

ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT FREIBURG
FAKULTÄT FÜR MATHEMATIK UND PHYSIK

Diplomarbeit

Charakterisierung von bestrahlten ATLAS-SCT-Detektoren und 3D-Prototypensensoren für das LHC Luminositäts Upgrade

vorgelegt von: Thies Ehrich

Betreuer: Prof. Dr. Karl Jakobs

November 2006

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Menschen danken, ohne die mir die Anfertigung dieser Diplomarbeit nicht möglich gewesen wäre.

Dies sind zunächst Prof. Dr. Karl Jakobs und Dr. Ulrich Parzefall, die mir die Diplomarbeit angeboten und mich sehr freundlich in die Arbeitsgruppe aufgenommen haben.

Des Weiteren geht mein Dank an Simon Eckert für seine Hilfe in jeglichen Bereichen meines Aufenthaltes in der Gruppe. Mein allermeistes Wissen über das SCT-Hybrid stammt von ihm, die Tücken des ATLAS-SCT-Auslesesystems konnte ich oft nur mit seinem Rat meistern.

Für die tatkräftige Unterstützung im Modulbau möchte ich mich vor allem bei Dr. Michael Maaßen und Dieter Joos bedanken, die zu einem großen Teil die Module zusammengeklebt bzw. gebondet haben.

Außerdem geht mein Dank an Susanne Kühn für die Hilfe auch in frustgeladenen Situationen.

Nicht vergessen werden sollen alle restlichen Mitglieder der Gruppe für die gute Atmosphäre nicht nur innerhalb der Universität.

Schließlich möchte ich meinen Eltern danken, die mir dieses Studium ermöglicht haben.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	iii
1 Einführung	1
2 Halbleiter-Detektoren und ihre Auslese	7
2.1 Definition von Halbleitern	7
2.2 Wechselwirkung geladener Teilchen im Halbleiter	8
2.3 Der p-n-Übergang	9
2.4 Schema und Funktionsweise eines p-in-n-Streifendetektors	13
2.5 Die Kapazität einer Halbleiterdiode	14
2.6 Das Rauschen	15
2.6.1 Das Schrotrauschen	15
2.6.2 Thermisches Rauschen	16
2.6.3 Weitere Rauschterme	16
2.7 Binäre Auslese mit ABCD3	17
2.7.1 n-Typ	17
2.7.2 p-Typ	19
3 Strahlenschäden	21
3.1 Allgemeines über Strahlenschäden in Halbleitern	21
3.2 Die NIEL-Skalen-Hypothese	22
3.3 Klassifikation von Strahlenschäden	22
3.4 Die Typinvertierung von n-Typ-FZ-Silizium	24
3.5 Das Annealing	24
4 Kandidaten für strahlenharte Detektoren	27
4.1 Czochralski-Silizium	27
4.2 Magnetic-Czochralski-Silizium	28
4.3 p-Typ-Detektoren	29
4.4 3D-Detektoren	30
5 Der IR-Lasertester	33
5.1 Charakterisierung des Lasertesters	33
5.2 Wechselwirkung von IR-Licht in Silizium	35

5.3	Lasersetup	36
5.3.1	Aufbau	36
5.3.2	Pulsform	37
5.4	Vorbereitende Messungen	38
5.4.1	Fokussierung	38
5.4.2	Stabilität der Laserintensität	40
5.5	Verbesserungsmöglichkeiten des Lasersystems	42
6	Messungen unbestrahlter Detektoren	43
6.1	IV und CV Messungen	43
6.1.1	3D-Sensoren	43
6.1.2	Czochralski-Sensoren	45
6.2	Charge Collection Efficiency vs. Kapazitätsmessung	45
6.3	Streifen-Scan	46
6.4	Ortsaufgelöste Signalmessung eines 3D-Detektors	47
7	Messungen bestrahlter Detektoren	55
7.1	Bestrahlung am Forschungszentrum Karlsruhe (FZK)	55
7.2	Das Rauschen	57
7.3	Leckströme der bestrahlten Detektoren	58
7.4	Messung der Verarmungsspannungen	58
7.5	Charge Sharing Effekte	60
8	Bau von Prototyp-Modulen	63
8.1	Modul-Komponenten	63
8.2	MCz-Prototyp-Modul	63
8.3	3D-Prototyp-Modul	66
9	Zusammenfassung und Ausblick	69
A	Anhang	71
A.1	Messungen der Verarmungsspannungen für bestrahlte ATLAS SCT Detektoren	71
A.2	Zwischensäulenbereiche des 3D-Detektors AC-80-100-10 bei verschiedenen Spannungen	73
A.3	Addierte Signale der Zwischensäulenbereiche bei verschiedenen Spannungen	75
	Literaturverzeichnis	77

Abbildungsverzeichnis

1.1	Innerer ATLAS-Detektor	2
1.2	Hadronen-Fluss in ATLAS bei hoher Luminosität	4
2.1	Fermi-Verteilung	7
2.2	Landau-Verteilung	10
2.3	Ladungsdichte, elektrisches Feld und Potential am p-n-Übergang.	11
2.4	Teil der Oberfläche eines Si-Detektors.	13
2.5	Schnitt durch einen Streifendetektor.	14
2.6	ABCD3T Chip-Struktur	17
2.7	Schwellenscan eines Laserpulses	18
3.1	Typisches Annealing bestrahlter Siliziumdetektoren	25
4.1	P-Typ-Detektor mit p-Stops und p-Spray.	29
4.2	Bilder eines 3D-Detektors.	31
5.1	Modul im Lasertester.	34
5.2	Laserpuls-Intensitäten	37
5.3	Räumliches und zeitliches Lasersignal, sowie Delayscans	39
5.4	Intensitätsfluktuationen über die Zeit	40
5.5	Streifenscans	41
6.1	Kennlinien der 3D-Detektoren	43
6.2	CV-Messkurve eines 3D-Detektors	44
6.3	Kennlinien und Kapazitäten eines MCz-Sensors	45
6.4	CCE und Kapazitätsmessung eines unbestrahlten SCT-Detektors	46
6.5	Streifenscans von SCT-Detektoren	47
6.6	Streifenscan eines 3D-Detektors	48
6.7	Effizienz als Funktion der Spannung im Zwischensäulenbereich eines 3D-Detektors	49
6.8	Schema der gemessenen Bereiche des 3D-Detektors	50
6.9	Scan des Zwischensäulenbereichs eines 3D-Detektors	50
6.10	Addiertes Signal zweier benachbarter Streifen	51
6.11	Scan über zwei benachbarte Säulen	52

7.1	Nickelstreifen zur Bestimmung der Fluenzen.	56
7.2	Rauschen eines unbestrahlten Sensors.	58
7.3	Rauschen der drei verschiedene Fluenzen des bestrahlten Sensors.	58
7.4	Leckströme eines Hamamatsu- und eines CiS-Sensors.	59
7.5	Effizienzen für die beiden mit kleiner Fluenz bestrahlten Bereiche	60
7.6	Charge Sharing zweier bestrahlter SCT-Module	61
8.1	Fertiges MCz-Modul.	64
8.2	Freiburger Fanin	65
8.3	Ortsaufgelöste Ladungssammlungseffizienz eines MCz-Prototyp-Moduls, es jeder zweite Streifen ist gebondet.	66
8.4	Modul mit 3D-Detektor	66
A.1	CCE bei niedrige Fluenz	71
A.2	CCE bei mittlere Fluenz	71
A.3	CCE bei hohe Fluenz	71
A.4	Signale der Zwischensäulenbereiche (3 V und 4 V)	73
A.5	Signale der Zwischensäulenbereiche (7 V und 12 V)	74
A.6	Addierte Signale der Zwischensäulenbereiche (3 V und 4 V)	75
A.7	Addierte Signale der Zwischensäulenbereiche (7 V und 12 V)	76

Tabellenverzeichnis

3.1	Schwellenenergien von Elektronen und Neutronen zur Erzeugung von Punktdefekten bzw. Clustern in Silizium.	21
5.1	Parameter zweier Laserpulse mit minimaler und maximaler Intensität. .	37
7.1	Fluenzen der bestrahlten Module	55
7.2	Rauschen eines bestrahlten Moduls	57
7.3	Verarmungsspannungen der bestrahlten Module.	60

1 Einführung

Teilchenbeschleuniger sind in heutiger Zeit ein unverzichtbares Hilfsmittel, um die Natur und ihre physikalischen Gesetze auf ihren kleinsten Längenskalen zu erforschen und zu verstehen. Mit immer größerem Aufwand werden Teilchen auf riesige Schwerpunktsenergien beschleunigt und dann zur Kollision gebracht, um auf Fragen eine Antwort zu finden, die sich den Physikern in den letzten Jahren offenbart haben.

Ein Ziel der nächsten Generation von Teilchenbeschleunigern ist es zunächst, das letzte noch nicht entdeckte Teilchen des Standardmodells, das Higgs-Boson, nachzuweisen. Die Existenz dieses Teilchens würde das so erfolgreiche Standardmodell der Physik komplettieren und die Erzeugung der Masse auf dynamische Weise durch eine Kopplung der Elementarteilchen an ein skalares Higgs-Feld erklären. Der dafür verantwortliche Higgs-Mechanismus vollzieht sich in dieser Theorie im Zuge einer spontanen Symmetriebrechung, deren Prinzip bereits von Ferromagneten oder Supraleitern 2. Art bekannt ist.

Ein wichtiges Ziel der Forschungen wird auch sein, die vielen vorgeschlagenen Erweiterungen des Standardmodells auf ihre Realisierung in der Natur zu überprüfen. Das prominenteste Beispiel ist hier sicherlich die Supersymmetrie. Diese Theorie stellt einen weiteren Schritt auf dem Weg zu einer Vereinheitlichung der Quantenfeldtheorien dar und wird von vielen Physikern gegenüber anderen Theorien favorisiert. Bei einer Existenz supersymmetrischer Teilchen ergeben sich auch Möglichkeiten, die Herkunft der „Dunklen Materie“ zu erklären, die erwiesenermaßen einen sehr großen Anteil an der Masse im Universum hat und deren Natur sich unserem Wissen noch entzieht.

Gegenstand weiterer Forschung wird sein, die Leptonen und die Quarks, die wir z.Zt. als „elementar“ bzw. punktförmig ansehen, auf eine eventuell vorhandene Substruktur zu untersuchen. Im Zusammenhang mit dieser Frage wird wahrscheinlich auch geklärt werden können, warum es nur drei Teilchenfamilien gibt oder ob weitere fundamentale Teilchen existieren, die bisher noch nicht beobachtet worden sind.

Andere Themen wie die Zerfälle von B-Mesonen werden auch eine Rolle an den Collidern spielen. Sie geben Auskunft über das Ausmaß der CP-Verletzung, welche wiederum eine Voraussetzung dafür ist, dass es mehr Materie als Antimaterie im Universum gibt.

Diese und noch viele weitere Fragen sollen am „Large Hadron Collider“ (LHC) in den nächsten Jahren geklärt werden, der am CERN in Genf zu diesem Zwecke gebaut wird. Er besteht im Wesentlichen aus einem unterirdischen Tunnel mit einem Umfang von 27 km und den beiden großen Detektoren ATLAS und CMS sowie zwei kleine-

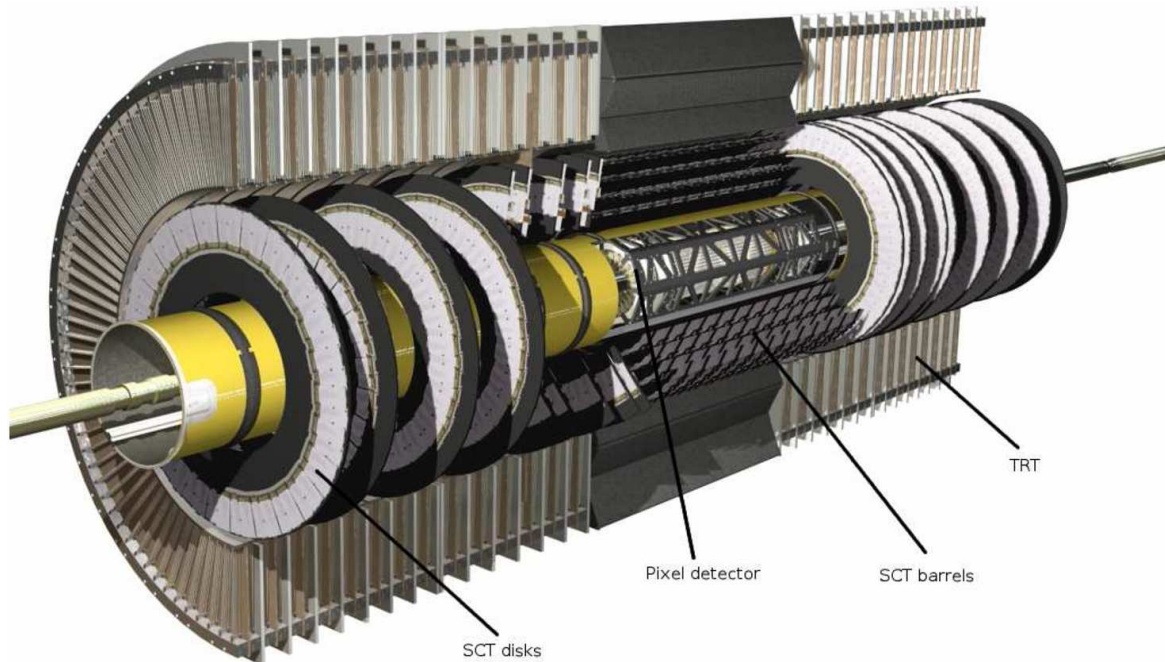


Abbildung 1.1: Innerer ATLAS-Detektor mit dem SCT-Streifen-Detektor (bestehend aus den Disks und dem Barrel) sowie dem Pixel-Detektor (beide aus Silizium). Der Übergangsstrahlungs-Spurdetektor (TRT) ist ganz außen gezeigt (besteht nicht aus Silizium).

ren Experimenten ALICE und LHCb. Die Freiburger Gruppe arbeitet dabei in der Kollaboration des ATLAS-Experiments, dessen Aufgabe es ist, ein möglichst breites Spektrum an Fragen der Teilchenphysik zu untersuchen. Ab Ende des Jahres 2007 sollen bei Energien von bis zu 14 TeV Protonen mit Protonen kollidieren und die dadurch erzeugten Teilchen bzw. deren Zerfallsprodukte aufgezeichnet werden.

Das Herz des ATLAS-Experiments am LHC ist der Spurdetektor aus Silizium (s. Abb. 1.1). Er ist aus mehreren Lagen Streifen- bzw. weiter innen Pixel-Detektoren aufgebaut, die auf Zylinderflächen um den Wechselwirkungspunkt angeordnet sind und insgesamt eine Fläche von $63,4 \text{ m}^2$ mit $146,2 \cdot 10^6$ Auslesekanälen [1] überdecken.

Mit seiner Hilfe wird es möglich sein, die Spuren elektrisch geladener Teilchen zu messen. Sie werden dazu in einem 2 Tesla starken Magnetfeld auf eine Kreisbahn gezwungen. Aus dem Radius der Flugbahn kann dann ihr Impuls als wichtiger Parameter dieser Teilchen rekonstruiert werden. Eine zweite wichtige Aufgabe des Spur-Detektors wird es sein, die Zerfallsorte schwerer Quarks und Mesonen zu bestimmen.

Siliziumsensoren eignen sich hier hervorragend als Teilchendetektor. Die Massenproduktion und die rasante Entwicklung der Halbleiter-Industrie erlauben eine qualitativ hochwertige Produktion von Halbleiterdetektoren auf Siliziumbasis mit anspruchsvollem Design zu gleichzeitig akzeptablen Preisen. Sie zeichnen sich vor allem durch ihre

μm -genaue Ortsauflösung aus, die durch die Prozessierung des Siliziums mit sehr feinen Strukturen erreicht wird. Aus diesem Grunde sind sie seit 25 Jahren ein unverzichtbarer Bestandteil vieler Hochenergie-Experimente.

Weiterhin hat die hohe Dichte dieses Materials einen beträchtlichen Energieverlust der Teilchen von ca. $390 \text{ eV}/\mu\text{m}$ zur Folge. Daher können die Detektoren mit Dicken von nur wenigen $100 \mu\text{m}$ gefertigt werden, ohne dass sich das Signal/Rausch-Verhältnis zu sehr verschlechtert. Trotz des hohen Energieverlustes hat sich gezeigt, dass die Strahlungslänge ausreichend groß ist, sie beträgt für Silizium $93,6 \text{ nm}$ [2]. Der dominierende Beitrag in einem kompletten Detektorsystem stammt deshalb von der Elektronik, Kabeln, Kühlung, etc. Ein weiterer positiver Aspekt von Halbleiterdetektoren sind ihre kurzen Reaktionszeiten, die je nach Design nur wenige ns betragen. Dies ermöglicht im Hinblick auf den LHC entsprechend niedrige Bunch-Crossing Zeiten und somit hohe Luminositäten.

Die Energieauflösung ist im Falle von Halbleitern durch ihre Bandlücke und die Bandstruktur im Impulsraum gegeben. Im Falle von Silizium impliziert dies eine Minimalenergie von $3,6 \text{ eV}$, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch Paares übertragen werden muss. Andere Detektoren wie Gaskammern oder Photokathoden mit Plastiksintillatoren haben im Vergleich hierzu eine fast 10-fach bzw. 100-fach schlechtere Energieauflösung.

Des Weiteren erfüllen Siliziumsensoren andere wichtige Anforderungen, die für die Spurrekonstruktion essentiell notwendig sind. Zum einen beträgt die Nachweiseffizienz typischerweise über 99%, so dass die Teilchenspur bereits mit nur wenigen Lagen Silizium verlässlich vermessen werden kann. Zum anderen sind Halbleiter-Detektoren gut handhabbar und leicht zu installieren, ihre hohe mechanische Stabilität trägt zu einer genauen Spurrekonstruktion bei.

Kritisch ist jedoch das Signal/Rausch-Verhältnis, welches sich im Laufe des Betriebs des Experiments je nach auftretender Strahlenbelastung verschlechtert. Gerade in Hadron-Beschleunigern, wie z. B. dem LHC, schädigen die Teilchen den Kristall, was das Rauschen wegen des steigenden Leckstroms erhöht und außerdem die Signalstärke wegen Trapping-Effekten verringert. Im Zuge des für 2015 angepeilten Upgrade des LHC wird diskutiert, die Luminosität um einen Faktor 10 von $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ auf bis zu $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ zu erhöhen. Um dies zu erreichen, gibt es Überlegungen, die Bunch-Crossing-Zeit von 25 ns auf $12,5 \text{ ns}$ herabzusetzen. Auch eine Erhöhung des Teilchenstroms sowie ein Energieupgrade auf 25 TeV werden zu diesem Zweck angedacht [4]. Nach 4 Jahren Laufzeit würde dann die integrierte Luminosität ca. 2500 fb^{-1} betragen, das vier- bis fünffache der LHC-Luminosität nach 10 Jahren. Wegen ihrer eingangs erwähnten hohen räumlichen Auflösung eignen sich Halbleiterdetektoren ausgezeichnet für die Spurrekonstruktion in unmittelbarer Nähe des Wechselwirkungsbereichs des Colliders und sind deshalb den höchsten Strahlenbelastungen im Experiment ausgesetzt; z.B. steigt der Hadronen-Fluss im Bereich der innersten, nur 27 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernten Streifendetektoren von $2 \cdot 10^{14} \text{ Neq}/\text{cm}^2$ auf knapp $10^{15} \text{ Neq}/\text{cm}^2$ [5] an. Dies führt zu einer fünfmal größeren Strahlenbelastung und somit

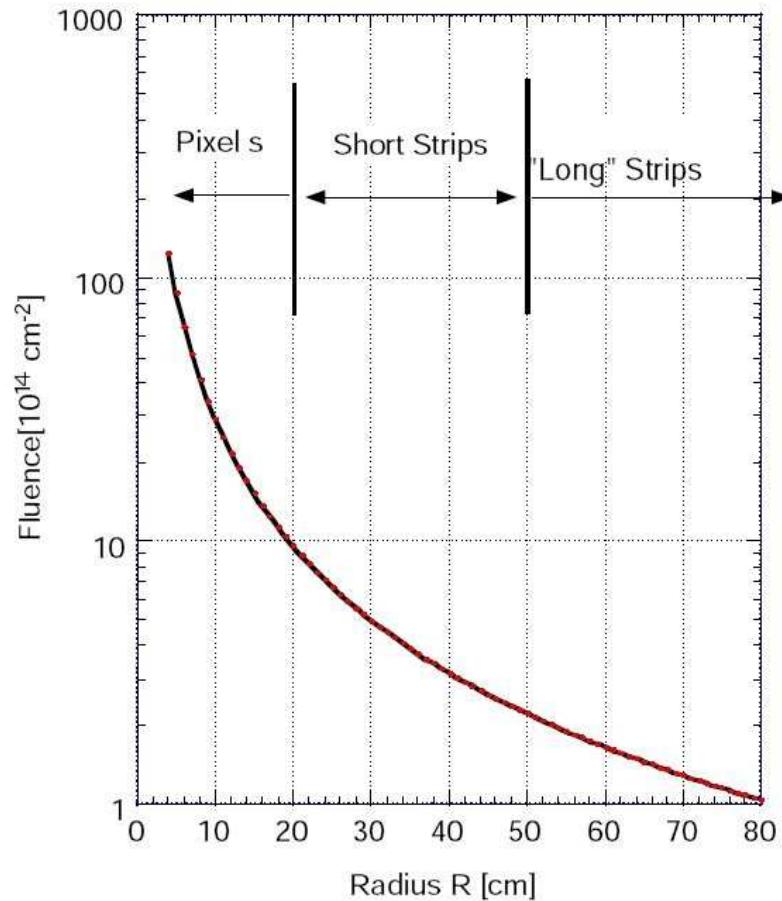


Abbildung 1.2: Hadronen-Fluss in ATLAS als Funktion des radialen Abstandes vom Wechselwirkungspunkt R für eine integrierte Luminosität von 2500 fb^{-1} [3]. Gezeigt ist auch der vorgeschlagene Einsatzbereich von unterschiedlichen Detektorkonzepten.

zu einer beträchtlichen Herausforderung für den Halbleiter Spurdetektor in ATLAS. In Abb. 1.2 ist der Hadronen-Fluss des ATLAS-Experimentes nach dem Upgrade als Funktion des radialen Anstandes vom Wechselwirkungspunkt aufgetragen.

Mit der derzeit im ATLAS-SCT verwendeten p-in-n-Float-Zone Detektortechnologie würde das Signal/Rausch-Verhältnis durch die hohe Strahlenbelastung bereits nach kurzer Zeit zu klein werden, so dass es nicht ausreichen würde, die Detektoren durch baugleiche zu ersetzen. Hierfür werden Sensoren benötigt, die eine höhere Strahlenhärte aufweisen.

Unsere Gruppe hat sich entschieden, dieser Herausforderung im Rahmen der CERN RD50-Kollaboration zu begegnen und die gesammelte Erfahrung aus dem abgeschlossenen ATLAS-SCT-Modulbau beizusteuern. Zur Zeit befinden sich in Freiburg noch

viele Modulkomponenten, die zum Teil kleinere oder größere Defekte haben und deshalb nicht in den ATLAS-Tracker eingebaut werden können. Außerdem ist unsere Gruppe mit den nötigen Assembly-Geräten und Front-End-Elektronik wie z.B. einer Bonding-Maschine oder Ausleseelektronik ausgestattet. Diese erlauben es uns, zusammen mit der gesammelten Erfahrung aus der Zeit des ATLAS-SCT-Modulbaus, Prototyp-Module zu fertigen und diese auch mit der schnellen 40 MHz LHC-Elektronik auszulesen.

In dieser Diplomarbeit habe ich mich zunächst mit der Funktionsweise von Halbleiterdetektoren (Kap. 2) und deren Verhalten nach einer Bestrahlung mit Hadronen beschäftigt (Kap. 3), während Kandidaten für das LHC-Upgrade in Kap. 4 diskutiert werden. Um diese zu testen, wurde ein Lasertester aufgebaut (Kap. 5), mit dessen Hilfe Teilchen simuliert werden können. Mittels der mit der LHC-Front-End-Elektronik gebauten Module konnten dann unter realistischen Bedingungen orts aufgelöste Effizienzmessungen durchgeführt werden, die Aufschluss über wichtige Eigenschaften wie Verarmungsspannung oder Verteilung der Ladung auf mehrere Streifen (Charge Sharing) geben. Weitere Parameter wie das Rauschen, Leckströme und Kapazitäten wurden untersucht (Kap. 6). Im darauffolgenden Kapitel berichte ich über die Messungen der mit drei Fluenzen bestrahlten SCT-Detektoren (Kap. 7). Am Schluss gehe ich auf Einzelheiten des Modulbaus mit strahlenharten Siliziumsensoren ein (Kap.8), bevor in Kap. 9 eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf mögliche weitere Forschungsaktivitäten auf diesem Gebiet gegeben wird.

2 Halbleiter-Detektoren und ihre Auslese

2.1 Definition von Halbleitern

Auf Grund des Pauliprinzips können quantenmechanische Zustände in einem Material, wie z.B. einem Festkörper, nur von jeweils einem Elektron besetzt werden. Deswegen werden diese Zustände der energetischen Reihenfolge nach von unten her mit den Ladungsträgern aufgefüllt. Die Anzahl der Elektronen in einem Vielteilchensystem

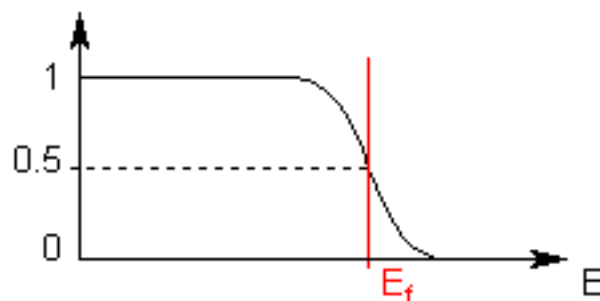


Abbildung 2.1: Fermiverteilung mit der Fermienergie E_f .

definiert im Wesentlichen die „Fermiverteilung“, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der diese Zustände besetzt werden. Bei einer Temperatur von $T=0$ K hat diese Verteilung eine scharfe Kante, die die sog. „Fermienergie“ definiert, bis zu der Zustände besetzt werden können. Alle Festkörper lassen sich mit Hilfe dieser Fermienergie in drei Klassen einteilen:

Bei Isolatoren liegt diese im Energiespektrum deutlich über dem Valenzband, so dass für die Elektronen keine freien Zustände in Reichweite liegen und deshalb keine elektrische Leitung stattfinden kann.

Bei Metallen befindet sich das Fermienergielevel im Leitungsband, die Ladungsträger können also immer nicht besetzte Zustände erreichen, über die sie sich im Metall quasi frei bewegen können.

Halbleiter stellen eine Zwischenstufe dieser beiden Klassen dar, denn bei ihnen liegt

die Fermienergie nur knapp über dem Valenzband, so dass sie zwar bei tiefen Temperaturen Isolatoren darstellen, bei Raumtemperatur sich jedoch ein kleiner Anteil thermisch angeregter Elektronen in Zuständen des Leitungsbandes befindet. Physikalisch kann man diese Anzahl mit Hilfe des Boltzmann-Gesetzes quantifizieren. Dies bedeutet, dass sie exponentiell mit der Temperatur zunimmt.

