

Planung, Bau und Test des Sensor-Bausteins für
einen hybriden Silizium-Pixel-Detektor zum
Einsatz unter den extremen Strahlenbelastungen
am LHC

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilian-Universität München

vorgelegt von

Tilman Rohe
aus Hanau am Main

München, 17. Juni 1999

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Arnold Staude
2. Gutachter: Prof. Docteur en Physique Khaled Karrai

Tag der mündlichen Prüfung: 2. März 2000

Kurzfassung

Eines der bisher ehrgeizigsten Projekte der Hochenergiephysik ist der am europäischen Zentrum für Teilchenphysik (CERN) in Genf im Bau befindliche Proton-Kreisbeschleuniger LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) mit seinen beiden Vielzweckexperimenten ATLAS und CMS. Bei diesen Experimenten ist die Spurendichte im Bereich nahe des Wechselwirkungspunktes so hoch, daß die innersten Lagen der Spurdetektoren mit Siliziumpixeldetektoren ausgestattet werden müssen, die im Gegensatz zu den weiter verbreiteten Streifendetektoren eine echte zweidimensionale Ortsinformation liefern. In der Hochenergiephysik werden meist hybride Pixeldetektoren verwendet, bei denen der Sensorbaustein von der Ausleseelektronik getrennt ist. Der Sensor besteht aus einer Matrix vieler Dioden, die ein elektrisches Signal liefern, wenn sie von einem Teilchen getroffen werden. Sie sind Kanal für Kanal durch kleine Metallkugeln, den Bump Bonds, mit dem Auslesechip verbunden, der die Signale verstärkt und weiterverarbeitet. Das ATLAS-Experiment stellt sehr hohe Anforderungen an alle seine Subsysteme. Von dem Pixeldetektor ist vor allem eine Strahlenhärte bis zu einer Fluenz von 10^{15} 1 MeV Neutronen/cm² gefordert. Auch die große vom Pixelsystem abzudeckende Fläche von über 2 m² übersteigt alle bisherigen Projekte um eine Größenordnung. Um die große Anzahl der benötigten Module mit einer guten Ausbeute herstellen zu können, kommt der Testbarkeit und Fehler-toleranz aller Komponenten eine herausragende Bedeutung zu.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Sensorbaustein dieses hybriden Pixel-Systems entwickelt. Dabei ging die Kenntnis über die Physik der Strahlenschädigung und der Bauelemente ein, so daß es möglich war, einen Sensor zu entwerfen, der auf sein Verhalten nach Bestrahlung optimiert ist. Die Pixelzellen bestehen bei diesem Konzept aus n⁺-Implantationen in hochohmigem n-Silizium, während sich der pn-Übergang auf der Rückseite des Sensors befindet. Dieses Konzept führt wegen der doppelseitigen Prozessierung der Sensoren zu deutlich höheren Herstellungskosten, ist aber zwingend notwendig, um in den späten Stadien des ATLAS-Experimentes die Sensoren, die aufgrund der strahlungs-induzierten Materialveränderungen eine Verarmungsspannung von fast 1000 V besitzen, teilweise verarmt betreiben zu können. Da für eine genügend hohe Signalladung in den Sensoren eine Verarmungstiefe von ca. 150 μ m und damit eine Betriebsspannung von bis zu 600 V benötigt wird, ist die Spannungsfestigkeit der Sensoren nach Bestrahlung das wichtigste Kriterium beim Vergleich unterschiedlicher Entwürfe. Bei derart hohen Betriebsspannungen ist auch darauf zu achten, daß die Sensorkanten, die nur 10 – 20 μ m von der empfindlichen Ausleseelektronik entfernt sind, auf Erdpotential gehalten werden. Dies wird

mit dem in dieser Form erstmals verwendeten Schutzringkonzept erreicht, das an das einseitiger p^+n -Sensoren angelehnt ist. Eine weitere Neuerung ist die Implementierung einer Spannungszuführung auf den Sensoren, die den Test der Bauelemente noch auf dem Wafer vor der Verbindung mit der Ausleseelektronik ermöglicht. Dies ist für die spätere Modulproduktion von großer Bedeutung, da es nun möglich ist, getestete Sensoren in den aufwendigen und teuren Produktionsprozeß der Module zu geben. Beim Betrieb des Sensors im Modul, wenn die Sensorzellen durch die Ausleseelektronik geerdet werden, hält diese Spannungszuführung das Potential irrtümlich nicht kontaktierter Pixelzellen nahe am Erdpotential und schützt damit deren Umgebung. Der Entwurf der einzelnen Pixelzelle ist das Ergebnis detaillierter Simulationsstudien, mit dem Ziel, die elektrischen Feldstärken, vor allem nach Bestrahlung, und die Kapazitäten gleichzeitig möglichst niedrig zu halten. Ihr Ergebnis ist ein Pixelentwurf unter Verwendung der p-Spray-Isolationstechnik, deren wichtigste Eigenschaft die Reduzierung der elektrischen Feldstärken mit fortlaufender Bestrahlung ist, und die deshalb zu einer hohen Spannungsfestigkeit der bestrahlten Sensoren führt.

Ein erster Prototyp der Sensorbausteine, dessen Masken im Rahmen dieser Arbeit entworfen wurden, wurde im Januar 1998 von zwei kommerziellen Anbietern an die ATLAS-Pixel-Kollaboration geliefert und im Rahmen dieser Kollaboration getestet. Das oben beschriebene Pixelkonzept zeigte in statischen Messungen, Rauschmessungen und in Teststrahlexperimenten eine exzellente Strahlenhärte und setzte sich deshalb gegenüber konventionellen Sensoren, die individuelle p-Stops verwenden, durch. Die Erfahrungen dieser Tests ging in den leicht modifizierten Entwurf des zweiten Prototypen ein, der ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit erstellt wurde, und von dem eine weiter verbesserte Ladungssammlungseffizienz erwartet wird. Die Verwendung der sogenannten moderierten p-Spray-Isolation führt zur einer Verbesserung der Spannungsfestigkeit der unbestrahlten Sensoren, während das gute Verhalten nach Bestrahlung erhalten bleibt.

Abstract

One of the most ambitious projects in the field of high energy physics is the large hadron collider (LHC) currently under construction at the European centre for particle physics (CERN) in Geneva with its two multi purpose experiments ATLAS and CMS. The high density of particle tracks in this region close to the interaction point require highly segmented silicon detectors to separate the tracks. The innermost tracking layers of experiments will be equipped with silicon pixel detector that provide the full position information in contrast to the widely used strip detectors. In high energy physics mostly hybrid pixel sensors are used where the sensor is separated from the read out electronics. The sensor part consists of an array of diodes providing an electrical signal if hit by a particle. They are connected channel by channel to the read out chip using the bump bond technique. The ATLAS-Experiment has strict requirements to its subsystems. Most challenging to the pixel detector is the radiation hardness up to fluences of 10^{15} 1 MeV neutrons/cm² and the area of 2m² to be covered exceeding previous projects by an order of magnitude. The testability and fault tolerance of all components of the system becomes important in order to produce the large number of modules with a good yield.

Aim of this thesis was to develop the sensor part of the pixel system. Using the knowledge of the physics of radiation damage in silicon and of devices it was possible to optimize the sensor on its performance after irradiation. The pixel cells are n⁺-Implants in n-silicon bulk material, while the junction is placed on the sensor's back side. The reason leading to this choice that causes higher costs due to the need of double sided processing is the ability to operate the highly irradiated sensors that have a full depletion voltage in the order of 1000 V in the late stages of the experiment partially depleted. To obtain sufficient signal charges a depletion depth of approx. 150 μm and therefore an operation voltage of 600 V is required. Using high voltages it is important to hold all sensor edges on ground potential in order to prevent light arcs between the sensor and the readout electronics separated by an air gap of only 10–20 μm . This is reached by a new guard ring concept following the situation in single sided p⁺-n-Sensors. The so called bias grid for quality assurance on wafer level is also new and important feature as it is now possible to pass only tested sensors to the expensive process of module production. When operating the pixel module the biasing is done through the electronic and the bias grid holds accidentally unbonded pixel close to ground potential and protect their environment by this. The design of the single pixel cell is the result of a detailed simulation study aiming to reach low total and interpixel capacities and low electric fields at the same time. The

result was a design using the p-spray-isolation technique, whose most important feature is the reduction of the electric fields with irradiation leading to a good high voltage stability of the irradiated sensors.

A first prototype of the sensor has been designed as part of this thesis and was delivered to the ATLAS pixel community by two commercial vendors in January 1998. In tests performed by this collaboration this sensor concept showed excellent radiation hardness in static and noise measurements as well as in the test beam. Therefore it was chosen as base line. Experiences of these tests were the basis for a slight modification of the design of the second prototype done as part of the work presented. Aim of the redesign was to obtain better charge collection efficiency and increase the high voltage stability of the unirradiated devices by the use of the so called moderated p-spray technique. The radiation hardness is expected to be unchanged.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
2	Das Pixelsystem des ATLAS-Experimentes	13
2.1	Ziel und Aufbau des ATLAS-Experimentes	13
2.2	Anforderungen an den Pixeldetektor	14
2.3	Geometrie	16
2.4	Module	17
2.4.1	Der Modulansatz mit einem flexiblen Hybrid	18
2.4.2	Der MCM-D Ansatz	18
2.5	Ausleseelektronik	21
3	Siliziumdetektoren	25
3.1	Grundlegende Halbleiterstrukturen	25
3.1.1	pn-Übergang	25
3.1.2	MOS-Übergang	27
3.1.3	Gatekontrollierte Diode	33
3.1.4	MOSFET Transistor	34
3.1.5	Punch-Through-Effekt	37
3.2	Siliziumdetektoren zum Nachweis von Elementarteilchen	38
3.2.1	Paddetektoren	38
3.2.2	Hybride Siliziumpixeldetektoren	40
3.2.3	Charakteristische Meßgrößen	41
4	Strahleninduzierte Veränderungen in Silizium	49
4.1	Strahlungsinduzierte Volumendefekte	49

4.1.1	Defektentstehung	49
4.1.2	Fluenzabhängigkeit von Detektoreigenschaften	51
4.1.3	Vorhersage der Verarmungsspannungen für ATLAS	56
4.2	Oberflächenschäden	58
4.2.1	Defektentstehung	58
4.2.2	Ausheilung	61
4.2.3	Auswirkungen auf die Detektoreigenschaften	62
5	Simulation elektrischer Eigenschaften von Siliziumdetektoren	67
5.1	Ziele der Detektorsimulationen	67
5.2	Van Roosbroeck Gleichungen	68
5.3	Struktur des Programmpaketes ToSCA	69
5.3.1	Triangulierung	70
5.3.2	Simulationsrechnung mit ToSCA	70
6	Konzeption eines Pixeldetektors für den Einsatz bei ATLAS	73
6.1	Geometrische Anforderungen	73
6.2	Detektortyp	76
6.3	N-Seiten Isolationstechnik	78
6.4	Herstellungstechnologie	81
6.5	Schutzringe	83
6.6	P-Seiten-Design	86
6.7	Testbarkeit von Pixeldetektoren	86
7	Designoptionen für den ersten Sensorprototypen	93
7.1	Ziel des ersten Prototypen	93
7.2	Optimierungsparameter und ihre Berechnung	95
7.2.1	Elektrische Feldstärke	95
7.2.2	Kapazität	99
7.2.3	Ladungssammlungsverhalten	101
7.3	Pixeldesigns mit p-Stops	103
7.4	Einfache Designs mit p-Spray Isolation	104
7.5	Designs mit geringem Übersprechen der Signale	106
7.6	Geometrien mit Zwischenstreifen	108

7.7	Designoptionen bei der Produktion der ersten Prototypen	110
8	Statische Messungen an Detektorstrukturen	113
8.1	Eingangstests	113
8.2	Messung einiger Parameter der Sensoren	121
8.2.1	Verarmungsspannung	121
8.2.2	Oberflächenparameter	122
8.2.3	Widerstand der Implantationen	127
8.3	Rauschmessungen	127
9	Bestrahlungstests	131
9.1	Übersicht über die vorgenommenen Bestrahlungen	131
9.2	Statische Messungen	132
9.3	Rauschmessungen	137
10	Teststrahlexperimente	141
10.1	Aufbau	141
10.2	Ladungssammlung im Sensor	142
10.2.1	Vergleich der unterschiedlichen Designoptionen	142
10.2.2	Ladungsverluste durch die unkontaktierten n^+ -Ringe	146
10.2.3	Nachweiseffizienzen	148
10.3	Messung der Verarmungstiefe	150
11	Folgerungen für das weitere Vorgehen	153
11.1	Zusammenfassung der Erfahrung mit dem 1. Sensorprototypen	153
11.2	Designoptionen unter Verwendung der moderierten p-Spray- Isolationstechnik	154
11.3	Implementierung der Spannungszuführung	159
12	Zusammenfassung	161
A	Verwendete Symbole	169
A.1	Naturkonstanten	169
A.2	Meßgrößen	169

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Siliziumdetektoren haben sich seit dem Ende der siebziger Jahre einen festen Platz in den Experimenten der Hochenergiephysik erobert, da sie eine um ein Vielfaches genauere Ortsmessung als die Gas-Ionisationsdetektoren ermöglichen, was vor allem für den Nachweis kurzlebiger Elementarteilchen von großer Bedeutung ist. Ihre Herstellung geschieht im wesentlichen mit den gleichen Methoden, die für die Herstellung von Mikroelektronik verwendet werden und technisch sehr weit entwickelt sind. Die Verwendung von Siliziumdetektoren in Experimenten mit Hadronen erforderte eine Untersuchung der Strahlungshärte dieser Bauelemente, die besonders nahe am Wechselwirkungspunkt plazierte einer erheblichen Strahlenbelastung ausgesetzt werden. Diese Untersuchungen, die seit den späten achtziger Jahren durchgeführt werden, haben dazu geführt, daß die Veränderungen des Siliziums mit der Bestrahlung gut bekannt und parametrisiert sind. Mit Hilfe dieser Kenntnisse können die Veränderungen der Siliziumeigenschaften in der Konzeption der Sensoren schon berücksichtigt werden, so daß die Bauelemente nach diesen Veränderungen noch funktionstüchtig sind. Parallel wird die mikroskopische Natur der Kristalldefekte und ihre Auswirkungen auf die Bauelementeeigenschaften untersucht mit dem Ziel, strahlungshärteres Siliziumgrundmaterial zu produzieren, z.B. durch die gezielte Verunreinigung mit anderen Elementen [ROSE 96].

Eines der bisher ehrgeizigsten Projekte der Hochenergiephysik ist der am europäischen Zentrum für Teilchenphysik (CERN) in Genf im Bau befindliche Proton-Kreisbeschleuniger LHC¹ mit seinen beiden Vielweckexperimenten ATLAS und CMS. Die durch die Teilchenphysik begründete geforderte Meßbarkeit der Vertices der einzelnen Spuren, erfordert eine Positionierung der innersten Lagen des Spursystems sehr nahe am Wechselwirkungspunkt. Die daraus resultierende hohe Spurdichte macht Siliziumdetektoren im inneren Detektorbereich unverzichtbar, da nur sie eine Granularität besitzen, die es ermöglicht, die einzelnen Spuren zu trennen. Bei diesen Experimenten ist die Spuredichte so hoch, daß die innersten Lagen der Spurdetektoren mit Siliziumpixeldetektoren ausgestattet werden müssen, die im Gegensatz zu den weiter verbreiteten Streifen-detektoren eine echte zweidimensionale Ortsinformation liefern und so kein

¹Large Hadron Collider

kombinatorischer Untergrund entsteht. In der Hochenergiephysik werden meist hybride Pixeldetektoren verwendet, bei denen der Sensorbaustein von der Ausleseelektronik getrennt ist. Der Sensor besteht aus einer Matrix vieler Dioden, die ein elektrisches Signal liefern, wenn sie von einem Teilchen getroffen werden. Sie sind Kanal für Kanal durch kleine Metallkugeln, den Bump Bonds, mit dem Auslesechip verbunden, der die Signale verstärkt und weiterverarbeitet. Die Platzierung der Detektoren nahe des Wechselwirkungspunktes führt zusammen mit der hohen Ereignisrate des LHC zu einer Strahlenbelastung, die innerhalb der für zehn Jahre geplanten Datennahme den Wert von 10^{15} 1 MeV-Neutronen/cm² überschreitet. Die innerste Pixellage wird einer noch höheren Strahlenbelastung ausgesetzt sein und soll deshalb nur die ersten fünf Jahre, in denen der LHC eine niedrigere Luminosität besitzt, verwendet werden.

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung des Sensorbausteins für das Pixelsystem des ATLAS-Experimentes, der vor allem die geforderte Strahlungshärte besitzt. Dazu wird in Kapitel 2 kurz das ATLAS-Experiment vorgestellt und seine Anforderungen an das Pixelsystem diskutiert. Das Kapitel 3 behandelt einige für das Verständnis von Siliziumdetektoren wichtige Aspekte der Physik der Halbleiterbauelemente während in Kapitel 4 die Effekte der Strahlenschädigung von Siliziumbauelementen zusammengefaßt werden. Die Simulation ihrer elektrischen Eigenschaften, die in Kapitel 5 besprochen wird, ermöglicht eine Vorhersage wichtiger Bauelementeeigenschaften vor deren Herstellung und spielt deshalb eine wichtige Rolle bei der Konzeption und dem Entwurf der Sensoren. Diese beiden Aspekte stellen den Kern der hier vorliegenden Arbeit dar und werden ausführlich in den Kapiteln 6 und 7 behandelt. Die darauf folgenden Kapitel 8, 9 und 10 haben den Test der Prototypsensoren zum Thema. Die Ergebnisse dieser Tests und ihre Konsequenzen für das weitere Vorgehen werden in Kapitel 11 zusammengefaßt.

Kapitel 2

Das Pixelsystem des ATLAS-Experimentes

2.1 Ziel und Aufbau des ATLAS-Experimentes

Der im Bau befindliche Proton-Proton-Kreisbeschleuniger LHC erschließt mit seiner Schwerpunktsenergie von $2 \times 14 \text{ TeV}$ und der hohen Luminosität von $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in den ersten Jahren und bis zu $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ danach viele bislang nicht zugängliche Physikbereiche. Das ATLAS-Experiment ist einer der beiden Vielzweckdetektoren, die am LHC gebaut werden. Zu den wichtigsten Physikbereichen, die mit dem Detektor untersucht werden sollen, zählen vor allem [ATLAS94]:

- Die Suche nach neuen Teilchen, vor allem dem vom Standardmodell vorhergesagten Higgs-Boson, sowie Teilchen, die in dessen (minimal) supersymmetrischer Erweiterung postuliert werden.
- Untersuchung der CP-Verletzung im System der B-Mesonen.
- Untersuchung der Eigenschaften des Top-Quarks.
- Gute Sensitivität für neue und unerwartete Physik in den dann zugänglichen TeV-Bereich.

Für die Markierung von schweren Quarks und die Lokalisierung sekundärer Vertices ist eine sehr genaue und auch bei hoher Luminosität noch effiziente Spurrekonstruktion notwendig. Diese benötigt in den Bereichen nahe des Wechselwirkungspunktes Pixeldetektoren, die wegen ihrer hohen Granularität eine gute Vielspurtrennung gewährleisten. Ein weiterer sehr wichtiger Bestandteil des ATLAS-Experimentes ist das Myon-System, das ohne Daten anderer Detektorkomponenten den Impuls der Myonen mit hoher Präzision messen und als Trigger dienen kann. Dies ist vor allem wichtig, um für den erwarteten Zerfall des Higgsteilchens in vier Leptonen sensitiv zu sein. Ein sehr gutes elektromagnetisches Kalorimeter zur Elektron und Gammaidentifizierung und Messung

sowie eine große Hermitizität zur Messung des fehlenden Transversalimpulses sind ebenfalls für das oben genannte Physikprogramm wichtig.

Der gesamte ATLAS-Detektor ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Das Konzept beruht auf zwei Magnetsystemen, dem Solenoid, der den Spurdetektor umschließt und dem toroidalen Magneten außerhalb der Kalorimeter.

Im Inneren des Solenoids, der ein Magnetfeld von 2 T erzeugt, befindet sich der Spurdetektor, der aus drei Subdetektoren besteht. Die innerste Komponente bildet der Pixeldetektor, der drei Bahnpunkte der Teilchenspur liefert [ATLAS 98]. Weiter außen befindet sich vier Lagen von Siliziumstreifendetektoren, die den sog. SCT¹ bilden [ATLAS 97]. Das äußerste Subsystem des Innendetektors ist ein Gas-Ionisations-Zähler mit der Möglichkeit, Übergangsstrahlung zu detektieren, der sog. TRT², was die Trennung von Elektronen und Gammas verbessert [ATLAS 97]. Der gesamte Innendetektor besitzt einen Durchmesser von 2,3 und eine Länge von 6,8 m. Die Größe wird begrenzt durch den Magneten, der noch innerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters liegt. In der Kalometrie werden im Vorwärtsbereich sämtliche und im Zentralbereich das elektromagnetische Kalorimeter in der strahlenharten flüssig-Argon-Technologie ausgeführt [ATLAS 96]. Das zentrale hadronische Kalorimeter verwendet Szintillatoren zur Auslese [ATLAS 96b]. Der mit einer Länge von 42 m einer Höhe von etwa 22 m größte Komponente des ATLAS-Detektors ist das Myonspektrometer mit seinem supraleitenden Toroidalluftmagneten. Die Vielfachstreuung ist dadurch minimiert. Um diesen Vorteil ausnutzen zu können, muß die Ortsmessung der Myonspuren möglichst genau sein, was mit drei Lagen von Gas-Ionisations-Zählern bewerkstelligt wird [ATLAS 97b].

2.2 Anforderungen an den Pixeldetektor

Während die äußeren Lagen des Spurdetektors, der TRT und der SCT, nur eindimensionale Ortsinformationen in gekreuzten Lagen liefern, bestehen die innersten Lagen aus Pixeldetektoren, die ein echt zweidimensionales Signal geben. Da in der innersten Pixellage mit einer Spurendichte von bis zu 3 Spuren/cm² alle 25 ns gerechnet wird, entstünden bei gekreuzten Streifenlagen zu viele Ambiguitäten. Grund für diese hohen Trefferbelegung sind sowohl die hohe Luminosität und damit die hohe Anzahl von Ereignissen pro Bunchcrossing, als auch die Jets, die bei der Hadronisierung von Quarks entstehen. Um die Lebensdauer z.B. der B-Mesonen messen zu können, ist es notwendig die Spuren dieser Jets trennen zu können.

Der ATLAS-Pixeldetektor soll drei Raumpunkte für Pseudorapiditäten von $|\eta| < 2,5$ liefern, wobei der Ort des Wechselwirkungspunktes aufgrund der Länge der Teilchenpakete (*bunches*) bis zu 11 cm in Richtung der Strahlachse von dem nominellen Vertex abweichen kann. Die Genauigkeit dieser Ortsmessungen soll besser als 60 μm in Richtung der Strahlachse und 12 μm orthogonal dazu sein, was eine Zellengröße von $300 \times 50 \mu\text{m}^2$ erfordert.

Die Ausleseelektronik muß in der Lage sein, die Treffer genauer als 25 ns der

¹Semiconductor Tracker

²Transition Radiation Tracker

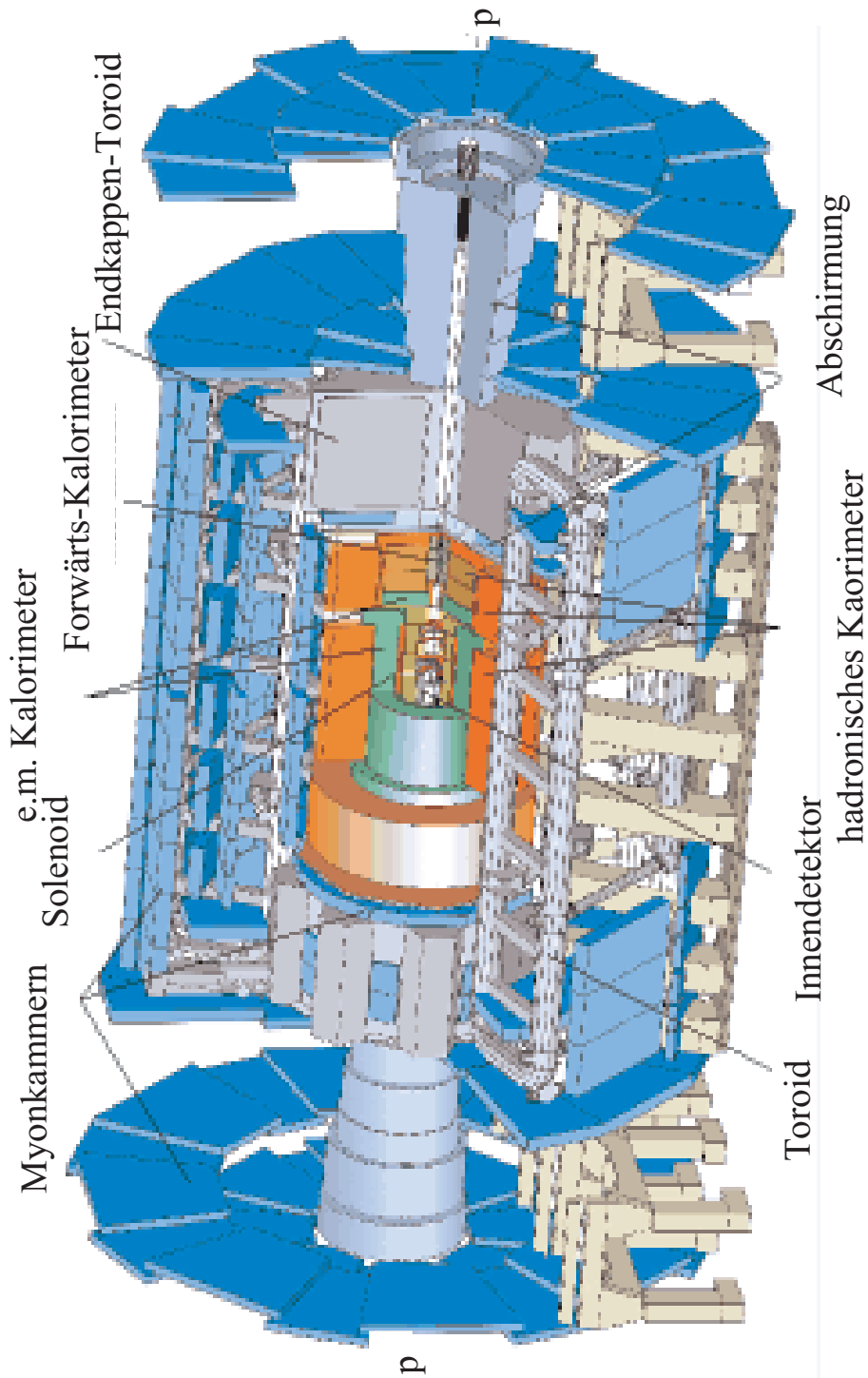


Abbildung 2.1: Skizze des ATLAS-Experimentes [RUGGIER 97]

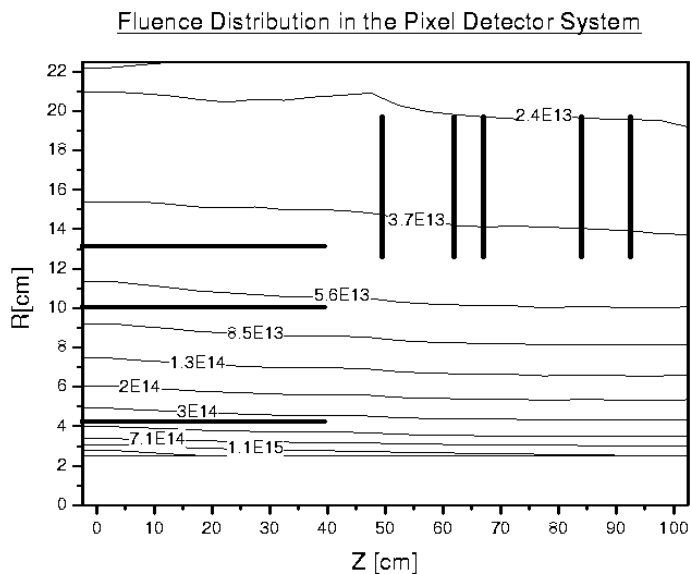


Abbildung 2.2: Die jährliche Teilchenfluenz (normiert auf 1 MeV Neutronen pro Quadratzentimeter und Jahr) im Bereich des ATLAS-Pixel-Detektors. Die Lage der Pixeldetektorebenen ist angedeutet [ATLAS 98].

richtigen Zeit zuzuordnen, da die Wechselwirkungen mit einer Frequenz von 40 MHz stattfinden werden. Ferner erfolgt das Triggersignal, das anzeigt, ob die Daten auch ausgelesen werden sollen, etwa $2,5 \mu\text{s}$ nach dem Ereignis. So lange müssen alle Treffer auf dem Auslesechip zwischengespeichert werden können.

Aufgrund seiner Nähe zum primären Wechselwirkungspunkt ist der Pixeldetektor einer besonders hohen Strahlenbelastung ausgesetzt, deren Werte in Abbildung 2.2 dargestellt sind. In der ersten Pixellage beträgt sie ca. $8 \cdot 10^{13} \text{ neq/cm}^2$ pro Jahr. Da das Experiment etwa 10 Jahre lang Daten nehmen soll, müssen alle Komponenten des Pixeldetektors einer Strahlenbelastung von 10^{15} neq/cm^2 standhalten. Das bedeutet, daß der Sensorbaustein des hybriden Pixelsystems nach dieser Fluenz noch ein Signal von mindestens 6000 Elektronen pro minimal ionisierenden Teilchen liefern muß. Die innerste der drei Lagen, die B-Physiklage, wird einer um fast den Faktor zehn höheren Strahlenbelastung ausgesetzt sein. Sie soll aber nur in den ersten fünf Jahren betrieben werden, in denen der LHC noch nicht seine volle Luminosität erreichen wird.

2.3 Geometrie

Um über den gesamten geforderten Raumwinkel drei Raumpunkte der Teilchenspuren messen zu können, ist eine Anordnung der Detektormodule in drei ineinanderliegenden Zylindern nötig, die an beiden Enden durch je fünf „Räder“ begrenzt werden. Die Zylinder sind 80 cm lang und besitzen Radien von etwa

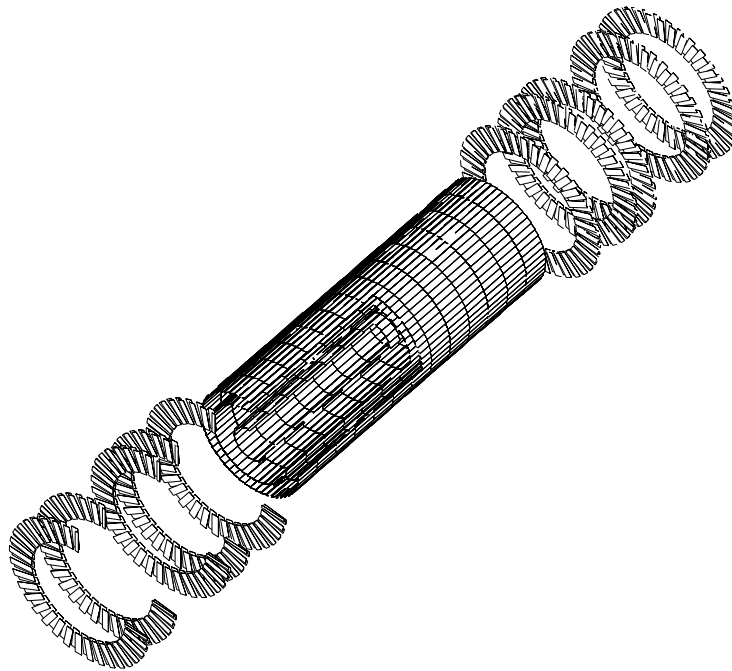


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des ATLAS-Pixeldetektors [ATLAS 98].

4,3 cm, 10 cm und 13 cm, die von innen nach außen B-Physik-Lage, erste und zweite Pixellage genannt werden. Die Räder besitzen einen inneren Radius von 12,6 cm, einen äußeren von 18,7 cm und sind zwischen 50 cm und 92,6 cm vom Wechselwirkungspunkt entfernt. Die Mechanik ist so gewählt, daß die Zylinder und Räder mit der gleichen Sorte von Modulen auskommen, was die Konstruktion des Gesamtsystems erheblich vereinfacht. Innerhalb der Zylinder sind die Detektormodule überlappend, wie Dachziegel angeordnet. Dadurch wird eine hermetische Raumwinkelabdeckung für alle Spuren mit einem Transversalimpuls von über 500 MeV erreicht.

2.4 Module

Die kleinste funktionsfähige Detektoreinheit im Pixeldetektor ist ein Modul. Es besteht aus dem Sensorbaustein mit einer sensitiven Fläche von $16,4 \times 60,4 \text{ mm}^2$, der über kleine Metallkugeln, den *Bump Bonds*, Kanal für Kanal mit 16 Auslesechips verbunden ist, wie in Abbildung 3.13 angedeutet. Der Sensor liefert ein elektrisches Signal, wenn er von einem ionisierenden Elementarteilchen getroffen wird. Dieser gelangt über die entsprechende Bump-Bond-Verbindung zu dem dazugehörigen Vorverstärkerkanal des Auslesechips, der die Weiterverarbeitung des Signals übernimmt. Ferner befinden sich auf jedem Modul noch ein Modulkontrollchip, der die einzelnen Auslesechips sequentiell ausliest, ein Optokoppler, der die Datenübertragung zur externen Datenerfassung über ein Glasfaserkabel

bewerkstelligt und einige passive Komponenten, wie z.B. Koppelkondensatoren und Anschlußwiderstände.

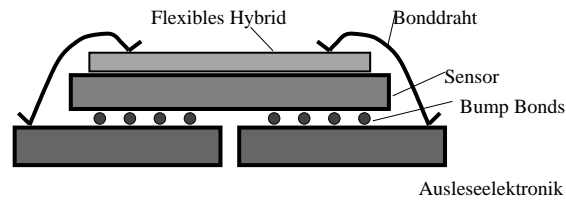
Für den ATLAS-Pixeldetektor sind zwei Arten von Modulen vorgesehen. Ein Modulkonzept verbindet die Komponenten mit einem flexiblen Hybrid, während bei dem sogenannten MCM-D Modul (**M**ulti **C**hip **M**odule **D**epositi-on) alle Komponenten direkt auf den Sensor aufgebracht werden.

2.4.1 Der Modulansatz mit einem flexiblen Hybrid

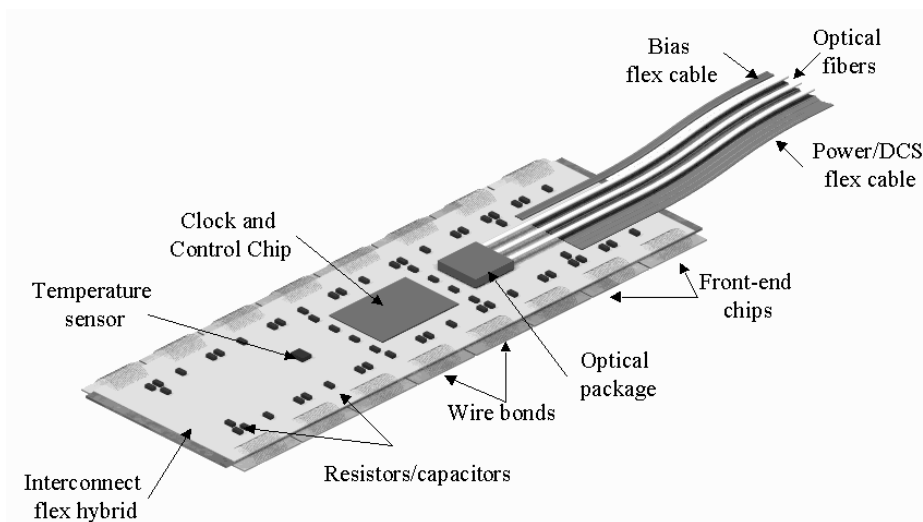
Der „konservativste“ Ansatz zum Entwurf eines Moduls verwendet ausschließlich Standardtechnologien, die seit langem bekannt sind. Wichtig bei diesem Konzept ist die prinzipielle Durchführbarkeit. Abbildung 2.4 zeigt, wie ein solches Modul aussehen könnte. Die Auslesechips liegen mit ihrer Rückseite nach unten und ragen mit ihren Bondpads etwas über den Sensorbaustein hinaus. Auf die die Hochspannung (bis zu 600 V) führende Rückseite des Sensors ist ein flexibles Hybrid mit zwei Leiterbahnebenen aufgeklebt, auf dem der Modulkontrollchip, der Optokoppler, sowie einige passive Komponenten aufgebracht sind. Die Verbindung der Ausleseelektronik mit dem Hybrid geschieht über eine große Anzahl von Bonddrähten, die die eigentliche Schwachstelle des Konzeptes darstellen. Die sehr empfindlichen Bonddrähte befinden sich sehr exponiert am Rand des Moduls. Da schon die Beschädigung eines einzigen Drahtes zum Ausfall des gesamten Auslesechips führen kann, ist bei der Montage der Module auf ihrer mechanischen Trägerstruktur und deren späteren Zusammenbau größte Vorsicht geboten. Der Abstand der Bonddrähte zum nächsten Modul wird etwa 1 mm betragen, so daß ein großer Aufwand nötig sein wird, um Werkzeuge zu entwickeln, mit denen eine Montage mit akzeptabler Ausbeute möglich ist.

2.4.2 Der MCM-D Ansatz

Das in diesem Abschnitt beschriebene Modulkonzept vermeidet komplexe Verdrahtungen in unterschiedlichen Verbindungstechniken. Dazu werden auf dem Sensorsubstrat vier zusätzliche Verdrahtungsebenen aufgebracht, in denen sämtliche Verbindungsleitungen innerhalb des Moduls realisiert werden [BECKS 98]. Als Material wird Kupfer für die Leiterbahnen und BCB (Benzyklobuten) als Zwischenisolator verwendet, da der Sensor während des Prozesses nicht über 220° C erwärmt werden darf. Abbildung 2.5 zeigt den Entwurf eines solchen Moduls. Der Sensor dient als Träger für sämtliche Komponenten des Moduls. Die Busleitungen und die Stromversorgung sind auf dem Sensorsubstrat außerhalb der sensitiven Fläche aufgebracht und sind in Abbildung 2.5 nicht zu sehen, da sie von der Ausleseelektronik abgedeckt sind. Die Ausleseelektronik sowie der Modulkontrollchip und die Optokoppler sind mit Bump Bonds auf den Sensor aufgebracht während die passiven Komponenten aufgelötet werden. Der Vorteil dieses Konzeptes ist neben seiner Robustheit (fast keine Bonddrähte) die Tatsache, daß sämtliche Signalleitungen in der MCM-D Technik einen gut definierten Wellenwiderstand besitzen, und deshalb weit besser für höhere Frequenzen (40 MHz Taktfrequenz) geeignet sind als ein zweilagiges Hybrid. Diese Technologie wurde im Rahmen des ATLAS-Experimentes erstmals auf aktiven Silizium

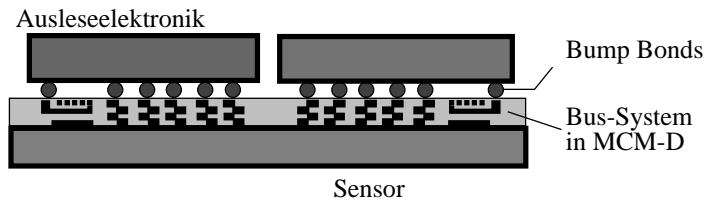


(a) Schematischer Querschnitt

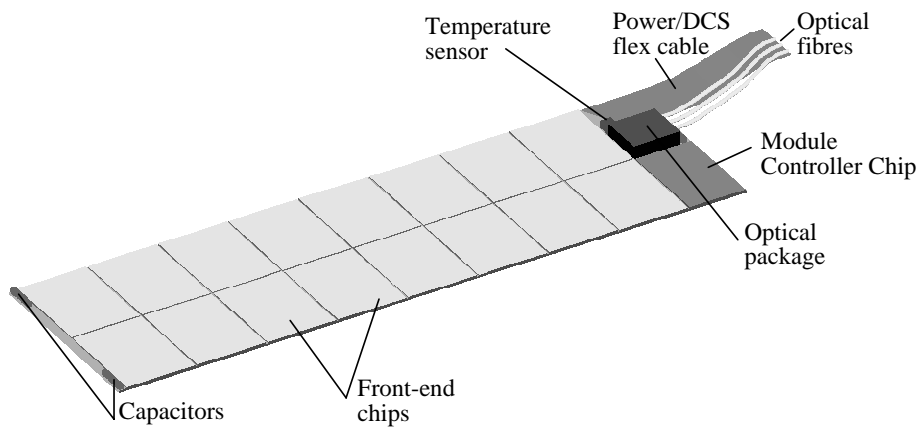


(b) Aufsicht [ATLAS 98]

Abbildung 2.4: Skizze eines Moduls mit flexiblen Hybrid. Wie im schematischen Querschnitt (a) angedeutet, ragen die Auslesechips über die Kante des Sensors hinaus und sind durch Bonddrähte mit einem flexiblen Hybrid verbunden, das auf die Rückseite des Sensors geklebt ist und alle weiteren Komponenten des Moduls enthält. Diese sind in der perspektivischen Aufsicht (b) zu erkennen. Der Sensor ist durch das Hybrid verdeckt und deshalb nicht zu sehen.



(a) Schematischer Querschnitt



(b) Aufsicht [ATLAS 98]

Abbildung 2.5: Skizze eines Moduls unter Verwendung der MCM-D Technik. Der schematische Querschnitt (a) deutet die Busleitungen, die in der MCM-D-Technik auf den Sensorbaustein aufgebracht sind an. Sie versorgen die einzelnen Auslesechips mit den benötigten Spannungen und leiten die Signale zum Modulkontrollchip am Ende des Moduls. In der Aufsicht (b) zeigt die 16 Auslesechips und die anderen Komponenten eines Moduls. Der Sensorbaustein dient als Trägersubstrat all dieser Komponenten und ist deshalb nicht zu sehen.

verwendet und es konnte ein voll funktionsfähiges Testmodul mit 16 Auslesechips gebaut werden [BECKS 98]. Dieses Modulkonzept soll in der B-Physiklage verwendet werden. Diese muß bei der jährlichen Erneuerung des Strahlrohrs aus dem Detektor aus- und wieder eingebaut werden, so daß die Robustheit dieser Module besonders wichtig ist.

2.5 Ausleseelektronik

Die Ausleseelektronik ist mit vielen extremen sich zum Teil widersprechenden Anforderungen konfrontiert, die detailliert in [ATLAS 98] diskutiert sind. Im Zusammenhang mit den Sensorbausteinen ist wichtig, daß das kleinste sicher nachweisbare Signal etwa 6000 Elektronen ist, die Vorverstärker für eine maximale kapazitive Belastung durch die Sensoren von etwa 200 fF pro Kanal ausgelegt sind und einen Leckstrom von 15 nA bis maximal 50 nA pro Pixel tolerieren. Um nach der maximal zu erwartenden Fluenz noch ein Signal von etwa 6000 Elektronen pro minimal ionisierenden Teilchen zu liefern, muß das Teilchen eine Strecke von ca. 105 μm sensitiven Siliziums durchqueren. Die Depletierungstiefe muß also in jeder Phase des Experimentes diesen Wert überschreiten. Dieser Wert stellt allerdings das absolute Minimum dar. Bei etwa der Hälfte der Ereignisse wird das Signal auf mindestens zwei Pixelzellen verteilt sein. Möchte man auch diese Treffer mit einer guten Effizienz nachweisen, sollte der Sensor etwa 12 000 Elektronen pro minimal ionisierenden Teilchen liefern, wofür eine Verarmungstiefe von über 150 μm notwendig ist.

Die Ausleseelektronik ist als Binärsystem konzipiert. Eine Pixelzelle des Auslesechips gibt nur die Information, ob sie getroffen wurde oder nicht. Eine logisches Schaltbild einer einzelnen Auslesezeile ist in Abbildung 2.6 gezeigt. Die Signalladung stammt entweder von dem für Testzwecke integrierten Koppelkondensator oder vom Sensor und gelangt über das Bump-Pad auf den Kondensator C_f , wo sie ein Signal am Ausgang des Vorverstärkers generiert. Seine Höhe beträgt etwa 1 V für eine Eingangsladung, die dem Signal eines minimal ionisierenden Teilchens in 300 μm dicken Silizium entspricht. Die für den ATLAS-Pixeldetektor vorgesehenen Auslesechips verwenden zum Entfernen der Signalladung von dem Kondensator C_F eine konstante Stromquelle I_f [BLANQUART 96]. Dies führt zu einer linear abfallenden Flanke des Pulses, der auf diese Weise die Form eines Sägezahns bekommt. Die Länge des Pulses kann mit dem Rückkoppelstrom I_f eingestellt werden (siehe Abbildung 2.7(b)). Einer der Vorteile dieses Konzeptes ist der lineare Zusammenhang zwischen der Eingangsladung und der Breite des Signals (siehe Abbildung 2.7(a)), so daß der zeitliche Abstand zwischen steigender und fallender Flanke am Ausgang des Diskriminators proportional zur Höhe des Eingangssignals ist, wie in Abbildung 2.6 angedeutet. Auf diese Weise ist es möglich, z.B. zum Studieren des Sensorbausteins oder zur Verbesserung der Ortsauflösung, trotz des binären Ansatzes eine Analoginformation über die Ladungshöhe zu bekommen. Da die Länge des Pulses nur in Einheiten von 25 ns gemessen werden kann, kann die Auflösung des Analogsignals mit Hilfe des Rückkoppelstroms I_f gesteuert werden. Je niedriger dieser Strom ist, desto langsamer entlädt sich der Kondensator und desto besser läßt die Zeit zwischen überschreiten und unterschreiten der Diskriminatorschwelle in Einheiten von

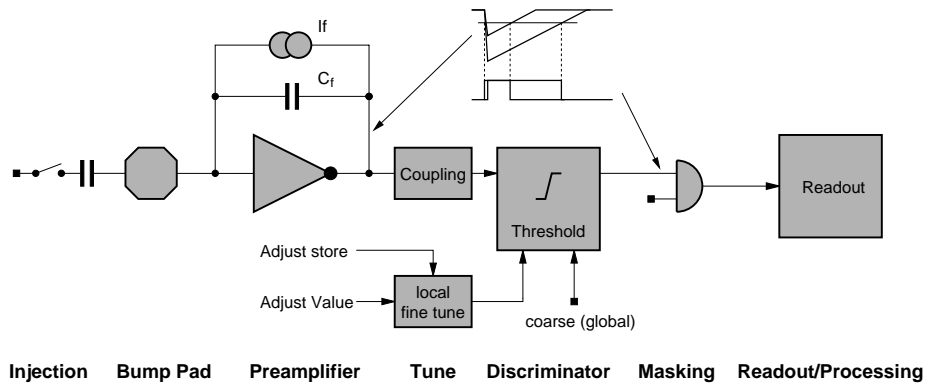
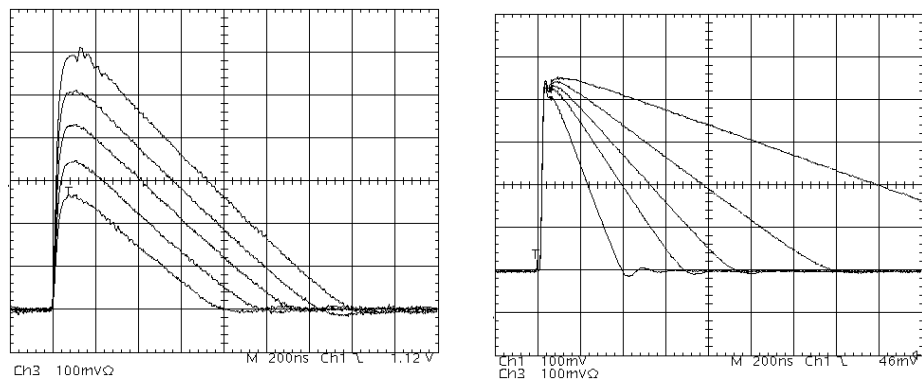


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung einer Auslesezeile mit Vorverstärker, Diskriminator und Ausleselogik [BLAQUART 98].



(a) Verschiedene Signalthöhen und konstanter Rückkoppelstrom I_f

(b) Das gleiche Signal bei unterschiedlichen Rückkoppelströmen I_f

Abbildung 2.7: Ausgangssignal des Vorverstärkers mit der sog. Marseille-Feedback Schaltung [ATLAS 98].

25 ns darstellen. Allerdings wächst damit auch die Totzeit der Pixelzelle, und es ist so immer ein Kompromiß zwischen der Genauigkeit der Analoginformation und der die Nachweiseffizienz beeinträchtigenden Totzeit der Pixelzelle zu finden. In Teststrahlexperimenten, in denen die Ereignisrate im allgemeinen sehr klein ist, wird man einen viel kleineren Rückkoppelstrom wählen als im späteren Experiment, um z.B. den Sensor so genau wie möglich studieren zu können.

Der schon erwähnte Diskriminator, der dem Vorverstärker folgt, sollte eine möglichst niedrige Schwelle besitzen, die global für den gesamten Chip eingestellt werden kann. Um die Schwellenvariationen über den gesamten Chip und über alle 16 Chips eines Moduls möglichst gering zu halten, ist jeder Diskriminator noch zusätzlich mit einem Schaltkreis zur Feinjustierung der Schwelle versehen. Nur bei einer sehr kleinen Schwellenvariation, die ohne diese Feinjustierung nicht möglich ist, kann der Wert der Schwelle auf Werte unter 2000 Elektronen gesetzt werden, ohne daß zu viele Pixel eine hohe Anzahl von Rauschtreffern zeigen, die die Auslesearchitektur überfordern würde. Um zu verhindern, daß defekte Zellen mit enormen Raten an Rauschtreffern die Datenaquisition unnötig belasten, können ausgewählte Pixel maskiert werden. Anschließend werden die Daten zur Auslese und Zwischenspeicherung an den digitalen Teil des Auslesechips weitergegeben. Für diesen Teil der Ausleseelektronik existieren zwei Architekturen, die detailliert z.B. in [ATLAS 98] beschrieben sind.

Kapitel 3

Siliziumdetektoren

3.1 Grundlegende Halbleiterstrukturen

3.1.1 pn-Übergang

Befindet sich in einem Siliziumkristall ein Übergang zwischen p- und n-leitendem Material, so diffundieren Majoritätsladungsträger wegen der Konzentrationsdifferenz in die jeweils anders dotierte Zone, wo sie mit den dortigen Majoritätsladungsträgern rekombinieren, so daß in der Nähe der Grenzschicht eine Zone entsteht, die an freien Ladungsträgern verarmt ist. Da in dieser Verarmungs- oder Depletierungszone die Donator- bzw. Akzeptorionen ohne entgegengesetzt geladenen freien Ladungsträger zurückbleiben, ist dieser Bereich elektrisch geladen, so daß er auch Raumladungszone genannt wird. Die Raumladungszone erzeugt ein elektrisches Feld, das der Diffusion entgegenwirkt und durch das sogenannte Kontakt- oder Diffusionspotential U_{diff} beschrieben werden kann (siehe Abbildung 3.1). Im thermischen Gleichgewicht gleicht der Diffusionsstrom die vom elektrischen Feld verursachten Ladungsträgerdrift aus. Setzt man beide Ströme gleich und nimmt an, daß alle Donatoren auf der n- und alle Akzeptoren auf der p-Seite ionisiert sind, erhält man für die Kontaktspannung eines abrupten pn-Übergangs mit jeweils konstanter Donatoren- bzw. Akzeptorenkonzentration [TYAGI 91]:

$$U_{\text{diff}} = \frac{k_b T}{e} \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) \quad (3.1)$$

mit

k_b	:	Boltzmannkonstante
T	:	absolute Temperatur
e	:	Elementarladung
N_A	:	Akzeptorenkonzentration der p-Seite
N_D	:	Donatorenkonzentration der n-Seite
n_i	:	intrinsische Ladungsträgerkonzentration

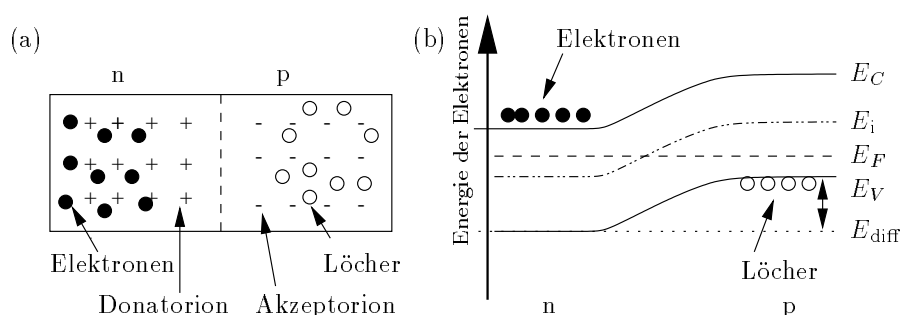


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines pn-Übergangs (a) und des dazugehörigen Bänderdiagramms, die das Entstehen des Kontaktpotentials illustrieren (b).

Legt man zusätzlich eine äußere Spannung an, die die gleiche Richtung wie die Diffusionsspannung besitzt, also den positiven Pol auf die n-Seite, so werden die jeweiligen Majoritätsladungsträger vom Rande der Verarmungszone abgezogen, diese also vergrößert. Entstehen in der Verarmungszone, z.B. durch einen Teilchendurchgang oder Licht, Elektron-Loch-Paare, so werden diese von der Diffusionsspannung bzw. der zusätzlich angelegten Sperrspannung abgesaugt und erzeugen ein Signal auf den Elektroden.

