiBaVa-Systems wird intern ein Kalibrationspuls generiert, der die Ladungsinjektion in die Kanäle des Beetlechips startet. Die injizierte Ladung hängt dabei von der Pulshöhe des Kalibrationspulses ab (siehe Abb. 6.5). Zudem wird mit einer fest eingestellten Verzögerungszeit (*“Delay”*), ein Triggersignal generiert, das die Datennahme startet. Während das Triggersignal zeitlich nicht verändert werden kann, besteht für das Delay nur die Möglichkeit, den Latency-Wert zu variieren und den Kalibrationspuls so um 25 ns zu verschieben. Diese Schrittweite stellte sich allerdings schnell als zu

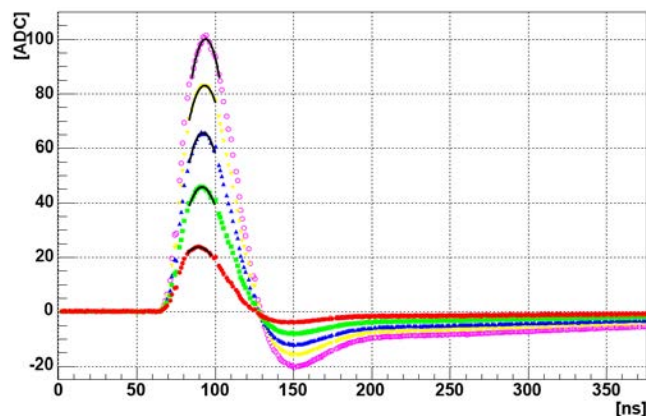


Abbildung 6.5: Rekonstruktion des Kalibrationspulses des ALiBaVa-Systems. Die verschiedenen Pulshöhen entsprechen deponierten Ladungswerten von 0,5, 1,0, 1,5, 2,0 und 2,5 MIPs in 300 μm Silizium [Ekl05].

groß heraus. Eine Feineinstellung ist mit dem ALiBaVa-System aber leider nicht möglich.

Der Kalibrationspuls wird als differenzielles Signal in zwei getrennten Leitungen über das Flachbandkabel vom Motherboard zum Daughterboard übertragen. Um die Pulsform des Kalibrationspulses zu rekonstruieren, wurden daher beide Teile des Signals mittels zusätzlicher Kabel ausgeleitet und durch externe Delayboxen geführt, um sie anschließend wieder in das Kabel zurückzuführen. Dadurch war es möglich, das Delay in Schritten von 1 ns zu verändern.

In Abbildung 6.6 sind die beiden Signale des Kalibrationspulses auf dem Oszilloskop dargestellt. Es ist zu sehen, dass das Signal aus zwei aufeinander folgenden Pulsen besteht. Die Breite eines Pulses, inklusive des anschließenden Nachschwingers, beträgt etwa 60 ns. Der verstellbare Bereich der Delayboxen von 2,5 ns bis 66 ns war also nicht ausreichend, um beide Maxima des Pulses zu rekonstruieren. Zusätzlich wurde daher die Latency-Einstellung genutzt, um einen größeren Messbereich zu erhalten. Durch Abrastern der Latency-Werte von 122 bis 128 konnte das Delay in einem Bereich von 175 ns variiert werden.

Eine Erhöhung des Delays bezeichnet eine Verzögerung des Triggersignals, also der Datennahme, gegenüber dem Kalibrationspuls und damit auch der Ladungsinjektion. Daher bedeutet eine Verzögerung des Kalibrationspulses in Wahrheit eine Verringerung des Abstands zwischen Triggersignal und Kalibrationspuls und damit auch des Delays. Daher wurde die wahre Verzögerungszeit Δt_{real} aus der Verzögerungszeit durch die externen Delayboxen Δt_{ext} berechnet als

$$\Delta t_{real} = \Delta t_{max} - \Delta t_{ext}, \text{ mit } \Delta t_{max} = 175 \text{ ns.} \quad (6.2)$$

Für jeden eingestellten Delaywert wurde nun eine ALiBaVa-Kalibrationsmessung durchgeführt und wie in Kapitel 6.1 beschrieben für jeden Kanal die Ausgleichsge-

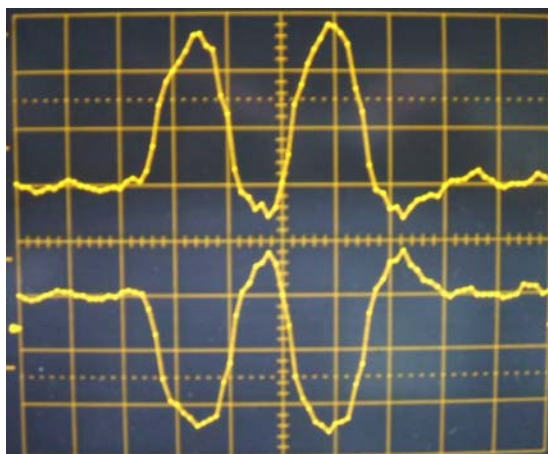


Abbildung 6.6: Bild der beiden Einzelsignale des differentiellen Kalibrationspulses am Oszilloskop. Eine Einheit in x-Richtung entspricht 20 ns.

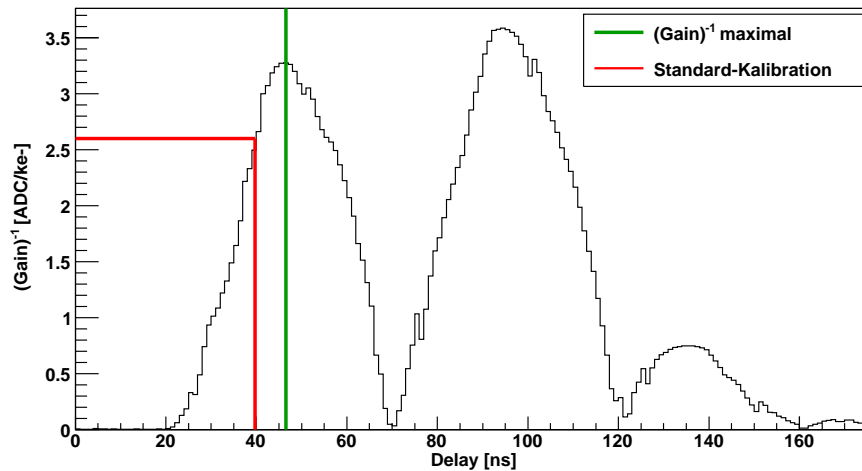


Abbildung 6.7: Kehrwert des Gains als Funktion des Delays für Beetlechip 0, ohne Verbindung zu einem Detektor. Das Kalibrationssignal wurde dafür mittels externer Delayboxen verzögert. Es ist zu sehen, dass der aus einer Standard-Kalibrationsmessung bestimmte Wert (rot) deutlich vom Maximum des ersten Pulses (grün) bei 46 ns abweicht.

rade zwischen gemitteltem Signal und injizierter Ladung bestimmt. Die Steigung dieser Ausgleichsgerade, also der Kehrwert des Gains, wurde pro Beetlechip gemittelt. Durch Auftragen der so für Beetlechip 0 ermittelten Werte gegen die wahre Verzögerungszeit Δt_{real} konnte, wie in Abbildung 6.7 dargestellt, betragsmäßig die Pulsform des Kalibrationssignals rekonstruiert werden.

Zudem wurde eine Kalibrationsmessung mit den Standardparametern durchgeführt (Latencywert 128) und ebenfalls der Kehrwert des Verstärkungsfaktor berechnet. Mithilfe des so erhaltenen Wertes von 2,6 ADC/ke⁻ konnte die Lage dieser Messung bezüglich des Maximums des Kalibrationspulses festgestellt werden. In Abbildung 6.7 ist zu sehen, dass der Wert der Standardmessung (rot) bei einer Verzögerungszeit von etwa 40 ns erreicht wird und damit vom Maximum (grün) von 3,3 ADC/ke⁻ bei etwa 46 ns abweicht. Der Sampling-Punkt des ALiBaVa-Systems stimmt also nicht mit dem Pulsmaximum überein, wodurch falsche Signalwerte ermittelt werden. Aufgrund der Pulsform mit ihrer steilen, ansteigenden Flanke bedingt diese Abweichung von nur 6 ns bereits einen Unterschied im Verstärkungsfaktor von über 20 %.

Aufgrund der inkorrekten zeitlichen Lage der Standardkalibration gegenüber des Maximums des Kalibrationspulses ist also der Verstärkungsfaktor in der Einheit ke⁻/ADC, der durch die ALiBaVa-Kalibrationsmessung bestimmt wurde, deutlich zu hoch. Hierdurch ergeben sich bei der Berechnung der Ladung aus den ermittelten Signalen einer Messung mit der Betaquelle zu große Ladungswerte.

Genauso wie oben beschrieben, lässt sich auch für Beetlechip 1 die Form des Kalibrationspulses rekonstruieren (siehe Abb. 6.8).

Wie zu erwarten war, ist die Lage der Standardkalibration bei etwa 40 ns die-

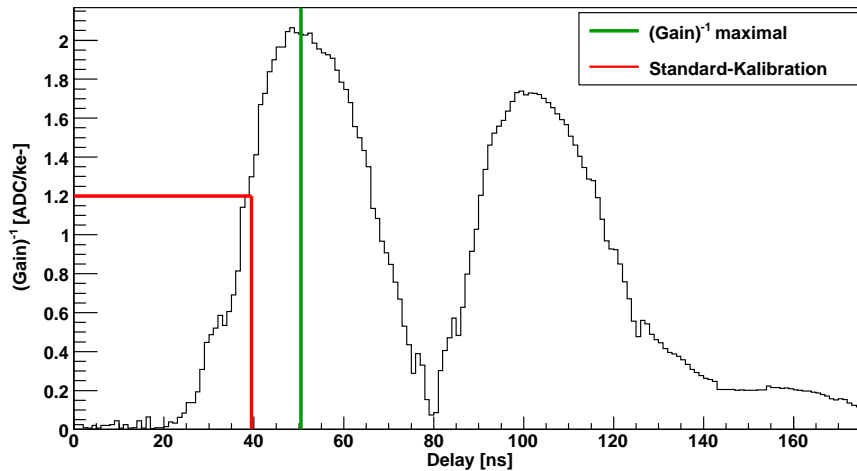


Abbildung 6.8: Kehrwert des Gains als Funktion des Delays für Beetlechip 1, an den 128 Streifen des Referenzdetektors gebondet sind. Das Kalibrations-signal wurde dafür mittels externer Delayboxen verzögert. Wie bei Beetlechip 0 ist eine deutliche Abweichung zwischen dem Pulsmaximum (grün) bei 51 ns und der Standard-Kalibration (rot) sichtbar.

selbe wie bei Beetlechip 0. Jedoch liegt das erste Maximum nun bei 51 ns und ist damit um 5 ns gegenüber dem Maximum für Chip 0 verschoben. Dieser Umstand macht deutlich, dass eine feste Veränderung der zeitlichen Abstimmung der Kalibrationsmessung keine Lösung des Problems bietet, da die Lage des Maximums für verschiedene Beetlechips unterschiedlich sein kann.

In beiden Schaubildern ist außerdem zu sehen, dass die Höhe der Pulsmaxima Schwankungen unterworfen ist, die in beiden Fällen etwa 10 % betragen. Dies ist somit auch die untere Grenze für den Fehler auf den Verstärkungsfaktor aus der ALiBaVa-Kalibrationsmessung.

Die Höhe des Pulses am Maximum ist zudem für die beiden Beetlechips verschieden. Dies liegt daran, dass Chip 1 mit dem Referenzdetektor verbunden war, wodurch, wie oben beschrieben, der Verstärkungsfaktor steigt. Ermittelt man nun aus dem Maximum des Beetlechips ohne Detektor (Chip 0) den Verstärkungsfaktor, so ergibt sich ein Wert von $0,28 \frac{ke^-}{ADC}$. Berechnet man damit erneut den maximal gemessenen Ladungswert des Referenzdetektors, ergibt sich eine Ladung von $26,5 ke^-$ bei einer deponierten Ladung von $21,9 ke^-$. Der ermittelte Verstärkungsfaktor ist also noch immer um etwa 20 % zu groß. Dies deutet daraufhin, dass sich die beiden, nacheinander gesendeten Kalibrationspulse überlagern. Dies würde aufgrund des Nachschwingers des Pulses dazu führen, dass sich die Maxima in der Höhe verändern und möglicherweise auch verschoben werden. Ein weiteres Indiz für diese These ist auch, dass für beide Beetlechips, anders als am Oszilloskop (siehe Abb. 6.6), kein Nachschwinger des ersten Pulsmaximums zu erkennen ist.

Der in beiden Abbildungen deutlich sichtbare Zeitunterschied zwischen der

Standardkalibration und der Messung bei Latency-Wert 128 und einer Delayeinstellung von 0 ns ($\hat{=} t_{real} = 25$ ns), also ohne zusätzliches Delay, beträgt etwa 15 ns. Diese Verzögerung kommt durch die zusätzlichen Kabel, Steckverbindungen und nicht zuletzt die Delayboxen selbst zustande.

Die oben beschriebenen Ergebnisse führten zur Schlussfolgerung, dass einzig die Option eines Delayscans in Verbindung mit einem variablen Timing der Kalibrationsmessung zu einer Lösung dieses Problems führen kann.

Diese Messungen und die beschriebenen Ergebnisse wurden daher an die Entwickler des ALiBaVa-Systems übermittelt und von diesen als Anlass genommen, das ALiBaVa-System in einer Weiterentwicklung, die Ende 2010 durchgeführt werden wird, durch eben jene Funktionen zu erweitern [Mar10b]. Dazu ist eine Reprogrammierung des FPGA-Mikrokontrollers des Motherboards, sowie eine Softwareaktualisierung notwendig. Dann wird es möglich sein, einen Delayscan durchzuführen, um die Lage des Maximums des Kalibrationspulses in der Zeit zu bestimmen. Anschließend kann die Verzögerungszeit zwischen Kalibrationspuls und dem Auslesetrigger im Bereich zwischen 0 ns und 255 ns in 1 ns Schritten entsprechend variiert werden. Zudem wird der Kalibrationspuls zukünftig nur noch einmal statt wie bislang zweimal gesendet, so dass eine Verfälschung der Pulsform durch mögliche Überlagerungen verhindert wird.

6.3 Kalibration mittels eines Referenzdetektors

Da die interne Kalibrationsmessung des ALiBaVa-Systems wie in Kapitel 6.2 beschrieben nicht genutzt werden konnte, wurde der Aufbau mittels eines Referenzdetektors mit bekannten Ladungssammlungseigenschaften kalibriert. Im Folgenden werden die durchgeführten Messungen sowie die Auswertung und die Ergebnisse detailliert vorgestellt.

6.3.1 Kapazitätskorrekturfaktor

Mit der bekannten Dicke des Referenzdetektors von (285 ± 15) μm ergibt sich nach Formel 2.17 die deponierte Ladung zu $Q_0 = (21,9 \pm 1,0)$ ke^- . Allerdings ist das Gain des Beetlechips, wie bereits erwähnt, abhängig von der Kapazität des getesteten Detektors: Je höher die Kapazität, desto mehr Ladung geht im Detektor selbst verloren [Loe06]. Basierend auf Ladungswerten, die für den LHCb VELO (*“Vertex Locator”*), den Spurdetektor des LHCb-Experiments, berechnet wurden [Aff09], konnte daher ein Korrekturfaktor für die Kapazität des Detektors ermittelt werden. Dazu wurden die in Abhängigkeit von der Detektorkapazität errechneten Ladungswerte auf den Wert für eine Detektorkapazität von 0 pF, der der deponierten Ladung entspricht, normiert und dann der Kehrwert gegen die Kapazität aufgetragen.

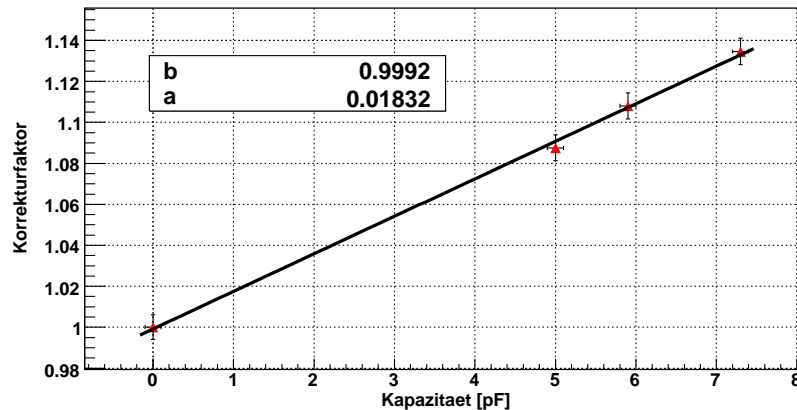


Abbildung 6.9: Kapazitätskorrektur nach [Aff09]. Aufgetragen ist der Korrekturfaktor gegen die Detektorkapazität. Die Daten werden durch die Ausgleichsgerade $C_{cap} = a + b \cdot C$ beschrieben.

Wie in Abbildung 6.9 zu sehen, folgen die Werte in guter Näherung einem Polynomfit 1. Ordnung, mithilfe dessen ein linearer Zusammenhang zwischen Kapazität und relativer Ladung hergestellt werden konnte. Der Kapazitätskorrekturfaktor ergibt sich somit in Abhängigkeit von der Detektorkapazität C zu

$$C_{cap} = a + b \cdot C = 0,999 + 0,018 \cdot C . \quad (6.3)$$

Der Fehler ergibt sich aus den Fitfehlern als

$$\sigma_{C_{cap}} = \sqrt{\sigma_a^2 + (C \cdot \sigma_b)^2} = \sqrt{(0,006)^2 + (C \cdot 0,001)^2} . \quad (6.4)$$

Für den Referenzdetektor mit einer Kapazität von 6,7 pF ergibt sich damit ein Korrekturfaktor von $C_{cap} = 1,122 \pm 0,009$. Statt der deponierten Ladung Q_0 wird also nur eine Ladung von

$$Q = \frac{Q_0}{C_{cap}} = (19,5 \pm 0,9) \text{ ke}^- \quad (6.5)$$

gemessen.