Die Erfindung von speziellen Halbleiterbauelementen, wie der Diode oder dem Transistor vor wenigen Jahrzehnten, war gleichzeitig die Begründung der Mikroelektronik und des Computerzeitalters. Ohne die Erfahrungen aus der immer weiter voran getriebenen Miniaturisierung mikroelektrischer Schaltkreise und den Investitionen vieler namhafter Firmen im Bereich der Halbleiter-Prozessierung hätten die in der Teilchenphysik verwendeten Si-Detektoren sicherlich nicht in heutigem Maße entwickelt werden können.

2.2 Wechselwirkung geladener Teilchen im Halbleiter

Es gibt viele Mechanismen, über die geladene Teilchen in einem Material Energie verlieren können. Je nach Teilchenart variieren diese stark in ihrer Wichtigkeit. Insgesamt gibt es fünf unterschiedliche Effekte, die unterschieden werden:

- Inelastische Streuung an den Elektronen der Materie. Dieser Absorptionsmechanismus hat für elektrisch geladene Teilchen einen großen Wirkungsquerschnitt, was für ihre Detektion in Halbleitern ausgenutzt wird
- Elastische Streuung
- Bremsstrahlung
- Cherenkow Strahlung
- Übergangsstrahlung in einem Material mit inhomogenen Brechungsindex (z.B. TRT - Transition Radiation Tracker in ATLAS (s. Abb.1.1))

Beim ersten Effekt ionisieren die Teilchen durch Coulomb-Streuung die Atome. Sie werden dabei kaum abgelenkt und hinterlassen entlang ihrer Trajektorie ein tuben-förmiges Plasma aus Elektron-Loch Paaren, sog. Exzitonen, im Halbleiter-Detektor. Auf Grund des großen Wirkungsquerschnitts trägt dies in der Tat in großem Maße zum Energieverlust bei; jedoch tritt vor allem bei schweren Hadronen auch nicht-ionisierende Streuung an Kernen auf, bei der Atome aus ihren Gitterplätzen gerissen werden und die Kristallstruktur geschädigt wird.

Der mittlere Energieverlust durch Ionisation wird näherungsweise durch die *Bethe-Bloch-Formel* beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right) \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)}\right) - \beta^2 \right], \beta = \frac{v}{c} \quad (2.1)$$

mit

- v : Geschwindigkeit des Teilchens
- c : Lichtgeschwindigkeit
- z : Ladung des Teilchens in Elementarladungen
- e : Elementarladung
- n : Elektronendichte
- I : mittleres Anregungspotential der Atome,
typischerweise $E=16 \cdot Z^{0,9}$.

Diese Funktion ist eine universelle Funktion von β . Sie fällt für $\beta < 1$ quadratisch ab und hat ein Minimum bei $\beta\gamma \approx 3 - 4$. Teilchen mit dieser Energie nennt man auch *minimal ionisierende Teilchen*, bzw. kurz MIPs. In einem 300 μm dicken Siliziumdetektor erzeugen sie ungefähr eine Ladung entsprechend 25000 Elektronen.

Für höhere Energien geht die Bethe-Bloch Funktion in einen schwachen logarithmischen Anstieg über und nähert sich schließlich für stark relativistische Teilchen mit $\beta \approx 1$ einem konstanten Wert, dem sog. Fermi-Plateau.

Der exakte Energieverlust eines ionisierenden Teilchens einer bestimmten Energie ist ein statistischer Prozess und für dicke Detektoren gaußförmig. Für dünnere Detektoren jedoch, wie sie in der Hochenergiephysik benutzt werden, gilt die asymmetrische *Landau-Verteilung* (s. Abb. 2.2), die einen „Schwanz“ zu großen Energien hin hat. Diese mit kleiner Wahrscheinlichkeit erzeugten δ -Elektronen können durch ihre hohe Energie eine Sekundär-Ionisation weit von dem ursprünglichen Teilchen entfernt auslösen. Sie sind verantwortlich für eine signifikante Verschlechterung der Ortsauflösung eines Halbleiterdetektors.

2.3 Der p-n-Übergang

Um die im Detektor erzeugte Ladung nachweisen zu können, benutzt man am einfachsten ein elektrisches Feld, welches den Halbleiter durchdringt. Dieses kann man leicht durch einen p-n-Übergang erzeugen, d. h. durch zwei unterschiedlich dotierte Halbleiter, die aneinander grenzen. Bei einem dotierten Halbleiter ist das Kristallgitter mit einem sehr geringen Anteil von Fremdatomen verunreinigt. Typischerweise benutzt man für die n-Dotierung in Silizium fünf-wertige Atome (z.B. Phosphor), so dass nur vier Elektronen eine Bindung mit benachbarten Silizium Atomen eingehen.

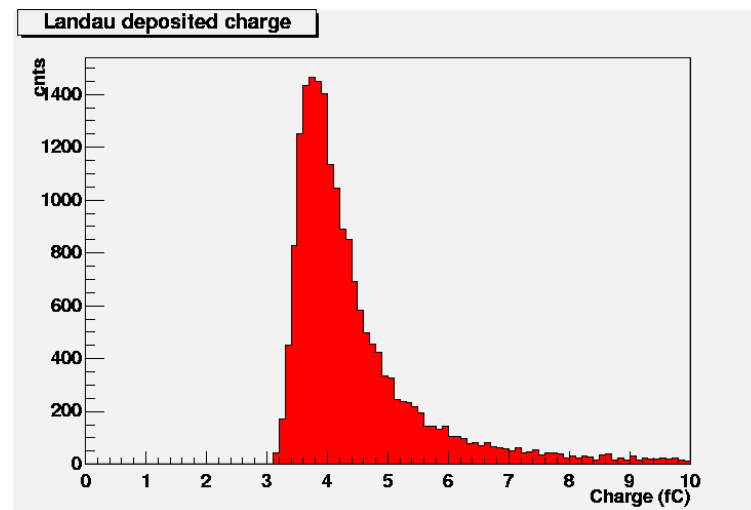


Abbildung 2.2: Monte-Carlo-Simulation der statistischen Fluktuation des Energieverlustes eines Teilchens durch Ionisation (Landau-Verteilung).

Das übrige Elektron ist dann nur sehr schwach an das Fremdatom gebunden und hat bereits bei Raumtemperatur ausreichend Energie, um sich aus dem Bindungspotential zu lösen. Anders ausgedrückt wird die Symmetrie des Halbleiters (Silizium kristallisiert zu einem Diamantgitter) herabgesetzt, so dass sich einige Entartungen aufheben, und sich somit nach den Regeln der Störungstheorie neue Zustände im Bändermodell ausbilden. Bei n-dotierten Kristallen liegen diese größenordnungsmäßig nur einige 0,01 eV unter dem Leitungsband. P-dotiertes Silizium dagegen ist meistens mit dreiwertigem Bor verunreinigt, so dass hier ein Elektron fehlt, um alle Bindungen zu den Siliziumrümpfen abzusättigen. Bei sehr niedrigen Temperaturen befindet sich an diesem Gitterplatz eine positiv geladene Raumladung, ein sog. Loch. Ähnlich wie bei der n-Dotierung ist dieses Loch bei Raumtemperatur frei im Kristall beweglich, der entsprechende Zustand befindet sich nur unwesentlich über dem Valenzband.

Verbindet man n-dotiertes mit p-dotiertem Halbleitermaterial, kommt es zu einer Diffusion der freien Ladungsträger auf die jeweils andere Seite, so dass die Löcher von den Elektronen besetzt werden und es in einem kleinen Bereich des Übergangs keine freien Ladungsträger mehr gibt. Somit entsteht im p-dotierten Material eine negative und im n-dotierten Material eine positive Raumladung, deren elektrostatische Anziehungskräfte die weitere Diffusion aufhalten und so ein thermisches Gleichgewicht zwischen beiden Kräften sicherstellen.

Durch Anlegen einer Spannung in Richtung des elektrischen Feldes kann die Spannung am p-n-Übergang noch vergrößert werden, so dass die um freie Ladungsträger verarmte Zone weiter wächst.

Mathematisch folgt die Abhängigkeit zwischen Breite und Sperrspannung aus der Maxwell-Gleichung

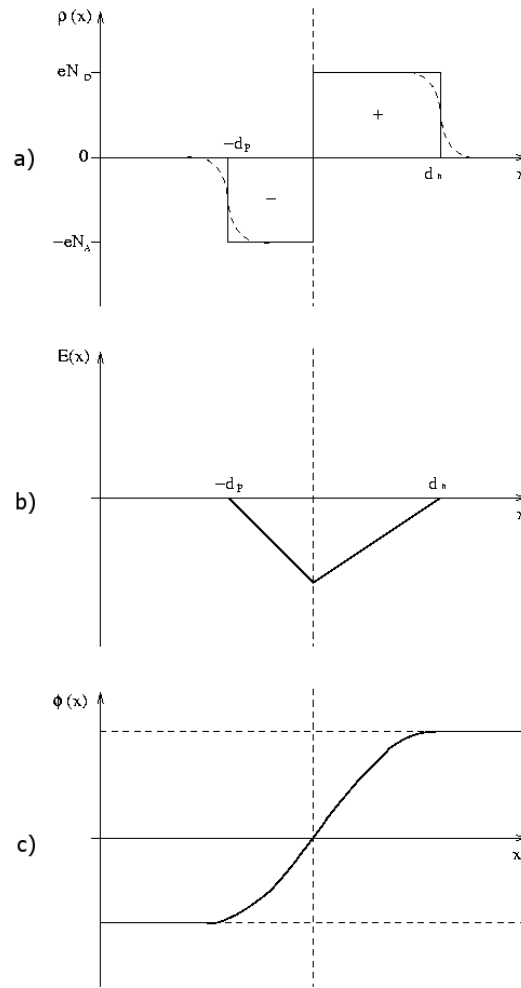


Abbildung 2.3: Ladungsdichte, elektrisches Feld und Potential am p-n-Übergang.

$$\frac{d}{dx}E = \frac{\rho(x)}{\epsilon}, \quad (2.2)$$

denn diese impliziert in der Näherung konstanter Ladungsdichten

$$\rho(x) = \begin{cases} \rho_p(x) = -eN_A & \text{falls } -d_p < x < 0 \\ \rho_n(x) = eN_D & \text{falls } 0 < x < d_n \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.3)$$

ein linear zum p-n-Übergang zunehmendes elektrisches Feld. Direkt am p-n-Übergang ist das Feld also gleich groß und es gilt

$$E(0) = \frac{eN_A d_p}{\epsilon} = \frac{eN_D d_n}{\epsilon} \implies N_A d_p = N_D d_n, \quad (2.4)$$

wobei d_p und d_n die Dicken der Verarmungszone im p- bzw. n-dotierten Bereich sind. Definiert man noch als Gesamtdicke $d := d_p + d_n$, so gilt

$$d_p = \frac{d}{1 + N_A/N_D} \text{ und } d_n = \frac{d}{1 + N_D/N_A}. \quad (2.5)$$

Die Differenz der beiden Potentiale ist der Flächeninhalt des Dreiecks in Abb. 2.3b, d.h. $U_{\text{bias}} = \frac{1}{2}E(0)d$. Mit diesen Beziehungen kann Gleichung 2.5 umformuliert werden, so dass für den Zusammenhang zwischen der Dicke der Verarmungszone und der angelegten Sperrspannung gilt:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} U_{\text{bias}}}. \quad (2.6)$$

Dieses Verhalten gilt jedoch nur bis zum Spannungsdurchbruch. Zu große Spannungen führen zu einer solch hohen kinetischen Energie der Ladungsträger, dass durch Stöße weitere Ladungsträger aus dem Kristallgitter gelöst werden und diese bei ausreichend großer freier Weglänge weitere Elektronen von den Atomrümpfen lösen.

Ein zweiter Effekt, der zum Spannungsdurchbruch einer in Sperrrichtung betriebenen Diode führt, ist der sog. Zener-Effekt. Dieser tritt auf, wenn Minoritätsladungsträger, z.B. Elektronen in p-dotierten Material, die Potentialbarriere am p-n-Übergang durchtunneln [6]. Jedoch ist die Breite der verarmten Zone in einem p-n-Übergang eines Halbleiterdetektors normalerweise zu groß, als dass dieser Effekt zum Tragen kommen würde.

Das Phänomen des Spannungsdurchbruchs tritt in Silizium bei elektrischen Feldern der Stärke $E \sim 30 \text{ V}/\mu\text{m}$ [7] auf. Felder dieser Stärke bilden sich zuerst an den scharfkantigen Ecken der Streifenimplantate aus. Bei der Konstruktion eines Detektors muss deshalb sorgfältig darauf geachtet werden, dass man diese elektrischen Feldspitzen durch eine möglichst günstige Geometrie vermeidet.

Wird ein Detektor mit einer solch hohen Spannung betrieben, dass ein Spannungsdurchbruch eintritt, so steigt der Leckstrom exponentiell mit der Spannung an. Da dieser meistens nur lokal im Detektor auftritt, fällt ein Teil der Spannung nur an einer bestimmten Stelle des Sensors ab, so dass er nicht weiter verarmt werden kann und Formel 2.6 für die verarmte Zone des Detektors nicht mehr gültig ist. An dieser Stelle wird das Material sehr warm, somit sollte man die Stromstärke begrenzen, um eine Beschädigung der Kristallstruktur zu vermeiden.

Der konstante Faktor in Gleichung 2.6 definiert mit der Mobilität der Majoritätsladungsträger μ die Resistivität ρ derart, dass man die Gleichung folgendermaßen umformulieren kann:

$$W = \sqrt{2\epsilon\rho\mu U_{\text{bias}}}. \quad (2.7)$$

Es ist deshalb von Vorteil, eine möglichst hohe Resistivität des Halbleitermaterials sicherzustellen. Hierin liegt ein großer Vorteil von Detektoren auf Silizium-Basis, da

hier auf die reichhaltige Erfahrung der Chipindustrie zurückgegriffen werden kann. Bei aktuellen hochreinen Silizium-Wafern liegt die Dichte der Fremdatome im Bereich $10^{11}/\text{cm}^3$, was für typische Detektoren mit Resistivitäten von ca. $10 \text{ k}\Omega\text{cm}$ bei einer Detektordicke von $300 \mu\text{m}$ eine niedrige Verarmungsspannung von ca. $50\text{-}100 \text{ V}$ ermöglicht.

2.4 Schema und Funktionsweise eines p-in-n-Streifendetektors

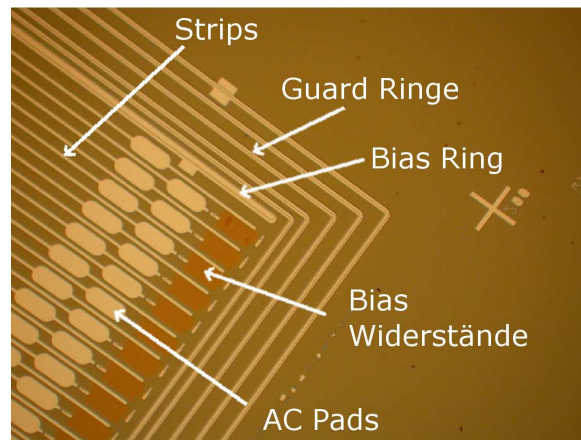


Abbildung 2.4: Teil der Oberfläche eines Si-Detektors.

Ein typischer Streifendetektor besteht zunächst hauptsächlich aus ca. $300 \mu\text{m}$ dickem n-Typ-Silizium. Auf der Oberseite (s. Abb. 2.4) befinden sich mehrere 100 streifenförmige p-Typ Implantate, die über ohmsche Bias-Widerstände mit einem sog. „Bias-Ring“ verbunden sind und so auf konstantem negativen Potential gehalten werden. Außerhalb des Bias-Rings gibt es noch eine Guard-Ring-Struktur, bestehend aus einem oder mehreren Ringen, die das Potential zum Rand hin kontrolliert abfallen lässt. Da die Kristallstruktur an den Sensorkanten oft beschädigt ist, soll dadurch ein zu großer Leckstrom vermieden werden.

Ferner wird auf der Sensoroberfläche eine isolierende Siliziumoxid-Schicht o.ä. als Passivierung aufgebracht, welche als Dielektrikum für die darüber liegenden Aluminiumstreifen dient. Somit sind die Aluminiumstreifen kapazitiv an die p-Implantate gekoppelt (AC-Kopplung). Zusammen mit den Bias-Widerständen ergibt dies eine gewöhnliche Hochpass-Schaltung, mit der man sich des zeitlich konstanten Anteils des Signals, bzw. des Leckstroms entledigt. Bei der älteren DC-Kopplung wird dagegen auf das Dielektrikum verzichtet, so dass die Leckströme in den Verstärker fließen.

Trifft ein ionisierendes Teilchen auf den Detektor, erzeugt es gemäß der Landau-Verteilung einige fC an Ladung im Silizium. Durch Anlegen einer Sperrspannung

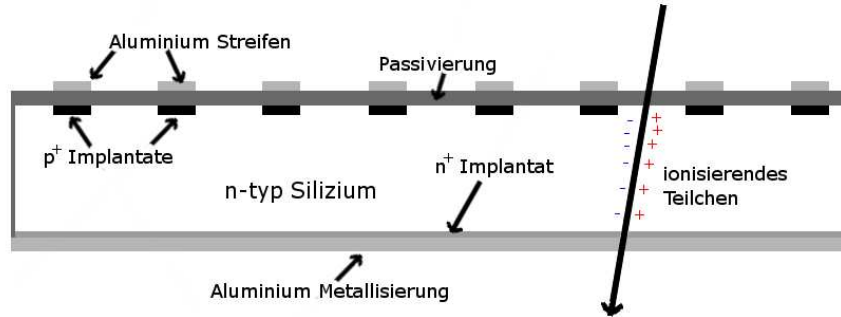


Abbildung 2.5: Schnitt durch einen Streifendetektor.

driften die Elektronen zur stark n-dotierten Rückseite, die auf positivem Potential gehalten wird. Die Löcher dagegen driften zu den Streifen und erzeugen dort ein sich schnell änderndes Signal, das direkt mit einem Verstärker gemessen werden kann. Die Höhe des induzierten Stroms wird nach dem Theorem von Ramo [8] bestimmt. Dazu definiert man zunächst ein sog. „weighting Potential“ V_{1j} . Dieses ist identisch mit dem elektrostatischen Potential, bei dem die j -te Elektrode auf 1 V liegt und alle Restlichen sowie die Rückseite geerdet sind. Dieses Potential ist also nur von der Geometrie des Detektors abhängig und nur für eine zwei-Elektroden Konfigurationen identisch mit dem elektrischen Feld, welches seinerseits die Trajektorie und Geschwindigkeit der Ladung bestimmt. Der Strom I_j an dieser Elektrode j beträgt dann:

$$I_j = q\vec{v} \cdot \vec{\nabla}V_{1j}. \quad (2.8)$$

Der Strompuls an den Streifen ist also bei gegebener Detektorgeometrie nur von der Geschwindigkeit der Ladungsträger, d. h. dem lokalen elektrischen Feld abhängig.

2.5 Die Kapazität einer Halbleiterdiode

Die Kapazität einer Halbleiterdiode ist definiert als:

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dW} \frac{dW}{dV} \quad (2.9)$$

Aus obiger Gleichung folgt mit der bekannten Formel für einen nicht vollständig verarmten Plattenkondensator eine mit der Wurzel der Spannung abfallende Kapazität:

$$C(V) = \epsilon\epsilon_0 \frac{A}{W} = \frac{A}{\sqrt{2\epsilon\rho\mu U_{\text{bias}}}} \quad (2.10)$$

mit $U_{\text{bias}} < U_{FD}$.

Ist der Detektor komplett verarmt, so erreicht die Kapazität einen konstanten Wert von

$$C_{FD} = \frac{\epsilon A}{W}. \quad (2.11)$$

2.6 Das Rauschen

Das Verhältnis von Signal zum Rauschen ist einer der wichtigsten Parameter eines Detektormoduls. Im Falle eines MIPs wird in einem 300 μm dicken Siliziumdetektor im Mittel eine Ladung von ca. 25000 Elementarladungen im Detektor deponiert. Das Signal verteilt sich dann auf einige in der Nähe der Ladungsdeposition liegende Streifen. Die Anzahl dieser Streifen ist abhängig vom Streifenabstand („Pitch“), Einfallswinkel des Teilchens und der Verteilung des elektrischen Feldes im Sensor.

Das Rauschen wird in der Literatur für gewöhnlich als ein Ladungsrauschen (ENC - Equivalent Noise Charge) in Einheiten der Elementarladung e angegeben, dass aus der Höhe des Spannungsrauschens am Komparator berechnet wird. Im Folgenden werden die einzelnen Beiträge zum Rauschen näher erläutert.

2.6.1 Das Schrotrauschen

Dieses Rauschen hat seinen Ursprung in der Quantelung der elektrischen Ladung. Fließt in einem Leiter ein „konstanter“ Strom, so fluktuiert die Anzahl der Elektronen, die eine Fläche in einer bestimmten Zeit durchqueren. Man kann zeigen, dass dieser statistische Prozess zu einem Rauschen führt, das abhängig von der Stärke des Leckstroms und der Shaping-Zeit des Verstärkers ist. Es beträgt:

$$ENC_{\text{leak}} = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{qIT_p}{4}}, \quad (2.12)$$

wobei e die Eulersche Zahl, q die Elementarladung, I den Leckstrom und T_p die Anstiegszeit des Shapersignals („peaking time“) entsprechen. Für unbestrahlte Full-Size-Detektoren wird in einem Volumen von $\sim 0,7 \text{ cm}^3$ bei Raumtemperatur ein Leckstrom von ca. $1 \mu\text{A}$ erzeugt. Bei einer peaking Time von 20 ns ergibt obige Gleichung ein Rauschen von ca. 20 ENC pro Kanal, was somit unbedenklich ist. Allerdings kann der Leckstrom nach der Bestrahlung mit Hadronen, wie sie am LHC stattfinden wird, um bis zu drei Größenordnungen ansteigen, was ein Schrotrauschen von ca. 500 ENC nach sich zieht (s. Kap. 3.3).

2.6.2 Thermisches Rauschen

Unter thermischem Rauschen versteht man den Rauschbeitrag, der aus Geschwindigkeitsfluktuationen der Elektronen resultiert. Die Bias-Widerstände sind parallel zu den Auslesechips geschaltet und tragen zum thermischen Rauschen bei:

$$ENC_{\text{bias}} = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{k_B T T_p}{2R_{\text{bias}}}}. \quad (2.13)$$

Der Bias-Widerstand eines inneren SCT-Detektors hat einen Wert von $R_{\text{Bias}} = 1,25 \text{ M}\Omega$ und liefert bei Raumtemperatur ein Rauschen von ca. 100 ENC.

Die Widerstände als auch die Kapazitäten der Aluminiumstreifen und p-Implantate auf dem Detektor sowie den Drahtbonds rufen ebenfalls ein thermisches Rauschen hervor, jedoch liegt hier die Spannungsrauschquelle seriell zum Verstärkereingang an:

$$ENC_{R_{MS}} = \frac{eC_t}{q} \sqrt{\frac{k_B T R_{MS}}{6T_p}}. \quad (2.14)$$

Dieses Rauschen hängt jetzt linear von der totalen Eingangskapazität C_t ab. Die peaking time T_p steht in Gl. 2.13 im Zähler und in Gl. 2.14 im Nenner, so dass nicht ohne weiteres zu erkennen ist, wie diese gewählt werden muss um das Rauschen zu unterdrücken. Die Verhältnisse sind jedoch so verteilt, dass die letztere Gleichung 2.14 den dominanten Rauschterm eines unbestrahlten Detektors darstellt. Für einen inneren SCT-Detektor ergeben die Kapazitäten zwischen den Streifen und von den Streifen zur Rückseite einen Wert von ca. 9 pF, der Widerstand des Aluminiums beträgt $75 \text{ }\Omega$ [2]. Damit ergibt sich bei Raumtemperatur ein Rauschen von ca. 250 ENC. Deshalb muss die peaking time des Verstärkers möglichst lang gewählt werden, was gerade bei einem Upgrade des LHCs mit niedrigeren Bunch Crossing Zeiten (d.h. kleinem zeitlichen Abstand der Protonen-Pakete) zu einer Verringerung des Signal/Rausch-Verhältnisses führen wird.

2.6.3 Weitere Rauschterme

Auch die Ausleseelektronik bzw. die Chips auf dem Hybrid liefern Rauschbeiträge, auf die an dieser Stelle jedoch nicht weiter eingegangen werden soll. Allen ist gemein, dass sie linear von der Kapazität abhängen, so dass gilt:

$$ENC_C = A + B \cdot C_t, \quad (2.15)$$

wobei die beiden Parameter vom Design der Auslesechips abhängen.

2.7 Binäre Auslese mit ABCD3

2.7.1 n-Typ

Grundsätzlich kann man das Signal eines Detektors analog oder digital auslesen. Die hier verwendeten ABCD3T-Chips arbeiten binär, d.h. sie digitalisieren das Signal mit einer Auflösung von nur 1 Bit und können lediglich entscheiden, ob das Signal die eingestellte Schwelle überschritten hat, oder nicht. Jeder Chip kann 128 Detektorstreifen auslesen und arbeitet im Wesentlichen nach folgendem Ablauf [9]: Zunächst

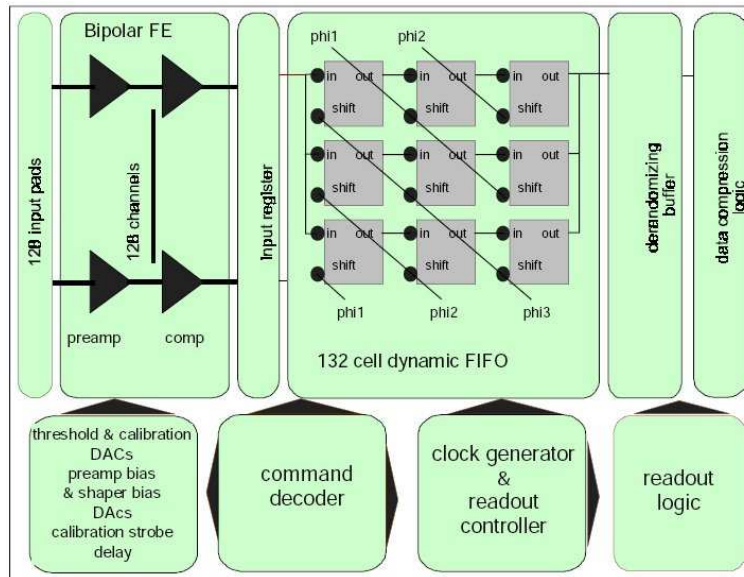


Abbildung 2.6: ABCD3T Chip-Struktur [9].

wird die Ladung des Streifens über einen Zeitraum von 20 ns in einem Vorverstärker integriert und ein dazu proportionales Spannungssignal ausgegeben, welches im Shaper eine leicht digitalisierbare Form mit wiederum zur Spannung proportionaler Amplitude erhält. Dann wird das Signal durch einen Diskriminator digitalisiert und das jeweilige Bit nacheinander alle 25 ns in ein Schieberegister, der sogenannten Pipeline geschrieben. Diese besteht aus 132 Zeitfenstern, in denen die Bits alle 25 ns ins jeweils nächste Bin geschrieben wird. Insgesamt ist somit jedes Bit $3,2 \mu\text{s}$ in der Pipeline gespeichert. Empfängt der Chip von außen ein Auslesesignal, den Level 1 Trigger, so wird der entsprechende Wert zusammen mit seinen beiden zeitlichen Nachbarn in einem read-out Puffer gespeichert und komprimiert ausgegeben.