Der Zusammenhang zwischen Sperrspannung und Dicke der Raumladungszone sowie der Verlauf des elektrischen Feldes läßt sich durch Lösung der Poissongleichung berechnen. Für einen abrupten p^+n -Übergang, bei dem die Konzentration der Donatoren und Akzeptoren in dem jeweiligen Diodenteil konstant ist, erhält man folgenden Zusammenhang [SZE 85]:

$$W = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{Si}}{e} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (U + U_{diff})} \quad (3.2)$$

mit

W	: gesamte Tiefe der Raumladungszone
x_n	: Tiefe des depletierten Bereichs auf der n-Seite
x_p	: Tiefe des depletierten Bereichs auf der p-Seite
ε_0	: elektrische Feldkonstante
ε_{Si}	: Dielektrizitätskonstante von Silizium (11,8)
U	: in Sperrichtung angelegte Spannung
U_{diff}	: Kontaktpotential

In Siliziumdetektoren wird der pn-Übergang in der Regel durch eine flache hochdosierte Bor-Implantation in einem extrem schwach dotiertes n-Grundmaterial realisiert. Die Akzeptorkonzentration auf der p-Seite der Diode ist demnach viel höher als die Donatorkonzentration auf der n-Seite der Diode ($N_A \gg N_D$). Aus Gleichung 3.2 und der Neutralitätsbedingung für das gesamte Bauelement ergibt sich, daß die Raumladungszone sehr viel weiter in den schwächer dotierten

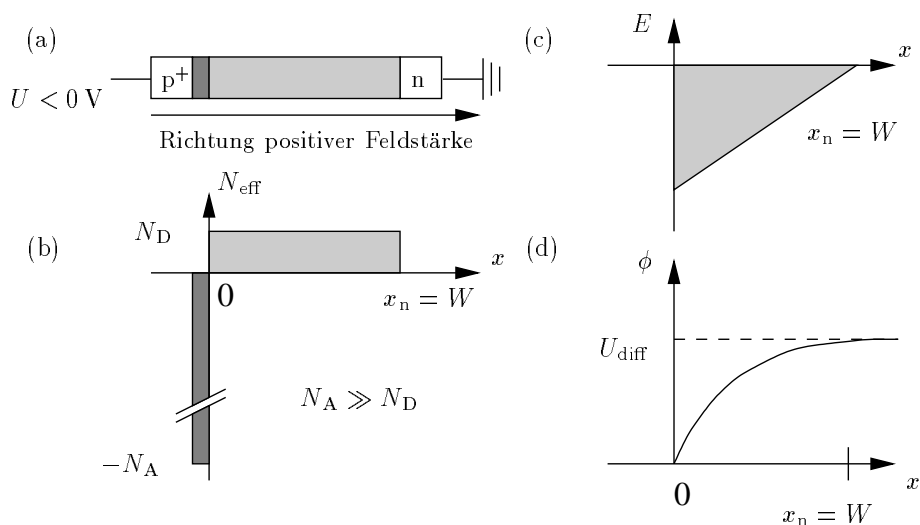


Abbildung 3.2: Raumladung, elektrische Feldstärke und Potential für einen abrupten p^+n -Übergang ($N_A \gg N_D$) nach [SZE 85].

n-Bereich reicht. Aus diesem Grund ist es auch ausreichend, wenn in diesem Fall zur Bestimmung der Verarmungstiefe nur der Anteil auf der n-Seite x_n berücksichtigt wird. Ferner kann man die Diffusionsspannung von ca. 0,5 V gegenüber den Betriebsspannungen, die üblicherweise über 50 V liegen, vernachlässigen. In diesem Fall vereinfacht sich Gleichung 3.2 zu:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}}{eN_D}(U + U_{\text{diff}})} \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}}{eN_D}U} \quad (3.3)$$

Der Verlauf der Raumladungsdichte, des elektrischen Feldes und des Potentials ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Der lineare Verlauf der elektrischen Feldstärke ergibt sich aus der konstanten Donatorkonzentration N_D des Substrats.

Da in realen Halbleitern immer sowohl Donator- als auch Akzeptoratome enthalten sind, muß in der oben angegebenen Gleichung die Donatorkonzentration N_D durch die sogenannte effektive Donatorkonzentration $N_{\text{eff}} \equiv N_D - N_A$ ersetzt werden. Hier ist mit N_A die Akzeptorkonzentration im n-Silizium gemeint. Die effektive Dotierungskonzentration N_{eff} nimmt in dieser Konvention für n-leitendes Material positive und für p-leitendes negative Werte an. In Gleichung 3.3 kann also statt der Konzentration der Donatorionen N_D der Betrag der effektiven Dotierungskonzentration $|N_{\text{eff}}|$ eingesetzt werden.

3.1.2 MOS-Übergang

Der Begriff MOS ist eine Abkürzung und steht für **M**etal **O**xid **S**emiconductor. Damit ist eine schichtförmige Anordnung von Halbleitersubstrat (in der Regel Silizium), Oxid und Metall gemeint (siehe Abbildung 3.3). Die Metallelektrode wird meist Gatekontakt genannt. MOS-Strukturen werden häufig in Siliziumstreifendetektoren als Koppelkondensatoren eingesetzt und sind auch wichtiger

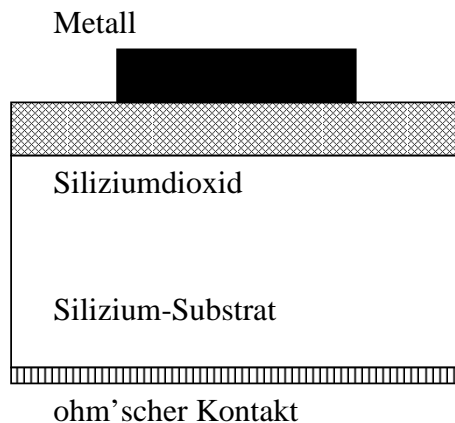


Abbildung 3.3: Querschnitt eines MOS-Kondensators.

Bestandteil der Randstrukturen (Schutzringe) der Siliziumdetektoren. Hier sollen sie aber vor allem wegen ihrer Nützlichkeit als Teststrukturen zur Charakterisierung der Oberflächen diskutiert werden. Ferner stellt der MOS-Übergang die Basisstruktur eines MOS-Feldeffekttransistors dar, der als Teststruktur wichtige Informationen zur Charakterisierung von Oberflächen liefert.

Wird zwischen der Gateelektrode und dem Substrat eine Spannung angelegt, so fließt wegen der isolierenden Oxidschicht kein Strom, d.h. die Oberflächenregion des Substrats bleibt im thermischen Gleichgewicht und das Fermi-niveau bleibt im gesamten Silizium konstant. Wegen der Potentialänderung am Gatekontakt verschieben sich an der Siliziumoberfläche die Bandkanten relativ zum Fermi-niveau, was wiederum Einfluß auf die Verteilung der beweglichen Ladungsträger hat. Diesen Einfluß nennt man den Oberflächenfeldeffekt. Im folgenden soll der MOS-Übergang auf p-Silizium diskutiert werden. Sämtliche Überlegungen gelten jedoch genauso für MOS-Übergänge auf n-Silizium, wobei jedoch die Vorzeichen der Spannungen invertiert werden müssen.

Um das Bänderschema eines MOS-Übergangs zu verdeutlichen, ist in Abbildung 3.4(a) die Bandstruktur eines Metalls (typischerweise Aluminium) mit der von p-dotiertem Silizium gegenübergestellt. In Silizium sind die Energieniveaus des Valenzbandes E_v und des Leitungsbandes E_c angedeutet. Das intrinsische Energieniveau E_i liegt in etwa in der Mitte der Bandlücke während das Fermi-niveau E_F bei p-Silizium etwas darunter liegt. Beide Schichten werden von Siliziumoxid getrennt. Der Wert der Austrittsarbeit ist für Metall $e\phi_m$ und Silizium $e\phi_s$ unterschiedlich. Die Differenz $\phi_{ms} \equiv \phi_m - \phi_s$ liegt im Silizium-Aluminium-System in der Größenordnung von 0,8 bis 1,1 eV für p-Silizium und von 0,2 bis 0,4 eV für n-Silizium [SZE81]. Bringt man die Schichten zusammen, so gleichen sich die Fermi-niveaus auf beiden Seiten an und es kommt, da das Vakuumband stetig bleiben muß, zu einer Verbiegung der Energieniveaus auf der Seite des Siliziums (siehe Abbildung 3.4 (b)). Um einen Zustand zu erreichen, in dem die Bänder flach sind – den sogenannten Flachbandfall – muß an der Gateelektrode die Flachbandspannung U_{FB} angelegt werden.

Der Wert der Flachbandspannung wird zusätzlich beeinflusst durch das Vorhan-

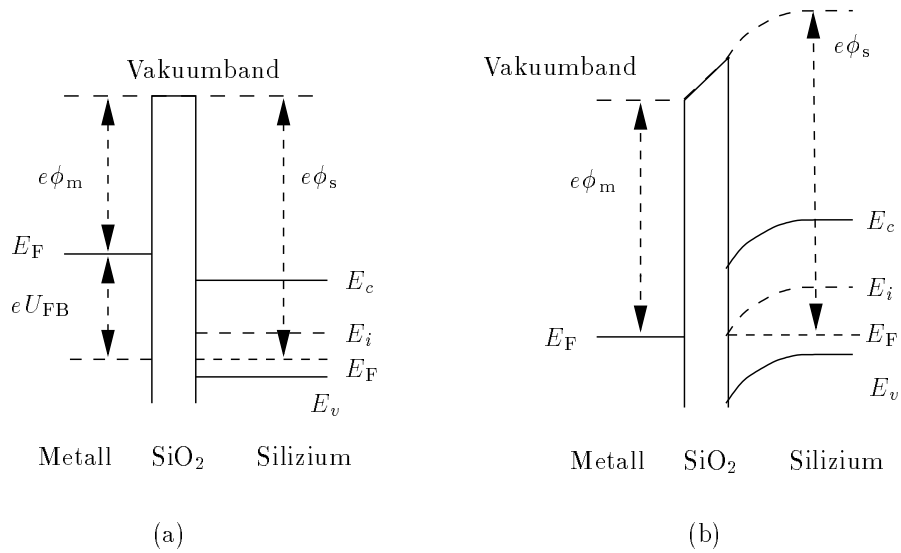


Abbildung 3.4: (a) Bänderdiagramm einer isolierten Metallschicht und einem isolierten p-leitenden Halbleiter mit einer Oxidschicht. (b) Bänderdiagramm der entsprechenden MOS-Diode im thermischen Gleichgewicht (nach [SZE 85]).

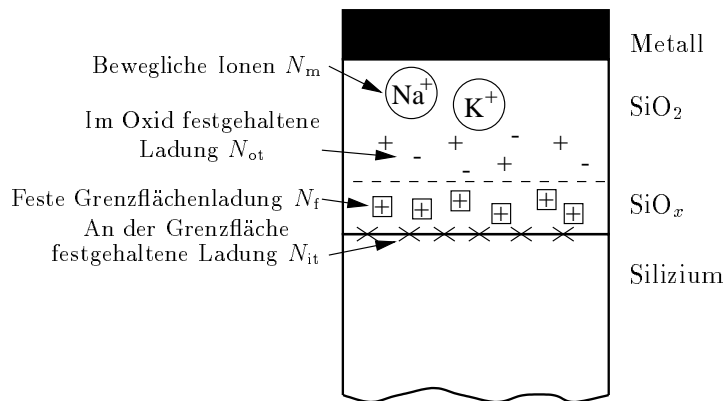


Abbildung 3.5: Benennung der unterschiedlichen Flächenladungen an der Silizium-Siliziumdioxid Grenzfläche (nach [DEAL 80]).

densein von Ladungsträgern im Oxid. Prinzipiell werden Festladungen von Ladungen unterschieden, die mit der Gatespannung variieren. Letztere sind entweder beweglich oder stellen verschiedene Ladungszustände von durch Störstellen verursachten Energieniveaus in der Bandlücke dar. Ihr Ladungszustand hängt von der Lage des Fermi-niveaus und damit von der Gatespannung ab. Die Ladungen werden anhand ihrer Entstehung unterschieden und in vier Kategorien eingeteilt [DEAL 80], die in Abbildung 3.5 angedeutet sind:

- Die Oxidfestladung eN_f (engl. *oxide fixed charge*) befindet sich sehr nahe der Grenzfläche zwischen Silizium und Siliziumdioxid. Dort befindet sich am Übergang von einkristallinem Silizium zum Siliziumdioxid eine einige zehn Ångström [NICOLLIAN 82] breite Schicht befindet, in der das Zahlenverhältnis von Silizium- und Sauerstoffatomen nicht konstant ist. Es liegt quasi SiO_x vor, wobei x alle Werte zwischen null (am Ende des Siliziumeinkristalls) und zwei (am Beginn der eigentlichen Siliziumdioxidschicht) annimmt. Die Grenzflächenfestladung wird von dort vorhandenen ungesättigten Siliziumbindungen verursacht. Die Oxidfestladungen sind unbeweglich und es besteht keine Wechselwirkung zwischen ihnen und den darunterliegenden Silizium. Die Flächendichte N_f hängt stark von der Kristallorientierung des Siliziums ab. Für $\langle 100 \rangle$ -Silizium ist sie deutlich kleiner als für das im Detektorbau bevorzugte $\langle 111 \rangle$ -Material in dem N_f Werte von einigen 10^{11} cm^{-2} annimmt.
- Die im Oxid festgehaltenen Ladungen eN_{ot} (engl. *oxide trapped charge*) werden von Fehlern im Siliziumdioxid verursacht. Diese können z.B. von Ionenstrahlen in Implantationanlagen oder Röntgenstrahlen verursacht werden und sind dann im gesamten Oxid verteilt. Die meisten sind jedoch mit dem Oxidationsprozeß und der Metallisierung verbunden und häufen sich an den Grenzen des Oxids nahe der Metallschicht und dem Substrat. Die Defekte als solche sind nicht elektrisch geladen, können aber freie Ladungsträger, wie sie z.B. durch ionisierende Strahlung entstehen, einfangen. Die meisten Defekte, die während der Prozessierung der Siliziumscheiben entstehen, können mit einem Niedertemperaturtempersschritt ausgeheilt werden [NICOLLIAN 82].
- Die an der Grenzfläche festgehaltenen Ladungen eN_{it} (engl. *interface trapped charge*) werden von Kristallfehlern an der Grenzfläche verursacht, meist von geöffneten kovalenten Bindungen. Der Ladungszustand der mit den Störstellen verbundenen Energiezustände hängt von der Art und Dichte der zur Verfügung stehenden freien Ladungsträger und damit von der anliegenden Gatespannung ab. Diese Störstellen führen zu einer Verformung der CV-Kurve der MOS-Struktur.
- Die beweglichen Ladungen eN_m sind meistens Alkaliionen, die während der Prozessierung in das Oxid gelangen. Sie führen vor allem bei niedrigen Meßfrequenzen zu einer Hysterese in der CV-Kurve.

Im folgenden wird nur noch die Summe aller dieser Ladungen betrachtet werden. Da sich die im Zusammenhang mit Siliziumdetektoren wichtigste Komponente der Oxidladung, die Oxidfestladung eN_f , in der Nähe der Grenzfläche befindet,

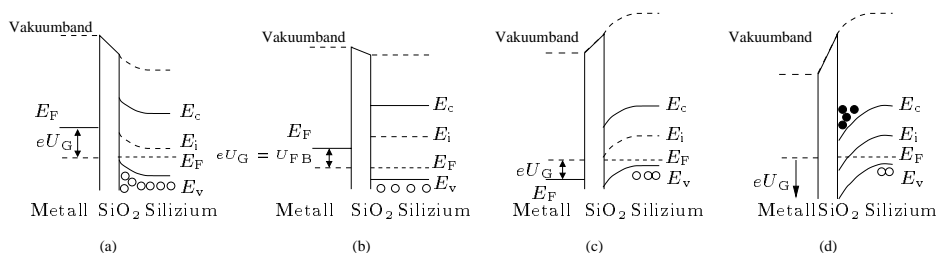


Abbildung 3.6: Banddiagramme einer MOS-Diode für (a) Akkumulation $U_G < U_{FB}$ (b) Flachbandfall $U_G = U_{FB}$ (c) Verarmung $U_G > U_{FB}$ (d) Inversion $U_G \gg U_{FB}$.

kann vereinfachend die gesamte Oxidladung als an der Grenzfläche lokalisierte Flächenladung eN_{Ox} betrachtet werden. Die Flachbandspannung ergibt sich dann zu:

$$U_{FB} = \phi_m - \phi_s - \frac{ed}{\epsilon_0 \epsilon_{Ox}} \cdot N_{Ox} \quad (3.4)$$

mit

- ϕ_m : Austrittspotential des Metalls
- ϕ_s : Austrittspotential des Halbleiters
- d : Dicke des Oxids
- N_{Ox} : Flächendichte aller Ladungen im Oxid

Wird zwischen der Gateelektrode und dem Substrat eine Spannung angelegt, so ergeben sich je nach Vorzeichen der Spannung vier verschiedene Situationen, die für p-Silizium in Abbildung 3.6 dargestellt sind. Ist die angelegte Gate-Spannung U_G kleiner (negativer) als die (negative) Flachbandspannung U_{FB} , so werden die Bänder in der Nähe der Grenzfläche um den Betrag $e\phi_{su}$ (siehe Abbildung 3.6 (a)) nach oben gebogen und Löcher lagern sich an der Oberfläche an. Diese Situation wird in p-leitenden Halbleitern Akkumulation genannt. Hat die Gatespannung gerade den Wert der Flachbandspannung U_{FB} , so sind alle Bänder flach wie in Abbildung 3.6 (b) dargestellt. Liegt am Gatekontakt eine Spannung an, die größer (positiver) ist als die Flachbandspannung, so werden die Energiebänder nach unten gebogen und die positiven Majoritätsladungsträger werden von der Grenzfläche weg gedrängt (siehe Abbildung 3.6 (c)). Es entsteht analog zum pn-Übergang (siehe Gleichung 3.3) eine Verarmungszone der Tiefe:

$$x = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_{Si} \phi_{su}}{eN_A}} \quad (3.5)$$

wobei ϕ_{su} das Maß für die Potentialdifferenz zwischen den Bändern im Substrat und an der Grenzfläche zwischen Silizium und Siliziumoxid, also für die Verbiegung der Bänder darstellt.

Wird die Spannung am Gatekontakt weiter erhöht, so kommt es zu einem Punkt, in dem das Fermi-niveau das intrinsische Energieniveau schneidet (siehe Abbildung 3.6 (d)). Liegt das Fermi-niveau aber über dem intrinsischen, so ist das

Material an dieser Stelle n-leitend, es hat ein Inversion stattgefunden. An der Grenzfläche lagern sich nun Elektronen an und bilden eine Inversionsschicht. Die Ladungsträger der Inversionsschicht schirmen die Ladung auf dem Gatekontakt ab, so daß die Verarmungszone nicht mehr weiter wächst. Als *starke Inversion* bezeichnet man den Zustand, in dem die Konzentration der Minoritätsladungsträger an der Oberfläche größer ist, als die der Majoritätsladungsträger im Substrat. Dies ist der Fall, wenn das intrinsische Energieniveau um den gleichen Betrag unter dem Fermineveau liegt, wie im Substrat darüber:

$$\phi_{\text{su}}(\text{starke Inversion}) > 2 \frac{E_i - E_F}{e} \equiv 2\phi_F \quad (3.6)$$

mit

- E_i : Intrinsische Energie
- E_F : Fermienergie
- ϕ_F : Differenz zwischen intrinsischem und Fermipotential

Das elektrostatische Fermipotential von p-Silizium bezüglich des intrinsischen Fermipotentials läßt sich aus der Neutralitätsforderung an das gesamte Silizium herleiten und ergibt sich unter der Annahme, daß alle Akzeptoren ionisiert sind (siehe z.B. [NICOLLIAN 82, SZE 85, TYAGI 91]):

$$\phi_F = \frac{k_b T}{e} \ln \frac{N_A}{n_i} \quad (3.7)$$

Für weitere Betrachtungen ist besonders die Gatespannung interessant, bei der eine starke Inversion einsetzt, also bei der sich eine n-leitende Schicht an der Oberfläche bildet. Diese Spannung wird mit Hinblick auf den MOS-Feldeffekttransistor Schwellenspannung U_{th} genannt.

$$U_{\text{th}} = U_{\text{FB}} + 2\phi_F + \frac{Q_{\text{BO}}}{C_{\text{Ox}}} \quad (3.8)$$

mit

- Q_{BO} : Flächenladung der Depletierungszone (siehe Gleichung 3.9)
- C_{Ox} = $\frac{\epsilon_0 \epsilon_{\text{Ox}}}{d}$ (Flächenkapazität des Oxids)

Der erste Summand in Gleichung 3.8 ist die Flachbandspannung, also die Gatespannung, die nötig ist, um Verbiegung der Bänder durch die unterschiedlichen Austrittsarbeiten und die Grenzflächenladungen auszugleichen. Der zweite Summand beschreibt die Spannung, um die die Bänder weiter verbogen werden müssen, um starke Inversion zu erreichen. Der dritte Summand steht für den Potentialabfall über das Oxid. Er berechnet sich aus der Ladung Q_{BO} in der (als sehr dünn angenommenen) depletierten Zone und der Kapazität zwischen Oxidschicht und Silizium. Die gesamte Raumladung in der depletierten Zone Q_{BO} läßt sich mit den Gleichungen 3.5 und 3.6 berechnen:

$$Q_{\text{BO}} = e N_A x_{\text{max}} = \sqrt{4\epsilon_0 \epsilon_{\text{Si}} e N_A \phi_F} \quad (3.9)$$

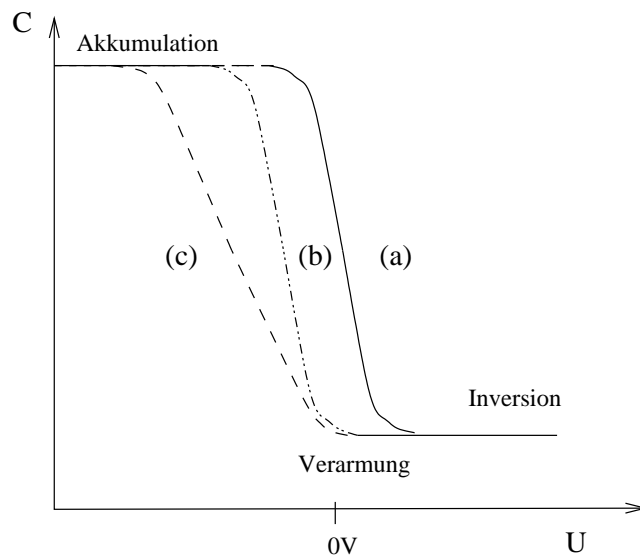


Abbildung 3.7: Form der C - V Kennlinie einer MOS-Struktur auf p-Silizium ohne (a) und unter (b) Berücksichtigung der Oxidladungen, sowie der Grenzflächenzustände (c) (nach [SZE 85]).

wobei x_{\max} die maximale Tiefe der Verarmungszone der MOS-Struktur ist.

Die verschiedenen Zustände des MOS-Übergangs lassen sich gut erkennen, wenn die Kapazität eines MOS-Kondensators in Abhängigkeit von der Gatespannung gemessen wird. Das Ergebnis einer solchen CV-Messung ist in Abbildung 3.7 (a) dargestellt. In der Akkumulation ($U_G < U_{FB}$) ist die MOS-Kapazität gleich der Kapazität des Oxids, die als Plattenkondensator betrachtet werden kann. Bei steigender Gatespannung sinkt die Kapazität mit der zunehmenden Depletierungstiefe. Der MOS-Kondensator kann als Reihenschaltung von zwei Kondensatoren angesehen werden. Der erste befindet sich zwischen Gatekontakt und Silizium (Dielektrikum: Siliziumdioxid) und der zweite zwischen der Grenzfläche und dem Substrat (Dielektrikum: verarmtes Silizium). Mit Erreichen der starken Inversion wächst die Verarmungszone nicht mehr und die gemessene Kapazität bleibt unabhängig von der Gatespannung konstant. Ferner sind in Abbildung 3.7 die Verschiebung der CV-Kurve durch die Oxidladung (b) und ihre Verformung durch das Vorhandensein der Grenzflächenzustände (c) angedeutet.

3.1.3 Gatekontrollierte Diode

Eine weitere Struktur zur Charakterisierung von Oberflächen stellen gatekontrollierte Dioden dar. Diese bestehen aus einer p^+n -Diode an deren Randbereich sich ein separat kontaktierbarer MOS-Überlapp befindet. Legt man an der Diode eine Sperrspannung an und variiert die Spannung am Gatekontakt, so erhält man eine Kennlinie, die in drei Zonen eingeteilt werden kann (Abbildung 3.8). Ist die Gatespannung kleiner als die Flachbandspannung U_{FB} , so ist das Gebiet

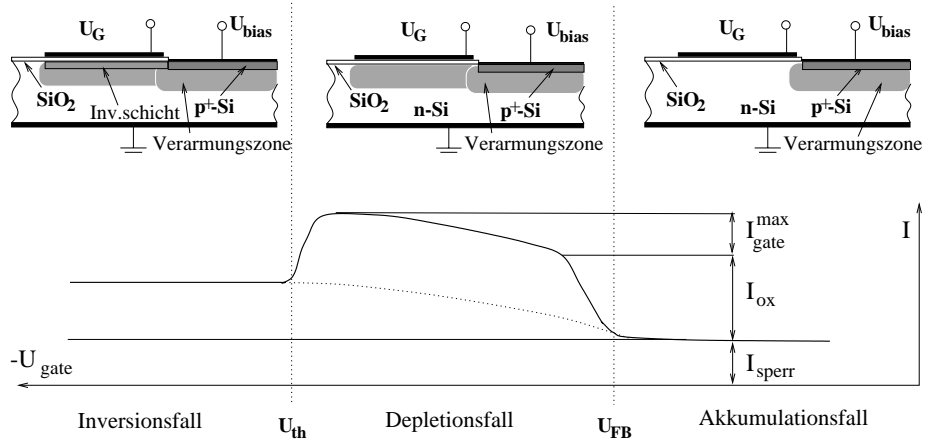


Abbildung 3.8: Idealierte Kennlinie einer gatekontrollierten Diode. Die Diodenspannung U_{bias} bleibt dabei konstant, während die Spannung am Gatekontakt U_G variiert wird [BECKER 99].

unterhalb der Gatemetallisierung nicht verarmt und es fließt nur der Volumengenerationsstrom des verarmten Bereiches. Überschreitet die Gatespannung die Flachbandspannung, so wird das Volumen unter dem Gatekontakt verarmt und das gesamte verarmte Volumen vergrößert sich. Dies hat einen Stromanstieg zur Folge. Wird das Potential der Gateelektrode weiter erhöht, so kommt die Oberfläche unter der Gateelektrode in den Zustand der Inversion. Die Grenzfläche gehört dann nicht mehr zum verarmten Volumen und die Oberflächengenerationsströme tragen nicht mehr zum Diodenstrom bei. Folglich sinkt der Diodenstrom wieder. Mit Hilfe solcher Messungen können vielfältige Oberflächenparameter, wie z.B. die Oberflächenstromdichte, gemessen werden [BECKER 99]. Im Rahmen dieser Arbeit werden sie jedoch nur dazu verwendet, um mit einer einfachen Strommessung die Flachbandspannung zu bestimmen.

3.1.4 MOSFET Transistor

Mit MOS-Feldeffekttransistoren als Teststrukturen auf Siliziumscheiben, die auch Detektoren enthalten, lassen sich wichtige Oberflächencharakteristika messen. Deshalb soll hier ihre Funktionsweise beschrieben werden, ohne jedoch auf ihre Bedeutung in der Mikroelektronik einzugehen.

Wie alle Feldeffekttransistoren besteht ein MOS-Transistor aus einem Source- und einem Drainkontakt, die über einen Kanal verbunden sind. Der Kanal besteht aus einer Inversionsschicht an der Oberfläche, dessen Ladungsträgerkonzentration von einem MOS-Gatekontakt gesteuert werden kann. Ein p-Kanaltransistor wird deshalb auf n-Silizium und ein n-Kanaltransistor auf p-Substrat hergestellt. Im folgenden werden nur n-Kanaltransistoren besprochen, doch gelten die gleichen Überlegungen auch für p-Kanalbauelemente mit dem Unterschied, daß das Vorzeichen der Drain- und der Gatespannung invertiert werden muß.

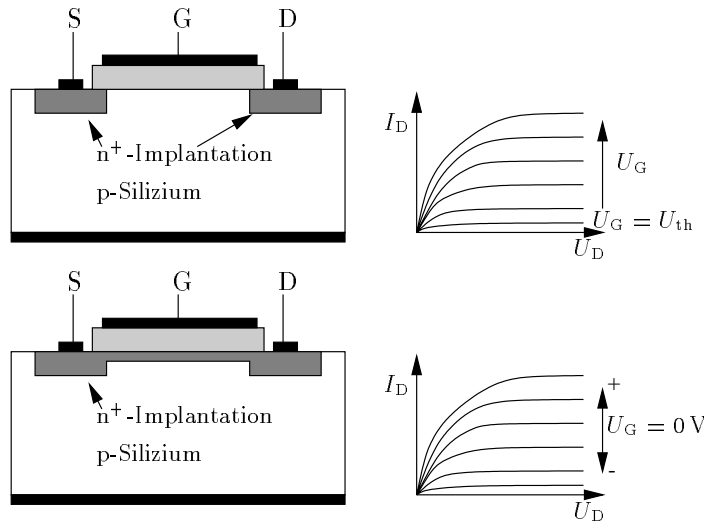


Abbildung 3.9: Schematischer Querschnitt und Ausgangskennlinie eines n-Kanal MOS-Transistors. (a) Anreicherungstyp (b) Verarmungstyp (nach [TYAGI91])

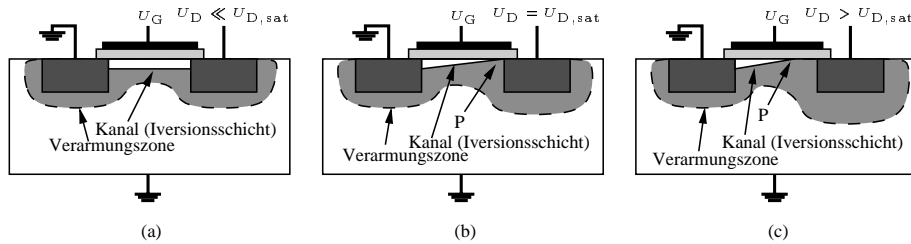


Abbildung 3.10: Funktion eines MOS-Transistors. (a) Bei einer kleinen Drainspannung U_D ist die Verarmungszone gleichmäßig über den gesamten Kanal. (b) Bei $U_D = U_{D,sat}$ setzt ein Abschnüren des Kanals ein. (c) Wenn $U_D > U_{D,sat}$ schrumpft die Kanallänge.

Entsprechend ihrer Betriebsmodi lassen sich MOS-Transistoren in Anreicherungs- und Verarmungstransistoren einteilen. Ein Anreicherungstransistor ist ohne Anlegen einer Gatespannung U_G ausgeschaltet, während in einem Transistor des Verarmungstyps ein Ausgangsstrom I_D fließt. Die Schwellenspannung U_{th} ist also im ersteren positiv und im letzterem negativ. Abbildung 3.9 zeigt einen schematischen Querschnitt durch zwei n-Kanal MOS-Transistoren sowie ihre Ausgangskennlinien.

Abbildung 3.10 (a) zeigt einen MOS-Transistor, an dessen Gatekontakt eine Spannung U_G anliegt, die größer als die Schwellenspannung U_{th} ist. Da die Drainspannung U_D klein gegenüber der Gatespannung U_G ist, wird das Oberflächenpotential nicht von ihr beeinflusst, und die Elektronenkonzentration ist im gesamten Kanal konstant. Der Widerstand R des Kanals berechnet sich gemäß:

$$R = -\frac{l}{\mu_n z e q_s} \quad (3.10)$$

mit

- R : Elektrischer Widerstand des Kanals
- l : Länge des Kanals
- μ_n : Beweglichkeit der Elektronen
- z : Weite des Kanals
- q_s : Flächenladungsdichte in der Inversionsschicht

Erhöht man die Drainspannung U_D , so reduziert der Spannungsabfall entlang des Kanals die Spannungsdifferenz zwischen dem Gatekontakt und der Inversionsschicht nahe des Drainkontaktes. Dies führt dazu, daß dort die Ladungsträgerkonzentration sinkt und die Ausgangskennlinie langsamer als linear ansteigt. Hat die Drainspannung den Wert der Sättigungsspannung $U_{D,\text{sat}}$ erreicht, ist die Spannungsdifferenz zwischen dem Kanal in der Nähe des Drainkontaktes und der Gateelektrode zu klein, um die starke Inversion aufrechtzuerhalten. Der Kanal ist dann (am Punkt P in Abbildung 3.10 (b)) abgeschnürt und der Strom hat seinen Sättigungswert erreicht. Wird die Drainspannung U_D über die Sättigungsspannung hinaus erhöht, so wandert der Punkt P, an dem der Kanal abgeschnürt ist in Richtung des Sourcekontaktes, bleibt dabei aber auf dem gleichen Potential $U_{D,\text{sat}}$.

Für den linearen Bereich, $U_D \ll (U_G - U_{\text{th}})$, der Ausgangskennlinie gilt für den Drainstrom I_D :

$$I_D = \frac{z\mu_n}{l} C_{\text{Ox}} \cdot (U_G - U_{\text{th}}) U_D \quad (3.11)$$

mit

- U_G : Gatespannung
- U_D : Drainspannung

Der Faktor $C_{\text{Ox}} \cdot (U_G - U_{\text{th}})$ beschreibt die Flächenladungsdichte im Kanal, die in dieser Näherung als konstant angenommen wird. Gleichung 3.11 stellt also das Ohm'sche Gesetz dar.

Im Sättigungsbereich des Transistors läßt sich die Näherung eines Kanals mit konstanter Ladungsträgerkonzentration nicht mehr durchführen. Am Abschnürpunkt P verschwindet die Ladungsträgerkonzentration, während sie in der Nähe des Sourcekontaktes den oben angenommenen Wert hat. Mit dieser Annahme läßt sich auch die Sättigungsspannung ausrechnen. Durch Integration der Ladungsträgerkonzentration über die Strecke des Kanals und Einsetzen des Wertes für die Sättigungsspannung erhält man [TYAGI 91]:

$$\begin{aligned} I_{D,\text{sat}} &= \frac{z\mu_n}{l} C_{\text{Ox}} \left((U_G - U_{\text{FB}} - 2\phi_{\text{F}}) (U_G - U_{\text{th}}) - \frac{(U_G - U_{\text{th}})^2}{2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{3} \Theta \left((2\phi_{\text{F}} + U_G - U_{\text{th}})^{\frac{2}{3}} - (2\phi_{\text{F}})^{\frac{2}{3}} \right) \right) \quad (3.12) \\ &\approx \frac{z\mu_n}{2l} C_{\text{Ox}} (U_G - U_{\text{th}})^2 \quad \text{für } \Theta \ll 1 \text{ und } U_{\text{th}} \approx U_{\text{FB}} + 2\phi_{\text{F}} \quad (3.13) \end{aligned}$$

wobei

$$\Theta \equiv \frac{\sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_{\text{Si}}eN_{\text{A}}}}{C_{\text{Ox}}} \quad (3.14)$$

den Substratbeitrag darstellt.

In allen bisherigen Betrachtungen wurde stillschweigend davon ausgegangen, daß der Sourcekontakt auf dem gleichen Potential lag, wie das Substrat. Legt man an das Substrat die Spannung $U_{\text{BS}} < 0$ V an, so führt dies zu Vergrößerung der Verarmungszone. Die Gesamtladung aller Ionenrümpfe in der Verarmungszone Q_{BO} steigt proportional zur Wurzel der angelegten Spannung und somit gemäß Gleichung 3.8 auch die Schwellenspannung des Transistors (siehe z.B. [TYAGI 91]):

$$U'_{\text{th}} = U_{\text{FB}} + 2\phi_{\text{F}} - \frac{Q_{\text{BO}}}{C_{\text{Ox}}} \sqrt{1 - \frac{U_{\text{BS}}}{2\phi_{\text{F}}}} \quad (3.15)$$

Dieses Verhalten wird der Substrateffekt genannt.

3.1.5 Punch-Through-Effekt

Das elektrische Potential einer Implantation, die nicht an einem externen Kontakt angeschlossen sind, wird durch den Strom bestimmt, den sie sammelt und der zu benachbarten Kontakten abfließen muß. Um dies zu erklären, soll zunächst die Abhängigkeit des Stroms zwischen zwei Implantationen besprochen werden, die nicht leitend miteinander verbunden sind. Ein Beispiel für eine solche Situation ist in Abbildung 3.11(a) illustriert. Es handelt sich dabei um einen n-Kanal MOS-Transistor des Anreicherungstyps. Die Source- und die Drain-Implantation sind durch eine p-Implantation voneinander elektrisch isoliert. Die Gatespannung liegt unterhalb der Schwellenspannung und es existiert kein leitender Kanal zwischen den beiden Elektroden. Das n-Substrat ist vollständig durch den pn-Übergang der Rückseite verarmt, so daß auch dieser Kanal abgeschnitten ist. Wird zwischen Source- und Drainkontakt eine Spannung angelegt, so können die Elektronen nur durch thermoionische Emission die Potentialbarriere, die durch die Rückseitenspannung und die Raumladung des verarmten Substrats aufgebaut wird, überwinden und durch das verarmte n-Substrat von der einen Elektrode zur anderen fließen. Dieser Vorgang wird beschrieben durch (siehe z.B. [ASHCROFT 76, SZE 81, TYAGI 91]):

$$I = A \frac{m_e k_{\text{B}}^2}{2\pi^2 \hbar^3} T^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{k_{\text{B}}T}\right) \quad (3.16)$$

mit

- ϕ : Höhe der zu überwindenden Potentialbarriere
- A : Querschnittsfläche
- m_e : Effektive Masse der Elektronen

Die Höhe der Potentialbarriere, die im wesentlichen diesen Strom bestimmt, hängt in erster Linie von der angelegten Spannung zwischen den beiden Implantationen und der Kanallänge, aber auch von der Rückseitenspannung und

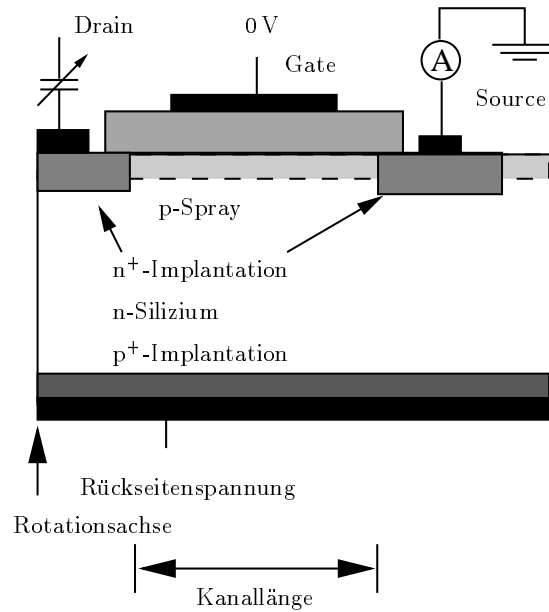
der Dotierung des Substrates ab. Abbildung 3.11(b) zeigt zwei solcher Kennlinien, die an einem Transistor (siehe Abbildung 3.11(a)) gemessen wurden. Die exponentielle Form der Kennlinie ist gut zu erkennen. Die Spannung, bei der der Strom zwischen den beiden Implantationen null ist, also die thermoionische Emission genau den Volumengenerationsstrom des n-Substrates kompensiert, nennt man die Punch-Through-Spannung U_{PT} dieser Struktur. Sie hat bei der hier vorliegenden Struktur (Kanallänge $\approx 23 \mu\text{m}$) bei einer Rückseitenspannung von -70 V einen Wert von etwa $7,5 \text{ V}$. Wird die Rückseitenspannung erhöht, erhöht sich die Potentialbarriere zwischen den Implantationen und damit auch die Punch-Through-Spannung.

Kontaktiert man nur eine der beiden Implantationen, so stellt sich das Potential der unkontaktierten Implantation auf die Punch-Through-Spannung ein, so daß der Generationsstrom, der unter dieser Implantation entsteht, über die Potentialbarriere abfließen kann. Durch die exponentielle Abhängigkeit des Stromes von der Potentialdifferenz zwischen den Implantationen, hängt die Punch-Through-Spannung kaum vom Generationsstrom ab. Dieser bei MOS-Transistoren höchst unerwünschte Kurzkanaleffekt kann in Siliziumsensoren dazu verwendet werden, resistiv die Spannung an eine Implantation, also einen Streifen oder einen Pixel anzulegen [KEMMER 88]. Dieses Verfahren hat gegenüber den weitläufig verwendeten Polysiliziumwiderständen zwei Vorteile: Eine solche Spannungszuführung erfordert keine zusätzlichen Technologieschritte und läßt sich auf einer sehr kleinen Fläche realisieren. Allerdings führt eine solche Punch-Through-Struktur nach Bestrahlung bei Sensoren mit kapazitiver Kopplung zu einem zusätzlichen Rauschbeitrag [AZZI96], der durch strahlungsinduzierte Störstellen zwischen den beiden Implantationen erklärt werden kann [ANDRICEK 98]. Aus diesem Grunde werden z.B. die ATLAS-Streifensensoren durch Widerstände mit Spannung versorgt. Bei den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Sensoren hat die resistive Spannungszuführung mit Hilfe des Punch-Through-Effektes eine sehr große Bedeutung, da sich auf diese Weise mit relativ geringem Aufwand ein Gitter implementieren läßt, mit dem sich die mehreren tausend Elemente einer Pixelmatrix für Testzwecke gleichzeitig kontaktieren lassen (siehe Abschnitt 6.7).

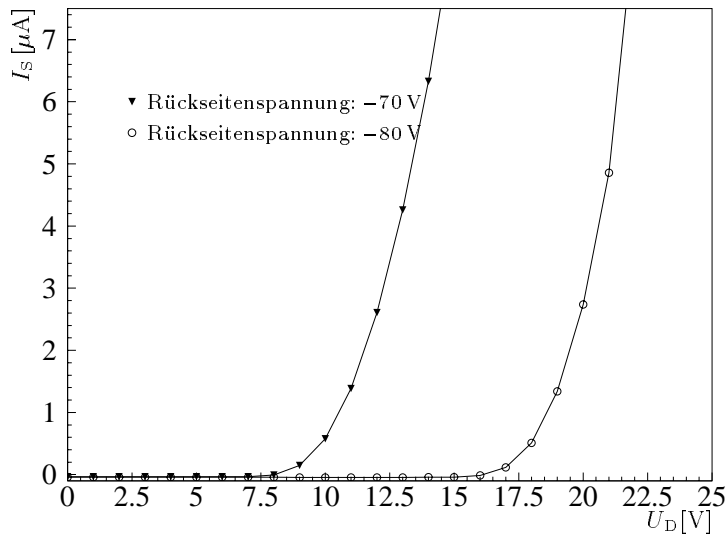
3.2 Siliziumdetektoren zum Nachweis von Elementarteilchen

3.2.1 Paddetektoren

Die einfachste Form eines Siliziumdetektors sind großflächige in Sperrichtung geschaltete Dioden, die wegen ihrer Größe auch *Paddetektoren* genannt werden (siehe Abbildung 3.12). Die angelegte Betriebsspannung ist so gewählt, daß sich die Verarmungszone über ein möglichst großes Volumen, im Idealfall die gesamte Dicke des Bauelementes, erstreckt. Die Spannung, die mindestens benötigt wird, um den gesamten Detektor zu depletieren, wird Verarmungs- oder Depletionsspannung U_{depl} genannt. Werden nun in der Verarmungszone freie Ladungsträger, z.B. durch einen Lichtblitz oder ein Elementarteilchen erzeugt, so werden sie von dem anliegenden elektrischen Feld bewegt und erzeugen auf den



(a) Meßaufbau zur Messung der Punch-Through-Spannung an einem MOS-Transistor.



(b) Ausgangskennlinie eines solchen Transistors bei einer Gatespannung unterhalb der Schwellenspannung.

Abbildung 3.11: Illustration des Punch-Through-Effektes am Beispiel eines MOS-Transistors.

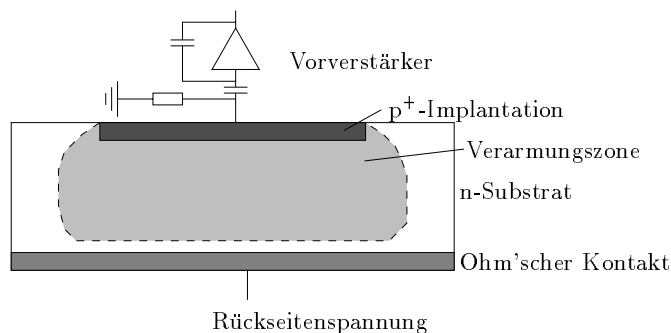


Abbildung 3.12: Schematischer Querschnitt durch einen einfachen Paddetektor

Elektroden ein Signal, das mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker nachgewiesen werden kann. Solche Detektoren liefern keine direkte Ortsinformation über die Bahn des Elementarteilchens, können aber dazu verwendet werden, die von den Teilchen deponierte Ladung zu messen. Ihr Hauptanwendungsgebiet liegt in Bereichen wo die Genauigkeit der Ortsinformation nicht wichtig ist wie z.B. in der Röntgenspektroskopie.

Die Dioden werden in der Regel durch flache, hochdosierte Bor-Implantationen in n-Silizium realisiert, so daß die für Gleichung 3.3 gemachten Annahmen gelten. Die Tiefe der Verarmungszone hängt also nur von der Substratdotierung und der angelegten Spannung ab. Damit die Verarmungsspannung moderate Werte annimmt, verwendet man hochohmiges Silizium mit einem spezifischen Widerstand von $\rho > 2 \text{ k}\Omega\text{cm}$. Die Rückseite eines Siliziumdetektors besteht aus einer hoch dotierten Phosphor-Implantation, deren Zweck es ist, einen ohm'schen Kontakt zur Aluminiumelektrode herzustellen.

3.2.2 Hybride Siliziumpixeldetektoren

Soll mit einem Siliziumdetektor der Ort eines Elementarteilchens gemessen werden, so bietet es sich an, die Diode zu segmentieren, so daß die Oberfläche des Detektors mit vielen kleinen Dioden bedeckt ist. Ein von einem einfallenden Teilchen verursachtes Signal kann dann einer dieser Dioden und damit einem Ort zugeordnet werden. Je nach Art dieser Segmentierung wird z.B. zwischen Streifen- oder Pixeldetektoren unterschieden. Bei Pixeldetektoren besteht eine Oberfläche des Detektors aus einer Matrix von Elektroden, während die Rückseite dann meist unstrukturiert ist. Jedes Element dieser Matrix (ein sogenannter Bildpunkt oder Pixel) stellt eine vollständigen Ortsinformation dar und ist mit einem Kanal der Ausleseelektronik verbunden. Die Verbindung von Sensor und Ausleseelektronik mit einfachen Drähten ist bei hochsegmentierten Sensoren aus Platzgründen nicht möglich. Es ist also entweder eine andere Verbindungstechnik notwendig, oder es müssen die Daten schon auf dem Sensor transferiert oder prozessiert werden. Letztere Methode nennt man das monolithische Konzept, welches z.B. die DEPFETs [KLEIN 96] verfolgen. CCD's transportieren die Signale an den Rand des Sensors und ermöglichen so die die

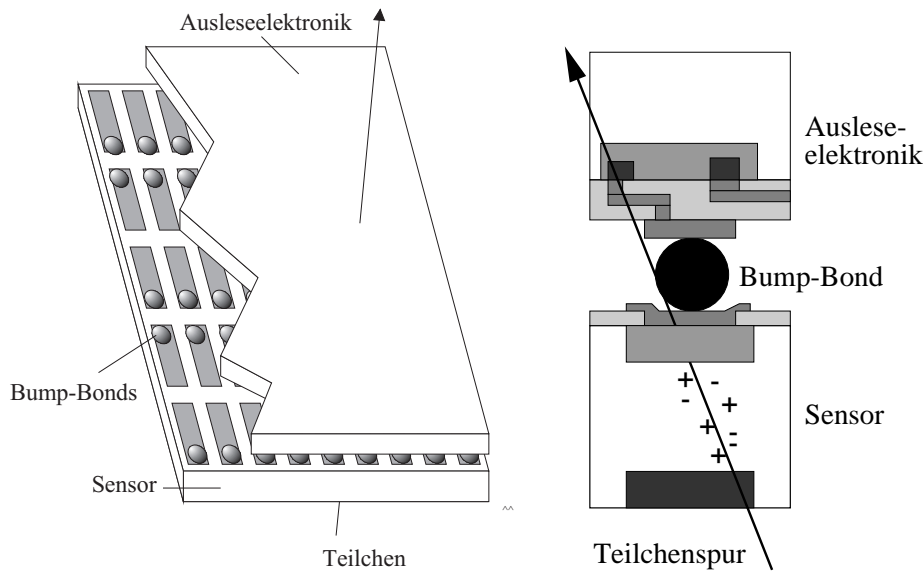


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung des Konzepts von Hybridpixeldetektoren. Sensor und Ausleseelektronik befinden sich auf unterschiedlichen Substraten und sind Kanal für Kanal durch Metallkugeln (Bump-Bonds) miteinander verbunden.

Verbindung zur Ausleseelektronik mit Bonddrähten. Bei Hybridpixeldetektoren wird die Ausleseelektronik so gebaut, daß jede Auslesezelle die gleiche Größe wie eine Pixelzelle des Sensors besitzt. Beide Teile werden übereinander angeordnet und Kanal für Kanal mit kleinen Metallkugel – den *Bumps* – verbunden (siehe Abbildung 3.13). Dieses Verfahren bietet den Vorteil, daß Sensor und Auslesechip weitgehend getrennt entwickelt und produziert werden können. So werden z.B. Detektoren auf hochohmigen Silizium ($\rho > 2 \text{ k}\Omega\text{cm}$) und Elektronik auf niederohmigen Material ($\rho < 50 \Omega\text{cm}$) hergestellt. Auch der Herstellungsprozeß, der z.B. die geforderte Strahlendosis sicherstellt, kann für beide Komponenten getrennt optimiert werden. Insbesondere lassen sich viele Detektorkonzepte, die schon seit langen in der Teilchenphysik verwendeten Streifendetektoren entwickelt wurden, auf die Sensorbausteine der Hybridpixeldetektoren übertragen. Für die hier diskutierte Anwendung der Pixeldetektoren im ATLAS-Experiment ist wegen der dort erwarteten hohen Ereignisraten und Spurendichte wichtig, daß die vom eigentlichen Sensor separierte Ausleseelektronik schon eine erste Vorprozessierung und Reduktion der Daten sowie eine parallele Auslese vieler Pixel erlaubt.

3.2.3 Charakteristische Meßgrößen

Um Aussagen über die Qualität von Siliziumdetektoren machen zu können, werden bestimmte Größen gemessen, die die Bauelemente charakterisieren und Betriebsparameter festlegen. Die meisten dieser Größen hängen von der durch Strahlung im Kristallgitter deponierten Energie ab, so daß sie sich zur Beschrei-

bung strahleninduzierter Effekte eignen, wie z.B. die effektive Dotierungskonzentration N_{eff} , der Dunkelstrom oder die Flachbandspannung U_{FB} .

Kapazität, Depletierungsspannung und effektive Dotierungskonzentration

Die Depletierungsspannung U_{depl} ist die Spannung, die gerade benötigt wird, um den Detektor in der gesamten Dicke zu verarmen. Die Kenntnis dieser Größe ist für den Detektorbetrieb von großer Bedeutung, da Detektoren, deren Ohm'sche Seite strukturiert ist, voll verarmt betrieben werden müssen. Ferner bestimmt die Tiefe der Verarmungszone die maximale Höhe der Signalladung, die von den Vorverstärkern gesammelt werden kann.

Eine gute und relativ einfache Methode zur Bestimmung der Depletierungsspannung ist die Messung einer Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie. Die dynamische Kapazität ist definiert als die Ladungsänderung bei einer Variation der angelegten Spannung: $C \equiv \frac{\Delta Q}{\Delta U}$. Eine Änderung der Sperrspannung führt zu einer Verschiebung des Randes der Raumladungszone. Verbreitert sich die Verarmungszone um Δx , so steigt die gesamte Raumladung um $e|N_{\text{eff}}| \cdot A \Delta x$, wobei $A \cdot \Delta x$ das durch die Spannung ΔU zusätzlich verarmte Volumen ist (A : Querschnittsfläche des Detektors; d : Detektordicke). Setzt man dies in die obige Definition von C ein, erhält man unter Verwendung von Gleichung 3.3:

$$C(U) = \begin{cases} A \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{Si}} \cdot e |N_{\text{eff}}|}{2(U + U_{\text{diff}})}} & \text{für } U + U_{\text{diff}} < U_{\text{depl}} \\ \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{Si}} \cdot A}{d} & \text{für } U + U_{\text{diff}} > U_{\text{depl}} \end{cases} \quad (3.17)$$

Die Depletierungsspannung läßt sich also aus einer Kapazitäts-Spannungs-Kennlinie ermitteln, indem man den Punkt findet, ab dem die Kapazität trotz steigender Spannung nicht mehr abnimmt.

Mit Kenntnis der Depletierungsspannung läßt sich nach Umstellen von Gleichung 3.3 die effektive Dotierungskonzentration bestimmen zu:

$$|N_{\text{eff}}| = \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{Si}} (U_{\text{depl}} + U_{\text{diff}})}{e d^2} \quad (3.18)$$

Die Diffusionsspannung hat in Silizium typische Werte von 0,5 V und kann deshalb gegenüber der Depletierungsspannung, die Werte von mehr als 10 V annimmt, vernachlässigt werden.

Eine weitere Methode, die Verarmungsspannung zu messen, kann angewendet werden, wenn die Ohm'sche Seite des Detektors (die n-Seite) strukturiert ist. Legt man zwischen zwei n^+ -Implantationen eine kleine Spannung und an der p-Seite eine (negative) Spannung an, so wird der leitende Kanal zwischen den n^+ -Implantationen mit steigender Rückseitenspannung abgeschnürt (siehe Abbildung 3.14). Die Rückseitenspannung, bei der zwischen den Implantationen kein Strom mehr fließt, ist die gesuchte Verarmungsspannung U_{depl} . Dieses Meßverfahren funktioniert aber nur bei unbestrahlten Sensoren, deren Substratdotierung bekannt ist.