6.3.2 Kalibrationsmessungen

Mit dem Referenzdetektor wurden nun zunächst bei Raumtemperatur Ladungssammlungsmessungen bei verschiedenen Spannungen durchgeführt und, wie in Kapitel 5.3.3 beschrieben, ausgewertet. Die so ermittelten Ladungswerte wurden gegen die Spannung aufgetragen (siehe Abb. 5.18). Es ist deutlich zu erkennen, dass die Kurve bei etwa 100 V ein Plateau erreicht. Dies stimmt in etwa mit der erwarteten Verarmungsspannung von 80 V überein. Um die Vollverarmung des Detektors sicherzustellen, wurde die Spannung für die darauf folgenden Messungen auf 250 V festgesetzt.

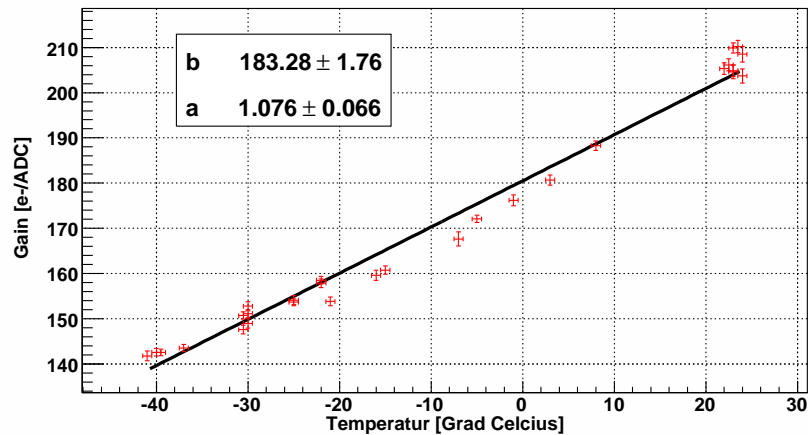


Abbildung 6.10: Gainfaktor aufgetragen gegen die Temperatur in der Kühltruhe. Zu sehen ist der lineare Anstieg mit der Temperatur.

Aufgrund der starken Abhängigkeit des Verstärkungsfaktors des Beetlechips von der Temperatur wurden nun Messungen bei Temperaturen zwischen $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $+24\text{ }^{\circ}\text{C}$ durchgeführt, wobei für Temperaturen unter $-22\text{ }^{\circ}\text{C}$ die Kaltgaskühlung genutzt wurde. Da der Verstärkungsfaktor von der Temperatur des Beetlechips abhängt, sollte eigentlich diese als Referenztemperatur genommen werden, jedoch war es nicht möglich, sie mit ausreichender Genauigkeit und Konstanz zu ermitteln. Daher wird für alle Messungen angenommen, dass sich die Temperatur des Beetlechips während einer Messung bei gleichen Bedingungen in der Kühltruhe gleich entwickelt. Daher wurde die Temperatur in der Truhe ersatzweise als Observable herangezogen. Ein besonderes Augenmerk wurde dabei auf die Temperaturen $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$ (durchschnittliche Raumtemperatur), $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Temperatur bei angeschalteter Kühltruhe) und $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Temperatur mit Kaltgaskühlung) gelegt, da diese in der Folge als Standardmesspunkte fungierten.

In Freiburg stehen für Ladungssammlungsmessungen mit dem ALiBaVa-System derzeit fünf Daughterboards mit jeweils zwei Beetlechips zur Verfügung. Der Verstärkungsfaktor kann von Chip zu Chip verschieden sein. Um trotzdem eine Kalibration durchführen zu können, die für alle zu Verfügung stehenden Beetlechips Gültigkeit besitzt, wurde die Streuung des Verstärkungsfaktors mithilfe der integrierten Kalibrationsmessung bestimmt. Daraus ergab sich eine maximale Abweichung des Verstärkungsfaktors vom Mittelwert von $6,3\%$. Um dies zu berücksichtigen, wurden für die folgenden Kalibrationsmessungen zwei verschiedene Beetlechips verwendet, deren Verstärkungsfaktoren mit unterschiedlichen Vorzeichen maximal vom Mittelwert abwichen.

In Abbildung 6.10 sind die so berechneten Verstärkungsfaktoren gegen die Temperatur in der Truhe aufgetragen. Die Fehler auf die Gainwerte g ergeben sich dabei aus den Fehlern des MPVs der Landauverteilung (siehe Kapitel 5.3) und

dem Fehler auf die deponierte Ladung Q (siehe Gleichung 6.5) als

$$\sigma_g = \sqrt{\left(\frac{g}{MPV} \cdot \sigma_{MPV}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_Q}{MPV}\right)^2}. \quad (6.6)$$

Der Fehler auf die Temperatur wurde als fester Wert von $\pm 0,5$ °C angenommen.

Auch hier ergibt sich ein in guter Näherung linearer Zusammenhang zwischen Gain und Temperatur. Mit den Fitparametern $a = (1,08 \pm 0,07) \text{ e}^-/(\text{ADC}\cdot\text{°C})$ und $b = (183,3 \pm 1,8) \text{ e}^-/\text{ADC}$ aus dem Polynomfit erster Ordnung ergibt sich somit der Verstärkungsfaktor $g(T)$ in Abhängigkeit der Truhentemperatur zu

$$g(T) = a \cdot T + b = 1,08 \cdot T + 183,3 \frac{\text{e}^-}{\text{ADC}} \quad (6.7)$$

für T in °C. Der Fehler auf den Verstärkungsfaktor ergibt sich zum einen aus den Fitfehlern als

$$\sigma_{fit} = \sqrt{0,004 \cdot T^2 + 3,39} \frac{\text{e}^-}{\text{ADC}}, \quad T \text{ in } \text{°C}, \quad (6.8)$$

zum anderen aus der Abweichung der Verstärkungsfaktoren der verschiedenen Beetchips vom Mittelwert. Um diese zu berücksichtigen, wurde die gewichtete Standardabweichung der gemessenen Gainwerte von den nach Gleichung 6.7 berechneten Werten ermittelt als

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}}{\left(\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}\right)^2 - \sum_i \frac{1}{\sigma_i^4}} \cdot \sum_i \frac{(x_i - \bar{x})^2}{\sigma_i^2}} = 4,50 \frac{\text{e}^-}{\text{ADC}}. \quad (6.9)$$

Diese beiden Fehler wurden quadratisch addiert:

$$e_g = \sqrt{e_{fit}^2 + \sigma_x^2}. \quad (6.10)$$

Der totale Verstärkungsfaktor berechnet sich dann aus dem Gainfaktor und der Kapazitätskorrektur als

$$G = g \cdot C_{cap}. \quad (6.11)$$

Der Fehler hierauf ergibt sich aus der Gaußschen Fehlerfortpflanzung und beträgt prozentual etwa 5 % des gemessenen Ladungswertes.

Zur Vereinfachung der Auswertung wurde ein ROOT-Skript erstellt, das die Umrechnung von Signalwerten in Ladungswerte, sowie die zugehörige Fehlerrechnung unter Angabe der Messtemperatur und der Kapazität des gemessenen Detektors übernimmt.

6.3.3 Überprüfung der Kalibration und Vergleichsmessung

Um die oben ermittelte Kalibration zu überprüfen, wurde zusätzlich ein unbestrahlter Detektor des Herstellers CNM* getestet. Es handelt sich dabei um einen planaren Miniaturdetektor aus n-Typ-Silizium mit einer Dicke von 285 μm . Weitere Eigenschaften des Detektors sind in Tabelle 6.1 angegeben.

Parameter	Wert
Material	FZ-Silizium, n-Typ
Kopplung	AC
Streifenanzahl	128
Streifenabstand	80 μm
Dicke	285 μm
Fläche	$\sim 1 \times 1 \text{ cm}^2$
Streifenlänge	$\sim 1 \text{ cm}$
Bulkkapazität	$\sim 0,3 \text{ pF/cm}$
Zwischenstreifenkapazität	$\sim 0,8 \text{ pF/cm}$

Tabelle 6.1: Eigenschaften des CNM-Detektors nach [Fle09].

Mit diesem Detektor wurden nun bei Raumtemperatur ($T = 22 \text{ }^\circ\text{C}$) für mehrere Spannungen Ladungssammlungsmessungen durchgeführt. Anschließend wurden unter Verwendung der oben beschriebenen Kalibrationsrechnung den gemessenen

**Instituto de Microelectrónica de Barcelona, Centro Nacional de Microelectrónica (IMB-CNM)*, <http://www.imb-cnm.csic.es/>.

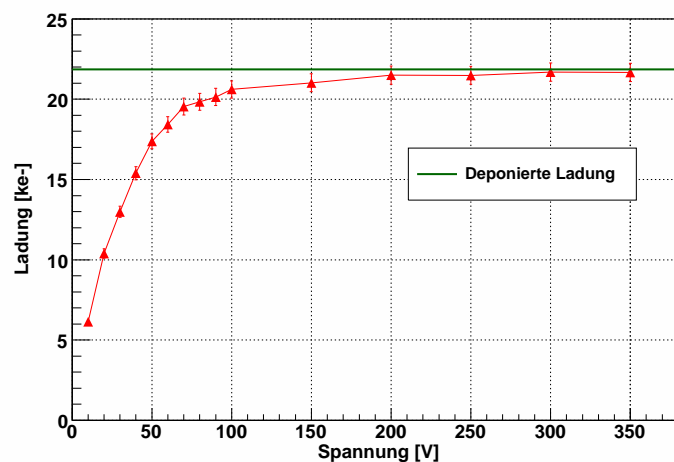


Abbildung 6.11: Ladungssammlungskurve des Vergleichsdetektors von CNM. Aufgetragen ist die gemessene Ladung in ke^- gegen die Detektorspannung. Im Bereich des Plateaus ab etwa 200 V stimmt die gemessene Ladung mit der im Detektor deponierten Ladung (grüne Linie) überein.

Signalen jeweils die zugehörigen Ladungswerte zugeordnet. Die Kapazität wurde nach Tabelle 6.1 als 1,1 pF angenommen.

Nach Formel 2.17 ergibt sich für eine Dicke von 285 μm eine im Silizium deponierte Ladung von etwa 21,85 ke^- . Wie in Abbildung 6.11 zu sehen ist, steigt die Ladung zunächst mit der Spannung an und geht ab etwa 200 V in Sättigung. Der Sättigungswert entspricht innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut der deponierten Ladung. Die Kalibration konnte also mittels eines weiteren n-Typ-Detektors bestätigt werden.

Leider stand jedoch kein unbestrahlter, planarer p-Typ-Detektor mit bekanntem Funktionsverhalten zur Verfügung, um einen Fehler der Kalibration aufgrund der Polarität des Signals auszuschließen.

7 Messergebnisse

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse aller in Kapitel 3.2 beschriebenen Detektoren vorgestellt. Zudem werden die Ergebnisse der Ladungssammlungsmessungen der beiden getesteten Detektorserien aus FZ-Silizium, HPK-ATLAS07 und CiS-PMS04, verglichen und auf die Tauglichkeit für einen Einsatz am sLHC geprüft. Zu diesem Zweck wurde zudem die Häufigkeit von durch Rauschen erzeugten, falschen Ereignissen, die sogenannte *“Noise-Occupancy”* der Detektoren untersucht. Diese ist beim Einsatz eines binären Auslesesystems, wie es derzeit im ATLAS-SCT verwendet wird und auch nach dem Upgrade verwendet werden soll, von großer Bedeutung.

Mit den HPK-ATLAS07-Detektoren wurden zudem Annealing-Studien durchgeführt, deren Ergebnisse hier ebenfalls vorgestellt werden.

7.1 Messungen der HPK-ATLAS07-Detektoren

Die verfügbaren Detektoren der HPK-ATLAS07-Serie lagen, wie in Kapitel 3.2.1 beschrieben, bereits bestrahlt vor und wurden im Zuge einer Nachbestrahlung mit Protonen auf fünf verschiedene Fluenzen bestrahlt. In Tabelle 7.1 findet sich eine Auflistung der Seriennummern der Detektoren mit den zugehörigen Fluenzen.

Seriennummer	Fluenz [$n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$]
W02-BZ3-P21	$5 \cdot 10^{13}$
W42-BZ2-P20	$5 \cdot 10^{14}$
W02-BZ3-P18	$1 \cdot 10^{15}$
W33-BZ3-P15	$2 \cdot 10^{15}$
W42-BZ2-P17	$5 \cdot 10^{15}$

Tabelle 7.1: Fluenzen der HPK-ATLAS07-Detektoren. Verwendet wurden sowohl Detektoren mit einem (BZ3), als auch mit zwei (BZ2) p-Stop-Streifen.

7.1.1 Messung des Leckstroms

Für jeden dieser Detektoren wurden zunächst die elektrischen Eigenschaften untersucht. Dazu wurden Strom-Spannungskurven, sogenannte I-V-Kurven, aufgezeichnet. Hierzu wurde, wie in Abbildung 7.1 zu sehen, der gemessene Leckstrom

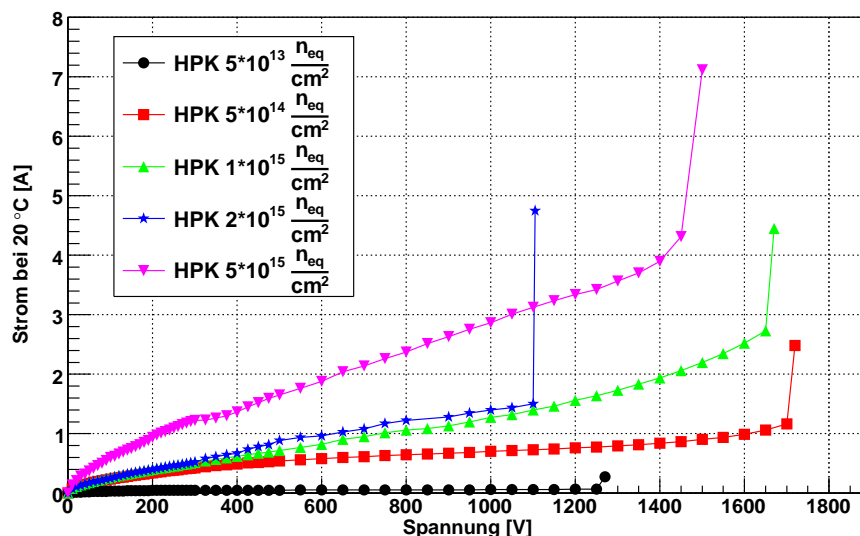


Abbildung 7.1: I-V-Kurven der HPK-ATLAS07-Detektoren. Aufgetragen ist der Leckstrom, normiert auf 20 °C, gegen die Detektorspannung.

gegen die zugehörige Detektorspannung aufgetragen. Da die Messungen bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt wurden, wurde der Strom aufgrund seiner starken Temperaturabhängigkeit (siehe Formel 2.20) auf 20 °C normiert.

Es ist zu sehen, dass der Leckstrom, wie zu erwarten, mit der Fluenz ansteigt. Der maximale Strom beim Durchbruch ist dabei durch die an der Spannungsquelle eingestellte Strombegrenzung gegeben. Alle getesteten Detektoren sind bis über 1000 V spannungsstabil. Damit erfüllen die HPK-ATLAS07-Detektoren bereits die erste Anforderung an Siliziumstreifendetektoren, die beim ATLAS-Upgrade eingesetzt werden sollen, denn nach momentanem Planungsstand wird auch nach dem Upgrade die verfügbare Spannung für die Siliziumstreifendetektoren im SCT aufgrund der verwendeten Kabel auf 500 V limitiert sein. Diese Spannung wird für alle Detektoren, selbst bei der höchsten gemessenen Fluenz von $5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, die etwa dem Fünffachen der erwarteten Strahlendosis für Siliziumstreifendetektoren im ATLAS-SCT am sLHC entspricht, um mehr als das Doppelte übertroffen.

7.1.2 Messung der Ladungssammlung

Für alle Detektoren wurden anschließend Messungen der Ladungssammlung mit der Betaquelle durchgeführt, um die Auswirkungen der, durch die Protonbestrahlung entstandenen, Strahlenschäden im Silizium zu untersuchen. Dazu wurde, wie in Kapitel 5 beschrieben, für mehrere Spannungen die Verteilung des ausgelesenen Signals bestimmt und per Fit einer Faltung aus Landau- und Gaußverteilung der MPV der Landauverteilung und somit der wahrscheinlichste, gemessene Signalwert ermittelt (siehe Kap. 5.3.3).