Wegen der binären Struktur der Ausleseelektronik können Signalstärken nicht direkt gemessen werden, sondern müssen durch einen Schwellenscan in mehreren Schritten ermittelt werden. Dabei wird zunächst eine bestimmte Schwellenspannung am Diskriminator vorgegeben und danach die Anzahl der Trigger ermittelt, bei denen das Signal

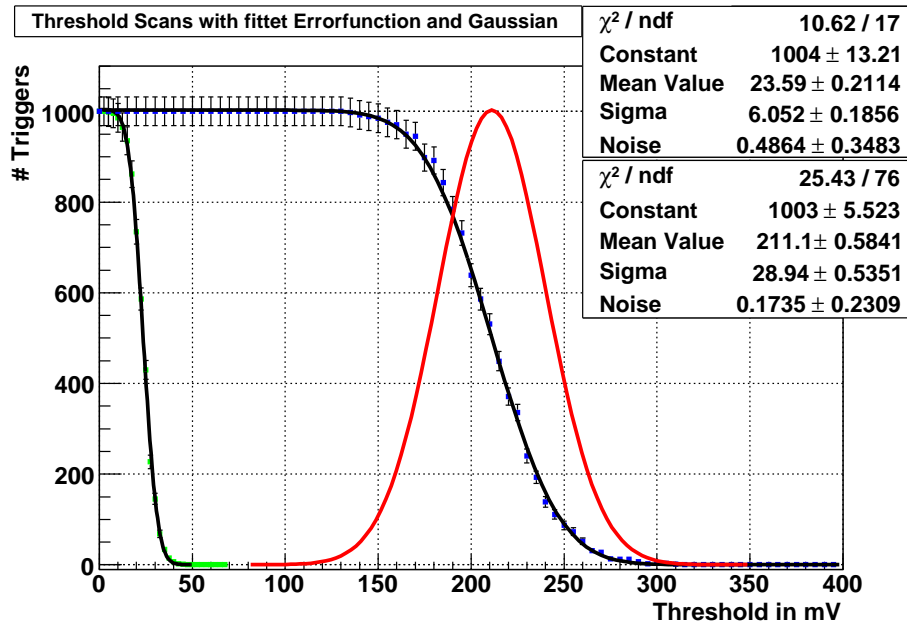


Abbildung 2.7: Schwellenscan eines Laserpulses mit breiter Flanke. Zum Vergleich ist die S-Kurve eines Hybrids ohne Sensor aufgetragen worden (links). Es wurde jeweils eine Errorfunktion an die Daten gefittet und in einem Fall eine Gaußfunktion mit den Parametern aus dem Fit geplottet. Sie entspricht der Ladungsverteilung im Detektor.

über dieser eingestellten Schwelle liegt, welche dann als „Treffer“ gezählt werden. Für kleine Schwellen ist die Anzahl der Treffer immer identisch mit der Anzahl der gesendeten Trigger. Erhöht man die Schwelle in den Bereich der entsprechenden deponierten Ladung, so wird die Anzahl der Treffer sukzessive kleiner. Da die Ladungen während eines Schwellenscans nicht konstant im Detektor verteilt werden, sondern um einen Mittelwert fluktuieren, nimmt die Anzahl der Treffer nicht abrupt ab und der Schwellenscan zeigt hier eine aufgeweichte Flanke. Bei hinreichend großen Schwellen werden keine Treffer mehr an den Streifen gesehen.

Der genaue Verlauf des Schwellenscans ist abhängig von der Verteilung der deponierten Ladungen. Ist diese gaußförmig, dann ist die dazugehörige Funktion identisch mit einer Errorfunktion:

$$Err(E) = C \int_E^{\infty} e^{-\frac{(x-x_c)^2}{\sigma^2}} dx. \quad (2.16)$$

In Abb. 2.7 sind zwei solcher Schwellenscans gezeigt und mit der Errorfunktion 2.16 gefittet. Daraus kann man die Energie bestimmen, bei der die Anzahl der Treffer halb so groß wie die Anzahl der gesendeten Trigger ist. Dieser „50%-Punkt“ wird dann als Maß für die Stärke des Signals verwendet, das Sigma der Gaußfunktion ist das Rauschen des Signals (s. Kap. 2.6). Es ist zusammengesetzt aus dem Rauschen der eigentlichen

induzierten Ladung, wie z. B. Intensitätsschwankungen des Lasers. Weitere Rauschquellen sind der Spannungspegel am Shaperausgang und der Thresholdspannung. In diesem Beispiel liegt das komplette Rauschen mit einstrahlendem Laser bei 29 mV, was bei einer Verstärkung von $55 \text{ mV} \cdot \text{fC}^{-1}$ ca. 3300 ENC entspricht. Das Rauschen der Auslesechips beträgt zusammen mit dem des Kalibrationspuls (s.u.) lediglich 6 mV. Dies entspricht einer Ladung von ca. 680 ENC. Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz setzt sich das Gesamtrauschen zusammen als:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{Thr}}^2 + \sigma_{\text{Sh}}^2 + \sigma_{\text{Puls}}^2}. \quad (2.17)$$

Um die Schwelle in die deponierte Ladung umrechnen zu können, muss der Sensor kalibriert werden. Im ABCD-Chip ist dafür eine Kalibrationsschaltung integriert. Dabei wird mit einem 120 ns langen Rechteckpuls ein Kondensator aufgeladen, so dass auf dessen Rückseite ein positiver Spannungspuls entsteht, der an den Eingang des Verstärkers gelegt wird. Durch Schwellenscans kann dann die Verstärkung des Kanals bestimmt werden. Auch der negative Puls an der Rückseite kann zur Kalibration verwendet werden, jedoch sind sowohl die ABCD-Chips, als auch die Software SCTDAQ, nicht für diese Polarität entwickelt worden (s. Kap. 2.7.2).

2.7.2 p-Typ

Da die 3D-Detektoren p-dotiert sind, muss man darauf achten, die Elektroden mit einer im Vergleich zum SCT umgekehrt polarisierten Hochspannung zu versorgen. Dabei genügt es nicht, die Potentiale wie sie für die n-Typ Auslese benutzt werden, zu verwenden. Legt man nämlich positive Hochspannung auf die Streifen und GND auf die Rückseite, fließt ein hoher Strom über die Chips ab, so dass die Sensoren nicht verarmt werden können. Stattdessen muss das Potential an den Streifen auf AGND bleiben und stattdessen die Rückseite mit negativer Hochspannung versorgt werden. Somit genügt es schlicht, die beiden Hochspannung-Kontakte am Anschluss an das Hybrid zu vertauschen. Der gesamte Leckstrom des Moduls lag so im Bereich der „nackten“ Sensoren und zeigte einen Durchbruch erst bei ca. 200 V.

Die Auslese des Moduls ist mit der Software SCTDAQ bis zu deponierten Ladungen von 4-5 fC ohne weitreichende Änderungen an den Root-Macros möglich. Da bei der p-Typ Auslese negative Signale an den Elektroden des Sensors gesammelt werden, liefern Vorverstärker und Shaper negative Signale. Auf Grund der nicht bipolaren Bauweise des Komparators übersteigen diese allerdings normalerweise nicht die Diskriminator-schwelle. Hier hilft jedoch eine spezielle Eigenart des ABCD3T Chips. Dieser besitzt einen TrimDAC, mit dem der Offset der Kanäle angeglichen werden kann. Durch maximales Verschieben des Offsets zu höheren Werten wird das Signal am Shaperausgang zu positiven Spannungen verschoben. So wird erreicht, dass selbst bei negativen Signalen am Komparator noch ein positives Signal ankommt. Dadurch sieht der Chip auf

allen Kanälen Treffer, da das Rauschen jetzt *über* der Diskriminatorschwelle liegt. Nur wenn ein Teilchen im Detektor eine Ionisation auslöst, sieht man bei diesen Kanälen keine Treffer. Bei maximaler Trimmung wird der Offset um $15 \cdot 16$ mV verschoben, was je nach Verstärkung einer maximalen Ladung von 4-5 fC entspricht. Noch höhere Ladungen erzeugen einen 50%-Punkt unterhalb von 0 mV und können somit nicht nachgewiesen werden.

Auch alle Test- und Kalibrationsmakros von SCTDAQ [10] können normal verwendet werden, da durch das Trimmen wie gehabt nur positive Signale ausgelesen werden. Die erzeugte Ladung kann man einfach durch eine Subtraktion des 50%-Punktes vom Trimming berechnen.

Eine zweite Möglichkeit der Kalibration ist, den Kalibrationsschaltkreis zu verwenden. Der Rechteckpuls, der den Kondensator auflädt, liefert beim Aufladen einen positiven, jedoch beim Entladen auch ein negativen Puls. Damit dieser zur Kalibration benutzt werden kann, muss nur das Trigger-Delay um ca. 120-150 ns verlängert werden. Da die Verstärkung des Signals jetzt negativ ist, muss man allerdings das Histogramm invertieren, d.h. man subtrahiert die Treffer von der Anzahl der gesendeten Trigger. So hat man wieder die Situation wie in einer herkömmlichen n-Typ Auslese simuliert und kann im Wesentlichen alle Makros normal verwenden [11].

3 Strahlenschäden

3.1 Allgemeines über Strahlenschäden in Halbleitern

Im Allgemeinen gibt es zwei Kategorien, mit denen man die Defekte durch Strahlung in einem Halbleiter klassifiziert. Die erste Art von Defekten sind durch Ionisation (IEL - Ionizing Energy Loss) entstandene Fehlstellen in der oxidierten Detektoroberfläche. Diese verursachen eine Akkumulation von positiver Ladung in dem Oxid (SiO_2) und haben Einfluss auf die Kapazität und das Rauschen des Detektors [12]. Bei p-Typ-Detektoren, in denen Elektronen an den Elektroden gesammelt werden, kann dies außerdem die Detektorkennlinie beeinflussen, da die Elektroden nicht mehr ausreichend von einander isoliert sind (s.Kap. 4.3).

Defekte können auch erzeugt werden, indem ein Teilchen ein oder mehrere Atome von ihren Gitterplätzen entfernt (NIEL - Non Ionizing Energy Loss). Leichte Teilchen wie Photonen sowie niederenergetische Elektronen und Hadronen erzeugen Punktdefekte. Diese bestehen aus einzelnen Paaren von Gitterlücken und deplatzierten Atomen, auch Frenkel-Defekte genannt. Um ein Atom aus seinem Gitterplatz zu entfernen, muss eine Energie von ca. 25 eV übertragen werden. Höherenergetische Teilchen können auch ganze *Cluster* aus mehreren Frenkel-Defekten erzeugen. In Tabelle 3.1 sind die Schwellenenergien für Elektronen und Neutronen zusammengefasst [13]:

Diese sogenannten primären Defekte sind je nach ihrer thermischen Energie im Kristall beweglich und können diverse Reaktionen im Material hervorrufen. Zunächst organisiert sich das Kristallgitter bei Raumtemperatur wieder um, so dass die meisten Defekte wieder verschwinden. Es kann jedoch auch vorkommen, dass Fehlstellen auf andere Defekte oder Fremdatome im Kristall treffen. Verunreinigungen im Kristall sind nie ganz zu vermeiden und werden manchmal sogar gezielt eingesetzt, um spezielle Eigenschaften des Detektors zu erhalten (z. B. Dotierungen). Treffen Fehlstellen auf

	Elektronen	Neutronen
Punktdefekt	260 keV	175 eV
Cluster	8 MeV	35 keV

Tabelle 3.1: Schwellenenergien von Elektronen und Neutronen zur Erzeugung von Punktdefekten bzw. Clustern in Silizium.

ein solches Fremdatom, können sie miteinander reagieren und stabile, möglicherweise elektrisch aktive Defekte bilden. Ähnlich wie bei einer Dotierung kommt es in diesem Fall zu dauerhaften Veränderungen der Bandstruktur des Materials. Beispielsweise ist bekannt, dass Sauerstoff *tiefe Akzeptoren* bindet (V_2O), welche dann nicht mehr zur negativen Raumladung und damit einer Typinversion beitragen [14]. Außerdem tragen Verbindungen der einfachen Gitterlücken mit Sauerstoff (VO-Komplex) nicht zu einer Erhöhung des Leckstroms bei und sind in dieser Hinsicht im Siliziumkristall relativ harmlos. Die genaue Natur dieser Defekte ist jedoch sehr vielfältig und noch nicht vollständig verstanden. Sie ist Gegenstand aktueller Forschung der RD50-Kollaboration des CERN.

3.2 Die NIEL-Skalen-Hypothese

Die NIEL (Non Ionizing Energy Loss)-Skalen-Hypothese besagt, dass die Strahlenschäden jeder Fluenz von Teilchen einer bestimmten Energie durch eine Fluenz von 1 MeV Neutronen ausgedrückt werden können, welche eine äquivalente Schädigung des Materials hervorruft. Als grundlegende Hypothese wird dabei angenommen, dass die Strahlenschäden durch nicht ionisierende Energieverluste der Teilchen verursacht werden [15]. Kennt man Fluenz und Energie dieser Teilchen, so ist die äquivalente Fluenz von 1 MeV Neutronen gegeben durch

$$\phi_{\text{Neq}}^{1 \text{ MeV}} = \kappa \phi, \quad (3.1)$$

wobei der Härtefaktor κ konstant ist und für die jeweilige Teilchensorte und -energie in der Literatur aufgelistet ist [16].

Auf mikroskopischer Skala ist es allerdings nicht verstanden, warum die Stärke der Kristallschäden mit NIEL skalieren sollte. Es gibt Studien [13], die ein signifikantes Abweichen von dieser Hypothese belegen. Beispielsweise zeigen niederenergetische Elektronen (1,8 MeV) ein von der NIEL-Skalierung abweichendes Verhalten.

3.3 Klassifikation von Strahlenschäden

Generell führen die Defekte im Kristallgitter zu folgenden drei Effekten:

- lokale Änderung der Raumladung
- Reduzierung der effektiven Driftlängen durch höheres Trapping
- Erhöhung des Leckstroms

Verantwortlich für Änderungen der Raumladung sind Zustände, die in der Nähe des Leitungs-/ bzw. Valenzbandes liegen. Zustände in der unteren Hälfte der Bandlücke sind normalerweise mit Elektronen besetzt, während die der oberen Hälfte bei Raumtemperatur ionisiert sind. Entsteht nun durch die Bestrahlung beispielsweise ein Akzeptor, d. h. ein Zustand, der durch ein gebundenes Elektron negativ geladen ist, so ändert sich lokal die Raumladung, wenn dieser Zustand in der unteren Hälfte der Bandlücke liegt. Umgekehrt nennt man Defekte, die in einem besetztem Zustand neutral sind, Donatoren. Diese sind thermisch ionisiert, wenn sie nicht zu weit vom Leitungsband entfernt sind und induzieren dann eine positive Raumladung. Während der Bestrahlung werden gleichmäßig Defekte im Halbleiterkristall erzeugt und führen zu einer Änderung der Ladungsträgerkonzentration, die je nach Teilchenart und -energie in eine positive, als auch in eine negative Richtung führen kann. Abhängig von der Dotierung des Silizium-Substrats kann es somit insbesondere zu einer Änderung der Gesamtraumladung, der Typinvertierung kommen (s. Kap. 3.4).

Tiefere Zustände können die Ladungsträger je nach Betriebstemperatur für längere Zeit einfangen, so dass die effektive Driftlänge der Ladungen reduziert wird. Da die Integrationszeit auf Grund der Taktrate des LHC begrenzt ist, kann die Ladung möglicherweise nicht mehr komplett gesammelt werden. Somit ist es möglich, dass ein Signal nicht den Eingang des Auslesechips erreicht und das Teilchen somit unentdeckt bleibt. Insgesamt manifestiert sich dieser Effekt in einer Verringerung der Ladungssammlungseffizienz („Charge Collection Efficiency“ bzw. CCE), worunter man das Verhalten der Signalstärke des jeweiligen Detektorkanals z.B. in Abhängigkeit der angelegten Sperrspannung versteht. Deshalb reduziert sich während der Bestrahlung laufend das Signal/Rausch-Verhältnis. Dieses als „Trapping“ bezeichnete Phänomen kann aus diesem Grunde bei Beschleunigern mit hohen Taktraten von nur 80 MHz zu einem ernst zu nehmenden Problem werden.

Zustände in der Mitte der Bandlücke erhöhen die Übergangswahrscheinlichkeit für thermische Elektronen und damit den Leckstrom, welcher direkt verantwortlich für das Schrotrauschen und die Leistungsdissipation im Detektor ist. Bei bestrahlten Detektoren nimmt dieser Leckstrom proportional mit der Fluenz um mehrere Größenordnungen zu, kann aber durch ausreichende Kühlung kontrolliert werden. Nach starken Strahlenbelastungen, wie sie während des LHC-Betriebs auftreten, liegt er im mA-Bereich, was zu nicht unwesentlichen Belastungen für die Spannungsversorgung führen kann. Außerdem hat sich gezeigt, dass sich bei ungenügender Kühlung der Detektoren eine positive Rückkopplung einstellt, die dazu führt, dass der Leckstrom mit steigender Temperatur immer weiter steigt („thermal runaway“) [17]. Auf Grund dieser Effekte ist die Lebensdauer eines Detektors immer auch durch die Leistung des Kühlsystems begrenzt.

3.4 Die Typinvertierung von n-Typ-FZ-Silizium

Während des Betriebs der Detektoren und der damit verbundenen Strahlenbelastung entstehen im Kristall eine Vielzahl von unterschiedlichen Defekten, deren Dynamik bisher nur ansatzweise verstanden wurde und Gegenstand aktueller Forschung der RD50-Kollaboration ist. Es ist jedoch gesichert, dass nach dem standardisierten FZ-Verfahren (s. Kap. 4.1) hergestellte Silizium-Detektoren mit steigender Fluenz eine größere Produktion von Akzeptoren als Donatoren zeigen. Dies führt letzten Endes dazu, dass das Material eine Typinvertierung von n nach p vollzieht. Somit befindet sich der p-n-Übergang *nicht* mehr auf der Vorderseite (also der Streifenseite), sondern auf der Rückseite des Detektors, die stark n-dotiert ist. Nicht vollständig verarmte Detektoren können je nach Geometrie eine wesentlich schlechtere Auflösung aufweisen, da die Streifen durch die nicht verarmten Zwischenstreifenbereiche kurzgeschlossen sind. In früheren Präsentationen [18] wurde bereits von diesem Effekt berichtet, typischerweise wurde auf ca. 10 Streifen ein Signal gemessen. Dieses war auf der zentralen Elektrode entsprechend verkleinert. Gerade bei Sensoren mit kleinem Pitchabstand sollte deshalb dafür gesorgt werden, dass diese Detektoren vollständig verarmt sind. Jedoch ist dies nach der Bestrahlung und den damit verbundenen hohen Verarmungsspannungen wegen Spannungsdurchbrüchen oder Stromlimitierungen der Spannungsversorgungen häufig nicht möglich.

Experimentell hat man dies durch Transient Current Technique (TCT)-Messungen verifiziert, bei denen durch einen roten Laser gezielt nur eine Art von Ladung in den Detektor indiziert wird [19][20]. Richtet man beispielsweise das Laserlicht auf die Rückseite eines n-Typ Detektors, so driften auf Grund der geringen Eindringtiefe von rotem Licht in Silizium die Elektronen sofort in die Metallisierung und können wegen der zu kleinen Shaping-Zeit der Elektronik nicht nachgewiesen werden. Die Löcher dagegen driften zu den Elektroden und induzieren dort gemäss dem Ramo-Theorem ein Signal, dessen Stärke proportional zur Driftgeschwindigkeit und somit zur Stärke des elektrischen Feldes ist. Auf diese Weise ist es möglich, experimentell festzustellen, ob dieses Feld auf der Vorder- oder auf der Rückseite am stärksten ist, was Aufschluss über die Raumladung und eine etwaige Typinversion gibt. Der Wert der Fluenz, bei der ein STFZ-Silizium-Detektor von n nach p typinvertiert, ist von der Anfangsdotierung des Halbleiters abhängig. Studien [21][22] geben eine Größenordnung von 10^{13} Neq/cm² an.

3.5 Das Annealing

Ein Siliziumkristall ist ein komplexes Vielteilchensystem mit äußerst vielen Freiheitsgraden der Bewegung. Während der Bestrahlung wird dieses komplexe System aus seinem Gleichgewicht gebracht, es entstehen einzelne Punktdefekte durch Herausschla-

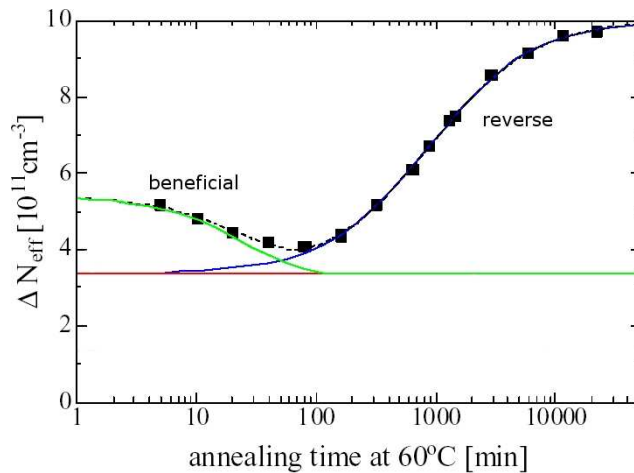


Abbildung 3.1: Typisches Annealing eines bestrahlten Siliziumdetektors mit zunächst abnehmender und späterer zunehmender Verarmungsspannung bzw. effektiver Ladungsträgerkonzentration [13].

gen der Atome aus dem Kristallgitter bzw. bei höheren Energien auch kaskadenartige Cluster von Frenkel-Defekten (s. Kap. 3.1). Nach der Bestrahlung ist der Kristall bestrebt, einen Gleichgewichtszustand einzunehmen, denn primäre Defekte sind im Kristall nicht stabil und zunächst frei beweglich. Ein solches Frenkel-Paar kann rekombinieren bzw. annihilieren oder auch mit anderen Defekten oder Verunreinigungen stabile Komplexe bilden. Genau wie eine Bestrahlung ändert auch dieses sogenannte „Annealing“ die effektive Ladungsträgerkonzentration und damit die Verarmungsspannung des Detektors. Messungen haben gezeigt, dass man dieses Verhalten in das „Beneficial Annealing“ mit abnehmender Ladungsträgerkonzentration und in ein dazu komplementäres, relativ dazu langsames „Reverse Annealing“ einteilen kann. Es kann deshalb vorteilhaft sein, bestrahlte Detektoren eine gewisse Zeit ungekühlt oder leicht gewärmt zu lagern, um ins Minimum der in Abb. 3.1 gezeigten Kurve zu gelangen. Auch während des Colliderbetriebes ist es nicht zwingend von Nachteil, die Detektoren aufzuwärmen, wenn Wartungsarbeiten fällig sind. Jedoch müssen die Zeitkonstanten des Annealing bekannt sein, da das Reverse Annealing nicht mehr umkehrbar ist. Weil die genauen Annealingzeiten stark temperaturabhängig sind, sollten zu untersuchende bestrahlte Sensoren zunächst tiefgekühlt gelagert werden.

4 Kandidaten für strahlenharte Detektoren

4.1 Czochralski-Silizium

Die in der Halbleiterindustrie häufigste Art der Züchtung von Kristallen ist das Czochralski-Verfahren. Bei diesem Herstellungsprozess wird ein monokristalliner Siliziumkeim in einen Quarztiegel (SiO_2) mit geschmolzenem Silizium und dem jeweiligen Dotierungsmaterial getaucht. Durch langsames gleichzeitiges Drehen und Herausziehen des Keims erstarrt das Silizium und bildet ein Kristallgitter aus, das dieselbe Orientierung wie der Keim aufweist. Während der Kristallzüchtung können sich jedoch Sauerstoff, Kohlenstoff und andere Verunreinigungen vom Tiegel lösen und in die Schmelze gelangen. Zwar kann man durch dieses Verfahren kostengünstige Ingots mit Längen von bis zu 2 m und Durchmessern von bis zu 30 cm erhalten, jedoch sind Czochralski-Kristalle wesentlich unreiner und erreichen nicht die Qualität eines nach dem Float-Zone-Verfahren gezüchteten Kristalls.

Beim „Standard-Float-Zone“ (STFZ)-Verfahren (beschrieben im Detail in [23]) wird ein hochreiner polykristalliner Siliziumkristall zusammen mit einem monokristallinen Keim am unteren Ende in vertikaler Position rotiert. Dabei wird das Silizium unter einer Argon-Atmosphäre mit einem Ring induktiv erhitzt, bis es schmilzt und dann langsam vom unteren Ende bis nach oben bewegt. Das dabei wieder erstarrende Silizium nimmt dabei die gleiche Kristallorientierung wie der Keim an. Mit diesem Verfahren können hochreine Siliziumkristalle gezüchtet werden, da viele Verunreinigungen in der Schmelze eine höhere Löslichkeit als Silizium haben. Der wachsende Kristall wird beim Float-Zone-Verfahren somit zusätzlich von Fremdatomen gereinigt. Ferner kann dieser Prozess mehrmals wiederholt werden, bis eine ausreichende Qualität mit einer vernachlässigbaren Sauerstoffkonzentration von weniger als 10^{15} cm^{-3} und entsprechend hoher Resistivität von ca. $30 \text{ k}\Omega\text{cm}$ vorliegt.

Cz-Detektoren dagegen können neben anderen Verunreinigungen hohe Sauerstoffkonzentrationen von $10^{17} \text{ cm}^{-3} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und entsprechend geringe Resistivitäten aufweisen. Sie zeigen deshalb zunächst relativ hohe Verarmungsspannungen sowie beträchtliche Leckströme und sind für den Einsatz als Teilchendetektor nicht interessant, so dass in der Vergangenheit auf FZ-Detektoren zurückgegriffen wurde. Einige Studien zur Strahlenhärte von Silizium [24; 21] zeigten jedoch ein im Vergleich

zu FZ-Detektoren langsames Ansteigen der effektiven Ladungsträgerkonzentration während der Bestrahlung. Cz-Detektoren haben deshalb bei hohen Fluenzen eine kleinere Verarmungsspannung, als herkömmliche FZ-Detektoren. Zwar konnte dieser Effekt auch bei durch Diffusion von Sauerstoff angereicherten, sogenannten DOFZ-Detektoren (Diffusion Oxygenated Float Zone), nachgewiesen werden [25]. Jedoch ist in diesem Material, im Gegensatz zu Cz-Silizium, die Sauerstoff-Konzentration nicht homogen. TCT-Messungen zeigen darüber hinaus [24], dass in Cz-Silizium wegen der langsameren Akkumulation der negativen Raumladung während der Bestrahlung mit niedrigenergetischen Protonen, die Typinvertierung (von positiver nach negativer Raumladung) im Gegensatz zu STFZ- und DOFZ-Silizium erst bei Fluenzen von ca. $1,6 \cdot 10^{14}$ Neq/cm² anstelle von $3 \cdot 10^{13}$ Neq/cm² in FZ-Detektoren stattfindet. Auch das Reverse Annealing scheint bei hohen Fluenzen weniger kritisch zu sein. Bestrahlungen mit Gamma-Quanten ziehen im Gegensatz zu FZ-Detektoren gar keine Typinvertierung nach sich, sondern führen im Gegenteil zu einer Ansammlung von positiver Raumladung. Bei Neutronen-Bestrahlungen zeigen sich nur geringe Unterschiede zwischen FZ und Cz-Detektoren [21].