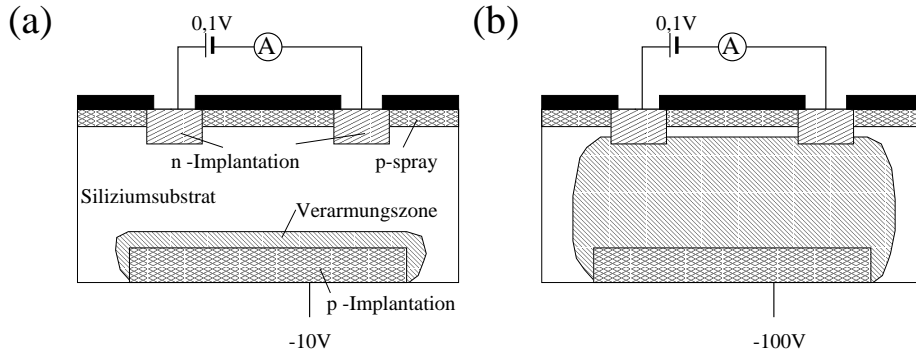


Abbildung 3.14: Messung der Verarmungsspannung mit der Abschnürmethode.

Sperrstrom und maximale Betriebsspannung

Der Sperr- oder Dunkelstrom ist der Strom, der ohne weitere äußeren Einflüsse (z.B. Teilchendurchgänge oder Licht) fließt, wenn eine Sperrspannung anliegt. Der Sperrstrom setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen:

Volumengenerationsstrom: Der Volumengenerationsstrom I_{Vol} leistet vor allem bei bestrahlten Sensoren einen wesentlichen Beitrag zum Dunkelstrom. Er wird von Ladungsträgern verursacht, die im verarmten Volumen durch thermische Anregung entstehen. Dies geschieht über den Shockley-Read-Hall Mechanismus in Generations-Rekombinations-Zentren, z.B. Störstellen im Siliziumgitter, die zusätzliche Energieniveaus in der Energielücke bilden und so die Generation und Rekombination von Ladungsträgern ermöglichen, ohne daß diese direkt von einem Band in das andere übergehen müssen, ein Prozeß, der in indirekten Halbleitern wie Silizium stark unterdrückt ist. Der Generationsstrom ist also proportional zum verarmten Volumen und damit auch proportional zur Wurzel der Sperrspannung (siehe Gleichung 3.3):

$$I_{\text{Vol}} = \frac{en_i A}{2\tau_g} \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{\text{Si}}}{\epsilon|N_{\text{eff}}|} (U + U_{\text{diff}})} \quad \text{für } U < U_{\text{depl}} \quad (3.19)$$

mit

- A : Querschnittsfläche des Detektors
- τ_g : die sog. „Generationslebensdauer“ (siehe Gleichung 3.20)

Für Sperrspannungen größer als die Verarmungsspannung kann sich die Raumladungszone nicht weiter ausbreiten und der Volumengenerationsstrom bleibt konstant. Eine – je nach Detektorgeometrie mögliche – laterale Ausbreitung der Verarmungsschicht kann trotzdem noch zu einem leichten Anstieg des Volumengenerationsstroms führen. Ferner ist der Volumengenerationsstrom proportional zur Konzentration der Generations-Rekombinations-Zentren, die auch durch Strahlenschädigung induziert

sein können. Die Generationslebensdauer τ_g berechnet sich unter der für die Verarmungszone zutreffenden Annahme, daß die Konzentration der freien Ladungsträger kleiner ist als die intrinsische Ladungsträgerkonzentration und daß nur eine Art von Störstellen vorhanden ist [SZE 85]:

$$\tau_e^{-1} = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_t}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_b T}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{k_b T}\right)} \quad (3.20)$$

mit

- $\sigma_{n/p}$: Einfangquerschnitte der betrachteten Störstelle für Elektronen/Löcher.
- v_{th} : thermische Geschwindigkeit der Ladungsträger
- N_t : Dichte der Störstellen
- E_t : Energie der Störstellen
- E_i : intrinsisches Energieniveau

Sind mehrere Typen von Störstellen vorhanden, so errechnet sich die Generationslebensdauer τ_g als Summe der Generationslebensdauern, aller im Silizium vorhandenen Störstellen.

Die Temperaturabhängigkeit des Stromes wird vor allem durch die intrinsische Ladungsträgerkonzentration bestimmt [SZE 81]:

$$n_i \propto (k_b T)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_G}{2 \cdot k_b T}} \quad (3.21)$$

Hierbei muß die Temperaturabhängigkeit der Energielücke in Silizium berücksichtigt werden, die empirisch beschrieben wird durch [SZE 81]:

$$E_G(T) = 1,170 \text{ eV} - \frac{4.73 \cdot 10^{-4} \frac{\text{eV}}{\text{K}} \cdot T^2}{T + 636 \text{ K}} \quad (3.22)$$

In Silizium, das eine hohe Konzentration an Störstellen besitzt, was vor allem nach Bestrahlung der Fall ist, trägt die Temperaturabhängigkeit der Generationslebensdauer ebenfalls bei. An Detektoren, die mit $1,5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlt wurden, wurde eine Temperaturabhängigkeit des Stromes mit einer höheren charakteristischen Energie gemessen [ANDRICEK 98b]:

$$I_{\text{Vol}} \propto T^2 e^{-\frac{1,26 \text{ eV}}{2 \cdot k_b T}} \quad (3.23)$$

Im Bereich der Raumtemperatur verdoppelt sich der Volumengenerationsstrom etwa alle 8° C .

Diffusionsstrom: Der Diffusionsstrom entsteht durch Minoritätsladungsträger, die aus dem nicht verarmten Bereich in die Verarmungszone hineindiffundieren und dort durch die Sperrspannung abgesaugt werden. Dieser Stromanteil ist jedoch bei in Sperrichtung betriebenen Dioden vernachlässigbar bei [SZE 85].

Grenzflächengenerationsstrom: Oberflächenströme I_{O_x} werden durch Grenzflächenzustände eN_{it} an der Si-SiO₂ Grenzfläche verursacht, die

als zusätzliche Generations- und Rekombinationszentren wirken. Die Dichte der Grenzflächenzustände ist stark von dem Oxidationsprozeß und der Kristallorientierung abhängig und steigt mit Bestrahlung der Strukturen bis zu einem Sättigungswert. Bei unbestrahlten Sensoren kann der Oberflächengenerationsstrom je nach Technologie der größte Stromanteil sein.

Durchbruchstrom: Bei sehr hohen Feldstärken kommt es zu einem starken Anstieg des Sperrstroms, der Durchbrüchen verursacht wird und die maximale Betriebsspannung der Sensoren begrenzt.

Die Bedeutung des Sperrstroms liegt zum einen in dem Beitrag, den er zum Rauschen liefert, und zum anderen in der von ihm verursachten Leistungsaufnahme und der damit verbundenen Erwärmung, so daß ein möglichst niedriges Niveau des Dunkelstroms angestrebt wird. Übersteigt die Leistungsaufnahme die Kapazität des Kühlsystems, führt dies zu einer Erwärmung des Sensors. Eine Erwärmung des Sensors wiederum führt gemäß Gleichung 3.21 zum Anstieg des Volumengenerationsstroms. Diese Selbsterwärmung, auch *thermal runaway* genannt, kann zur Zerstörung des Sensors führen, wenn der Strom nicht durch eine Schutzschaltung begrenzt wird.

Eine idealisierte Strom-Spannungs-Kennlinie ist in Abbildung 3.15 zu sehen. Bei Spannungen unterhalb der Verarmungsspannung steigt der Volumengenerationsstrom, der normalerweise in diesem Bereich die Kennlinie dominiert, gemäß Gleichung 3.19 proportional zur Wurzel der Spannung an. Erreicht die Verarmungszone die n^+ -Seite, so kommt bei Sensoren deren n^+ -Seite strukturiert ist der Grenzflächengenerationsstrom dazu. Bei hohen Spannungen treten elektrische Durchbrüche auf, die zunächst lokal begrenzt sind und deshalb zu einem weichen später jedoch zu einem sehr starken Stromanstieg führen. Durchbruchprozesse finden in Regionen hoher elektrischer Feldstärke statt. Siliziumsensoren lassen sich jedoch nur bis zu einem gewissen Stromniveau betreiben, da einerseits das vom Strom verursachte Rauschen nur bis zu einem gewissen Grad tolerierbar ist und zum anderen eine unkontrollierte Selbsterwärmung des Sensors zu verhindern ist. Welcher Strom tolerierbar und welches die maximale Betriebsspannung ist, hängt von den Anforderungen an das Signal-Rausch-Verhältnis und der zur Verfügung stehenden Kühlung ab. Um einen stabilen Betrieb des Sensors zu gewährleisten, ist man daran interessiert, den Sensor deutlich unterhalb der Spannung zu betreiben, bei der Durchbrüche einsetzen. Bei stark strahlengeschädigten Sensoren kann es jedoch nötig sein, sehr hohe Spannungen von einigen hundert Volt anzulegen (siehe Abschnitt 4.1), so daß versucht wird, Sensoren zu entwerfen, bei denen, vor allem nach Strahlenschädigung, Durchbrüche erst bei möglichst hohen Spannung auftreten. Aufgrund des zunächst weichen Stromanstiegs ist es schwierig, ein Kriterium für die maximale Betriebsspannung U_{\max} zu definieren. In den Spezifikationen für die Prototypen des ATLAS-Pixelsensors wurde die maximale Betriebsspannung U_{\max} eines $16,4 \times 60,4 \text{ mm}^2$ großen Pixelsensors als die größte Spannung festgelegt, für die gilt [D'AURIA 99]:

$$I(U_{\max}) < 2 \mu\text{A} \quad \text{und} \quad \frac{I(U_{\max})}{I(U_{\max} - 50 \text{ V})} < 2$$

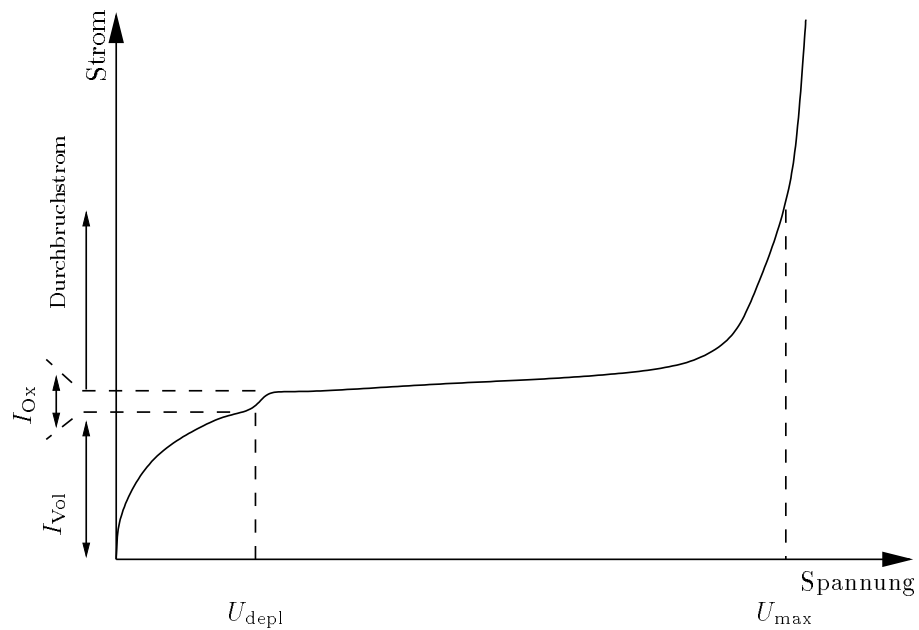


Abbildung 3.15: Idealierte Strom-Spannungskennlinie eines Siliziumensors in willkürlichen Einheiten.

Zwei unterschiedliche Mechanismen verursachen Durchbrüche. Zenerdurchbrüche werden durch Tunnelprozesse in Gebieten mit sehr hohen Gradienten in der Dotierungskonzentration verursacht, die in Siliziumsensoren nur vorkommen, wenn aufgrund eines Herstellungsfehlers eine n^+ -Implantation und eine p^+ -Implantation überlappen.

Lawinendurchbrüche entstehen durch Stoßionisation in Bereichen lokal hoher elektrischer Feldstärken. Besonders gefährdet sind die oberflächennahen Bereiche in der Nähe der Kanten und Ecken der Implantationen und der Rand des Detektors, an dem die angelegte Sperrspannung zum Rand hin abgebaut werden muß. Beide Arten von Durchbrüchen führen zu einem plötzlichen starken Anstieg des Dunkelstroms in der Strom-Spannungs-Kennlinie, die dann vom Durchbruchstrom dominiert wird.

Kenngrößen segmentierter Siliziumdetektoren

Die verschiedenen Kanäle eines Siliziumpixel- oder Streifendetektors sind nicht vollständig isoliert, sondern es existieren Kopplungen zwischen den einzelnen Implantationen. Wichtig für den Betrieb der Sensoren ist, die gute elektrische Isolation der Kanäle, die auch nach einem Langzeitbetrieb in einem intensiven Strahlungsfeld immer ausreichend sein muß, um zu verhindern, daß sich das Signal auf zu viele Kanäle verteilt. Die Gesamtkapazität eines Kanals, die im wesentlichen von der Kapazität zwischen zwei Pixelzellen dominiert wird, beeinflusst das Rauschverhalten und die Anstiegszeit des Vorverstärkers. Die Zwischenstreifenkapazität ist der einzige Kapazitätsbeitrag, der sich durch das

3.2 Siliziumdetektoren zum Nachweis von Elementarteilchen

Design der Pixelzelle beeinflussen läßt. Dabei ist zu Beachten, daß das Design auch andere Größen beeinflußt, also immer ein geeigneter Kompromiß zwischen den verschiedenen Anforderungen gefunden werden muß.

Kapitel 4

Strahleninduzierte Veränderungen in Silizium

In den geplanten Hochenergiephysikexperimenten an Hardronbeschleunigern sind die Detektorkomponenten sehr hohen Fluenzen ionisierender und nicht ionisierender Strahlung ausgesetzt. Dies gilt vor allem für die Komponenten, die nahe des Wechselwirkungspunktes plaziert sind. Eine Darstellung der Teilchenfluenzen, die pro Betriebsjahr im Inneren des ATLAS-Spurdetektors erwartet werden, befindet sich in Abbildung 2.2. Um einen sicheren Betrieb des Pixel-detektors über 10 Jahre (bzw. der innersten B-Physik-Lage über 5 Jahre) zu gewährleisten, sind alle Komponenten des ATLAS-Pixeldetektors so zu entwerfen, daß sie einer Strahlenbelastung von etwa 10^{15} n_{eq}/cm^2 standhalten. Um dies erreichen zu können, ist eine eingehende Untersuchung der Effekte von ionisierender und nicht ionisierender Strahlung auf Silizium notwendig. Systematische Studien zur Strahlenresistenz von Siliziumdetektoren werden seit Ende der 80er Jahre durchgeführt (z.B. [WUNSTORF 92, FEICK 97]), deren wichtigste Ergebnisse in diesem Kapitel diskutiert werden sollen.

Die von Strahlung verursachten Veränderungen lassen sich in Oberflächen- und Volumeneffekte einteilen, die in den folgenden beiden Abschnitten getrennt besprochen werden.

4.1 Strahlungsinduzierte Volumendefekte

4.1.1 Defektentstehung

Wird ein Siliziumdetektor von einem Teilchen durchquert, so können einerseits Elektron-Loch-Paare erzeugt werden, die zum Nachweis des Teilchens dienen, andererseits kann es durch Wechselwirkung mit den Gitteratomen zu Schäden im Kristallgitter kommen, die im Gegensatz zur Ionisation im Silizium in der Regel nicht voll reversibel sind. Um ein Siliziumatom aus dem Gitterverband zu lösen, ist je nach Kristallrichtung eine Energie E_d von im Mittel etwa 25 eV

nötig [LINT 80]. Um diesen Energieübertrag in einem zentralen Stoß erreichen zu können, müssen Elektronen eine Energie von mindestens 270 keV, Protonen und Neutronen wegen ihrer höheren Masse eine Energie von nur 190 eV besitzen. Das erste von einem Teilchen aus dem Verband geschlagene Siliziumatom kann eine so hohe Energie haben, daß es weitere Atome aus dem Gitter löst und es so zu einer Kaskade kommt. Der Anteil des Energieverlustes, der nicht der Ionisation dient, wird *nicht ionisierender Energieverlust* oder kurz *NIEL*¹ genannt. Experimente mit Neutronen, Protonen und Pionen unterschiedlicher Energie bestätigen, daß die Substratschädigung mit dem nicht ionisierenden Energieverlust skaliert [WUNSTORF 92, FEICK 97]. Der nicht ionisierende Energieverlust kann berechnet werden, wenn die Wirkungsquerschnitte aller möglichen Stoßprozesse und der Anteil der Energie, den die aus dem Gitterverband gelösten Siliziumatome durch Ionisation verlieren, bekannt sind. Auf diese Weise lassen sich die Schäden, die durch verschiedene Arten von Elementarteilchen verursacht werden, vergleichen. Als Referenz, um alle Fluenzen zu normieren, werden Neutronen der Energie 1 MeV verwendet und alle Fluenzwerte in dieser Einheit ($n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$) angegeben. Der Faktor, mit dem die Fluenzen in die Einheit $n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ umgerechnet werden, wird der Härtefaktor dieser Strahlung genannt und ist von der jeweiligen Teilchensorte und ihrer Energie abhängig.

Ein aus dem Kristallgitter gelöstes Atom hinterläßt eine Leerstelle (*Vacancy*) und kann anschließend z.B. einen Zwischengitterplatz einnehmen (*Interstitial*). Beide Defekte sind bei Raumtemperatur gut im Gitter beweglich, so daß sie entweder rekombinieren, was bei einem geringen Abstand der beiden Defektarten wahrscheinlich ist, oder mit anderen Defektarten stabilere sogenannte sekundäre Punktdefekte bilden. Diese Punktdefekte führen zu zusätzlichen Energieniveaus in der Bandlücke, deren Lage durch verschiedene spektroskopische Methoden gemessen werden kann. Die Ladung dieser zusätzlichen Niveaus hängt von der Fermienergie ab. Ist sie größer als das Niveau des Defektes, so trägt es eine negative Ladung und umgekehrt. Ein Maß für die Stabilität der Punktdefekte ist die Temperatur, oberhalb derer der Defekt durch Rekombination oder Umwandlung in andere Defekte zerfällt.

Hat ein Siliziumatom, das gerade aus dem Gitterverband gelöst worden ist, eine Energie von über 2 keV, so kann es weitere Defekte erzeugen. In den Endbereichen einer solchen Kaskade ist die Energie der Atome nur noch gering und der Energieverlust pro zurückgelegter Strecke wird größer, was zu Gebieten hoher Defektdichte in den Endbereichen der Kaskaden führt, die man Cluster nennt und die aus einigen hundert Punktdefekten bestehen können. Sie haben ein Kerngebiet von ca. 10 nm Durchmesser, das von einem etwa 200 nm großen Gebiet kleinerer Defektdichte umgeben wird [SMIRNOV 83]. In Clustern entstehen durch Wechselwirkung der einzelnen Punktdefekte miteinander nicht nur einzelne Niveaus in der Bandlücke, sondern es kann durch die Raumladung die Bandstruktur im Bereich des Clusters „verbogen“ werden. Cluster wirken als sehr effektive Generations-Rekombinations-Zentren.

Die von den Kristalldefekten verursachten zusätzlichen Energieniveaus in der Bandlücke können je nach Lage des Fermienergielevels unterschiedliche Ladungszustände annehmen und wirken so als Akzeptoren oder Donatoren. Die Dotierungskonzentration ist also Fluenzabhängig und es zeigt sich, daß nach hohen

¹Non Ionizing Energy Loss

Fluenzen strahlungsinduzierte akzeptorartige Störstellen das Verhalten der Sensoren dominieren.

4.1.2 Fluenzabhängigkeit von Detektoreigenschaften

Die Detektorparameter, die im Zusammenhang mit Volumenschäden genannt werden müssen, sind die effektive Dotierungskonzentration N_{eff} und damit verbunden die Verarmungsspannung U_{depl} , der Anstieg des Leckstroms sowie das Sinken der Ladungssammlungseffizienz.

Effektive Dotierungskonzentration

Aus der gemessenen Verarmungsspannung läßt sich mit Hilfe von Gleichung 3.18 die Differenz aus Donatoren- und Akzeptorkonzentration berechnen. Bestrahlt man n-Silizium und mißt die Dotierungskonzentration als Funktion der Fluenz (siehe Abbildung 4.1), so stellt man fest, daß die Verarmungsspannung erst bis zu einem Punkt fällt, an dem fast intrinsisches Material vorliegt, und danach wieder steigt. Bei sehr hohen Fluenzen zeigt sich ein linearer Anstieg der akzeptorartigen Störstellen [WUNSTORF 92]. Der Zusammenhang läßt sich wie folgt parametrisieren:

$$N_{\text{eff}}(\Phi) = \underbrace{N_{\text{D},\Phi=0} \cdot e^{-c_d\Phi} - N_{\text{A},\Phi=0} \cdot e^{-c_a\Phi}}_{\approx N_{\text{eff},\Phi=0} \cdot e^{-c\Phi}} - b\Phi \quad (4.1)$$

falls $c_a \approx c_d \approx c$
oder $N_{\text{A}} \ll N_{\text{D}}$

mit

$N_{\text{eff}}(\Phi)$:	Effektive Dotierungskonzentration als Funktion der Fluenz
Φ	:	Fluenz (normiert auf 1 MeV-Neutronen)
$N_{\text{D/A},\Phi=0}$:	Konzentration der Donatoren/Akzeptoren vor Bestrahlung
$c_d/a, b$:	Deaktivierungsraten (engl. <i>removal rates</i>)

Die ersten beiden Terme in Gleichung 4.1 beschreiben die Deaktivierung der Dotierungsatome. Sie werden entweder direkt aus dem Gitter entfernt oder bilden mit anderen vorher beweglichen Defekten eine nun stabile und elektrisch inaktive Störstelle. Der letzte Term in Gleichung 4.1 beschreibt die Entstehung akzeptorartiger Störstellen durch die Strahlung. Bei hohen Fluenzen dominiert dieser Term den Wert der effektiven Dotierungskonzentration. Die Konzentration der strahlungsinduzierten Störstellen übersteigt dann die effektive Konzentration der Dotierungsatome vor der Bestrahlung je nach Fluenz erheblich und bestimmt die Materialeigenschaften des Siliziums. Die Deaktivierung der Dotierungsatome, die bei niedrigen Fluenzen die Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration dominiert, konnte mit Hilfe von Vierpunktmessungen beobachtet werden. Die Bestimmung der entsprechenden Parameter in Gleichung 4.1 ergab $c_d = 2,41 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ für Phosphor und $c_a = 1,98 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ für Bor [WUNSTORF 96]. Vierpunktmessungen auf Siliziumscheiben erfassen nur solche Störstellen, die thermisch ionisiert werden. Es wurde in dieser Studie

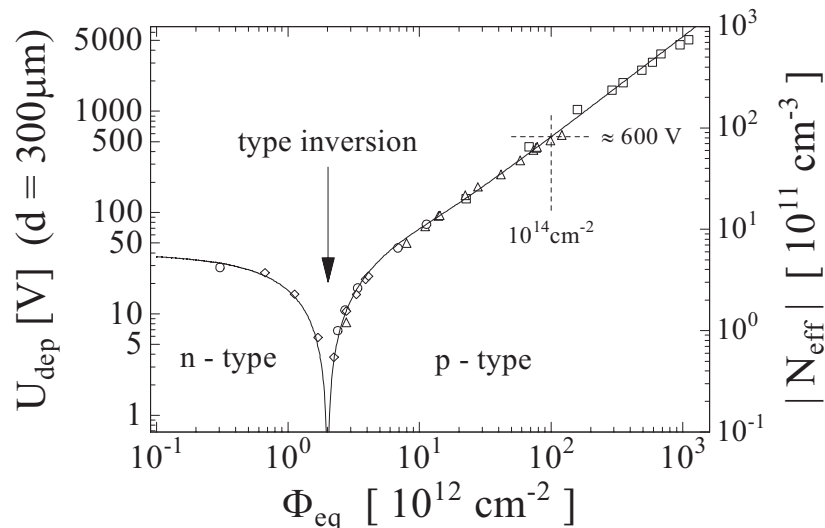


Abbildung 4.1: Betrag der effektiven Dotierungskonzentration in Abhängigkeit von der auf 1 MeV-Neutronen normierten Fluenz [WUNSTORF 92].

der lineare Anstieg der effektiven Dotierungskonzentration nicht gemessen, ein Hinweis darauf, daß diese Akzeptorniveaus, deren Natur noch nicht endgültig geklärt ist, tief in der Bandlücke liegen. Daraus resultiert die Tatsache, daß das nicht verarmte hoch bestrahlte Siliziumsubstrat trotz der hohen Konzentration akzeptorartiger Störstellen nur die niedrige Leitfähigkeit intrinsischen Siliziums besitzt [TSVEYBAK 92].

Der für den Bau von Siliziumdetektoren wichtigste Aspekt in Gleichung 4.1, ist die Konvertierung von n-Silizium nach einer bestimmten Teilchenfluenz Φ_{conv} zu p-Leitenden Material. Dies hat zur Folge, daß der pn-Übergang von der p⁺-Seite zur n⁺-Seite des Detektors wandert und die Verarmungszone nach der Konvertierung von der n⁺-Seite des Detektors aus wächst. Dieses Verhalten konnte mit Hilfe von kurzreichweitigen α -Strahlen durch den Vergleich von Vorder- und Rückseiteneinschuß nachvollzogen werden [WUNSTORF 92]. Dieser Effekt muß beim Entwurf berücksichtigt werden, um einen sicheren Betrieb der Detektoren nach hohen Teilchenfluenzen sicherzustellen.

Die effektive Dotierungskonzentration zeigt ein kompliziertes Ausheilungsverhalten. Bei Raumtemperatur nimmt die effektive Dotierungskonzentration und damit die Verarmungsspannung in den ersten Tagen nach der Bestrahlung ab. Man spricht hier von Ausheilung. Nach etwa zwei Wochen bei Raumtemperatur ist ein Wiederanstieg der Verarmungsspannung zu beobachten, der auch „Antiausheilung“ genannt wird und in [WUNSTORF 92] erstmal beschrieben wurde. Dieser Langzeiteffekt wird durch ursprünglich elektrisch inaktive Defekte verursacht, die im Gitter beweglich sind und mit anderen Gitterfehlern elektrisch aktive und stabile Defekte bilden. Da die Beweglichkeit der Fehlstellen im Gitter

stark von der Temperatur abhängt, läßt sich das Ausheilungs- und Antiausheilungsverhalten durch Kühlung stark verlangsamen [FRETWURST 94, ZIOCK 94]. Aus diesem Grund werden auch die Siliziumdetektoren der zukünftigen LHC-Experimente nicht nur gekühlt betrieben, sondern auch während der Wartungsperioden so selten wie möglich (nur etwa 2 Wochen pro Jahr) über 0°C erwärmt werden [ATLAS 98].

Um diese Ausheilungs- und Antiausheilungseffekte zu berücksichtigen, muß Gleichung 4.1 erweitert werden. Für die Vorhersage der Strahlenschädigung des ATLAS-Pixeldetektors wurde folgende Parametrisierung verwendet, die davon ausgeht, daß die Ausheilungseffekte während der Bestrahlung vernachlässigbar sind [ATLAS 98]:

$$\begin{aligned}
 N_{\text{eff}}(\Phi, t) = & \underbrace{N_{\text{eff}, \Phi=0} \cdot e^{-c\Phi} + g_c \cdot \Phi}_{\text{Nicht ausheilender Anteil } N_c} + \underbrace{g_a \cdot \Phi \cdot e^{-k_a t}}_{\text{Ausheilung } N_a} + \\
 & \underbrace{g_Y \cdot \Phi \cdot (1 - (1 + k_{Y1}t)^{-1})}_{\text{Antiausheilung } N_Y} \quad (4.2)
 \end{aligned}$$

Der erste Summand beschreibt die Deaktivierung der Dotieratome, von der in diesem Modell angenommen wird, daß sie zeitlich stabil ist. Der zweite Summand steht für den nicht ausheilenden Anteil der akzeptorartigen strahlungsinduzierten Störstellen. Der dritte Term beschreibt die zeitliche Ausheilung der restlichen strahlungsinduzierten Akzeptorzustände. Ihre Temperaturabhängigkeit ist durch die Arrhenius-Relation gegeben:

$$k_a = k_{0,a} \cdot e^{-\frac{E_{a,a}}{k_b T}} \quad (4.3)$$

Der letzte Summand in Gleichung 4.2 ist eine Parametrisierung der Antiausheilung, die davon ausgeht, daß bei diesem Vorgang um einen Effekt 1. Ordnung handelt. Auch hier ist eine exponentielle Temperaturabhängigkeit beobachtet worden:

$$k_{Y1} = k_{0,Y1} \cdot e^{-\frac{E_{a,Y}}{k_b T}} \quad (4.4)$$

Die Werte der freien Parameter sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Setzt man in Gleichung 4.2 für die Zeit t den Wert null ein, so reduziert sie sich unter der Annahme, daß die Koeffizienten c_a und c_d in etwa gleich sind, zu Gleichung 4.1, mit $b \equiv g_a + g_c$.

Wegen der Konvertierung des n-Siliziums zum p-Leitungstyp wäre zu erwarten daß bei einem Sensor, dessen p^+ -Seite segmentiert ist, die Streifen bzw. Pixel nach der Konvertierung kurzgeschlossen wären, da sich kein pn-Übergang mehr zwischen ihnen befindet. Experimentell wurde aber beobachtet, daß die Isolation der p^+ -Implantationen auch nach hohen, die Konvertierung übersteigenden Teilchenfluenzen noch gegeben ist. Dies wird auf eine nahe der Oberfläche liegende nicht konvertierte n-Schicht zurückgeführt [WUNSTORF 92], deren Ursache noch nicht eindeutig geklärt ist.

Leckstrom

Mit der Schädigung steigt auch der Dunkelstrom in Siliziumdetektoren, da die von den Gitterfehlern verursachten Energieniveaus in der Bandlücke als

Parameter	Wert
g_a	$1,54 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$
$k_{0,a}$	$2,3 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$
E_{aa}	$1,08 \text{ eV}$
c	$2,29 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^{-2}$
g_c	$1,77 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$
g_Y	$4,60 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$
$k_{0,Y1}$	$8,74 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}$
E_{aY}	$1,31 \text{ eV}$

Tabelle 4.1: Werte der Strahlenschädigungsparameter die für die Vorhersage der Strahlenschädigung im ATLAS-Experiment verwendet wurden [ATLAS98].

Generations- und Rekombinationszentren wirken. Die Erhöhung des Leckstroms ist linear mit der Fluenz und zeigt ein Ausheilungsverhalten, daß durch die Summe von sechs Exponentialfunktionen beschrieben werden kann und eine exponentielle Temperaturabhängigkeit besitzt [WUNSTORF 92]:

$$\frac{\Delta I(\Phi, t, T)}{V} = \alpha \cdot \Phi \cdot g(\Theta(T) \cdot t) \cdot \frac{I(T)}{I(T_r)} \quad (4.5)$$

mit

$$g(t) = \sum_i a_i e^{-\frac{t}{\tau_i}} \quad \text{wobei} \quad \sum_i a_i = 1 \quad (4.6)$$

und

$$\Theta(T) = \exp\left(\frac{1,21 \text{ eV}}{k_b} \left(\frac{1}{T_r} - \frac{1}{T}\right)\right) \quad (4.7)$$

wobei

ΔI	:	Durch Strahlenschädigung verursachter zusätzlicher Strom
V	:	Verarmtes Volumen im Detektor
Φ	:	Fluenz (normiert auf 1 MeV-Neutronen)
t	:	Zeit seit der Bestrahlung
T	:	Umgebungstemperatur <i>nach</i> der Bestrahlung
T_r	=	292 K (Raumtemperatur)
α	\approx	$8 \cdot 10^{-17} \text{ Acm}^{-1}$ (Schädigungskonstante [WUNSTORF 92])
$\frac{I(T)}{I(T_r)}$:	Temperaturabhängigkeit des Leckstroms (s. Gl. 3.19 und 3.21)

Die Koeffizienten und Zeitkonstanten für Gleichung 4.6 sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Eine Antiausheilung wie bei der effektiven Dotierungskonzentration konnte nicht beobachtet werden.

Die strahlungsinduzierte Erhöhung des Leckstroms ist in zweierlei Hinsicht für den Betrieb von Siliziumstrahlungsdetektoren von Bedeutung. Einerseits steigt mit dem Strom das weiße Rauschen im Vorverstärker, andererseits führt ein erhöhter Strom zu einer stärkeren Leistungsaufnahme, die das Bauelement erwärmt, was wiederum zu einem Anstieg des Stroms führt. Das Pixelsystem des ATLAS-Experimentes wird deshalb auf eine Temperatur von -7° C gekühlt werden [ATLAS98].

i	Zeitkonstante τ_i [min]	Amplitude a_i
1	$(1,78 \pm 0,17) \cdot 10^1$	$0,156 \pm 0,038$
2	$(1,19 \pm 0,03) \cdot 10^2$	$0,116 \pm 0,003$
3	$(1,09 \pm 0,01) \cdot 10^3$	$0,131 \pm 0,002$
4	$(1,48 \pm 0,01) \cdot 10^4$	$0,201 \pm 0,002$
5	$(8,92 \pm 0,59) \cdot 10^4$	$0,093 \pm 0,007$
6	∞	$0,303 \pm 0,006$

Tabelle 4.2: Ausheilungskoeffizienten für Gleichung 4.6 [WUNSTORF 92]

Ladungssammlungseffizienz

Um einen Siliziumdetektor stabil betreiben zu können und um eine hohe Nachweiseffizienz zu erreichen, ist es erstrebenswert, die gesamte im sensitiven Volumen des Detektors erzeugte Signalladung in der Ausleseelektronik zu verarbeiten. Die Ladungssammlung wird jedoch durch Störstellen im Silizium, beeinträchtigt. Flache Störstellen mit einem Energieniveau nahe des Valenz- oder Leitungsbandes sind in der Lage, Ladungsträger einzufangen (engl. *to trap*) und nach einem gewissen Zeitraum wieder zu imitieren. Ist die Verweilzeit des Ladungsträgers in der Störstelle größer als die Ladungssammlungszeit, so trägt dieser Ladungsträger nicht mehr zum Signal bei. Der Ladungsverlust ΔQ für die Signalladung Q , die in der Entfernung x von der Elektrode erzeugt wurde, ist dann für Elektronen [WUNSTORF 92]:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{x}{2d} \underbrace{\sigma_e v_{th} N_t}_{1/\tau^+} t_{c,eff} \quad (4.8)$$

τ^+ bezeichnet die Trappingzeitkonstante und $t_{c,eff}$ die Ladungssammlungszeit, die sich aus der Beweglichkeit μ der Ladungsträger, dem elektrischen Feld und Driftstrecke berechnet. Bei einem homogenen elektrischen Feld und der für minimal ionisierende Teilchen typischen homogenen Verteilung der Signalladung über die gesamte Dicke des Sensors beträgt sie im Mittel:

$$t_{mip} = \frac{d}{2\mu E} \quad (4.9)$$

Um den mittleren Ladungsverlust beim Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchens zu berechnen muß der Term 4.8 über alle möglichen Driftstrecken für Elektronen und Löcher gemittelt werden. Die Integration ergibt dann:

$$\left. \frac{\Delta Q}{Q} \right|_{mip} = \frac{1}{3} \left[\frac{t_{e,mip}}{\tau_e^+} + \frac{t_{p,mip}}{\tau_p^+} \right] \quad (4.10)$$

Durch Strahlenschädigung steigt die Konzentration der Störstellen N_t proportional zur Fluenz und die Trappingzeitkonstante τ^+ wird kleiner [WUNSTORF 92]:

$$\frac{1}{\tau_p^+(\Phi)} = \frac{1}{\tau_{p,\Phi=0}^+} + \gamma_p \Phi \quad \text{für Löcher} \quad (4.11)$$

mit

$$\begin{aligned}\frac{1}{\tau_{p,\Phi=0}^+} &= 0,51 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \pm 12\% \\ \gamma_p &= 0,24 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \pm 4\%\end{aligned}$$

und

$$\frac{1}{\tau_n^+(\Phi)} = \frac{1}{\tau_{n,\Phi=0}^+} + \gamma_n \Phi + \gamma_n^*(\Phi - \Phi^*) \quad \text{für Elektronen} \quad (4.12)$$

mit

$$\begin{aligned}\frac{1}{\tau_{n,\Phi=0}^+} &= 0,51 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \\ \Phi^* &= 8,8 \cdot 10^{12} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2 \\ \gamma_n &= 0,24 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \\ \gamma_n^* &= 1,01 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}\end{aligned}$$

Mit Hilfe von Gleichungen 4.10 bis 4.12 läßt sich die gesammelte Ladung für verschiedene Teilchenfluenzen vorhersagen. Abbildung 4.2 zeigt die gesammelte Ladung in einem 200 μm dicken Siliziumsensor mit einer Verarmungsspannung von 2100 V in Abhängigkeit von der angelegten Sperrspannung mit und ohne Berücksichtigung des Trappings [WÜSTENFELD 98]. Die Abhängigkeit von der Sperrspannung ergibt sich aus der effektiven Ladungssammlungszeit t_{mip} , die eine Funktion der elektrischen Feldstärke und damit der angelegten Sperrspannung ist. Man sieht, daß bei der für den ATLAS-Pixeldetektor vorgesehenen maximalen Betriebsspannung von 600 V nach der vollen Fluenz von $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ etwa 20 % der Signalladung durch Trapping verloren gehen. Dieser Anteil muß bei allen Planungen berücksichtigt werden.

4.1.3 Vorhersage der Verarmungsspannungen für ATLAS

Mit Hilfe der in Abschnitt 4.1.2 genannten Parametrisierungen ist es möglich, die wichtigen Detektorparameter für beliebige Bestrahlungsszenarios und Temperaturprofile vorherzusagen. Für den Betrieb des ATLAS-Pixeldetektors über 10 Jahre im intensiven Strahlungsfeld des LHC ist der Anstieg der Verarmungsspannung durch Antiausheilung der limitierende Faktor. Zur Wartung der unterschiedlichen Detektorkomponenten ist eine jährliche Aufwärmperiode von zwei Tagen auf 20° C und 14 Tagen auf 17° C vorgesehen.

Auf Basis der Substratschädigung wurde aus den Vorhersagen über die zu erwartende Fluenz die Verarmungsspannung von 250 μm dicken Siliziumdetektoren berechnet [ATLAS 98]. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Am Beginn jedes Betriebsjahres ist ein starker Anstieg der Verarmungsspannung während der Strahlperiode zu erkennen, gefolgt von der Ausheilung, die in den Aufwärmphasen während der Wartung geschieht. In späteren Jahren ist auch schon die Antiausheilung, also eine Erhöhung der Verarmungsspannung zu sehen. Weitgehend konstant bleibt der Wert in der betriebsfreien Zeit, in der das System wieder gekühlt wird. Nur die B-Physik-Lage überschreitet im Laufe

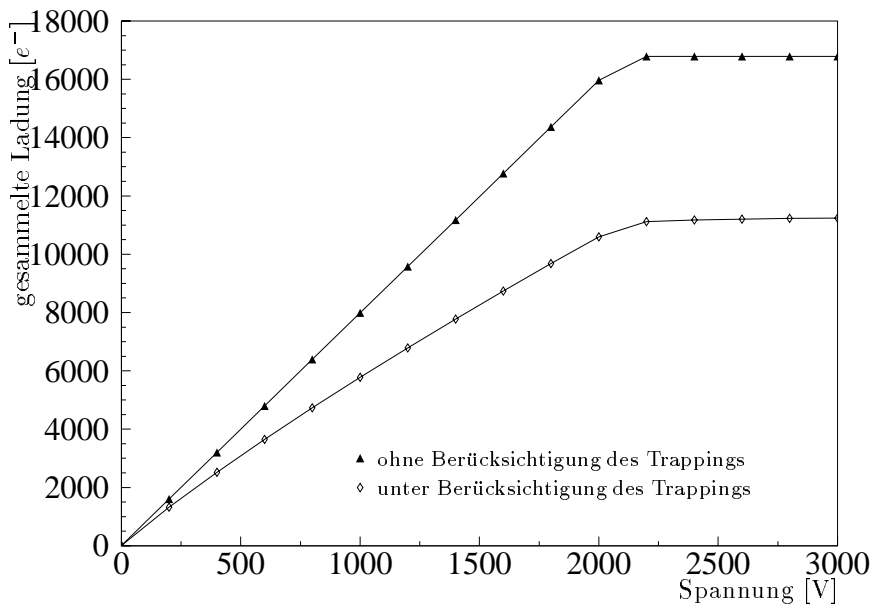


Abbildung 4.2: Signal eines minimal ionisierenden Teilchens in einem $200\ \mu\text{m}$ dicken Siliziumsensor, dessen Verarmungsspannung $2100\ \text{V}$ beträgt, mit und ohne Berücksichtigung des Trappings nach einer Fluenz von $10^{15}\ \text{n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ [WÜSTENFELD 98]

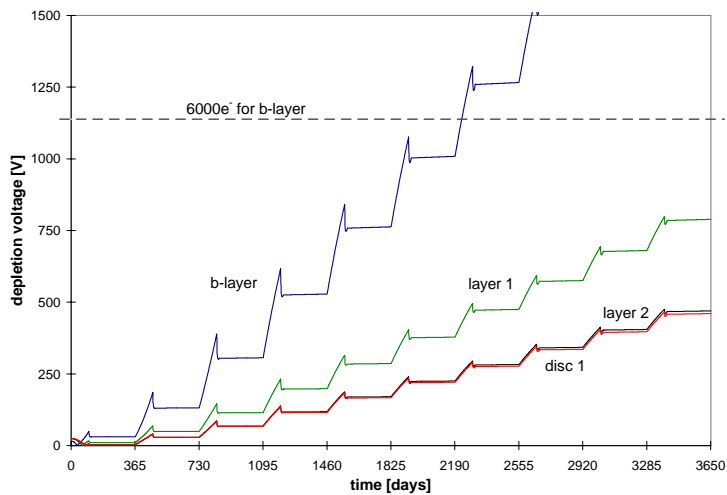


Abbildung 4.3: Entwicklung der Verarmungsspannung während der zehn geplanten Betriebsjahre des ATLAS-Detektors [ATLAS 98].

des Betriebs des Experimentes die Verarmungsspannung den kritischen Wert von 1150 V. Dann verarmt ein 250 μm dicker Sensor bei einer Betriebsspannung von 600 V noch etwa 105 μm tief, so daß (unter Berücksichtigung des Trappings) noch eine Signalladung von 6000 Elektronen erwartet werden kann. Eine geringere Ladung wird die Ausleseelektronik nicht nachweisen können. Schon bei diesem Wert ist der Nachweis von Treffern, deren Signal auf mehrere Kanäle verteilt ist, nicht mehr sichergestellt, eine Verarmungstiefe von 150 bis 200 μm würde einen enormen Anstieg der Nachweiseffizienz bringen (siehe Abschnitt 10.2.3). Da die B-Physiklage nach etwa fünf Betriebsjahren, falls ihr Betrieb nicht mehr möglich ist, ausgebaut werden soll, stellt diese Überschreitung kein Problem dar.

4.2 Oberflächenschäden

4.2.1 Defektentstehung

Der Begriff Oberflächenschäden faßt alle strahlungsinduzierten Effekte zusammen, die in der Passivierungsschicht und an den Grenzflächen auftreten. Bei Siliziumdetektoren ist die erste Isolatorschicht auf dem Kristall in den allermeisten Fällen Siliziumoxid. Im Gegensatz zum Siliziumsubstrat, ist dort die Generation von Ladungsträgerpaaren durch ionisierende Strahlung nicht vollständig reversibel, sondern kann zu bleibenden Veränderungen der Grenzflächeneigenschaften führen. Versetzungen von Atomen, die ebenfalls in den Passivierungslagen von Strahlung verursacht werden können sind in ihren Auswirkungen auf das Detektorverhalten vernachlässigbar.

Das zeitliche Verhalten von instantan, z.B. durch einen Teilchendurchgang, generierten Elektron-Loch-Paaren bei anliegen einer positiven Gatespannung ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Ein Großteil der Elektron-Loch-Paare (Abbildung 4.4 (b)) rekombiniert sofort nach ihrer Bildung (Abbildung 4.4 (c)). Da die Elektronen eine sehr hohe Beweglichkeit besitzen ($\mu_{e,\text{Oxid}} \approx 20 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$), werden sie sofort von der anliegenden Spannung abgesaugt, während die fast unbeweglichen Löcher ($\mu_{h,\text{Oxid}} \approx 2 \cdot 10^{-5} \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$) zurückbleiben. Letztere wandern langsam der Si-SiO₂ Grenzschicht entgegen, wobei sie immer wieder für eine gewisse Zeit in flachen Störstellen festgehalten werden. Dieser Transportmechanismus wird durch das sogenannte *hopping model* beschrieben und ist in Abbildung 4.5 angedeutet. In einer ca. 10 nm breiten Übergangsschicht zwischen dem Silizium und dem Siliziumoxid (siehe Abschnitt 3.1.2), fallen die Löcher in dort vorhandene tiefe Störstellen, wo sie dann stabil festgehalten werden. Bei diesen tiefen Störstellen handelt es sich wahrscheinlich um Silizium-Silizium Bindungen, die durch die Löcher geöffnet werden [MCGARRITY 89].

Die nun ortsfesten positiven Ladungen geben einen weiteren Beitrag ΔN_{ox} zur Oxidladung N_{ox} (siehe Abschnitt 3.1.2), was gemäß Gleichung 3.4 zu einem Anstieg der Flachbandspannung führt:

$$\Delta U_{\text{FB}} = \frac{ed}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{Ox}}} \cdot \Delta N_{\text{ox}} \quad (4.13)$$

Abbildung 4.6 zeigt die strahlungsinduzierte Erhöhung der Flachbandspan-

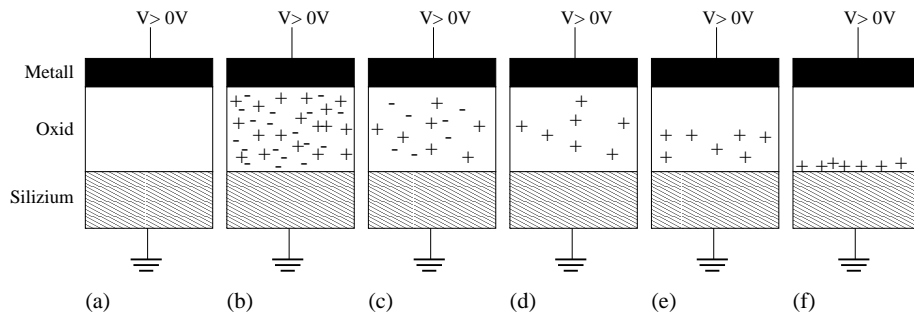


Abbildung 4.4: Zeitliches Verhalten der Ladungen in einer MOS-Struktur nach einer instantanen Ionisation nach [BRÄUNING 89]. Die Situation vor der Ionisation (a), instantane Erzeugung von Elektron-Loch Paaren (b), die zum größten Teil sofort wieder rekombinieren (c). Die Elektronen werden aufgrund ihrer höheren Beweglichkeit von der anliegenden Gatespannung abgesaugt (d), während die die Löcher langsam in Richtung der Grenzfläche driften (e), wo sie von dort vorhandenen Störstellen festgehalten werden (f).

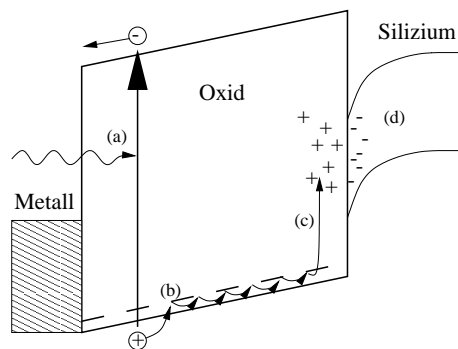


Abbildung 4.5: Schematisches Bänderdiagramm einer MOS-Struktur mit positiver Gatespannung. Ein Modell der wichtigsten strahleninduzierten Prozesse ist angedeutet: (a) Elektron-Loch-Paar-Erzeugung durch ionisierende Strahlung, (b) Löchertransport durch flache Störstellen im SiO_2 (*hopping*-Modell) (c) Entstehen einer positiven Festladung durch das Festhalten der Löcher in tiefen Störstellen, (d) Strahlungsinduzierte Störstellen in der Bandlücke des Siliziums (nach [MCGARRITY 89]).

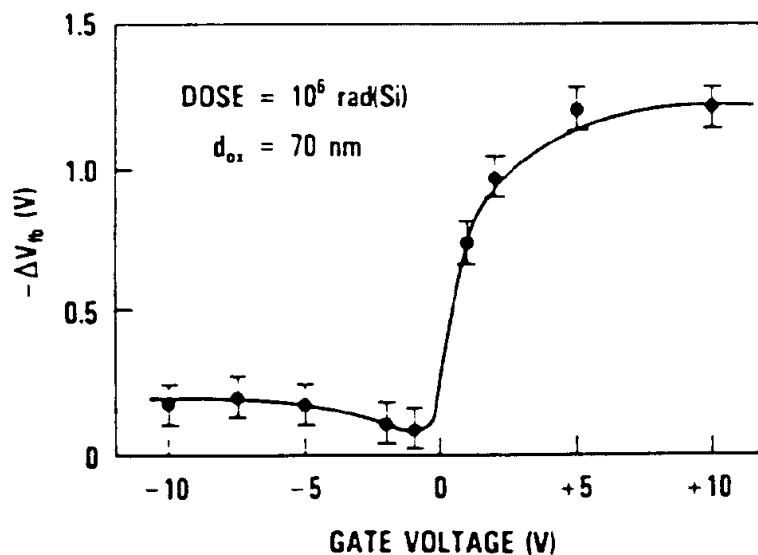


Abbildung 4.6: Abhängigkeit der strahleninduzierten Verschiebung der Flachbandspannung von der Gatespannung während der Bestrahlung (Dosis: 1 Mrad) [DERBENWICK 75].

nung einer MOS-Struktur als Funktion unterschiedlicher Gatespannungen, die während der Bestrahlung anlagen [DERBENWICK 75]. Die starke Abhängigkeit von der Gatespannung ist leicht verständlich, da die Bewegung der Ladungsträger von dem in der Passivierungsschicht herrschenden elektrischen Feld bestimmt wird. Bei einer hohen elektrischen Feldstärke werden die Ladungsträger schnell getrennt, so daß die Rekombinationswahrscheinlichkeit sinkt und eine höhere Anzahl frei driftender Ladungen zu erwarten ist. Ist zusätzlich die Richtung des elektrischen Feldes derart, daß die Löcher in Richtung des Siliziumsubstrats beschleunigt werden (Gatespannung ist positiv), so führt dies zu einer höheren Flächenladung an der Grenzfläche als eine negative Gatespannung, die die Löcher von der Grenzfläche wegtransportiert und nur solche Löcher festgehalten werden können, die im Bereich der Störstellen entstanden sind.

Wegen dieses Effektes wurde die Fluenzabhängigkeit der Flachbandspannung mit und ohne Anliegen einer die Flachbandspannung übersteigenden negativen Spannung über dem Oxid gemessen [WUNSTORF 96b]. Wie in Abbildung 4.7 zu sehen, zeigt die Oxidladung in beiden Fällen eine Sättigung mit der Dosis. Im Falle der Bestrahlung mit Anliegen einer Gatespannung wird dieser Sättigungswert früher erreicht und ist fast um den Faktor vier höher. Der Sättigungswert der Flachbandspannung ist zusätzlich von der Oxidationstechnologie und dem Ausgangsmaterial abhängig, liegt aber immer im Bereich von einigen 10^{12} cm^{-2} (z.B. [NICOLLIAN 82, MCGARRITY 89]).

Ferner werden durch die ionisierende Strahlung Generationszentren nahe der

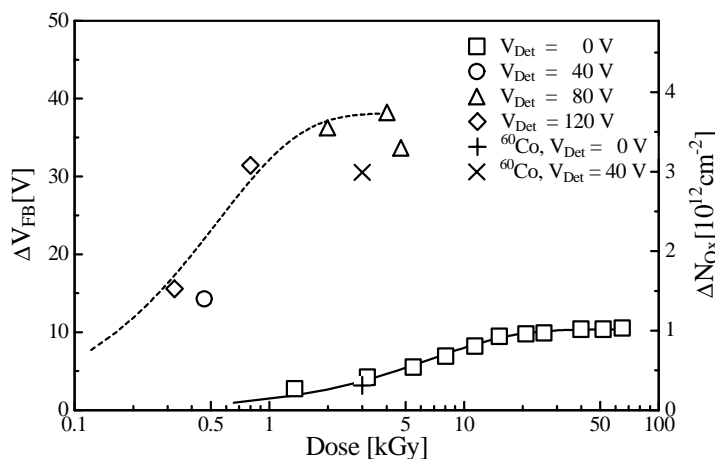


Abbildung 4.7: Anstieg der Flachbandspannung ΔU_{FB} bzw. der Oxidladung ΔN_{Ox} mit der Dosis ionisierender Strahlung bei Anliegen unterschiedlicher Spannungen V_{Det} während der Bestrahlung [WUNSTORF 96b].

Grenzfläche generiert, die zu einer Erhöhung des Oberflächenstroms führen. Auch dieser Effekt ist von der Gatespannung abhängig, wie in Abbildung 4.8 zu sehen ist. Verschiebt der Anstieg der Flachbandspannung die C - V -Kurve von MOS-Kondensatoren, so führen die zusätzlichen Energieniveaus zu einer leichten Verformung (siehe Abbildung 3.7 und 4.9).