Mit den so bestimmten Werten wurde, nach Umrechnung der Signale in La-

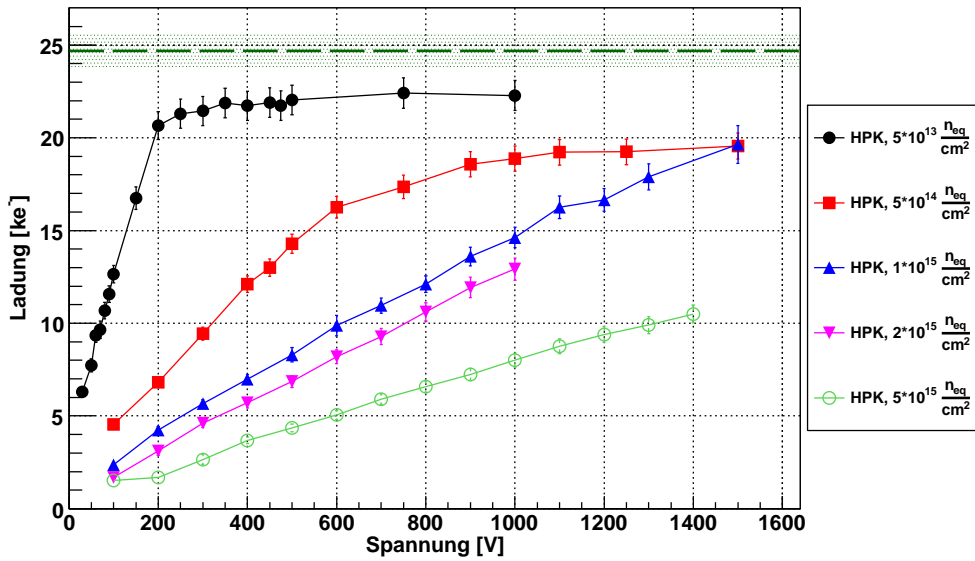


Abbildung 7.2: Ladungssammlungskurven der HPK-ATLAS07-Detektoren. Der schraffierte Bereich um die gestrichelte Linie stellt die Unsicherheit für die im Detektor deponierte Ladung aufgrund der Ungenauigkeit der Detektordicke dar.

dungswerte (siehe Kap. 6.3.2), für jeden Detektor eine Ladungssammlungskurve erstellt, indem die gemessenen Ladungswerte gegen die Detektorspannung aufgetragen wurden. In Abbildung 7.2 sind diese Ladungssammlungskurven für alle getesteten Detektoren der HPK-ATLAS07-Serie dargestellt. Die grüne, gestrichelte Linie entspricht dabei der, nach Formel 2.17 berechneten, im Detektor deponierten Ladung von $24,7 \text{ ke}^-$. Der schraffierte Bereich gibt den systematischen Fehler der deponierten Ladung von etwa $1,0 \text{ ke}^-$ aufgrund der Unsicherheit der Detektordicke an, die zu etwa $15 \text{ }\mu\text{m}$ abgeschätzt wurde.

In Abbildung 7.2 ist deutlich zu sehen, dass der Verlauf der Ladungssammlungskurven mit steigender Fluenz abflacht und für hohe Fluenzen schließlich einem linearen Anstieg gleicht.

Bei einer Fluenz von $\phi = 5 \cdot 10^{13} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ weist die Ladungssammlungskurve den nach Kapitel 5.3.3 erwarteten Anstieg auf, bevor die Ladung aufgrund der Vollverarmung des Detektors in Sättigung geht. Daraus kann die Verarmungsspannung bei dieser Fluenz zu etwa 200 V bestimmt werden. Das anschließende Plateau, auf dem die gesammelte Ladung nur noch leicht ansteigt, entspricht im Maximum einem Ladungswert von $(22,4 \pm 0,8) \text{ ke}^-$. Es werden also $(91 \pm 3) \%$ der deponierten Ladung gesammelt. Dies ist knapp weniger als erwartet, da bei dieser niedrigen Fluenz kein schwächeres Signal erwartet wird, als im unbestrahlten Detektor, für den die Messung voller Ladung vorausgesetzt werden kann. Eine mögliche Erklärung dafür wäre, dass der durch die Kalibration bestimmte Verstärkungsfaktor für p-Typ-Detektoren aufgrund der negativen Signale etwas zu niedrig ist.

Auch für $\phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ ist ein Anstieg der gemessenen Ladung zu sehen, jedoch ist der Kurvenverlauf deutlich flacher als bei $\phi = 5 \cdot 10^{13} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, so dass der Beginn des Plateaus nicht mehr genau bestimmt werden kann. Damit lassen sich aus der Ladungssammlungskurve auch keine verlässlichen Aussagen über die Verarmungsspannung treffen, die nach Formel 2.26 theoretisch bei etwa 475 V liegt. Im Maximum wird bei dieser Fluenz eine Ladung von $(19,6 \pm 0,7) \text{ ke}^-$ gesammelt, was $(79 \pm 3) \%$ der deponierten Ladung entspricht.

Bei einer Fluenz von $\phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ ist kein Plateau mehr erkennbar. Die gesammelte Ladung steigt bis zum Messpunkt mit der größten Spannung bei 1500 V linear an, obwohl nach Formel 2.26 bereits bei etwa 950 V Vollverarmung vorliegen sollte. Zudem stimmt die maximal gesammelte Ladung mit einem Wert von $(19,6 \pm 1,0) \text{ ke}^-$ exakt mit der bei $\phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ maximal gesammelten Ladung überein. Dies deutet darauf hin, dass ein Ladungsverstärkungseffekt vorliegt, der der Abnahme des Signals durch Trapping entgegen wirkt.

Für $\phi = 2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ und $\phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ ist sichtbar, dass die gesammelte Ladung wie zu erwarten bis zur maximalen Spannung ansteigt, da die berechnete Verarmungsspannung diese deutlich übersteigt. Zudem zeigt sich ein Abflachen des linearen Verlaufs der Ladungssammlungskurve mit steigender Fluenz.

Die Ergebnisse der Ladungssammlungsmessungen stimmen, innerhalb der angegebenen Fehler, gut mit den Messergebnissen anderer Kollaborationsinstitute überein (Abbildungen siehe Anhang A.1) [Har10].

Tabelle 7.2 zeigt die Ergebnisse aller Messungen der HPK-ATLAS07-Detektoren in der Übersicht.

7.1.3 Rauschen

Wie in Kapitel 5.3.1 beschrieben, wurden für jede Messung das Rauschen gemittelt über alle Streifen des Detektors als Standardabweichung der Messwerte der Pedestalmessungen berechnet. Dabei wurden stark rauschende Kanäle maskiert und von der Berechnung ausgeschlossen. Zudem wurde daraus das Verhältnis von Signal zu Rauschen (SNR) berechnet.

Dabei muss berücksichtigt werden, dass die Messungen der Detektoren mit den Fluenzen bis einschließlich $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bei einer Temperatur am Detektor von etwa $-20 \text{ }^\circ\text{C}$ durchgeführt wurden, wohingegen für die Messungen der beiden höherbestrahlten Detektoren die Kaltgasanlage zum Einsatz kam, wodurch Detektortemperaturen von $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ erreicht wurden. So ist es zu erklären, dass das Rauschen konstant gehalten werden konnte und bei den höchsten Fluenzen sogar leicht sinkt, wie in Abbildung 7.3 zu sehen ist. Hier sind auf der blauen y-Achse (links) das Rauschen und auf der roten y-Achse (rechts) das SNR für die maximale Spannung aufgetragen.

Nach Gleichung 2.24 beträgt der Rauschanteil aufgrund der Ausleseelektronik, abhängig von der Kapazität des Detektors, $ENC_E = 0,50 \text{ ke}^-$. Dieser Wert

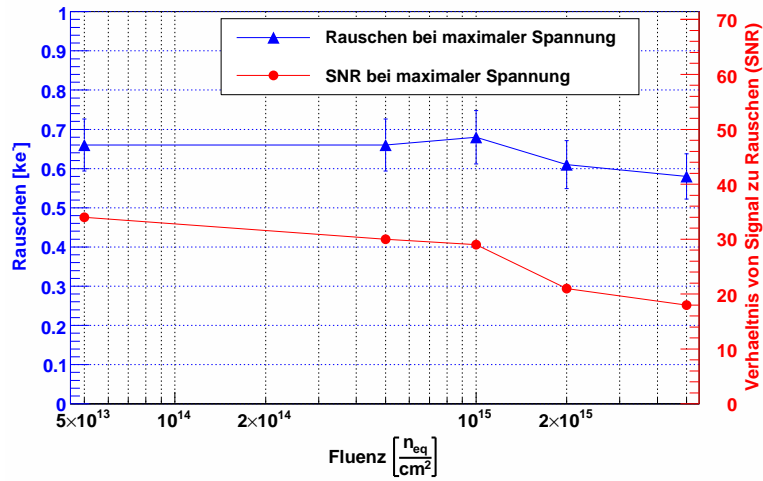


Abbildung 7.3: Rauschen (links, blau) und SNR (rechts, rot) der HPK-ATLAS07-Detektoren, jeweils bei der maximal gemessenen Spannung. Durch das Kühlen der Detektoren während der Messungen kann das Rauschen für alle Fluenzen in etwa konstant gehalten werden. Das SNR fällt somit, wie das maximale Signal, mit steigender Fluenz.

ist, wie in Kapitel 2.4 beschrieben, durch die Kapazität der Detektoren und die Ausleseelektronik festgelegt und kann nicht weiter reduziert werden. Er kann daher als untere Grenze für das Rauschen angesehen werden. Das Rauschen kann also durch Kühlen der Detektoren während der Messungen gut minimiert werden.

Das Verhältnis von Signal zu Rauschen bei der maximal gemessenen Spannung, bedingt durch die Durchbruchspannung der Detektoren, liegt auch für die höchste Fluenz deutlich über dem Wert von 10, der als erforderliches SNR für die Funktion des Detektors gilt. Jedoch muss bedacht werden, dass die Streifenlänge bei den geplanten Detektoren mindestens etwa dreimal so groß sein wird wie bei den

Fluenz [$\frac{n_{eq}}{cm^2}$]	V_{FD} [V]	Q_{max} [ke^-]	V_{BD} [V]	N_{max} [ke^-]	SNR_{max}	T [$^{\circ}C$]
$5 \cdot 10^{13}$	—	$22,4 \pm 0,8$	1270	0,66	34	-22
$5 \cdot 10^{14}$	475	$19,6 \pm 0,7$	1660	0,66	30	-21
$1 \cdot 10^{15}$	950	$19,6 \pm 1,0$	1660	0,68	29	-21
$2 \cdot 10^{15}$	1900	$12,6 \pm 0,6$	1100	0,61	21	-40
$5 \cdot 10^{15}$	4750	$10,5 \pm 0,5$	1500	0,58	18	-40

Tabelle 7.2: Übersicht der Messergebnisse der HPK-ATLAS07-Detektoren. Aufgeführt sind die nach Formel 2.26 berechnete Verarmungsspannung V_{FD} , die maximal gesammelte Ladung Q_{max} , die Durchbruchspannung V_{BD} , das Rauschen bei maximaler Spannung N_{max} , das maximal erreichte Verhältnis von Signal zu Rauschen SNR_{max} , sowie die Messtemperatur T .

getesteten Miniaturprototypen. Damit erhöht sich durch die größere Kapazität auch das Rauschen. So stieg dadurch der minimale Wert, bei Verwendung des ALiBaVa-Auslesesystems, um circa 20 % auf etwa $0,59 \text{ ke}^-$ an. Doch auch mit diesem Wert ergibt sich für die größte gemessene Fluenz bei höchster Spannung ein SNR von etwa 18. Da das Rauschen, wie beschrieben, stark vom Auslesesystem abhängt, ist dies jedoch nur eine ungefähre Größe.

Bei ausreichend hoher Spannung sind die getesteten Detektoren also voraussichtlich auch in endgültiger Größe für den Einsatz im ATLAS-Upgrade tauglich.

7.2 Messungen der CiS-PMS04-Detektoren

Anders als die HPK-ATLAS07-Detektoren lagen die sechs Detektoren der CiS-PMS04-Serie zu Beginn dieser Arbeit unbestrahlt vor, so dass bereits vor der Bestrahlung Tests durchgeführt werden konnten. Aufgrund der elektrischen Eigenschaften wurden anschließend drei Detektoren ausgewählt und mit Protonen bestrahlt. Dabei wurde auch hier das Hauptaugenmerk auf die erwartete Maximalfluenz für Streifendetektoren im ATLAS-SCT am sLHC von $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ gelegt (siehe Tab. 7.3).

Bezeichnung	Fluenz [$\text{n}_{eq}/\text{cm}^2$]
CiS-PMS04-15	$5 \cdot 10^{14}$
CiS-PMS04-24	$1 \cdot 10^{15}$
CiS-PMS04-23	$2 \cdot 10^{15}$

Tabelle 7.3: Bezeichnungen der bestrahlten CiS-PMS04-Detektoren mit den zugehörigen Fluenzen.

7.2.1 Messung des Leckstroms

Zunächst wurde durch Kontaktierung des Biasrings und der Detektorrückseite für jeden Detektor im unbestrahlten Zustand eine I-V-Kurve aufgenommen. Dabei zeigte sich, dass bis auf eine Ausnahme alle Detektoren bis etwa 500 V spannungsstabil waren (siehe Abb. 7.4).

Um Ladungssammlungsmessungen durchzuführen, wurden dann die Streifen eines der Detektoren mit hoher Durchbruchspannung (CiS-PMS04-9) durch Bonddrähte mit der Ausleseelektronik verbunden. Damit wurden sie gleichzeitig auf das gleiche Potential gelegt wie die Masse der Spannungsversorgung des Detektors. Erneute Messungen des Leckstroms zeigten anschließend ein drastisches Absinken der Durchbruchspannung auf etwa 60 V. Da zunächst eine statische Aufladung des Detektors aufgrund der Befestigung mittels Klemmtechnik (siehe Kap. 5.1) vermutet wurde, wurde der Detektor wieder von der Elektronik gelöst

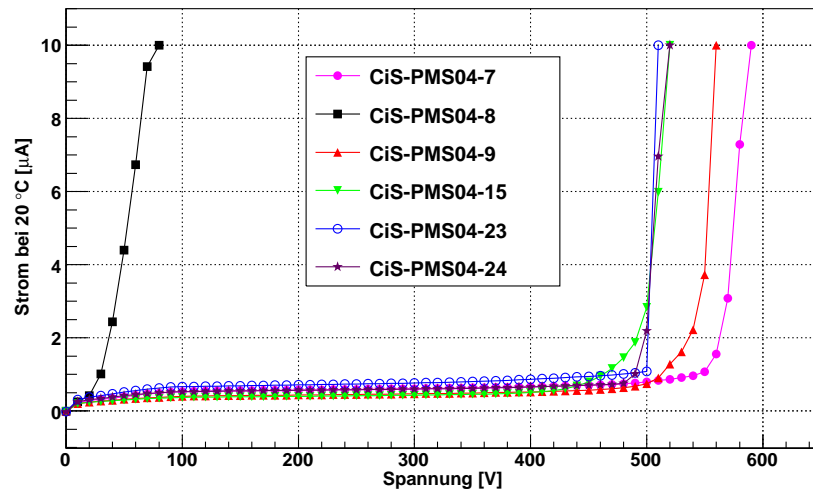


Abbildung 7.4: I-V-Kurven der unbestrahlten CiS-PMS04-Detektoren. Aufgetragen ist der Leckstrom bei Raumtemperatur (20 °C) gegen die Detektorspannung. Bis auf eine Ausnahme sind alle Detektoren spannungsstabil bis etwa 500 V.

und die Messung wiederholt, während der Detektor noch immer auf eine Platine geklemmt war. Diese Messung zeigte, dass der frühe Durchbruch teilweise reversibel war, da die Durchbruchspannung nun wiederum bei etwa 370 V lag (siehe Abb. 7.5). Zudem wurde die I-V-Messung eines anderen Detektors (CiS-PMS04-7) nach Befestigung desselben auf einer Platine wiederholt. Das Ergebnis stimmte mit der in Abbildung 7.4 dargestellten Messung überein, wodurch ein Einfluss des Befestigungsvorgangs ausgeschlossen werden konnte. Doch auch dieser Detektor zeigte nach dem Bonden der Streifen an die Ausseelektronik einen frühen Durchbruch im Bereich von 60 V.

Um den Grund für diese deutliche Verringerung der Durchbruchspannung zu ermitteln, wurden mehrere Tests durchgeführt. So wurde zunächst versucht, zu bestimmen, ob es sich um ein lokales Phänomen handelte, indem nahe der Durchbruchspannung eine Rauschmessung durchgeführt wurde, deren Ergebnis in Abbildung 7.6(a) dargestellt ist. Es ist deutlich zu sehen, dass ein oder mehrere Kanäle ein extrem hohes Rauschen zeigen, was auf den Ursprung des Durchbruchs hindeutet. Daher wurden die Bondverbindungen der vier Kanäle mit dem höchsten Rauschen entfernt. Dadurch erhöhte sich die Durchbruchspannung kurzzeitig auf etwa 300 V. Jedoch kam es bereits nach wenigen Minuten bei 250 V zu einem neuerlichen Durchbruch, infolgedessen die Durchbruchspannung erneut auf etwa 60 V sank. Eine weitere Rauschmessung (siehe Abb. 7.6(b)) zeigte, dass nun ein weiterer Streifen in einem anderen Bereich des Detektors höheres Rauschen zeigte, der zuvor unauffällig gewesen war. Daraus lässt sich schließen, dass es sich nicht um ein lokales, sondern ein prinzipielles, strukturelles Problem handelt.

In weiteren Tests wurden, um einen Einfluss der Elektronik auszuschließen, die

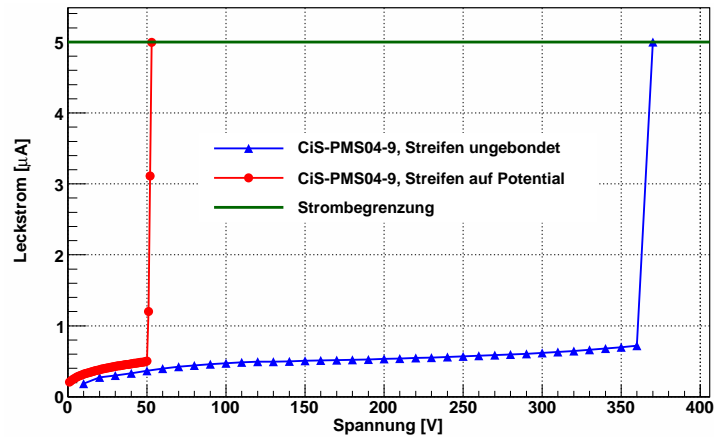


Abbildung 7.5: I-V-Kurven des CiS-PMS04-09-Detektors vor Bestrahlung mit (rot) und ohne (blau) Bondverbindung zur Ausleseelektronik. Liegen die Streifen des Detektors auf definiertem Potential, so sinkt die Durchbruchspannung auf etwa 60 V, nach dem Lösen der Bondverbindungen steigt sie auf 370 V.