4.2 Magnetic-Czochralski-Silizium

Die nach dem Czochralski-Verfahren gezüchteten Siliziumingots können einen Durchmesser von bis zu 300 mm bzw. eine Masse von 100-300 kg erreichen. Wegen der geringen Viskosität der Siliziumschmelze kommt es während der Züchtung zu dreidimensionalen Strömungen sowie Temperaturfluktuationen im Material, die sich in Inhomogenitäten der Doping- und Sauerstoffkonzentrationen äußern. Außerdem kann es zu lokalen Verlusten der Kristallstruktur kommen.

Beim Magnetic-Czochralski-Verfahren handelt es sich um eine Erweiterung des Czochralski-Züchtungsprozesses. Dabei wird der Tiegel, in dem sich die Siliziumschmelze befindet, von einer stromdurchflossenen Spule umgeben, so dass im Inneren ein magnetisches Feld erzeugt wird. Die Lorentzkraft erzeugt im Plasma eine Strömung und reduziert die Amplitude der Fluktuationen in der Schmelze, was insgesamt eine höhere Qualität des Siliziums ermöglicht. Darüber hinaus wird durch die Stabilisierung der Schmelze das Auflösen des Quarztiegels während der Züchtung verlangsamt, so dass durch ein Magnetfeld der Sauerstoffgehalt in der Schmelze kontrolliert bzw. auf weniger als 10 ppm reduziert werden kann. Dies ist bei der Prozessierung eines Detektors von besonderer Bedeutung, da zu hohe Konzentrationen bei hohen Temperaturen zu Sauerstoffabscheidungen führen können [26]. Das externe Magnetfeld kann viele verschiedene Formen aufweisen, in der Vergangenheit wurden z. B. statische axialsymmetrische, transversale, diverse dreidimensionale und zeitabhängige Felder verwendet.

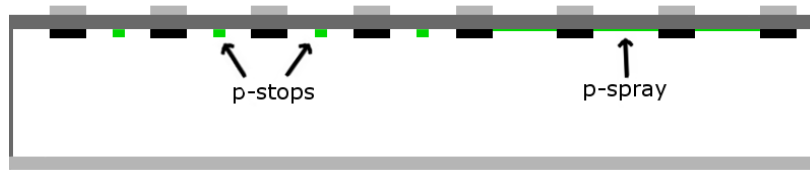


Abbildung 4.1: P-Typ-Detektor mit p-Stops und p-Spray.

4.3 p-Typ-Detektoren

Es ist allgemein akzeptiert, dass nach dem üblichen Float-Zone Verfahren gezüchtete n-Typ Siliziumsensoren schon bei für sLHC niedrigen Fluenzen eine Typinvertierung zeigen, die eine komplette Depletierung des Detektors erzwingt, um eine Verarmung auf der Streifenseite sicherzustellen. Es liegt deswegen auf der Hand, den Silizium-Bulk bei der Herstellung mit Löchern zu dotieren, damit die Typinvertierung vermieden wird. Bei diesen sog. n-in-p-Detektoren befindet sich der p-n-Übergang unabhängig von der Stärke der Bestrahlung *immer* auf der Seite der Streifen. Genau wie herkömmliche p-in-n-Detektoren kann man zwar bei hohen Fluenzen keine vollständige Verarmung mehr sicherstellen, so dass das Signal sinkt. Jedoch verringert sich die Auflösung eines p-Typ-Sensors auch bei einer teilweisen Verarmung nicht. P-Typ-Detektoren haben außerdem den Vorteil, dass an den Streifen Elektronen gesammelt werden. Elektronen haben gegenüber Löchern eine dreifach höhere Mobilität, so dass auch das Trapping dadurch entsprechend verringert wird.

Problematisch bei diesen Detektoren ist jedoch die Spannungsfestigkeit. Da sich an der Oberseite immer eine positiv geladene Siliziumoxidschicht ausbildet, entsteht zwischen den Streifen bzw. Pixeln eine leitende Elektronenakkumulationsschicht, die sie miteinander kurzschließt. Dadurch hat man signifikante Charge Sharing Effekte (die Ladung verteilt sich auf mehrere Streifen), welche das Signal/Rausch-Verhältnis stark herabsetzen. Somit ist man bei der Herstellung gezwungen, alle Elektroden voneinander zu isolieren. Dies geschieht entweder durch p-dotierte Implantate (p-Stops) zwischen den Streifen oder gleichmäßiges Auftragen einer entsprechenden Schicht über die komplette Oberseite (p-Spray) (s. Abb. 4.1). Beide Techniken beeinflussen sowohl die Strom-Spannungs-Kennlinien des Detektors, als auch die Zwischenstreifenkapazitäten. Gegenwärtig wird in der RD50-Kollaboration auch ein zweigleisiger Ansatz verfolgt, bei dem sowohl p-Stops als auch ein p-Spray auf Prototypen aufgetragen werden. Es ist Gegenstand aktueller Forschung, das optimale Verhältnis zwischen den beiden Isolierungen herauszufinden.

An dieser Stelle sollte auch erwähnt werden, dass die Auslese von p-Typ-Detektoren mit der ATLAS-SCT-Elektronik problematisch ist, da diese nur für positive Ladungen konzipiert ist. Da bei p-Typ-Detektoren Elektronen an den Streifen gesammelt werden, kann die Ausleseelektronik nicht wie gewöhnlich betrieben werden (s. Kap.2.7.2).

4.4 3D-Detektoren

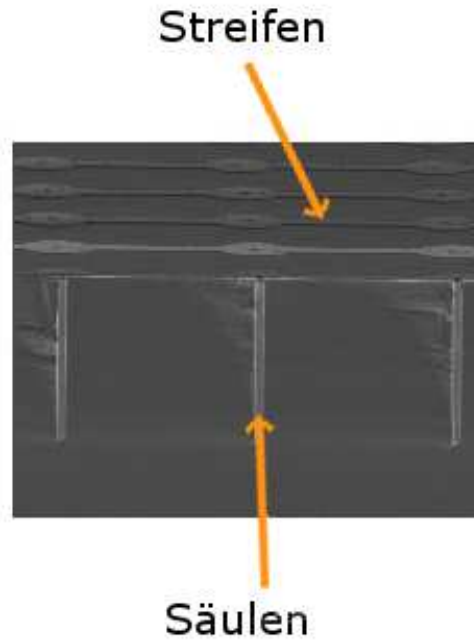
Das ursprüngliche Design eines 3D-Detektors [27] ist gekennzeichnet durch Säulen, die durch Laserpulse oder trockenes Ätzen (DRIE - Deep Reactive Ion Etching) prozessiert werden. Sie können durch Diffusion reihenweise abwechselnd n und p dotiert werden. Durch streifenweises Verbinden der gleichdotierten Säulen mit Aluminium erhält man so einen Streifendetektor, in dem sich das Feld parallel zur Oberfläche ausbildet.

Diese radikale Abkehr von planaren Dioden bietet mehrere Vorteile gegenüber der konventionellen Detektorgeometrie. Bei hohen Fluenzen ab 10^{16} Neq/cm² ist die effektive Driftlänge der Ladungen in Silizium stark verringert. Auf Grund der geringen Abstände der Elektroden von nur einigen 10 μm ist das Trapping deshalb wesentlich reduziert. Gleichzeitig nimmt die Verarmungsspannung des Detektors wegen dem quadratischen Zusammenhang zwischen Spannung und Breite der verarmten Zone (s. Gl. 2.6) stark ab. Bei Säulenabständen von einigen 10 μm sinkt sie wenigen gegenüber üblichen Dioden mit mehreren 100 μm Dicke um ein bis zwei Größenordnungen.

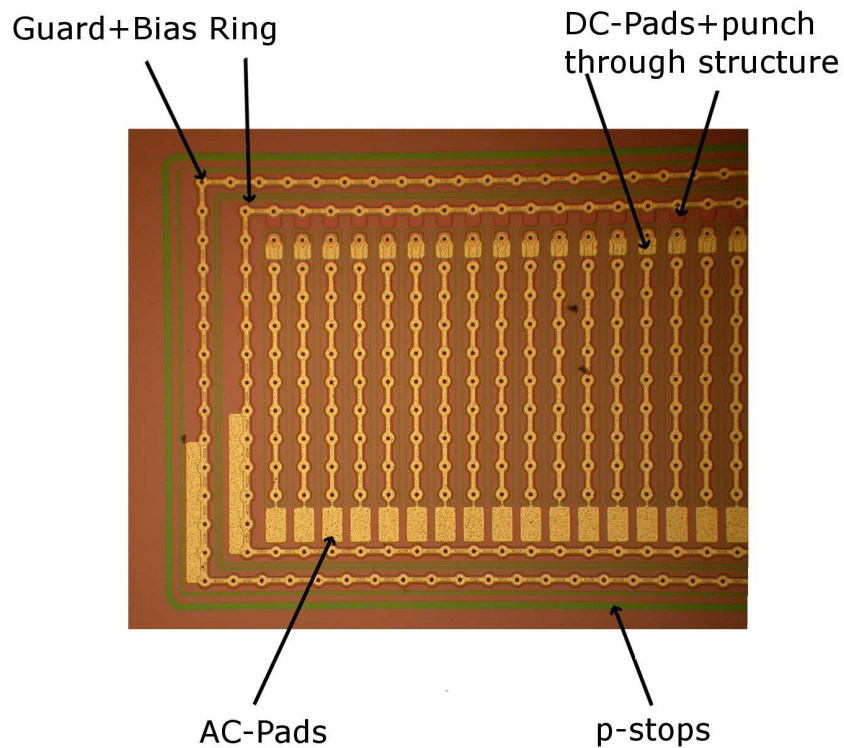
Der zweite Vorteil ist die verkürzte Driftdauer der Ladungen. Dies verkürzt die Responsezeit des Detektors. Er kann mit einer höheren Ausleserate betrieben werden, was für sLHC Szenarien mit verkürzten Bunch Crossing Zeiten von Bedeutung ist.

Ein weiterer wichtiger Gesichtspunkt ist die Entkopplung der Dicke der verarmten Zone und der Spannung. Anders als beim herkömmlichen Streifendetektor verläuft das elektrische Feld parallel zur Detektoroberfläche, so dass das Volumen der aktiven Zone nur von der Tiefe der Säulen abhängt. Gleichzeitig braucht man aber nur die wesentlich kleineren Zwischensäulenbereiche zu depletieren. Gegenwärtig ist es möglich, Säulen mit einem Länge-Durchmesser Verhältnis von ca. 20/1 zu ätzen, was bei einer typischen Säulenbreite von 10 μm einer Dicke von bis zu 200 μm entspricht.

Um das Design zu vereinfachen und die Kosten für die Sensoren zu senken, wurde ein einfacheres Design mit einheitlich dotierten Säulen entwickelt, bei dem zusätzlich die Rückseite des Detektors mit der anderen Dotierung versetzt ist. Dadurch werden nur Ladungen einheitlicher Polarität an den Säulen gesammelt, die anderen driften bzw. diffundieren zur Rückseite. In diesem Detektor ist die Verteilung des elektrischen Feldes zwar nicht mehr überall streng parallel zur Oberfläche, jedoch bleiben die Verarmungsspannungen auch hier niedrig. Auf der anderen Seite ist das Feld wegen dieser Geometrie in den Zwischensäulenbereichen nur relativ schwach. Simulationen zeigen jedoch, dass die hier erzeugte Ladung trotzdem in wenigen ns von den vier benachbarten Säulen eingesammelt wird [29].



(a) Schnitt eines 3D-Detektors entlang eines Streifens [28]



(b) Ausschnitt eines 3D-Detektors mit doppelter p-Stop Isolierung (grün) sowie kapazitiver Auslese (untere Pads)

Abbildung 4.2: Bilder eines 3D-Detektors.

In Freiburg stehen uns zehn Detektoren zur Verfügung (s. Abb. 4.2), die nach einem solchen Design gefertigt sind. Das $500\ \mu\text{m}$ dicke Substrat ist p-dotiert und nach dem STFZ-Verfahren und mit einer entsprechend hohen Resistivität von über $5\ \text{k}\Omega\text{cm}$ hergestellt. Es handelt sich um zehn kleine Minidetektoren mit 64 Streifen à 10 Säulen, alle Streifen sind durch einen weiteren ringförmigen Streifen verbunden, über den ein Potential über Bias-Widerstände angelegt werden kann. Um diesen Ring gibt es einen zweiten Ring, den Guard-Ring, welcher ebenfalls mit Säulen versehen ist. Die Säulen wurden durch das DRIE-Verfahren am CNM, Barcelona auf eine Tiefe von $150\ \mu\text{m}$ geätzt und danach durch Diffusion mit Phosphor dotiert. Die Sensoren unterscheiden sich jedoch in einigen Details, und zwar:

- Säulenabstand entlang der Streifen $50, 80$ und $100\ \mu\text{m}$
- Streifenabstand
- Säulendurchmesser 0 (Säulen fehlen), 6 oder $10\ \mu\text{m}$
- Art der Kopplung an die Auslese (AC bzw. DC)
- Struktur der p-Stops.

5 Der IR-Lasertester

5.1 Charakterisierung des Lasertesters

Es gibt mehrere verschiedene Möglichkeiten, die Parameter eines Teilchendetektors zu messen. Generell ist es optimal, wenn man hierfür einen Teilchenbeschleuniger, also MIPs, zur Verfügung hat. Da es in Freiburg keinen solchen Beschleuniger gibt, müssen wir auf Alternativen zurückgreifen, die die Eigenschaften der MIPs in Silizium simulieren. Ein häufig benutztes und sehr handhabares Werkzeug dafür ist gepulstes Laserlicht mit einer Wellenlänge im nahen Infrarot-Bereich. Die Vorteile sind:

- Hohe räumliche Auflösung durch Fokussierung mit einem Mikroskop
- Testen einzelner Streifen durch einen x - y -Tisch möglich
- Untersuchung von Charge-Sharing Effekten auf benachbarten Streifen realisierbar
- Sehr einfaches Triggern und hohe Triggerraten
- Messung der CCE in Abhängigkeit des Ortes möglich
- Ladungserzeugung findet über einen relativ weiten Bereich der Detektordicke statt

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein IR-Lasertester aufgebaut und in Betrieb genommen. Er steht für weitere Messungen zur Verfügung und hat sich im Alltag bewährt.

Der Nachteil von Lasertestern liegt in der Art der Ionisation im Detektor. Zunächst ist die deponierte Energie nicht wie bei MIPs landau-, sondern gaußverteilt. Es werden keine hochenergetischen δ -Elektronen erzeugt, die die Detektorauflösung im realistischen Detektorbetrieb verschlechtern. Anders als MIPs ist die Ladungserzeugung außerdem nicht homogen, sondern immer stark exponentiell gedämpft. Dadurch wird die Rekonstruktion der Verarmungsspannung aus der CCE erschwert. Zumindest problematisch sind auch Reflexionen des Laserlichts an der metallisierten Rückseite, die den Bereich der Ionisation im Detektor vergrößern und zu einer Verschmierung des Signals führen.

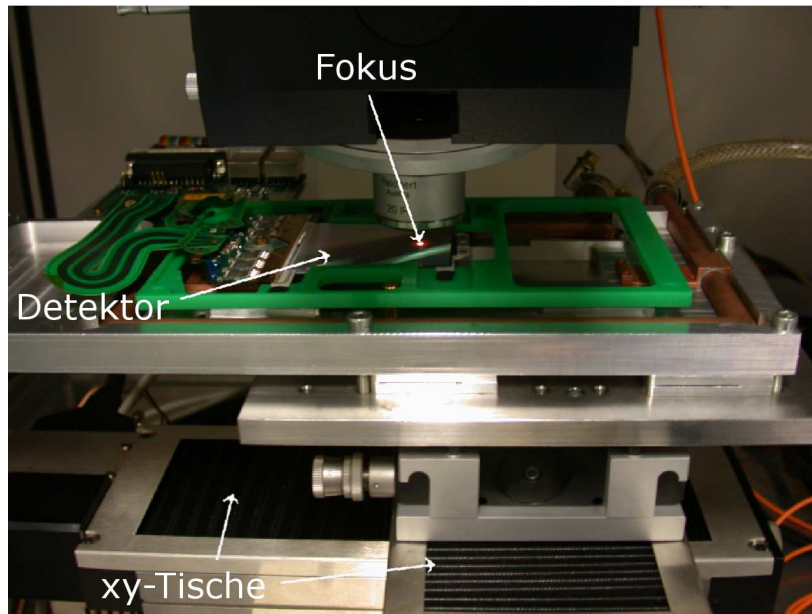


Abbildung 5.1: Modul im Lasertester.

Auch Brechungen an Passivierungsschichten der Detektoroberfläche weiten den Strahl auf und führen so zu einem Signal, was sich von dem eines MIPs unterscheidet.

Reflexionen sind auch verantwortlich dafür, dass eine absolute Signalkalibration nur sehr schwer möglich ist, da jeder Sensor unterschiedlich gefertigt ist und andere Brechungs- und Reflexionsindices der einzelnen Schichten hat. Möchte man also die Signalstärke zweier verschiedener Detektoren vergleichen, muss man sich sehr genau darüber im Klaren sein, wieviel Licht reflektiert und gebrochen wird. Benutzt man zudem unterschiedliche Optiken, so können Halo-Effekte oder unterschiedliche Fokussierungen zu verschiedenen Signalstärken führen, so dass es schwierig ist, diese miteinander zu vergleichen.

Möglich ist jedoch eine relative Signalmessung auf *einem* Detektor, sofern dieser über den kompletten Bereich homogen gefertigt ist. Einer Messung des Signals durch eine Kalibration durch die ABCD-Chips steht hier nichts im Wege. Allerdings müssen noch die Intensitätsschwankungen des Lasers in Betracht gezogen werden.

Weiterhin wird die Fokussierung des Laserstrahls zu einem wichtigen Faktor, von dem die Stärke und Verteilung des Signals auf den unterschiedlichen Streifen kritisch abhängt.

Es existieren auch Alternativen zum Lasertester. In Freiburg wurde z.B. eine radioaktive ^{90}Sr Quelle aufgebaut, mit deren hochenergetischen Elektronen MIPs simuliert werden können. Im Unterschied zu Laserlicht, erzeugen diese die Ladung homogen im Detektor, der Energieverlust folgt der Landau-Funktion. Allerdings sind die Zerfälle in Zeit und Ort statistisch verteilt, man weiß also nicht, wann ein Elektron abgestrahlt

wird und in welche Richtung dieses fliegt. Zu diesem Zwecke ist die einfachste Lösung, einen kleinen Plastiksintillator hinter den Sensor zu platzieren, der Triggersignale für die Auslese liefert. Jedoch geht auf Grund seiner Größe die Ortsauflösung verloren. Möchte man einzelne Streifen des Sensors testen, muss man sich genaue Information über die Trajektorie mit einem sog. Teleskop beschaffen. Dazu baut man vor und hinter dem Testsensor jeweils zwei zueinander verdrehte Streifendetektoren auf, mit denen die Teilchenspur rekonstruiert werden kann. Ein solches Teleskop zu bauen bedeutet jedoch einen erheblichen Aufwand an Zeit und Material. Des Weiteren sind die niederenergetischen β -Elektronen aus der ^{90}Sr -Quelle nicht in der Lage, außer den Szintillatoren mehr als zwei Silizium-Detektoren zu durchdringen.

5.2 Wechselwirkung von IR-Licht in Silizium

Um die mit dem in dieser Arbeit verwendeten IR-Laser erzielten Messungen auszuwerten, muss man sich über die Wechselwirkung des Laserlichtes in Silizium im Klaren sein. Die Lücke der Bandstruktur des Siliziums zwischen dem vollbesetzten Valenzband und dem Leitungsband beträgt bei Raumtemperatur $E_g = 1,12$ eV. Jedoch handelt es sich hier um einen indirekten Halbleiter, das Elektron muss für den energetisch günstigsten Übergang seinen Kristallimpuls ändern, da das Maximum des Valenzbandes und das Minimum des Leitungsbandes im reziproken Raum an unterschiedlichen Orten liegen. Die Energie der Photonen des Lasers beträgt $E = 1,27$ eV, entsprechend einer Wellenlänge von $\lambda = 972$ nm. Somit kommt als Wechselwirkung nur der Photoeffekt in Frage, zum Comptoneffekt bzw. zur Paarbildung wird es auf Grund der kleinen Energie nicht kommen. Da der Impuls eines Photons zu klein ist, müssen zusätzlich thermisch angeregte Phononen des Kristallgitters absorbiert werden. Diese zusätzlich erforderliche Phononabsorption reduziert die Übergangswahrscheinlichkeit und sorgt somit für eine lange Lebensdauer des Exzitons. Entlang der Trajektorie der Photonen bildet sich also ein tubenförmiges Plasma. Durch Anlegen einer Sperrspannung kann man ein elektrisches Feld erzeugen, dass die unterschiedlichen Ladungen separiert und somit eine frühzeitige Rekombination verhindert.

Die Anzahl der Exzitonen nimmt dabei exponentiell mit der Länge der Trajektorie ab, der ausschlaggebende Parameter dieser Funktion, der Absorptions-Koeffizient α , definiert gleichzeitig den Extinktions-Koeffizienten k :

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (5.1)$$

$$\alpha = 4\pi \frac{k}{\lambda} \quad (5.2)$$

Nach [30] ist der Extinktions-Koeffizient k von hochreinem monokristallinen Silizium stark wellenlängenabhängig, beispielsweise wird rotes Licht ($\lambda \sim 500 \mu\text{m}$) bereits

wenige μm unter der Oberfläche des Siliziums absorbiert, während für Infrarot-Licht mit $\lambda > 1070 \text{ nm}$ Silizium-Detektoren gewöhnlicher Dicke bereits durchsichtig sind. Für unseren Laser wird als Eindringtiefe ($1/e$ Intensitätsabfall), ein Weg von $97 \mu\text{m}$ angegeben, was man bei Messungen entsprechend berücksichtigen muss. Beispielsweise ergibt sich aus

$$y_S = \frac{\int_0^d y \cdot q(y) dy}{\int_0^d q(y) dy} \quad (5.3)$$

für einen Detektor mit einer Dicke von $300 \mu\text{m}$ ein Ladungsschwerpunkt von $83,5 \mu\text{m}$ unter der Detektoroberfläche.

5.3 Lasersetup

5.3.1 Aufbau

Für die Messungen in dieser Arbeit wurde eine Laserdiode der Firma PicoQuant [31] benutzt, die extern triggerbare Laserpulse von $\sim 1 \text{ ns}$ Länge mit o.a. Photon-Energie und stufenlos einstellbarer Intensität liefert. Das Laserlicht wurde mit einem Lichtwellenleiter in den Strahlengang eines Mikroskops der Firma Leica geleitet, um einen möglichst kleinen Fokus im Sensor zu erreichen. Dieser wird in einer SCT-Testbox fest auf einem Tisch montiert, der durch zwei Newport- xy -Tische mit μm -Genauigkeit und der Hilfe eines Computers in der horizontalen Ebene bewegt werden kann. Die Testbox kann mit Silikonöl auf Temperaturen von bis zu -30°C gehalten werden und besitzt drei separate Kühlblöcke, die zum einen das Hybrid und zum anderen das vordere sowie hintere Ende des Sensors kühlen. Die ganze Alu-Box kann mit gasförmigen Stickstoff geflutet werden, um Tau- und Eisbildung auf dem Modul zu unterdrücken. Weiterhin ist die Box durch zwei Schrauben über zwei Achsen kippbar, um eine möglichst waagerechte Positionierung zu gewährleisten.

Anders als bei Testbeam oder Beta-Strahl Messungen ist man bei Lasermessungen nicht auf Szintillatoren angewiesen, sondern kann den Laser einfach durch die Ausleselektronik triggern. Hierfür wurde die sog. SLOG-Karte (SLOW command Generator [32]) benutzt. Sie generiert die 40 MHz Taktfrequenz, zu denen sie synchronisierte Kommandos an die Chips auf dem Hybrid schickt und gleichzeitig ein NIM-Triggersignal für den Laser erzeugt. Die Triggerrate ist dabei nur durch die Software begrenzt und liegt im kHz Bereich.

Intensität:	niedrig	hoch
mittlere Leistung:	0,2 mW	1,3 mW
max. Leistung:	25 mW	62 mW
Puls Energie:	2 pJ	16 pJ
FWHM	73 ps	229 ps

Tabelle 5.1: Parameter zweier Laserpulse mit minimaler und maximaler Intensität.

5.3.2 Pulsform

In Tabelle 5.1 sind einige Parameter für die kleinste und größte Laserintensität aufgelistet, die vom Hersteller angegeben worden sind. Die Pulslänge ist mit weniger als 1 ns für unsere im 25 ns Takt operierende Auslese kurz genug, allerdings kann bei niedrigen Schwellen ein gewisses Nachschwingen auftreten.

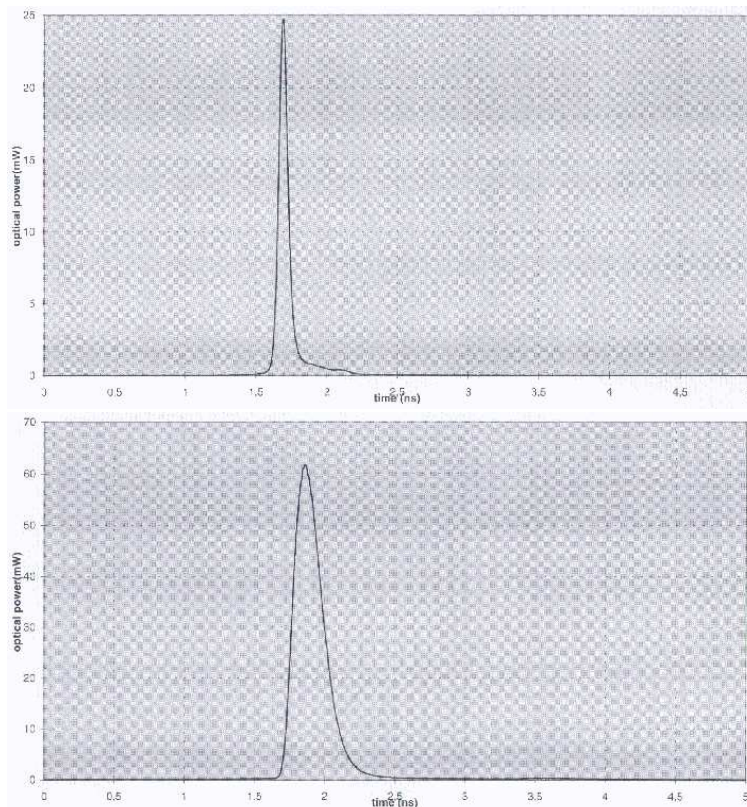


Abbildung 5.2: Laserpuls für zwei verschiedene Intensitäten aus Tabelle 5.1 [31].

5.4 Vorbereitende Messungen

Um sicherzustellen, dass die Chip-Pipeline an der richtigen Stelle ausgelesen wird, muss lediglich das Delay zwischen Trigger und Auslese gesetzt werden. Kennt man das Zeit-Bin, in dem sich das Signal befindet, kann man einen Schwellenscan durchführen, um die Signalstärke zu ermitteln (s. Abb. 5.3(a)). Bei dieser ersten Messung sieht man, dass der Laserspot zeitlich als auch räumlich in mehreren Bins bzw. Streifen verteilt ist. Die räumliche Verteilung lässt sich einerseits durch die xy -Tische als auch durch eine niedrigere Intensität korrigieren, da es bei hohen Intensitäten Reflexionen auf der Metallisierung der Rückseite gibt, die den Laserspot vergrößern.