4.2.2 Ausheilung

Die Konzentration der in tiefen Traps gefangenen Löcher nach einer Bestrahlung weist eine Zeitabhängigkeit auf. Da die Löcher im Siliziumdioxid nur eine geringe Beweglichkeit besitzen, dauert es einige hundert Sekunden, bis die Löcher die Traps erreicht haben. Danach beginnt ein langsamer Ausheilungsprozeß, der auf die Rekombination mit Elektronen im Silizium zurückgeführt wird, die die Strecke durch das Oxid durchtunneln. Da die Tunnelwahrscheinlichkeit exponentiell mit der Tiefe im Oxid abnimmt, ist grob eine logarithmische Zeitabhängigkeit des Rückgangs der Flachbandspannung zu beobachten. Weiter läßt sich sagen, daß sich der Schwerpunkt der Flächenladung von der Grenzfläche weg verschiebt, denn die eingefangenen Löcher nahe der Grenzschicht rekombinieren zuerst [MCGARRITY 89]. Die strahleninduzierten Grenzflächenzustände führen zu einer Streckung der C - V -Kurve [NICOLLIAN 82, SZE 85, WUNSTORF 92]. Die Ausheilung dieser Defekte ist stark temperaturabhängig und beginnt bei Temperaturen von über ca. 150°C . Nach einer mehrstündigen Temperung läßt sich die Form der C - V Kurve wiederherstellen, was auf eine Ausheilung der Grenzflächenzustände hindeutet. In Abbildung 4.9 ist die C - V Kurve einer MOS-Struktur vor und unmittelbar nach einer Bestrahlung, sowie 89 Tage später und nach einer Temperung zu sehen [WUNSTORF 92]. Die Verschiebung und Deformation der Kurve direkt nach der Bestrahlung ist gut zu erkennen. Etwa 3 Monate nach der Bestrahlung ist die Flachbandspannung wieder zurückgegangen, was auf ein Ausheilen eines Teils der im Oxid getrappten Löcher zurück-

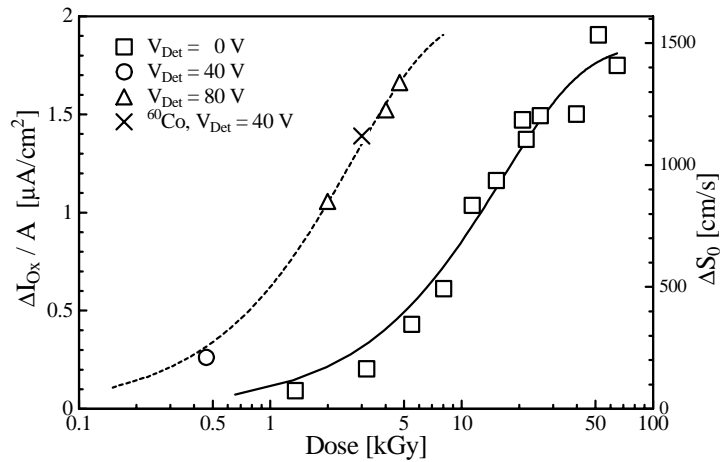


Abbildung 4.8: Anstieg des Oberflächenstroms ΔI_{Ox} mit der Dosis ionisierender Strahlung bei Anlegen unterschiedlicher Spannungen V_{Det} während der Bestrahlung [WUNSTORF 96b].

zuföhren ist. Nach der Temperung hat die Kurve wieder ihre ursprüngliche Form angenommen, woraus auf die vollständige Ausheilung der Grenzflächenzustände geschlossen werden kann. Die Flachbandspannung erreicht aber auch nach der Temperung nicht mehr den niedrigen Anfangswert.

4.2.3 Auswirkungen auf die Detektoreigenschaften

Die Auswirkungen der in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Oberflächeneffekte auf die Detektoreigenschaften und müssen untersucht werden, um sie beim Entwurf der Bauelemente berücksichtigen zu können. Die Veränderungen durch Oberflächenschädigung sind hinzunehmen, da an eine Ausheilung durch Erwärmen des Detektors wegen der damit verbundenen Erhöhung der effektiven Dotierungskonzentration durch Antiausheilung nicht in Erwägung zu ziehen ist. Aus diesem Grund muß der Sensor derart entworfen werden, daß die strahlungsinduzierten Veränderungen der Oberfläche nicht zu einer unakzeptablen Verschlechterung des Sensorverhalten föhren. Zum dafür wichtigen Verständnis der Mechanismen ist neben Messungen an speziell entworfen Teststrukturen die Bauelementesimulation (siehe Kapitel 5) ein wichtiges Werkzeug. Die Situation an der Grenzfläche zwischen dem Siliziumkristall und dem Oxid wird stark davon beeinflusst, welches Potential an der Oberfläche anliegt. In den im folgenden beschriebenen Studien wurde davon ausgegangen, daß sich an der Oberfläche der Passivierung im Laufe der Zeit durch kondensierende Feuchtigkeit, Staub und andere Umwelteinflüsse eine hochohmig leitende Schicht bildet. Aus diesem Grund wird sich nach einer gewissen Zeit² an der Detektoroberfläche das gleiche Potential einstellen, wie bei den benachbarten Aluminisierungen. Da dies

²Die Zeitkonstante, mit der sich das Potential an der Oberfläche einstellt, kann von wenigen Minuten bis zu einigen Stunden variieren. Die Parameter, von denen sie abhängt, sind so vielseitig (Geometrie, Prozessierung, Luftfeuchtigkeit, Vorgeschichte des Detektors, etc.), daß eine Vorhersage nicht möglich ist.

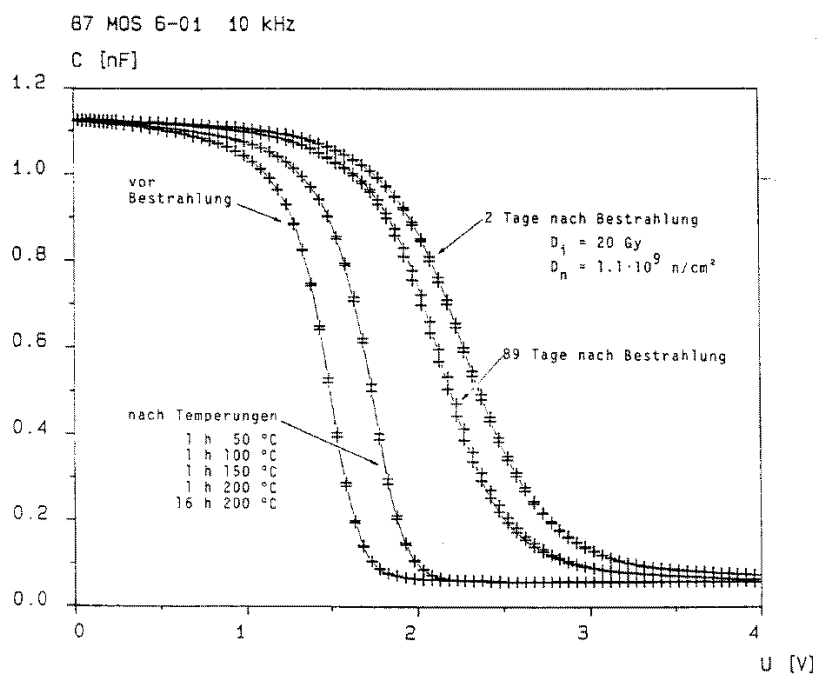


Abbildung 4.9: Kapazitätskennlinien einer MOS-Struktur, die 21 Tage am Strahlrohr innerhalb des UA2-Experimentes am CERN in Genf unter Spannung ($U_{gate} = -10 \text{ V}$) bestrahlt wurde. Nach 89 Tagen Ausheilung bei Raumtemperatur erfolgte eine Temperung [WUNSTORF 92].

die gleichen elektrostatischen Auswirkungen hat, wie eine Gateelektrode, wird diese Situation im folgenden Gaterandbedingung genannt.

Die Periodizität der Streifen- oder Pixeldetektoren ist meistens von der geforderten Ortsauflösung bestimmt. Das Verhältnis zwischen der Implantationsbreite und dem Streifenabstand hat Einfluß auf die Detektorparameter, von denen einige hier im Zusammenhang mit Oberflächenschäden diskutiert werden sollen.

In fein segmentierten Detektoren hat der Anstieg der Oxidladung N_{Ox} Einfluß auf deren Verarmungsspannung. Abbildung 4.10 zeigt das Ergebnis einer Simulationsstudie für einseitig prozessierte p^+n -Streifendetektoren [RICHTER 96]. Es wurden verschiedene Geometrien bei Beibehaltung der Streifenperiodizität betrachtet. Die Verarmungsspannung steigt sowohl mit der Oxidladung N_{Ox} als auch mit der Oxiddicke, da beide Parameter die Flachbandspannung der effektiven MOS-Struktur zwischen den Streifenimplantationen beeinflussen (siehe Gleichung 3.4). Der Einfluß des MOS-artigen Zwischenstreifenbereichs steigt natürlich mit seiner Größe, also dem Streifenabstand. Die Grenzwerte der Verarmungsspannung für eine reine pn-Diode (Streifenabstand: 0) und einem infinitesimal kleinen pn-Übergang bei unterschiedlichen Oxidladungen sind angedeutet. Um den Einfluß der um etwa eine Größenordnung steigenden Oxidladung auf das Verarmungsverhalten möglichst klein zu halten, ist es sinnvoll, den Abstand zwischen den Streifenimplantationen möglichst klein zu wählen.

Ein anderer Parameter ist die maximale elektrische Feldstärke in der Nähe der Streifen- bzw. Pixelimplantationen. Die elektrischen Feldspitzen, die in der Nähe von Implantationsecken auftreten, können vor allem in späten Phasen der geplanten Hochenergiephysikexperimente, in denen wegen der starken Substratschädigung hohe Betriebsspannungen angelegt werden müssen, zu lokalen Durchbrüchen führen. Solche Durchbrüche können in den Bereichen zwischen den Streifen bzw. Pixeln durch möglichst kleine Abstände zwischen den Implantationen verhindert werden. Weiter gefährdet sind die Randbereiche der Detektoren, wo in wenigen hundert Mikrometern die gesamte Betriebsspannung von bis zu einigen hundert Volt abfällt. Um dies mit möglichst geringen elektrischen Feldern zu bewerkstelligen, werden sogenannte Multischutzringe verwendet [BISCHOFF 93]. Da nicht mit Sicherheit gesagt werden kann, welche elektrischen Feldstärken noch ohne Risiko tolerierbar sind, sollten sie immer so niedrig wie möglich gehalten werden, solange nicht andere Sensoreigenschaften, wie z.B. die Ladungstrennung zwischen einzelnen Kanälen oder die Zwischenstreifenkapazität, zu sehr in Mitleidenschaft gezogen werden.

Beeinflußt wird von der Oberflächenladung auch die Punch-Through-Spannung (siehe Abschnitt 3.1.5) zwischen zwei benachbarten Implantationen. Im Bereich zwischen zwei p^+ -Implantationen (in hochohmigen n-Material) führt der Anstieg der positive Oxidladung zu einer Erhöhung der Potentialbarriere für die Löcher im Bereich zwischen den Implantationen und so zur Erhöhung der Punch-Through-Spannung um einige Volt, die für das Betreiben der Struktur als Spannungszuführung unkritisch ist. Auf der n-Seite sinkt die Punch-Through-Spannung mit steigender Oxidladung, da die positive Festladung die Potentialbarriere für die Elektronen verringert. Ihr Wert hängt aber stark von der Art der n-Seitenisolation und ihren Technologieparametern ab [GÖSSLING 96].

Durch die zusätzlichen Grenzflächenzustände steigt auch der Leckstrom des De-

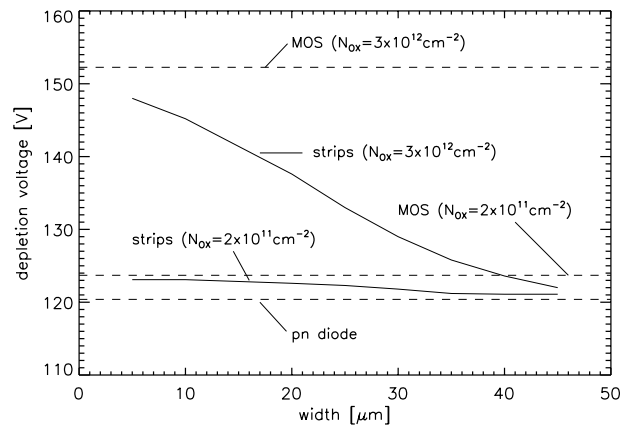
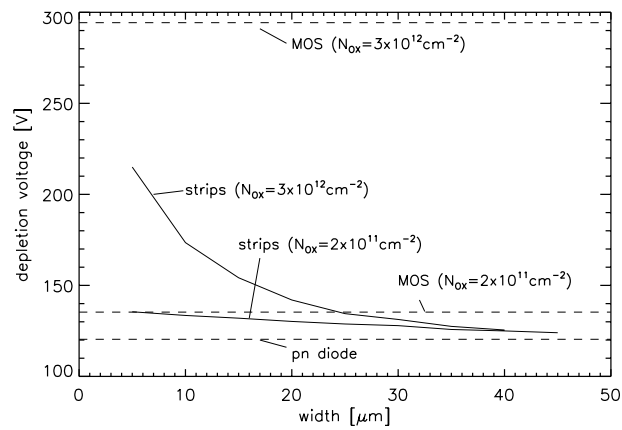
(a) Oxiddicke: $0,22 \mu\text{m}$ (b) Oxiddicke: $1,22 \mu\text{m}$

Abbildung 4.10: Simulierte Verarmungsspannung in Abhängigkeit von der Streifenbreite für verschiedene Oxidladungen N_{Ox} und Oxiddicken (Waferdicke: $280 \mu\text{m}$, Periodizität: $50 \mu\text{m}$) [RICHTER 96].

tektors signifikant. Bei den hier besprochen Pixeldetektoren wird dieser Effekt dadurch minimiert, daß die p-Seite großflächig p^+ -implantiert ist, und so die Verarmungszone nicht die Grenzfläche zwischen Silizium und dem Oxid erreicht. Die Grenzfläche der strukturierten n^+ -Seite wird durch eine p-Spray-Implantation fast vollständig abgeschirmt (siehe Abschnitt 6.3).

Kapitel 5

Simulation elektrischer Eigenschaften von Siliziumdetektoren

5.1 Ziele der Detektorsimulationen

Um Eigenschaften von Siliziumdetektoren vorherzusagen, bedient man sich der Bauelementesimulation. Ziel dieser Rechnungen ist es, aus den Herstellungsparametern, Materialkonstanten und Betriebsparametern charakteristische Größen des Bauelementes zu bestimmen. Dadurch läßt sich der iterative Prozeß von Design, Herstellung und Messungen um einige Zyklen verkürzen und somit die Entwicklung der Detektoren beschleunigen und verbilligen. Ferner ergibt sich die Möglichkeit, die Vorgänge in dem Bauelement zu verstehen und experimentell nicht direkt zugängliche Parameter und deren Einfluß auf das Detektorverhalten zu bestimmen.

Alle Programmpakete benötigen als Eingabe die Detektorgeometrie, das Dotierungsprofil sowie Materialparameter. Ausgehend von diesen Eingaben werden dann die elektrischen Eigenschaften des Bauelementes errechnet, wobei nur die makroskopischen Auswirkungen dieser Eingabeparameter berücksichtigt werden. Es ist zu betonen, daß *nicht* die Generation und Rekombination aller Ladungsträger mit Monte Carlo Methoden verfolgt, sondern die elektrischen Grundgleichungen des Halbleiters (siehe Abschnitt 5.2) gelöst werden. Errechnet werden die Elektronen- und Löcherkonzentration ($n(x, y, t)$ bzw. $p(x, y, t)$), das elektrische Potential ($\varphi(x, y, t)$) sowie alle Größen, die sich daraus berechnen lassen, wie z.B. der Strom oder das elektrische Feld.

Die meisten zur Verfügung stehenden Computerprogramme beschränken sich bei der Lösung der Differentialgleichungen auf zwei Dimensionen. Es existieren auch dreidimensional rechnende Programmpakete, deren Verwendung zur Simulation von Siliziumdetektoren häufig wegen ihres hohen Speicherbedarfs unpraktikabel ist. Eine zweidimensionalen Betrachtung ist für einige Problemstellungen nicht

adäquat. Bei der Simulation von Strompulsen nach einem Teilchendurchgang kann die elektrostatische Abstoßung der Ladungsträger in die Richtung senkrecht zur Ebene des Querschnitts nicht betrachtet werden. Ferner lassen sich Strukturen mit „dreidimensionalem Charakter“ nicht realisieren. Als Beispiel seien hier Pixelstrukturen genannt, deren Kapazitäten zu den diagonal nächsten nicht zu berechnen sind. Ein anderes Beispiel stellen die Ecken von Implantationen dar, deren Auswirkungen auf die elektrischen Felder nicht studiert werden können. Häufig ist es aber möglich, sich zur Berechnung bestimmter Größen mit an die Fragestellung angepaßten Querschnitten zu behelfen. Die genaue Definition der Fragestellung bestimmt die Gestaltung des simulierten Querschnitts und steht deshalb immer am Anfang eines Simulationsprojektes. Für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationsrechnungen wurden das Programmpaket ToSCA¹ [GAJEWSKI 92] verwendet.

5.2 Van Roosbroeck Gleichungen

Um das Verhalten beliebiger Halbleiterstrukturen zuverlässig berechnen zu können, ist ein mathematisches Modell notwendig, das die physikalischen Vorgänge beschreibt. Grundlage dieses Modells sind die Maxwellgleichungen, aus denen die elektrischen Grundgleichungen für Halbleiter hergeleitet werden können. Sie werden auch van Roosbroeck Gleichungen genannt und haben die Form [SELBERHERR 84, GAJEWSKI 92]:

$$\Delta\varphi = \frac{e}{\varepsilon_0\varepsilon_{Si}} \cdot (p - n + C) \quad \text{Poisson Gleichung} \quad (5.1)$$

$$\left. \begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n - e \frac{\partial n}{\partial t} &= e \cdot (R - G) \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p + e \frac{\partial p}{\partial t} &= - e \cdot (R - G) \end{aligned} \right\} \text{Kontinuitätsgleichung} \quad (5.2)$$

wobei sich die Ströme gemäß

$$\left. \begin{aligned} \vec{J}_n &= -e\mu_n n \cdot \vec{\nabla}(\varphi - \frac{k_B T}{e} \cdot \ln(\frac{n}{n_i})) \\ \vec{J}_p &= -e\mu_p p \cdot \vec{\nabla}(\varphi + \frac{k_B T}{e} \cdot \ln(\frac{p}{n_i})) \end{aligned} \right\} \text{Ladungsträgertransportgleichung} \quad (5.3)$$

berechnen. Die Symbole haben folgende Bedeutung:

φ	:	das elektrische Potential
n	:	die Elektronenkonzentration
p	:	die Konzentration der Löcher
$\vec{J}_{n/p}$:	der Strom der Elektronen/Löcher
ε_0	=	$8,854 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$ elektrische Feldkonstante
$\varepsilon_{Material}$:	Dielektrizitätskonstante (11,8 für Silizium, 3,4 für SiO ₂)
$\mu_{n/p}$:	die Beweglichkeit der Elektronen/Löcher
C	:	Dichte der ionisierten Atomrümpfe
$R - G$:	Rekombinations- und Generationsrate
n_i	:	die effektive Eigenleitungsichte des Halbleiters

Die ersten drei Größen (die Konzentration der Elektronen n , der Löcher p und das Potential φ) sind die unbekanntenen Funktionen der Differentialgleichung,

¹Two Dimensional Semi-Conductor Analysis Package

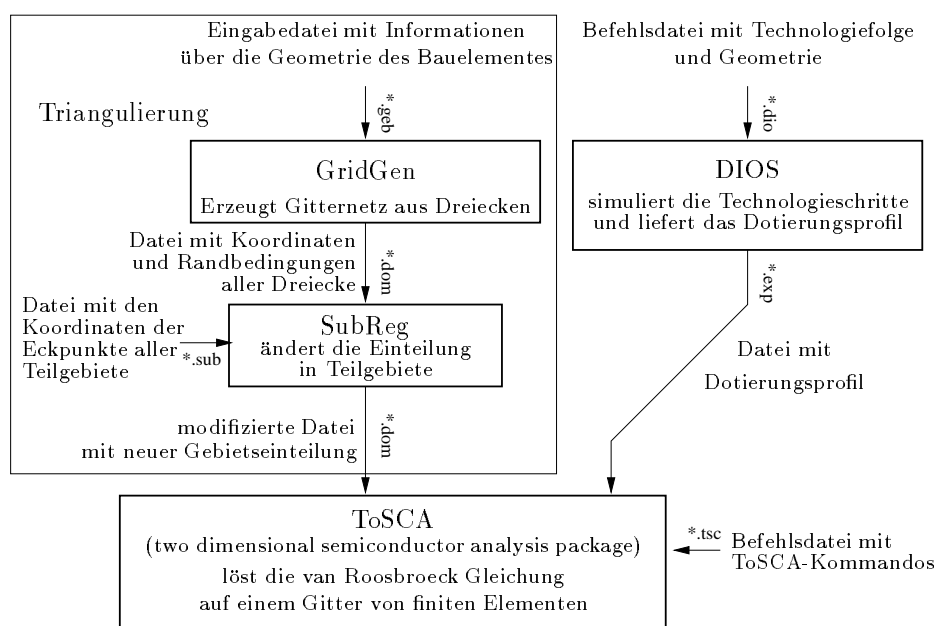


Abbildung 5.1: Blockdiagramm der Teilprogramme

die ToSCA mit einem finite-Elementeverfahren löst. Alle anderen Größen, wie z.B. die Ströme oder das elektrische Feld, werden dann vom Programm daraus berechnet. Die Modelle, die für die Berechnung der Ionisation der Dotieratome, der Generations- und Rekombinationsrate sowie der Ladungsträgerbeweglichkeit verwendet wurden, sind in [GAJEWSKI92] genannt.

Die Randbedingungen sind durch die Potentiale definiert, die an den Kontakten anliegen. An Oberflächen, die nicht von Oxid bedeckt sind und deren Potential nicht durch einen Kontakt festgelegt ist, wird angenommen, daß die Komponente des elektrischen Feldes senkrecht zur Oberfläche verschwindet (v. Neumannsche Randbedingung). Letzteres approximiert die praktische Situation, daß sich auf der äußeren Oberfläche des Oxides keine Ladungen befinden unter der Voraussetzung, daß die Dielektrizitätskonstante des Halbleiters viel größer als die des Vakuums ist. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationsrechnungen wurde analog zu [RICHTER96] das Potential der Oberflächen durch das Aufbringen eines zusätzlichen Kontaktes auf das Oxid realisiert. Diese Gaterandbedingung gibt die Situation wieder, daß die Oberfläche der Bauelemente eine gewisse Leitfähigkeit besitzen und sich die Potentiale, die an den Aluminierungen anliegen, im Laufe der Zeit über die gesamte Oberfläche durchstellen.

5.3 Struktur des Programmpaketes ToSCA

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Programmpaket besteht aus drei Komponenten, deren Zusammenwirken in Abb. 5.1 dargestellt sind. Die drei Teile entsprechen den drei Schritten, in denen die Simulationsrechnung abläuft.

Erst wird der zu simulierende Querschnitt mit einem Gitter überzogen und dabei in Teilgebiete eingeteilt, dann ggf. das Dotierungsprofil errechnet bevor die eigentliche Berechnung der Bauelementeeigenschaften geschieht.

5.3.1 Triangulierung

An die Triangulierung² des Bauelementequerschnitts werden bestimmte Anforderungen gestellt. Die Dreiecke sollten in den Gebieten des Querschnitts klein sein, in denen sich die Meßgrößen, die betrachtet werden oder die für die Berechnung anderer wichtig sind, stark ändern. Dies ist wichtig, weil alle Werte zwischen den Knotenpunkten linear interpoliert werden. Ist die Triangulierung zu grob, so gibt die Simulation den wirklichen Verlauf der Werte nur ungenügend wieder, und es kann ferner Probleme mit der Konvergenz der Iterationsverfahren geben. Andererseits ist ein feines Netz mit einem hohen Rechenaufwand und einem großen Bedarf an Speicherplatz verbunden, so daß immer ein geeigneter Kompromiß gefunden werden muß. Eine Methode dafür ist es, den Querschnitt des Detektors in Teilgebiete einzuteilen, in denen sich die Meßgrößen verschieden stark ändern und diese mit unterschiedlich großen Dreiecken zu überziehen. Die Flächen in der Nähe der Oberflächen sind in der Regel interessant, da die Implantationen nur in eine Tiefe von etwa $1\ \mu\text{m}$ reichen. Hier besitzt die Dotierung und damit auch die Dichte freier Ladungsträger oder das Potential einen großen Gradienten, so daß es wichtig ist, fein zu triangulieren. Kleine Dreiecke werden auch in den Oxidgebieten benötigt, da sie im Vergleich zu den Gesamtabmessungen der Bauelemente eine sehr geringe Dicke besitzen.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationsrechnungen wurden die Triangulierungen mit Hilfe des Programms GridGen [HEINEMANN 94] erzeugt, das für die Verwendung mit ToSCA entwickelt wurde und die oben genannten Faktoren berücksichtigt. Der Triangulierungsalgorithmus von GridGen sorgt auch dafür, daß sich die Größe der Dreiecke nicht zu stark verändert – also die Übergänge zwischen den Zonen grober und feiner Triangulierung fließend sind.

5.3.2 Simulationsrechnung mit ToSCA

Die eigentliche Simulation des Bauelements, also die numerische Lösung der van Roosbroeck Gleichungen, wird mit ToSCA durchgeführt. Für sie müssen vorliegen:

- eine Triangulierung, die die Geometrie des Bauelementes enthält,
- das Dotierungsprofil in Form von
 - Wertetabellen z.B. aus SIMS-Messungen oder
 - Simulationsergebnissen von Technologie-Simulationsprogrammen wie z.B. DIOS [STRECKER 93]

²Die Wahl von Dreiecken ist willkürlich; es könnten alle beliebigen n-Ecke verwendet werden. Die hier erwähnten Programme verwenden aber ausschließlich Dreiecke.

- die Materialparameter, wie z.B. die Dielektrizitätskonstanten.

Die Rechnung kann auch zeitaufgelöst erfolgen, so daß es möglich ist, den Einfluß von Spannungsänderungen an einem Kontakt auf andere Kontakte zu studieren. Außerdem läßt sich die Antwort auf generierte Ladungsträger ermitteln, um z.B. einen Teilchendurchgang zu simulieren. So werden Untersuchungen zur erreichbaren Ortsauflösung etc. möglich, wobei allerdings zu beachten ist, daß die hier verwendeten Programmpakete nur zweidimensional rechnen und so die laterale Drift der entstandenen Ladungsträger senkrecht zur Ebene des betrachteten Querschnitts nicht berücksichtigen können. Eine Ausnahme bilden zylindersymmetrische Bauelemente, wenn die zusätzliche Ladung genau entlang der Symmetrieachse generiert wird.

Eine detaillierte Anleitung zur Verwendung von ToSCA und DIOS zur Simulation elektrischer Eigenschaften von Siliziumdetektoren mit einer Beschreibung der Syntax ist in [ROHE 95] gegeben. Das Vorgehen zur Extraktion der im Rahmen dieser Arbeit benötigten Größen wird in Abschnitt 7.2 diskutiert.

Kapitel 6

Konzeption eines Pixeldetektors für den Einsatz bei ATLAS

Die Anforderungen an den Pixeldetektor des ATLAS-Experimentes wurden in Abschnitt 2.2 diskutiert. Der Entwurf wird einerseits bestimmt durch die geforderte Ortsauflösung, die eine Zellengröße von $50\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$ (bzw. $50\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$ in der Phase der Prototypen) vorschreibt. Die im Vergleich zu allen früheren Projekten am schwierigsten zu erfüllenden Anforderungen sind jedoch die Strahlenresistenz bis zu einer Fluenz von $10^{15}\ \text{n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und die hohe Anzahl der über 2000 benötigten Detektoren, die Testbarkeit und Fehlertoleranz aller Komponenten zu einem entscheidenden Faktor für den Erfolg des Projektes macht. In diesem Kapitel werden die unterschiedlichen Aspekte des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Sensorkonzepts diskutiert.

6.1 Geometrische Anforderungen

Ein Modul besteht aus einem Sensorbaustein, der mit 16 Auslesechips bestückt ist (siehe Abschnitt 2.4). Ein Auslesechip enthält in der derzeitigen Phase der Prototypen 18×160 Pixelzellen von je $400 \times 50\ \mu\text{m}^2$ Größe¹, die in 9 Doppelspalten angeordnet sind. Aus der Doppelspaltigkeit der Ausleseelektronik ergibt sich, daß die Bump Bond Verbindungen zwischen ihr und dem Sensor eine gespiegelte Geometrie haben, wie auch in Abbildung 6.1(a) zu sehen ist.

Es ist nicht möglich, die Auslesechips so eng auszusägen und so nahe beieinander auf den Sensor zu plazieren, das an den Nahtstellen zwischen zwei Chips die Periodizität von $400\ \mu\text{m}$ bzw. $50\ \mu\text{m}$ beibehalten werden kann. Es ist an diesen Stellen immer ein Gebiet von $400\ \mu\text{m}$ vorhanden, daß nicht von der Ausleseelektronik abgedeckt ist. Um auch in dieser Region Spuren zu sehen, werden die

¹Im Experiment ist eine Pixelgröße von $300 \times 50\ \mu\text{m}^2$ geplant, so daß ein Auslesechip der gleichen Größe dann 24 Spalten enthält [ATLAS 98].

Pixelzellen der ersten und letzten Spalte eines Chips um $200\ \mu\text{m}$ verlängert. In der Richtung orthogonal dazu gibt es vier zusätzliche Reihen von Pixelzellen, die nicht direkt ausgelesen werden können. Diese werden über eine Aluminiumbahn auf dem Detektor mit einer anderen Pixelzelle im sensitiven Bereich des Detektors verbunden. Die vier obersten Reihen in Abbildung 6.2 besitzen keinen eigenen Vorverstärker sondern sind nur über die senkrechten Aluminiumleitungen mit einem ausgelesenen Pixel verbunden. Diese Aluminiumbahnen sind derart angelegt, daß benachbarte Zellen nicht miteinander verbunden sind. Werden von einer Spur in diesem Bereich zwei benachbarte Zellen getroffen, so sprechen zwei nicht benachbarte Vorverstärker an. Diese Muster können zur Auflösung der so erzeugten Ambiguitäten genutzt werden. Wird nur ein Pixel getroffen, müssen sie mit Hilfe anderer Komponenten des Spurdetektors aufgelöst werden. Auf dem Sensor existieren also vier verschiedene Klassen von Pixelzellen, was die Programmierung der Spurfindungsalgorithmen deutlich erschwert. Ferner ist es nicht unproblematisch für den Betrieb der Ausleseelektronik (z.B. für das Einstellen der Schwelle), wenn die Pixelzellen verschiedene Kapazitäten und Leckstromniveaus besitzen. Probleme können sich auch durch die Kapazitäten der Leiterbahnen zu den von ihnen gekreuzten Pixelzellen ergeben. Diese Kapazitäten lassen sich pro überquerten Pixel mit mindestens $60\ \text{fF}$ abschätzen². Dies erhöht die Gesamtkapazität der betroffenen Pixelzelle je nach Länge der Leiterbahn beträchtlich und erhöht außerdem das Übersprechen der Signale auf die überquerten Pixelzellen.

Eine Möglichkeit, alle Gebiete des Sensors direkt mit einem Kanal der Ausleseelektronik zu verbinden, ohne unterschiedliche Klassen von Pixelzellen zu haben, bietet die MCM-D Technik. Wie in Abschnitt 2.4 erwähnt, werden dabei vier zusätzliche Metallagen auf die n^+ -Seite des Detektors aufgebracht. Diese können auch dazu verwendet werden, Signale von Pixelzellen, die nicht unmittelbar unter dem ihnen zugeordneten Vorverstärker liegen, an die entsprechende Stelle zu führen. Das heißt, die Pixelzellen auf dem Sensor müssen nicht die selbe Größe haben, wie die Zellen des Vorverstärkerchips, da in den vier zusätzlichen Metallagen ein sogenannter „Pitch Adapter“ implementiert werden kann. Die Pixelzellen des Sensor sind dann $51,25\ \mu\text{m}$ breit, so daß 2×160 Zellen die gesamte Breite der sensitiven Fläche abdecken. Da die Zellengröße der Auslesechips $50\ \mu\text{m}$ ist müssen die Pixelzellen des Sensors mit den maximal $200\ \mu\text{m}$ entfernten Bump Pads, verbunden werden. Das gleiche ist auch in der Längsrichtung möglich. Auf diese Weise kann ein Pixelsensor mit nur einer Klasse von Pixelzellen gebaut werden.

Die Pixelzellen sind in Form einer einfachen Matrix angeordnet (siehe Abbildung 6.1(a)). Verschiebt man jede zweite Zeile um eine halbe Pixellänge, so erhält man ein Backsteinmuster, weshalb eine solche Struktur auch als *bricked* bezeichnet wird (siehe Abbildung 6.1(b)). Diese Anordnung hat zwei Vorteile: Erstens verteilt sich der dominante Kapazitätsbeitrag auf vier nächste Nachbarn, so daß die Anfälligkeit für das Übersprechen von Signalen halbiert wird. Zweitens verbessert sich die Ortsauflösung entlang der langen Pixelseite um den Faktor zwei, wenn zwei Pixelzellen getroffen werden, was bei etwa 50 % der Spuren der Fall ist. Diese Option wird jedoch nur in Verbindung mit der MCM-D

²Zugrundegelegt wurde ein Plattenkondensator mit einer Fläche von $50\ \mu\text{m}^2$ bei einer Oxiddicke von $240\ \text{nm}$ und einer Nitridicke von $90\ \text{nm}$.

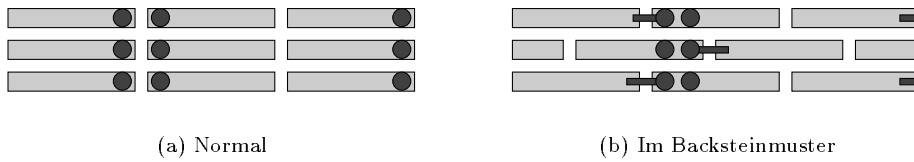


Abbildung 6.1: Zwei mögliche Anordnungen der Pixelzellen. Die dunklen Punkte deuten die Lage der Bump Pads an.

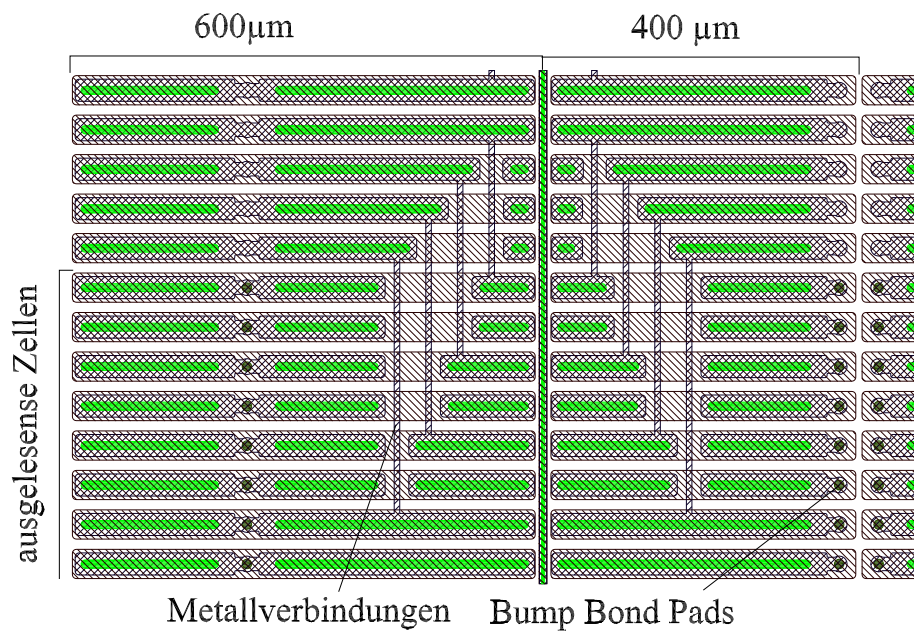


Abbildung 6.2: Detail aus dem Maskenentwurf eines Sensors im Bereich zwischen zwei Auslesechips. Die senkrechten Linien sind die Metallverbindung der Randpixel zu Zellen, die ausgelesen werden können. Die Pixel der linken Spalte sind $200\ \mu\text{m}$ länger, um den für die Elektronik unzugänglichen Bereich abzudecken.

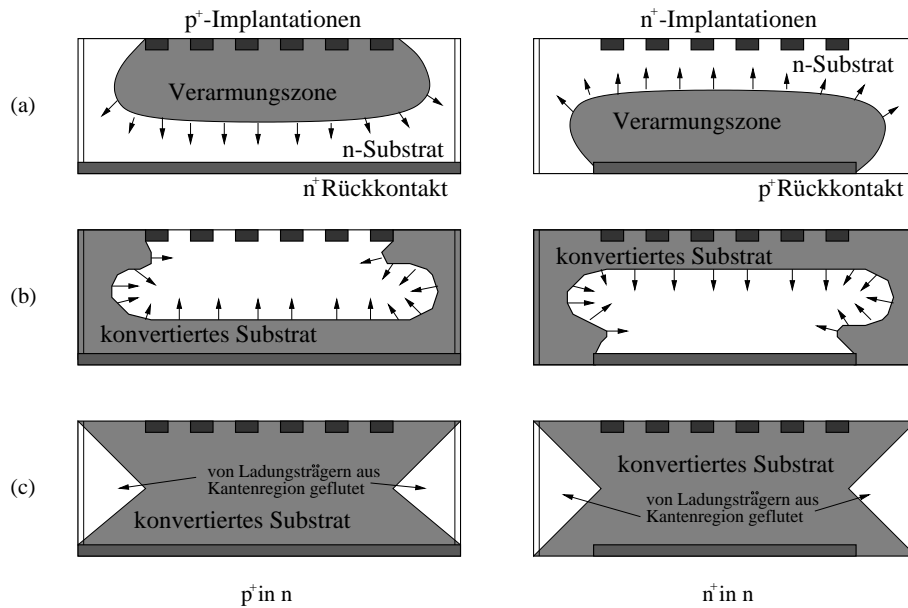


Abbildung 6.3: Vergleich von p^+n - und n^+n -Detektoren. Situation bei teilweiser Verarmung vor (a) und nach Leitungsstypkonvertierung unter Vernachlässigung der Ladungsträgergeneration im Bereich nahe der Schnittkante (b), sowie nach Leitungsstypkonvertierung bei voller Verarmung und unter Berücksichtigung der Ladungsträgergeneration im Bereich nahe der Schnittkante (c) (nach[ANDRICEK 98]).

Technik verfolgt, da sie sich nicht mit der gespiegelten Geometrie der Bump-Bond Verbindungen vereinbaren läßt. Es sind immer Metallbahnen nötig, die die Pixelzellen mit ihren Vorverstärkern verbinden, wie in Abbildung 6.1(b) angedeutet. Das Plazieren des Bump Pads über der Nachbarzelle führt bei der Verwendung nur einer Metallisierungsebene zu einer sehr großen Koppelkapazität, was zu einem Übersprechen der Signale führen kann.

6.2 Detektortyp

Bei Pixeldetektoren werden im Gegensatz zu doppelseitigen Streifendetektoren, beide Ortskoordinaten der Teilchenbahnen auf der gleichen Seite des Detektors gemessen. So ist auch nur die Segmentierung einer Detektorseite notwendig, weshalb man solche Bauelemente als *einseitige* Detektoren bezeichnet. Einseitige Siliziumdetektoren bestehen üblicherweise aus p^+ -Implantationen in hochohmigen n -Substrat. Der ohm'sche n^+ -Kontakt auf der Rückseite ist völlig unstrukturiert (siehe Abbildung 6.3). Der Vorteil dieser einseitigen p^+n -Detektoren liegt vor allem darin, daß auf ihrer n^+ -Seite keinerlei photolithographische Prozesse notwendig und sie so preiswert herzustellen sind. Ferner sind die p^+ -Pixel elektrisch voneinander isoliert, ohne daß es besonderer Vorkehrungen dafür bedarf. Vor der Bestrahlung sichern die p^+n -Übergänge die Isolation. Nach der Kon-

vertierung des Substrats zu p-artigen Material werden die p^+ -Implantationen von der durch die Oxidladungen verursachten Elektronenakkumulationsschicht in dem nicht konvertierten oberflächennahen Bereich elektrisch isoliert. Das Fehlen einer Zwischenpixelisolationstruktur, in deren Nähe meist hohe elektrische Feldstärken auftreten, ist der Grund dafür, daß p^+n -Detektoren meist höhere Durchbruchspannungen besitzen als n^+n -Detektoren. Ihre Spannungsfestigkeit wird im wesentlichen durch die Ränder und Schutzringe bestimmt.

Vor der Bestrahlung wächst die Verarmungszone von der strukturierten p^+ -Seite aus (siehe Abbildung 6.3 (a)). Ein p^+n -Detektor kann also vor der Substratkonvertierung teilweise depletiert betrieben werden. Wenn nach starker Bestrahlung das Substrat zum p-Leitungstyp konvertiert wandert der pn-Übergang zur n-Seite. Die unstrukturierte n^+ -Seite ist über die leitende Schnittkante mit der am Rand der p^+ -Seite vorhandenen Elektronenakkumulationsschicht verbunden. Da diese Elektronen wie eine n^+ -Implantation wirken, wächst die Verarmungszone gleichzeitig von der n^+ -Seite und vom Rand der p^+ -Seite, während in der Mitte eine undepletierte Region bleibt, die mit der p^+ -Streifen- bzw. Pixelimplantationen verbunden ist, wie in Abbildung 6.3 (b) unter Vernachlässigung der Ladungsträgergeneration dargestellt. Wird die Spannung auf mehr als ein Viertel der Verarmungsspannung erhöht, so bildet sich am Rand des Detektors ein Potentialminimum, daß mit Löchern gefüllt wird, die in der stark geschädigten Region der Schnittkante entstanden sind (siehe Abbildung 6.3 (c)). Der injizierte Strom wird durch den hohen Widerstand des mit Ladungsträgern überschwemmten und damit nicht mehr verarmten Bereichs begrenzt [LUTZ 97]. Solange die Verarmungszone nicht die Vorderseite erreicht hat, sind alle Pixel (bzw. Streifen) auf der p^+ -Seite über das Substrat hochohmig kurzgeschlossen. Das hochbestrahlte Substrat verhält sich jedoch vor allem für schnelle Signale wie ein (schlechter) Isolator. Deshalb können auch bei über die Konvertierung hinaus bestrahlten p^+n -Detektoren orts aufgelöste Signale im leicht unterdepletierten Zustand nachgewiesen werden [ANDRICEK 98].

Der Sensorbaustein des ATLAS-Pixeldetektors wird aber in der n^+n -Technologie gefertigt. Dies bedeutet, daß die Pixelzellen des Sensorbausteins aus n^+ -Implantationen im hochohmigen n-Silizium bestehen, während sich auf der Rückseite (also die p^+ -Seite) eine großflächige Diode befindet, die von einer Multischutzringstruktur umgeben wird (siehe Abbildung 6.3). Die Implantation, die den pn-Übergang erzeugt, darf auf keinen Fall bis zum Rand des Detektors reichen, da sonst der pn-Übergang durch die schweren Kristallschäden an der Schnittkante kurzgeschlossen wäre. Deshalb ist für n^+n -Detektoren eine Strukturierung der p^+ -Seite und damit eine doppelseitige Prozessierung obligatorisch. Ferner müssen Vorkehrungen getroffen werden, damit die n^+ -Elektroden nicht von der Elektronenakkumulationsschicht zwischen den Implantationen kurzgeschlossen werden. Die hierzu verwendeten Techniken werden in Abschnitt 6.3 beschrieben.

Ein unbestrahlter Siliziumsensor verarmt von der p^+ -Seite her (siehe Abbildung 6.3 (a)). Bevor die Verarmungszone die n^+ -Seite erreicht hat, sind hier alle Pixel durch das ungeschädigte und deshalb gut leitende Siliziumsubstrat elektrisch verbunden. Signalladungen würden sich also über alle Kanäle verteilen und könnten nicht nachgewiesen werden. Nach der strahlungsinduzierten Konvertierung des Leitungstyps wächst die Verarmungszone von der segmentierten n^+ -

Seite und ein Betrieb des Detektors ist auch im stark unterdepletierten Zustand möglich. Dies ist für den ATLAS-Pixeldetektor von besonderer Bedeutung, da z.B. die 250 μm dicken Detektoren der 1. Pixellage während zehnjährigen Betriebsdauer des ATLAS-Experimentes eine Verarmungsspannung von über 700 V erreichen werden (siehe Abschnitt 4.1.3). Aus technischen Gründen (wie z.B. der Isolierung der Kabel) ist es aber nicht geplant, Spannungen von über 600 V in den Innendetektor zu führen. Deshalb ist es für die späten Phasen des ATLAS-Experimentes notwendig, den Detektor mit guter Effizienz unterdepletiert zu betreiben. Dies ist möglich, da die Pixelzellen wegen ihrer kleinen Größe eine sehr kleine Kapazität besitzen und die Ausleseelektronik deshalb sehr kleine Signale (etwa 6000 Elektronen) nachweisen kann. Die Betriebsspannung soll dennoch so hoch wie möglich sein, um ein möglichst großes sensitives Volumen und damit ein möglichst großes Signal zu erhalten.

Der zweite und nicht minder wichtige Grund für die Wahl der aufwendigeren n^+n -Technologie ist, daß die doppelseitige Prozessierung der n^+n -Detektoren ein Schutzringkonzept erlaubt, bei dem alle Detektorkanten auf Erdpotential liegen (siehe Abschnitt 6.5). Dies ist wichtig für den Betrieb des gesamten Ensembles aus Detektor und Auslesechips bei hohen Betriebsspannungen (siehe Abschnitt 6.5).

6.3 N-Seiten Isolationstechnik

Im Gegensatz zur p^+ -Seite, wo die positive Oxidladung die Bildung eines p -Kanals zwischen den Streifen- oder Pixelimplantationen verhindert, müssen auf der n^+ -Seite Vorkehrungen getroffen werden, damit Oxidladung dort keinen leitenden n -Kanal verursacht. Für Detektoren, die in starken Strahlungsfeldern betrieben werden, wird dies mit einer Bor-Implantation zwischen den Ausleseelektroden bewerkstelligt, die einen lateralen pn -Übergang bildet und so eine Elektronenakkumulationsschicht unterbricht bzw. verhindert. MOS-artige Feldelektroden reichen wegen der strahlungsinduzierten Erhöhung der Flachbandspannung nicht aus. Da die Detektoren vor allem in späten Stadien des Experimentes – also nach einer Bestrahlung weit über die Leitungstypkonvertierung hinaus – bei sehr hohen Sperrspannungen betrieben werden müssen, ist die Spannungsfestigkeit der Detektoren ein zentraler Punkt. Sie wird bei den hier verwendeten n^+n -Detektoren in erster Linie durch die Isolationstechnik bestimmt. An den lateralen n -Übergängen treten Maxima des elektrischen Feldes auf, die zu Durchbrüchen führen können. Ziel muß es daher sein, die Isolationstechnik auf niedrige elektrische Felder hin zu optimieren. In diesem Abschnitt sollen nur kurz die Eigenschaften der möglichen Isolationstechniken besprochen werden.

Die bisher am weitesten verbreitete Technik, benachbarte n^+ -Implantationen elektrisch voneinander zu isolieren, besteht darin, zwischen den n^+ -Implantationen eine hochdotierte p^+ -Implantation einzufügen (siehe Abbildung 6.4 (a)). Dazu ist ein eigener photolithographischer Schritt notwendig, was die Herstellung verteuert. Ferner ist der minimale Abstand zweier n^+ -Implantationen durch die nötigen Justiergenauigkeit der Masken begrenzt. Die Justage der p -Stop-Maske bezüglich der n^+ -Implantation ist mit größter Sorgfalt vorzunehmen,

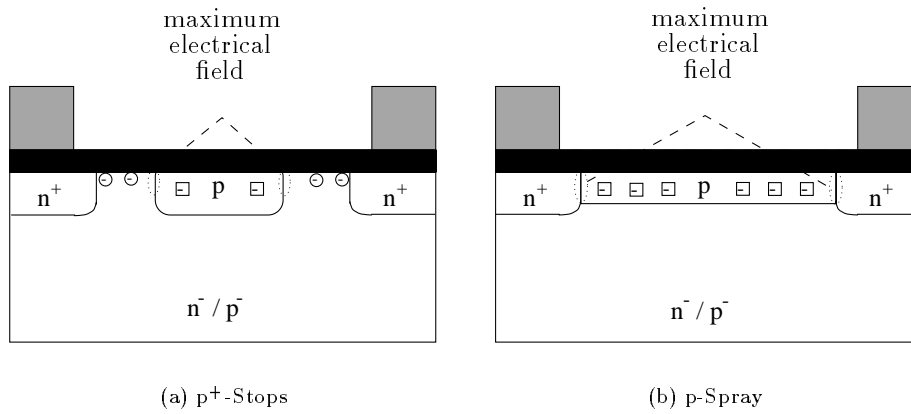


Abbildung 6.4: Techniken zur Isolation benachbarter n⁺-Implantationen. Angedeutet sind die Substratdotierung, die nach Bestrahlung konvertiert, sowie ortsfeste (□) und bewegliche Ladungsträger (○). Die Feldmaxima befinden sich an den lateralen pn-Übergängen [RICHTER 96].

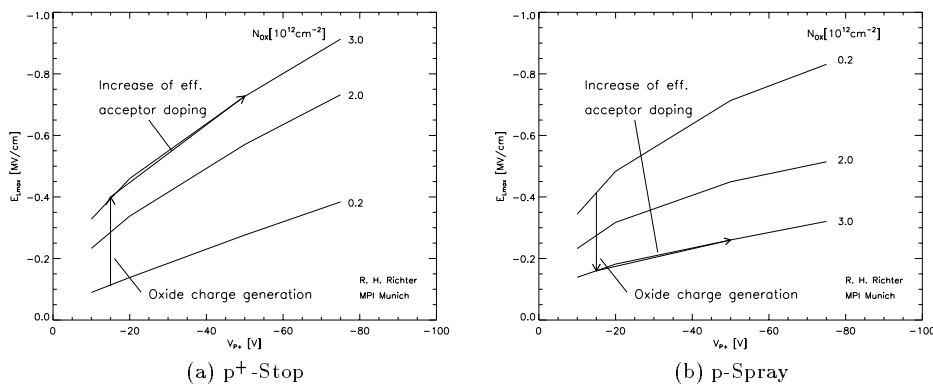


Abbildung 6.5: Das maximale laterale E-Feld in Abhängigkeit der Potentialdifferenz zwischen p-dotierter Isolation und den angrenzenden n⁺-Implantationen für verschiedene Oxidladungen N_{OX} . Die Entwicklung der Feldstärke während der Bestrahlung ist mit Pfeilen angedeutet [RICHTER 96].

da ein Überlappen der beiden Hochdosisimplantationen zu Zenerdurchbrüchen führen würde. Der Vorteil dieser Technik liegt vor allem darin, daß die übliche Dosis der Implantation von einigen 10^{14} Borionen pro Quadratzentimeter in jeden Fall ausreicht, um eine gute Isolation der Kanäle auch nach einer starken Bestrahlung sicherzustellen. Das elektrische Feld an der Grenze der p-Stop-Implantation wurde für verschiedene Situationen während der Bestrahlung mit dem Simulationsprogramm ToSCA berechnet [RICHTER 96]. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.5 (a) dargestellt. Das neue Bauelement besitzt eine niedrige Oxidladung von z.B. $N_{\text{Ox}} = 0,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Dieser Wert steigt schon bei niedrigen Strahlungsdosen von einigen 100 krad auf seinen Sättigungswert von hier angenommenen $N_{\text{Ox, sat}} = 3,0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Dies führt zu einer Akkumulation von Elektronen an der Grenzfläche zwischen Substrat und dem Siliziumoxid, was wiederum einen starken Anstieg der elektrischen Feldstärke zur Folge hat. Das Potential des p-Stops wird bestimmt durch die Geometrie, die Rückseitenspannung und die Substratdotierung. Da die effektive Substratdotierung und auch die Rückseitenspannung bei einem hochbestrahlten Detektor sehr hoch ist, steigt auch die Potentialdifferenz zwischen p-Stop und der n^+ -Implantation, was zu einem weiteren, allerdings schwächeren, Anstieg der elektrischen Felder führt. Ein Betrieb dieser Detektoren bei hohen Strahlenbelastungen ist also durch ihre abnehmende Spannungsfestigkeit begrenzt.