Streifen des Detektors mit einer Kupferplatine verbunden und auf Ground gelegt, während über Biasring und Rückseite des Detektors Spannung angelegt wurde. Auch hier konnte ein Durchbruch bei etwa 60 V beobachtet werden. Weiterhin wurde die Spannung über einen AC-Fan-In direkt auf die n^+ -Implantationen unter den Auslestreifen gebracht, was wiederum einen frühen Durchbruch zur Folge hatte. Somit konnte ein Problem der Biaswiderstände ausgeschlossen werden. Alle Tests wurden zudem unter Verwendung der Guardringstruktur wiederholt, was jedoch keine Unterschiede zeigte.

Da alle Tests erfolglos blieben, wurde der Detektor CiS-PMS04-7 für weitere

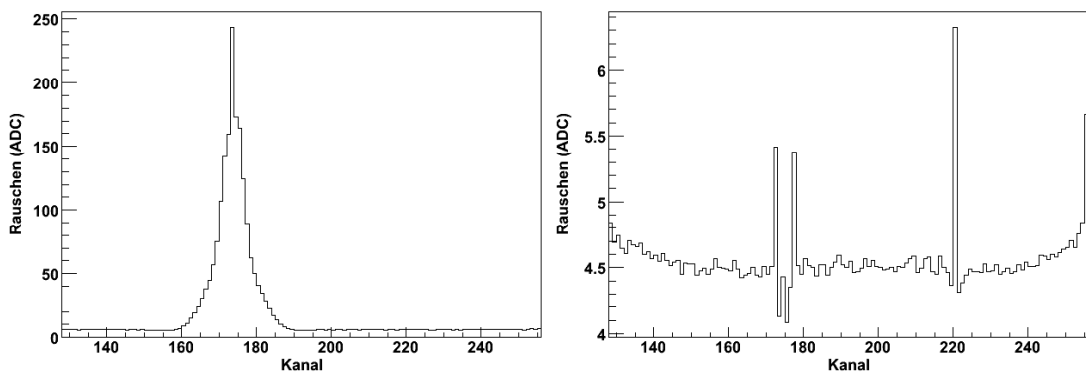


Abbildung 7.6: Rauschen des unbestrahlten Detektors CiS-PMS04-7 bei 60 V, kurz unterhalb der Durchbruchspannung. Links: Alle Streifen mit der Ausleseelektronik verbunden; rechts: Nach Entfernen der Bondverbindungen der Streifen mit dem höchsten Rauschen.

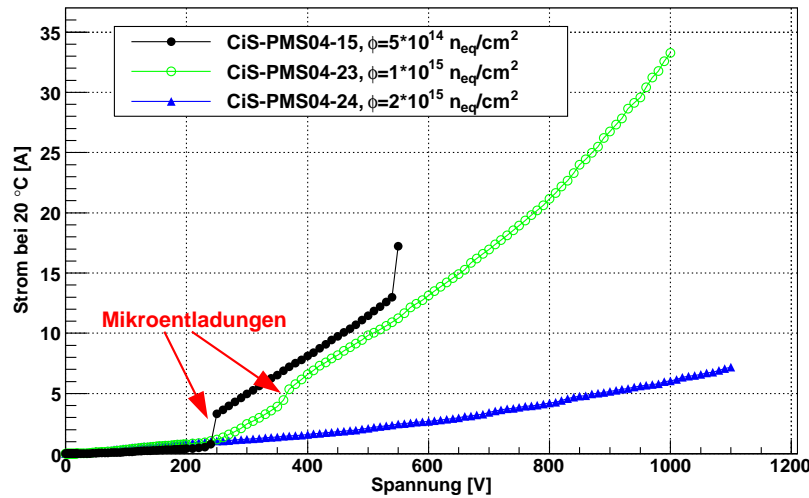


Abbildung 7.7: I-V-Kurven der CiS-PMS04-Detektoren nach Bestrahlung. Aufgetragen ist der Leckstrom, skaliert auf 20 °C, gegen die Detektorspannung. Bei zwei Detektoren treten Mikroentladungen auf (rote Pfeile), die den Leckstrom schlagartig deutlich erhöhen.

Untersuchungen an den Hersteller zurückgeschickt. Jedoch blieben auch die dort durchgeführten Nachforschungen ohne Ergebnis.

In bestrahltem Zustand zeigt sich dieses Problem nicht mehr, wie in Abbildung 7.7 zu sehen ist. Wie schon bei den Messungen der HPK-ATLAS07-Detektoren wurden die bei verschiedenen Temperaturen gemessenen Ströme auf eine Referenztemperatur von 20 °C skaliert. Die drei verbliebenen Detektoren, deren Durchbruchspannung in ungebondetem Zustand über 500 V lag, wurden auf Fluenzen von $5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ und $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bestrahlt. Anschließend waren sie auch in gebondetem Zustand bis über 500 V spannungsstabil. Das lässt darauf schließen, dass das Spannungsproblem auf die Dotierungskonzentrationen zurückzuführen war, die zu hohen elektrischen Feldern im Detektor führten und sich durch die Bestrahlung änderten. Warum dies jedoch nur auftrat, wenn die Streifen auf Potential lagen, bleibt weiterhin ungewiss.

Bei zwei der Detektoren kam es im bestrahlten Zustand zu Mikroentladungen (engl.: *“micro discharges”*), die sich als starke Schwankungen des Leckstroms bemerkbar machen und diesen zudem deutlich erhöhen. Die Spannung, ab der es zu diesen Mikroentladungen kommt, lässt sich deutlich als sprunghafter Anstieg des Leckstroms erkennen, in Abbildung 7.7 durch rote Pfeile markiert. Beim Detektor CiS-PMS04-24, bestrahlt mit einer Fluenz von $\phi = 2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, kommt es nicht zu diesem Effekt. Dadurch ist der Leckstrom trotz der höheren Fluenz deutlich geringer als jener der anderen Detektoren.

Im Vergleich mit Abbildung 7.4 ist außerdem zu sehen, dass die Durchbruchspannung aufgrund der Änderung der Dotierungskonzentrationen mit der Fluenz ansteigt. Während sich die Durchbruchspannung des Detektors mit der Fluenz

von $5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ durch die Bestrahlung nur leicht von etwa 500 V auf 550 V erhöht hat, lässt sich der Detektor mit der Fluenz von $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bis zum Maximum der Spannungsversorgung bei 1100 V betreiben.

7.2.2 Messung der Ladungssammlung

Wie in Kapitel 7.2.1 beschrieben, konnten nur mit den bestrahlten Detektoren Ladungssammlungsmessungen durchgeführt werden, da die unbestrahlten Detektoren in gebondetem Zustand nicht über die nötige Spannungsstabilität verfügten.

Für die drei bestrahlten Detektoren wurden Ladungssammlungsmessungen bei verschiedenen Spannungen durchgeführt. Die so erhaltenen Ladungssammlungskurven sind in Abbildung 7.8 dargestellt.

Auch wenn die Ladungssammlungskurve des Detektors CiS-PMS04-15 mit der Fluenz von $5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ aufgrund des Erreichens der Durchbruchspannung früh abbricht, ist der Ansatz eines Plateaus zu erkennen. Im Maximum bei 500 V wird eine Ladung $(17,9 \pm 0,7) \text{ ke}^-$ detektiert, was etwa $(82 \pm 3) \%$ der deponierten Ladung entspricht. Für die Fluenz von $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ wird im Maximum bei 1000 V eine Ladung von $(12,6 \pm 0,7) \text{ ke}^-$ gemessen. Hier ist ein leichtes Abflachen der Kurve zu erkennen, die auf den Beginn eines Plateaus hindeuten könnte. Dies würde in etwa mit der berechneten Verarmungsspannung übereinstimmen, die für diese Fluenz bei etwa 750 V liegt.

Auffällig ist, dass sich die Ladungssammlungskurven der Detektoren mit den Fluenzen $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ und $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bei etwa 850 V schneiden, wobei im höher bestrahlten Detektor bei höheren Spannungen mehr Ladung gesammelt wird. Dies lässt darauf schließen, dass dort Ladungsmultiplikation auftritt. Ab

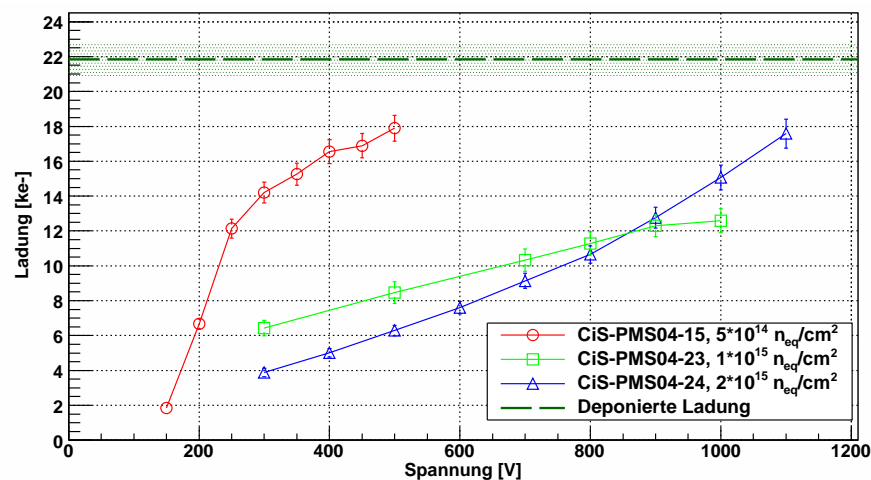


Abbildung 7.8: Ladungssammlungskurven der bestrahlten CiS-PMS04-Detektoren. Der schraffierte Bereich um die gestrichelte Linie stellt die Unsicherheit für die im Detektor deponierte Ladung aufgrund der Ungenauigkeit der Detektordicke dar.

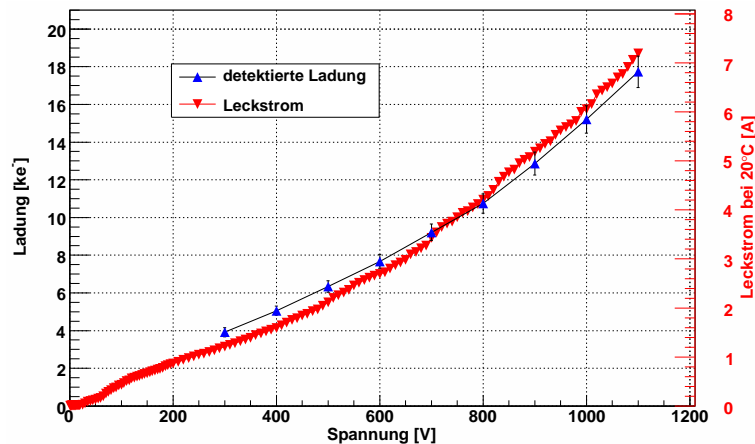


Abbildung 7.9: Ladungssammlungskurve und Leckstrom des bestrahlten Detektors CiS-PMS04-24 mit der Fluenz $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$. Der korrelierte Anstieg von Ladung (blau) und Leckstrom (rot) deutet auf Ladungsmultiplikation hin.

etwa 600 V steigt die gesammelte Ladung im höher bestrahlten Detektor mit der Fluenz von $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ schneller an als im niedriger bestrahlten. Im Maximum werden $(17,6 \pm 0,8) \text{ ke}^-$ detektiert, was etwa 81 % der deponierten Ladung entspricht. Da die Verarmungsspannung des Detektors bei dieser Fluenz nach Formel 2.26 bei etwa 1500 V liegt, der Detektor also bei 1100 V noch nicht voll verarmt ist, übertrifft dies die zu erwartende Ladung bei weitem und stimmt zudem innerhalb des Fehlers mit dem bei der Fluenz von $5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ gemessenen maximalen Signal überein.

Ein weiteres Indiz für Ladungsmultiplikation ist der in Abbildung 7.9 dargestellte, korrelierte Anstieg von gemessener Ladung (blau) und Leckstrom (rot) mit der Spannung. Beide zeigen das gleiche, ansteigende Verhalten. Dies ist damit begründet, dass durch das hohe Feld im Detektor nicht nur die durch Ionisation erzeugte Ladung, sondern auch die durch thermische Anregung erzeugten Ladungsträger, die den Leckstrom ausmachen, verstärkt werden. Dieser Effekt wurde bereits zuvor mehrfach bei Messungen von hochbestrahlten Detektoren beobachtet, bei denen Ladungsmultiplikation auftrat (siehe z. B. [Koe10] & [Pre10]).

7.2.3 Rauschen

Für alle Messungen der drei bestrahlten Detektoren wurden Rauschen und SNR bestimmt. In Abbildung 7.10 sind das Rauschen bei maximaler Spannung (blau), sowie das Verhältnis von Signal zu Rauschen (rot) gegen die jeweilige Fluenz aufgetragen. Es ist zu sehen, dass der Detektor mit der Fluenz von $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ am stärksten rauscht. Dies könnte dem sehr hohen Leckstrom geschuldet sein.

Es zeigt sich weiterhin, dass im höchstbestrahlten Detektor mit der Fluenz

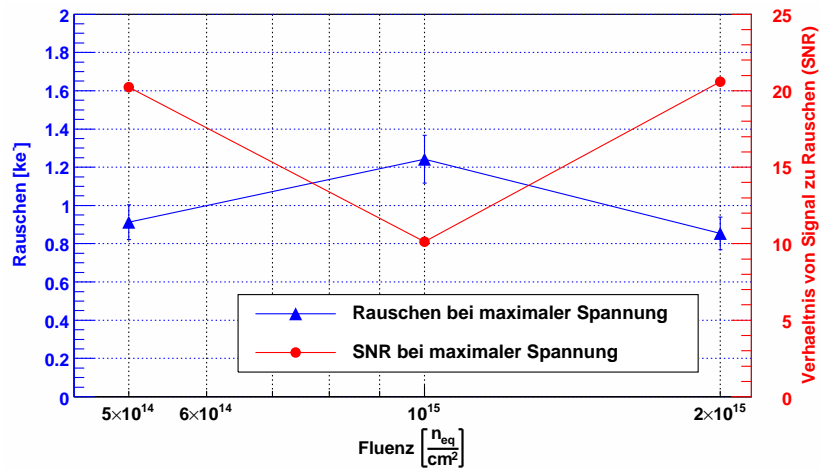


Abbildung 7.10: Rauschen (links, blau) und SNR (rechts, rot) der drei bestrahlten CiS-PMS04-Detektoren bei maximaler Spannung, aufgetragen gegen die jeweilige Fluenz.

von $2 \cdot 10^{15} n_{eq}/cm^2$ das größte Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von etwa 21 erzielt werden kann. Grund dafür ist das, durch den vergleichsweise niedrigen Leckstrom, geringere Rauschen, sowie das, durch Ladungsmultiplikation verursachte, hohe Signal.

Aus Abbildung 7.10 ergibt sich auch, dass die CiS-PMS04-Detektoren unter Verwendung des ALiBaVa-Systems für alle Fluenzen bei maximaler Spannung ein ausreichend hohes Signal-zu-Rauschen-Verhältnis aufweisen. Der minimale Wert von etwa 10 für $\phi = 1 \cdot 10^{15} n_{eq}/cm^2$ reicht immer noch aus, um Signal und

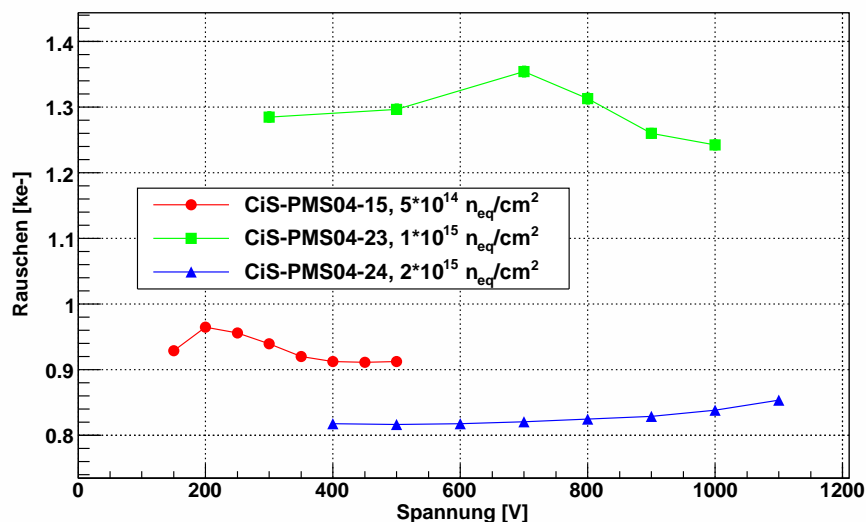


Abbildung 7.11: Rauschen der CiS-PMS04-Detektoren nach Bestrahlung, aufgetragen gegen die Biasspannung.

Rauschen eindeutig voneinander zu trennen.

Abbildung 7.11 zeigt das Rauschverhalten der bestrahlten CiS-PMS04-Detektoren in Abhängigkeit von der Biasspannung. Es ist zu sehen, dass das Rauschen der beiden Detektoren, in denen es zu Mikroentladungen kommt, zunächst ansteigt, um dann langsam abzufallen. Das Rauschmaximum liegt dabei bei 200 V für den Detektor mit $\phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, respektive 700 V, für den Detektor mit $\phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ und liegt damit unterhalb der jeweiligen Verarmungsspannung von 375 V beziehungsweise 750 V.