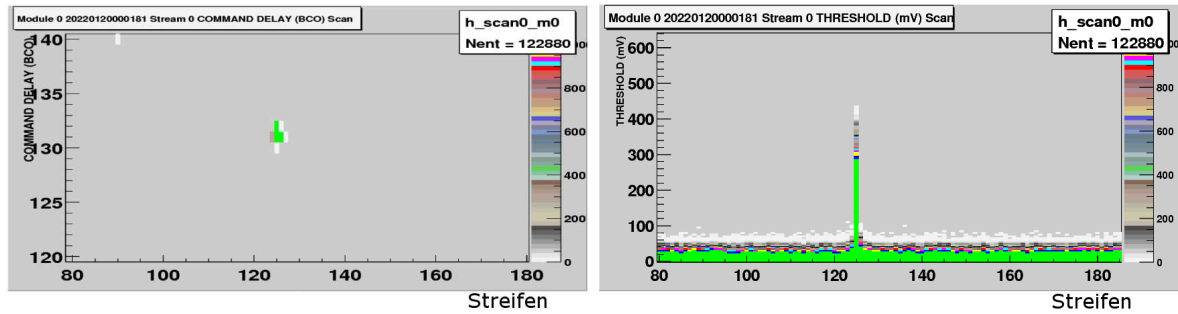
Den zeitlichen Binüberlapp kann man nur durch ein extern zugeschaltetes Delay bzw. durch Variieren der Kabellängen reduzieren, da sich das integrierte Delay der Auslese nur in 25 ns Einheiten verstellen lässt. In Abb. 5.3(b) sind Schwellenscans bei variablem Delay gezeigt. Man sieht, dass das Signal wie erwartet alle 25 ns in die nächste Zeit-Bin springt und dass es einen je nach eingestellter Schwelle breiten Bereich gibt, in dem eine Sättigung zu erkennen ist. Durch genaues Justieren der Kabellängen kann man nun das Lasersignal genau in die Mitte eines Zeit-Bins platzieren und so eine maximale Signalstärke sicherstellen.

5.4.1 Fokussierung

Um ein MIP zu simulieren, ist es wichtig, dass die Ladung in einem möglichst schmalen Volumen des Detektors erzeugt wird. Auf Grund der Eindringtiefe des Laserlichts von nur knapp $100 \mu\text{m}$ und des exponentiellen Intensitätsabfalls ist klar, dass man den Fokus relativ dicht unterhalb der Sensoroberfläche setzen muss.

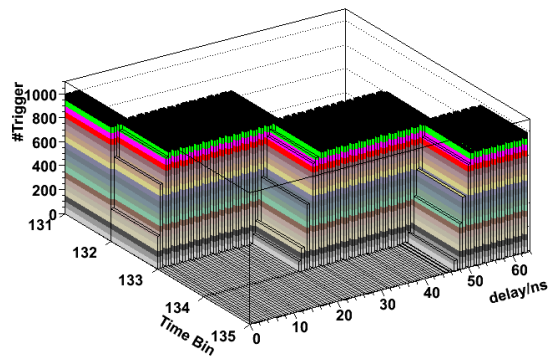
Um diese Frage zu untersuchen, wurden bei verschiedenen Fokuseinstellungen Kantenscans durchgeführt, bei denen der Laser in $1 \mu\text{m}$ kleinen Schritten über den Übergang von Aluminiumstreifen zur Siliziumoxid-Oberfläche gefahren und jedesmal durch einen Schwellenscan das Signal ermittelt wurde. Wegen der geringen Eindringtiefe von nahem Infrarotlicht in Aluminium, werden im Bereich des Streifens nur sehr kleine Signale knapp überhalb des Rauschens gemessen. Im Bereich der Kante hat man dann einen Intensitätsanstieg, dessen Breite als Indikator für die Größe des Fokus herangezogen wurde. Bei einem großen Ionisationsvolumen sollte die Kante verbreitert sein, während man bei großer Steigung über einen entsprechend gut fokussierten Laserstrahl verfügt. Nimmt man an, dass das Intensitätsprofil des Lasers gaußförmig ist, kann man die Meßwerte durch eine Errorfunktion fiten. Befindet sich der Laserspot teilweise auf dem Aluminiumstreifen, so gilt für die erzeugte Ladung Q im Sensor:

$$Q \sim \int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(x-x_e)^2}{\sigma^2}} e^{-\frac{(y-y_e)^2}{\sigma^2}} dx dy \sim \int_{-\infty}^x e^{-\frac{(x-x_e)^2}{\sigma^2}} dx, \quad (5.4)$$

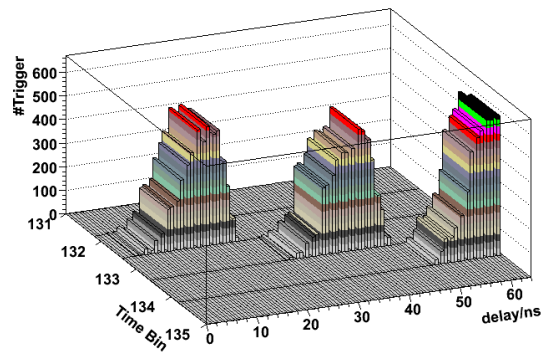


(a) Delayscan (links) und Schwellenscan des Laserspots (rechts). Die Zeiteinheit BCO bedeutet “Beam Cross Over” und entspricht 25 ns.

comdelay (Schwelle=200mV)



comdelay (Schwelle=350mV)



(b) Anzahl über der Schwelle liegender Trigger in Abhängigkeit der Time Bin (in BCOs) und Delay (in ns). Pro Messung wurden 1000 Trigger geschickt. Im linken Bild wurde die Schwelle auf 200 mV, im rechten auf 350 mV gesetzt.

Abbildung 5.3: Lasersignal in Raum und Zeit (oben) sowie Delayscans bei zwei verschiedenen Schwellen (unten).

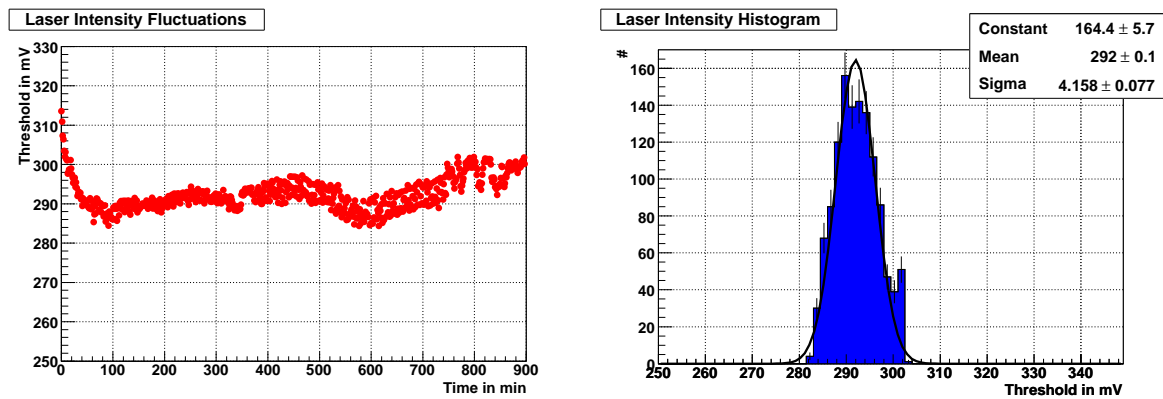


Abbildung 5.4: Intensitätsfluktuationen über die Zeit. Links zeitlicher Verlauf, rechts Breite der Verteilung mit Gaußfit.

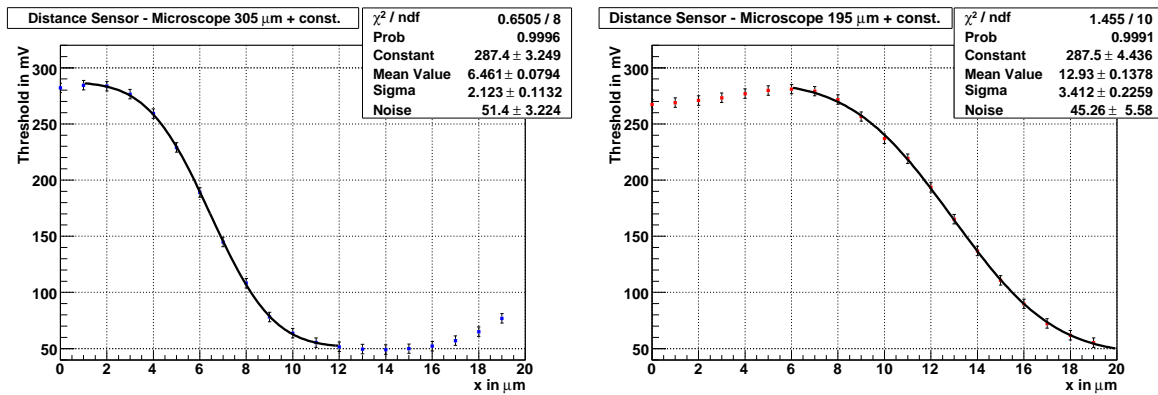
wobei x die Position der Streifenkante angibt. Ein wichtiger Parameter dieser Funktion ist der Wert σ . Er bestimmt die Breite der Flanke der Errorfunktion und ist deshalb ein sinnvolles Maß für die Größe des Laserspots.

Trägt man diese Sigmas der Errorfunktionen über die zugehörigen Foci auf, erkennt man nach den Fits ein Minimum, bei dem der Laser seine optimale Fokussierung besitzt. Hier beträgt $\sigma_{opt} = 2,1 \mu\text{m}$, d.h. 68% der Intensität befindet sich in einem Bereich von $2\sigma_{opt} = 4,2 \mu\text{m}$.

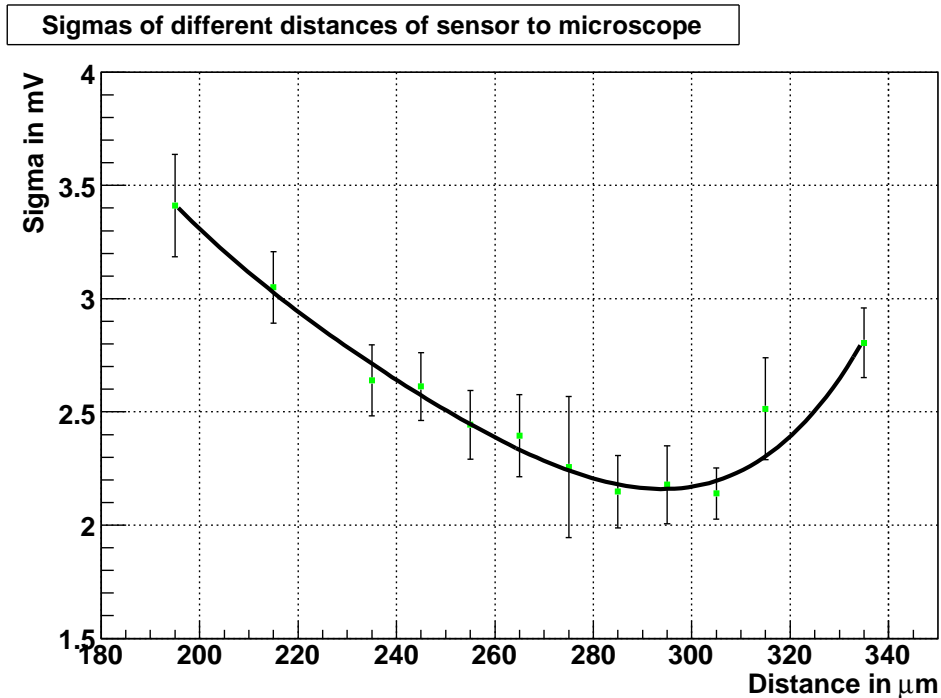
5.4.2 Stabilität der Laserintensität

Um die Fluktuationen der Laserintensität zu messen, wurden 15 Stunden Schwellenscans gefahren. In Abb. 5.4 erkennt man, dass die Intensität erst nach ca. 40 min ein relativ konstantes Plateau erreicht. Vor den Messungen ist also darauf zu achten, dass der Laser diese Zeit benötigt, um warmzulaufen. Danach bleibt die Intensität für fünf Stunden innerhalb von 3% stabil, später zeigen sich Schwankungen, die Abweichungen betragen jetzt ca. 5%. Da der Verlauf hier insgesamt verschmierter ist, finden die Intensitätsschwankungen jetzt auch auf kürzeren Zeitskalen statt.

Das Histogramm in Abb. 5.4 rechts hat ein Sigma von ungefähr 4 mV, was vor allem bei langwierigen Messungen über mehrere Stunden als Fehler für die Laserintensität angenommen werden muss.



(a) Kantenscan bei optimalem Fokus (links), um 110 μm lateral verschoben (rechts). An die Daten wurden Errorfunktionen gefittet aus denen der Fitparameter Sigma extrahiert wurde.



(b) Aus Fits mit Errorfunktionen ermittelte Sigmas aufgetragen über den Abstand zwischen Sensor und Mikroskop. Der Abstand ist noch mit einem unbekanntem konstanten Offset belegt, da der genaue Wert nicht bekannt war. Dies hat natürlich keine Konsequenzen für den Verlauf der Messwerte.

Abbildung 5.5: Zwei Scans über einen Aluminiumstreifen (oben) und Verlauf der Sigmas in Abhängigkeit der Sensorposition relativ zum Mikroskop (unten).

5.5 Verbesserungsmöglichkeiten des Lasersetups

Das aufgebaute Lasertest-Setup ist zu diesem Zeitpunkt keineswegs komplett, es existieren diverse Upgrademöglichkeiten:

- Installation eines automatisch gesteuerten Fokussierungsmechanismus. Damit könnte man die Größe des Laserspots einfacher justieren und einen schnelleren Arbeitsablauf sicherstellen. Mit einem handelsüblichen Schrittmotor und einer ROOT Implementierung sollte dies in einem nicht allzulangen Zeitraum möglich sein.
- Einbau eines genaueren Objektisches. Durch einen kippbaren Drehtisch könnten die Sensoren einfach und genau ausgerichtet werden.
- Variation der Eindringtiefe mit einer weiteren Laserdiode, um weiterführende Messungen zu ermöglichen (z.B. TCT-Messung).
- Installation einer schnellen Fotodiode mittels eines Strahlteilers, um die Intensitätsschwankungen des Laser festhalten zu können. Dadurch könnten verschiedene Messungen einfacher miteinander verglichen werden.

6 Messungen unbestrahlter Detektoren

6.1 IV und CV Messungen

6.1.1 3D-Sensoren

Die Kennlinien der 3D-Detektoren vom ITC-Irst aus Trento wurden bei Raumtemperatur und konstanter Luftfeuchtigkeit von ca. 30% im abteilungseigenen Reinraum mit einer Karl-Süss Probestation und einem Keithley 237 SMU aufgenommen. Dabei wurde der Strom zwischen Bias-Ring und Rückseite in Sperrrichtung gemessen, der Guard-Ring wurde zunächst nicht auf ein bestimmtes Potential gelegt. An den

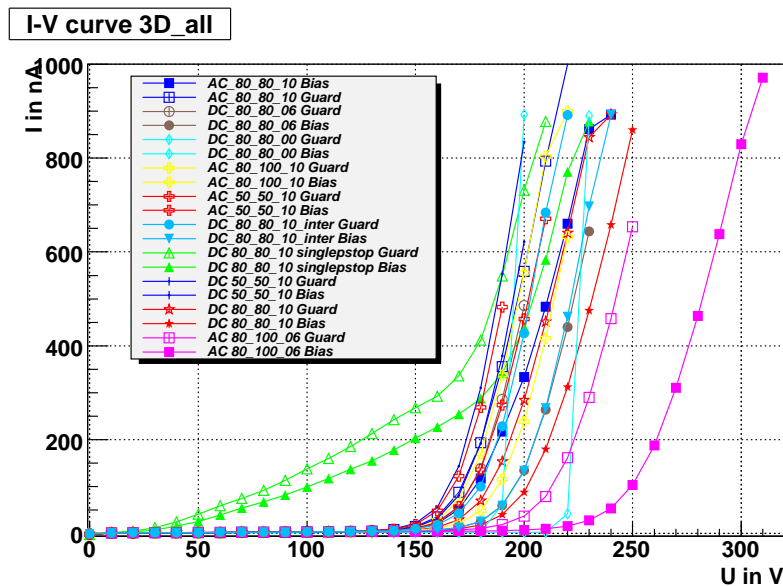


Abbildung 6.1: IV Messkurven aller 3D-Detektoren. Die Signale sind auf eine Temperatur von 20°C normiert.

Strom-Spannungs-Kennlinien kann man erkennen, dass alle Detektoren ein einwandfreies Verhalten zeigen. Spannungsdurchbrüche zeigen sich i.d.R. erst bei ca. 150 V,

nur ein Detektor mit spezieller p-Stop Struktur hat einen leicht erhöhten Leckstrom. Das Potential wurde testweise auch an den äusseren Guardring gelegt, dabei zeigten sich durchweg ähnliche Kennlinien mit etwa 10-20 V niedrigeren Spannungsdurchbrüchen.

Auch die Kapazitäts-Spannungs-Kennlinien lassen einen klaren Verlauf erkennen, jedoch ist der Verlauf der $1/C^2$ -Kurve nicht linear, wie bei einer planaren Diode. Auf Grund der Detektorstruktur und Simulationen [28] erwartet man zunächst einen Knick bei sehr kleinen Spannungen von wenigen Volt. An dieser Stelle ist der Bereich zwischen den Säulen vollständig verarmt, und es beginnt ein langsames lineares Verarmen hin zur Rückseite, vergleichbar zu planaren Dioden. Die Messungen zeigen allerdings nur ansatzweise einen Knick, welcher auf einen depletierten Bereich zwischen den Säulen hinweist. Wegen der geringen Größe der Detektoren spielen Störkapazitäten eine nicht zu vernachlässigende Rolle, so dass der Verlauf der Kapazität-Spannungs-Kennlinie bei dieser Messung ausgewaschen wurde.

Weiterhin kann man kein Plateau in den Daten erkennen, der Detektor ist also offensichtlich noch nicht vollständig bis zur Rückseite verarmt. Dies ist wegen der beträchtlichen Dicke von $500 \mu\text{m}$ nicht anders zu erwarten und auf Grund der 3D-Geometrie auch zur Funktion des Detektors nicht notwendig. Es genügt, die zwischen den Säulen erzeugte Ladung nachzuweisen. Außerdem ist wegen der p-Dotierung keine Typinversion während der Bestrahlung zu erwarten.

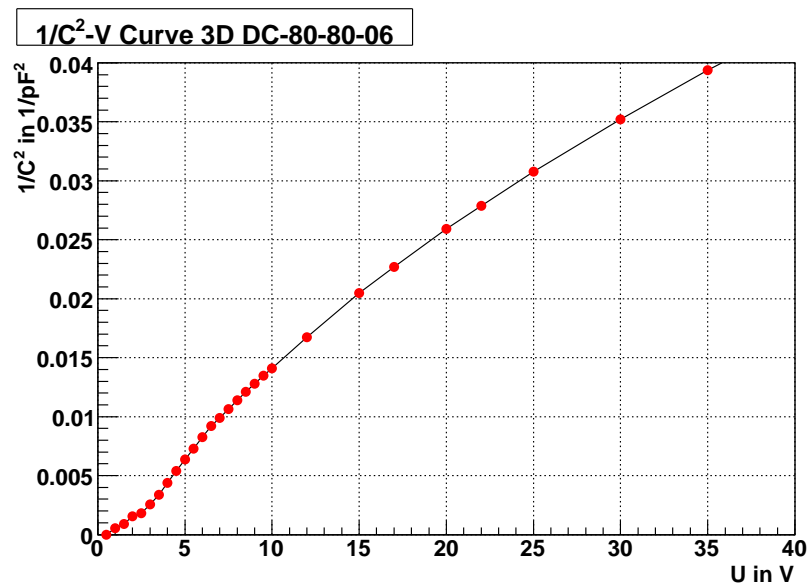


Abbildung 6.2: CV Messkurve DC-80-80-06 (Abstand zur nächsten Säule entlang sowie senkrecht zu den Streifen $80 \mu\text{m}$, die Säulenbreite beträgt $6 \mu\text{m}$).

6.1.2 Czochralski-Sensoren

Zwei MCz-Sensoren wurden vom finnischen Helsinki University of Technology Microelectronics Center [33] prozessiert und uns zur freien Verfügung gestellt.

Die Kennlinien dieser Detektoren in Abb. 6.3 zeigten nur zum Teil befriedigende Verläufe. Während ein Sensor fast die nominelle Verarmungsspannung von 420 V [24] erreichte, zeigte der zweite einen Spannungsdurchbruch schon bei 100 V. Bei den Kapazitäten zeigen sich im Verlauf deutliche Unterschiede. Sensor P330-3 weist dabei den erwarteten linearen Verlauf auf, während Sensor P330-7 wie schon bei der Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie kein befriedigendes Resultat liefert.

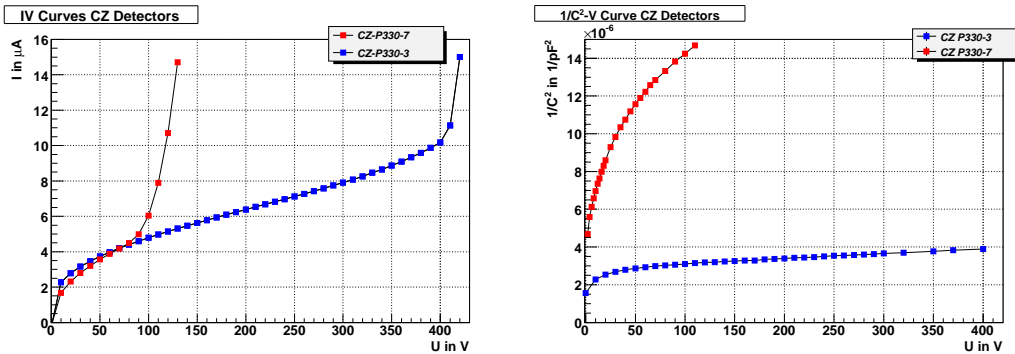


Abbildung 6.3: Kennlinien der MCz-Sensoren (links) und deren Kapazitäten (rechts).

6.2 Charge Collection Efficiency vs. Kapazitätsmessung

Für diese Messung wurde das anfangs noch unbestrahlte Modul P181, hergestellt in Freiburg aus Detektoren der Firma Hamamatsu, verwendet. Zunächst wurde die Kapazität eines Hamamatsu-Sensors in Abhängigkeit der Spannung in Sperrrichtung gemessen. Dabei wurde ein Potential auf die Rückseite und das andere an die Streifen gelegt, während der Guard-Ring zunächst frei gelassen wurde ("floating"). Trägt man die Werte als $1/C^2$ auf, erkennt man zunächst den für Dioden typischen linearen Anstieg mit der Spannung. Dieses Verhalten ändert sich, sobald der Sensor komplett verarmt ist, die Kapazität bleibt dann auch bei steigender Spannung konstant (s. Kap. 2.5).

In der Abbildung 6.4 links ist dies bei $U_{FD}=60$ V der Fall. Injiziert man Ladung mit dem in Kap. 5.1 beschriebenen IR-Laser und misst das Verhalten der 50%-Punkte mit der Spannung, so kann man auch auf diesem Weg die Verarmungsspannung messen, vorausgesetzt das Laserlicht dringt bis zur Rückseite des Sensors durch. Nimmt man

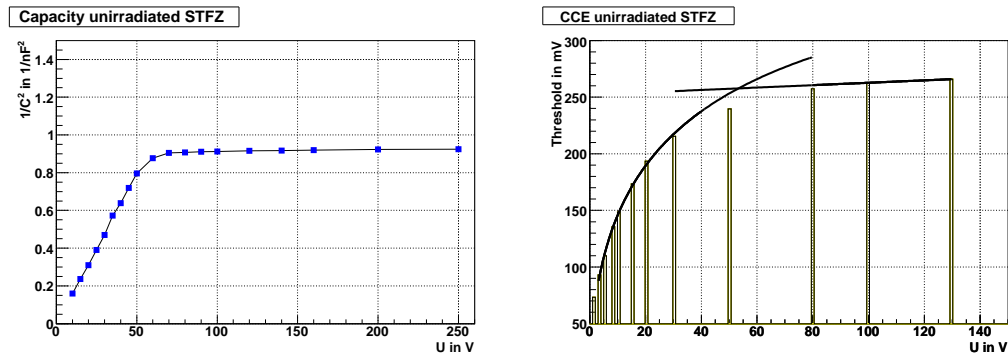


Abbildung 6.4: Charge Collection Efficiency und Kapazität als Funktion der Verarmungsspannung U_{bias} .

eine exponentielle Dämpfung der erzeugten Ionisation mit der Detektordicke an, ergibt sich für die Signalstärke folgendes Verhalten:

$$\text{Signal} = \int_0^W C' \cdot \exp(-k'x) dx = C \cdot (\exp(-k'W) - 1) = C \cdot (\exp(-k\sqrt{U}) - 1) \quad (6.1)$$

Plottet man die 50%-Punkte über die Spannung, wie in Abb. 6.4 rechts gezeigt, erkennt man ein Plateau der Detektoreffizienz ab einer Spannung von ca. 55 V. Somit wird ab dieser Spannung keine zusätzliche Ladung mehr gesammelt, der Sensor ist vollständig verarmt. Hierzu ist zu sagen, dass die Kapazitätsmessung tendenziell größere Werte der Verarmungsspannung liefern muss als die Bestimmung von U_{FD} über die CCE. Hier verfälschen Randkapazitäten die Messung, da diese auch nach einer vollständigen Verarmung zur Rückseite noch Beiträge liefern können.

6.3 Streifen-Scan

Um einen ersten Eindruck von der Ortsauflösung des Lasers zu gewinnen, wurde ein Scan über einen Aluminiumstreifen eines unbestrahlten Detektor der Firma CiS durchgeführt. In festen Abständen wurden Schwellenscans durchgeführt und die 50%-Punkte aufgetragen (Abb. 6.5 links). Im Bereich des Streifens erkennt man klar einen Abfall der 50%-Punkte, da das Aluminium einerseits das Licht zu einem großen Teil reflektiert und andererseits die restliche Intensität auf Grund der geringen Eindringtiefe in Aluminium von $4 \mu\text{m}$ absorbiert. Interessant sind die Bereiche direkt neben den Streifen, wo man einen kleinen Bereich ($\sim 2 \mu\text{m}$) mit einem stärkeren Signal sieht, bevor eine gewisse Sättigung der Effizienz eintritt. Dass die beiden Bereiche links und rechts des Streifens eine unterschiedliche Höhe aufweisen, ist Indiz für eine leicht schräge

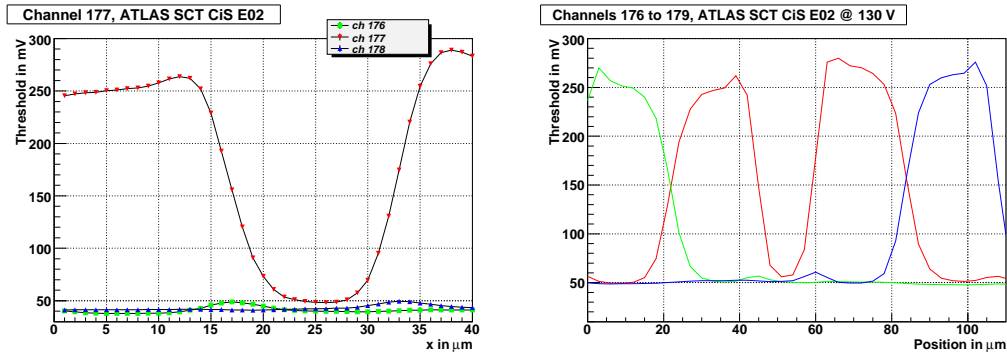


Abbildung 6.5: Scan über Aluminiumstreifen 177 (links) und über mehrere Kanäle (rechts). Die x -Richtung ist jeweils senkrecht zu den Streifen gewählt.