Eine andere Technik zur elektrischen Isolation der n^+ -Implantationen ist die sogenannte p-Spray-Technik [RICHTER 96]. Hier wird ein mitteldotiertes Borimplant ohne Maske auf der gesamten n^+ -Seite aufgebracht und an den Stellen der n^+ -Pixel bzw. Streifen durch deren Phosphorimplantationen überkompensiert (siehe Abbildung 6.4 (b)). Ein Vorteil dieser Technik ist, daß durch das Fehlen eines photolithographischen Schrittes, die Produktionskosten gesenkt werden. Ferner können, da keine Justagetoleranzen zwischen zwei Maskenschritten mehr einzuhalten sind, die Abstände zweier n^+ -Implantationen minimiert werden. Die Implantationsdosis muß so eingestellt werden, daß sie ausreicht, um einen Elektronenkanal zu unterdrücken wenn die strahlungsinduzierte Grenzflächenladung ihren Sättigungswert erreicht hat. Andererseits ist die Dosis so niedrig wie möglich zu wählen, um den Gradienten der Dotierungskonzentration und damit die elektrischen Felder so niedrig wie möglich zu halten. Im allgemeinen werden etwas mehr Borionen pro Flächeneinheit implantiert, als Oxidladungen nach Bestrahlung erwartet werden. Für eine typische Implantationsdosis sind die elektrischen Feldstärken an dem pn-Übergang zwischen n^+ -Implantation und p-Spray in Abbildung 6.5 (b) gezeigt [RICHTER 96]. Hier ist die lateral gerichtete elektrische Feldstärke zu Beginn am höchsten und nimmt mit einem Anstieg der Oxidladung ab. Dies liegt daran, daß die schwach p-dotierte Schicht durch die positive Oxidladung depletiert und die negativ geladenen Borionen diese Oxidladung kompensieren. Mit einsetzender Substratschädigung steigt dann die Potentialdifferenz zwischen dem p-Spray und den n^+ -Implantationen, was aber nur zu einem schwachen Anstieg des elektrischen Feldes führt. Insgesamt steigt also die Spannungsfestigkeit dieser Detektoren mit Bestrahlung. Dies ist auch eine in Hinblick auf Qualitätssicherung wichtige Eigenschaft, da so die Testbarkeit der Bauelemente gegeben ist. Ein Detektor, der zu Beginn des Betriebs eine ausreichende Spannungsfestigkeit besitzt, wird diese auch nach den strahlungsinduzierten Veränderungen des Bauelementes behalten.

Für die im Rahmen dieser Arbeit entworfenen und produzierten Detektoren wurden die p-Spray-Technik verwendet. Die entscheidenden Punkte für diese Entscheidung sind die bessere Strahlungshärte und die Möglichkeit, kleine Abstände zwischen zwei n^+ -Implantationen zu realisieren, was für die Integration einer Spannungszuführung auf dem Detektor (siehe Abschnitt 6.7) essentiell ist.

6.4 Herstellungstechnologie

Zur Herstellung von Siliziumsensoren steht die industriell sehr weit entwickelte Prozeßtechnologie der Mikroelektronik zur Verfügung. An den Herstellungsprozess stellen die Siliziumsensoren jedoch einige besondere Anforderungen:

- Größe der Bauelemente
- Empfindlichkeit der Rückseite
- Reinheit des Siliziumsubstrats

Hat ein Chip in der Mikroelektronik eine Fläche von ca. 1 cm^2 , so ist man in der Hochenergiephysik ähnlich wie in der Leistungselektronik an Bauelementen mit einer Fläche von über 10 cm^2 (bei Streifensensoren meist über 30 cm^2) interessiert. Um trotz der großen Fläche eine gute Ausbeute zu erreichen, ist eine Prozeßfolge und ein Design zu wählen, das sowohl eine geringe Fehleranfälligkeit als auch eine hohe Fehlertoleranz besitzt. Letzteres bedeutet, daß lokale Prozessierungsfehler in der Regel nicht zu einem Verlust des gesamten Bauelementes führen dürfen. Die im Zusammenhang mit dem ATLAS-Pixeldetektor diskutierten Siliziumsensoren sind beidseitig strukturierte Bauelemente. Aus diesem Grund muß bei Prozeßschritten auf der einen Seite die jeweils andere Seite geschützt werden, was spezielle Prozeßanlagen erfordert. Auch einseitige pn-Sensoren, deren Rückseite nicht strukturiert ist, sind empfindlich auf Beschädigungen der Rückseite, wenn sie, wie z.B. der Siliziumstreifendetektor des ATLAS-Experimentes, voll verarmt betrieben werden sollen. Die Tatsache, daß diese Sensoren auf hochohmigen Silizium ($2\text{ bis }5\text{ k}\Omega\text{ cm}$) hergestellt werden, erfordert eine höchste Reinheit bei der Prozessierung, vor allem bei den Ofenprozessen, um zu verhindern, daß Fremdstoffe in die Siliziumscheiben eindiffundieren.

Der von der Firma CiS verwendete Prozeß zur Produktion der Prototypen des ATLAS-Pixel-Sensors wurde am Halbleiterlabor der Max-Planck-Institute für Physik und extraterrestrische Physik entwickelt. Er ist in Tabelle 6.1 skizziert und enthält einschließlich der Passivierung nur fünf Photolithographieschritte pro Seite und insgesamt drei Implantationen. Durch die Produktion von Pixelsensoren mit p-Stop-Isolationstechnik auf den selben Siliziumwafern, die für Testzwecke im Prototypenstadium durchgeführt wurde, kommen noch zwei Maskenschritte und eine Implantation hinzu. Eine der wichtigsten Besonderheiten dieses Prozesses ist, daß er nur eine Oxidation enthält. Das thermische Oxid, das ganz zu Beginn aufgebracht wird, hat eine sehr gute Qualität und wird deshalb

1	thermische Oxidation (beidseitig)
2	Aufbringen von Photolack auf der n-Seite und Strukturierung mit der Maske der n ⁺ -Implantation
3	Ätzen einer Stufe zur Justage der folgenden Maskenschritte
4	Phosphorimplantation auf der n ⁺ -Seite ($\Phi = 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, $E = 180 \text{ keV}$)
5	Aufbringen von Photolack auf der p-Seite und Strukturierung mit der Maske der p ⁺ -Implantation
6	Ätzen einer Stufe zur Justage der folgenden Maskenschritte
7	Borimplantation auf der p ⁺ -Seite ($\Phi = 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, $E = 70 \text{ keV}$)
(8)	Aufbringen von Photolack auf der n-Seite und Strukturierung mit der Maske der p-Stop-Implantation
(9)	Borimplantation auf der n ⁺ -Seite ($\Phi = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $E = 150 \text{ keV}$)
10	Aktivierung der Implantationen (tempern unter Schutzgas)
11	Aufbringen der Nitridschicht (beidseitig)
(12)	Abdecken der p-Stop-Sensoren mit Photolack (n-Seite)
13	Borimplantation auf der n ⁺ -Seite ($\Phi = 3,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $E = 110 \text{ keV}$)
14	Aktivierung der Implantationen (tempern unter Schutzgas)
15, 16	Öffnen der Kontaktlöcher im Nitrid (beidseitig)
17, 18	Öffnen der Kontaktlöcher im Oxid (beidseitig)
19, 20	Aufbringen und Strukturieren des Aluminiums (beidseitig)
21	Legieren des Aluminiums
22, 23	Aufbringen und Strukturieren der Passivierung (beidseitig)

Tabelle 6.1: Prozeßfolge für die Herstellung des ersten Prototypen der ATLAS-Pixel-Sensoren. Sollten sich keine Bauelemente mit p-Stop-Isolation auf den Wafern befinden, so werden die Schritte 8, 9 und 12 ausgelassen.

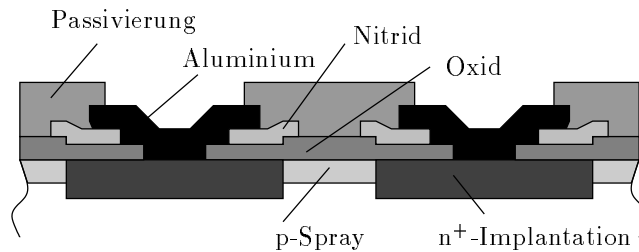


Abbildung 6.6: Die aus dem in Tabelle 6.1 resultierende Schichtfolge auf der n^+ -Seite (p^+ -Seite ist analog, jedoch ohne Isolationsimplantation).

nicht mehr entfernt. Die Implantationen geschehen durch das Oxid mit einer entsprechend höheren Energie. Die Nitridschicht dient einerseits als mechanischer Schutz und andererseits als Maske zur Moderierung der p-Spray-Implantation (siehe Abschnitt 11.2). Der aus dieser Prozeßfolge resultierende Bauelementequerschnitt ist für die n^+ Seite eines ein p-Spray-Sensors in Abbildung 6.6 dargestellt. Für die p^+ -Seite ist die Schichtung bis auf die Implantationen identisch.

6.5 Schutzringe

Der pn-Übergang auf der p-Seite des Sensors darf auf keinen Fall bis zur Schnittkante reichen. Die Region nahe der Schnittkante ist wegen der durch den Schneidevorgang verursachten Kristallschäden leitfähig und würde den pn-Übergang kurzschließen. Aus diesem Grund muß die p-Seite jedes Siliziumsensors strukturiert werden. Ferner darf auch die Verarmungszone nicht bis zu diesem stark geschädigten Bereich reichen, da die von den starken Kristallschäden verursachten zusätzlichen Energiezustände als sehr effektive Generations- und Rekombinationszentren wirken. Es führt zu einem sehr starken Anstieg des Leckstroms, wenn die Verarmungszone die Schnittkante erreicht. Um dies zu verhindern, kann die Diodenimplantation mit nicht kontaktierten ringförmigen p^+ -Implantationen, sog. Schutzringen, umgeben werden. Schutzringstrukturen können dazu verwendet werden, einen kontrollierten Abbau des Potentials vom Zentrum des Detektors zum Rand hin zu bewerkstelligen. Wie oben erwähnt, soll der ATLAS-Pixeldetektor bei bis zu 600 V betrieben werden und es ist deshalb wichtig, diese Potentialdifferenz so kontrolliert wie möglich zu überbrücken, um elektrische Durchbrüche im Randbereich zu vermeiden.

Um einen langsamen, stufenweisen Potentialabbau zum Rand hin zu erreichen, bietet es sich an, mehrere Schutzringe zu verwenden. Deren Entwurf sollte daraufhin optimiert sein, daß eine möglichst große Potentialdifferenz zwischen zwei Ringen nicht zu hohen Strömen zwischen ihnen führt. Eine Möglichkeit, dies zu erreichen ist es, die Metallisierung des jeweils äußeren Rings bis zur Mitte der Lücke zum nächsten Ring zu führen [BISCHOFF 93]. Abbildung 6.7 zeigt einen Querschnitt durch zwei Schutzringe auf der p^+ -Seite. Die äußere Region der p^+ -Seite ist, da die Dioden in Sperrichtung gepolt sind, auf einem positi-

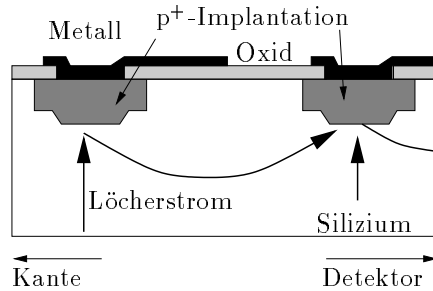


Abbildung 6.7: Schematischer Querschnitt zweier Schutzringe (nach [BISCHOFF 93]).

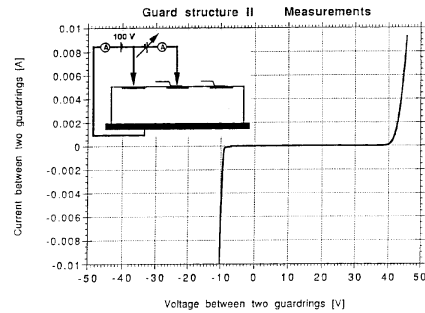


Abbildung 6.8: Kennlinie zwischen zwei benachbarten Schutzringen [BISCHOFF 93].

veren Potential als die innere. Liegen beide Ringe in der Verarmungszone, so fließt der Löcheranteil des Leckstroms zu den p⁺-Implantationen und von dort aus durch den Punch-Through-Mechanismus (siehe Abschnitt 3.1.5) von Ring zu Ring bis zur kontaktierten Diode im Detektorinneren. Der Spannungsabfall zwischen den Ringen, also die Punch-Through-Spannung, wird in erster Linie durch die von der Raumladung zwischen den Ringen aufgebauten Potentialbarriere bestimmt. Diese Barriere kann zusätzlich durch den MOS-Überlapp des äußeren Rings erhöht werden, da dessen positiveres Potential den Löcherstrom in die Tiefe des Substrats ablenkt. Abbildung 6.8 zeigt eine gemessene Kennlinie zwischen zwei benachbarten Schutzringen, dieser Bauart. Man sieht, daß die maximale Spannung, die zwischen den beiden Ringen abfallen kann für die dort getestete Geometrie bei etwa 40 V liegt. Möchte man eine Potentialdifferenz von etwa 700 V überwinden, so werden etwa 18 Schutzringe benötigt.

In den Prototypen für den ATLAS-Pixeldetektor wurde eine solche Multischutzringstruktur verwendet, die sich schon bei Siliziumstreifendetektoren bewährt hatte. Abbildung 6.9 zeigt die Potentiale der einzelnen Ringe in Abhängigkeit von der angelegten Spannung gemessen an einem einseitigen Streifendetektor nach einer Bestrahlung mit 24 GeV Protonen bis zu einer Fluenz von $\Phi = 1,1 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ [ANDRICEK 97]. Es ist zu erkennen, daß an den inneren Ringen eine höhere Spannung abfällt als an den äußeren. In der für den ersten Pixel-Prototypen verwendeten Struktur wurde dies schon berücksichtigt, so daß dieser Effekt stark unterdrückt wird. Messungen an bis zu Fluenzen von 10^{15} cm^{-2} bestrahlten Sensoren zeigen die Spannungsfestigkeit des Schutzringentwurfs bis über 600 V.

Da es sich bei dem ATLAS-Pixeldetektor um einen doppelseitig prozessierten n⁺n-Detektor handelt, wäre es möglich, auf beiden Seiten eine Multischutzringstruktur zu implementieren, um so den Spannungsabfall (nach der Konvertierung des Detektors) über einen größere Strecke zu bewerkstelligen. Im Falle von Pixeldetektoren ist man daran aber nicht interessiert. Die Detektoren sind nur durch eine 10 – 20 μm hohe Metallkugel (das Bump) von der sehr empfindlichen Ausleseelektronik getrennt. Da die Auslesechips am Rand über die sensitive Fläche des Detektors hinausreichen, ist darauf zu achten, daß die Potentialdifferenz zwischen beiden nicht den Wert von ca. $1,2 \text{ V } \mu\text{m}^{-1}$, der Durchspruchs-

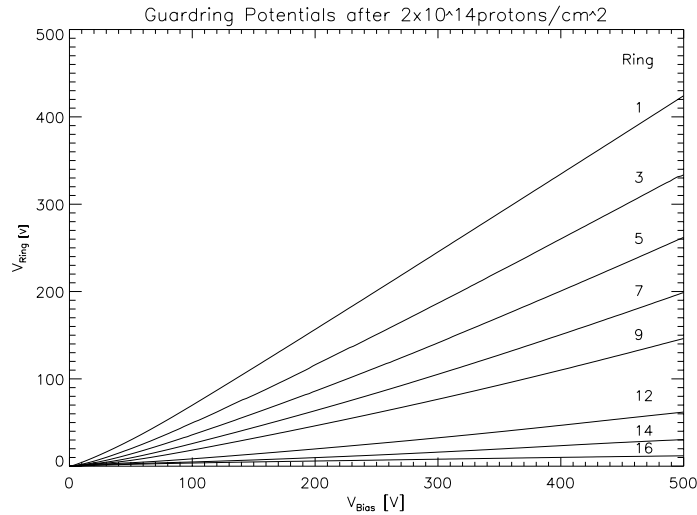


Abbildung 6.9: Potentiale der einzelnen Schutzringe als Funktion der angelegten Spannung nach einer Bestrahlung mit 24 GeV Protonen (Fluenz $\Phi = 1,1 \cdot 10^{14}$ n_{eq}/cm²) [ANDRICEK 97].

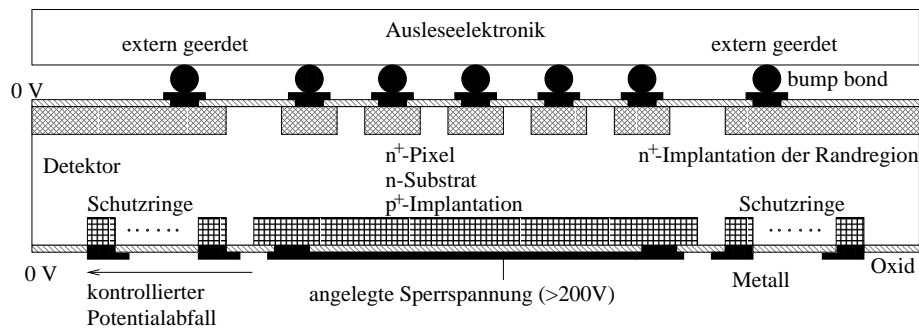


Abbildung 6.10: Illustration des Schutzringkonzeptes für den ATLAS-Pixeldetektor. Der gesamte Spannungsabfall wird auf der Rückseite des Detektor abgebaut, so daß alle Detektorkanten auf Erdpotential liegen.

spannung von Luft [HCP73] überschreitet. Wegen des geringen Abstands könnten schon Potentialdifferenzen von ca. 20 V Überschläge zwischen Detektor und Ausleseelektronik verursachen, die vor allem die Elektronik stark beschädigen könnten. Um dies zu verhindern und auch um eine höhere Sicherheit beim Aufbau des Gesamtsystems aus über 2000 Modulen zu haben, ist man daran interessiert, alle Detektorkanten auf Erdpotential zu halten. Dazu wird der gesamte Randbereich der n^+ -Seite mit einer n^+ -Implantation versehen, die über einen externen Anschluß auf Erdpotential gehalten wird (siehe Abbildung 6.10), was der Situation in einseitigen p^+n -Detektoren entspricht.

6.6 P-Seiten-Design

Die p^+ -Seite des ATLAS-Pixeldetektors besteht aus einer großflächigen p^+ -Implantation, die den pn-Übergang erzeugt, der den Detektor verarmt. Diese Fläche ist umgeben von einer Multischutzringstruktur, die den kontrollierten Potentialabbau zum Rand hin sicherstellt und die laterale Ausbreitung der Raumladungszone verhindert. Abbildung 6.11 zeigt die Randregion der p-Seite. Dort sind die Schutzringe mit den nach innen überlappenden Metallisierungen zu sehen. Die sensitive Fläche des Detektors ist großflächig metallisiert. Die Kontaktöffnungen zwischen dem Aluminium und der darunter liegenden p^+ -Implantation ist auf ein sehr kleines Gebiet am Rand der großflächigen Diode beschränkt. Die verbleibende Oxid- und die darüberliegende Nitridschicht dienen zusammen mit der etwa $1\ \mu\text{m}$ dicken Aluminisierung als Schutz vor mechanischen Beschädigungen zusätzlich zur Passivierung. Um in jede Pixelzelle mit einem Laser Signalladung injizieren zu können, enthält die Aluminisierung über jeder Zelle ein kleines Fenster (siehe Abbildung 6.11). Solche Laser-Tests können zur Endkontrolle der fertigen Detektormodule genutzt werden.

6.7 Testbarkeit von Pixeldetektoren

Für den ATLAS-Pixeldetektor wird eine große Menge von über 2000 Detektormodulen benötigt. Die Herstellung eines Moduls aus seinen verschiedenen Bestandteilen ist ein sehr aufwendiger Prozeß, der viele zum Teil kritische Schritte erfordert. Um bei der Modulproduktion eine gute Ausbeute zu erhalten, ist es notwendig, alle Bauteile vor und nach jedem Assemblierungsschritt zu testen. So ist es also auch wichtig, daß nur getestete Detektoren in den aufwendigen und teuren Bump-Bond-Prozeß gegeben werden. Die einfachste Möglichkeit, einen Siliziumdetektor noch auf dem Siliziumwafer zu testen, ist das Messen einer IV-Kennlinie. Da schon kleine Defekte im Sensor einen Stromanstieg verursachen wenn die Verarmungszone sie erreicht, ist dies zugleich eine wirkungsvolle Methode, die Qualität der Detektoren zu kontrollieren. Manche Defekte wie z.B. das Überlappen von hochdotierten p^+ - und n^+ -Implantationen führen aber erst zu Durchbrüchen, wenn an ihnen eine Spannung von einigen Volt anliegt, der Detektor also überdepletiert ist. Dazu muß die gesamte Oberfläche der p^+ - und n^+ -Seite kontaktiert sein. Bei einem hoch segmentierten Pixeldetektor wird es kaum möglich sein, auch nur einen nennenswerten Bruchteil der rund 50 000 Pix-

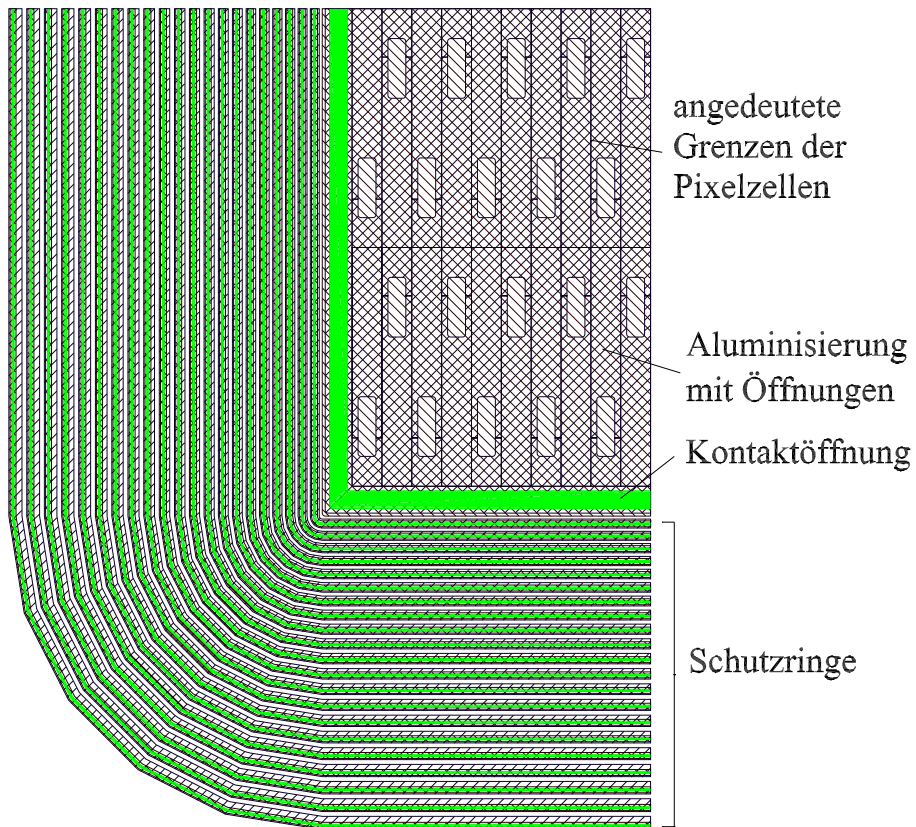


Abbildung 6.11: Detail der p^+ -Seite des Pixeldetektors. Die Pixelregion ist im oberen Teil der Abbildung zu sehen. Über jeder Pixelzelle befindet sich eine Öffnung in der Aluminisierung, die zum Einschub von Laserlicht gedacht ist. Die Grenzen der Pixelzellen auf der gegenüberliegenden Oberfläche sind eingezeichnet. Im unteren Teil der Abbildung ist die Schutzringstruktur zu sehen.

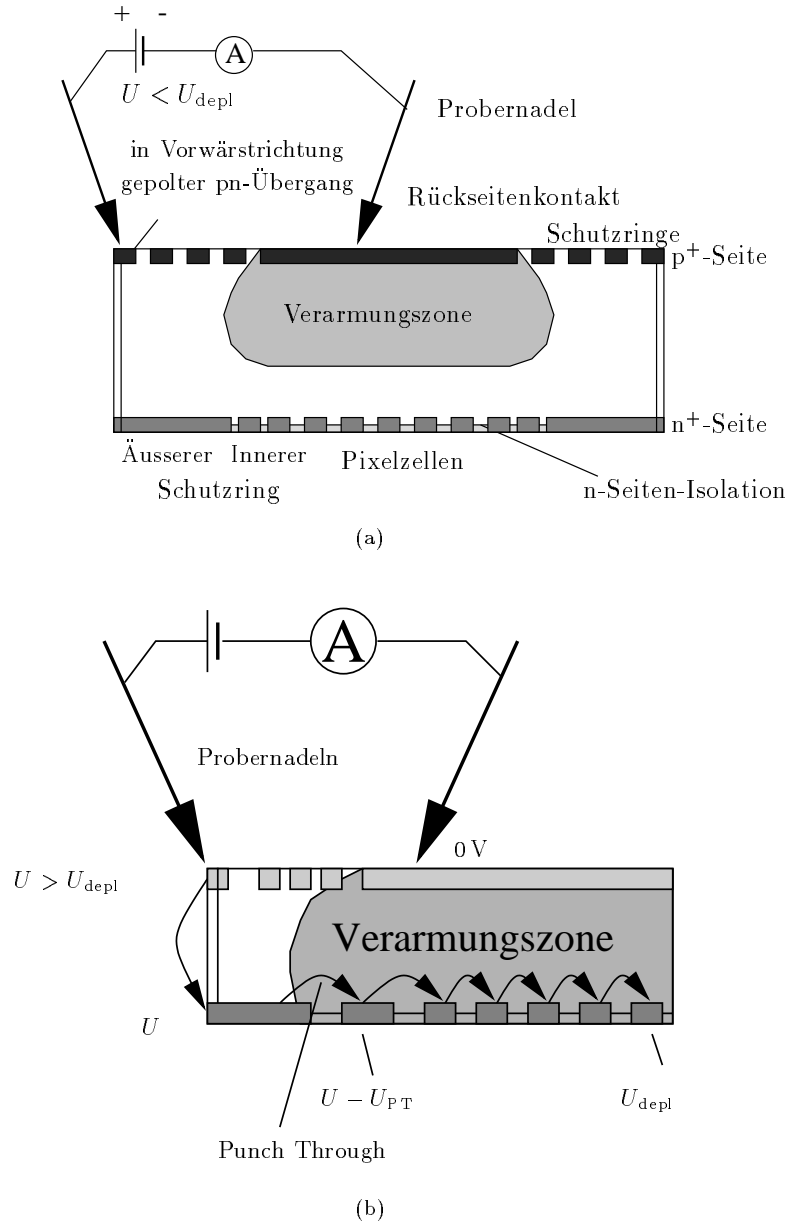


Abbildung 6.12: Messung der IV-Kennlinie eines Pixeldetektors mit zwei Probernadeln. Ist die angelegte Sperrspannung kleiner als die Verarmungsspannung, so sind die n^+ -Implantationen an der n-Seite über das nicht verarmte Substrat kurzgeschlossen (a). Ist die angelegte Sperrspannung größer als die Verarmungsspannung, werden die Pixelzellen von der Schnittkante abgeschnürt. Das Potential der einzelnen Pixelzellen nähert sich bei steigender Entfernung von der Schnittkante der Verarmungsspannung (b).

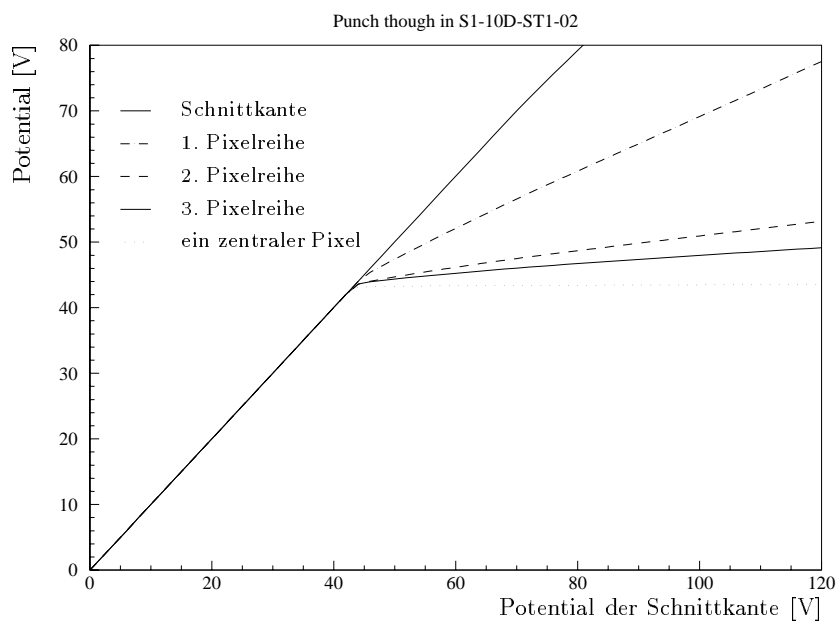


Abbildung 6.13: Gemessene Potentiale verschiedener Pixelzellen in Abhängigkeit von der angelegten Sperrspannung. Bis zum Erreichen der Verarmungsspannung U_{depl} sind alle Pixel leitend durch das Substrat verbunden und liegen deshalb auf dem gleichen Potential. Nach Überschreiten der Verarmungsspannung weicht das Potential der Pixel immer weiter von dem der Schnittkante ab. Die inneren Pixelzellen bleiben trotz der Spannungserhöhung bei der Verarmungsspannung stehen.

elzellen direkt (z.B. mit einer Proberkarte) zu kontaktieren. Testmessungen werden aus Zeitgründen mit nur wenigen Nadeln durchgeführt werden. Wegen der kleinen Passivierungsöffnungen an den Bump-Pads (Durchmesser: $13\mu\text{m}$) ist auch die Verwendung von leitfähigen Kunststoffen, sog. *conductive rubber*, zur Kontaktierung der Pixelzellen ausgeschlossen.

Ein möglicher Meßaufbau für eine IV-Messung ist in Abbildung 6.12(a) dargestellt. Der zu untersuchende Detektor wird mit zwei Nadeln an der p^+ -Seite angetastet. Eine Nadel kontaktiert die großflächige p^+ -Implantation, den Rückseitenkontakt des Detektors, während die zweite Nadel auf der Schnittkante des Detektors liegt. Die Schnittkante ist über die Kante des Wafers oder das nicht depletierte Substrat mit der n^+ -Seite verbunden. So lange die angelegte Spannung unter der Verarmungsspannung liegt, sind auf der n^+ -Seite alle Implantationen durch das Substrat kurzgeschlossen und liegen auf dem gleichen Potential (siehe Abbildung 6.12(a)). Wird die Verarmungsspannung U_{depl} erreicht, so werden die Pixel, von der Spannungsversorgung abgeschnürt (siehe Abbildung 6.12(b)). Der Volumenstrom, der in diese Pixel fließt, wird über den Punch-Through-Mechanismus zum nächsten weiter außen liegenden Pixel geleitet bis der Rand erreicht ist. Der Spannungsabfall zwischen den Pixeln hängt von der Geometrie, der angelegten Spannung und dem Volumenstrom ab und kann Werte von einigen zehn Volt annehmen. Das heißt, das schon Pixel mit einem relativ kleinen Abstand zum Rand, nur noch auf der Verarmungsspannung liegen und nicht überdepletiert werden können. Abbildung 6.13 zeigt eine Messung des Potentials einzelner Pixel in Abhängigkeit von der angelegten Sperrspannung. Der Aufbau ist wie in Abbildung 6.12(b) skizziert mit dem Unterschied, daß mit einer dritten Nadel das Potential der Pixelzellen auf der n^+ -Seite gemessen wurde. Bei Spannungen unterhalb der Verarmungsspannung U_{depl} ist das Potential aller Pixel gleich, da sie durch das leitende Substrat verbunden sind. Nach Erreichen der Verarmungsspannung entfernt sich das Potential der Pixelzellen mit steigendem Abstand vom Rand weiter von dem Potential der Schnittkante, bis es in einiger Entfernung vom Rand nicht mehr von der angelegten Rückseitenspannung abhängt. Eine solche Messung würde einen Großteil der Detektorfläche nicht testen; eine Situation, die für die Massenproduktion von ATLAS-Pixel-Modulen nicht akzeptabel erscheint.

Um dennoch eine aussagekräftige Qualitätskontrolle von Pixeldetektoren noch auf Waferebene durchführen zu können, wurde bei den im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Pixeldetektoren in jeder Pixelzelle eine Struktur zur Spannungszuführung integriert. Abbildung 6.14 zeigt zwei mögliche Maskenentwürfe zur Implementierung einer solchen Spannungszuführung. Zwischen je zwei Spalten von Pixelzellen befindet sich eine implantierte Linie (Abbildung 6.14(a)), die nahe an den Pixelimplantationen vorbeiführt. Liegt an ihr eine Spannung an, wird jede Pixelzelle über den Punch-Through-Mechanismus erreicht und auf einem festen Potential gehalten. Auf diese Weise ist es möglich, mit zwei Probernadeln eine IV-Messung durchzuführen, bei der alle Pixelzellen der n^+ -Seite auf dem gleichen Potential liegen. Nur so können Defekte der n^+ -Seite bemerkt werden. Nach dem Zusammenfügen von Detektoren und Ausseelektronik werden die einzelnen Pixelzellen von der Elektronik durch die Bump Bonds auf Erdpotential gehalten und das Gitter zur Spannungszuführung wird nicht mehr verwendet. Aus diesem Grunde ist in derart gebauten Pixeldetektoren kein zusätzlicher

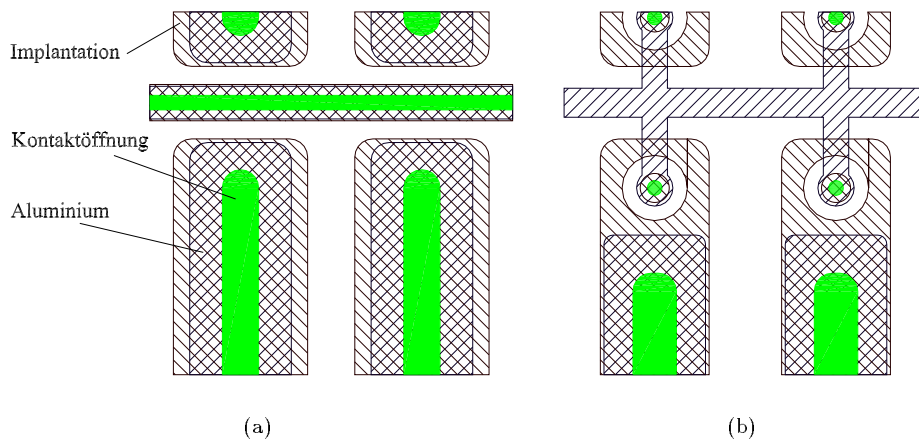


Abbildung 6.14: Ausschnitt aus den Maskenentwürfen zweier Implementierungen eines Gitters zur Spannungszuführung.

Rauschanteil beobachtet worden, wie bei stark bestrahlten Streifendetektoren bekannt ist, deren Spannungszuführung mittels des Punch-Through-Effektes geschieht [AZZI96, ANDRICEK 98]. Im Falle von einzelnen fehlenden Bump-Bond Verbindungen wird durch die integrierte Spannungszuführung gewährleistet, daß alle Pixelzellen nahe des Erdpotentials liegen und deshalb keine Gefahr von Spannungsüberschlägen zur weniger als $10\text{--}20\ \mu\text{m}$ entfernten Ausleseelektronik besteht. Außerdem es möglich, Testdetektoren nur teilweise mit Elektronik zu bestücken, da sämtliche Pixelzellen hochohmig mit dem Erdpotential verbunden sind und sich so trotzdem eine homogene Raumladungszone im gesamten Detektor ausbreitet.

Die Fläche, die diese Buslinie einnimmt, geht jedoch der sensitiven Detektorfläche verloren, da die Signalladung, die von ihr gesammelt wird, nicht nachgewiesen werden kann. Ziel muß es daher sein, ihre Größe und ihren Einfluß auf das Ladungssammlungsverhalten des Detektors soweit wie möglich zu minimieren. Die ersten Prototypen des ATLAS-Pixelsensors sind die ersten Pixelsensoren, die mit einer solchen Spannungszuführung ausgerüstet sind. Für sie hat sich der Begriff des *Bias Grid* eingebürgert.

Einen Versuch die Spannungszuführung zu optimieren, ist in Abbildung 6.14(b) zu sehen. Die n^+ -Implantation, von der aus die Pixelzelle erreicht wird, ist in das Innere der Zelle verlegt worden. Dadurch ist der Implantationspunkt, der eine insensitive Detektorfläche darstellt, umgeben von der eigentlichen Pixelimplantation. Durch diese Abschirmung soll der Einfluß des Implantationspunktes auf das Ladungssammlungsverhalten des Detektors lokal auf die Fläche des Punktes begrenzt werden. Die Buslinie, die die einzelnen Implantationspunkte mit dem inneren Schutzring verbindet, ist nur noch als Aluminiumbahn aufgeführt und nicht mehr implantiert. So ist die Ladungssammlung in der Fläche zwischen den Pixelzellen, über der diese Metallbahn verläuft, nicht mehr beeinträchtigt. Ein weitere Vorteil dieser Geometrie ist die Rotationssymmetrie der Punch-Through-Struktur, die zu niedrigen elektrischen Feldstärken in ihrer

Umgebung führt. Durchbrüche, die bei hohen Spannungen in den IV-Kennlinien zu sehen sind, sind dann wahrscheinlich an anderen Stellen im Sensor und nicht in der Umgebung der Punch-Through-Struktur lokalisiert. Diese Messung simuliert an besten die Betriebssituation, in der der Detektor durch die Ausleseelektronik mit Spannung versorgt wird. Der Vorteil der einfacheren Geometrie in Abbildung 6.14 (a) ist neben ihren geringeren Anforderungen an die Photolithographie ihre Unempfindlichkeit gegenüber Fehlstellen im Siliziumoxid (sog. *pin holes*), die unter der Leiterbahn der in Abbildung 6.14 (b) dargestellten Realisierung zu einem Ausfall des Sensors führen würde. Jedoch ist die Fläche der Leiterbahn nur ein kleiner Bruchteil der gesamten Detektorfläche und es sind deshalb keine Ausbeuteverluste zu erwarten.

Um die Ströme verschiedener Gebiete separat messen zu können, sind die Buslinien, die eine Doppelspalte von Pixelzellen mit der Spannung versorgen, von dem Schutzring durch einen kleinen Spalt getrennt. Sollte nur der äußere Ring angeschlossen sein, so werden alle Spalten über den Punch-Through-Effekt erreicht. Werden mehrere Nadeln auf die n^+ Seite gesetzt, so lassen sich die Ströme verschiedener Regionen trennen, was unter Umständen zur Lokalisierung von Defekten dienen kann. Der Nachteil dieser zusätzlichen Meßoption ist, daß im eigentlichen Detektorbetrieb, das Potential der Buslinien nicht von außen festgelegt werden kann, sondern von der Punch-Through-Spannung zwischen dem Schutzring und dem Gitter abhängt.

Kapitel 7

Designoptionen für den ersten Sensorprototypen

7.1 Ziel des ersten Prototypen

Die Entwicklung des Pixelsensors für den Sensorbaustein des ATLAS-Pixeldetektors geschieht in mehreren Phasen. Die 1. Prototypenproduktion des Pixelsensors verfolgte vor allem das Ziel, die Strahlendosis unterschiedlicher Designansätze zu evaluieren. Da bisher noch nicht versucht wurde, Siliziumsensoren nach Teilchenfluenzen in der Größenordnung von $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ zu betreiben, wurde hierbei versucht eine größtmögliche Vielfalt von Entwürfen zu realisieren. Da zum Test der einzelnen Komponenten des Detektorsystems, vor allem der Ausleseelektronik, die Strahlendosis in dieser Phase der Prototypen nicht vorrangig ist, konnten auch neue und bisher nicht erprobte Ideen umgesetzt und getestet werden.

Aus diesem Grunde wurde bei dieser Prototypenproduktion sowohl Bauelemente mit den von vielen kommerziellen Anbietern standardmäßig verwendeten individuellen p-Stops als auch solche mit der p-Spray-Technik produziert. Um die beiden Bereiche eines jeden Wafers voneinander zu trennen, wurde eine eigene Maske verwendet, die die Sensoren mit p-Stops während der p-Spray-Implantation abdeckt. So konnte neben der p-Stop-Technik gleichzeitig die eine bessere Strahlendosis versprechende p-Spray-Technik getestet werden. Die Sensoren, die die p-Stop-Isolationstechnik verwenden, sind nicht Teil dieser Arbeit und sollen deshalb nur kurz erwähnt werden. Eine detaillierte Diskussion befindet sich in [ATLAS 98] und [HÜGGING 97]. Das im Kapitel 6 besprochene Grundkonzept der n^+n -Sensoren mit Schutzringen nur auf der p-Seite ist für alle Pixelsensoren dieser Prototypenproduktion identisch. Die verschiedenen Sensoren unterscheiden sich im Entwurf der einzelnen Pixelzelle. Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Designs entwickelt und mit Hilfe von ausführlichen Bauelementesimulationen verglichen. Die Optimierungsparameter dieser Simulationsstudie sind die Zwischenpixel- und Gesamtkapazität, die maximale elektrische Feldstärke und das Ladungssammlungsverhalten. Die ersten beiden sind

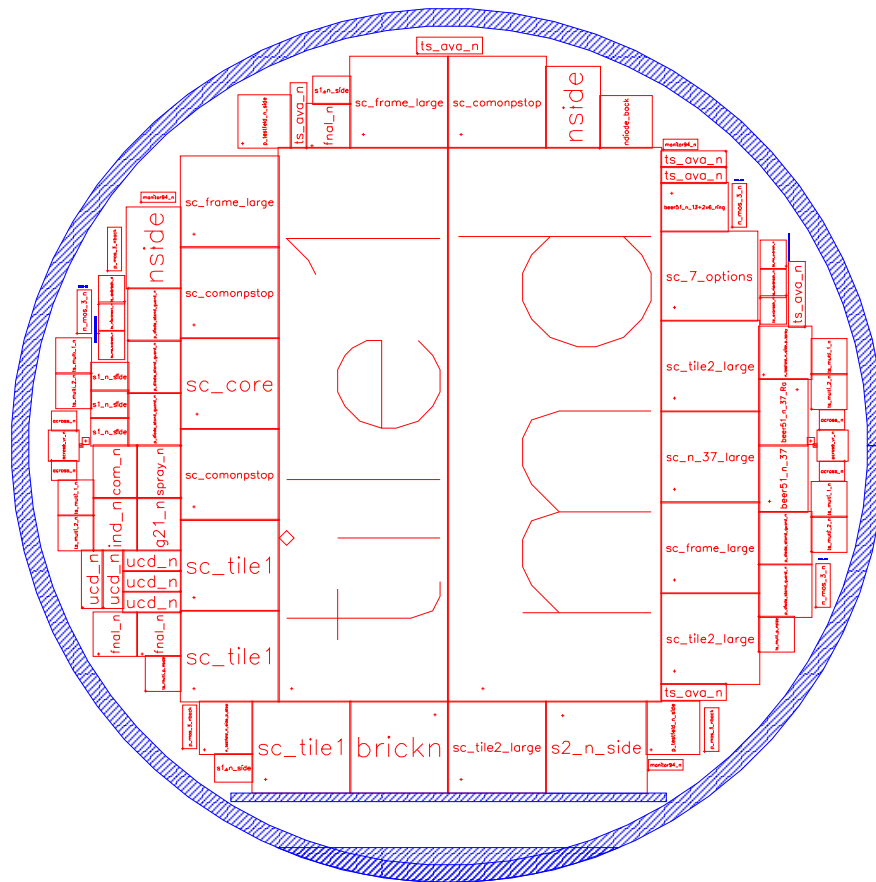


Abbildung 7.1: Skizze einer Scheibe des ersten ATLAS-Pixel-Sensor-Prototypen. Im Zentrum befinden sich die beiden Hauptsensoren (markiert mit „tile 1“ und „md“) umgeben von 17 Einzelchipsensoren und zahlreichen Teststrukturen.

mit Bauelementesimulationen zugänglich, während das Ladungssammlungsverhalten zuverlässig bisher nur mit Hilfe von Teststrahlexperimenten untersucht wurde. Die verschiedenen Parameter stehen meist in Konkurrenz zueinander, so daß jede Designoption einen Kompromiß zwischen ihnen darstellt.

In Abbildung 7.1 ist eine Scheibe (Durchmesser: 10 cm) des ersten Prototyps schematisch dargestellt. Im Zentrum befinden sich zwei Sensoren in voller Größe, die sog. *Tiles*. Sie sollen für Systemtests verwendet werden, bei denen z.B. das Zusammenspiel mehrerer Auslesechips auf demselben Sensor untersucht wird. Um die beiden Tiles wurden 17 kleine Pixelsensoren von der Größe eines Auslesechips (sog. *Einzelchipsensoren* oder *Single Chips*) platziert. Diese enthalten alle Merkmale der Tiles und lassen sich für sämtliche Sensortests verwenden. Einzig die Betrachtung der Ausbeute verlangt Sensoren in voller Größe, da sie von der Fläche des Bauelementes abhängt. In den Einzelchipsensoren wurden viele Designoptionen realisiert, die in diesem Kapitel besprochen werden. Am äußersten Rand befinden sich zahlreiche Teststrukturen, die zur Charakterisie-

rung der Prozeßparameter dienen, und die zusammen mit den Meßergebnissen in Kapitel 8 vorgestellt werden.

7.2 Optimierungsparameter und ihre Berechnung

In diesem Abschnitt werden die Methoden zur Berechnung der Parameter vorgestellt, die zur Optimierung des Detektordesigns in den folgenden Abschnitten verwendet wurden. Dies ist die elektrische Feldstärke, der Indikator für die Spannungsfestigkeit der Designs, und die Kapazität, die das Verhalten der Elektronik mitbestimmt.

7.2.1 Elektrische Feldstärke

Die ATLAS-Pixeldetektoren müssen wegen der mit der Invertierung des Siliziums einsetzenden Erhöhung der effektiven Dotierungskonzentration in den späten Stadien des Experimentes bei immer höheren Spannungen betrieben werden. Dazu sind alle Komponenten des Pixeldetektors auf eine maximale Betriebsspannung von 600 V ausgelegt. Um einen stabilen Betrieb zu gewährleisten, soll die Durchbruchspannung der Sensoren nach Erreichen der Maximalfluenz deutlich darüber liegen. Die maximale Betriebsspannung begrenzenden Durchbrüche werden von lokal hohen elektrischen Feldern verursacht. Rechnet man durch Lösen der Poisson Gleichung 5.1 die Maxima des elektrischen Feldes für verschiedene Geometrien aus, so kann man im Vergleich Aussagen darüber machen, welches dieser Designs am anfälligsten für Durchbrüche ist. Die verwendeten Computerprogramme behandeln das Silizium jedoch als strukturloses Medium mit einer gegebenen Dielektrizitätskonstanten und Ladungsträgerdichte unter Vernachlässigung sämtlicher Kristalleffekte. In den Bauelementen herrschen z.B. in der Umgebung von Kristallfehlern höhere elektrische Felder als von einer Simulation mit der Methode der finiten Elemente vorhergesagt werden. Aus diesem Grund sind quantitative Vorhersagen über die zu erwartende Spannungsfestigkeit der Bauelemente i.A. nicht möglich. Lawinendurchbrüche werden eigentlich durch das sogenannte Ionisationsintegral charakterisiert, das neben der elektrischen Feldstärke noch von der freien Weglänge der Ladungsträger und ihrer Beweglichkeit abhängt. Beide Größen sind jedoch in den kritischen Bereichen nahe der Implantationskanten, die viele Kristallfehler enthalten, und vor allem in bestrahlten Silizium nur unzureichend bekannt. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationsstudien wurden aus diesem Grunde die elektrischen Feldstärken der einzelnen Designs verglichen und diesem Kriterium eine hohe Priorität eingeräumt.

Um die elektrischen Feldstärken in den Bauelementen zu berechnen, genügt es, ein Gebiet von 25 μm Breite, also von der Pixelmitte bis zur Mitte der Lücke zwischen zwei Zellen, und 280 μm Tiefe, also die gesamte Dicke des Detektors zu triangulieren (siehe Abbildung 7.2(a)). Da an den Kanten des Gitters, an denen sich kein Kontakt befindet, von dem Simulationsprogramm ToSCA die von Neumann'sche Randbedingung angenommen wird, ist in diesem Querschnitt bereits

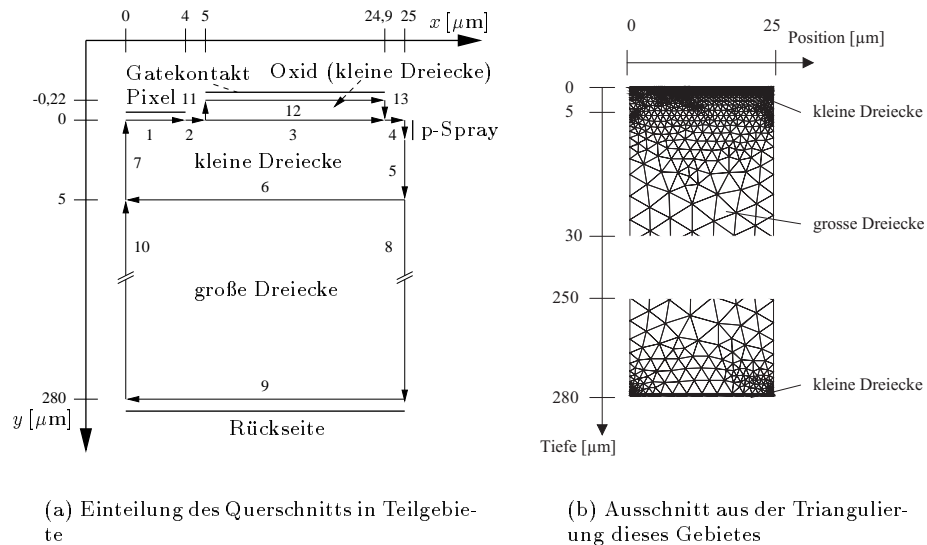


Abbildung 7.2: Gebietseinteilung und Triangulierung des Pixeldetektors zur Berechnung der elektrischen Feldstärken.

die Symmetrie des gesamten Bauelementes (bis auf die Randregion) enthalten. An den Stellen, an denen hohe elektrische Felder herrschen werden, müssen die Dreiecke sehr klein sein, damit der Potentialverlauf richtig auf dem Gitter dargestellt werden kann. In dem in Abbildung 7.2(b) gezeigten Ausschnitt aus der Triangulierung des in Abbildung 7.2(a) skizzierten Querschnitts wurde an der Oberfläche eine 5 μm dicke Schicht von besonders kleinen Dreiecken generiert. In größerer Entfernung von der Oberfläche können die Dreiecke eine größere Kantenlänge haben, da hier nur kleine Gradienten des Potentials und damit kleine Feldstärke zu erwarten sind. Das Siliziumdioxid wird ebenfalls diskretisiert und mit einem Kontakt an der Oberfläche versehen, der die hier realistische Gate-Randbedingung herstellt. Das gesamte in Abbildung 7.2(b) abgebildete Gitter besteht aus etwa 10 000 Dreiecken. Für eine Berechnung der Felder bei 200 V Sperrspannung benötigt ein Computer des Typs Sun Sparc Station 20 etwa zwei bis drei Stunden.

Die strahlungsinduzierten Änderungen der Materialeigenschaften haben Einfluß auf die elektrischen Feldstärken in den Bauelementen. Da vor allem die Spannungsfestigkeit des Bauelementes in den späten Stadien des ATLAS-Experimentes wichtig ist, müssen diese Änderungen bei den Simulationsrechnungen berücksichtigt werden. Analog zu [RICHTER 96] wurden die Änderung der Oxidladung N_{Ox} und der effektiven Dotierungskonzentration N_{eff} berücksichtigt. Die Oxidladung läßt sich direkt als Parameter in die Bauelementesimulation eingeben. Den gleichen Effekt, wie eine Erhöhung der Grenzflächenladung hat das Anlegen einer positiven Spannung an den Gate-Kontakten auf den Oxidgebieten. Diese Kontakte sind in der Simulation ohnehin vorhanden, um eine realistische Randbedingung zu modellieren. Der Zusammenhang zwischen der anzulegenden Spannung und der Oxidladungsdichte ist durch Gleichung 4.13

gegeben. Auch die effektive Dotierungskonzentration läßt sich als Materialparameter in die Simulationsrechnung eingeben. Ihr Einfluß auf die elektrischen Feldstärken nahe der Detektoroberfläche besteht darin, daß sie die Potentialdifferenz U_p zwischen den n^+ -Pixeln und der p-Isolationsimplantation (siehe Abschnitt 6.3) mit bestimmt¹. Je höher die effektive Dotierungskonzentration ist, desto höher wird auch Potentialdifferenz.

In n^+n -Sensoren, wie sie beim ATLAS-Pixeldetektor verwendet werden, ist die für elektrische Durchbrüche empfindlichste Stelle stets der laterale pn-Übergang zwischen den n^+ -Pixelimplantationen und p-Implantationen der n-Seitenisolation. Die elektrische Feldstärke an diesem Punkt wird bestimmt durch den Gradienten der Dotierungskonzentration am pn-Übergang und durch die Potentialdifferenz zwischen den Pixeln und der p-Schicht. Letztere hängt von der Substratdotierung der Rückseitenspannung und der Geometrie ab. Um die Potentialverhältnisse zu verdeutlichen, sind in Abbildung 7.3 die Äquipotentiallinien in einem Sensor nahe der segmentierten Oberfläche dargestellt. Die n^+ -Implantationen der Pixels befinden sich am linken und rechten Rand des Querschnitts. Zwischen ihnen befindet sich die p-Spray Implantation. An der Rückseite des 280 μm dicken Sensors liegt eine Spannung von -200 V an; die Pixelimplantationen und die Oberfläche auf der n^+ -Seite liegen auf Erdpotential. In einer Entfernung von mehr als etwa 30 μm von der Oberfläche sind die Äquipotentiallinien parallel zur Sensoroberfläche. In der Nähe der Oberfläche wird dieses Elektrische Feld überlagert von dem Feld der Pixelelektroden. So kommt es zu einem Sattelpunkt des Potentials in der Mitte zwischen den Pixeln in einer Tiefe von etwa 9 μm . Die Löcher des Generationsstroms, der im Gebiet zwischen dem Sattelpunkt und der Oberfläche generiert wird, müssen diesen Sattelpunkt überwinden, um zum Rückseitenkontakt fließen zu können. Dies geschieht über die thermoionische Emission der Ladungsträger (siehe Abschnitt 3.1.5). Das Potential der p-Spray-Implantation stellt sich also auf den Wert ein, bei dem die Löcher des Generationsstroms die Potentialbarriere, die der Sattelpunkt darstellt, überwinden und die p-Seite erreichen können. Das Potential des Sattelpunktes, das bei der gezeigten Geometrie (Größe der Lücke ist 40 μm) etwa -19 V beträgt, hängt von der integrierten Raumladung zwischen den einzelnen Elektroden und dem Sattelpunkt und damit sehr stark von der Geometrie der n^+ -Implantationen ab. Je größer der Abstand der Implantationen ist, desto geringer wird ihr „Einfluß“ auf das Potential des Sattelpunktes und der unkontaktierten p-Schicht an der Oberfläche und desto tiefer fällt das Potential der p-Schicht. Wird die Substratdotierung höher, so steigt die Summe der Ladungen zwischen der Pixelimplantation und dem Sattelpunkt und die Potentialdifferenz zwischen ihnen steigt ebenfalls.