Für den Detektor mit $\phi = 2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ ist das Rauschen zunächst konstant und steigt dann langsam an. Der Beginn dieses Anstiegs bei etwa 600 V stimmt dabei mit dem aus der Ladungssammlungskurve vermuteten Beginn der Ladungsmultiplikation überein. Da der Anstieg mit maximal 10 % sehr viel geringer ausfällt als jener der Ladung, die sich im gleichen Bereich mehr als verdoppelt, stellt dies insgesamt gesehen eine Verbesserung der Detektoreigenschaften dar.

7.3 Vergleich der Ergebnisse der HPK-ATLAS07- und CiS-PMS04-Detektoren

Die Detektoren der HPK-ATLAS07-Serie sind, ebenso wie die CiS-PMS04-Detektoren, n^+ - p - p^+ -Streifendetektoren aus FZ-Silizium. Da sich Struktur und Detektorgeometrie ähneln, werden die Ergebnisse der Ladungssammlungsmessungen in diesem Kapitel verglichen.

Um die Ladungswerte trotz der unterschiedlichen Dicke der gemessenen Detek-

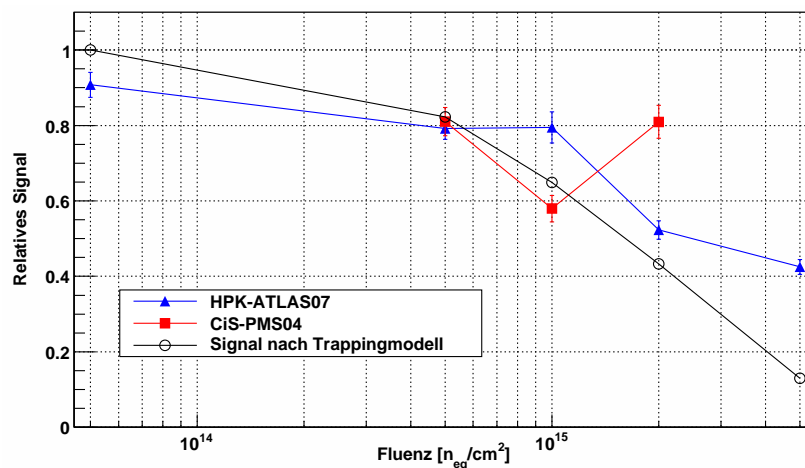


Abbildung 7.12: Relatives Signal der bestrahlten HPK-ATLAS07- und CiS-PMS04-Detektoren, normiert auf die deponierte Ladung, in Abhängigkeit von der jeweiligen Fluenz. Die schwarze Kurve beschreibt das erwartete, maximale Signal aufgrund des Trappingmodells (vgl. Kap. 2.5.6).

toren vergleichen zu können, wurden diese auf die deponierte Ladung normiert. So zeigt Abbildung 7.12 das maximale Signal, in Einheiten der deponierten Ladung, in Abhängigkeit von der Fluenz. Zudem ist das erwartete Signal nach dem in Kapitel 2.5.5 vorgestellten Trappingmodell dargestellt. Aus den in Tabelle 2.2 angegebenen Werten wurden die Werte für die Fluenzen $5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ und $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ interpoliert. Für $\phi = 5 \cdot 10^{13} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ wurde volle Ladungssammlung angenommen, da die Trappinglänge bei dieser Fluenz mit fast $5000 \mu\text{m}$ so groß ist, dass das Trapping noch keinen signifikanten Einfluss auf das gemessene Signal hat [All09]. Das maximale gemessene relative Signal im HPK-Detektor mit der Fluenz $\phi = 5 \cdot 10^{13} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, das $(91 \pm 3) \%$ beträgt, stimmt fast mit der deponierten Ladung überein.

Für die Fluenz $\phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ stimmen die maximal gemessenen relativen Signale der beiden Detektoren sowohl miteinander, als auch mit dem nach Trapping erwarteten Signal innerhalb der Fehler gut überein. Bei dieser Fluenz konnten beide Detektoren noch voll verarmt werden, was sich jeweils in einem Plateau in der Ladungssammlungskurve äußerte.

Bei $\phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ stimmt nur noch der CiS-PMS04-Detektor mit einer relativen Ladung von $(58 \pm 3) \%$ in etwa mit dem erwarteten Signal von 65% überein. Der HPK-ATLAS07-Detektor weicht mit $(80 \pm 4) \%$ deutlich von diesem Wert ab. Dies deutet auf einen Ladungsverstärkungseffekt hin, der dem Trapping entgegen wirkt. Diese These wird durch den Umstand gestärkt, dass innerhalb der Fehler die gleiche Ladung gesammelt wird wie bei der Messung des Detektors der Fluenz $\phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$. Das niedrigere gemessene Signal des CiS-PMS04-Detektors bei $\phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ könnte durch die Durchbruch-

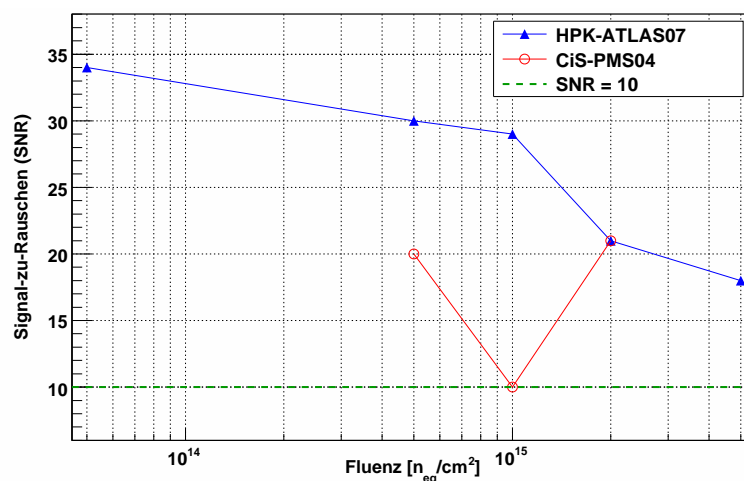


Abbildung 7.13: Signal-zu-Rauschen-Verhältnis der HPK-ATLAS07- und CiS-PMS04-Detektoren bei maximaler Spannung in Abhängigkeit von der Fluenz. Die gestrichelte Linie entspricht $\text{SNR} = 10$, was als Mindestwert für die Funktionalität des Detektors angesehen wird.

spannung begründet sein, die für den CiS-PMS04-Detektor mit etwa 1000 V über 500 V niedriger ist als für den HPK-Detektor. Dadurch lag im HPK-Detektor bei der maximalen Biasspannung von 1500 V ein höheres elektrisches Feld vor, was Ursache für den Signalunterschied sein könnte. Diese Vermutung wird durch den Umstand gestützt, dass bei einer Biasspannung von 1000 V das relative Signal der beiden Detektoren innerhalb der Fehler übereinstimmt.

Auch bei den höheren Fluenzen von $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ und $5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ liegt das relative Signal der HPK-ATLAS07-Detektoren höher als der Erwartungswert nach dem Trappingmodell. Dies deutet erneut auf Ladungsverstärkung hin, könnte jedoch auch ein Indiz dafür sein, dass das zugrunde gelegte Trappingmodell für höhere Fluenzen nicht zutreffend ist.

Für den CiS-PMS04-Detektor mit der Fluenz $\phi = 2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ ist in Abbildung 7.12 ein deutliches Indiz für Ladungsmultiplikation zu sehen. Die gemessene relative Ladung übersteigt das erwartete Signal trotz unvollständiger Verarmung um 87 %.

Die Ladungsmultiplikation führt auch dazu, dass im CiS-PMS04-Detektor für $\phi = 2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, wie in Abbildung 7.13 zu sehen, trotz deutlich höheren Rauschens das gleiche Verhältnis von Signal zu Rauschen erreicht werden kann wie im HPK-ATLAS07-Detektor mit der gleichen Fluenz. Für die Detektoren mit den Fluenzen von $5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ und $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ ist das SNR der CiS-PMS04-Detektoren aufgrund des hohen Rauschens um bis zu einem Faktor von 3 geringer, unterschreitet jedoch nie den als untere Grenze für die Funktionalität des Detektors angesehenen Wert von $\text{SNR} = 10$, der in Abbildung 7.13 als gestrichelte Linie dargestellt ist.

7.4 Noise-Occupancy

In einem binären Auslesesystem, wie es im ATLAS-SCT verwendet wird, in dem nur registriert wird, ob das Signal des Detektors eine voreingestellte Schwelle überschreitet, können weder das Rauschen, noch der Signalwert einer Messung direkt bestimmt werden. Das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis kann also nur in analogen Auslesesystemen bestimmt werden. Abbildung 7.14 zeigt das Spektrum eines idealen Detektors. Durch die Schwelle lassen sich Signal und Rauschen optimal trennen. In binären Systemen ist daher die sogenannte *“Noise-Occupancy”* entscheidend für die Funktionalität eines Detektors. Sie drückt aus, wie viele Ereignisse, die über der gewählten Schwelle liegen, vom Rauschen herrühren. Im Idealfall wird also ein Wert von 0 erreicht. Für das ATLAS-SCT-Upgrade wird eine maximale Noise-Occupancy von $5 \cdot 10^{-4}$ angestrebt.

Um zu ermitteln, ob die getesteten HPK-ATLAS07- und CiS-PMS04-Detektoren für den Einsatz im ATLAS-SCT-Upgrade geeignet sind, wurde daher aus den Pedestalmessungen jeweils die Schwelle ermittelt, die genau den Noise-Occupancy-Wert von $5 \cdot 10^{-4}$ erfüllt. Als Maß für die Funktionalität der Detektoren wurde da-

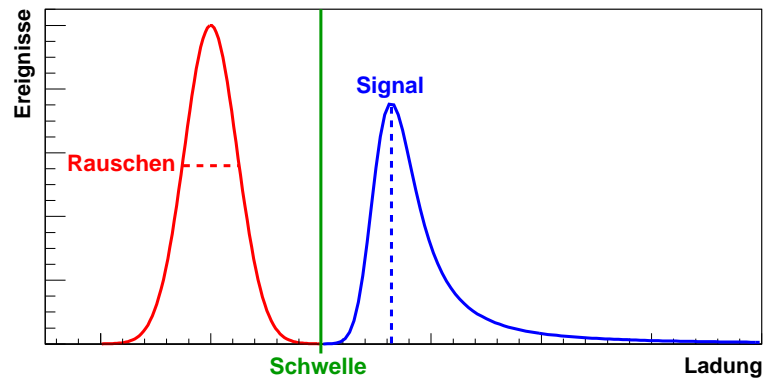


Abbildung 7.14: Skizze des Signals eines idealen Detektors. Durch die Schwelle können Rauschen und Signal optimal getrennt werden.

mit das Verhältnis von Signal und bestimmter Schwelle (engl. *“signal-to-threshold ratio”*, kurz: S/T) berechnet.

Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in den Abbildungen 7.15 und 7.16 dargestellt. In Abbildung 7.15 sind die ermittelten Schwellen, jeweils bei der höchsten Biasspannung, gegen die Fluenz aufgetragen. Zum Vergleich ist hier zudem der Schwellenwert von 1 fC ($\approx 6,2 \text{ ke}^-$) als grüne Linie eingezeichnet, der dem Standardwert des ATLAS-SCT entspricht. Während die HPK-ATLAS07-Detektoren bei einem konstanten Wert von etwa 2 ke^- deutlich unter diesem Wert liegen, ist zu sehen, dass die Schwelle des CiS-PMS-Detektors mit der Fluenz von $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ mit einem Schwellenwert von $9,9 \text{ ke}^-$ deutlich darüber liegt. Damit erfüllt dieser Detektor die Anforderungen nicht, obwohl das Verhältnis von

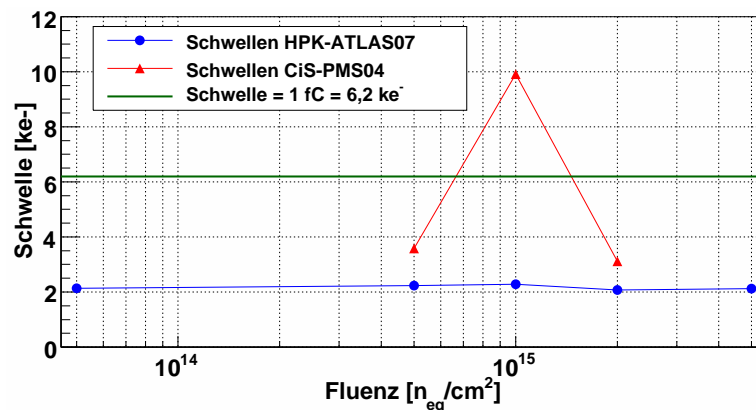


Abbildung 7.15: Minimale Schwellen der bestrahlten HPK-ATLAS07- und CiS-PMS04-Detektoren für eine Noise-Occupancy von $5 \cdot 10^{-4}$. Die Werte wurden jeweils für die maximale Biasspannung berechnet. Die grüne Linie von 1 fC ($\approx 6,2 \text{ ke}^-$) entspricht dem Standardwert der Schwelle im ATLAS-SCT.

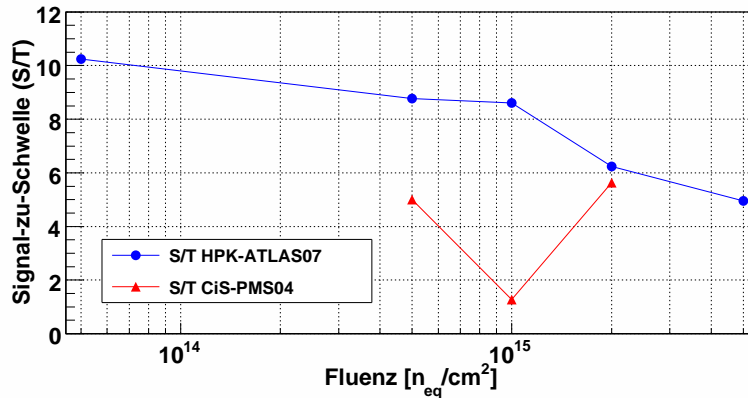


Abbildung 7.16: Verhältnis von Signal zu Schwelle der bestrahlten HPK-ATLAS07- und CiS-PMS04-Detektoren für eine Noise-Occupancy von $5 \cdot 10^{-4}$. Die Werte wurden jeweils für die maximale Biasspannung berechnet.

Signal zu Rauschen zuvor eine ausreichende Funktionalität des Detektors zeigte.

Deutlicher wird die mangelnde Funktionstüchtigkeit in Abbildung 7.16, in der die aus den oben dargestellten Schwellen bestimmten Signal-zu-Schwellen-Verhältnisse gegen die Fluenz dargestellt sind. Hieraus ergibt sich für diesen Detektor ein Signal-zu-Schwellen-Verhältnis von etwa 1. Das bedeutet anschaulich, dass die Schwelle direkt am MPV der Landau-Verteilung liegt, wodurch der Detektor unbrauchbar wird.

Da jedoch nur ein CiS-PMS04-Detektor mit dieser Fluenz zur Verfügung stand, ist nicht auszuschließen, dass es sich hier um Effekte handelt, die nur speziell in

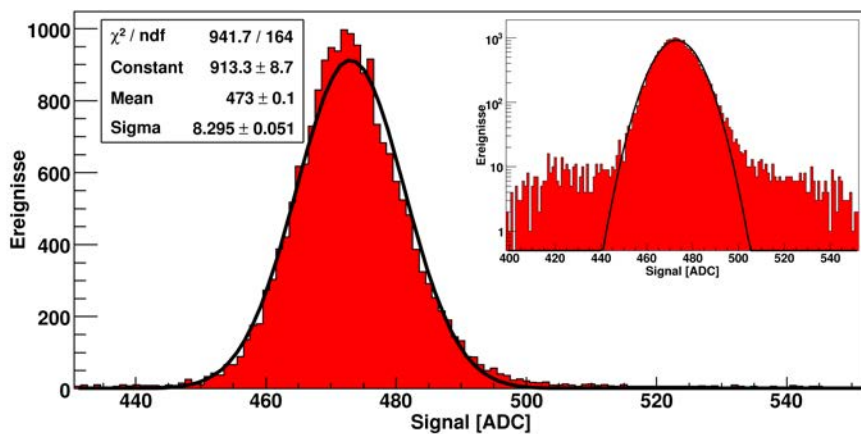


Abbildung 7.17: Rauschen des CiS-PMS04-23-Detektors mit $\phi = 1 \cdot 10^{15} n_{eq}/cm^2$ bei einer Biasspannung von 500 V. Die Beschreibung der Daten durch eine Gaußverteilung schlägt in den Randbereichen fehl. Der Bildausschnitt rechts oben zeigt dieselbe Messung in logarithmischer Darstellung.

diesem Detektor auftreten.

Die Diskrepanz zwischen den Ergebnissen der SNR-Berechnung und denen der Schwellenbestimmung kommt aus der Form des Rauschens. Wie in Kapitel 5.3.1 beschrieben, wird für die Rauschberechnung eine gaußförmige Verteilung der Pedestaldaten vorausgesetzt. In Abbildung 7.17 sind die Daten einer Pedestalmessung des betroffenen Detektors bei einer Biasspannung von 500 V gegen das gemessene Signal aufgetragen. Es ist zu sehen, dass die Pedestaldaten besonders in den Randbereichen nicht durch eine Gaußverteilung beschrieben werden können. Deutlich wird dies vor allem in der logarithmischen Darstellung (Bildausschnitt rechts oben). Die abweichenden Werte kommen vor allem durch die Mikroentladungen im Detektor zustande (siehe Kap. 7.2.1) und führen in einem binären System zu Ereignissen ohne echtes Signal.