Einschussposition des Lasers [34]. Hier erkennt man auch auf den beiden Nachbarstreifen ein Signal, welches jedoch nur sehr klein ist. Insgesamt kann man das Charge Sharing in diesem gemessenen Bereich vernachlässigen. Misst man die CCE zwischen zwei Streifen, so ist es interessant zu sehen, wie sich das Signal auf die Streifen verteilt. Wie man in der Abb. 6.5 rechts erkennen kann, findet eine Teilung des Signals nur in einem sehr kleinen Bereich statt. Beide Signale teilen sich genau zur Hälfte auf, so dass man von einer guten Ladungsausbeute in diesen Detektoren sprechen kann.

6.4 Ortsaufgelöste Signalmessung eines 3D-Detektors

Für die Lasertests eines 3D-Detektors wurde ein AC gekoppelter Sensor verwendet. Dieser hat einen Pitch von $80 \mu\text{m}$ sowie einen Säulenabstand von $100 \mu\text{m}$ parallel zu den Streifen. Die Streifen sind durch einfache p-Stops voneinander isoliert und weisen am Bias-Ring eine sog. „Punch Through“ Struktur auf. Dabei wird der Bias-Widerstand durch eine Lücke im p-Implantat prozessiert, so dass bei Anlegen einer Verarmungsspannung ein hoher Widerstand zwischen Streifen und Bias-Ring entsteht [35].

In einer ersten Messung wurde der Laser in $1 \mu\text{m}$ Schritten quer zu einigen Streifen verfahren und dabei das Signal bei einer Sperrspannung von 10 V gemessen. Bei allen folgenden Plots ist das Signal direkt von SCTDAQ übernommen worden, d.h. es fand keine Kalibration bzw. Invertierung des Signals statt. Da bei p-Typ Detektoren Elektronen gesammelt werden, haben die Signale die umgekehrte Polarität und liegen deshalb *unter* dem Offset, welcher auf Werte von 230 mV getrimmt wurde. Er entspricht dem Signal der Elektronik, bei dem keine Ladung gesammelt wird. Mit einer Chip-Verstärkung von ca. 55 mV/fC kann man sich den Wert der deponierten Ladung

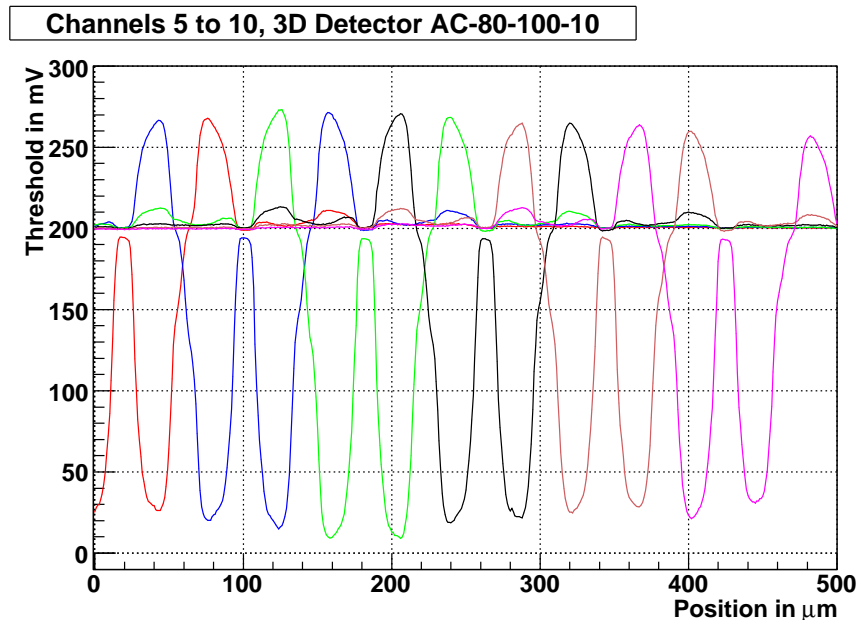


Abbildung 6.6: Scan über mehrer Streifen eines 3D-Detektors. Der Offset liegt bei etwa 200 mV. Die verschiedenen Farben kennzeichnen die jeweiligen Auslesekanäle 5-10.

im Detektor ausrechnen (Näheres zur p-Typ Auslese in Kap. 2.7.2).

In Abb. 6.6 erkennt man zunächst die großen negativen Signale der Elektronen, die jetzt nicht mehr zur Rückseite, sondern zu den Säulen driften. Wie bei den SCT-Detektoren ist dieses Signal durch den reflektierenden Aluminiumstreifen in der Mitte geteilt. Darüber hinaus fallen die beträchtlichen positiven Signale der benachbarten Säulen auf. Wegen des überwiegend parallel zur Oberfläche ausgerichteten elektrischen Feldes gibt es eine Geschwindigkeitskomponente der Elektronen, die von der jeweiligen Säule weg zeigt. Nach dem Theorem von Ramo wird deshalb an dieser Elektrode das positive Signal induziert. Diese Eigenschaft könnte man benutzen, um die Auflösung des Sensors zu verbessern, denn man erhält eine zusätzliche Information über den Ort der Ionisation im Detektor.

Negativ fallen bei diesem Scan die Zwischenstreifenbereiche auf, in denen das Signal auch bei einer Verarmungsspannung von 10 V nur knapp unter dem Offset liegt. Das elektrische Feld ist hier wegen der gleichen Dotierung der Säulen nur sehr schwach bzw. gar nicht vorhanden. Die an dieser Stelle erzeugte Ladung driftet oder diffundiert zunächst nur sehr langsam zu den Säulen hin und erzeugt ein kleines Signal. Die SCT-Front-End-Elektronik ist etwa mit einer Frequenz von 40 MHz getaktet, so dass die Anstiegszeit des Shapers auf 20 ns beschränkt ist. Dies kann möglicherweise zu kurz sein, um die volle Ladung zu messen. Um diese Frage weiter zu untersuchen, wurden in diesem Zwischensäulenbereich Schwellenscans bei verschiedenen Sperrspan-

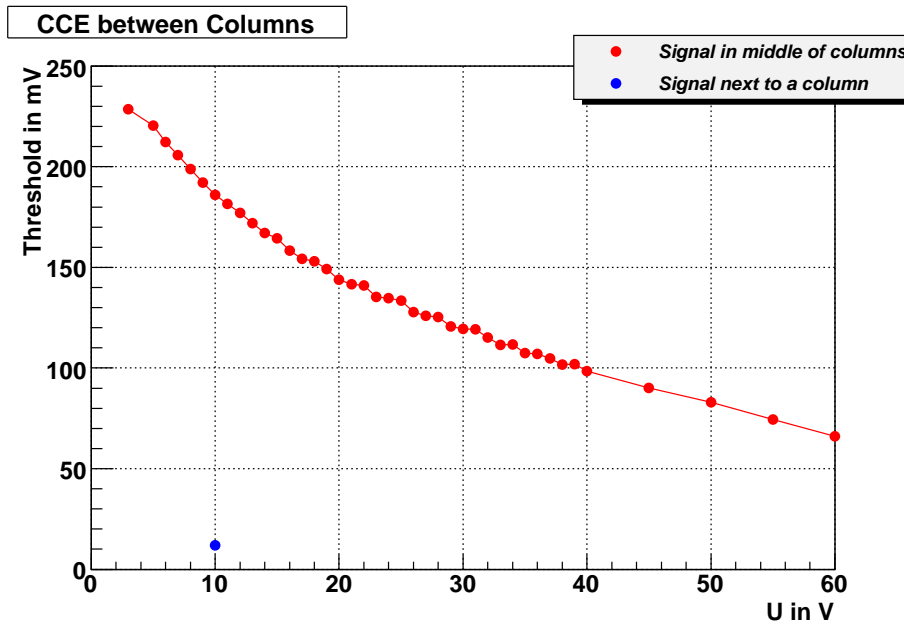


Abbildung 6.7: Schwellenscans bei verschiedenen Sperrspannungen im Zwischensäulenbereich. Zum Vergleich ist ein einzelner Messpunkt bei 10 V aufgetragen, der direkt neben einem Streifen aufgenommen wurde.

nungen durchgeführt. In Abb. 6.7 erkennt man ein stärkeres Abfallen des Signals bis ca. 10 V, welches dann ab einer Spannung von 30 V langsam in einen linearen Verlauf übergeht. Zum Vergleich wurde der 50%-Punkt direkt neben dem Streifen aus der vorherigen Messung (Abb. 6.6) angegeben. Auch bei einer sehr hohen Spannung von 60 V ist das (negative) Signal des Zwischensäulenbereichs nicht so groß, wie das Signal, das bei 10 V direkt neben den Säulen gemessen wurde.

Der Verlauf der Kurve deutet darauf hin, dass nur ein geringer Teil der Ladung vom Sensor „gesehen“ wird. Ein Erhöhen der Spannung führt lediglich zu einem geringfügigen Ansteigen der gesammelten Ladung. Das Verhalten bei höheren Spannungen erinnert an die SCT Detektoren, bei denen das Sammeln von getrappten Ladungen durch hohe Felder zu einem linearen Anstieg des Signals führt (s. Kap. 7.4). Das elektrische Feld zwischen den vier benachbarten Säulen ist also auch bei sehr hohen Spannungen zu klein, um befriedigend hohe Ladungen zu sammeln.

Der nächste Schritt besteht darin, die Fläche dieses Bereiches zu vermessen. Zu diesem Zwecke wurde zwischen den Säulen bei verschiedenen Sperrspannungen ein Raster der Größe $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ in $2 \mu\text{m}$ Schritten abgefahren (s. Abb. 6.8). Das Ergebnis für die Spannungen von 3 V, 4 V, 7 V und 12 V ist in Abb. 6.9 für einen Kanal gezeigt, die Streifen liegen hier in y -Richtung und sind von den Rändern der Plots noch $15 \mu\text{m}$ entfernt. Im Histogramm die 50%-Punkte der Schwellenscans relativ zum Offset der jeweiligen Kanäle aufgetragen. Man kann erkennen, wie die kreisförmige

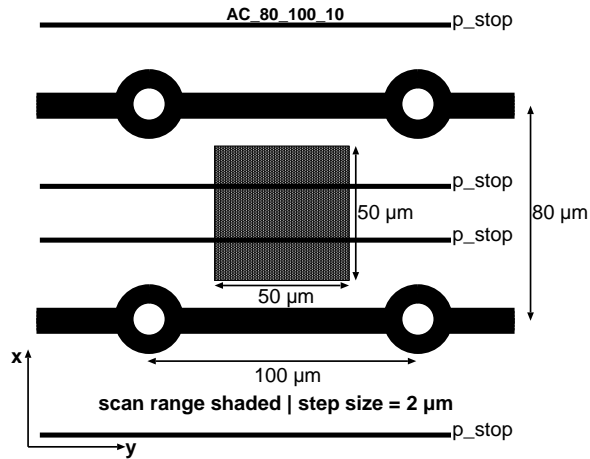


Abbildung 6.8: Schematischer Ausschnitt des Zwischensäulenbereichs. Die vermessenen Detektorbereiche sind grau schattiert.

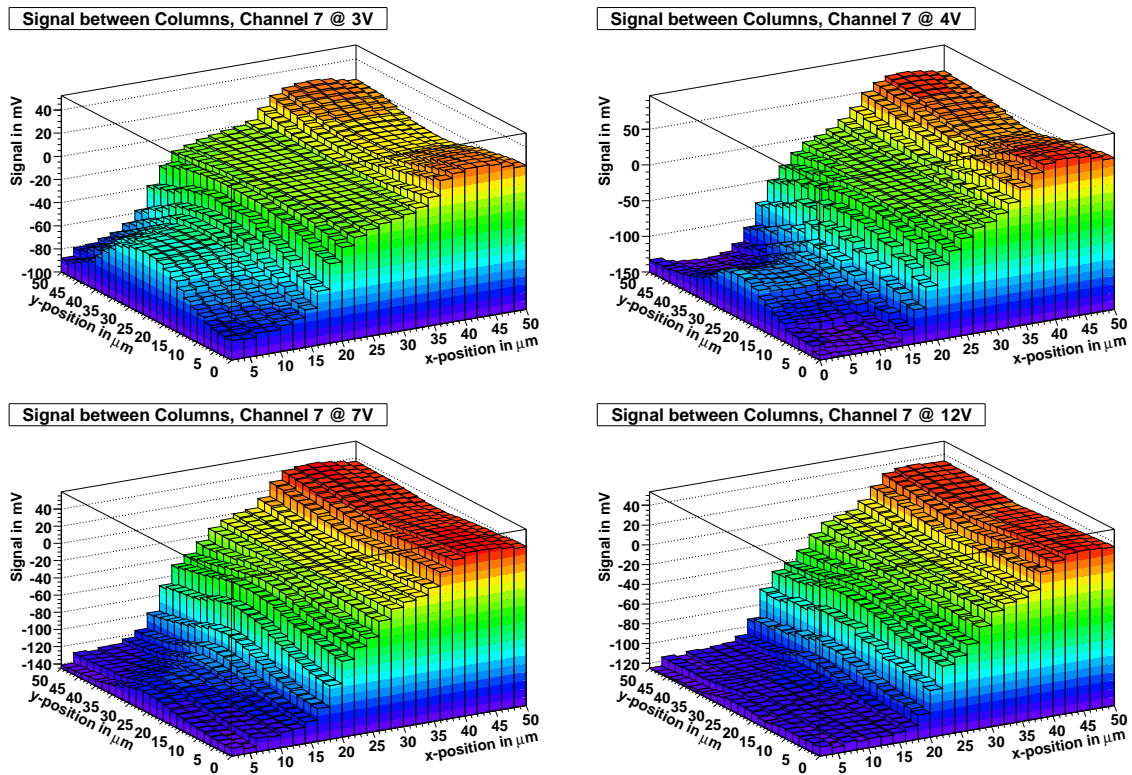


Abbildung 6.9: Signal eines Kanals für vier verschiedene Spannungen. Zu erkennen ist die Verarmung zwischen den Säulen in y -Richtung.

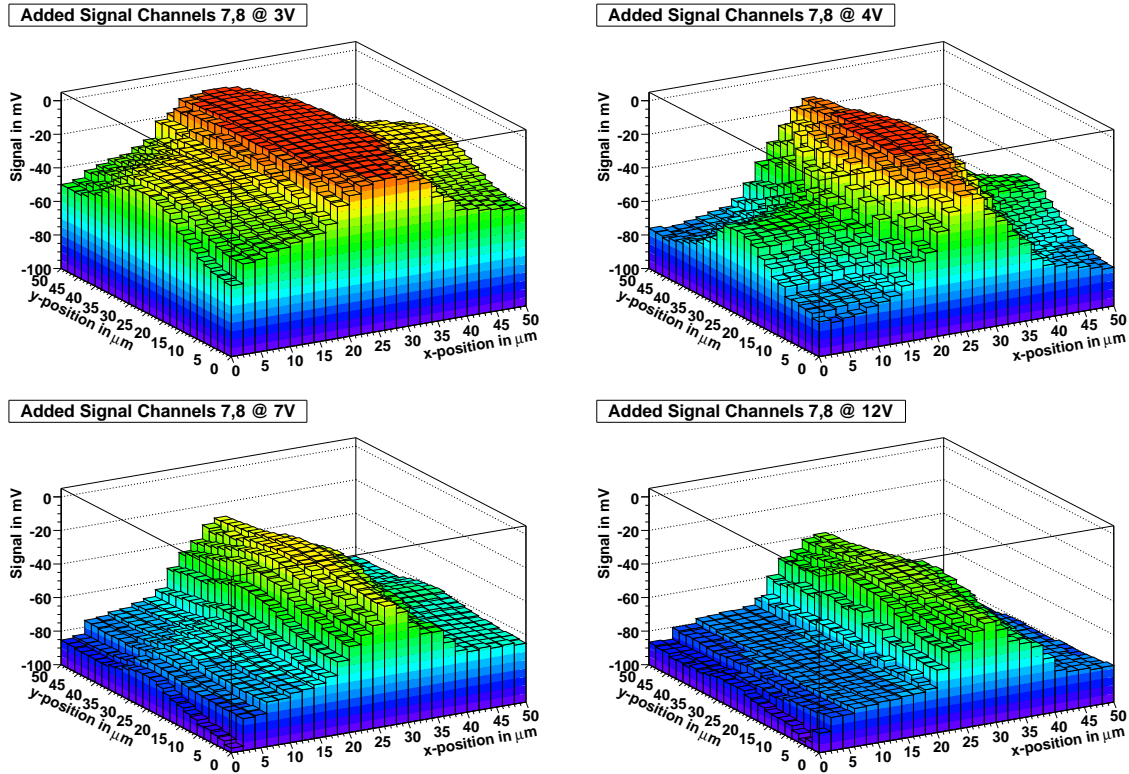


Abbildung 6.10: Addiertes Signal zweier benachbarter Streifen. Im Bereich der p-Stops zwischen $x = 20 \mu\text{m}$ und $x = 40 \mu\text{m}$ zeigt der Detektor eine wesentlich schlechtere Effizienz. Bei den Streifen (der Anfang der Metallisierung befindet sich jeweils links und rechts neben den Bildrändern bei $x = -15 \mu\text{m}$ und $x = 65 \mu\text{m}$) wird der Detektor offenbar ab einer Spannung von 7 V vollständig verarmt.

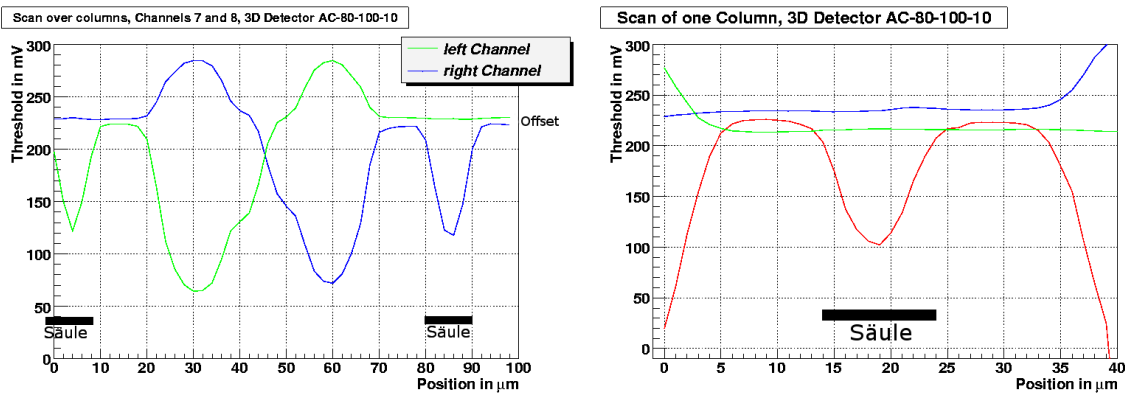


Abbildung 6.11: Links: Scan senkrecht zu den Streifen über zwei benachbarte Säulen ($U_{\text{scriptsize bias}} = 20 \text{ V}$). Diese erkennt man an den beiden spitzen Dips links und rechts, die von den Öffnungen der Säulen herrühren. Der schlecht verarmte Bereich befindet sich in der Mitte. Rechts: Scan über eine Säule eines 3D-Detektors. Das negative Signal der Säule befindet sich in der Mitte, daneben sieht man wegen des Aluminiums nur den Offset.

Verarmungszone von den beiden linken Ecken her anwächst und der Bereich zwischen den Säulen entlang des Streifens (y -Richtung) mit steigender Spannung verarmt wird. In x -Richtung steigt das Signal immer weiter an, d. h. es wird immer weniger Ladung gesammelt.

Der interessante mittlere Bereich liegt in der Mitte bei $x = y = 25 \mu\text{m}$. Bei der kleinen Spannung von 3 V kann man hier ein ausgeprägtes Plateau erkennen, dessen Signal-Level mit dem des Offsets übereinstimmt. Offenbar ist der Detektor an dieser Stelle noch nicht verarmt, und die Ausbeute der eingesammelten Ladung ist hier praktisch gleich Null. Zu höheren Spannungen hin wird dieses Plateau immer kleiner, weil die verarmte Zone auch in Richtung der Streifenmitte anwächst. Ab $x = 35 \mu\text{m}$ ist das Signal vom Offset deutlich zu unterscheiden. Dieser Effekt war bereits in Abb. 6.6 zu erkennen gewesen.

Die Werte beider Kanäle wurden addiert, um den Bereich evt. geringer Ladungssammlungseffizienz zu finden. Würde sich die Ladung für jede Einschussposition des Lasers komplett auf beide Streifen verteilen, so erwartet man für jede Einschussposition des Lasers einen konstanten Verlauf. In den Plots erkennt man zunächst, wie zu erwarten war, das Anwachsen des Feldes mit höheren Spannungen von den Ecken her. In der Mitte sieht man jedoch einen langgezogenen Bereich, in dem die Ladung nicht komplett gesammelt wird. Auch bei steigenden Spannungen verringert sich die Breite dieser Fläche nicht wesentlich und bleibt konstant bei ca. $15 \mu\text{m}$. Wie man bereits in Messung 6.7 erkennen konnte, sinkt der Level insgesamt etwas ab. Führt man sich die Struktur der p-Stops vor Augen (Abb. 4.2(b) und 6.8), so ist klar, dass zwischen den

beiden p-Stops benachbarter Streifen die Ladung ineffizienter gesammelt wird, als in der Nähe der Säulen. Vermutlich beeinflussen die p-Stops den Silizium-Bulk derart, dass sich das elektrische Feld verändert und die Ladung dort schlechter gesammelt wird. Dieser Effekt wurde bereits bei früheren Messungen beobachtet [36]. Die niedrige Shaping-Zeit von nur 20 ns scheint auf der anderen Seite für die Signalerzeugung auszureichen, dies zeigt die Messung des Detektorsignals in y -Richtung in der Nähe der Streifen. In Abb. 6.10 erkennt man hier bei Spannungen von 7 V bzw. 12 V ein gleichmäßig konstantes Signal, der Detektor ist hier also verarmt.

Es wurde auch ein Scan von einer Säule zur nächsten durchgeführt (s. Abb. 6.8 und 6.11). Trotz einer sehr hohen Sperrspannung von 20 V zeigt sich hier das gleiche Bild. Das Signal liegt dabei nur ca. 25 mV unter dem Offset, dies entspricht einer gesammelten Ladung von nur -0,5 fC. Damit werden die Ergebnisse der vorherigen Messung bestätigt.

Die Plots zeigen darüber hinaus, dass auch die Säulen selbst ein Signal liefern, wenn der Laser direkt in deren Öffnung an der Detektoroberfläche scheint, denn diese sind weder mit gefüllt noch metallisiert.

7 Messungen bestrahlter Detektoren

7.1 Bestrahlung am Forschungszentrum Karlsruhe (FZK)

Zunächst wurden die Module P181 und E03 bestückt mit Sensoren der beiden Firmen Hamamatsu und CiS bestrahlt. Das FZK bietet zu diesem Zwecke ein Kompaktzyklotron an, welches Protonen der Energie 26 MeV liefert. Protonen dieser Energie erzeugen in Silizium sowohl Punktdefekte, als auch Cluster [37]. Die Anlage liefert Strahlströme von bis zu 100 μA [38], so dass bereits nach ca. 10 Minuten Fluenzen von 10^{14} Neq/cm² oder mehr erreicht werden. Während der Bestrahlung werden die Sensoren mit kaltem Stickstoffdampf auf einer Temperatur von unter -10°C gehalten, um ein Überhitzen durch die hohe Strahlintensität zu vermeiden. Wir entschieden uns, die Sensorfläche in drei gleich große Abschnitte zu unterteilen, die dann mit unterschiedlichen Fluenzen bestrahlt wurden. Um deren Werte nach der Bestrahlung zu ermitteln, wurden auf den Rückseiten Nickelstreifen befestigt, die auch bestrahlt wurden. Auf Grund der geringen Absorbtion der Protonen in Silizium ist die Intensität und die Energie des Strahls nach dem Durchqueren der jeweils 280 μm dicken Detektoren nicht geringer als vorher. Die Protonen erzeugen bei der Streuung an den Nickelatomen neue Isotope, die nach der Bestrahlung wieder zerfallen. Kennt man die Masse der Nickelstreifen, so kann man aus deren Aktivität die mittlere Fluenz berechnen. Wie man in der Tabelle 7.1 erkennen kann, sind jedoch alle drei auf diese Weise gemessenen Werte kleiner, als die aus dem Strahlstrom und dessen Energie berechneten Fluenzen. Nur die große und die kleine Fluenz befinden sich in einem akzeptablen Fehlerrahmen. Die große

gemessen	berechnet
$\phi_1 = (0.8 \pm 0.1) \cdot 10^{14}$ Neq/cm ²	$1.0 \cdot 10^{14}$ Neq/cm ²
$\phi_2 = (1.0 \pm 0.1) \cdot 10^{14}$ Neq/cm ²	$1.5 \cdot 10^{14}$ Neq/cm ²
$\phi_3 = (2.8 \pm 0.3) \cdot 10^{14}$ Neq/cm ²	$3.0 \cdot 10^{14}$ Neq/cm ²

Tabelle 7.1: Fluenzen der bestrahlten Module. Die gemessenen Werte stimmen für beide Detektoren überein und sind deshalb nicht gesondert angegeben.

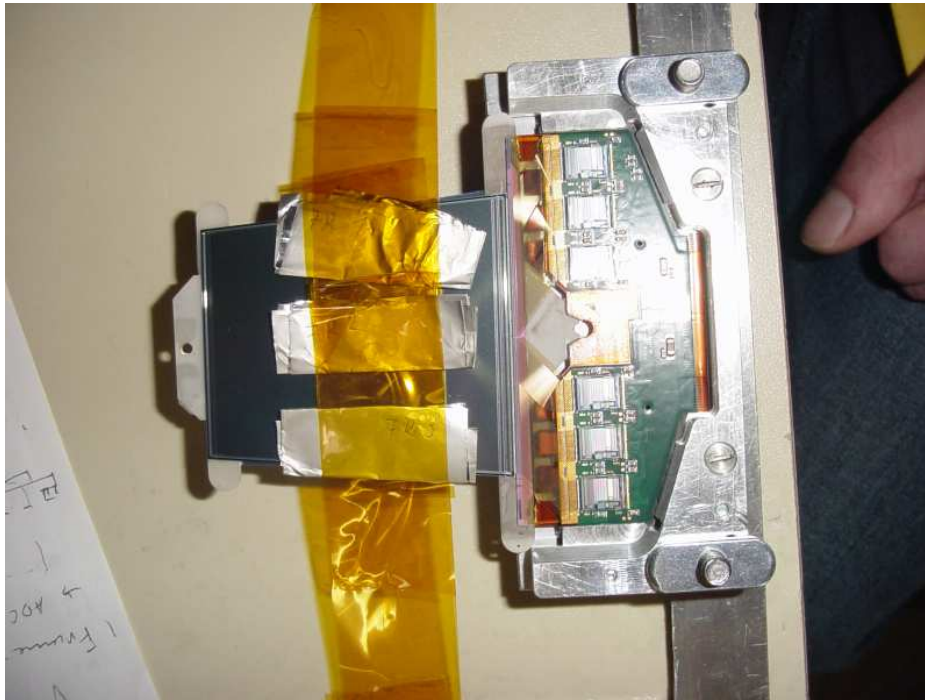


Abbildung 7.1: Nickelstreifen zur Bestimmung der Fluenzen.