Um Effekte der Technologie von der Geometrie zu entkoppeln, wurden die elektrischen Felder in zwei Stufen simuliert. Zuerst wurde die Substratschädigung dadurch simuliert, daß das Potential der p-Isolationsimplantation mit Hilfe eines Kontakts auf ein negatives Potential gelegt wird. So wurde die Fähigkeit der Struktur getestet, ein bestimmtes Potential abzubauen. Es wurden drei unterschiedliche Szenarien betrachtet: Das unbestrahlte Bauelement, ein Bau-

¹Dies gilt natürlich nur für n^+n Detektoren. Bei den sonst üblichen einseitigen p^+n -Detektoren wird die Isolation durch die oberflächennahen Elektronenakkumulationsschicht gewährleistet. In diesem Falle gelten jedoch die gleichen Überlegungen für die Potentialdifferenz zwischen der Akkumulationsschicht und den p^+ -Implantationen

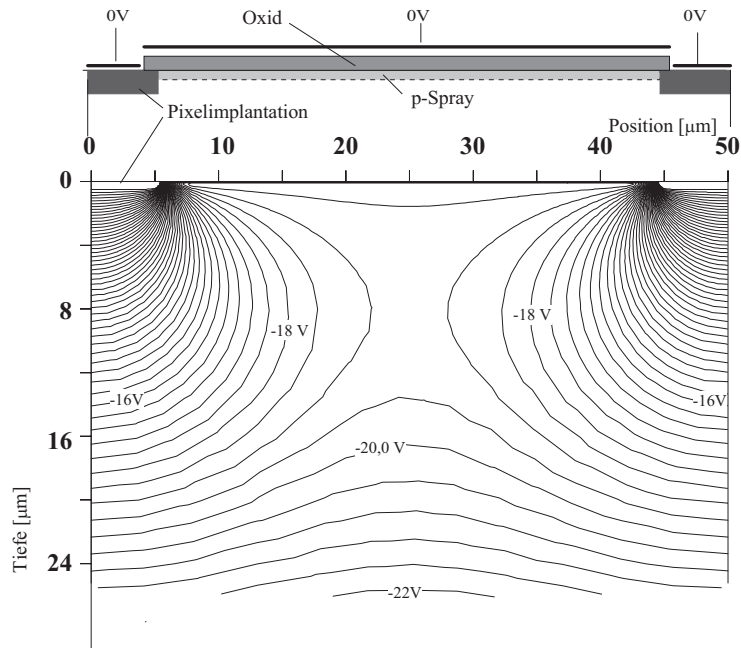


Abbildung 7.3: Äquipotentiallinien in einem Sensorquerschnitt nahe der Oberfläche. Die Pixelimplantationen sind je zur Hälfte am linken und am rechten Rand zu sehen. An der Rückseite des insgesamt $280\ \mu\text{m}$ dicken Bauelementes liegen $-200\ \text{V}$. Gut zu sehen ist der Sattelpunkt in der Mitte zwischen den Pixeln in einer Tiefe von etwa $9\ \mu\text{m}$.

	$U_G\ [\text{cm}^{-2}]$	$U_p\ [\text{V}]$
Vor Bestrahlung	0	-5
Nur Oberflächenschädigung	15 V	-5
Oberflächen- und Substratschädigung	15 V	-15

Tabelle 7.1: Modellierung der Strahlenschädigungseffekte durch Variieren der Gatespannung U_G und dem Potential der p-Isolationsimplantation U_p für die drei angenommenen Bestrahlungsszenarien.

	$N_{\text{Ox}}\ [\text{cm}^{-2}]$	$N_{\text{eff}}\ [\text{cm}^{-3}]$
Vor Bestrahlung	$3 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{12}$
Nur Oberflächenschädigung	$1,5 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{12}$
Oberflächen- und Substratschädigung	$1,5 \cdot 10^{12}$	$-9 \cdot 10^{12}$

Tabelle 7.2: Parameter der Grenzflächenladung N_{Ox} und der effektiven Substratdotierung N_{eff} für die drei angenommenen Bestrahlungsszenarien.

element, bei dem nur Oberflächenschäden aufgetreten sind und ein Bauelement mit Oberflächen- und Substratschäden. Ein unbestrahltes Bauelement hat typische Werte für die Oberflächenladungsdichte und Substratdotierung (siehe Tabelle 7.1). Es wurde angenommen, daß die p-Isolationsimplantation auf einen Wert von etwa -5 V fällt, wenn die Pixelimplantationen auf 0 V und die Rückseite auf -200 V liegt, was bei einem Design mit einer kleinen Lücke zwischen den n^+ -Implantationen ein typischer Wert ist. Eine Reaktion des Bauelementes auf ionisierende Strahlung ist die Erhöhung der Oxidladung N_{Ox} , die schon bei sehr niedrigen Bestrahlungsdosen einen Sättigungswert von typischerweise $1,5 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}$ erreicht. Dies ist äquivalent zu der Erhöhung der Spannung am Gatekontakt auf etwa 15 V . Im dritten betrachteten Stadium wurde zusätzlich die Leitungstypinversion des Siliziumsubstrats dadurch berücksichtigt, daß das Potential der p-Isolationsimplantation auf einen Wert von -15 V gesenkt wurde.

Die elektrischen Felder wurden bei einer angelegten Sperrspannung von 200 V berechnet und verglichen während die Pixelimplantationen auf 0 V lagen. Bei der Auswertung der Feldverteilungen wurde nur die Komponente parallel zur Oberfläche berücksichtigt. Da das elektrische Feld nimmt in der Nähe der Oberfläche wegen der auf den Oxiden angebrachten Gatekontakte hohe Werte in Richtung der Oberfläche an, die aber wegen der kurzen freien Weglänge der Ladungsträger in diese Richtung nicht zu Durchbrüchen führen.

Um den Einfluß der Geometrie mit einzubeziehen, wurde für alle Designoptionen eine weitere Simulationsrechnung durchgeführt, bei der die p-Schicht nicht kontaktiert war und sich ihr Potential frei einstellen konnte. Auch hier wurden drei Szenarien betrachtet (Tabelle 7.2), wobei allerdings sowohl die Oxidladung als auch die Substratdotierung direkt als fluenzabhängige Parameter eingegeben wurden. Diese Methode berücksichtigt sowohl die geometriebedingte Potentialdifferenz zwischen der Isolationsimplantation und der n^+ -Implantation des Pixels als auch die Fähigkeit der des Entwurfs, diese Potentialdifferenz abzubauen. Diese Methode gibt also die vollständigere Information über die Feldstärken in den Bauelementen, ihre Ergebnisse sind aber schwieriger zu bewerten.

7.2.2 Kapazität

Die Anforderungen an die Kapazität eines Pixels werden in erster Linie von der Ausleseelektronik bestimmt. Die Gesamtkapazität eines Pixels beeinflusst die Anstiegszeit des Vorverstärkers. Da im ATLAS-Experiment die Ereignisse mit einer Frequenz von 40 MHz stattfinden werden, muß die Anstiegszeit des Vorverstärkers auch für vergleichsweise kleine Signalladungen kleiner als 25 ns sein, um den Treffer einem bestimmten Ereignis zuzuordnen zu können. Auch das Rauschen des Vorverstärkers ist eine Funktion seiner kapazitiven Last. Die Gesamtkapazität einer Pixelzelle ist die Summe aus den Kapazitäten zu allen Nachbarzellen, der Rückseite und externen Komponenten wie z.B. der geerdeten Abschirmung der Ausleseelektronik. Da die Pixelzellen im ATLAS-Experiment eine Größe von $50 \times 300\text{ }\mu\text{m}^2$ (bzw. $50 \times 400\text{ }\mu\text{m}$ in der Prototypphase) haben, also zwei Seiten viel kürzer sind, wurden bei allen Simulationsrechnungen nur die Nachbarn berücksichtigt, die mit der langen Seite zusammenstoßen. Die Kapazität zu den Pixelzellen an der Stirnseite ist dann aufgrund des Längenverhältnisses der Seiten um mindestens den Faktor fünf niedriger und können

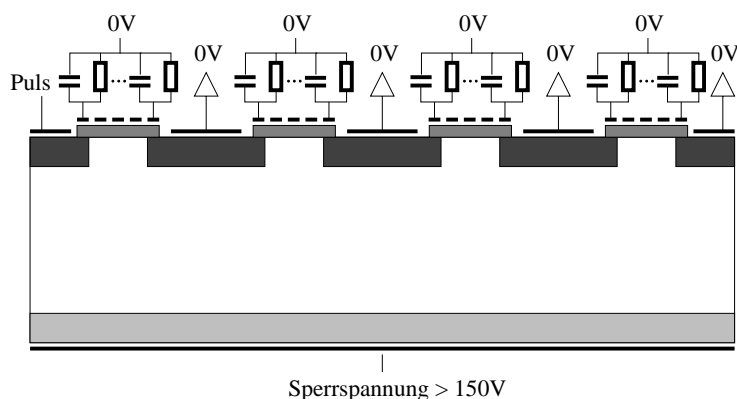


Abbildung 7.4: Schematische Darstellung des zur Berechnung der Kapazitäten simulierten Querschnitts.

deshalb vernachlässigt werden. Andere Kapazitätsbeiträge, die z.B. von den Bump Bonds verursacht werden, wurden ebenfalls vernachlässigt, sind jedoch für alle Designoptionen gleich und verfälschen daher das Ergebnis der Studie nicht.

Schnelle Vorverstärker können auch auf Signale reagieren, die vom Nachbarkanal aus beeinflusst werden. Dieses Übersprechen (der sog. *cross talk*) hängt von dem Verhältnis der Kapazität zum nächsten Nachbarn und der Gesamtkapazität ab. Ein optimales Pixeldesign zeichnet sich also sowohl durch eine niedrige Gesamtkapazität als auch durch eine geringe Anfälligkeit für das Übersprechen der Signale aus.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Kapazitätsabschätzungen wurde ein $200\ \mu\text{m}$ breiter, wie in Abbildung 7.4 dargestellter, Querschnitt betrachtet. Dieser enthält an jeder Seite je einen halben und dazwischen drei vollständige Pixelzellen, sowie vier vollständige Pixelzwischenräume. Die Oxide über diesen Zwischenräumen wurden auch hier mit Gatekontakten versehen, um realistische Feldverhältnisse eines Detektors im Dauerbetrieb zu modellieren.

Zunächst wird eine statische Berechnung einer typischen Betriebssituation durchgeführt, in der am Rückseitenkontakt eine Spannung von $150\ \text{V}$ und an allen anderen Kontakten $0\ \text{V}$ anliegen. Die eigentliche Kapazitätsanalyse geschieht mit einer zeitaufgelösten Simulationsrechnung. Die Spannung an einem der Randpixel wird innerhalb von $15\ \text{ns}$ linear um $0,1\ \text{V}$ erhöht. Dieses Signal, das in etwa die gleiche Anstiegszeit hat wie ein Signal im Betrieb des Sensors, induziert Spiegelsignale auf den Nachbarpixeln. Aus der Höhe des Stroms, der in die Pixel fließt, lassen sich dann die Kapazitäten berechnen:

$$Q = CU \quad \Rightarrow \quad I = C \frac{dU}{dt} \quad \Leftrightarrow \quad C = \frac{I}{\frac{dU}{dt}} \quad (7.1)$$

Die zeitliche Ableitung der Spannung, und damit auch ihr Kehrwert, hat einen konstanten Wert von

$$\left(\frac{dU}{dt}\right)^{-1} = \frac{15\ \text{ns}}{0,1\ \text{V}} = 1,5 \cdot 10^{-7}\ \text{sV}^{-1},$$

so daß auch der induzierte Strom konstant ist und sich die Kapazität eines jeden Kontaktes bezüglich dieses Randpixels leicht berechnen läßt. Die Weite, also die Ausdehnung des Bauelementes in die nicht berücksichtigte Richtung, wurde in allen Simulationsrechnungen mit $1\ \mu\text{m}$ angegeben. Um die korrekten Kapazitäten zu erhalten, müssen die Werte mit der Pixellänge multipliziert werden. Damit die Gatekontakte die Simulationsrechnung nicht verfälschen, wurden sie mit einem Netzwerk von sehr hohen Widerständen ($\Sigma R = 10^{18}\ \Omega$ pro Zwischenpixelbereich) und parallel dazu geschalteten sehr kleinen Kondensatoren ($\Sigma C = 10^{-18}\ \text{F}$ pro Zwischenpixelbereich) versehen. Obwohl schon der dritte Nachbar nur noch zu etwa 2% zu der Gesamtkapazität beiträgt, ist es notwendig, ein möglichst großes Gebiet mit möglichst vielen Pixels zu simulieren. Wegen der symmetrischen Randbedingung an den Kanten erscheint das Signal auf dem Randpixel quasi auch auf den an den Gebietenden gespiegelten Pixeln. Bei einer Breite des betrachteten Gebietes von $200\ \mu\text{m}$ wäre der nächste Pixel, dessen Potential plötzlich geändert würde $400\ \mu\text{m}$ entfernt, so daß dieser Einfluß vernachlässigbar ist. Die maximale Breite wird von den Ressourcen der zur Verfügung stehenden Rechner begrenzt. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Kapazitätsanalysen verwendeten Gitter mit etwa 40 000 Dreiecken und benötigten eine reine Rechenzeit von etwa 6 – 8 Stunden auf einem Computer des Tys Sun Sparc Station 20.

Ein typisches Simulationsergebnis ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Im mittleren und unteren Graph ist die Reaktion der Pixel auf das im oberen Bild gezeigte Signal dargestellt. Der Strom, der in den Randpixel selbst fließt, korrespondiert mit seiner Gesamtkapazität. Die einzelnen Komponenten, aus denen sie sich zusammensetzt, können aus den anderen Strömen berechnet werden. Man sieht, daß die Simulation bis auf den kurzen Einschwingvorgang in den ersten 5 ns numerisch stabil ist.

7.2.3 Ladungssammlungsverhalten

Um die Elementarteilchen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit (für das gesamte ATLAS-Pixelsystem ist ein Wert von 97% spezifiziert) in allen Stadien des Experimentes nachweisen zu können, muß die gesamte Signalladung schnell auf den Ausleseelektroden gesammelt werden. Wichtig ist es außerdem, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit über den gesamten Detektor möglichst homogen ist, es also keine „toten Zonen“ gibt.

Die Drift der Ladungsträger im Detektorinneren ist ein inhärent dreidimensionaler Prozeß, der sich mit zweidimensional rechnenden Computerprogrammen nur ungenügend beschreiben läßt. Ferner sind die für die Ladungssammlung kritischen Stellen meist in den Ecken der Pixelzellen, wo der Potentialverlauf nur im dreidimensionalen zufriedenstellend beschrieben werden kann. Die bisher vorliegenden Erkenntnisse über die Ladungssammlung stammen deshalb aus Teststrahlexperimenten, die in Kapitel 10 besprochen werden.

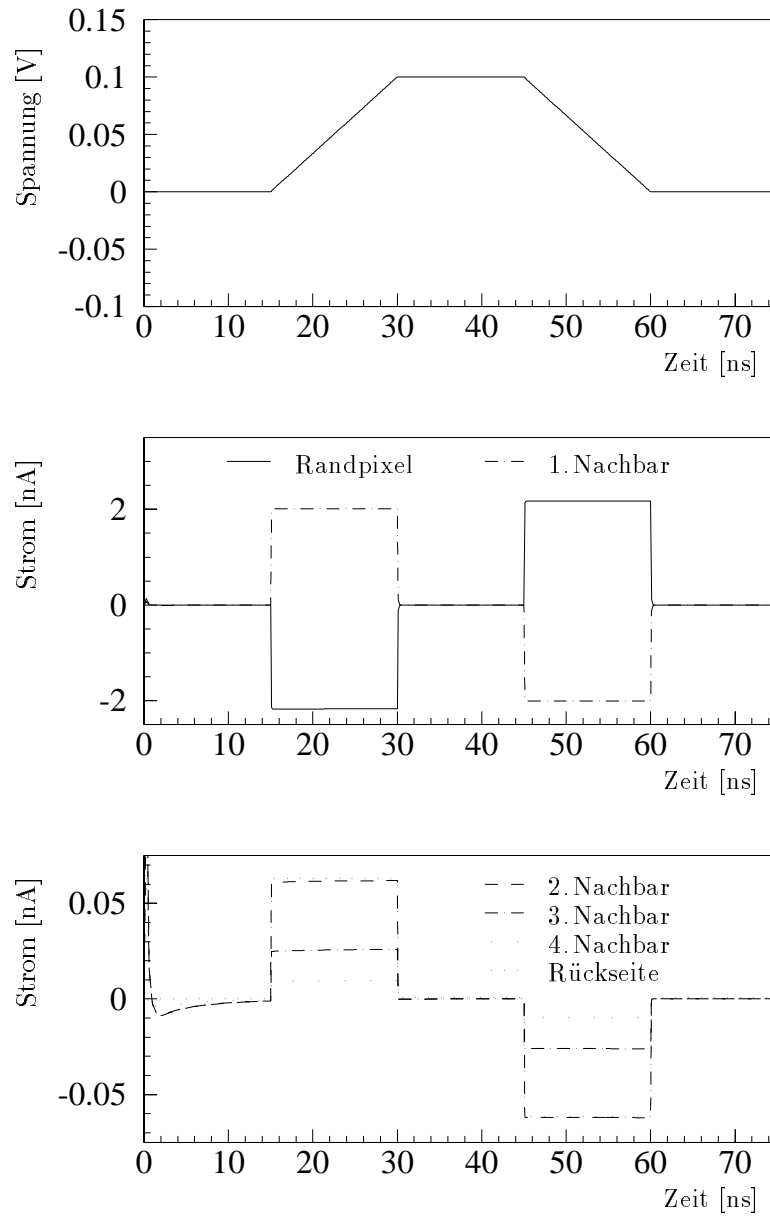


Abbildung 7.5: Simulierte Reaktion der Nachbarpixel (Mitte und unten) auf ein schnelles Spannungssignal im Randpixel (oben). Aus der Höhe des Stroms kann mit Gleichung 7.1 die Kapazität der Pixel zu dem Randpixel berechnet werden.

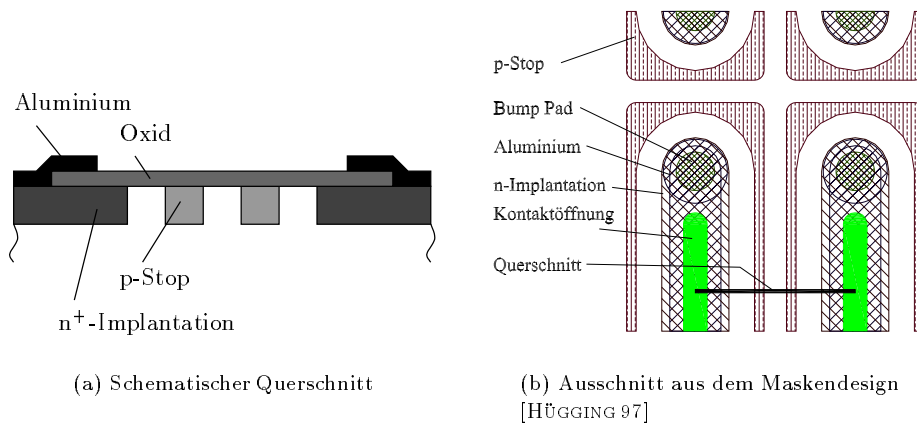


Abbildung 7.6: Entwurf mit individuellen p-Stops.

7.3 Pixeldesigns mit p-Stops

Im Rahmen des 1. Prototyps des ATLAS-Pixelsensors wurden sowohl die p-Stop als auch die p-Spray-Isolationstechnik untersucht. Es wurde eine Geometrie mit individuellen p-Stops gewählt (siehe Abbildung 7.3), bei der im Gegensatz zu dem gemeinsamen (engl. *common*) p-Stop, jede n^+ -Implantation von einem p^+ -Ring umgeben ist. Dies soll verhindern, daß sich lokale Defekte auf die gesamte Pixelmatrix auswirken [ATLAS 98].

Die Nachteile dieser Technik sind die Verschlechterung der Spannungsfestigkeit der Sensoren nach Strahlenschädigung. Dies wird in den berechneten elektrischen Feldstärken sichtbar (siehe Tabelle 7.3(e)). Bei den unbestrahlten Bauelementen liegen die elektrischen Felder dieser Option deutlich unter denen der anderen Varianten. Dies ändert sich jedoch bei Berücksichtigung strahlungsinduzierter Effekte, nach der die elektrische Feldstärke auf den vierfachen und damit den höchsten Wert aller untersuchten Designs steigt. Eine Stärke dieses Konzeptes ist die niedrigen Kapazitäten (siehe Tabelle 7.3). Vor allem in der Gesamtkapazität aber auch in dem für das Übersprechen von Signalen wichtigen Quotienten nimmt es eine führende Position ein.

Zu erwähnen ist noch die Tatsache, daß sich bei der Verwendung von p-Stops ein Gitter zur Spannungszuführung zwar implementieren läßt, jedoch die kleinsten Abstände zwischen den n^+ -Implantationen und damit die Punch-Through-Spannung um ein vielfaches größer ist als bei den im folgenden besprochenen p-Spray-Varianten. Bei den ersten ATLAS-Prototypen wurde aus diesem Grunde auf die Spannungszuführung bei allen p-Stop-Sensoren verzichtet, die deshalb vor der Fertigstellung des Moduls nicht sinnvoll testbar sind.

Kapazität [fF]	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)
total	95	151	68	218	86,4
1. Nachbar	37	65	25	32	33,0
2. Nachbar	4,6	3,7	4,0	3,2	3,6
Rückseite	7,2	7,5	7,4	7,4	7,4
Vorverstärker ²	60	60	60	60	60
Bump Bond (geschätzt)	40	40	40	40	40
$\frac{C_1}{C_{\text{tot}} + C_{\text{Vorverst}} + C_{\text{Bump}}}$	0,19	0,26	0,15	0,10	0,18
max. laterales el. Feld $\left[\frac{\text{kV}}{\text{cm}}\right]$					
Vergleich bei gleichem Potential der p-Schicht					
$U_G = 0 \text{ V } U_p = -5 \text{ V}$	364	371	360	371	106
$U_G = 15 \text{ V } U_p = -5 \text{ V}$	254	237	237	237	244
$U_G = 15 \text{ V } U_p = -15 \text{ V}$	383	343	285	343	444
Vergleich bei unkontaktierter p-Schicht					
vor Bestrahlung	380	197	197	197	120
nur Oberflächenschäden	172	115	145	115	140
Oberflächen- und Substratschäden	192	169	164	169	480

Tabelle 7.3: Zusammenfassung der Simulationsergebnisse. (a) Option mit großer Lücke (Abb. 7.7(a)), (b) Option mit kleiner Lücke (Abb. 7.7(b)), (c) Option mit unkontaktierten Zwischenpixelimplantationen (Abb. 7.11), (d) Entwurf mit geringem Übersprechen (Abb. 7.10) und (e) Option mit individuellen p-Stops (Abb. 7.6, (e) aus [ROHE98]).

7.4 Einfache Designs mit p-Spray Isolation

Ein möglichst einfaches Konzept, das alle in Kapitel 6 vorgestellten Punkte berücksichtigt, soll in diesem Abschnitt vorgestellt und bewertet werden. Abbildung 7.7 zeigt einige solcher Pixelzellen in der Aufsicht. Sie bestehen aus einer rechteckigen n^+ -Implantation mit abgerundeten Ecken, an deren einem Ende sich das Pad für die Bump Bond Kugel befindet. Um den Widerstand des Pixels und damit die Signallaufzeit zu verringern, wurde die Aluminisierung über die gesamte Länge der Implantation ausgedehnt und über eine Kontaktöffnung mit ihr verbunden. Die Spannungszuführung ist an dem Bump Pad gegenüberliegenden Ende der Pixel durch eine einfache implantierte und aluminisierte Bahn senkrecht zu den Pixelzellen realisiert (Abbildung 6.14(a)). Diese Variante stellt die geringsten Anforderungen an den Herstellungsprozeß, ist aber nicht auf möglichst geringe Ladungsverluste hin optimiert. Die Isolation der n^+ -Implantationen geschieht mit der p-Spray Technik, die in Abschnitt 6.3 beschrieben ist.

Die Periodizität von $50 \mu\text{m}$ ist durch die geforderte Ortsauflösung bestimmt, so daß die Summe aus Implantationsbreite und der Lücke $50 \mu\text{m}$ ergeben muß, wobei das Verhältnis der beiden Parameter aber variierbar ist. Um den Einfluß dieses Verhältnisses zu untersuchen, wurden zwei Fälle simuliert. Eine Option

²Dies ist eine pessimistische Abschätzung unter der Annahme, daß die viel größere Miller-Kapazität des Vorverstärkers nicht beiträgt.

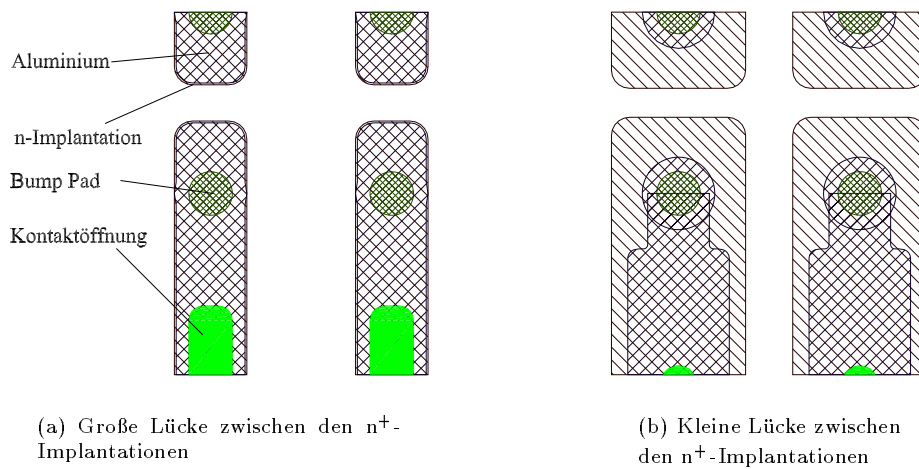


Abbildung 7.7: Ausschnitt aus Maskenentwürfen von Pixeldetektoren mit einem einfachen Zellendesign. Die Enden der Pixels mit den Kontakten für die Bump Bonds werden gezeigt. Die Spannungszuführung befindet sich am anderen Ende des Pixels und ist nicht zu sehen.

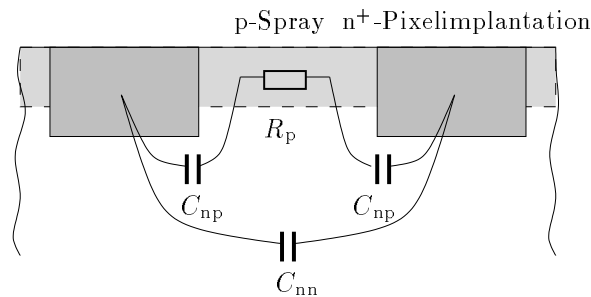


Abbildung 7.8: Modell für die Komponenten der Zwischenpixelkapazität

mit einer schmalen n^+ -Implantation von nur $10\ \mu\text{m}$ Breite und eine Lückenbreite von $40\ \mu\text{m}$ wurde mit einer Variante mit $37\ \mu\text{m}$ n^+ -Implantationsbreite und $13\ \mu\text{m}$ Lücke verglichen. Die Ergebnisse dieser Simulationsrechnungen sind in Tabelle 7.3 dargestellt. Wie zu erwarten, hat die Variante mit der größeren Lücke zwischen den n^+ -Implantationen eine kleinere Zwischenstreifenkapazität. Da diese die Gesamtkapazität eines Pixels dominiert, ist auch diese kleiner als bei der Variante mit der kleinen Lücke. Der Wert der Kapazität ist jedoch für beide Geometrien relativ hoch und ihre Abnahme mit steigender Lückenbreite relativ gering: nur um 40 % bei Verdreifachung des Abstandes. Dies liegt an der p-Spray-Implantation, die eine leitende Schicht bildet und selber eine sehr große Kapazität zu den n^+ -Implantationen bildet. Die Zwischenstreifenkapazität besteht also aus einer Serienschaltung zweier großer Kapazitäten C_{np} , die parallel zu der kleineren Kapazität C_{nn} geschaltet ist (siehe Abbildung 7.8). Vergrößert man nun die Lücke zwischen den beiden n^+ -Implantationen, so erhöht man den (sehr kleinen) Widerstand R_p und verkleinert die kleinere Komponente C_{nn} , nicht jedoch die dominierenden Kapazitäten C_{np} .

Der Vergleich der elektrischen Felder (siehe Tabelle 7.3) beider Optionen zeigt, daß eine größere Lücke zu höheren elektrischen Feldern führt. Dies liegt daran, daß die p-Spray-Schicht bei größeren Zwischenpixelabständen auf ein Potential näher dem der Rückseite fällt und dann an dem lateralen pn-Übergang eine höhere Spannung anliegt. Im ungeschädigten Fall liegt das Potential der p-Spray-Schicht bei einer Rückseitenspannung von -200 V und einer Lücke von $13\text{ }\mu\text{m}$ bei $-4,2\text{ V}$, während es bei einem Abstand von $40\text{ }\mu\text{m}$ auf -18 V fällt (siehe Abbildung 7.9). Da bei den p-Spray-Varianten das Maximum des elektrischen Feldes an dem lateralen pn-Übergang zwischen der Pixelimplantation und der p-Spray-Schicht liegt, eignet sich die Potentialdifferenz, die an diesem pn-Übergang anliegt, ebenso als Maß für die Spannungsfestigkeit des Bauelementes. Der Potentialverlauf hängt weniger von der Qualität der Triangulierung ab als das Maximum des elektrischen Feldes, das aus den Potentialwerten von sehr wenigen Gitterpunkten berechnet wird. Dies gilt aber nur dann, wenn die pn-Übergänge ein identisches Dotierungsprofil haben. Für den Vergleich unterschiedlicher p-Spray- und p-Stop-Varianten müssen die elektrischen Feldstärken herangezogen werden. Die Variante mit dem größeren Abstand zwischen den n^+ -Implantationen ist wegen der größeren elektrischen Felder für einen Einsatz im ATLAS-Experiment unattraktiv. Ein kleiner Zwischenpixelabstand führt zu höheren Kapazitäten und damit zu höheren, aber noch akzeptablen Rauschen.

7.5 Designs mit geringem Übersprechen der Signale

Das Übersprechen der Signale auf die Nachbarn (der sog. *Cross Talk*) wird u.a. von den Kapazitätsverhältnissen im Sensor bestimmt. Ist das Verhältnis zwischen der Kapazität zum nächsten Nachbarn und der Gesamtkapazität groß, so steigt die Wahrscheinlichkeit, daß nicht nur der getroffene Kanal, sondern auch seine Nachbarn ansprechen. Es gibt zwei prinzipielle Möglichkeiten, das Übersprechen der Signale zu reduzieren. Die bessere ist es, die Kapazität zwischen zwei benachbarten Pixelzellen möglichst klein zu halten. Dies ist nur bis zu einem bestimmten Grad möglich. Eine andere, weniger elegante Methode ist es, die Gesamtkapazität künstlich zu vergrößern, um damit das oben erwähnte Verhältnis zu verkleinern. Dies wurde beim in Abbildung 7.10 gezeigten Entwurf versucht. Jede Pixelzelle ist hier mit einem geerdeten $6\text{ }\mu\text{m}$ breiten Metallrahmen umgeben, der eine große Kapazität bezüglich der Pixelimplantation besitzt. Da sein Potential durch einen externen Anschluß festgelegt ist, trägt das Signal, das auf ihn koppelt nicht zum Übersprechen bei. Die simulierte Geometrie ist bis auf den Metallrahmen identisch mit der in Abschnitt 7.4 besprochenen Option mit der kleinen Lücke zwischen den n^+ -Implantationen. Wie in Tabelle 7.3 zu sehen, steigt die Gesamtkapazität deutlich, während sich der Quotient, der das Übersprechen charakterisiert, deutlich abnimmt. Die hohe Gesamtkapazität führt aber zu einer Vergrößerung der Anstiegszeit des Vorverstärkers (den sog. *time walk*) und so ist dieser Entwurf nur sinnvoll, wenn das Übersprechen der Signale ein großes Problem darstellt. Dies wurde allerdings bisher nicht beobachtet, so daß diese Option nicht zur Diskussion steht.

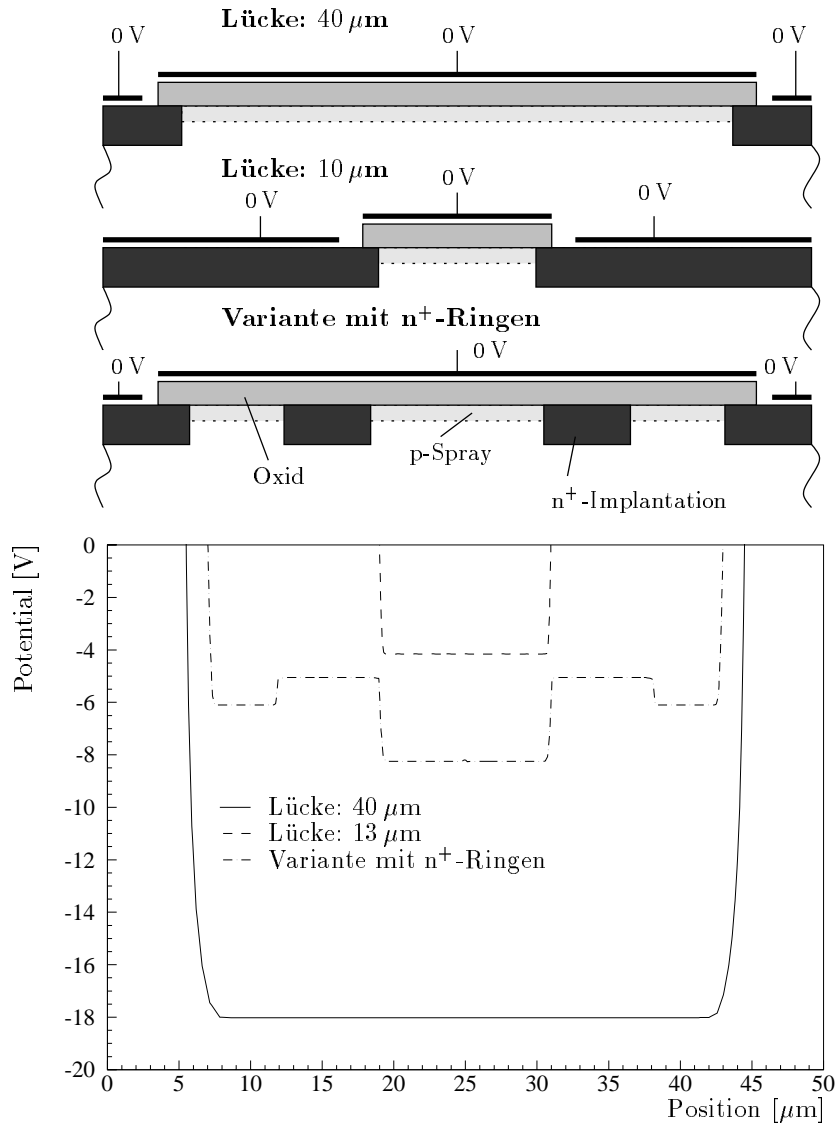


Abbildung 7.9: Simulierter Potentialverlauf nahe der Oberfläche in den drei oben skizzierten p-Spray-Varianten bei einer Rückseitenspannung von 200 V.

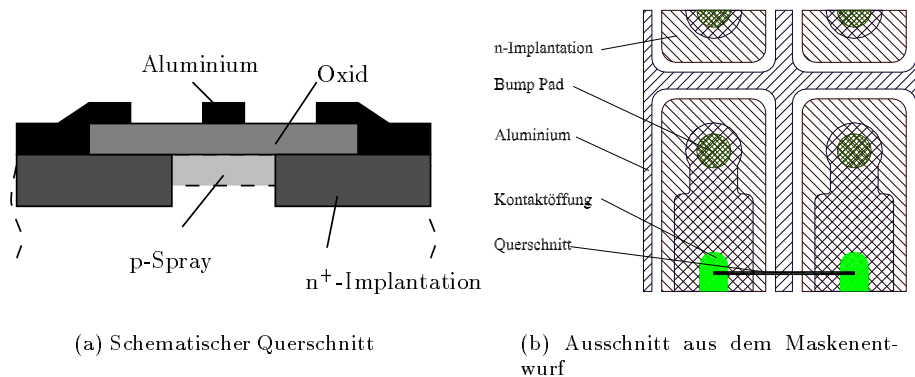


Abbildung 7.10: Gegen Signalübersprechen optimierter Pixelentwurf

7.6 Geometrien mit Zwischenstreifen

Ein Versuch, niedrige elektrische Felder mit niedrigen Kapazitäten zu verbinden, stellt die Variante in Abbildung 7.11 dar. Hier wird, wie in Abbildung 7.11(a) angedeutet, die leitende p-Spray Schicht, die für die relativ hohen Kapazitäten der in Abschnitt 7.4 vorgestellten Optionen verantwortlich ist, durch zwei nicht kontaktierte n^+ -Implantationen unterbrochen. Die resultierende Reihenschaltung der Kondensatoren hat dann eine geringere Kapazität als die Variante mit dem großen Abstand zwischen den n^+ -Implantationen (siehe Tabelle 7.3(c)).

Die Höhe des elektrischen Feldes hat in etwa den gleichen Wert, wie bei der Option mit der kleinen Lücke, was darauf zurückzuführen ist, daß der Abstand der beiden eingefügten n^+ -Implantationen ebenfalls $13\ \mu\text{m}$ ist. Der Potentialverlauf ist in Abbildung 7.9 dargestellt. Die Potentialdifferenz zwischen den n^+ -Implantationen ($-5\ \text{V}$) und der p-Spray Schicht zwischen den Pixelzellen ($-9\ \text{V}$) beträgt etwa $4\ \text{V}$ und hat damit in etwa den gleichen Wert.

Die Umsetzung des in Abbildung 7.11(a) gezeigten Pixelkonzeptes in einen vollständigen Entwurf ist in Abbildung 7.11(b) zu sehen. Die unkontaktierte n^+ -Implantation besitzt die Form eines geschlossenen Ringes um die zentrale, mit der Ausleseelektronik verbundenen Pixelimplantation. Auf diese Weise wird die p-Spray-Implantation zwischen dem eigentlichen Pixel und dem n^+ -Ring elektrisch von der p-Spray-Implantation zwischen den Ringen getrennt. Wäre der Ring an einer Stelle geöffnet, so ergäbe sich die gleiche Situation wie in Abbildung 7.8 mit einem größeren Widerstand R_p , d.h. die Zwischenpixelkapazität wäre nicht verkleinert. Ferner wären dann die p-Spray-Implantationen elektrisch mit einander verbunden und so auf gleichem Potential. Damit würde an dem pn-Übergang zwischen p-Spray und der eigentlichen n^+ -Implantation des Pixels wieder eine höhere Potentialdifferenz anliegen und der stufenweise Potentialabbau wie in Abbildung 7.9 wäre nicht mehr gegeben. Die Ringe sind an den Ecken der Pixelzellen verbreitert und in die Lücken zwischen den vier aneinander stoßenden Pixelzellen gezogen. Dies hat den Sinn, diese Lücke zu verkleinern und so das Potential der p-Spray-Schicht nahe am Erdpotential der n^+ -Seite zu halten.

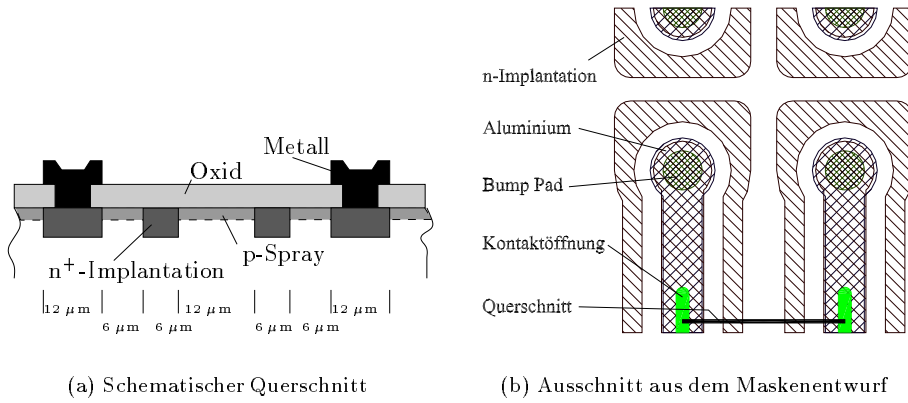


Abbildung 7.11: Pixeldesign mit unkontaktierten Zwischenstreifen.

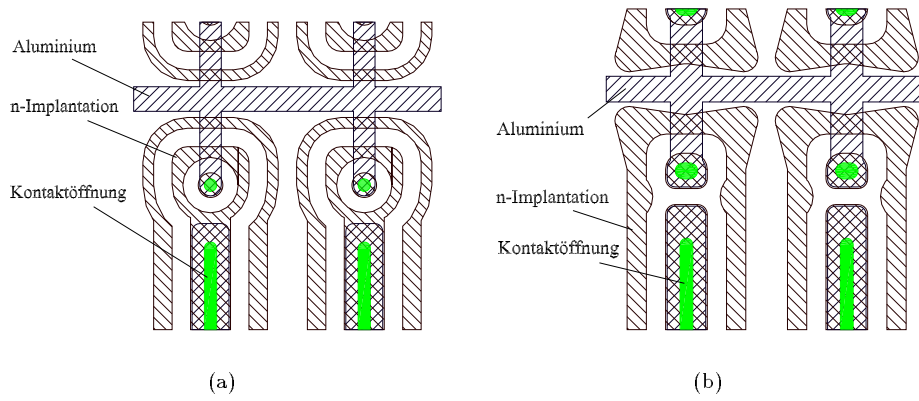


Abbildung 7.12: Zwei mögliche Realisierungen der Spannungszuführung in der Pixelgeometrie mit unkontaktierten n^+ -Ringen.

Durch die geschlossene Form der unkontaktierten n^+ -Ringe wird die Implementierung der Spannungszuführung etwas problematisch. Die beste Möglichkeit ist in Abbildung 7.12(a) gezeigt. Die horizontale Buslinie ist nur in Aluminium ausgeführt und besitzt keine Verbindung zum darunterliegenden Substrat. Die Spannungszuführung geschieht mittels des kleinen n^+ -Implantationspunktes in der Mitte der eigentlichen Pixelimplantation. Da hier nur die zentrale mit der Ausleseelektronik verbundene n^+ -Implantation über den Punch-Through-Effekt mit Spannung versorgt wird, ist die Situation, die während einer IV-Messung herrscht, identisch mit der im Betrieb eines assemblierten Detektorsystems. Ferner verhindert die Tatsache, daß der Implantationspunkt vollständig von der ausgelesenen Implantation umgeben ist, daß Signalladungen von diesem Punkt gesammelt werden und verloren gehen. Der in Abbildung 7.12(a) gezeigte Entwurf stellt sehr hohe Anforderungen an die Qualität der photolithographischen Prozesse in der Detektorherstellung, die viele Detektorhersteller nicht, oder nur mit starken Einbußen in der Ausbeute, erreichen können. Deshalb wurde bei der Herstellung des ersten Sensorprototypen eine einfachere Option (siehe Abbildung 7.12(b)) gewählt. Hier wurde der n^+ -Implantationspunkt zur Spannungszuführung nur innerhalb des n^+ -Ringes plaziert. Eine IV-Messung auf Waferebene ist zwar auf Defekte sensitiv, doch sind die Potentialverhältnisse nicht so realistisch, daß die Durchspruchspannung (sollte sie deutlich über der Verarmungsspannung liegen) auf diese Weise korrekt bestimmt werden kann.

Die in Abbildung 7.11 illustriert Variante ist wegen ihrer Kombination aus niedrigen elektrischen Feldern und geringen Kapazitäten attraktiv und wurde deshalb für einen der Hauptsensoren des ersten Prototyps des ATLAS-Pixeldetektors gewählt.

7.7 Designoptionen bei der Produktion der ersten Prototypen

Wie in Abschnitt 7.1 besprochen, konnten auf einer Siliziumscheibe zwei Tiles und 17 Einzelchipsensoren plaziert werden (siehe Abbildung 7.1). In diesem Abschnitt wird diskutiert, welche der in den letzten Abschnitten vorgestellten Designoptionen in den einzelnen Pixelsensoren verwirklicht wurde.

Die beiden Tiles wurden den beiden in Abschnitt 2.4 diskutierten Modulkonzepten zugeordnet. Das Tile 1 (siehe Abbildung 7.1 links) wurde mit den in Abschnitt 7.3 beschriebenen Pixeln versehen und in den Außenabmessungen derart dimensioniert, daß aus ihm ein Modul mit flexiblen Hybrid hergestellt werden kann. Eine ausführliche Beschreibung dieses Sensors befindet sich z.B. in [HÜGGING 97].

Tile 2 ist für ein „ambitionierteres“ Modulkonzept vorgesehen, in dem Versorgungs- und Signalleitungen auf dem Detektor integriert werden sollen. Diese Leitungen werden entweder in den Aluminisierungsebenen des Sensors oder in der MCM-D Technik (siehe Abschnitt 2.4) realisiert und liegen neben der sensitiven Fläche des Sensors, weshalb das Tile 2 größere Außenmaße besitzt. An diesem Bauelement sollte neben dem Modulkonzept auch die p-Spray-Isolationstechnik implementiert werden. Dazu wurde das in Abschnitt 7.6 besprochenen Pixelde-

7.7 Designoptionen bei der Produktion der ersten Prototypen

Beschreibung	Größe	Anzahl
Sensoren für volle Module		
Tile 1 mit p-Stops (Abb. 7.6)	$18,6 \times 62,6 \text{ mm}^2$	1
Tile 2 mit n^+ -Ringen (Abb. 7.11)	$24,4 \times 62,6 \text{ mm}^2$	1
Einzelchipsensoren		
wie Tile 1	$9,6 \times 10,9 \text{ mm}^2$	3
wie Tile 2	$9,6 \times 10,9 \text{ mm}^2$	3
„Anti-Cross-Talk“ (Abb. 7.10)	$9,6 \times 10,9 \text{ mm}^2$	3
Einfach mit kleiner Lücke (Abb. 7.7(b))	$9,6 \times 10,9 \text{ mm}^2$	1
7 verschiedene Designs wie Tile 2 wie Tile 2 (Backsteinmuster) einfach mit kleiner Lücke (Abb. 7.7(b)) einfach mit kleiner Lücke (Backsteinmuster) einfach mit $30 \mu\text{m}$ Lücke „Anti-Cross-Talk“ (Abb. 7.10) „analog“	$10,2 \times 11,0 \text{ mm}^2$	1
Andere p-Stop-Entwürfe (nicht Thema dieser Arbeit)	$9,6 \times 10,9 \text{ mm}^2$	6

Tabelle 7.4: Zusammenfassung aller Pixelstrukturen auf dem 1. Prototypen des ATLAS-Pixel-Sensors.

sign gewählt. Grund für diese Entscheidung ist die Kombination von niedrigen Kapazitäten mit niedrigen elektrischen Feldern. Die Probleme mit der Ladungssammlung, die durch diese Ringe verursacht werden (siehe Kapitel 10), waren noch nicht bekannt.

In den 17 Einzelchipsensoren sollten so viele Designoptionen wie möglich verwirklicht werden. Sie sind in Tabelle 7.4 aufgelistet. Acht dieser Sensoren wurden mit der p-Spray-Isolationstechnik versehen. Drei davon sind identisch mit Tile 2, um genügend Bauelemente zu erhalten, an denen die zu diesem Zeitpunkt bevorzugte Option getestet werden konnte. Da das Übersprechen der Signale eine der größten Befürchtungen war, wurden drei Einzelchipsensoren mit dem gegen das Übersprechen von Signalen optimierten Design (siehe Abschnitt 7.5) versehen. Ein Sensor erhielt einfache Pixel mit einer kleinen Lücke zwischen den n^+ -Implantationen (siehe Abschnitt 7.4). Ein weiterer Einzelchipsensor enthält sieben verschiedene Designs zum direkten Vergleich nebeneinander: Die Version, die in Tile 2 verwirklicht ist, einmal normal und einmal im Backsteinmuster. In diesen beiden Anordnungen wurde auch eine einfache Option mit kleiner Lücke aufgenommen. Ferner befinden sich noch ein einfaches Design mit großer Lücke (Implantation: $20 \mu\text{m}$, Lücke: $30 \mu\text{m}$) und das gegen das Übersprechen der Signale optimierte Konzept auf dem Sensor. Die letzte der sieben Optionen dieses Einzelchipsensors ist für eine eventuelle Analogauslese gedacht und mit einem unkontaktierten Zwischenstreifen versehen, wurde aber nicht weiter verfolgt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die vollständigen Designs aller p-Spray-Sensoren und der meisten Teststrukturen im GDS-2 Format erstellt. Ferner wurden alle weiteren Entwürfe gesichtet, ggf. in das GDS-2 Format konvertiert und an die Erfordernisse der gewählten Technologie angepasst.

Kapitel 8

Statische Messungen an Detektorstrukturen

Siliziumscheiben mit den in Kapitel 7.7 aufgezählten Bauelementen wurden 1997 bei zwei unterschiedlichen Firmen (CiS, Erfurt und Seiko, Japan) produziert. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die 16 Siliziumscheiben, die die Firma CiS im Dezember 1997 lieferte untersucht. Die die zur gleichen Zeit von der Firma Seiko gelieferten Sensoren werden nur dann erwähnt, wenn herstellerepezifische Unterschiede diskutiert werden.

8.1 Eingangstests

Die ersten Messungen, die an den Sensorstrukturen durchgeführt wurden, sind statische Messungen an Spitzenmeßplätzen. Diese erlauben einen schnellen Zugang zu den meisten Parametern der Bauelemente. Eine zentrale Rolle nehmen hierbei IV-Kennlinien ein, die auf die meisten Defekte im verarmten Volumen sensitiv sind. Solche Defekte sind z.B. Kratzer, die durch Fehler bei der Handhabung der Siliziumscheiben oder durch ungenügenden Schutz der Rückseite entstehen. Da sie schon in einem sehr frühen Stadium der Herstellung geschehen können und dann von Schichten der Dielektrika überdeckt sind, lassen sie sich mit einer optischen Inspektion oft nicht lokalisieren. Auch sehr kleine Beschädigungen können den Sensor unbrauchbar machen. Sobald eine Beschädigung und die damit verbundenen Kristallschäden in der Raumladungszone liegt, wirken diese als Generationszentren und führen zu einer starken Stromerhöhung, die den Sensor in der Regel unbrauchbar macht. Zeigt ein Sensor beim Erreichen der Verarmungsspannung ein durchbruchartiges Verhalten, so deutet das meist auf eine Beschädigung der n-Seite hin.

Ein Aufbau für IV-Messungen, die noch vor dem Aussägen der Sensoren auf einem Spitzenmeßplatz mit einseitiger Antastung durchgeführt werden können, ist in Abbildung 8.1 dargestellt. Die Siliziumscheibe liegt mit der n^+ -Seite nach unten auf einem speziell zu diesem Zweck hergestellten Tisch, dem *Chuck*. Dieser ist so ausgefräst, daß die Siliziumscheibe nur am Rand aufliegt, um Beschädi-

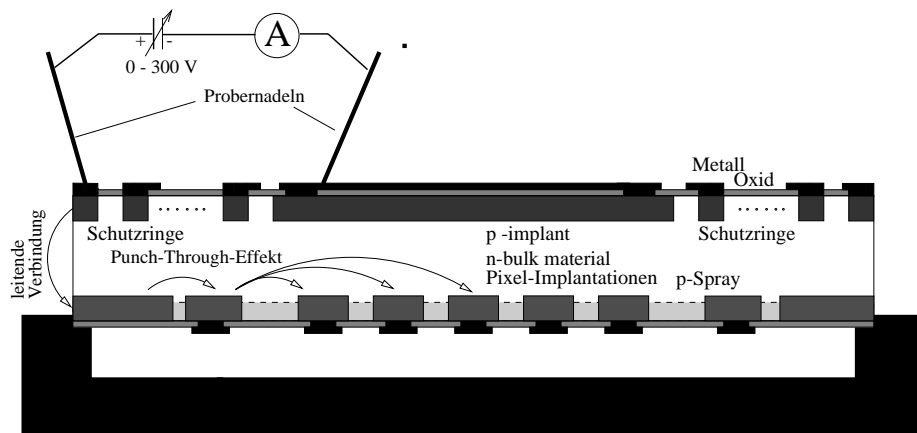


Abbildung 8.1: Schematischer Aufbau einer IV-Messung

gungen des Sensors vorzubeugen. Wie in Abbildung 8.1 zu sehen, werden die Kennlinien mit zwei Nadeln durchgeführt, die beide die Siliziumscheibe auf der p-Seite antasten. Der Kontakt zu den Pixelzellen der n-Seite kommt über die Kante der Siliziumscheibe zustande, die aufgrund der zahlreichen dort vorhandenen Kristalldefekte gut leitend ist. Von der äußeren n^+ -Implantation fließt dann der Strom mittels des Punch-Through-Mechanismus zu einem weiter innen liegenden n^+ -Ring, der mit dem in Abschnitt 6.7 beschriebenen Gitter zur Spannungszuführung verbunden ist. Abbildung 8.2 zeigt zwei Kennlinien im Vergleich. Bei der einen wurde, wie in Abbildung 8.1 dargestellt, der Rand der p-Seite kontaktiert, bei der anderen wurde mit Hilfe einer Spezialausrüstung die außen liegende n^+ -Implantation der n-Seite angetastet. Es ist erkennbar, daß die mit einseitiger Antastung gemessene Kennlinie bei Spannungen oberhalb 10 V gegenüber der anderen um weniger als 2 V verschoben ist. Dies liegt an dem seriellen elektrischen Widerstand der Schnittkante, an dem ein geringer Teil der Spannung abfällt. Die Form der Kennlinie ist identisch, so daß beide Meßmethoden adäquate Eingangstests der Sensoren darstellen. Da eine Antastung der Unterseite des Bauelementes sehr aufwendig ist, eignet sich diese Meßmethode nicht für die Untersuchung großer Stückzahlen. Durch das Antasten der Sensoren von nur einer Seite läßt sich der Zeitaufwand, der mit einer solchen Messungen verbunden ist, drastisch reduzieren. Dies ist von Bedeutung, da in der Produktionsphase jeder der über 2000 Sensoren zumindest einer IV-Messung unterzogen werden sollte, bevor er in den aufwendigen und teuren Produktionsprozeß für die Detektormodule gegeben werden kann.