Damit kann das Rauschen nicht durch den berechneten Wert charakterisiert werden, wodurch auch das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis keine Aussagekraft hat.

7.5 Annealingstudien

Während des Detektorbetriebs in einem realen Experiment wird die Kühlung der Detektoren, die zuvor bereits hohen Strahlungsdosen ausgesetzt waren, immer wieder unterbrochen um Wartungsarbeiten durchzuführen. Dabei kommt es, wie in Kapitel 2.5.8 beschrieben, zu Annealingeffekten, welche die Eigenschaften der Detektoren ändern.

Um diese Änderungen zu untersuchen, wurden im Rahmen dieser Arbeit Annealingstudien durchgeführt. Dazu wurden die mit Fluenzen von $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ und $5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bestrahlten HPK-ATLAS07-Detektoren herangezogen. Dafür wurden die Detektoren in mehreren Schritten insgesamt 6000 Minuten bei $60 \text{ }^\circ\text{C}$ gelagert. Zwischen den einzelnen Schritten wurden jeweils bei mehreren Biasspannungen Ladungssammlungsmessungen mit der Betaquelle durchgeführt.

Die maximale Annealingzeit von $t(60 \text{ }^\circ\text{C}) = 6000$ Minuten bei $60 \text{ }^\circ\text{C}$ entspricht nach Formel 2.32 mit dem Skalierungsfaktor $\Theta(60 \text{ }^\circ\text{C})$ einer Annealingzeit bei Raumtemperatur von

$$t(20 \text{ }^\circ\text{C}) = \frac{t(60 \text{ }^\circ\text{C})}{\Theta(60 \text{ }^\circ\text{C})} \approx 2000 \text{ Tagen.} \quad (7.1)$$

Zur Auswertung wurden für jeden Detektor die gemessenen Ladungswerte gegen die jeweilige Annealingzeit aufgetragen. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 7.18 und 7.19 dargestellt.

Für den Detektor mit der Fluenz $\phi = 2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ ist deutlich der erwartete Anstieg der gemessenen Ladung aufgrund des *Beneficial Annealings* zu sehen (siehe Abb. 7.18). Es zeigt sich zudem, dass der Effekt des *Beneficial Annealings* für kleine Biasspannungen deutlich stärker ist als für hohe Spannungen. So steigt die Ladung bei 500 V im Maximum um fast 40 %, für die größte Spannung von

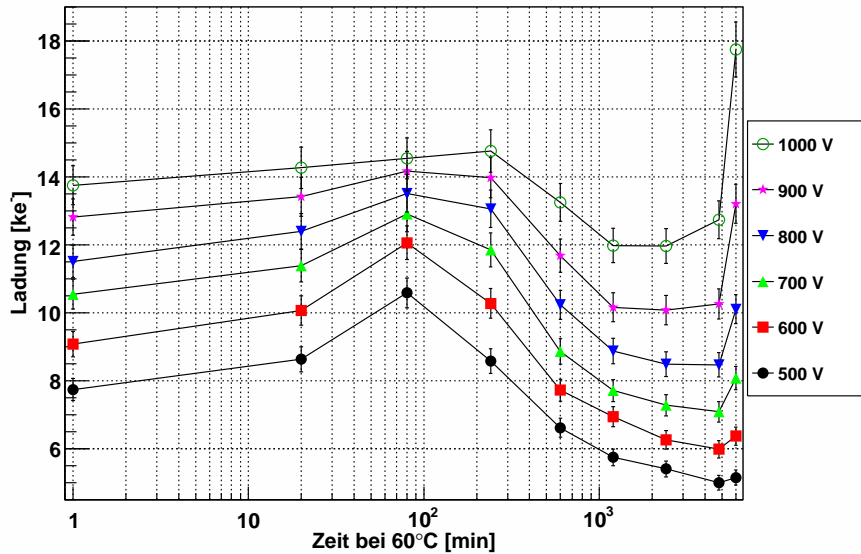


Abbildung 7.18: Gesammelte Ladung des bestrahlten HPK-ATLAS07-Detektors mit der Fluenz von $2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ nach Annealing bei $60 \text{ }^\circ\text{C}$ für Biasspannungen zwischen 500 V und 1000 V, aufgetragen gegen die Annealingzeit.

1000 V jedoch nur um knapp 10 %. Nach dem Maximum fällt die gemessene Ladung, wie zu erwarten, aufgrund des *Reverse Annealings* exponentiell ab.

Bei $\phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ sind fast keine Auswirkungen des *Beneficial Annealings* erkennbar (siehe Abb. 7.19). Nur bei den niedrigeren Biasspannungen bis 800 V ist nach einer Annealingzeit von 20 Minuten ein geringer Anstieg der gemessenen Ladung um maximal 5 % zu sehen, und auch dieser liegt noch innerhalb der angegebenen Fehler. Dies ist damit zu erklären, dass durch die hohe Fluenz die Auswirkungen des *Reverse Annealings* verstärkt werden, wodurch dieses schon früh dominiert und so das *Beneficial Annealing* überlagert. Dazu trägt auch bei, dass das Annealing stabiler Defekte, welches das Maximum des *Beneficial Annealings* definiert, exponentiell mit der Fluenz sinkt. Gleichzeitig wird durch die hohe Fluenz jedoch scheinbar auch der Einfluss des *Beneficial Annealings* bei großen Annealingzeiten stärker. Durch die Überlagerung der beiden Effekte wird also auch das Reverse Annealing unterdrückt. Daher ist der Abfall der gemessenen Ladung aufgrund des *Reverse Annealings* nicht so stark wie im Detektor mit der Fluenz von $\phi = 2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$.

Auffällig ist bei beiden Fluenzen der Anstieg der gesammelten Ladung, der bei vor allem bei hohen Biasspannungen für Annealingzeiten von über 2000 Minuten zu beobachten ist. Das deutet darauf hin, dass durch die Änderung der Dotierungskonzentration das elektrische Feld im Detektor so verändert wird, dass es zu Ladungsverstärkungseffekten kommt.

Im Detektor mit der Fluenz von $\phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ wird so nach 6000 Minuten Annealing bei 1100 V immerhin 6 % mehr Ladung gesammelt als zu Beginn des

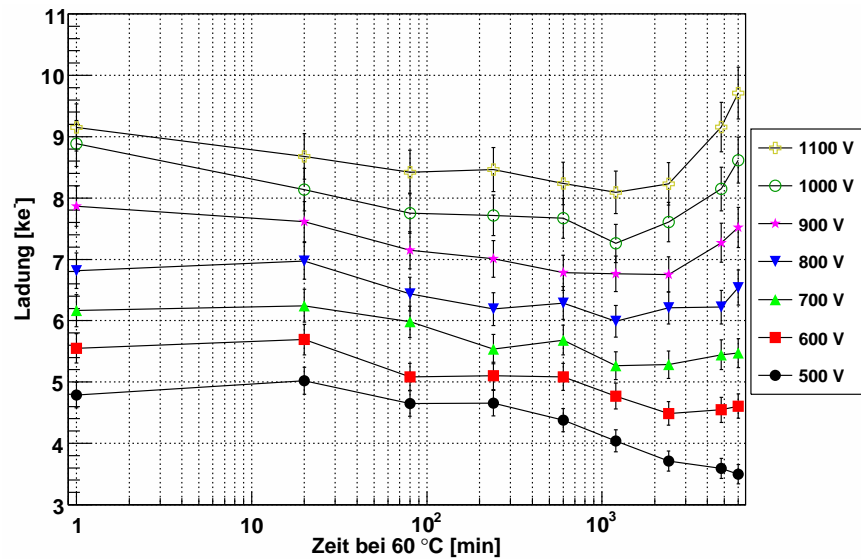


Abbildung 7.19: Gesammelte Ladung des bestrahlten HPK-ATLAS07-Detektors mit der Fluenz von $5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ nach Annealing bei $60 \text{ }^\circ\text{C}$ für Biasspannungen zwischen 500 V und 1100 V, aufgetragen gegen die Annealingzeit.

Annealings. Für $\phi = 2 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ wird nach einer Annealingzeit von 6000 Minuten bei 1000 V sogar die im Maximum des *Beneficial Annealings* gemessene Ladung mit einem Wert von $(17,8 \pm 0,8) \text{ ke}^-$ um 20 % übertroffen.

In Abbildung 7.20 ist das Rauschen der beiden Detektoren, exemplarisch bei einer Biasspannung von 1000 V, gegen die Annealingzeit aufgetragen. Es ist zu sehen, dass mit dem Signal auch das Rauschen ansteigt. Jedoch zeigt Abbil-

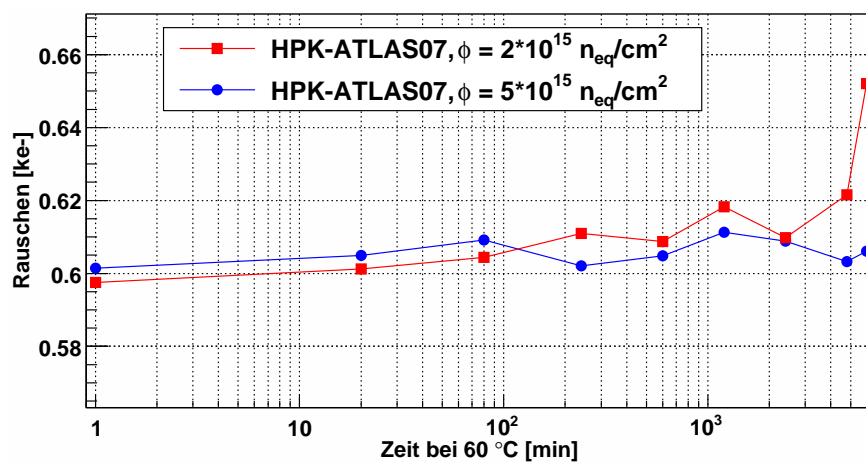


Abbildung 7.20: Rauschen der HPK-ATLAS07-Detektoren nach Annealing in Abhängigkeit von der Annealingzeit, exemplarisch für eine Biasspannung von 1000 V.

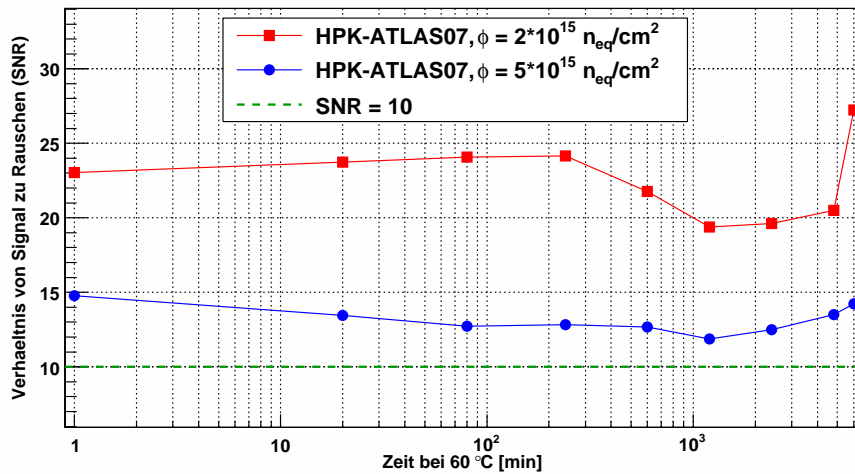


Abbildung 7.21: Verhältnis von Signal zu Rauschen der HPK-ATLAS07-Detektoren nach Annealing in Abhängigkeit von der Annealingzeit, exemplarisch für eine Biasspannung von 1000 V.

Abbildung 7.21, dass der Anstieg des Rauschens nicht so stark ist wie jener der gemessenen Ladung, da das Verhältnis von Signal zu Rauschen für lange Annealingzeiten ebenso wie die Ladung wächst. Das belegt, dass sich die Funktionalität der Detektoren tatsächlich durch das Annealing verbessert.

Der Anstieg der gemessenen Ladung nach Langzeitannealing wurde auch bei Annealingmessungen nach Bestrahlung mit Neutronen beobachtet. Diese wurden ebenfalls mit HPK-ATLAS07-Detektoren und unter den gleichen Bedingungen durchgeführt wie die hier beschriebenen Messungen [Man10a]. Jedoch zeigt der Vergleich, dass bei den Messungen nach Neutronenbestrahlung die Ladungsverstärkung nach sehr viel kürzeren Annealingzeiten einsetzt als bei den hier vorgestellten Messungen nach Bestrahlung mit Protonen. So ist bei einer Fluenz von $\phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bereits nach einer Annealingzeit von 240 Minuten ein Ansteigen der Ladung bei Biasspannungen über 800 V zu verzeichnen (siehe Anhang, Abb. A.1 [Man10b]).

Diese Ergebnisse stehen im Widerspruch zu den hier vorgestellten Resultaten und lassen den Schluss zu, dass die Ladungssammlung nach Bestrahlung mit Protonen und Neutronen aufgrund der unterschiedlichen erzeugten Defekte nicht gleich ist. Ein weiteres Indiz dafür ist, dass nach Neutronenbestrahlung im Detektor mit $\phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ ohne Annealing bei einer Biasspannung von 1000 V bereits etwa 35 % mehr Ladung detektiert wird als nach Protonenbestrahlung. Da nach Neutronenbestrahlung bei dieser Fluenz Ladungsmultiplikation vorliegt [Man10b], erhöht sich der Unterschied mit steigender Biasspannung sogar noch.

7.6 Messungen der CiS-MPI-Detektoren

Ebenso wie die CiS-PMS04-Detektoren lagen auch die CiS-MPI-Detektoren zu Beginn dieser Arbeit in unbestrahltem Zustand vor, so dass bereits vor der Bestrahlung Messungen durchgeführt werden konnten. Anschließend wurden sie ebenso wie die oben beschriebenen Detektoren mit Protonen bestrahlt. Dabei wurde auch hier das Hauptaugenmerk auf die erwarteten Fluenzen für Streifen-detektoren im ATLAS-SCT am sLHC von bis zu $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ gelegt (siehe Tab. 7.4). Aus der Bezeichnung der Detektoren lässt sich der Streifenabstand von $80 \text{ }\mu\text{m}$, sowie die Art der verwendeten p-Spray-Struktur erkennen. Dabei steht "NM" für "no moderator", was bedeutet, dass die p-Spray-Struktur ohne die Verwendung einer weiteren Maske gleichmäßig auf die Detektoroberfläche aufgebracht wurde.

Bezeichnung	Fluenz [$\text{n}_{eq}/\text{cm}^2$]
CiS-MPI-D6-8020NM	$5 \cdot 10^{14}$
CiS-MPI-C6-8020NM	$1 \cdot 10^{15}$

Tabelle 7.4: Bezeichnungen der bestrahlten CiS-MPI-Detektoren mit den zugehörigen Fluenzen.

7.6.1 Messung des Leckstroms

Zunächst wurden auch hier die I-V-Kurven aufgenommen. Diese Messungen zeigten jedoch, dass die Durchbruchspannung der Detektoren bereits unterhalb von 50 V lag (siehe Abb. 7.22). Dies liegt an den verwendeten p-Spray-Strukturen, die

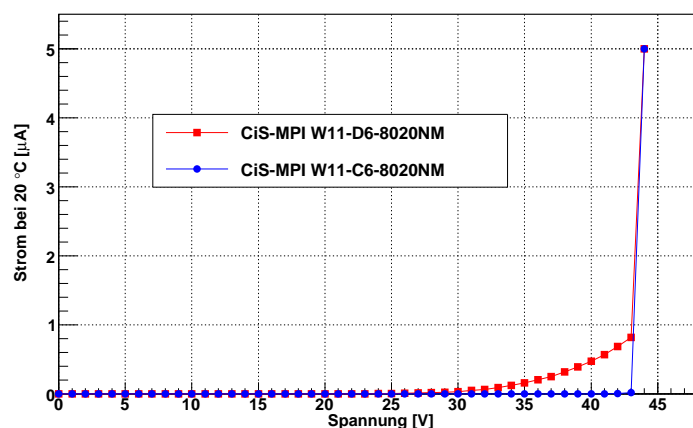


Abbildung 7.22: I-V-Kurven der unbestrahlten CiS-MPI-Detektoren. Aufgetragen ist der Leckstrom bei Raumtemperatur ($20 \text{ }^\circ\text{C}$) gegen die Detektorspannung.

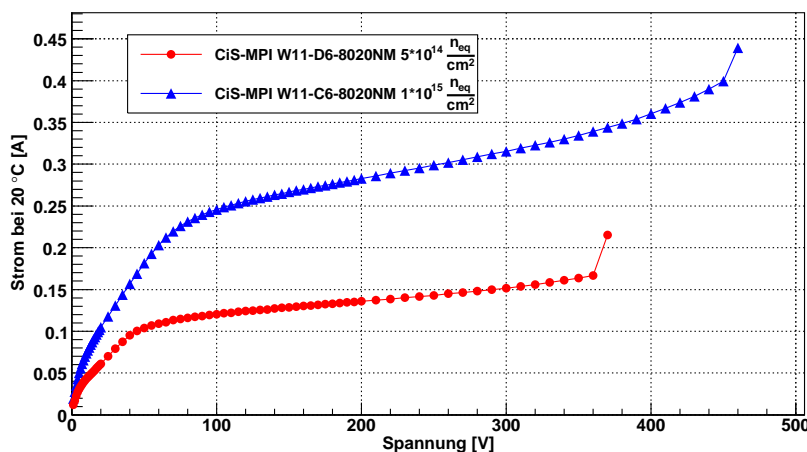


Abbildung 7.23: I-V-Kurven der CiS-MPI-Detektoren nach Bestrahlung. Aufgetragen ist der Leckstrom, skaliert auf eine Referenztemperatur von 20 °C, gegen die Detektorspannung.

vor Bestrahlung zu hohen Feldstärken im Detektor führen und so den Durchbruch herbeiführen [Mac09].