Diskrepanz bei der mittleren Fluenz könnte laut FZK-Personal [39] dadurch erklärt werden, dass die Nickelfolie an einer Ecke nicht komplett bestrahlt wurde und deswegen eine kleinere Aktivität zeigt. Man sollte also die o.a. Fluenzen nur als Richtwerte ansehen. Laut Personal hat der Protonenstrahl einen Durchmesser von 3 - 4 mm, als Inhomogenität zwischen zwei unterschiedlich stark bestrahlten Bereichen sollte man 1 cm einkalkulieren [39].

Außerdem wurden die Hybride mit ca. 10 mm dicken Aluminiumplatten abgedeckt. Dieses schützt sie vor der Strahlung, da Protonen dieser Intensität und Energie in Aluminium dieser Dicke nahezu zu 100% absorbiert werden. Um Annealing-Effekte zu vermeiden und die stark aktivierten Sensoren abklingen zu lassen, wurden sie nach der Bestrahlung in einem Gefrierschrank gelagert, so dass sie nach ca. zwei Wochen als nicht-radioaktiv im Sinne der Strahlenschutzverordnung mit dem Auto nach Freiburg zurückgebracht werden konnten. Zu diesem Zweck wurden sie in eine geschlossene Aluminiumbox montiert, welche mit Stickstoff geflutet und auf Trockeneis gelegt nach Freiburg transportiert und danach in einer Tiefkühltruhe bei -45°C gehalten wurden. Vor den Messungen wurde die Box aufgetaut und geöffnet, danach ein Sensor in die Testbox eingebaut und der andere wieder in der Stickstoff gefluteten Box eingefroren. Bei dieser Prozedur wurden jedesmal die Temperaturen aufgezeichnet, um evtl. eine spätere Annealingstudie zu ermöglichen. Allerdings benötigt man für das Auf- und Ab-

tauen nur ca. eine Stunde, was weit unterhalb der üblichen Annealing-Zeitkonstanten liegt.

Vor der ersten Messung wurde sicherheitshalber noch einmal die Aktivität bestimmt. Die Strahlenbelastung war unmittelbar über den Sensoren relativ zum natürlichen Hintergrund ungefähr um einen Faktor zwei erhöht und somit für den Gebrauch absolut unbedenklich.

Für die folgende Messung wurde dann das entsprechende Modul entnommen und in die Testbox eingebaut. Diese wurde in der Regel mit -30°C kaltem Silikonöl gekühlt, der Temperatursensor auf dem Hybrid zeigte bei ausgeschalteter Spannungsversorgung eine Temperatur von ca. -12°C an, was ungefähr der Sensortemperatur entspricht. Bei eingeschalteter Versorgungsspannung der Chips erwärmte sich das Hybrid auf ca. -4°C .

7.2 Das Rauschen

Das Rauschen ist ein sehr wichtiger Parameter eines Moduls. Bei binärer Auslese schränkt es die Schwelle, bei der die Sensoren ausgelesen werden können, nach unten ein. Bei stark verrauschten Detektoren kann das Signal des Rauschens bis in das zu messende Signal eines Teilchens steigen, so dass dieses nicht mehr nachgewiesen werden kann. Bei Raumtemperatur liegt das Rauschen eines unbestrahlten ATLAS-SCT-Moduls der inneren Ringe zusammen mit dem des Kalibrationspulses bei ca. 1000 Elektronen, bei bestrahlten steigt es dann mit dem Leckstrom an (s. Kap. 7.3). In der Abb. 7.3 ist das Rauschen drei verschiedener Chips des bestrahlten Moduls

Fluenz	Rauschen
klein	$1273 \pm 3 \text{ ENC}$
mittel	$1315 \pm 3 \text{ ENC}$
groß	$1533 \pm 4 \text{ ENC}$

Tabelle 7.2: Rauschen auf drei unterschiedlich bestrahlten Detektorbereichen.

P181 gezeigt. Aus den Gaußfits kann man die Rauschwerte der drei Fluenzen ablesen. Die angelegte Spannung betrug bei dieser Messung $U_{\text{bias}} = 20 \text{ V}$, so dass es zwei wichtige Rauschbeiträge gibt. Zum einen sind die Zwischensäulenbereiche wegen der Typinversion nicht verarmt und haben entsprechend hohe Kapazitäten, die linear zum Rauschen beitragen. Zum anderen beträgt der Leckstrom ca. $200 \mu\text{A}$, weshalb dieser nicht wie bei unbestrahlten Detektoren zu vernachlässigen ist. Bei einem vollständig verarmten Sensor lässt sich mit den Leckströmen (s. 7.3) ein ca. $\sqrt{3}$ größeres Schrotrauschen abschätzen, was je nach Fluenz einen zusätzlichen Beitrag von mehreren 100 Elektronen bedeutet. Gleichzeitig nimmt die Kapazität mit steigender Verarmung ab und der Leckstrom stellt die wichtigste Rauschquelle dar.

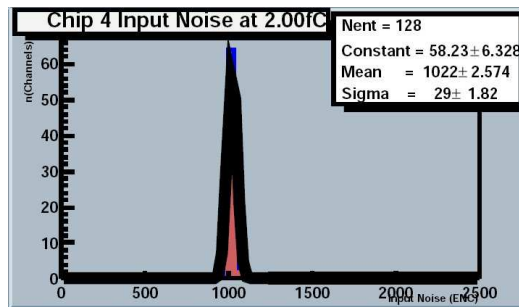


Abbildung 7.2: Rauschen eines unbestrahlten Sensors.

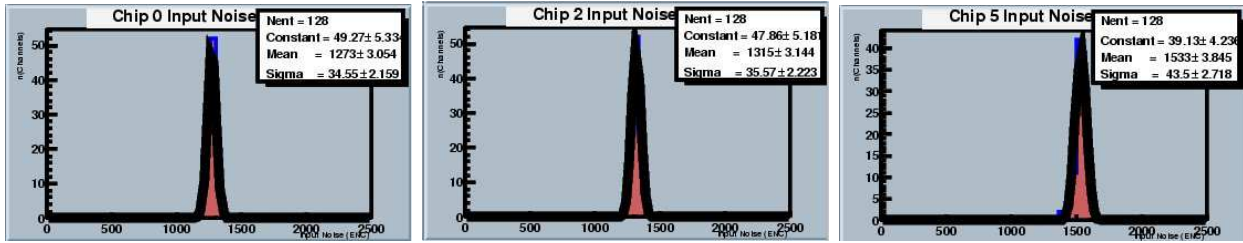


Abbildung 7.3: Rauschen der drei verschiedene Fluenzen des bestrahlten Sensors.

7.3 Leckströme der bestrahlten Detektoren

Wie erwartet stieg der Leckstrom in Folge der Bestrahlung stark an. Trotz max. Kühlung mit -28°C kalten Kühlblöcken auf Hybrid, Sensorvorder- und -rückseite flossen bereits bei wenigen Volt Ströme von mehreren $100\ \mu\text{A}$. Beim Hamamatsu-Modul entschieden wir uns, die Hochspannungsversorgung auf dem zweiten Sensor zu entfernen, da dieser durch Kratzer stark beschädigt war und auch für spätere Messungen mit β -Strahlen nicht zum Einsatz kommen wird. Leider wurde der Sensor im späteren Handling durch einen weiteren Kratzer auf der Oberseite erheblich beschädigt, was der Grund für den höheren Leckstrom sein dürfte. Der Strom des CiS-Moduls stammt hingegen aus der Messung beider Sensoren, die Werte wurden aber in der Abb. 7.4 durch zwei geteilt, damit die Leckströme auf das selbe Volumen normiert sind. Um die Module nicht durch zu hohe Ströme zu gefährden, erschien eine Begrenzung des Stroms auf $1\ \text{mA}$ angebracht, so dass die CiS-Sensoren nur mit einer maximalen Spannung von $250\ \text{V}$ verarmt werden konnten. Insgesamt erkennt man aber ein normales Verhalten beider Kennlinien.

7.4 Messung der Verarmungsspannungen

Die Detektor-Effizienz wurde zunächst in Abhängigkeit der Spannung und des Ortes gemessen, zur Bestimmung der Verarmungsspannung wurden dann die Werte eines

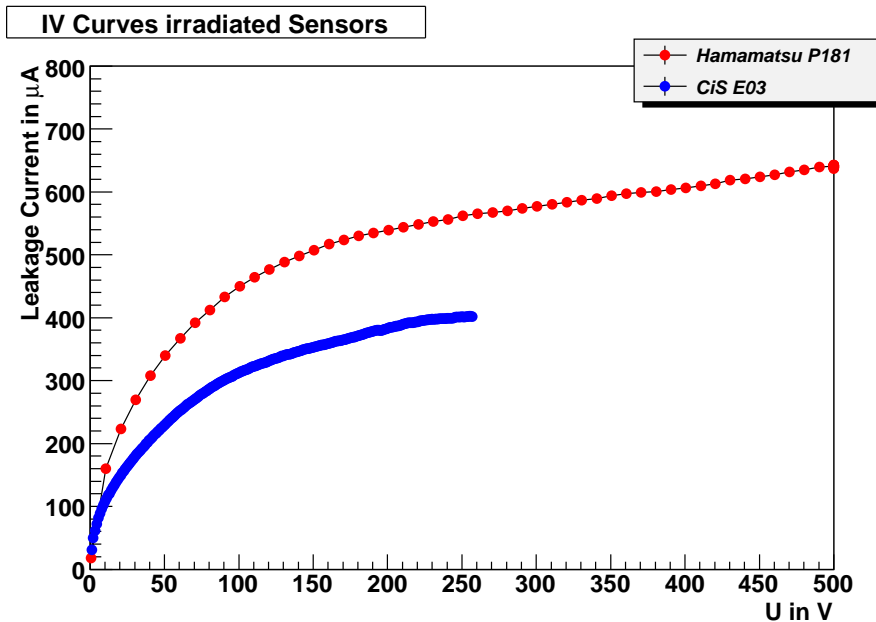


Abbildung 7.4: Leckströme eines Hamamatsu- und eines CiS-Sensors. Der Strom des CiS-Moduls wurde nachträglich durch zwei geteilt, da beide Sensoren an die Hochspannung angeschlossen waren.

Ortes mit den größten Signalen, d.h. direkt neben einem Streifen verwendet.

Alle Messungen wurden in der Mitte eines der drei unterschiedlich bestrahlten Bereiche durchgeführt, um den Bereichen mit inhomogener Fluenz auszuweichen. Abgesehen von einer Ausnahme zeigen alle Messkurven (restliche Plots s. Anhang A.1) eine Sättigung bei hohen Spannungen, d.h. sie konnten vollständig verarmt werden. Nur im stark bestrahlten Bereich des CiS-Sensors zeigte sich keine Verarmung, da dieser nur bis zu einer Spannung von 250 V betrieben werden konnte.

An den Abbildungen 7.5 erkennt man zunächst, dass die Krümmung beider Fits zunächst positiv ist, d. h. mit steigender Spannung wird immer mehr Ladung gesammelt. Wegen der Typinvertierung verarmen beide Detektoren von der Rückseite her, was dieses Verhalten qualitativ erklärt. Der Fitfunktion aus Gleichung 6.2 wurde ein Minuszeichen hinzugefügt, weil die Integrationsgrenzen wegen der Verarmung von der Rückseite her vertauscht werden müssen. Bis zu einer gewissen Spannung werden die Daten sehr gut durch diese Funktion gefittet.

Danach steigt die Effizienz nur noch sehr langsam an. Bei diesen hohen Sperrspannungen ist der Detektor komplett verarmt, das weitere leichte Ansteigen der Effizienzen ist ein bekannter Effekt und wird i.A. durch zusätzliche Ladungen erklärt, die in Störstellen gefangen sind. Sie haben Trappingzeiten im Bereich der Ausleserate und können deshalb nur durch sehr hohe elektrische Felder noch ins richtige Zeitfenster der Ausleselektronik gelangen.

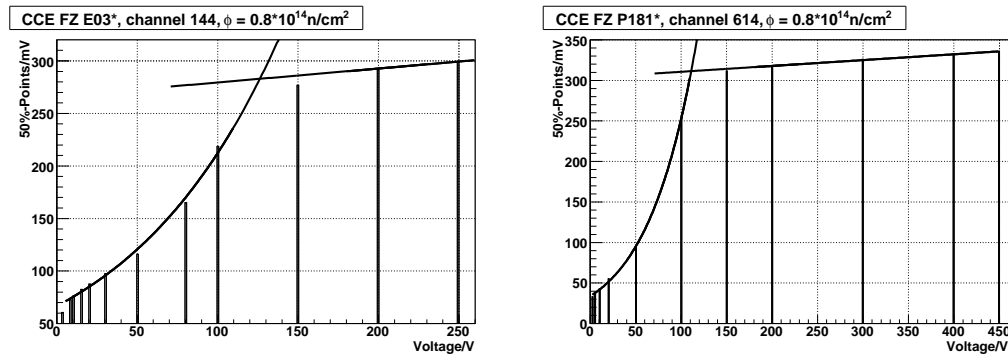


Abbildung 7.5: Effizienzen für die beiden mit kleiner Fluenz bestrahlten Bereiche. Die Plots der restlichen Fluenzen befinden sich im Anhang A.1.

	CiS	Hamamatsu
kleine Fluenz	127 V	111 V
mittlere Fluenz	209 V	180 V
große Fluenz	>250 V	320 V

Tabelle 7.3: Verarmungsspannungen der bestrahlten Module.

In Tabelle 7.3 wurden noch einmal die gemessenen Verarmungsspannungen zusammengefasst.

Es zeigt sich also, dass zumindest ein Detektor auch nach einer sehr starken Bestrahlung, die ungefähr dem 1,5-fachen der kompletten LHC Fluenz entspricht, voll funktionstüchtig ist. Bei einem LHC Upgrade geht man von einer Verfünffachung der Strahlenbelastung im Bereich des SCT aus, so dass die Messung aber auch die Notwendigkeit unterstreicht, neue strahlenharte Detektoren zu entwickeln.

Der CiS-Sensor hat ein etwas schlechteres Verhalten, die Werte für die Verarmungsspannungen liegen für beide Fluenzen ca. 15% über denen des Hamamatsu-Detektors.

7.5 Charge Sharing Effekte

Alle FZ-Detektoren erfahren bei einer Bestrahlung mit Protonen oder Neutronen eine Typinversion. Die dafür nötige Fluenz ist von der Reinheit des Siliziums abhängig, es werden Werte bei $3 \cdot 10^{13}$ Neq/cm² angegeben [24]. Somit gehen wir davon aus, dass unser Sensor auch typinvertiert ist, die gemessenen Effizienzen weisen stark darauf hin.

Misst man nun das Signal an einem Nachbarstreifen, der sich nicht unmittelbar neben der Einschussposition des Lasers befindet, sollte man bei einem nicht vollständig depletierten Detektor auf Grund der kurzgeschlossenen Streifen ein Signal messen können

(s.Kap.3.4).

In der Abbildung 7.6 erkennt man einen gewissen Effekt, der jedoch nicht sehr aus-

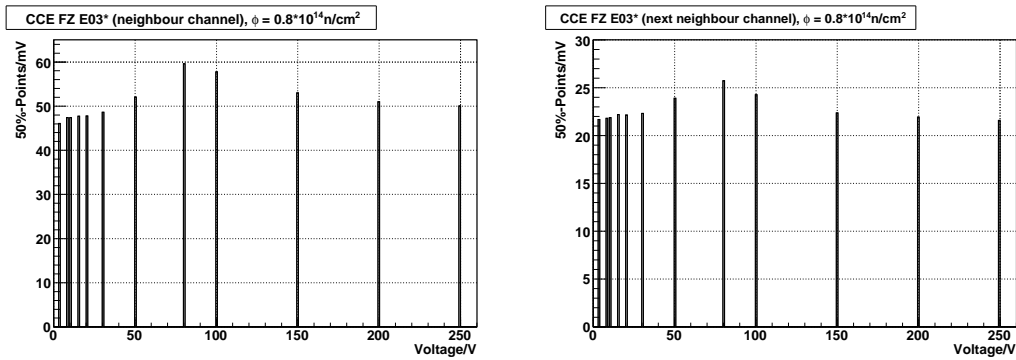


Abbildung 7.6: Signal an zwei Nachbarstreifen. Diese Plots sind nicht offsetkorrigiert.

geprägt ist. Man sieht, dass das Signal zu höheren Spannungen wieder abflacht, da hier die Zwischenstreifenbereiche verarmt werden und sich dadurch die Auflösung verbessert. Auf dem ersten Nachbarstreifen ist das Signal 12 mV über dem Offset, auf dem nächsten Kanal sind es noch 8 mV. Dies sind nur 4% bzw. 3% des vollen Signals.

8 Bau von Prototyp-Modulen

8.1 Modul-Komponenten

Alle die vom ATLAS-SCT-Modulbau übriggebliebenen brauchbaren Komponenten wurden aufbewahrt, um im Falle eines Engpasses beim Einbau der SCT-Endkappen noch notfalls Module nachbauen zu können. Um ein komplettes Detektormodul zu bauen, benötigt man im Wesentlichen folgende Bestandteile:

- Den Sensor mit Aluminiumpads für Hochspannung und Ausleseelektronik, sowie einer Guard-Ring-Struktur
- Ein Hybrid mit den Auslesechips und Elektronik
- Pitchadapter mit Bondpads zur Chip- und Sensorseite
- Thermische Grundplatten (Spines) zum Wärmeabtransport aus dem Sensor und als mechanische Verbindung zum Hybrid

Es gibt jedoch auch viele Modul-Komponenten, die eine breite Palette von Defekten aufweisen und deshalb mit Sicherheit nicht in ATLAS Verwendung finden werden. Dies sind z.B. Hybride mit zu hohen Bonddrähten, elektrisch nicht einwandfreie Chips, Sensoren mit Kratzern usw. Neben Hybriden sind noch einige Spines vorhanden, eine Kohlefaserstruktur, auf die bei einem SCT-Modul zwei Sensoren geklebt werden und die somit für Stabilität und Wärmeleitung sorgen. Außerdem gibt es in unserem Labor auch alle weiteren Teile, wie Ausleseelektronik, Verkabelung und diverse Klebstoffe. Nicht zur Verfügung stehen uns Pitchadapter, die für die Verbindung von Sensor und Chips notwendig sind. Diese fertigen wir in Kollaboration mit dem Freiburger Zentrum für Materialforschung selbst in beliebigen Geometrien, so dass diese in naher Zukunft verfügbar sein werden.

8.2 MCz-Prototyp-Modul

Die von uns zum Modulbau verwendeten n-Typ-MCz-Sensoren wurden uns vom Helsinki Institute of Physics (HIP) zur freien Verfügung gestellt. Es handelt sich um

Full-Size-Sensoren mit $32,5 \text{ cm}^2$ Fläche, sie haben $50 \text{ }\mu\text{m}$ Pitch und $10 \text{ }\mu\text{m}$ Streifenbreite. Die nominelle Resistivität wird mit $900 \text{ }\Omega\text{cm}$ angegeben, was bei einer Dicke von $380 \text{ }\mu\text{m}$ eine hohe Verarmungsspannung von ca. 420 V [40] nach sich zieht. Nachdem beide Cz-Sensoren an der Probestation charakterisiert worden sind, ist mit einem Detektor ein Modul gebaut worden. Der Sensor hatte einen Durchbruch bei 140 V (s. Abb. 6.3) und war damit ideal geeignet, um ein erstes Prototyp-Modul daraus zu fertigen. Das erste Problem ist die Geometrie des Sensors, denn er ist sowohl länger als auch breiter als die in Freiburg verbauten ATLAS-SCT-Sensoren. Somit musste zunächst ein verlängerter Spine gebaut werden. Ebenso wie bei den SCT-Modulen entschieden wir uns für einen Spine als Wärmeleiter, da nur dieser einerseits eine gute Wärmeleitung hat und andererseits dünn genug für Messungen mit beta-Strahlen und die nötige Triggerung mit Plastiksintillatoren ist. Als erster Schritt wurde aus

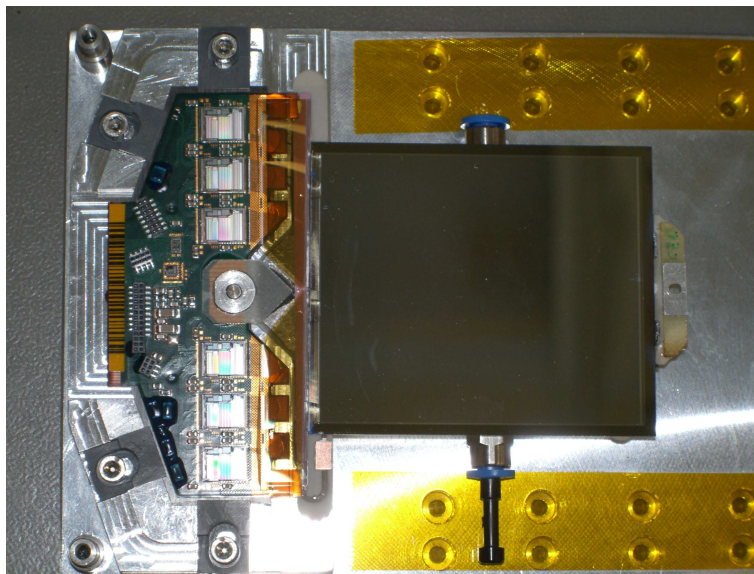


Abbildung 8.1: Fertiges MCz-Modul.

zwei Spines ein verlängerter Spine zusammengesetzt und dieser an ein ATLAS-SCT-Hybrid geklebt. Die Pads auf dem MCz-Sensor waren in zwei Reihen versetzt, d. h. wie in Abb. 8.2 zu sehen angeordnet. Dadurch ist es möglich, enger zu bonden. Auf Grund des kleinen Pitches von nur $50 \text{ }\mu\text{m}$ (zum nächsten Kanal) mussten noch passende Pitchadapter zwischen das Hybrid und den Sensor geklebt werden. Hier entschieden wir uns für SCT-Fanins mit $92 \text{ }\mu\text{m}$ Pitch, so dass der Sensor und die Auslesechips gebondet werden konnten. Von den insgesamt 1024 Streifen konnten so auf Grund der Pitchadapter mit zu großem Pitch und der Detektorbreite nur ca. die Hälfte gebondet werden. Da dieser Sensor mit drei verschiedenen Fluenzen bestrahlt werden soll, gibt es drei kleine Bereiche mit ca. 50 Streifen, die alle gebondet sind und drei größere Bereiche, wo nur jeder zweite Streifen gebondet ist. Erstere sind für Lasermessungen,

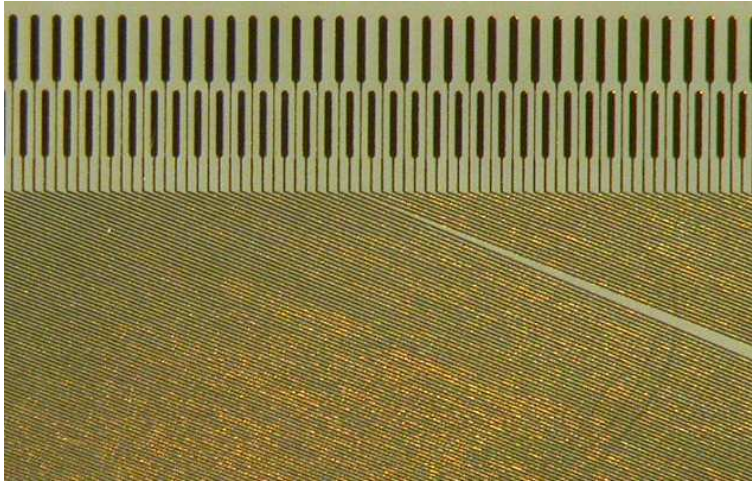


Abbildung 8.2: Teil eines in Freiburg entworfenen und prozessierten FanIns mit versetzten Pads.

die Stellen mit freigelassenen Streifen für beta-Tests gedacht, hier benötigt man auf Grund der Szintillatorbreite von 4 mm entsprechend breite Bereiche. Wegen der unterschiedlichen Zwischenstreifenkapazitäten, hat das Modul im Bereich mit freigelassenen Streifen ein Rauschen von 1500 ENC und im Bereich mit allen Streifen 1700 ENC. Diese Werte liegen im erwarteten Bereich und sind vergleichbar mit SCT-Modulen. Da bei unbestrahlten Sensoren die Kapazitäten den dominierenden Rauschbeitrag liefern, hätte ein spannungsfester Sensor noch etwas niedrigere Werte geliefert.

Die erste Effizienzmessung in Abb. 8.3 zeigt, dass das Modul normal ausgelesen werden konnte. Hier sind die 50%-Punkte über die Spannung und über den Ort aufgetragen. Es wurde begonnen, links neben einem Streifen mit dem Laser eine Ladung zu injizieren, um bei mehreren Spannungen Schwellenscans durchzufahren. Danach wurde die Einschussposition in $1\ \mu\text{m}$ Schritten senkrecht zu den Streifen hin verfahren und die Prozedur wiederholt usw. Da das MCz-Silizium n-dotiert ist, sind die Signale positiv, und man sieht neben dem Streifen bei $x=35\ \mu\text{m}$ eine hohe Ladungssammlungseffizienz, die mit der von ATLAS-SCT-Modulen vergleichbar ist. Auch neben dem nächsten Streifen, der bei $x=70\ \mu\text{m}$ beginnt ($50\ \mu\text{m}$ Pitch) wird noch Ladung gesammelt, da der dortige Streifen nicht gebondet war.

In diesem Plot erkennt man auch, dass das Signal ab einer Spannung von ca. 100-140 V nicht mehr wesentlich ansteigt. Da aus der IV-Messung bekannt ist, dass bei dieser Spannung ein Spannungsdurchbruch stattfindet, ist klar, dass der Detektor noch nicht verarmt ist.

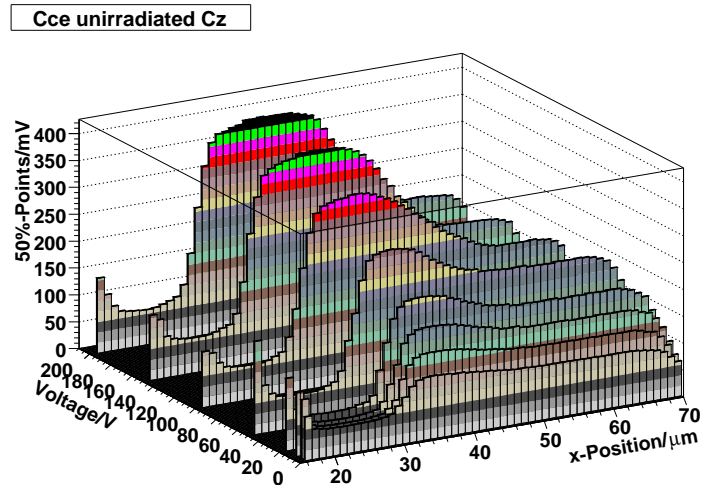


Abbildung 8.3: Ortsaufgelöste Ladungssammlungseffizienz eines MCz-Prototyp-Moduls, es jeder zweite Streifen ist gebondet.