Abbildung 8.3 zeigt die Kennlinien aller 16 im Dezember 1997 gelieferten Prototypensensoren vom Typ Tile 2. Das Stromniveau liegt unter 200 nA, was für die etwa $9,97 \text{ cm}^2$ großen Tiles eine Flächenstromdichte von weniger als 20 nA cm^{-2} bedeutet. Dies liegt deutlich unter dem in der Bestellung spezifizierten Wert von 100 nA cm^{-2} , den selbst der Sensor mit dem höchsten Stromniveau (C1-15D-TI2) unterschreitet. Bei der Form der Kennlinien können drei Typen unterschieden werden. Drei Sensoren zeigen einen Durchbruch schon bei etwa 70 V, was unterhalb der Verarmungsspannung von etwa 100 V liegt. Diese Sensoren sind offenbar stark beschädigt und kommen für eine Weiterverarbeitung nicht

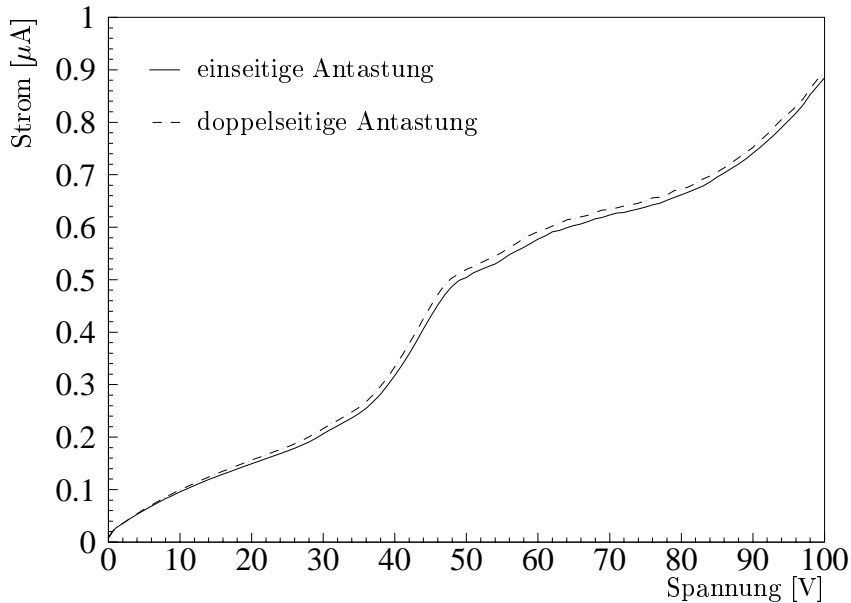


Abbildung 8.2: Vergleich von Kennlinien, die mit einseitiger und doppelseitiger Antastung aufgenommen wurden.

in Frage, da neue (unbestrahlte) n^+n -Sensoren nicht unterdepletiert betrieben werden können. Sechs der 16 Sensoren zeigen eine „perfekte“ Kennlinie. Bei Spannungen unterhalb der Verarmungsspannung steigt der Strom mit der Quadratwurzel der angelegten Spannung. Erreicht die Verarmungszone die n -Seite, so kommen die Oberflächenströme hinzu und die Kennlinie zeigt einen leichten Anstieg. Dieser Beitrag ist allerdings sehr klein, da die gesamte Oberfläche der n -Seite von der p -Spray-Implantation bedeckt wird und nur die Flächen nahe der n^+ -Implantationen verarmt sind und zum Oberflächenstrom beitragen. Bei Spannungen oberhalb der Verarmungsspannung bleibt das Stromniveau etwa konstant bis es bei 190 – 260 V zu Lawinendurchbrüchen kommt. Bei der dritten und mit acht Sensoren zahlenmäßig stärksten Gruppe ist ein starker Stromanstieg beim Erreichen der Verarmungsspannung zu beobachten. Dieser Stromanstieg ist aber im Vergleich zu den Durchbrüchen von Sensoren der beiden anderen Gruppen eher sanft und mindestens drei dieser Sensoren lassen sich bei 150 V betreiben. Die Art der n -Seitendefekte, die zu solchen weichen Durchbrüchen führt ist noch nicht geklärt. Es wurde in einzelnen Tests beobachtet, daß sich solche Sensoren nach Bestrahlung normal verhalten. So lange dies nicht eindeutig geklärt ist, werden solche Sensoren jedoch nur unter Vorbehalt zur Produktion von Detektormodulen verwendet werden. Zählt man die besten beiden Sensoren der letzten Gruppe noch mit, so ergibt sich für diese Produktion eine Ausbeute von 50 % oder, unter der Annahme, daß jeder beschädigte Sensor nur einen Defekt besitzt, eine Defektdichte von $\frac{10}{160 \text{ cm}^2} \approx 0,06 \text{ cm}^{-2}$.

Eine größere Anzahl von Bauelementen und damit eine größere Statistik erhält man bei Betrachtung der Einzelchipsensoren, da jeder Wafer drei dieser Sen-

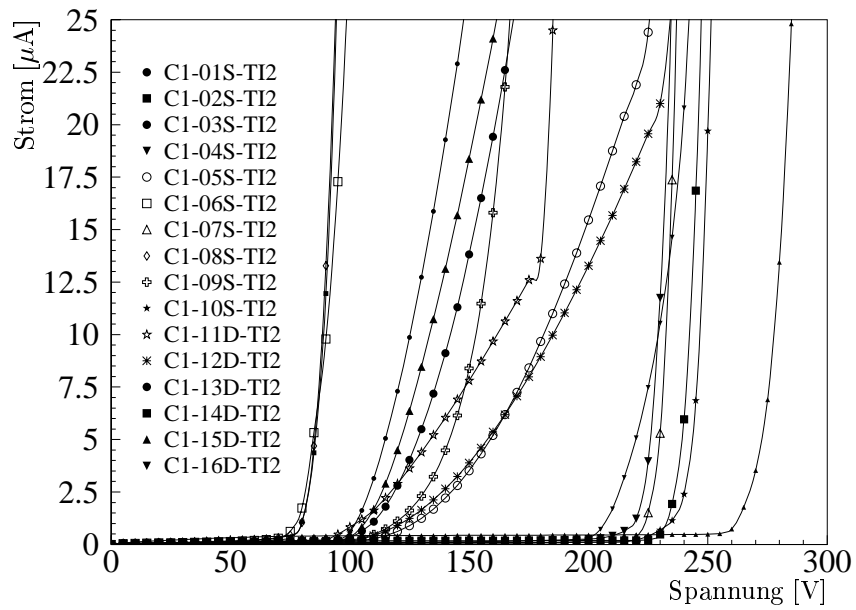
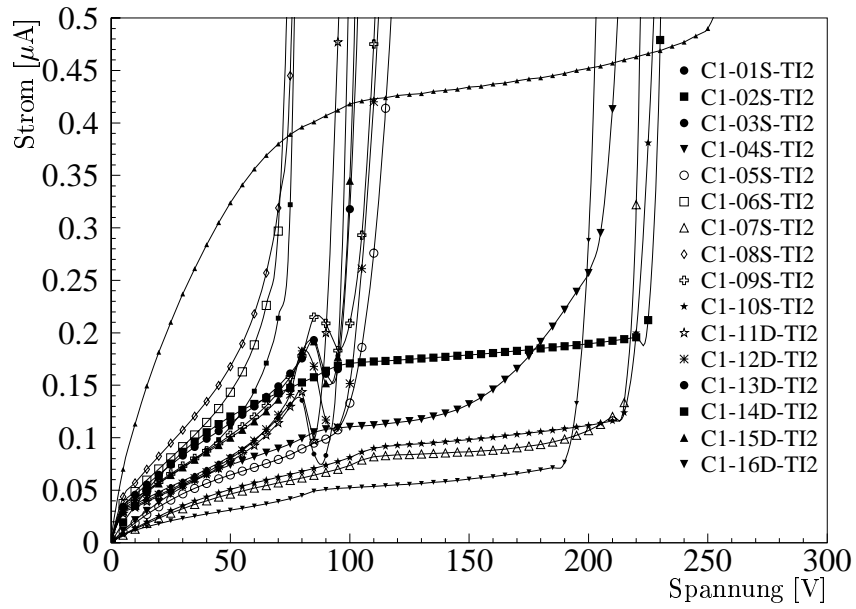


Abbildung 8.3: Kennlinien aller Sensoren des Typs Tile 2 eines Produktionslaufes mit unterschiedlicher Skalierung der Ordinate.

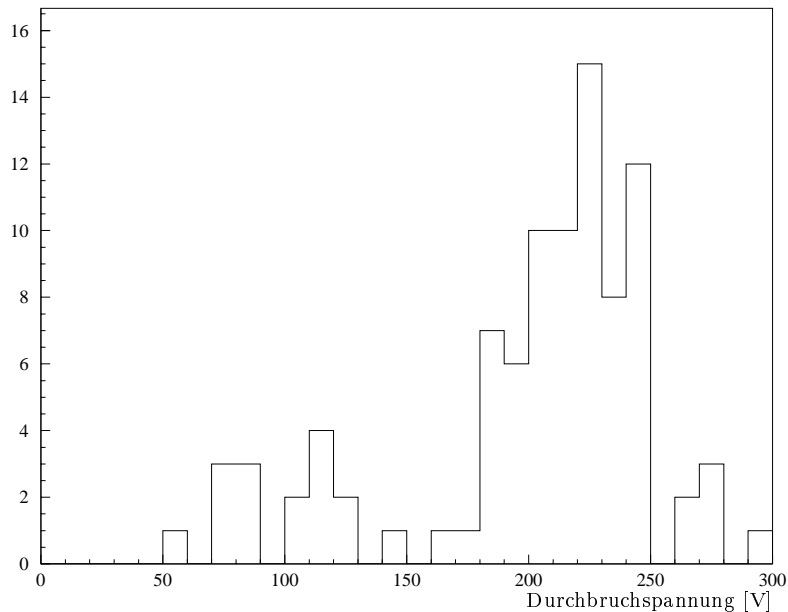


Abbildung 8.4: Histogramm der Durchbruchspannung von 92 Einzelchipsensoren mit p-Spray-Isolation.

soren enthält, die bis auf ihre Größe baugleich sind, sowie vier weitere Einzelchipsensoren mit p-Spray-Isolation. Insgesamt sind von 92 Einzelchipsensoren Kennlinien gemessen worden. Die Form der Kennlinien wird im wesentlichen von der Defektdichte bestimmt, so daß die designabhängigen Unterschiede bei der geringen Anzahl der Bauelemente nicht sichtbar sind. Abbildung 8.4 zeigt die Durchbruchspannungen aller 92 gemessenen Einzelchipsensoren. Wie auch bei den großen Sensoren (den Tiles) lassen sich drei Gruppen bilden. Die meisten Einzelchipsensoren besitzen eine Durchbruchspannung von knapp über 200 V¹. Ferner existieren zwei Populationen von Sensoren, deren Durchbruchspannung im Bereich der Verarmungsspannung (etwa 110 V) und darunter liegt. Nimmt man wieder an, daß jeder der 15 defekten Einzelchipsensoren nur einen Defekt besitzt, so beträgt die Defektdichte etwa 0,1 cm², etwa doppelt so viel wie bei den Tiles. Diese Differenz kann auf zwei Unterschiede zurückgeführt werden. Einerseits liegen die Einzelchipsensoren am Rand der Siliziumscheibe und sind dort eher mechanischen Belastungen z.B. durch die Handhabung ausgesetzt. Ferner ist es schwierig, die genaue Fläche des Bauelementes anzugeben, da sich die laterale Ausbreitung der Verarmungszone nur schwer quantifizieren läßt. Angegeben wurde die sensitive Fläche. Es ist aber (bei diesen Bauelementen) nicht unterscheidbar, ob der Defekt in der eigentlichen Sensorfläche, oder im Randbereich lokalisiert ist. Das Verhältnis von Kantenlänge zur Sensorfläche ist aber bei den kleinen Sensoren mehr als drei mal so groß wie bei denen in voller Größe.

¹Die sechs Sensoren mit Durchbruchspannungen über 250 V stammen von einem Wafer. Es ist zu vermuten, daß dieser durch Zufall etwas anders prozessiert wurde, z.B. eine etwas geringere p-Spray-Dosis erhielt.

Um der Ursache der frühen Durchbrüche vor allem in den großen Sensoren nachzugehen, wurden die Ströme verschiedener Sensorregionen separat gemessen. Dazu wurde ein Sensor des Typs Tile 2 verwendet, dessen Kennlinie schon einen frühen Durchbruch zeigte (C1-06S-TI2). Die Spannung wurde an der großflächigen p^+ -Implantation mit einer Rückseitennadel angelegt, während auf der n^+ -Seite der Strom mit mehreren Nadeln gemessen wurde. In Abbildung 8.5(a) wurde der Strom des Randbereichs von dem des sensitiven Bereiches getrennt. In der sensitiven Fläche ist ein klarer Stromanstieg ab einer Spannung von 80 V zu sehen, was darauf schließen läßt, daß der den in Abbildung 8.3 zu erkennenden Stromanstieg verursachende Defekt innerhalb der sensitiven Zone liegt. Anschließend wurde mit einer Nadel der innere Schutzring kontaktiert, während mit einer weiteren Nadel nacheinander sämtliche Doppelspalten durchgetestet wurden. Eine typischen Satz solcher Kennlinien zeigt Abbildung 8.5(b). Der Strom der separat kontaktierten Doppelspalte von Pixelzellen bleibt über die Verarmungsspannung hin stabil, während der Strom durch den Rest des Sensors den schon vorher gesehenen Anstieg bei 80 V zeigt. Umgekehrt ist die Situation wenn die 28. Doppelspalte angetastet wird. Diese zeigt einen starken Stromanstieg bei einer Spannung von 80 V während der Rest des Sensors stabil bleibt. Der Defekt oder die Defekte, die den Durchbruch des Sensors verursachen sind also lokal und liegen in dieser einen Doppelspalte. Eine optische Inspektion dieses Gebietes konnte keinen sichtbaren Defekt feststellen.

Ein einzelner Pixelsensor der oben beschriebenen dritten Gruppe (allerdings aus einer späteren Produktion des gleichen Herstellers mit geänderten Design) konnte mit Hilfe eines Infrarotmikroskopes untersucht werden. Dieses Mikroskop ist empfindlich in einer Wellenlänge, die in der Energie der Bandlücke des Siliziums liegt. Sollte Lawinenbildung die Ursache des Durchbruchs sein, so emittiert der Sensor an der defekten Stelle Photonen, die in etwa die Energie der Bandlücke des Siliziums tragen. Der untersuchte Sensor zeigte einen starken Stromanstieg nach Erreichen der Verarmungsspannung, wobei die Kennlinie aber nicht, wie für eine Lawinenbildung typisch, exponentiell sondern linear anstieg. Der Strom wurde also durch einen seriellen Widerstand begrenzt. Auf dem Sensor konnte nur eine Emissionsstelle im nahen Infrarot lokalisiert werden. Diese ist in Abbildung 8.6 gezeigt und mit einem optischen Bild der Struktur überlagert. Man sieht, daß das Infrarotlicht am Rand der Aluminisierung im Bereich der Spannungszuführung aus dem Sensor austritt. Da Aluminium für Infrarotstrahlung undurchlässig ist, kann davon ausgegangen werden, daß sich die Stelle, an der die Emission auftritt, direkt unter der Aluminisierung in der Nähe der auf dem Photo gut zu erkennenden Kontaktöffnung befindet. Ein typischer Defekt, der an solchen Stellen auftritt, wäre ein sogenannter Aluminiumspike. Da Silizium sich sehr gut in Aluminium löst, kann es bei der Aluminiumlegierung vorkommen, daß sich ein Aluminium-Siliziumgemisch bildet. Wird dabei die nur etwa $1 \mu\text{m}$ tief liegende n^+ -Implantation „verbraucht“, kann die Verarmungszone den Aluminium-Silizium-Übergang erreichen, was zu einer Injektion von Ladungsträgern führt. Im allgemeinen verwenden die Hersteller der Sensoren in ihren Prozessen nur Aluminium, das bereits mit Silizium gesättigt ist, so daß solche Defekte nicht vorkommen sollten. Andererseits sind Stellen, an denen große Aluminiumflächen über kleine Kontaktöffnungen mit dem Silizium verbunden sind, besonders für diese Art von Defekten gefährdet. Als Konsequenz dieser Untersuchung soll im 2. Prototyp der Einfluß der Spannungszuführung auf die Ausbeute

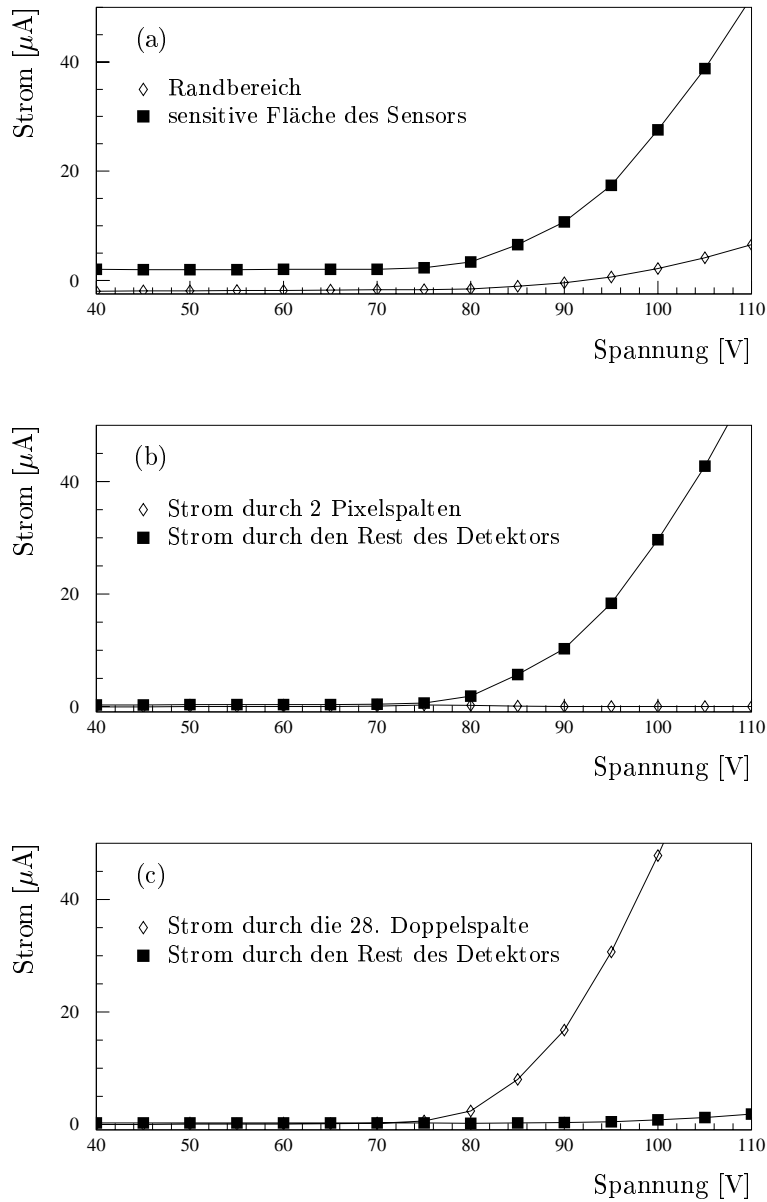


Abbildung 8.5: Defektsuche an dem Pixelsensor C1-06S-TI2. Die Ströme von verschiedenen Bereichen des Sensors wurden getrennt gemessen. (a) Strom in den inneren und äußeren Sensorregion. (b) Strom einer intakten Doppelspalte und dem Rest des Sensors. (c) Strom der defekten Doppelspalte und dem Rest des Sensors.

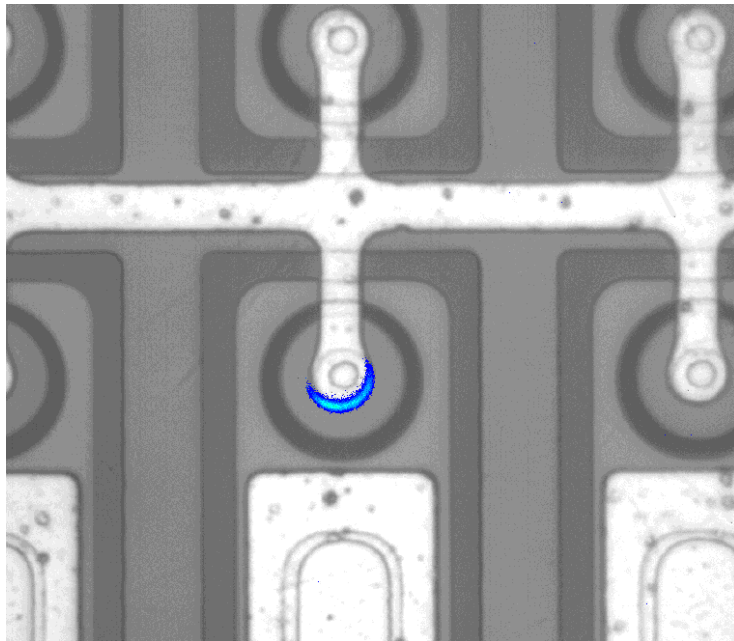


Abbildung 8.6: Optisches Bild überlagert mit einer IR-Emissions Aufnahme eines Defektes (Bildmitte) in einem Pixeldetektor der vollen Größe.

untersucht werden. Als Ergebnis dieser Untersuchung kann festgehalten werden, daß der untersuchte Sensor nur einen einzigen lokalen Defekt besitzt, welcher wahrscheinlich ein Aluminiumspike ist. Es muß für die Massenproduktion von Detektormodulen untersucht werden, in wie weit ein solcher Sensor mit einem einzigen defekten Pixel für die Modulproduktion geeignet ist.

Die Ergebnisse der Eingangstests lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Die in Abschnitt 6.7 besprochene Spannungszuführung eignet sich für Messungen zur Qualitätskontrolle der Sensoren.
- Diese Reihenmessungen lassen sich mit relativ geringem Aufwand auf Spitzenmeßplätzen mit einseitiger Kontaktierung der Wafer durchführen.
- Die Ausbeute der Sensoren bei der erste Prototypenproduktion beträgt etwa 50%. Auch der andere Hersteller (Seiko) erreicht etwa die gleiche Ausbeute [ATLAS 98, fig. 4-15].
- Die die Ausbeute begrenzenden Defekte sind wahrscheinlich lokal.

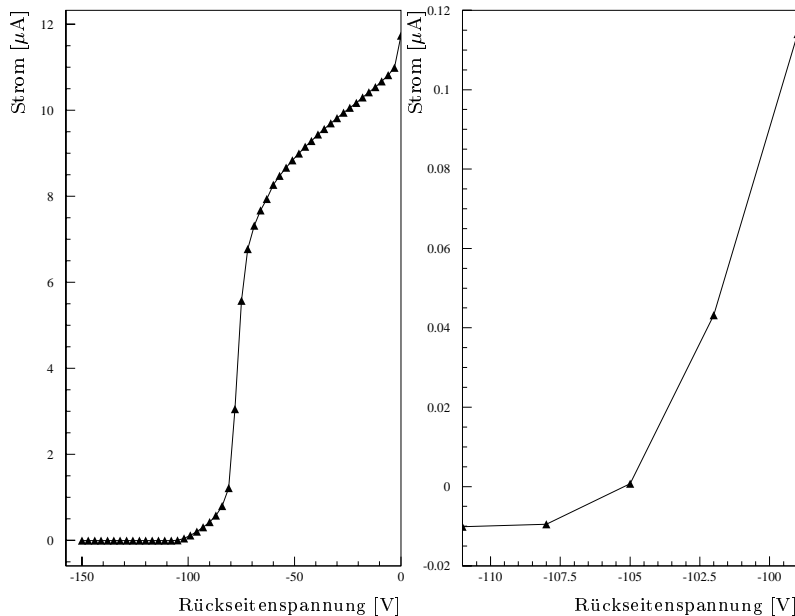
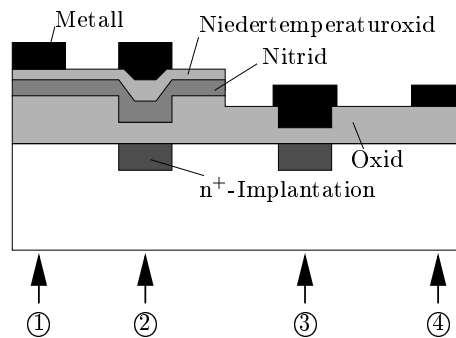


Abbildung 8.7: Strom zwischen zwei n^+ -Implantationen in Abhängigkeit von der p-Seiten-Spannung mit unterschiedliche Skalierung der Ordinate.

8.2 Messung einiger Parameter der Sensoren

8.2.1 Verarmungsspannung

Eines der wichtigsten Parameter eines Siliziumsensors stellt die Spannung für vollständige Verarmung dar. Sie legt bei unbestrahlten n^+n -Sensoren die minimale Betriebsspannung fest. Ferner lassen sich die IV-Kennlinien erst bei Kenntnis dieser Größe richtig interpretieren. Bei Streifendetektoren wird die Verarmungsspannung meist mit Hilfe einer CV-Kurve bestimmt (siehe Gleichung 3.17). Dies ist bei den hier besprochenen Pixelsensoren schwierig, da die Spannungszuführung über mehrere Punch-Through-Strukturen geschieht, die alle als seriell geschaltete Kapazitäten wirken und so die Messung schwer zu interpretieren ist. Die in Abschnitt 3.2.3 erwähnte Pinch-off-Methode erfordert zwar die Verwendung eines Spitzenmeßplatzes mit Antastung der Rückseite, bietet aber den direktesten Zugang zu diesem wichtigen Parameter. Abbildung 8.7 zeigt eine solche Pinch-off Messung an einem Bauelement des Wafer mit der Bezeichnung 2572-09. Die Verarmungsspannung ist erreicht, sobald der Strom zwischen den beiden n^+ -Implantationen das Vorzeichen wechselt. Dies passiert bei der gezeigten Messung bei 105 V. Unterschiede in der Verarmungsspannung zwischen den Siliziumscheiben eines Produktionslaufes rühren von Dickeschwankungen her, die quadratisch in die Verarmungsspannung eingehen (siehe Gleichung 3.3) in der Regel aber keine Rolle spielen. Geht man von einer Waferdicke von $280\ \mu\text{m}$ (Herstellerangabe) aus, so ergibt sich gemäß Gleichung 3.18 eine Dotierungskonzentration von $N_{\text{eff}} = 1,7 \cdot 10^{12}\ \text{cm}^{-3}$. Die Verarmungsspannung



(a)

	①	②	③	④
Kapazität [nF cm^{-2}]	12,5	21,0	57,8	20,3
Oxiddicke [nm]	267	120	60	166

(b)

Abbildung 8.8: Schichtsystem der Dielektrika auf den Pixelsensoren.

eines von der Firma Seiko prozessierten Wafers wurde in gleicher Weise zu 45 V bestimmt, was bedeutet, daß bei einer Waferdicke von $300 \mu\text{m}$ (Herstellerangabe) ein Material mit einer Dotierungskonzentration von $N_{\text{eff}} = 6,6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ verwendet wurde.

8.2.2 Oberflächenparameter

In diesem Abschnitt werden verschiedene Oberflächenparameter der Sensoren bestimmt. Viele können nicht durch Messungen an den Sensoren bestimmt werden, sondern müssen auf speziell zu diesem Zweck entworfenen Teststrukturen gemessen werden.

Flächenkapazität und Flachbandspannung

Eine wichtige Information ist die Kapazität zwischen dem Substrat und der Metallschicht, die nicht nur Rückschlüsse auf die Schichtdicken der Dielektrika zulassen, sondern auch benötigt werden, um die nachfolgenden Messungen zu interpretieren. Aufgrund der Prozessierung besitzen die Dielektrika an unterschiedlichen Orten verschiedene Dicken. Die in Abbildung 8.8 mit ① und ④ markierten Stellen entsprechen den Gate-Regionen von MOS-Transistoren, während die Stellen ② und ③ die Situation an den Pixelimplantationen widerspiegeln. Die Kapazität der Schichten an den Stellen ② und ③ wurde an speziell dazu entworfenen Kondensatoren gemessen während die MOS-Kapazitäten aus CV-Kennlinien von MOS-Strukturen extrahiert wurden. Ein Beispiel einer CV-Kennlinie ist in Abbildung 8.9 dargestellt. Neben der Dicke der Dielektrika läßt

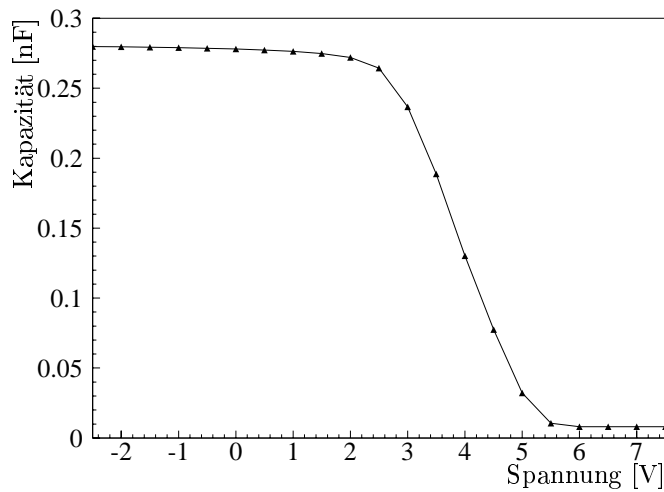


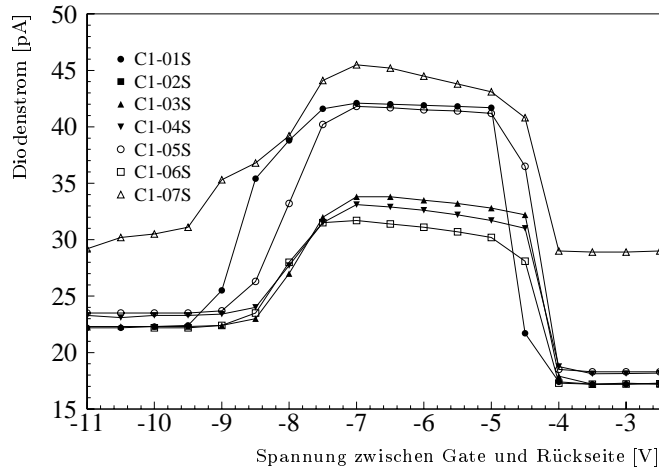
Abbildung 8.9: CV-Kennlinie einer $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ großen MOS-Struktur.

sich am Wendepunkt der Kurve die Flachbandspannung U_{fb} ablesen. Sie beträgt bei der betrachteten Struktur etwa 4 V , was gemäß Gleichung 3.4 einer Oxidladung von etwa $N_{Ox} \approx 3,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ entspricht. Die Oxiddicken unter der Nitridschicht wurden unter der Annahme berechnet, daß diese 90 nm stark ist (Herstellerangabe). Wegen des höheren Wertes der Dielektrizitätskonstanten des Nitrids ($\epsilon_{N_i} = 7,5$ [SZE 81]), ist die berechnete Oxiddicke nicht empfindlich auf diesen Wert.

Die Flachbandspannung läßt sich auch mit IV-Messungen an gatekontrollierten Dioden bestimmen (siehe Abschnitt 3.1.3). Abbildung 8.10 zeigt die Stromkurven, die an gatekontrollierten Dioden auf der p-Seite von acht der sechzehn gelieferten Siliziumscheiben gemessen wurden. Diese Messung bestätigt den oben genannten Wert der Flachbandspannung von etwa 4 V und zeigt, daß über die Produktion kaum Variationen auftreten. Messungen an gatekontrollierten Dioden lassen sich in vielfältiger Weise auswerten und es können noch andere Oberflächenparameter wie z.B. die Flächendichte der Grenzflächenströme bestimmt werden [BECKER 99], die aber für die hier untersuchten n^+n -Sensoren nicht relevant sind.

Implantationsdosis des p-Spray und Oberflächenbeweglichkeit

Eine Methode die Dosis der p-Spray-Implantation zu bestimmen, verwendet MOS-Transistoren, deren schematischer Querschnitt in Abbildung 8.11 dargestellt ist. Um einen möglichst gut definierten Kanal zu erhalten, wurde eine zylindersymmetrische Anordnung gewählt. Der Sourcekontakt besteht aus einer runden n^+ -Implantation mit dem Radius $r_S = 51 \mu\text{m}$, die von der ringförmigen n^+ -Implantation des Drainkontaktes mit dem Innenradius $r_D = 74 \mu\text{m}$ umgeben wird. Das „Substrat“ im eigentlichen Sinne bildet die p-Spray-Schicht, an deren Oberfläche sich der n-Kanal bildet. Sie ist elektrisch nicht kontaktiert und ihr



Abbildungung 8.10: Strom einer Gate-kontrollierten Diode in Abhängigkeit der Spannung am Gatekontakt.

Potential kann nicht direkt eingestellt werden. Liegen keine weiteren Spannungen an dem Bauelement an, so stellt sich ihr Potential auf das Potential des Sourcekontaktes plus der Diffusionsspannung ein. Beeinflusst man das Potential der p-Spray-Schicht durch das Anlegen einer negativen Rückseitenspannung, die größer als die Verarmungsspannung ist, so verschiebt sich die Schwellenspannung durch den Substrateffekt. Die Erhöhung der Schwellenspannung zeigt sich dadurch, daß sich die p-Spray-Schicht tiefer verarmen läßt bevor starke Inversion eintritt. Ist das p-Spray vollständig verarmt, so bringt eine weitere Erniedrigung seines Potentials nur eine sehr geringe weitere Erhöhung der Schwellenspannung. Unter der Annahme, daß die p-Spray-Schicht dünn ist², läßt sich die Bordosis der p-Spray-Schicht abschätzen zu:

$$N_{\text{Bor}} \geq \frac{1}{e} \cdot C_{\text{Ox}} U_{\text{th,max}} \quad (8.1)$$

Das Potential der p-Spray-Schicht läßt sich nur indirekt über die Spannung am Rückseitenkontakt beeinflussen. Solange nicht die gesamte Waferdicke verarmt ist, sich also noch freie Ladungsträger zwischen dem p⁺-Rückkontakt und der p-Spray-Schicht befinden, hat die Rückseitenspannung keinen Einfluß. Erst mit Erreichen der Verarmungsspannung beginnt das Potential des p-Sprays, analog zu der in Abschnitt 7.2.1 beschriebenen Situation zwischen den Pixel-Implantationen, in Richtung der Rückseite zu fallen. Da sich die Rückseitenspannung der verwendeten Strukturen nicht beliebig hoch einstellen ließ, stellt die so bestimmte Bordosis nur eine untere Schranke dar.

Abbildungung 8.12 zeigt den Strom zwischen Source- und Drainkontakt in Abhängigkeit von der Gatespannung. Liegt keine Rückseitenspannung an, so fließt auch bei Gatespannungen unterhalb der Schwellenspannung ein kleiner

²Die Dicke der p-Spray-Schicht geteilt durch die Dielektrizitätskonstante des Siliziums muß kleiner sein als die Oxiddicke geteilt durch die Dielektrizitätskonstante des Oxids.

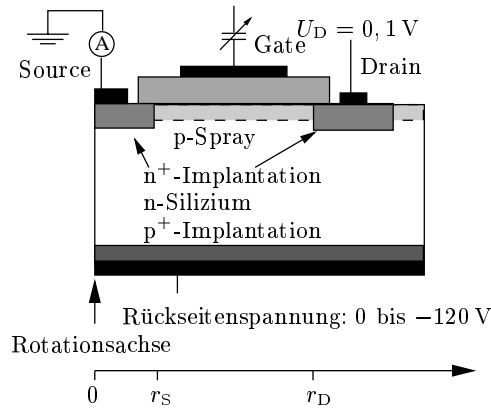


Abbildung 8.11: Schematische Darstellung des Meßaufbaus zur Bestimmung der p-Spray-Dosis unter der Verwendung eines MOS-Transistors.

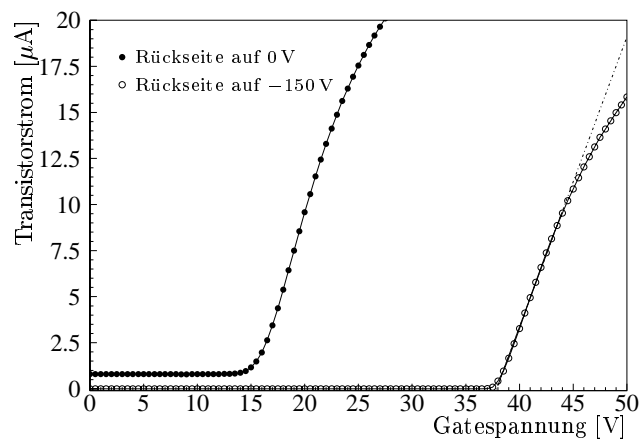


Abbildung 8.12: Abhängigkeit des Ausgangsstrom eines MOSFET-Transistors (Wafer C1-06S) von der Gatespannung. Aus der Schwellenspannung wurde die Flächendosis der p-Spray-Implantation bestimmt. Die Steigung im linearen Teil der Kennlinie wurde verwendet, um die Beweglichkeit der Elektronen im Kanal zu berechnen. Die angepasste Gerade ist angedeutet.

Strom durch das n-Silizium, das den Source- mit dem Drainkontakt verbindet. Bei Erreichen der Schwellenspannung bildet sich an der Grenzfläche der p-Spray-Schicht eine Akkumulationsschicht, der n-Kanal, und der Strom nimmt zu. Bei Anlegen Rückseitenspannung, die größer als die Verarmungsspannung ist, wird der parasitäre Kanal durch das n-Substrat abgeschnürt. Ferner fällt das Potential der p-Spray-Schicht aufgrund der thermischen Emission der Löcher zur Rückseite in Richtung des Rückseitenspannung (siehe Abschnitt 3.1.5), was die Schwellenspannung mittels des Substrateffekts erhöht. Bei Anlegen einer Rückseitenspannung von -150 V , was eine Überdepletierung von 45 V bedeutet, liegt sie bei 38 V . Dies entspricht gemäß Gleichung 8.1 und der in Spalte ① von Abbildung 8.8(b) gegebenen Gatekapazität einer Bordosis von $3.0 \cdot 10\text{ cm}^{-2}$ und damit genau dem spezifizierten Wert.

Diese Messung demonstriert auch die Zuverlässigkeit der p-Spray-Isolations-Methode. Selbst ohne Anlegen einer Rückseitenspannung bildet sich kein leitender Kanal bis zu Gatespannungen von 15 V . Erhöht sich also die Flachbandspannung um diesen Betrag, der auch etwa den Sättigungswert unter Bestrahlung darstellt, kann die Isolation der n^+ -Implantationen noch garantiert werden. Im wirklichen Betrieb der Sensoren wird jedoch die kritische Schwellenspannung zusätzlich durch den Substrateffekt erhöht, so daß die ausreichende Isolation der Sensorkanäle gewährleistet ist.

Aus der Steigung $\frac{dI}{dU}$ der in Abbildung 8.12 gezeigten Kurven läßt sich unter Verwendung von Gleichung 3.11 die Beweglichkeit der Elektronen an der Grenzfläche zwischen dem Silizium und dem Oxid bestimmen:

$$\mu_n = \frac{l}{z} \cdot \frac{1}{C_{\text{ox}} U_D} \cdot \frac{dI}{dU}, \quad (8.2)$$

wobei sich der Quotient l/z für die verwendeten zylindersymmetrischen Transistoren aufintegriert werden muß:

$$\frac{l}{z} \rightarrow \int_{r_S}^{r_D} \frac{dr}{2\pi r} = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{r_D}{r_S}$$

Die Steigung $\frac{dI}{dU}$ wurde aus dem linearen Teil der Kurve bestimmt (siehe Abbildung 8.12). Ihr Wert von $1,57 \pm 0,01\ \mu\text{A V}^{-1}$ ergibt eine Elektronenbeweglichkeit an der Grenzfläche zwischen Silizium und Oxid von $\mu_n = 74.4\ \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$. Dieser Wert liegt weit unter den üblichen Elektronenbeweglichkeit in Silizium. Das hat seinen Grund in der hohen p-Dotierung des Kanals, die die Mobilität der Ladungsträger reduziert (siehe z.B. [SZE 81]). An einem MOSFET, dessen n-Kanal nicht p-Spray-implantiert ist, wurde eine Elektronenbeweglichkeit von $\mu_n = 521\ \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ gemessen. Auch dieser Wert ist noch sehr niedrig, was an der $\langle 111 \rangle$ -Kristallrichtung des verwendeten Siliziums liegt. Während für den Bau von Transistoren für elektronische Schaltungen hohe Ladungsträgerbeweglichkeiten an den Grenzflächen wichtig sind, werden beim Bau von Siliziumdetektoren niedrige Werte bevorzugt, da dann die Sensoren weniger empfindlich für Lawinendurchbrüche sind, die ihre Spannungsfestigkeit begrenzen.

Die gleichen Messungen wurden auch mit Bauelementen auf einem von der Firma Seiko prozessierten Wafer durchgeführt. Da dieser in der Kristallrichtung $\langle 100 \rangle$ geschnitten wurde, liegt der Wert der Flachbandspannung viel

	CiS	Seiko
Verarmungsspannung	105 V	45 V
Durchbruchspannung	$\approx 200V$	$\approx 150V$
Kristallorientierung	$\langle 111 \rangle$	$\langle 100 \rangle$
Flachbandspannung	4,5 V	1,5 V
Elektronenbeweglichkeit	$74 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	$838 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$
p-Spray Dosis	$3,0 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$
Schichtwiderstände		
p ⁺	105 Ω/\square	129 Ω/\square
n ⁺	110 Ω/\square	171 Ω/\square
p-Stop	1,3 k Ω/\square	0,6 k Ω/\square

Tabelle 8.1: Vergleich der Bauelementeparameter zwischen den beiden Herstellern CiS und Seiko.

niedriger und der der Elektronenbeweglichkeit an der Oberfläche der p-Spray-Implantation deutlich höher (siehe Tabelle 8.1). Die Unterschiede zwischen den beiden Herstellern gehen im wesentlichen auf die unterschiedlichen Grundmaterialien zurück und bedeuten keine qualitativen Unterschiede zwischen den Bauelementen.

8.2.3 Widerstand der Implantationen

Um zu erreichen, daß das Signal schnell den Vorverstärker erreicht, darf der Widerstand der n⁺-Implantation nicht zu groß sein. Um die Widerstände messen zu können, befinden sich auf den Siliziumscheiben Testfelder mit Widerständen. Die Schichtwiderstände aller drei Hochdosisimplantationen (p-Seite: p⁺-Implantation; n-Seite: n⁺-Implantation und bei einigen Bauelementen p-Stop) wurden gemessen und sind in Tabelle 8.1 aufgelistet. Sie liegen alle im spezifizierten Bereich.

8.3 Rauschmessungen

Die bisher beschriebenen Messungen wurden nur mit den noch ungeschnittenen Sensoren auf Spitzenmeßplätzen vorgenommen. Bei den in diesem Abschnitt beschriebenen Rauschmessungen werden Ensembles aus Einzelchipsensoren mit Ausleseschips untersucht. Neben der Spannungsfestigkeit, ist das Rauschen eine weitere wichtige Eigenschaft der Pixelsensoren. Es bestimmt die minimale Schwelle der Ausleseelektronik und die kleinste noch nachweisbare Signalladung. Das Rauschen eines Pixeldetektors wird u.a. bestimmt durch den Leckstrom und die kapazitive Last am Vorverstärker. Da sich die sehr kleinen Kapazitäten der einzelnen Pixel nur schwer messen lassen, bieten Rauschmessungen einen Zugang zu den Gesamtkapazitäten unterschiedlicher Designs. Zur Messung des Rauschens werden mit Hilfe eines am Eingang jedes Vorverstärkers implementierten Kondensators Testpulse unterschiedlicher Stärke einkoppelt. Ist das Signal höher als die eingestellte Schwelle, so spricht der Kanal an, liegt es darunter tut er das nicht. Trägt man die Wahrscheinlichkeit, daß der Pixel anspricht gegen die inji-

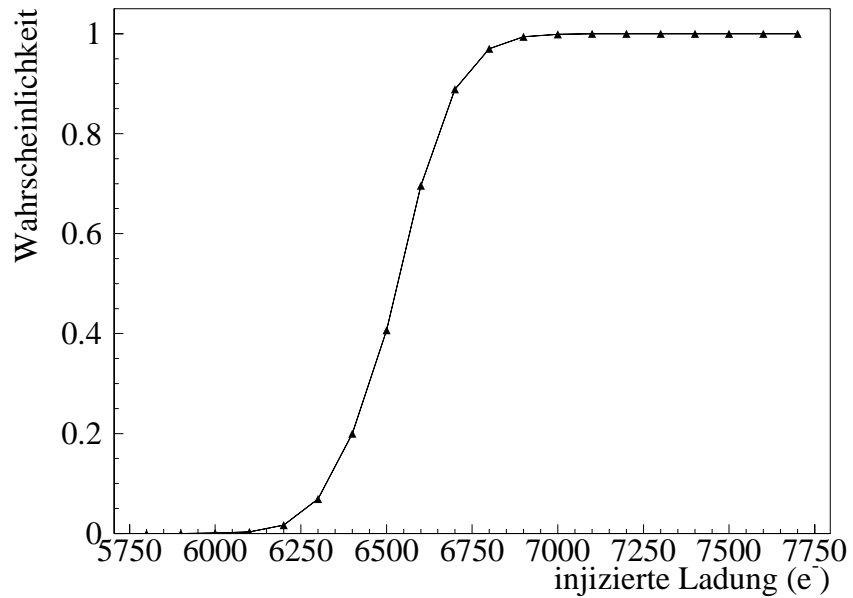


Abbildung 8.13: Wahrscheinlichkeit für das Ansprechen eines Pixels in Abhängigkeit von der injizierten Ladung.

Design	Rauschen	Strom pro Pixel
p-Stop (Abbildung 7.6)	$113 e^-$	6 pA
Ringe (Abbildung 7.11)	$110 e^-$	6 pA
Einfach mit kleiner Lücke (Abbildung 7.7(b))	$175 e^-$	8 pA
Geringes Übersprechen (Abbildung 7.10)	$350 e^-$	4 pA

Tabelle 8.2: Zusammenstellung von Rauschmessungen an Einzelchipsensoren unterschiedlicher Designs gemessen mit dem Auslesechip FE-B [ATLAS 98] bei 150 V Sperrspannung [RICHARDSON 98].

zierte Ladung auf, so erhält man für jede Pixelzelle eine Fehlerfunktion (die sog. *error fuction* siehe Abbildung 8.13). Der Wendepunkt dieser Funktion stellt die Schwelle des Pixels dar, die Steigung der Kurve im Wendepunkt ist ein Maß für sein Rauschen. Die in Tabelle 8.2 aufgelisteten Zahlen geben je den Mittelwert des Rauschens über alle 2880 Pixelzellen eines mit einem Auslesechip des Typs FE-B [ATLAS 98] bestückten Einzelchipsensor an. Die Designoption mit den unkontaktierten n^+ -Ringern (siehe Abschnitt 7.6) zeigt, das geringste Rauschen, während der gegen Übersprechen optimierte Sensor das höchste Rauschen zeigt. Das Rauschen stellt ein Maß für die Gesamtkapazität des einzelnen Pixels dar. Die genaue Skalierung hängt aber von vielen Parametern der Ausleseelektronik ab, die noch nicht ganz verstanden sind. Deshalb können die in Tabelle 8.2 gegebenen Werte nur qualitativ mit den in Kapitel 7 (siehe Tabelle 7.3) berechneten Werten verglichen werden. Die Reihenfolge der Designs stimmt in beiden Fällen überein, auch das Verhältnis der Kapazitäten entspricht in etwa dem der Rauschwerte.

Kapitel 9

Bestrahlungstests

9.1 Übersicht über die vorgenommenen Bestrahlungen

Die im Vergleich zu früheren Projekten am schwierigsten zu erfüllende Anforderung ist die Strahlenhärte aller Komponenten des Pixeldetektors. Die Sensoren sollen nach einer Neutronequivalentfluenz von $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ noch betreibbar sein. Um dies zu testen und um eventuelle Schwächen des Sensorkonzeptes zu finden, müssen Bestrahlungstests durchgeführt werden. Bei ihnen werden die Sensoren in relativ kurzer Zeit (einigen Stunden oder Tagen) der Hadronfluenz ausgesetzt, die sie im ATLAS-Experiment während dessen gesamter Dauer erhalten werden. Um auch das Verhalten der Sensoren in mittleren Stadien des Experimentes zu studieren, werden nicht alle Testsensoren bis zur vollen Fluenz bestrahlt. Während und vor allem nach der Bestrahlung werden die Sensoren bei tiefen Temperaturen (ca. -18°C) gelagert, um Ausheilungseffekte zu unterdrücken. Im Rahmen der ATLAS-Pixelkollaboration wurden Bestrahlungen an drei verschiedenen Beschleunigern vorgenommen:

- Paul-Scherrer-Institut (Villigen, Schweiz): π^+ -Mesonen der Energie 300 MeV (Härfaktor: 0,96 [HUHTINEN 93])
- Laurence Berkeley National Laboratory (Berkeley, USA): Protonen der Energie 55 MeV (Härfaktor: 1,85 [ROSE 97])
- Europäisches Zentrum für Teilchenphysik (CERN, Genf, Schweiz): Protonen der Energie 24 GeV (Härfaktor: 0,5 [ROSE 97])

Da die Strahldurchmesser der verschiedenen Beschleunigeranlagen in der Größenordnung von einem Quadratzentimeter liegen, wurden für die Bestrahlungstests kleine Einzelchipsensoren verwendet. So konnten die z.T. sehr hohen Fluenzen in relativ kurzer Zeit erreicht werden, da ein Abfahren der Sensoren mit dem Strahl (das sog. *scanning*) nicht notwendig war. Anders als bei Streifen-detektoren, bei denen die gesamte Länge der Streifen für das Verhalten des Sensors wichtig ist, enthalten die Einzelchip-Pixel-Sensoren alle Eigenschaften

der großen Bauelemente und eignen sich für sämtliche Tests, die die Sensoreigenschaften betreffen.

9.2 Statische Messungen

Für den Betrieb von hoch bestrahlten Siliziumdetektoren ist die Spannungsfestigkeit wegen der benötigten hohen Betriebsspannungen eines der wichtigsten Parameter. Um diese zu testen wurden zwei Einzelchipsensoren des Wafers mit der Bezeichnung C1-06S, deren Design in Abschnitt 7.6 beschrieben ist, am Paul-Scherrer-Institut mit π^+ -Mesonen zu Fluenzen von $\Phi = 2,4 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ und $\Phi = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlt. Der Strahl hatte eine Querschnittsfläche von etwa $1,2 \times 1,2 \text{ cm}^2$, so daß die Sensoren auf ihrer gesamten Fläche bestrahlt wurden. Die Dosis wurde mit Hilfe von aktivierten Aluminiumfolien bestimmt, die direkt vor und hinter den Sensoren plaziert waren. Ferner wurde eine Proportionalkammer vor dem Aufbau verwendet, die mit den Aluminiumfolien kalibriert wurde. Wegen der Inhomogenität des Strahlprofils und der Ungenauigkeit beim Plazieren der Proben liegt der Fehler der Fluenzbestimmung in der Größenordnung von 20 %. Die Bestrahlung fand bei Raumtemperatur und ohne angelegte Spannung statt. Sie dauerte wenige Tage und die bestrahlten Sensoren wurden direkt nach Erreichen der für sie vorgesehenen Fluenz bei 0° C gelagert. Das Temperaturprofil der Sensoren nach der Bestrahlung wurde aufgenommen, um die Ausheilungseffekte berücksichtigen zu können.

Abbildung 9.1 zeigt die Kennlinien der Sensoren nach den oben genannten Fluenzen. Sie wurden bei unterschiedlichen Temperaturen gemessen und dann mit der Temperaturabhängigkeit des Schockley-Read-Hall Stroms aus Gleichung 3.23 auf -10° C normiert. Die Ströme folgen diese Abhängigkeit woraus geschlossen werden kann, daß es keine nennenswerten Beiträge außer dem Generationsstrom gibt. Beiträge, die nicht durch Schockley-Read-Hall Generation verursacht werden, wie z.B. Stoßionisation würden anders mit der Temperatur skalieren. Der höhere Strom des hoch bestrahlten Sensors bei der höchsten Temperatur (-20° C) hat seine Ursache in der ungentügenden Kühlung. Die Oszillation, die vor allem im unteren Teil der Abbildung 9.1 zu sehen ist, spiegelt die periodischen Temperaturschwankungen der Klimakammer wieder, in der sich die Sensoren während der Messung befanden.