Nach Bestrahlung zeigen die Detektoren eine weit bessere Spannungsstabilität, wenngleich die Durchbruchspannung für beide Detektoren noch immer unter 500 V liegt. Wie in Abbildung 7.23 zu sehen, liegt sie für $\phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bei 370 V und für $\phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bei 460 V.

Mit unter 0,5 A ist der Leckstrom, skaliert auf eine Referenztemperatur von 20 °C, deutlich geringer als bei den beiden anderen Detektorserien. Dies ist damit zu erklären, dass der Anstieg des Leckstroms durch die Bestrahlung nach Formel 2.28 proportional zur Dicke des Detektors ist. Da die Dicke der CiS-MPI-Detektoren mit 75 μm nur etwa ein Viertel der Dicke der anderen Detektoren beträgt, ist auch der Leckstrom im bestrahlten Zustand entsprechend geringer. Der Leckstrom vor der Bestrahlung war in allen Fällen im nA-Bereich und kann somit nach Bestrahlung vernachlässigt werden.

7.6.2 Rauschen

Nach der Bestrahlung wurden für beide Detektoren detaillierte Rauschmessungen durchgeführt. Dazu wurden bei verschiedenen Biasspannungen Pedestalmessungen durchgeführt und daraus das Rauschen bestimmt. In Abbildung 7.24 sind die so ermittelten Werte gegen die jeweilige Biasspannung aufgetragen. Die schraffierten Bereiche stellen die Fehler dar.

Dabei zeigt sich, dass das Rauschen für beide Detektoren innerhalb von etwa 10 % konstant bleibt. Auffällig ist zudem der hohe Wert, der bei etwa $1,5 \text{ ke}^-$ liegt. Zwar ist die Kapazität der Detektoren aufgrund der geringen Dicke mit 1,2 pF fast 50 % höher als die der HPK-ATLAS07-Detektoren, jedoch ist sie

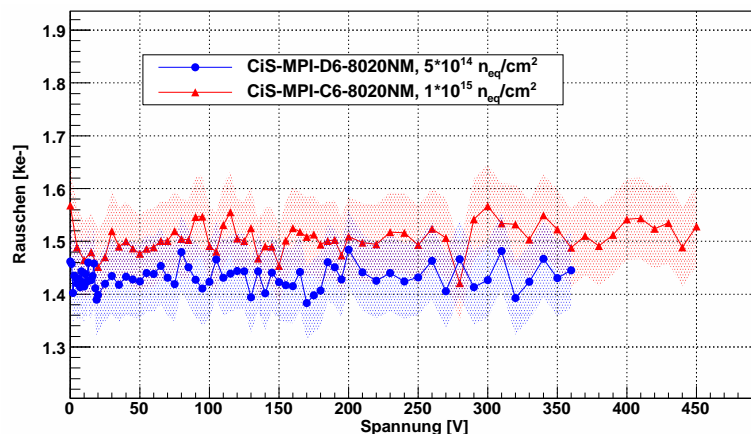


Abbildung 7.24: Rauschen der bestrahlten CiS-MPI-Detektoren, aufgetragen gegen die Biasspannung. Die schraffierten Bereiche geben jeweils die Fehler an.

noch immer sehr viel geringer als die der CiS-PMS04-Detektoren, die aufgrund der Größe der Detektoren etwa 4 pF beträgt. So beträgt das kapazitive Rauschen nach Formel 2.24 nur $ENC_E = 0,52 \text{ ke}^-$.

Auch der Leckstrom kommt nicht als primäre Rauschquelle in Frage, da er wie in Abschnitt 7.6.1 beschrieben niedriger ist als bei den anderen getesteten Detektorserien. Daher kommen als Gründe für das hohe Rauschen nur die Prozessierung oder das Material der Detektoren in Frage. Ein Hinweis für die mangelnde Reinheit des Detektormaterials ist die Verarmungsspannung, die in unbestrahltem Zustand trotz der geringen Dicke mit 190 V mehr als doppelt so hoch ist wie die des Referenzdetektors, der mit einer Dicke von 285 μm fast viermal so dick ist. Dies ist ein Indiz für eine hohe Dichte an Defekten im Kristallgitter des Detektormaterials.

7.6.3 Messung der Ladungssammlung

Aufgrund der in Kapitel 7.6.1 beschriebenen Probleme konnten nur nach Bestrahlung Ladungssammlungsmessungen durchgeführt werden. Diese wurden mit beiden Detektoren bei verschiedenen Spannungen durchgeführt. Jedoch konnte einzig für den Detektor mit der Fluenz $\phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bei der größten Spannung von 350 V ein Ladungswert bestimmt werden. Wie in Abbildung 7.25(a) zu sehen ist, liegt das Signal in Form einer Landauverteilung auf der abfallenden Flanke der gaußförmigen Rauschverteilung. Das macht es auch in diesem Fall sehr schwierig, das Signal vom Rauschen zu trennen. Für die anderen Messungen war es gar unmöglich, da das Maximum des Signals innerhalb der Rauschverteilung lag. Die Rekonstruktion der Pulsform zeigt jedoch, wie in Abbildung 7.25(b) zu sehen, für alle Messungen deutlich die Anwesenheit eines Signals, da im Zeitprofil eindeutig im erwarteten TDC-Bereich ein Maximum zu erkennen ist.

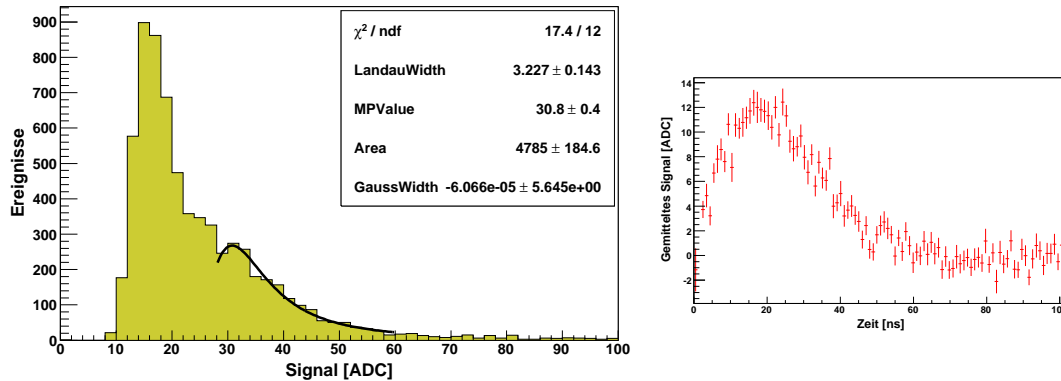


Abbildung 7.25: Signalspektrum und rekonstruierte Pulsform des CiS-MPI-Detektors mit einer Fluenz von $5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bei 350 V. Links: Die Landauverteilung liegt auf der abfallenden Flanke der Rauschverteilung und ist somit nicht eindeutig zu bestimmen. Rechts: Die Pulsform kann rekonstruiert werden, der Detektor ist also prinzipiell funktionsstüchtig.

Die Überlagerung von Signal und Rauschen hat zwei Gründe. Zum einen ist die deponierte Ladung aufgrund der geringen Dicke des Detektors mit $5,16 \text{ ke}^-$ sehr niedrig, zum anderen ist das Rauschen, wie in Kapitel 7.6.2 beschrieben, höher als bei den zuvor getesteten Detektoren. Damit ergibt sich, dass das maximale Verhältnis von Signal und Rauschen selbst bei voller Ladungssammlung unter 3,5 liegt. Dies erklärt, weshalb bei den getesteten, bestrahlten Detektoren bis auf eine Ausnahme auch bei hohen Spannungen keine Ladungswerte ermittelt werden konnten.

Der ermittelte Signalwert der Messung des Detektors mit $\phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ bei 350 V entspricht einer Ladung von $(5,16 \pm 0,18) \text{ ke}^-$ und stimmt damit exakt mit der deponierten Ladung überein. Jedoch ist die Bestimmung des Signalmaximums, wie in Abbildung 7.25(a) zu sehen, nicht eindeutig. Somit können aus diesem Resultat keine verlässlichen Schlussfolgerungen gezogen werden.

8 Zusammenfassung

Im Jahr 2020 soll der LHC mittels eines Luminositätsupgrades zum sLHC ausgebaut werden, wodurch sich die Strahlungsbelastung für die verwendeten Detektoren um den Faktor 5 erhöht. Im ATLAS-Experiment müssen daher vor allem die Detektoren des Silizium-Spurdetektors (SCT), die nahe der Strahlachse liegen und damit am stärksten betroffen sind, durch neue, strahlenhärtere Detektoren ausgetauscht werden. Ziel dieser Arbeit war es daher, Miniaturprototypen von planaren Siliziumstreifendetektoren mittels Messung der elektrischen Eigenschaften, sowie der Ladungssammlung auf ihre Einsatzfähigkeit im Upgrade des ATLAS-Detektors zu testen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde dafür ein bestehender Messaufbau zum Testen und zur Charakterisierung von Siliziumstreifendetektoren erweitert. In diesem Aufbau können mithilfe einer Betaquelle die Ladungssammlungseigenschaften der Detektoren gemessen werden. Da Detektoren, die zur Simulation der zu erwartenden Strahlenschäden bestrahlt wurden, während der Messung gekühlt werden müssen, befindet sich der gesamte Aufbau in einer Kühltruhe.

Im Zuge der Erweiterung wurde mit dem ALiBaVa-System ein analoges Auslesesystem installiert. Im Gegensatz zum bisherigen, binären Auslesesystem, können damit die genauen Signalwerte eines jeden Streifens des vermessenen Detektors ermittelt werden. Des Weiteren wurde eine Kaltgaskühlung integriert, mit deren Hilfe Detektoren auf unter -50 °C gekühlt werden können. Dies ist nötig, um hochbestrahlte Detektoren zu vermessen. Zudem wurde der Aufbau um eine neue, stärkere ^{90}Sr -Quelle ergänzt, wodurch die Messzeiten um den Faktor 20 reduziert werden konnten.

Der veränderte Aufbau wurde mittels eines Referenzdetektors getestet und kalibriert. Zudem wurden Miniaturprototypen planarer Siliziumdetektoren getestet, wie sie im Upgrade des ATLAS-Detektors am sLHC eingesetzt werden sollen. Dabei handelte es sich zum einen um die HPK-ATLAS07-Detektoren und die CiS-PMS04-Detektoren, die aus *Float-Zone-Silizium* gefertigt wurden und zum anderen um die CiS-MPI-Detektoren aus epitaktischem Silizium.

Um die Auswirkungen der durch die Teilchenstrahlung während des Betriebs im Experiment verursachten Strahlenschäden und Defekte zu simulieren, wurden diese Detektoren mit Protonen bestrahlt. Dabei wurde das Hauptaugenmerk auf die erwartete Maximalfluenz für Siliziumstreifendetektoren im ATLAS-SCT am sLHC gelegt.

Vor und nach Bestrahlung wurden die elektrischen Eigenschaften der Detektoren in Form von Strom-Spannungs-Kennlinien aufgenommen. Zudem wurden

Messungen mit der Betaquelle durchgeführt, um die Ladungssammlungseigenschaften der bestrahlten Detektoren zu charakterisieren.

Die Messungen der 75 μm dicken CiS-MPI-Detektoren zeigten, dass der Einsatz sehr dünner Detektoren problematisch ist, da die geringere Dicke zu niedrigerem Signal und höherem Rauschen führt. Dadurch können Signal und Rauschen nur schwer oder gar nicht voneinander getrennt werden.

Die CiS-PMS04-Detektoren konnten die elektrischen Anforderungen nur nach Bestrahlung erfüllen, da es in unbestrahltem Zustand schon bei Spannungen von unter 100 V zu Durchbrüchen der Detektoren kam.

Die HPK-ATLAS07-Detektoren konnten die Anforderungen an die Spannungsstabilität, selbst nach Bestrahlung auf das Fünffache der erwarteten Maximalfluenz für die Siliziumstreifendetektoren des ATLAS-SCT am sLHC, um mehr als das Doppelte erfüllen.

Da die Detektoren während des Einsatzes im Experiment aufgrund von Wartungsperioden nicht ununterbrochen gekühlt werden können, kommt es zum Ausheilen (*“Annealing”*) der zuvor durch Strahlung entstandenen Defekte. Um diesen Prozess zu untersuchen, wurden daher Annealing-Studien durchgeführt, im Zuge derer zwei der bestrahlten HPK-ATLAS07-Detektoren für definierte Zeiträume einer Temperatur von 60 °C ausgesetzt wurden. Diese Messungen ergaben einen starken Anstieg der gesammelten Ladung nach langen Annealingzeiten, der eine Verbesserung der Detektoreigenschaften bewirkt. Dieser Effekt wurde zuvor bereits in Miniaturprototypen der gleichen Serie nach Bestrahlung mit Neutronen nachgewiesen. Es konnte jedoch ein deutlicher Unterschied im Verhalten der Ladungssammlung zwischen Bestrahlung mit Protonen und Neutronen gezeigt werden. So wurde nach Neutronenbestrahlung schon zu Beginn des Annealings Ladungsmultiplikation und damit eine deutlich höhere Ladung festgestellt. Zudem trat der Anstieg der gesammelten Ladung hin zu langen Annealingzeiten bei Bestrahlung mit Protonen deutlich zeitversetzt auf.

Die Ladungssammlungsmessungen der Detektoren der HPK-ATLAS07- und der CiS-PMS04-Serie zeigten, dass die getesteten Detektoren auch noch bei hohen Fluenzen betrieben werden können, die einem Vielfachen der maximal erwarteten Fluenz für Siliziumstreifendetektoren im ATLAS-SCT am sLHC entspricht. So lag das Verhältnis von Signal zu Rauschen bei ausreichend hoher Spannung für alle getesteten Detektoren und Fluenzen stets über dem Wert von 10, der als Nachweis für die Funktionalität der Detektoren angesehen wird.

Zudem konnten Anzeichen für Ladungsvervielfachung beobachtet werden, die der Abnahme des gemessenen Signals bei hohen Fluenzen entgegenwirkt und die Ladungssammlungseigenschaften der Detektoren verbessert.

Die Detektoren dieser zwei Serien kommen also prinzipiell als Kandidaten für den Einsatz im Upgrade des ATLAS-Detektors in Frage.

A Anhang

A.1 Vergleichsmessungen

Abbildung A.1 zeigt die Ergebnisse von Annealingmessungen eines mit Neutronen bestrahlten HPK-ATLAS07-Detektors mit einer Fluenz von $5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$, die analog zu den in Kapitel 7.5 vorgestellten Messungen durchgeführt wurden. Wie dort beschrieben steigt die gemessene Ladung nach Bestrahlung mit Neutronen bereits nach kürzeren Annealingzeiten an als nach der Bestrahlung mit Protonen.

In Abbildung A.2 und A.3 sind die Ergebnisse von Ladungssammlungsmessungen bestrahlter HPK-ATLAS07-Detektoren, durchgeführt von verschiedenen Instituten der ATLAS-Upgrade-Kollaboration, dargestellt. Die Detektoren wurden teilweise 80 Minuten lang bei $60 \text{ }^\circ\text{C}$ annealt. Die Ladungswerte der anderen Detektoren wurden zum Ausgleich der Annealingeffekte mit dem Faktor 1,2 multipliziert [Har10]. Die gemessenen Ladungswerte stimmen unter Berücksichtigung des Annealingfaktors gut mit den in Kapitel 7.1 vorgestellten Ergebnissen überein.

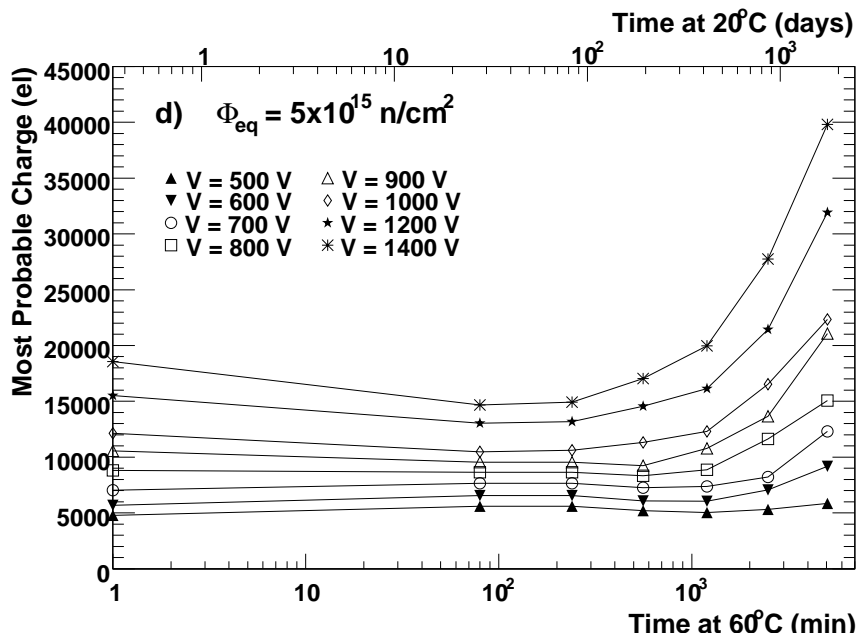


Abbildung A.1: Annealingmessung eines HPK-ATLAS07-Detektors nach Neutronenbestrahlung mit der Fluenz $\phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ [Man10b].