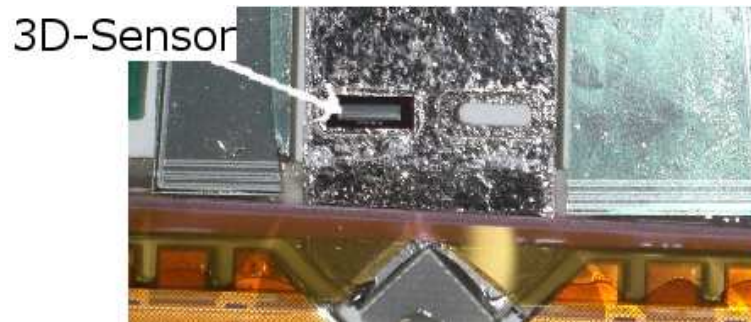


Abbildung 8.4: Noch ungebondetes Modul mit erstem 3D-Sensor.

8.3 3D-Prototyp-Modul

Die für das 3D-Modul verwendeten Sensoren stammen aus der Kollaboration des ITC-Irst, Trento und CNM, Barcelona. Es handelt sich hier um 10 sog. Mini-Strip-Detektoren mit 64 Streifen à 10 Säulen. Alle Sensoren haben unterschiedliche Parameter, so dass die 3D-Detektoren gezielt auf deren Einfluss untersucht werden können. Beim Modulbau war vor allem wichtig, die Sensoren sowohl mit dem Laser als auch mit der β -Quelle vermessen zu können. Deshalb wurden zunächst $2 \times 7 \text{ mm}^2$ große Löcher in den Spine gefräst und das Material an den Kanten zur Hälfte abgetragen. Dadurch ist gleichzeitig eine gute Wärmeleitung als auch geringe Absorption für die Messungen mit der radioaktiven Quelle gewährleistet. Die $3 \times 8 \text{ mm}^2$ kleinen Sensoren wurden dann mit etwas Silberleitkleber auf den Spine geklebt und mit den Chips verbunden.

9 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Diplomarbeit konnte mit Hilfe eines IR-Lasertesters gezeigt werden, dass die Strahlenhärte der ATLAS-SCT-Detektoren ausreicht, während des kompletten geplanten LHC-Betriebs Teilchenspuren zu rekonstruieren. Auch nach einer sehr hohen Fluenz von $2,8 \cdot 10^{14}$ Neq/cm² betrug die Verarmungsspannung nur 320 V. Es stellte sich jedoch heraus, dass eine effiziente Kühlung der Detektoren essentiell notwendig ist. Bei Fluenzen im Bereich von $1 \cdot 10^{14}$ Neq/cm² erreicht der Leckstrom der SCT-Sensoren des inneren Bereichs der Endkappen auch bei Temperaturen um -12°C leicht den mA Bereich.

Da bei einem LHC-Upgrade jedoch noch wesentlich höhere Fluenzen erwartet werden, bekräftigen die Messungen auch die Notwendigkeit, in diesem Fall Detektoren mit einer wesentlich höheren Strahlenhärte als bisher zu verwenden.

Weiterhin wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein MCz-Prototypmodul mit der schnellen LHC-Front-End-Elektronik gebaut. Messungen mit dem Laser zeigten eine zufriedenstellende Funktionstüchtigkeit des Moduls, was uns ermutigte, weitere Module mit strahlenharten Sensoren zu fertigen. Dazu verwendeten wir 3D-Detektoren, die wir im Rahmen der RD50-Kollaboration vom ITC-Irst aus Trento erhalten haben. Nachdem das Modul erfolgreich zusammengebaut war, gelang es uns, die p-Typ Sensoren mit den für n-Typ Sensoren hergestellten Chips und der Software SCTDAQ bis zu Schwellen von -4 fC auszulesen.

Messungen mit dem Laser offenbarten hier jedoch gewisse Probleme. Wegen den p-Stops zwischen den Streifen bildete sich hier eine ca. 15 μ m breite Zone, die sich auch bei hohen Spannungen nur kleine Signale lieferte. Genau zwischen den Streifen lag dieses lediglich 0,5 fC unterhalb des Rauschens. Dieser Bereich des Sensor ist also entweder nicht verarmbar, oder weist solch geringe elektrische Felder auf, dass die Ladung wegen der kurzen Shaping Zeit von nur 20 ns nicht komplett gesammelt wird. Sollte bei sLHC wieder eine binäre Ausleseelektronik mit der gleichen Schwelle von 1 fC verwendet werden, so wird dies gerade bei niedrigen Bunch-Crossing Zeiten von 12,5 ns zu deutlichen Effizienzeinbußen führen, da neben der kleineren Signalstärke auch das Rauschen ansteigt. Bei dem in dieser Diplomarbeit getesteten Detektor wäre in diesem Fall ein Bereich von ca. 20% des Detektors blind. Eine Verbesserung des Detektor-Layouts, speziell der p-Stops, ist also nötig.

Außerhalb des p-Stop-Bereichs zeigte sich jedoch ein sehr vielversprechendes Verhalten. Durch eine ortsaufgelöste Messung der Ladungssammlungseffizienz (CCE) konnte

eine Verarmungsspannung im Bereich von $U_{FD} \sim 7$ V festgestellt werden. Es zeigte sich auch ein positives Signal auf dem Nachbarstreifen, welches eine interessante Eigenschaft der verwendeten Detektor-Geometrie ist und dazu verwendet werden könnte, die Detektor-Auflösung zu verbessern.

Während der Anfertigung dieser Diplomarbeit hat sich unsere Arbeitsgruppe als Mitglied der RD50-Kollaboration des CERN etabliert. Neben den Instrumenten zum Modulbau und deren Charakterisierung ist nun auch ein Lasertester funktionsbereit, über dessen Stärken und Schwächen in dieser Arbeit ausführlich berichtet worden ist.

Da der Gruppe bald weitere Prototyp-Detektoren von der RD50-Kollaboration zur Verfügung gestellt werden, wäre es wünschenswert, den Lasertester noch leistungsfähiger zu machen, damit vor allem die CCE-Messung leichter und schneller von der Hand geht. Am wichtigsten erscheint mir hier der Einbau einer schnellen Photodiode, mit der die Intensität des Laserlichtes protokolliert werden kann. Somit wäre es möglich, die Signalstärken des Sensors sicher und überzeugend zu vergleichen, um so z.B. das Trapping nach der Bestrahlung zu untersuchen.

A Anhang

A.1 Messungen der Verarmungsspannungen für bestrahlte ATLAS SCT Detektoren

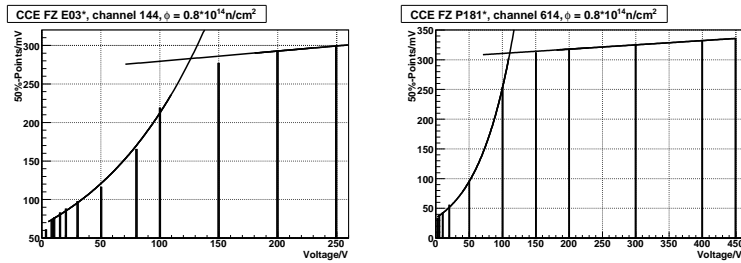


Abbildung A.1: CCE bei niedrige Fluenz

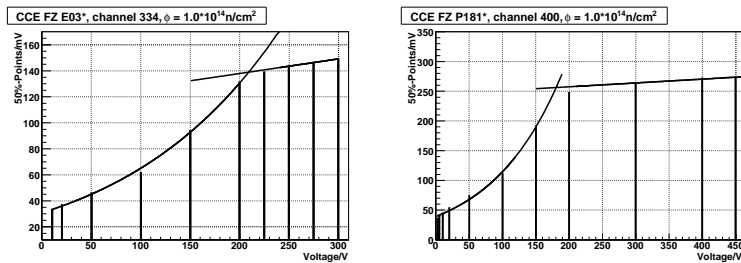


Abbildung A.2: CCE bei mittlere Fluenz

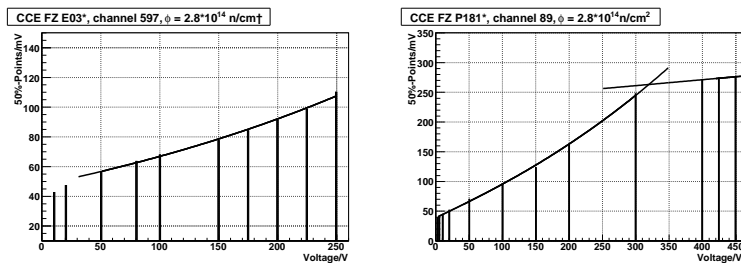


Abbildung A.3: CCE bei hohe Fluenz

A.2 Zwischensäulenbereiche des 3D-Detektors AC-80-100-10 bei verschiedenen Spannungen

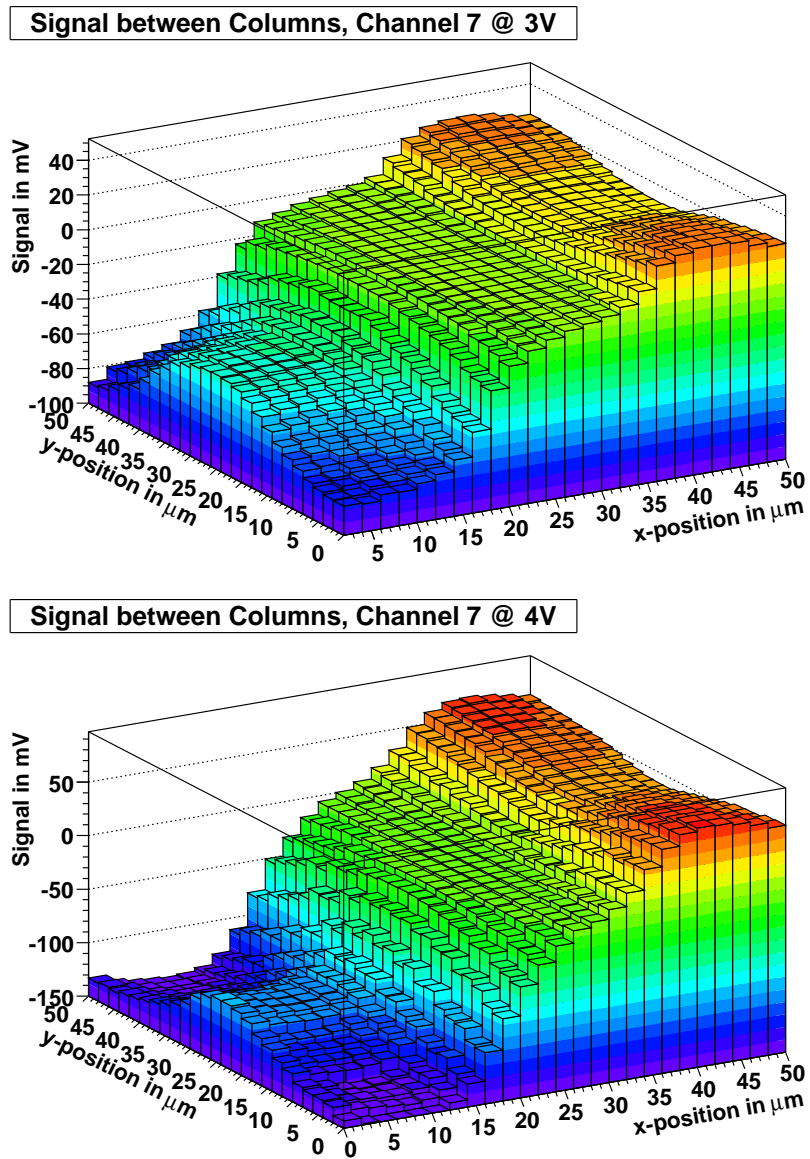


Abbildung A.4: Spannung = 3 V (oben) und 4 V (unten).

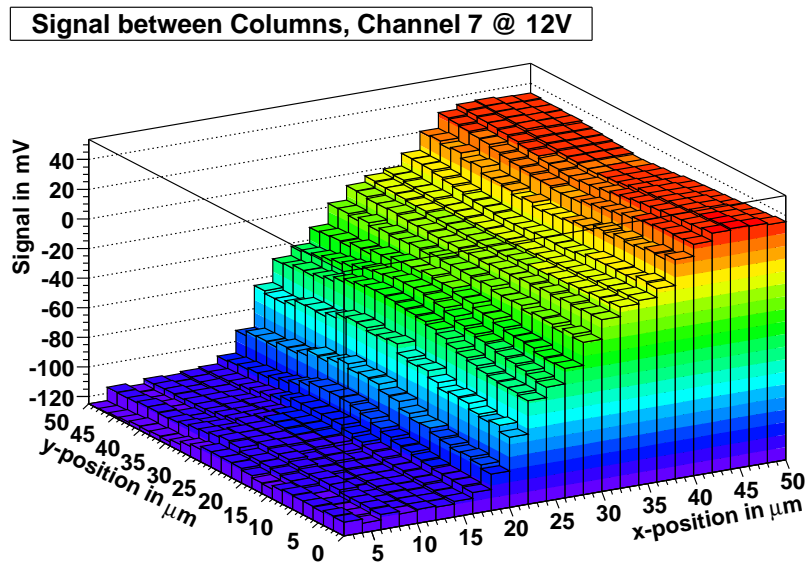
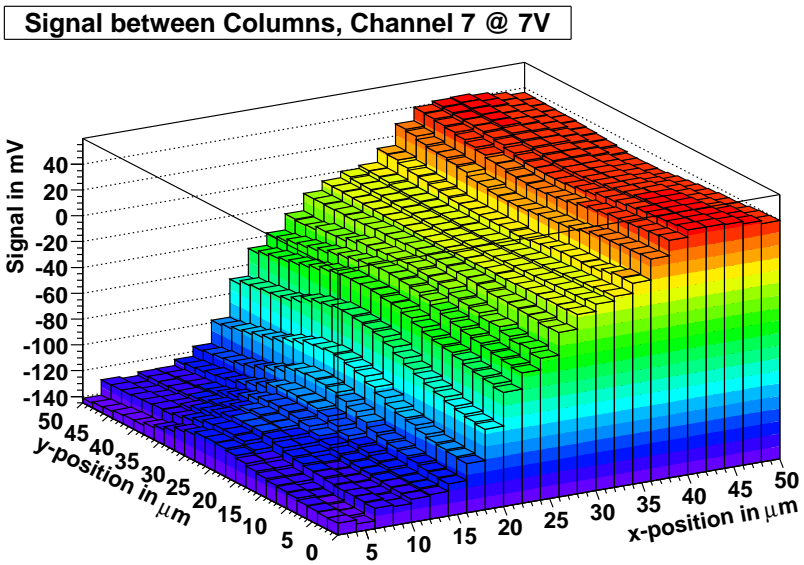
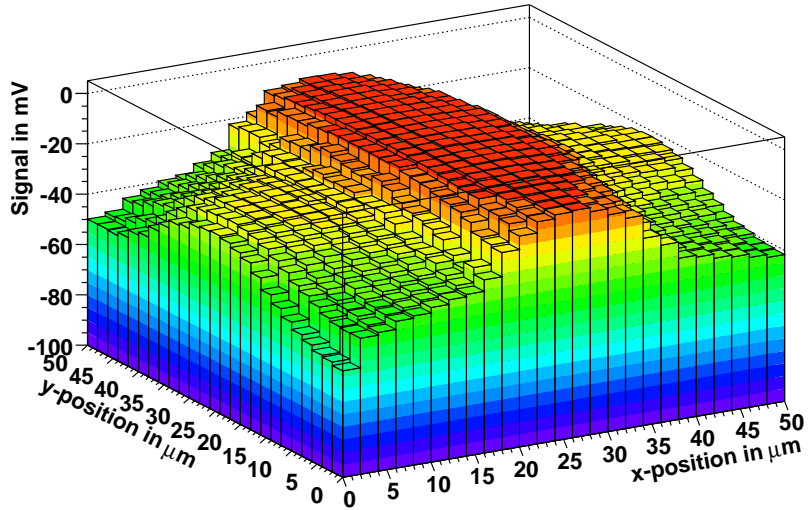


Abbildung A.5: Spannung = 7 V (oben) und 12 V (unten).

A.3 Addierte Signale der Zwischensäulenbereiche bei verschiedenen Spannungen

Added Signal Channels 7,8 @ 3V



Added Signal Channels 7,8 @ 4V

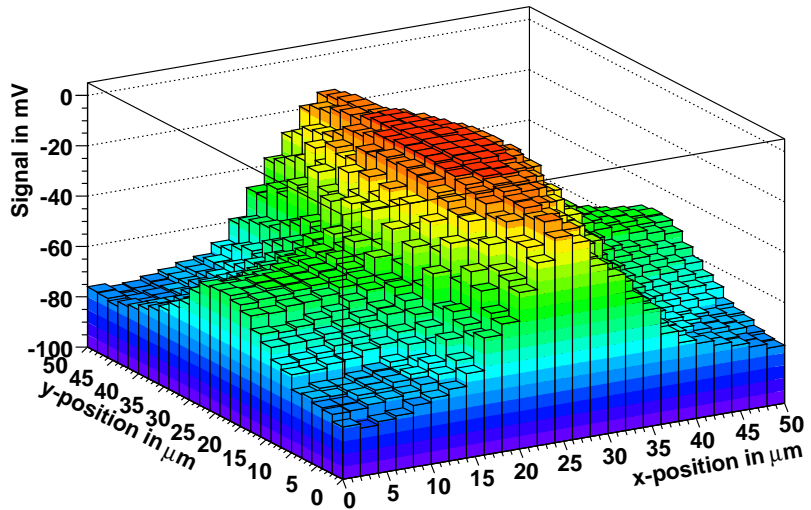


Abbildung A.6: Spannung = 3 V (oben) und 4 V (unten).

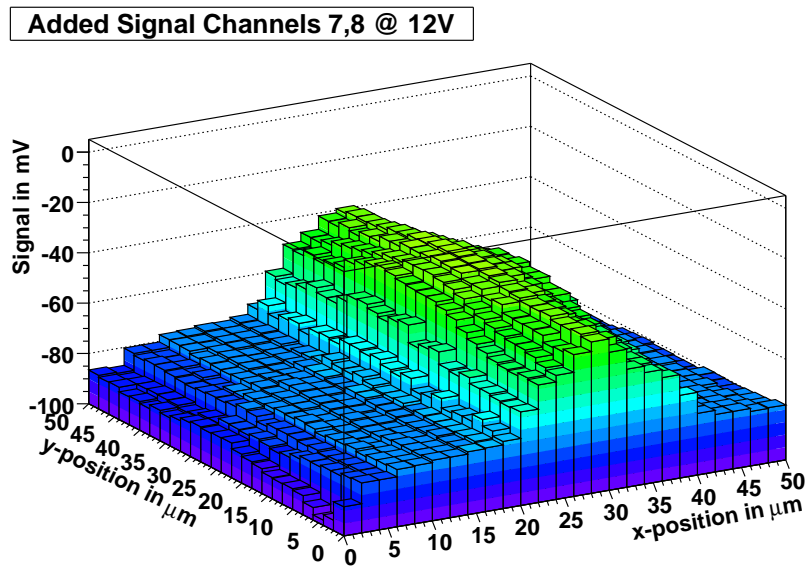
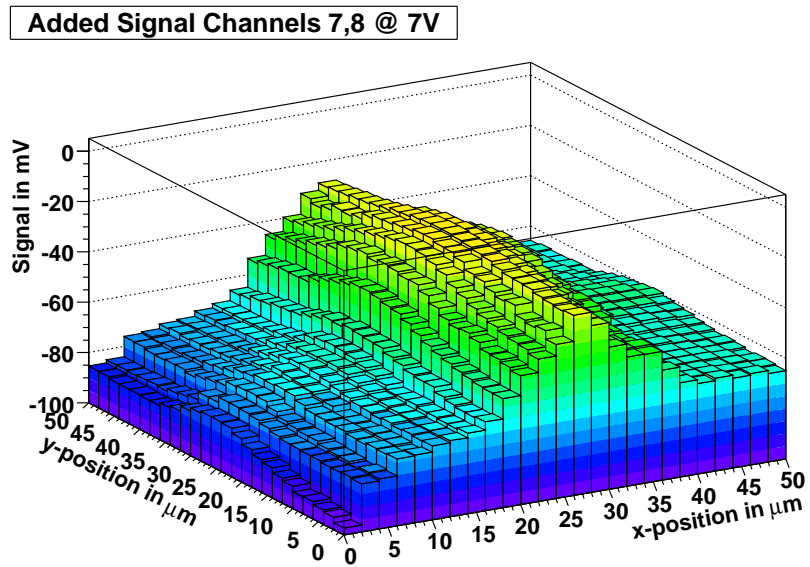


Abbildung A.7: Spannung = 7 V (oben) und 12 V (unten).

Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS INNER DETECTOR COMMUNITY: ATLAS inner detector: Technical design report. In: *CERN-LHCC-97-16* 1 (1997)
- [2] KETTERER, C.: *Entwicklung von Silizium-Mikrostreifen-Detektormodulen für den ATLAS Semiconductor Tracker*, Universität Freiburg, Diss., 2004
- [3] HUHTINEN, M.: *Radiation issues for SLHC*. CMS Workshop on Detectors and Electronics for SLHC. <http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=a036368>. Version: 2004
- [4] H.SADROZINSKI ; A.SEIDEN: Tracking detectors for the sLHC, the LHC upgrade. In: *Nucl. Instr. Meth. A* 541 (2005), S. 434–440
- [5] THE ATLAS SCT COLLABORATION ; UNNO, Y.: ATLAS Silicon Microstrip Semiconductor Tracker (SCT). In: *Nucl. Instr. Meth. A* 453 (2000), S. 109–120
- [6] LUTZ, G.: *Silicon microstrip detectors*. Springer, 1999
- [7] PEISERT, A.: Silicon Microstrip Detectors. In: SAULI, F. (Hrsg.): *Instrumentation in High Energy Physics*. World Scientific, 1992
- [8] RAMO, S.: Currents Induced by Electron Motion. In: *Proceedings of the IRE* 27 (1939), S. 584–585
- [9] THE ATLAS COLLABORATION ; CAMPABADAL, F. u. a.: Design and Performance of the ABCD3TA ASIC for Readout of Silicon Strip Detectors in the ATLAS Semiconductor Tracker. In: *Nucl. Instr. Meth. A* 552 (2005), S. 292–328
- [10] P.W.PHILLIPS: Atlas SCT Test DAQ Online Documentation. <http://sct-testdaq.home.cern.ch/sct-testdaq/sctdaq/sctdaq.html>
- [11] DOLEZAL, Z. ; KODYS, P. ; REZNICEK, P.: *ATLAS SCT hybrid - how to measure negative charge from detector*. http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/kodys/works/laser_test/ATLASHyb_NegativeChargeMeasurement/index.html. Version: 2006

- [12] MOLL, M. ; THE RD50 COLLABORATION: Radiation tolerant semiconductor sensors for tracking detectors. In: *Nucl. Instr. Meth. A* 565 (2006), September, S. 202–211
- [13] THE CERN RD48 (ROSE) COLLABORATION ; LINSTRÖM, G. u. a.: Developments for radiation hard silicon detectors by defect engineering-results. In: *Nucl. Instr. Meth. A* 465 (2001), S. 60–69
- [14] MOLL, M.: *Development of Radiation Hard Sensors for Very High Luminosity Colliders*. 11th International Workshop on Vertex Detectors, 2002
- [15] BOCK, R.K. ; VASILESCU, A.: *The Particle Detector Briefbook*. Springer-Verlag, 1999 <http://www.cern.ch/Physics/ParticleDetector/Briefbook/>
- [16] LINDSTRÖM, G.: Displacement Damage in Silicon. <http://sesam.desy.de/members/gunnar/Si-dfuncs.html>
- [17] MILLER, W.O.: Thermal Runaway in Silicon Strip Detectors. In: *SCIPP 94/43 and HTN 94-01* (1994)
- [18] COLLINS, P.: *R&D for future detectors*. IOP Conference, 2006
- [19] LI, Z. u. a.: Development of transient current and charge techniques for the measurement of the effective net concentration of ionized charges (N_{eff}) in the space charge region of p-n junction detectors. In: *Nucl. Instr. Meth. A* 372 (1996), S. 388–398
- [20] BATES, A. ; MOLL, M.: A comparison between irradiated magnetic Czochralski and float zone silicon detectors using the transient current technique. In: *Nucl. Instr. Meth. A* 555 (2005), S. 113–124
- [21] LI, Z. u. a.: Radiation Hardness of High Resistivity Magnetic Czochralski Silicon Detectors After Gamma, Neutron and Proton Irradiations. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51-4 (2004)
- [22] SPIELER, H.: Lectures on Detector Techniques, Semiconductor Detector Parts 1. (1998). http://www-physics.lbl.gov/~spieler/SLAC_Lectures/index.html
- [23] LUUKKA, P.: *Characterization of Czochralski Silicon Detectors*, HIP Helsinki, Diss., 2006
- [24] LUUKKA, P.: Results of proton irradiations of large area strip detectors made on high-resistivity Czochralski silicon. In: *Nucl. Instr. Meth. A* 530 (2004), S. 117–121

-
- [25] THE CERN RD48 (ROSE) COLLABORATION: 3rd RD48 Status Report. In: *CERN/LHCC 2000-009* (1999)
- [26] SAVOLAINEN, V. u. a.: Simulation of large-scale silicon melt flow in magnetic Czochralski growth. In: *Journal of Crystal Growth* 243 (2002), S. 243–260
- [27] PARKER, S.I. ; KENNEDY, C.J. ; SEGAL, J.: D - A proposed new architecture for solid-state radiation detectors. In: *Nucl. Instr. Meth. A* 395 (1997), S. 328–343
- [28] PIEMONTE, C.: *First electrical characterization of 3D detectors with electrodes of the same doping type*. 7th RD50 Conference. <http://rd50.web.cern.ch/rd50/7th-workshop/default.htm>. Version:2005
- [29] PIEMONTE, C. u. a.: Development of 3D Detectors featuring columnar electrodes with the same doping type. In: *Nucl. Instr. Meth. A* 541 (2005), S. 441–448
- [30] PALIK, Edward D.: *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, 1985. – 519–529 S.
- [31] FIRMA PICOQUANT (Hrsg.): *PDL 800 / Laser Head LDG 980. Operation Manual and Technical Data*. Rudower Chaussee 29, 12489 Berlin: Firma PicoQuant
- [32] MORRISSEY, M.: *Slow command generator, Bedienungsanleitung und Schaltplan*, <http://hepwww.rl.ac.uk/atlas-sct/mm/Slog>
- [33] HÄRKÖNEN, J. u. a.: Processing of microstrip detectors on Czochralski grown high resistivity silicon substrates. In: *Nucl. Instr. Meth. A* 514 (2003), S. 173–179
- [34] KODYS, P.: private Korrespondenz. (2006)
- [35] HONMA, A.: Silicon Detectors. (2002). <http://www.cern.ch/honma>
- [36] UNNO, Y. u. a.: Optimal P-Stop Pattern for the N-Side Strip Isolation of Silicon Microstrip Detectors. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 45 (1998), Nr. 3
- [37] VERBITSKAYA, E.M.: In: *Sov. Phys. Semicond.* 26 1101 (1992)
- [38] FURGERI, A.: Informations-Webseite zum Kompaktzyklotron Karlsruhe. http://rd50.web.cern.ch/rd50/irradiation/Irradiation_karlsruhe.html
- [39] FURGERI, A.: private Korrespondenz. (2006)
- [40] TUOMINEN, E. u. a.: Test beam results of a large area strip detector made on high resistivity Czochralski Silicon. In: *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* 125C (2003), S. 175–178

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Freiburg, den

.....

Thies Ehrich