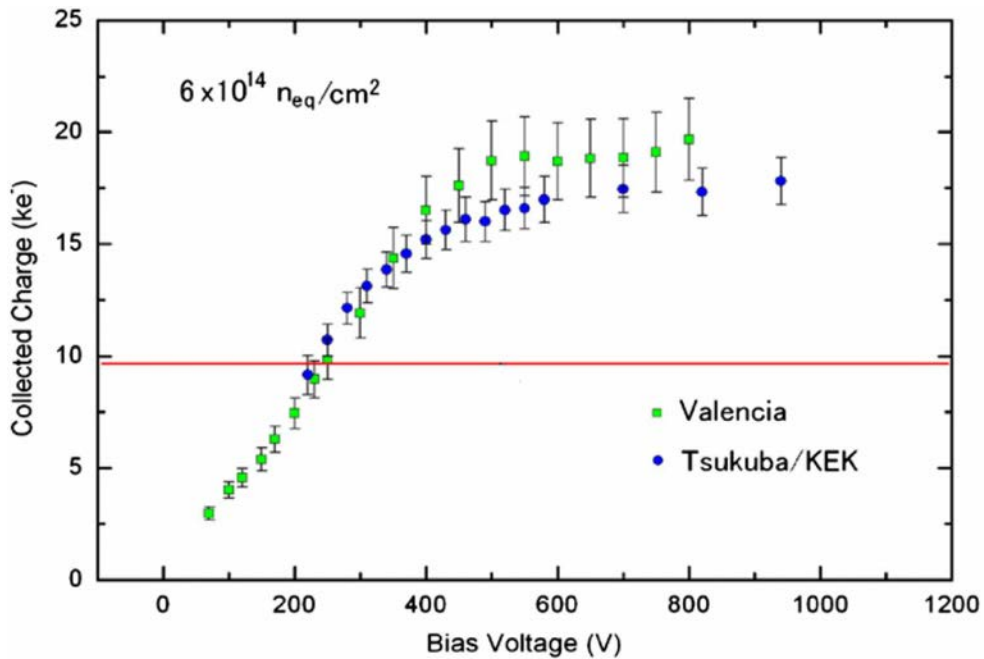


Abbildung A.2: Ladungssammlung der HPK-ATLAS07-Detektoren nach Protonenbestrahlung mit der Fluenz $\phi = 6 \cdot 10^{14} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$. Die rote Linie steht für ein Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von 10 [Har10].

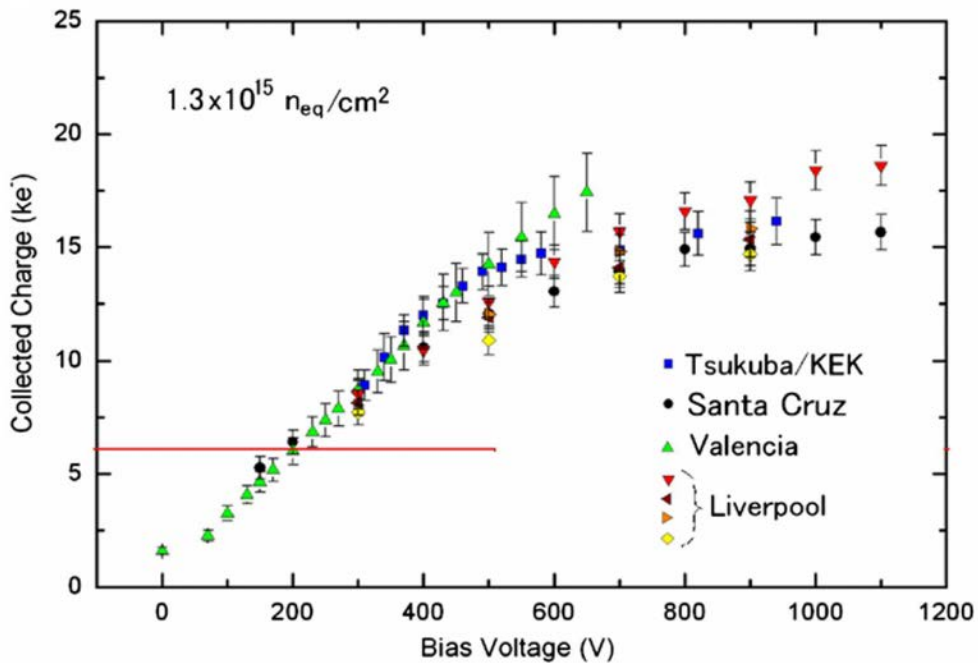


Abbildung A.3: Ladungssammlung der HPK-ATLAS07-Detektoren nach Protonenbestrahlung mit der Fluenz $\phi = 1,3 \cdot 10^{15} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$. Die rote Linie steht für ein Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von 10 [Har10].

Literaturverzeichnis

- [Aff09] A. A. Affolder, Universität Liverpool; *Private Kommunikation*; November 2009.
- [Ahm07] A. Ahmad et al., “The silicon microstrip sensors of the ATLAS semiconductor tracker”; *Nucl. Instr. and Meth. A* **587** (2007) 98-118.
- [All09] P. P. Allport, “Progress with Planar Silicon Technology for Pixel Layers in ATLAS at sLHC”; *Vortrag*; ATLAS Upgrade Week; CERN, Genf, November 2009.
- [All10] P. P. Allport et al., “Progress with single-sided module prototypes for the ATLAS tracker upgrade stave”; akzeptiert von *Nucl. Instr. and Meth. A*, 2010.
- [Aqsg] “ALiBaVa quickstart guide”,
<https://twiki.ific.uv.es/twiki/bin/view/Atlas/ALiBaVa/>.
- [Ber05] M. J. Berger, J. S. Coursey, M. A. Zucker, J. Chang, “ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer programs for calculating stopping power and range tables for electrons, protons, and helium ions”; <http://www.physics.nist.gov/Star>, 2005.
- [Bic88] H. Bichsel, “Stragglings in thin silicon detectors”; *Rev. Mod. Phys.* **60** (1988) 663-339.
- [Bre10] M. Breindl, “Erweiterung eines Lasermessstandes und Untersuchung von 3D-Silizium-Detektoren”; *Diplomarbeit*; Universität Freiburg, 2010.
- [Bro09] H. Brown, Universität Liverpool;
Homepage: <http://sites.google.com/site/browha/alibava>.
- [Brun97] R. Brun, F. Rademakers, “ROOT - An object oriented data analysis framework”; *Nucl. Instr. and Meth. A* **389** (1997) 81-86.
- [Cas10] G. Casse, “Evidence of enhanced signal response at high bias voltages in planar silicon detectors irradiated up to $2.2 \times 10^{16} n_{eq} cm^{-2}$ ”; angenommen bei *Nucl. Instr. and Meth. A*, 2010.

- [Chi04] A. Chilingarov, “Recommendations towards a standardisation of the macroscopic parameter measurements, Part II: MIP CCE measurements”; *RD50 Technical Note RD50-2004-01*, 2004.
- [Cin09] V. Cindro et. al, “Radiation damage in p-type silicon irradiated with neutrons and protons”; *Nucl. Instr. and Meth. A* **599** (2009) 60-65.
- [Die10] A. Dierlamm, “Irradiation in Karlsruhe”; *Vortrag*; 16th RD50-Workshop, Barcelona, Juni 2010.
- [Edw65] J. Edwards, K. Kawabe, G. Stevens, R. H. Tredgold, “Space charge conduction and electrical behaviour of aluminium nitride single crystals”; *Solid State Commun.* **3** (1965) 99-100.
- [Ekl05] L. Eklund et al., “Absolute Calibration of Beetle1.3 test-pulse, noise and header using MIP signals from an ATLAS reference detector”; *LHCb-2005-021-VELO*, August 2005.
- [Fle09] C. Fleta, CNM Barcelona; *Private Kommunikation*; September 2009
- [Ham08] L.-A. Hamel, M. Julien, “Generalized demonstration of Ramo’s theorem with space charge and polarization effects”; *Nucl. Instr. and Meth. A* **597** (2008) 207-211.
- [Har10] K. Hara et al., “Testing of bulk radiation damage of n-in-p silicon sensors for very high radiation environments”; angenommen bei *Nucl. Instr. and Meth. A*, 2010.
- [Hue01] F. G. Hügging, “Der ATLAS Pixelsensor - Der state-of-the-art Pixelsensor für teilchenphysikalische Anwendungen mit extrem hohen Strahlungsfeldern”; *Dissertation*; Universität Dortmund, 2001.
- [ise01] iseg Spezialelektronik GmbH, “Bedienungsanleitung für Präzisions-Hochspannungs-Netzgeräte der Baureihe SHQ-HIGH-PRECISION”; *iseg Radeberg*, 2001; www.iseg-hv.de.
- [Kem80] J. Kemmer, “Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process”; *Nucl. Instr. and Meth.* **169** (1980) 499-502.
- [Kem84] J. Kemmer, “Improvement of detector fabrication by the planar process”; *Nucl. Instr. and Meth.* **226** (1984) 89-93.
- [KGW09] “Betriebsanleitung/Freiburg; Kaltgassystem Typ TG-LKF-H für die direkte Temperierung mittels eines konstanten N₂-Gasstromes”; *Karlsruher Glastechnisches Werk ISOTHERM*; Karlsruhe, 2009.

- [Kle05] K. Kleinknecht, “Detektoren für Teilchenstrahlung”; *Vieweg+Teubner*, Wiesbaden, 2005.
- [Koe10] M. Köhler, “Test Beam and Laser Measurements With Irradiated 3D Silicon Strip Detectors”; *Vortrag*; 16th RD50-Workshop, Barcelona, Juni 2010.
- [Koe10a] M. Köhler, “ATLAS Tracker Upgrade: Silicon Strip Detectors for the sLHC”; *Proceedings*; *ATL-UPGRADE-PROC-2010-007*, November 2010.
- [Kra02] G. Kramberger et al., “Determination of effective trapping times for electrons and holes in irradiated silicon”; *Nucl. Instr. and Meth. A* **476** (2002) 645-651.
- [Kra07] G. Kramberger et al., “Impact of annealing of trapping times on charge collection in irradiated silicon detectors”; *Nucl. Instr. and Meth. A* **579** (2007) 762-765.
- [Kra09] M. Krammer, “Grundlagen der Teilchendetektoren”; *Vorlesungsskript*; Institut für Hochenergiephysik, Österreichische Akademie der Wissenschaften, Wien, SS 2009.
- [Kue06] S. Kühn, “Untersuchung der Strahlenhärte von Siliziumsensoren mit einer Betaquelle”; *Diplomarbeit*; Universität Freiburg, 2006.
- [Lac09] C. Lacasta, “alibava-gui documentation”; IFIC Valencia; 2009; <https://twiki.ific.uv.es/twiki/bin/view/Atlas/ALiBaVa/alibava.pdf>.
- [Leo94] W. R. Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”; *Springer Verlag*, Berlin, Heidelberg, New York, 1994.
- [Ler09] C. Leroy, P.-G. Rancoita, “Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection”; *World Scientific*, Singapur, 2009.
- [Loe06] S. Löchner, M. Schmelling, “The Beetle Reference Manual, Version 1.73”; *LHCb-2005-105*, 2006.
- [Lin99] G. Lindström et al., “Radiation hardness of silicon detectors - a challenge from high-energy physics”; *Nucl. Instr. and Meth. A* **426** (1999) 1-15.
- [Lut99] G. Lutz, “Semiconductor Radiation Detectors”; *Springer Verlag*, Berlin, Heidelberg, New York, 1999.
- [Mac09] A. Macchiolo, Max-Planck-Institut für Physik, München; *Private Kommunikation*; November 2009.
- [Mac10] A. Macchiolo, Max-Planck-Institut für Physik, München; *Private Kommunikation*; Mai 2010.

- [Man10a] I. Mandić, “Annealing effects in irradiated HPK strip detectors measured with SCT128 chip”; *Vortrag*; 16th RD50-Workshop, Barcelona, Juni 2010.
- [Man10b] I. Mandic et al., “Annealing effects in n^+p strip detectors irradiated with high neutron fluences”; eingereicht bei *Nucl. Instr. and Meth. A*, 2010.
- [Mar08] R. Marco-Hernández, “Design of a readout system for microstrip silicon sensors”; *Dissertation*; IFIC Valencia, 2008.
- [Mar10a] R. Marco-Hernández, IFIC Valencia; *Private Kommunikation*; April 2010.
- [Mar10b] R. Marco-Hernández, “ALiBaVa system upgrade”; *Vortrag*; 16th RD50-Workshop, Barcelona, Juni 2010.
- [Mol99] M. Moll, “Radiation Damage in Silicon Particle Detectors”; *Dissertation*; Universität Hamburg, 1999.
- [Ned06] M. zur Nedden, “Detektoren in der Elementarteilchenphysik”; *Vorlesungsskript*; Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, SS 2006.
- [Okr09] M. Okrusch, S. Matthes, “Mineralogie: Eine Einführung in die spezielle Mineralogie, Petrologie und Lagerstättenkunde”; *Springer Verlag*, Berlin, 2009.
- [Par01] S. I. Parker, C. J. Kenney, “Performance of 3-D architecture silicon sensors after intense proton irradiation”; *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-48** (2001) 1629-1638.
- [Par10] U. Parzefall et al., “Efficiency measurements for 3D silicon strip detectors”; *Nucl. Instr. and Meth. A* **623** (2010) 180-182.
- [Pov04] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, “Teilchen und Kerne”; *Springer Verlag*, Berlin, Heidelberg, New York, 2004.
- [Pre10] J. Preiss, “Untersuchung von strahlenharten 3D-Siliziumstreifendetektoren mittels eines analogen Auslesesystems”; *Diplomarbeit*; Universität Freiburg, 2010.
- [Ram39] S. Ramo, “Currents induced by electron motion”; *Proceedings of the I.R.E.* **27** (1939) 584-585.
- [Roe09] R. Röder, CiS Erfurt; *Private Kommunikation*; 2009
- [Ros06] L. Rossi, P. Fischer, T. Rohe, N. Wermes, “Pixel Detectors - From Fundamentals to Applications”; *Springer Verlag*, Berlin, Heidelberg, New York, 2006.

- [Sau93] A. Peisert, “Silicon Microstrip Detectors”; In: P. Sauli (Hrsg.), “Instrumentation in High Energy Physics”; *Utopia Press*; Singapore, 1993.
- [Sla87] G. A. Slack, R. A. Tanzilli, R. O. Pohl, J. W. Vandersande, “The intrinsic thermal conductivity of AlN”; *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **48** (1987) 641-647.
- [Sol09] U. Soldevila, “The ATLAS tracker upgrade: short strip detectors for the sLHC”; *Proceedings*; 11th ICATPP Conference; Como, Italien, Oktober 2009.
- [Son82] D. Sonntag, D. Heinze, “Sättigungsdampfdruck-und Sättigungsdampfdichtetafeln für Wasser und Eis”; *Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie*, Leipzig, 1982.
- [Spi09] H. Spieler, “Semiconductor Detector Systems”; *Oxford University Press*; New York, 2009.
- [Sze85] S. M. Sze, “Semiconductor Devices: Physics and Technology”; *John Wiley & Sons*, 1985.
- [Szu09] T. Szumlak, C. Parkes, “Application of the Beetle Header cross-talk correction algorithm for the VELO Detector”; *LHCb-PUB-2009-006*, September 2009.
- [Unn10] Y. Unno et al., “Development of n-on-p Silicon Sensors for very high radiation environment”; akzeptiert von *Nucl. Instr. and Meth. A*, 2010.
- [Unn10b] Y. Unno, “SLHC upgrade of the ATLAS SCT tracker”; *Nucl. Instr. and Meth. A* **612** (2010) 439-447.
- [Val] *Valéron Strength Films*; Houston, Texas, USA; <http://www.valeron.com/>
Valéron Strength Films Europe; Essen, Belgien; <http://www.valeron.eu/>.
- [Vos06] J. Vossebeld, “The ATLAS inner tracker for the LHC and plans for an SLHC tracker upgrade”; *Nucl. Instr. and Meth. A* **566** (2006) 178-181.

Danksagung

Diese Arbeit entstand von April 2009 bis Dezember 2010 am Physikalischen Institut der Universität Freiburg.

Ich bedanke mich bei Prof. Dr. Karl Jakobs für die großartige Möglichkeit, diese interessante und abwechslungsreiche Arbeit zu verfassen. Ein Teil seiner Arbeitsgruppe zu sein habe ich sehr genossen.

Ein besonderer Dank gilt Dr. Ulrich Parzefall für die hervorragende Betreuung und die tolle Unterstützung. Trotz vielfacher Verpflichtungen nahm er sich stets Zeit und seine Tür stand immer offen.

Des Weiteren bedanke ich mich bei Michael Köhler für die interessanten Gespräche und Diskussionen und dafür, dass er sein umfassendes Fachwissen bereitwillig teilte und jederzeit mit Rat und Tat zur Verfügung stand.

Dieter Joos und Ines Meßmer danke ich für ihre Unterstützung in allen technischen und handwerklichen Fragen. Gleichmaßen danke ich Thomas Dilger für seine Hilfe bezüglich des Umbaus der Messapparatur und dafür, dass er sich immer Zeit nahm, wenn ich wieder einmal mit einer neuen Idee in die Werkstatt kam.

Zudem danke ich den Mitgliedern der RD50-Kollaboration für die interessanten Diskussionen und den Ideenaustausch. Besonders danke ich dabei Dr. Anthony Affolder von der Universität Liverpool und Ricardo Marco-Hernández von der Universität Valencia für ihre Unterstützung in allen ALiBaVa-Fragen und Dr. Igor Mandić von der Universität Ljubljana für das Zurverfügungstellen der Grafik.

Zu guter Letzt danke ich meiner Familie und besonders natürlich meiner Frau Tina für ihre Unterstützung und ihren Rückhalt. Ohne euch wäre das alles nicht möglich gewesen. Danke.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbstständig und nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln verfasst wurde.

Michel Walz, Dezember 2010