Für den niedriger bestrahlten Sensor wurde die Stromschädigungskonstante abgeschätzt. Dazu wurde eine Ausheilungszeit von 24 h bei Zimmertemperatur angenommen und die in Abschnitt 4.1.2 gegebene Parametrisierung verwendet. Das für den vollständig ausgeheilten Zustand ($t = \infty$) extrapolierte Ergebnis ist eine Stromschädigungskonstante von $\alpha_\infty \approx 4 \cdot 10^{17} \text{ A cm}^{-1}$ für die Fluenz von $\Phi = 2,4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung, wie in der Literatur genannten Werte (siehe z.B. [BATES 96, WUNSTORF 92]), was ebenfalls ein Hinweis darauf ist, daß der Volumenstrom der einzige nennenswerte Beitrag zu Gesamtstrom ist.

Bemerkenswert an den in Abbildung 9.1 dargestellten Kennlinien ist vor allem die Tatsache, daß bis zu Spannungen von 500 V, was das Maximum der zur Verfügung stehenden Spannungsquellen war, keinerlei Anzeichen für das Ein-

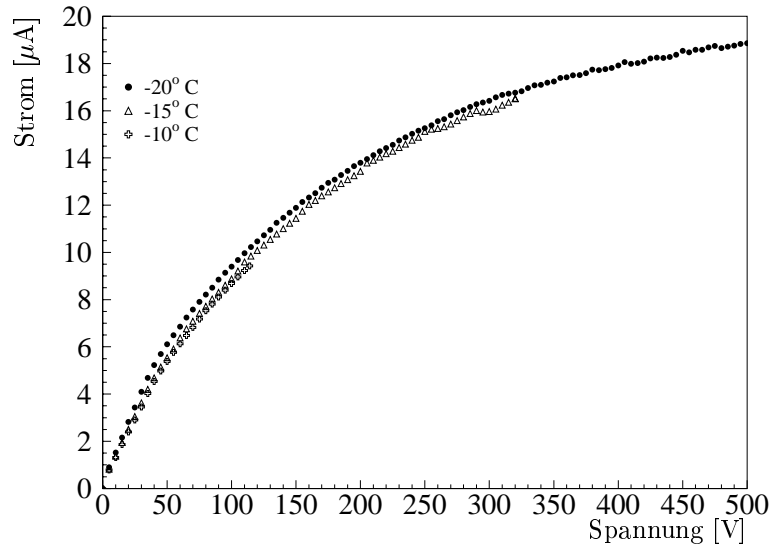
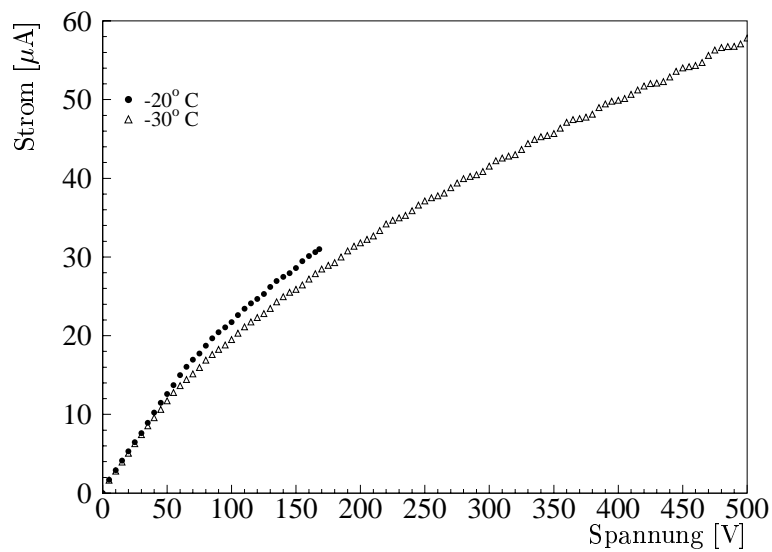
(a) Fluenz: $\Phi = 2,4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ (b) Fluenz: $\Phi = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$

Abbildung 9.1: Strom-Spannungskennlinien von bestrahlten Einzelchipsensoren mit unkontaktierten n^+ Ringen (Abschnitt 7.6) gemessen bei verschiedenen Temperaturen und normiert auf -10°C [RoHE 98b].

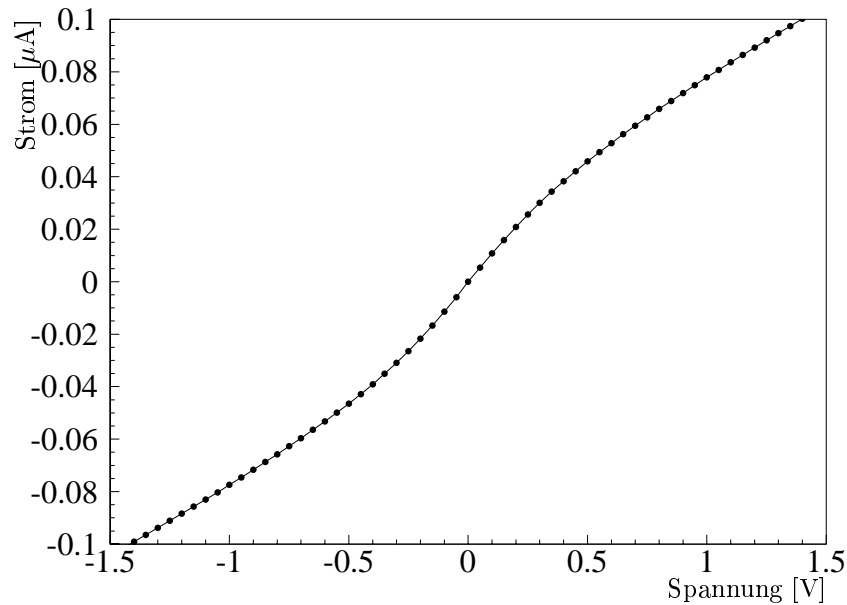


Abbildung 9.2: Messung der unteren Grenze des Zwischenpixelwiderstandes [ROHE 98b].

setzen von Durchbrüchen zu erkennen ist. Dies wird erhärtet durch die oben diskutierte Temperaturabhängigkeit, die auch keine Hinweise darauf liefert, daß Stoßionisation oder Lawinenbildung sichtbar zum Gesamtstrom beiträgt. Mit einer nicht elektronisch steuerbaren Spannungsquelle wurde die Spannung bis 700 V erhöht, wobei sich die Sensoren stabil verhielten und keinerlei Hinweise auf Durchbrüche zeigten.

Eine kritische Fragestellung war auch, ob die im Vergleich zu p-Stop-Implantationen sehr niedrige p-Spray-Implantationsdosis auch nach Bestrahlung eine ausreichende elektrische Isolation der einzelnen Kanäle gewährleisten würde. Um dies abschätzen zu können, wurde der hoch bestrahlte Sensor untersucht. Abbildung 9.2 zeigt den Strom zwischen zwei Pixeln in Abhängigkeit der Spannung zwischen ihnen. Der Widerstand, der sich aus der Steigung dieser Kurve bei 0 V ergibt, liegt bei etwa $10\text{ M}\Omega$ und reicht aus, die elektrische Isolation der Zellen zu garantieren. Es war nicht möglich, das Bauelement auf dem Spitzenmeßplatz zu kühlen, so daß die Messung ohne Anlegen einer Sperrspannung bei Zimmertemperatur durchgeführt werden mußte. Dies bedeutet, daß diese Messung eine Abschätzung der unteren Grenze des Widerstandes bedeutet. Im Falle einer Verarmungszone nahe der n-Seite ist der Widerstand höher. Auch beim Betrieb von bestrahlten Pixeldetektoren war die Isolation immer ausreichend.

Strom-Spannungs-Kennlinien von Sensoren, die die p-Stop-Isolationstechnik verwenden, lassen sich wegen des Fehlens der Spannungszuführung erst nach ihrer Verbindung mit dem Auslesechip messen. Im Rahmen der ATLAS-Pixelkollaboration wurden einige Einzelchipsensoren mit Indiumbumps ver-

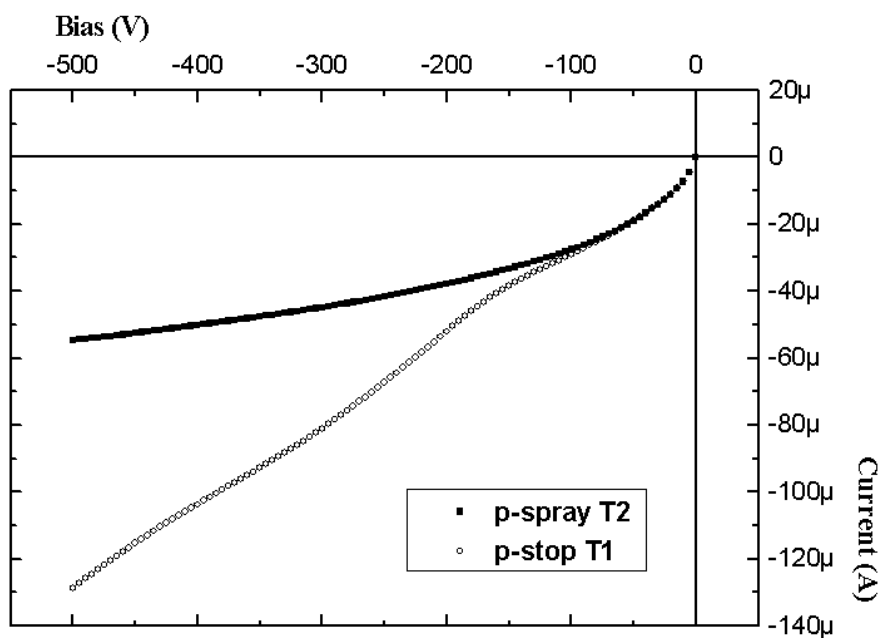


Abbildung 9.3: Kennlinien eines p-Stop- und eines p-Spray-Einzelchipsensors nach einer Fluenz von $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Die Messung geschah durch die Ausleseelektronik, so daß alle Zellen geerdet waren. In dieser Graphik wurde für die Richtung des Stroms und der Spannung eine andere Konvention verwendet [D'AURIA 98].

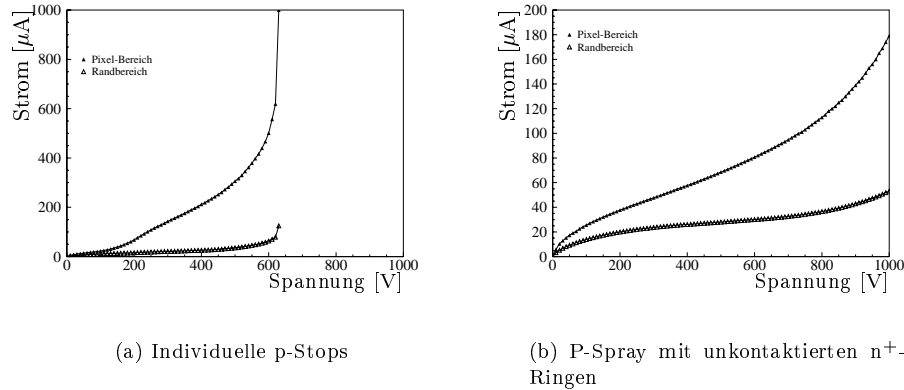


Abbildung 9.4: Kennlinien von zwei bis zur vollen Designfluenz von $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlter Einzelchipsensoren. Die Messung wurde nach Aufbringen der Ausleseelektronik vorgenommen, so daß die Pixelzellen durch die Bump-Bonds geerdet waren. Die Stromanteile aus der Pixelzone und dem Randbereich wurden getrennt [RICHARDSON 98].

sehen, aus dem Wafer ausgesägt und anschließend am Lawrence-Berkeley-Laboratory (Berkeley, USA) mit Protonen der Energie 55 MeV bestrahlt. Da das Zusammensetzen von Sensor und Ausleseelektronik bei der Verwendung von Indiumbumps keine Erwärmung über Zimmertemperatur erfordert, konnten die bestrahlten Sensoren mit der nicht strahlenharten Ausleseelektronik verbunden werden, ohne daß es zu einer starken Ausheilung kommen würde.

Abbildung 9.3 zeigt zwei Kennlinien von Sensoren mit p-Stop und p-Spray-Zwischenpixelisolation nach einer Fluenz von $5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$. Die Messung erfolgte bei etwa -19°C und die Stromwerte wurden in der gleichen Weise skaliert, wie in Abbildung 9.1. Der Auslesechip war während der Messung ausgeschaltet, um eine stabile Temperatur zu gewährleisten. Es ist zu sehen, daß der Strom des p-Spray-Sensors ähnlich wie in Abbildung 9.1 mit der Wurzel der Spannung ansteigt und sich dabei stabil verhält. Anders dagegen der p-Stop-Sensor. Seine Kennlinie weicht bei Spannungen über 150 V deutlich von der Form der Wurzelfunktion ab. Ferner zeigt der Strom starke zeitliche Variationen, die in Abbildung 9.3 nicht zu sehen sind. Beides deutet darauf hin, daß es neben dem Volumengenerationsstrom noch andere Anteile enthalten sind, die z.T. starken zeitlichen Fluktuationen unterliegen wie z.B. lokal begrenzte Lawinendurchbrüche.

Das gleiche Bild zeigt sich bei den bis zur vollen Designfluenz von $1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlten Sensoren. Ihre Kennlinien sind in Abbildung 9.4 gezeigt. Die Messungen wurden ebenfalls durch die nicht aktive Ausleseelektronik durchgeführt, alle Pixelzellen waren also einzeln durch die Bump Bonds geerdet. Die Temperatur betrug $-7,8^\circ \text{C}$ und die Stromwerte wurden nicht skaliert. In den Messungen konnten die Stromanteile aus dem Randbereich von dem Strom aus dem Bereich der Pixelzellen getrennt werden. Die Kennlinie der Sensoren mit individuellen p-Stops ist in Abbildung 9.4(a) zu sehen. Der Strom im Bereich der Pixelzellen

beginnt bei Spannungen von über ca. 150 V an, vom idealen wurzelförmigen Verlauf abzuweichen, während er im Randbereich stabil bleibt. Bei einer Spannung von etwa 600 V setzt dann ein massiver Durchbruch ein. Die Tatsache, daß der Strom der Pixelregion stark steigt, zeigt, daß die Schwachstelle dieses Sensors in der Konzeption der Pixelzellen liegt. Der mit der gleichen Fluenz bestrahlte p-Spray-Sensor zeigt ein stabiles Verhalten bis zu Sperrspannungen von 1000 V. Der schwache Stromanstieg bei Spannungen über 600 V ist auf die relativ hohen Temperaturen während der Messung und die damit verbundene Selbsterhitzung des Sensors zurückzuführen.

9.3 Rauschmessungen

Sind bei den unbestrahlten Sensoren die Rauschmessungen durch die kapazitive Last am Vorverstärker bestimmt, so kann bei bestrahlten Sensoren noch der höhere Leckstrom zu einem bedeutenden Rauschbeitrag werden. Im Rahmen der ATLAS-Kollaboration wurden an den vier bestrahlten Sensoren, deren Kennlinien in Abbildung 9.3 und 9.4 zu sehen sind, Rauschmessungen durchgeführt. Abbildung 9.5 zeigt das Rauschen dieser Einzelchipsensoren in Abhängigkeit von der angelegten Verarmungsspannung. Die dargestellten Werte sind jeweils über alle Pixelzellen des untersuchten Einzelchipsensors gemittelt. Die Fehlerbalken zeigen nicht die Fehler der einzelnen Messungen, sondern die Variation des Rauschens über den Chip an und sind deshalb ein Maß für die Homogenität des Stroms über die Sensorfläche. Die beiden getesteten p-Spray-Sensoren, zeigen eine Erhöhung des Rauschens gegenüber Messungen an identischen, aber unbestrahlten Strukturen (siehe Tabelle 8.2) um etwa den Faktor zwei. Selbst bei einer Betriebsspannung von 600 V zeigt der mit der vollen Fluenz von $\Phi = 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlte Sensor nur ein Rauschen von unter $300 e^-$. Die Tatsache, daß die Variation des Rauschens nur schwach mit der Spannung wächst, läßt den Schluß zu, daß der Sensor keine Zonen besitzt, in denen der Leckstrom lokal viel höhere Werte annimmt, da dies zu einem erhöhten Rauschen in diesem Bereich führen würde. Dies bestätigt die Aussage aus Abschnitt 9.2, daß keine Gebiete mit lokalen Durchbrüchen gibt.

Das Rauschen der getesteten p-Stop-Sensoren hängt viel stärker von der angelegten Sperrspannung ab. Der mit der halben Designfluenz von $\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlte Einzelchipsensor ließ sich bis zu einer Verarmungsspannung von 500 V messen. Sein Rauschen stieg jedoch bis auf 660 Elektronen an. Der bis zur vollen Fluenz von $\Phi = 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlte p-Stop-Sensor konnte nur bis 125 V betrieben werden, dies ist der Punkt, bei dem die Kennlinie beginnt, von dem wurzelförmigen Verlauf abzuweichen. Bei höheren Sperrspannungen steigt das Rauschen bis auf Werte von mehreren tausend Elektronen. Der Grund für das hohe Rauschen liegt sowohl an dem hohen Niveau des Stroms aber auch in den starken Fluktuationen der Lawinenprozesse, die wiederum ein Rauschbeitrag darstellen. Da das System so konzipiert ist, daß die kleinste sicher nachweisbare Signalladung bei etwa 6000 Elektronen liegt, muß die Verarmungszone in jeder Phase des Experimentes mehr als $105 \mu\text{m}$ tief sein. Dazu sind nach der vollen Fluenz Verarmungsspannungen von über 500 V und eine Schwelle der Ausleselektronik von etwa 2000 Elektronen nötig. Diese Sensoren sind also nicht

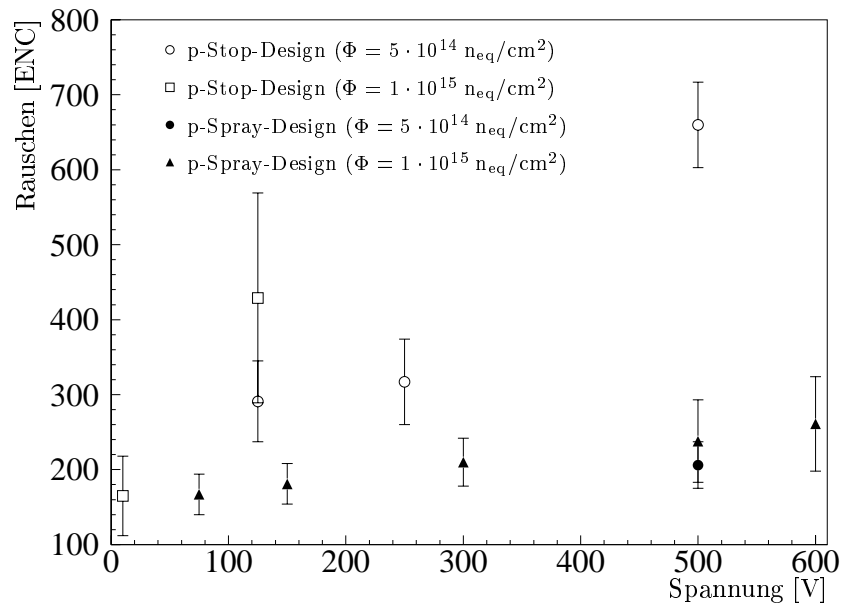


Abbildung 9.5: Rauschen von bestrahlten Einzelchipsensoren zweier unterschiedlicher Designs (p-Stop: siehe Abschnitt 7.3, p-Spray: siehe Abschnitt 7.6) in Abhängigkeit von der angelegten Verarmungsspannung gemessen bei -10°C mit dem Auslesechip FE-B [ATLAS 98]. Der Meßwert des hoch bestrahlten p-Stop-Sensors (\square) bei 250 V beträgt $7450 \pm 202 \text{ ENC}$ und ist deshalb nicht mehr zu sehen. Die Fehlerbalken zeigen nicht die Fehler der einzelnen Messungen, sondern die Variation des Rauschens über den Chip an (Meßwerte von [RICHARDSON 98]).

für den Betrieb im ATLAS-Pixeldetektor geeignet, da bei den im hoch bestrahlten Zustand benötigten Betriebsspannungen das Rauschen nicht mehr unter der Schwelle der Ausleseelektronik liegt.

Kapitel 10

Teststrahlexperimente

10.1 Aufbau

Teststrahlexperimente stellen den realistischsten Test von Detektorkomponenten dar. Das zu untersuchende Objekt wird dabei in einem Teleskop aus bekannten und sehr genauen Detektoren plaziert. Der Beschleuniger liefert hochenergetische Teilchen, deren Spuren durch das Teleskop genau vermessen werden. Die Reaktion des zu testenden Detektors auf die Teilchen kann, je nach Genauigkeit des Teleskops, in Abhängigkeit von der Position der Spuren getestet werden. Abbildung 10.1 zeigt das 1998 von der ATLAS-Pixelkollaboration verwendete Teleskop. In der Mitte können bis zu drei Testdetektoren auf verfahrbaren Tischen montiert werden. Vor und hinter den getesteten Sensoren befinden sich je zwei Lagen von doppelseitigen Streifendetektoren, die eine Fläche von etwa $1,5 \times 1,5 \text{ cm}^2$ abdecken. Der Strahl hat in etwa einen Durchmesser von 1 cm. Die erreichte Ortsauflösung ist im Bereich der Testdetektoren besser als $5 \mu\text{m}$ [RAGUSA 99], so daß alle Sensoreigenschaften in Abhängigkeit vom Ort des Teilchendurchganges gemessen werden können.

Um verschiedene Sensordesigns miteinander vergleichen zu können, muß sichergestellt sein, daß sich die Ensembles aus Einzelchipsensor und Auslesechip nur im Sensordesign unterscheiden. Für diese Studie wurden 3 Designoptionen ausgewählt. Die Option mit den individuellen p-Stops (Abbildung 7.6, die p-Spray-Option mit den unkontaktierten n^+ -Ringen (Abbildung 7.11 und ein einfaches p-Spray-Design mit kleiner Lücke zwischen den Pixelimplantationen (Abbildung 7.7(b)). Alle drei Sensoren stammen von demselben Wafer, der von der Firma CiS prozessiert wurde. Die Deposition von Indiumbumps und das Zusammenfügen mit Auslesechips des Typs FE-B [ATLAS 98] führte die Firma Boeing durch. Die gesamten Ensembles wurden auf eine Supportkarte geklebt, die eine Vielzahl passiver Komponenten enthält und die Verbindung zum etwa 10m entfernten Datennahmesystem herstellt, das ausführlich in [ATLAS 98] beschrieben ist.

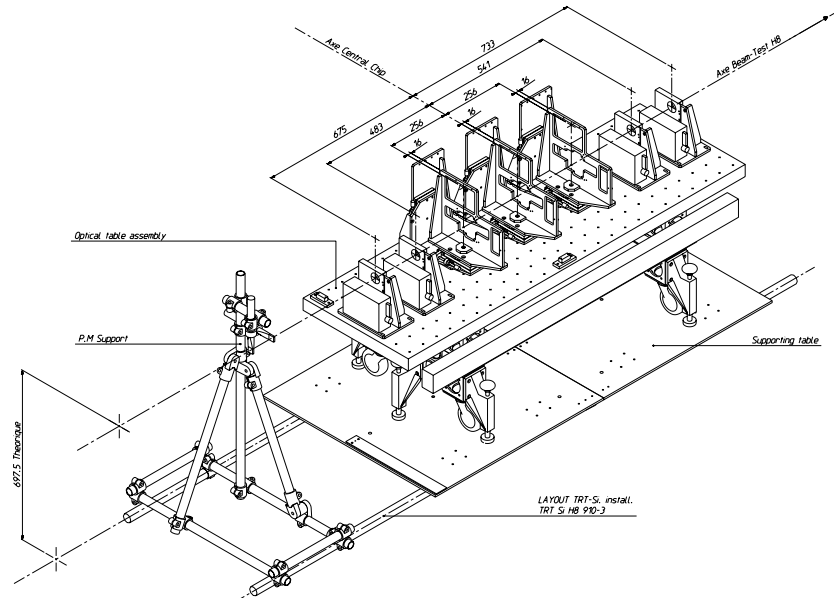


Abbildung 10.1: Abbildung des Strahlteleskops [ATLAS 98].

10.2 Ladungssammlung im Sensor

10.2.1 Vergleich der unterschiedlichen Designoptionen

Eine sehr wichtige und nur in Teststrahlexperimenten orts aufgelöst zu messende Eigenschaft der Sensoren ist ihre Fähigkeit, die von den Teilchenspuren deponierte Ladung auf dem Vorverstärker zu sammeln. Um eventuelle Schwächen der verschiedenen Sensordesigns feststellen zu können, wurde mit Hilfe der von der Elektronik gelieferten Analoginformation (siehe Abschnitt 2.5) die durchschnittliche nachgewiesene Ladung pro Teilchenspur in Abhängigkeit von der Position der Spur auf der einzelnen Pixelzelle gemessen. Abbildung 10.2 zeigt das Ergebnis dieser Messungen für drei in Kapitel 7 diskutierte Designoptionen. Aufgetragen ist die durchschnittlich pro Teilchenspur nachgewiesene Signalladung in Abhängigkeit von dem durch das Teleskop gemessenen Ort des Teilchendurchgangs auf der Pixelzelle bei einer angelegten Sperrspannung von -150 V . Traf eine Spur mehrere Zellen, so wurde die Summe der Ladung aller getroffenen Pixel dieses Clusters verwendet. Die Pulshöhen wurden mit Hilfe von Labormessungen kalibriert. Dargestellt ist die Fläche von zwei Pixelzellen, die sich an ihrer kurzen Seite berühren. Die x-Achse beschreibt die lange Pixelseite und die Position bei $x = 0\text{ mm}$ stellt die Achse zwischen den beiden Pixeln dar, an denen sich bei den p-Spray-Sensoren die Spannungszuführung (das Bias Grid, siehe Abschnitt 6.7) befindet. Die y-Koordinate beschreibt die kurze Seite der Pixelzelle, wobei die Position $y = 0\text{ mm}$ die Mitte der Zelle markiert.

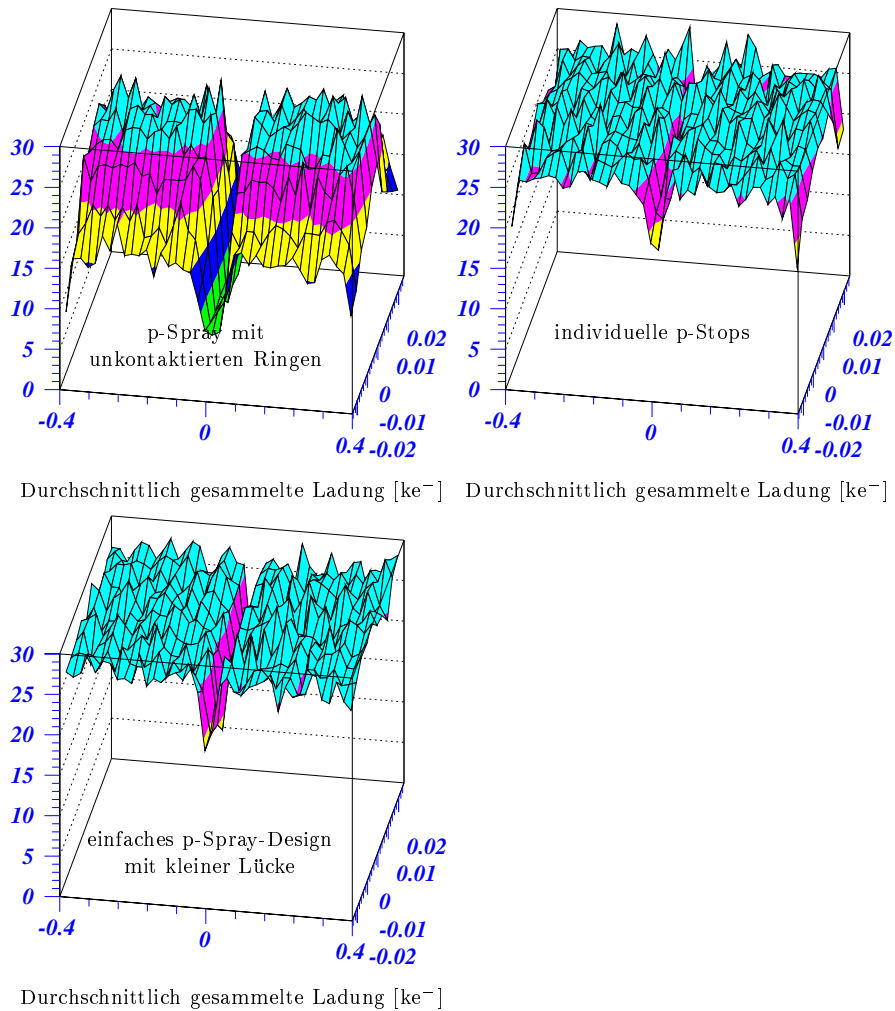
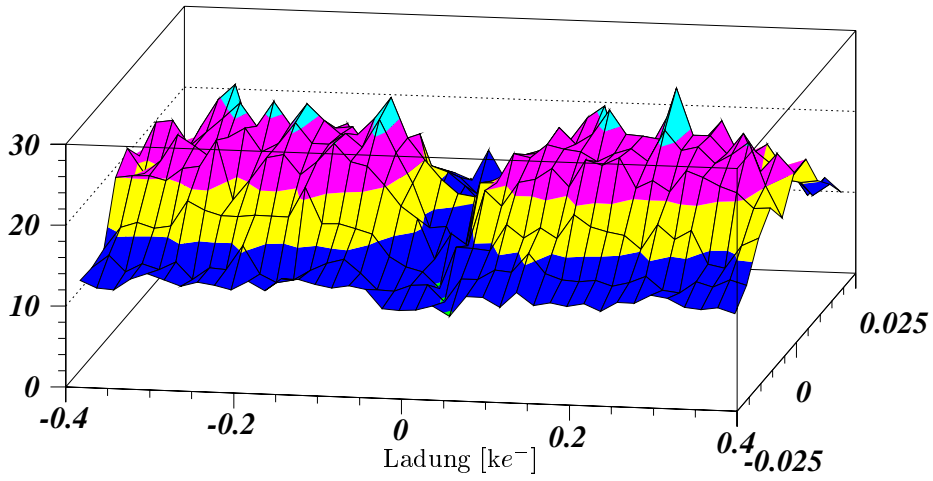


Abbildung 10.2: Durchschnittliche gesammelte Signalladung unbestrahlter Sensoren in Abhängigkeit von dem Ort der Teilchenspur bei einer Betriebsspannung von -150 V . Die x -Achse beschreibt die Länge Pixelseite (die Einheit ist Millimeter [mm]) und die Position bei $x = 0\text{ mm}$ stellt die Achse zwischen den beiden Pixeln dar, an denen sich bei den p-Spray-Sensoren die Spannungszuführung befindet. Die y -Koordinate beschreibt die kurze Seite der Pixelzelle (die Einheit ist Millimeter [mm]), wobei die Position $y = 0\text{ mm}$ die Mitte der Zelle markiert. [RAGUSA 99].

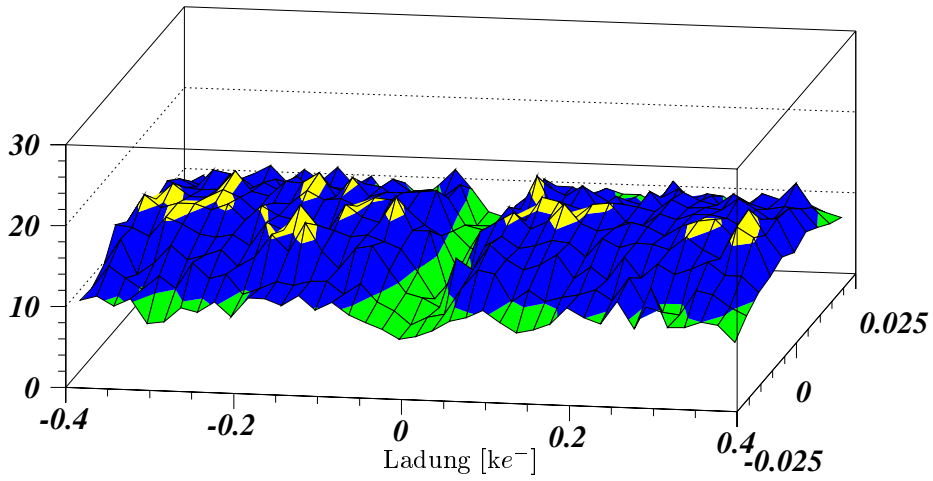
Die in Abschnitt 7.4 beschriebene Designoption mit der kleinen Lücke zwischen den n^+ -Pixelimplantationen zeigt das günstigste Ladungssammlungsverhalten der drei untersuchten Sensoroptionen. Die nachgewiesene Signalladung liegt bei etwa $27 ke^-$ und ist über die gesamte Fläche der Pixelzelle homogen. Der Einbruch entlang der Pixelgrenze ist auf die Implantation der Spannungszuführung zurückzuführen. Diese ist in diesem Design in der Art realisiert, die in Abbildung 6.14(a) dargestellt ist. Signalladung, die von dem orthogonal zu den Pixeln laufenden implantierten Bus gesammelt wird, fließt zum Rand des Sensors und wird nicht nachgewiesen. Bemerkenswert ist, daß die durchschnittlich nachgewiesene Ladung an dieser Stelle nicht völlig verschwindet, sondern nur auf etwa 60% des Plateauwertes sinkt. Dies liegt daran, daß die Implantation der Spannungszuführung nicht wie die Pixelzellen auf Erdpotential liegt, sondern durch eine am Rand des Sensors gelegene Punch-Through-Struktur auf ein Potential etwas näher der Rückseite fällt (je nach Sperrspannung auf ca. -5 bis -10 V), so daß die Signalladung eher zu der Pixelelektrode driftet.

Die Sensoren, die individuelle p-Stops zur n-Seitenisolation verwenden, zeigen ein ähnlich gutes Ladungssammlungsverhalten. Das Plateau der Signalladung liegt mit etwa $26 ke^-$ in etwa auf dem gleichen Niveau wie bei dem einfachen p-Spray-Design. Da dieser Sensor nicht über eine Spannungszuführung (Bias-Grid) verfügt, fehlt hier der Einbruch bei der Position $x = 0$ mm. An den vier Ecken ist jedoch ein leichter Abfall zu erkennen, der sich durch Ladungsteilung erklären läßt: In den Ecken kann es vorkommen, daß die Signalladung nicht auf ein oder zwei Pixelzellen aufgeteilt wird, sondern auf drei bis vier. Dabei kommt es mit einer relativ hohen Wahrscheinlichkeit vor, daß nicht in allen getroffenen Zellen die Schwelle des Komparators überschritten wird, die in diesen Messungen bei etwa $3 ke^-$ lag. Auf diese Weise können in den Ecken bis zu $9 ke^-$ Signalladung verloren gehen. Die Option mit den individuellen p-Stops neigt eher zur Ladungsteilung, als das einfache p-Spray-Design mit kleiner Lücke, da sich zwischen den p-Stop-Implantation eine Elektronenakkumulationschicht bildet, die wie ein unkontaktierter Zwischenstreifen wirkt und Ladungsteilung begünstigt. Je nach Art der Ausleseelektronik kann dies durchaus erwünscht sein, vor allem wenn mit Hilfe einer Analogauslese die Ortsauflösung des Detektorsystems verbessert werden soll. Beim ATLAS-Pixeldetektor wird jedoch befürchtet, daß in den späten Stadien des Experimentes aufgrund von Strahlenschädigungseffekten die zur Verfügung stehende Signalladung sehr nahe der Nachweisgrenze liegt und deshalb eine Aufteilung auf mehrere Kanäle die Nachweiswahrscheinlichkeit senkt. Der in Abbildung 10.2 zu erkennende Effekt ist jedoch so gering, daß dies nicht zu befürchten ist.

Das Design mit den unkontaktierten n^+ -Ringern (siehe Abschnitt 7.6) zeigt ein vollkommen anderes Verhalten. Die durchschnittlich gesammelte Ladung hängt sehr stark von der Position der Spur auf der Pixelzelle ab. Der volle Wert von etwa $26 ke^-$ wird nur in einem schmalen Streifen von etwa $20 \mu\text{m}$ Breite im Zentrum der Pixelzelle erreicht. Nach außen hin sinkt die durchschnittliche Signalhöhe bis zu einem Wert von etwa $16 ke^-$ am Rand des Pixels. In der Umgebung der Spannungszuführung, die wie in Abbildung 7.12(b) dargestellt realisiert wurde, sind die Ladungsverluste noch stärker. Ein so starker Einbruch in der Ladungssammlungseffizienz kann nur durch die n^+ -Ringe verursacht werden. Eine Erklärung für die Ladungsverluste wird in Abschnitt 10.2.2 diskutiert.



(a) $\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$



(b) $\Phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$

Abbildung 10.3: Durchschnittliche gesammelte Ladung in bestrahlten p-Spray Sensoren mit unkontaktierten n^+ -Ringten [RAGUSA 99].

Nur Sensoren mit individuellen p-Stops und mit unkontaktierten n^+ -Ringen wurden nach der Bestrahlung mit Ausleseelektronik versehen. Leider ließen sich die p-Stop-Sensoren nach einer Fluenz von $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ nicht sinnvoll bei hohen Spannungen betreiben, da schon bei relativ moderaten Sperrspannungen das Rauschen unakzeptabel hohe Werte annahm (siehe Abschnitt 9.3). Um eine zufriedenstellende Teilchennachweiseffizienz zu erreichen, wird jedoch bei derart hochbestrahlten Sensoren eine Betriebsspannung von etwa 600 V benötigt. Aus diesem Grund werden hier nur die Ergebnisse der bestrahlten p-Spray-Sensoren behandelt. Die durchschnittlich gesammelte Ladung in den getesteten bestrahlten Sensoren ist in Abbildung 10.3 gezeigt. Die Messungen wurden bei einer Betriebsspannung von 600 V durchgeführt. Es ist zu erkennen, daß die schon bei den unbestrahlten Sensoren beobachteten Ladungsverluste auch bei den bestrahlten Bauelementen auftreten. Weiter ist zu sehen, daß das Niveau der gesammelten Ladung mit steigender Fluenz niedriger wird. Der mit der halben Designfluenz bestrahlte Sensor ($\Phi = 5 \cdot 10^{14} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$) zeigt bereits eine geringfügige Verschlechterung, die damit zu erklären ist, daß die Verarmungstiefe kleiner als die Sensordicke von etwa $280 \mu\text{m}$ ist (siehe Abschnitt 10.3). Der hochbestrahlte Sensor ($\Phi = 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$) ist bei 600 V noch weniger tief verarmt, so daß die durchschnittlich gesammelte Signalladung zwar noch niedriger ist, jedoch in den meisten Bereichen des Sensors über 10 ke^- liegt.

10.2.2 Ladungsverluste durch die unkontaktierten n^+ -Ringe

Die in Abschnitt 10.2.1 gezeigten Verluste in den Randbereichen der Pixelzellen der bis dahin bevorzugten Designoption mit den unkontaktierten n^+ -Ringen stellen eine nicht akzeptable Beeinträchtigung dar. Man geht davon aus, daß die Signalladung von den n^+ -Ringen gesammelt wird. Das Potential der Implantation stellt sich auf einen Wert ein, der die elektrischen Feldlinien derart formt, daß der Dunkelstrom und die Signalladung direkt auf die geerdete, zentrale Pixelelektrode fließt. Ist jedoch der Abstand zwischen dem n^+ -Ring und der eigentlichen Pixelimplantation an einer Stelle, z.B. in der Nähe der Spannungszuführung, geringer, so liegt das Potential des Rings höher (näher am Erdpotential) und er kann so Signalladung sammeln. Der Bruchteil des Signals, das über kapazitive Kopplung zur sensitiven Elektrode gelangt hängt von dem Verhältnis der Kapazitäten ab. Um die Kapazitäten der Spannungszuführung und der eigentlichen Pixelimplantation bezüglich des n^+ -Ringes abzuschätzen, wurde eine Reihe von Bauelementesimulationen durchgeführt, deren Ergebnisse in Abbildung 10.4 eingetragen sind. Neben dem erwünschten Weg über die Kapazität des n^+ -Ringes zu der mit dem Vorverstärker verbundenen n^+ -Implantation (ca. 160 fF) existiert noch eine zweite effektive Möglichkeit für das Signal, sich auszubreiten. Der unkontaktierte n^+ -Ring besitzt eine hohe Kapazität von 120 fF bezüglich der (nicht sehr gut) leitenden p-Spray-Schicht. Da die Aluminiumbahn der Spannungszuführung nur durch eine dünne Oxid- und Nitridschicht von der p-Spray-Implantation getrennt ist, ist die Kapazität zwischen beiden sehr groß. Bei einer Abschätzung dieses Wertes, muß eine Annahme gemacht werden, welche Fläche der Buslinie noch beiträgt. Diese Fläche wird durch den Schichtwiderstand der p-Spray-Implantation bestimmt. Schätzt man die Strecke

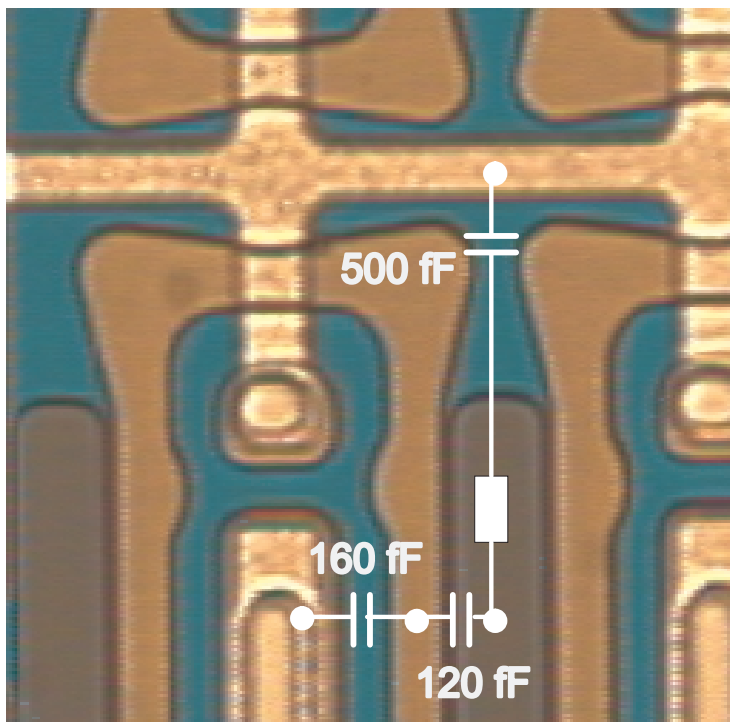


Abbildung 10.4: Photographie des Endes einer Pixelzelle. Zur Erklärung der Ladungsverluste in dieser Designoption wurde die Kapazität zwischen dem unkontaktierten Ring und dem ausgelesen Knoten (aluminisierte Implantation in der Zellenmitte) sowie zur Spannungszuführung (waagerechte Aluminisierung) angedeutet .

Design	p-Stop	Ringe	einfach	Ringe	Ringe			
Fluenz [cm^{-2}]	unbestrahlt			$5 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{15}$			
Spannung	150 V	150 V	150 V	600 V	600 V	600 V	300 V	150 V
Schwelle	2 ke	2 ke	2 ke	2,4 ke	2,8 ke	2,8 ke	2,2 ke	2,2 ke
Bemerkung					Cuts			
Effizienz [%]	99,7	99,0	99,0	97,5	95,3	98,2	87,9	72,8
Verluste [%]								
Kein Treffer	0,0	0,3	0,3	1,3	2,2	0,5	6,1	19,8
Nicht in 25 ns	0,1	0,6	0,5	0,8	2,4	1,2	5,9	7,0

Tabelle 10.1: Zusammenfassung der Teilchennachweiseffizienzen der unterschiedlichen Pixelsensoren. *P-Stop* bezeichnet die Option mit individuellen p-Stops (Abbildung 7.6), *Ring* die Sensoren mit unkontaktierten n^+ -Ringen (Abbildung 7.11) und *einfach* die p-Spray-Option mit kleiner Lücke zwischen den Implantationen (Abbildung 7.7(b)). In der Spalte, die mit *Cuts* bezeichnet ist, wurden die Randbereiche der Pixelzelle, in der hohe Ladungsverluste auftreten ausgeschlossen [RAGUSA 99].

mit etwa $100 \mu\text{m}$ ab, so erhält man eine Kapazität, die mit 500fF viel größer ist als die Kapazität zwischen dem n^+ -Ring und der p-Spray-Schicht und deshalb den Wert für die Reihenschaltung der beiden Kapazitäten (97fF) nicht wesentlich bestimmt. Das Signal teilt sich also zwischen dem Vorverstärker und der Spannungszuführung im Verhältnis $160 : 97 \approx 5 : 3$ auf, das heißt, etwa 40 % des Signals, das von dem n^+ -Ring gesammelt wird geht auf diesen Weg verloren. Dies ist ein Wert, der mit den in Abbildung 10.2 gezeigten Daten vereinbar ist.

Im Prinzip bedeutet dieses Ergebnis, daß die Kombination von Zwischenstreifen mit einer Spannungszuführung dieser Art bei gleichzeitigen niedrigen Gesamtkapazitäten der Pixelzelle nicht optimal ist. Es ist möglich, mit Hilfe einer entsprechenden Metallisierung die Kapazität zwischen der unkontaktierten Implantation und dem ausgelesenen Knoten auf einen hohen Wert einzustellen, so daß die Ladungsverluste unbedeutend werden. Dies würde jedoch die Gesamtkapazität der Pixelzellen und damit das Rauschen der Vorverstärker drastisch erhöhen.

10.2.3 Nachweiseffizienzen

Die Aufgabe eines Spurdetektors ist es, Ortspunkte zu messen aus denen die Teilchenspuren rekonstruiert werden. Die wichtigste Größe eines Detektorsystems ist die Wahrscheinlichkeit, mit der eine Spur, die den Detektor trifft zu einem gemessenen Signal führt. Die Nachweiseffizienz sollte möglichst vollständig sein, gefordert ist für den ATLAS-Pixeldetektor mindestens 95 % für die B-Physiklage und 97 % für den Rest. Der Sensorbaustein kann Ineffizienzen im Teilchennachweis verursachen, wenn er „tote“ Zonen enthält, in denen die Signalladung ganz oder teilweise nicht zum Vorverstärker, sondern zu einer andern Elektrode gelangt oder wenn die Ladungssammlung zu langsam geschieht, so daß das Signal dem falschen Ereignis zugeordnet wird.

Tabelle 10.1 faßt die in den Teststrahlexperimenten erreichten Teilchennach-

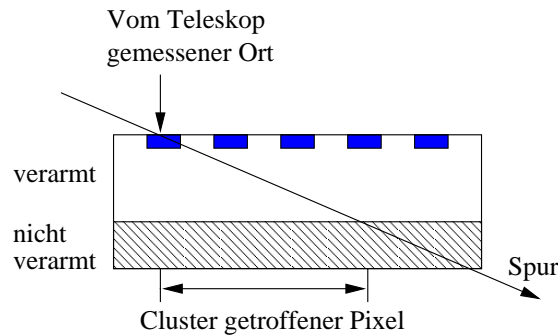


Abbildung 10.5: Messung der Verarmungstiefe im Teststrahlexperiment mit Spuren, die unter einem flachen Winkel einfallen.

weiseffizienzen zusammen. Wie in den ersten drei Spalten zu sehen ist, liegt sie bei den unbestrahlten Sensoren über 99 %. Die schlechte Ladungssammlung der Designoption mit den unkontaktierten n^+ -Ringen hat keinen Einfluß auf die Nachweiseffizienz, da im voll verarmten Zustand die gesammelte Ladung noch immer weit über der eingestellten Schwelle von $2 ke^-$ liegt. Die meisten Verluste kommen dadurch zustande, daß das Signal nicht schnell genug gesammelt wird. Dies ist in beiden p-Spray-Designs der Fall, da beim Entwurf das laterale elektrische Feld absichtlich minimiert wurde, um im bestrahlten Zustand eine bessere Spannungsfestigkeit zu erhalten.

Bestrahlt konnten nur die p-Spray-Sensoren betrieben werden, wobei nur Sensoren mit unkontaktierten n^+ -Ringen bestrahlt zur Verfügung standen. Nach der halben Designfluenz lag die Effizienz trotz der Probleme in der Ladungssammlung bei über 97 %. Diese machen sich jedoch beim hochbestrahlten Sensor bemerkbar, bei dem die Effizienz auf etwa 95 % sinkt. Diese Verluste sind etwa zu gleichen Teilen dadurch verursacht, daß keine Signale detektiert wurden und daß diese zu spät kamen und dem falschen Ereignis zugeordnet wurden. Schließt man die problematischen Randbereiche der Pixelzellen aus (die mit *Cuts* gekennzeichnete Spalte in Tabelle 10.1), so sinkt die Wahrscheinlichkeit, daß der Treffer nicht registriert wird auf ein Viertel. Auch die Gefahr, daß das Signal zu spät kommt, wird durch die Schlitze halbiert. Die Nachweiseffizienz im Zentralbereich der Pixelzellen erreicht bei einer Sperrspannung von 600 V über 98 %. Senkt man die angelegte Betriebsspannung des Sensors, so sinkt auch die Effizienz stark. Bei 300 V werden nur noch 88 % und bei 150 V nur noch 73 % der Spuren nachgewiesen. Dies liegt daran, daß nur die in der Verarmungszone generierte Ladung zum Signal beiträgt und die Verarmungstiefe bei einer kleineren Sperrspannung niedriger ist. Aus Tabelle 10.1 wird ersichtlich, daß der ATLAS-Pixeldetektor nur dann nach einer Fluenz von $\Phi = 1 \cdot 10^{15} n_{eq}/cm^2$ mit der geforderten Spurnachweiseffizienz betrieben werden kann, wenn es gelingt, eine hohe Betriebsspannung von 600 V anzulegen.

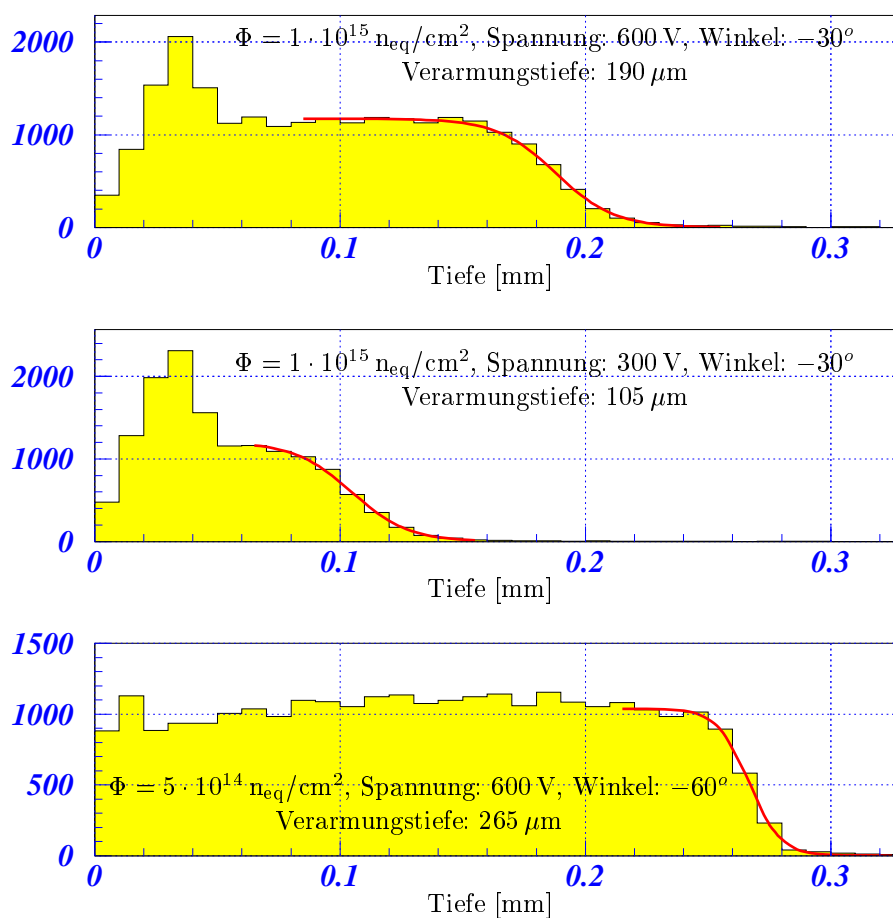


Abbildung 10.6: Verarmungstiefe der bestrahlten Sensoren für unterschiedliche FLuenzen und Spannungen [RAGUSA 99].

10.3 Messung der Verarmungstiefe

Ein vor allem für die bestrahlten Sensoren wichtige Eigenschaft ist ihr Verarmungsverhalten. Da nur die von dem durchlaufenden Teilchen in der Verarmungszone generierte Ladung zum Signal beitragen kann, ist die Signalhöhe direkt proportional zur Verarmungstiefe. Eine Möglichkeit die Verarmungstiefe im Teststrahl zu messen ist in Abbildung 10.5 dargestellt. Fällt eine Teilchenspur unter einem Winkel ein, so sprechen mehrere Pixelzellen nebeneinander an und bilden einen sog. *Cluster*. Ist der Einfallswinkel der Teilchen bekannt, kann aus dem genauen Auftreffpunkt und der Anzahl der getroffenen Pixelzellen, die Tiefe der Verarmungszone bestimmt werden. Je flacher der Einfallswinkel ist, desto größer werden die Cluster der ansprechenden Pixelzellen. Es hat sich jedoch herausgestellt, daß für den hochbestrahlten ($\Phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$) Sensor zu flache Winkel von über ca. 40° ungünstig sind, da dann die Ladung pro Pixelzelle zu gering wird und die Cluster Lücken bekommen.

Fluenz [$n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$]	Spannung [V]	Verarmungstiefe [μm]	N_{eff} [cm^{-3}]	g_c [cm^{-2}]	Signal [ke^-]
$5 \cdot 10^{14}$	600	265 ± 11	$1,1 \cdot 10^{13}$	0,022	21
$1 \cdot 10^{15}$	600	190 ± 14	$2,2 \cdot 10^{13}$	0,022	15
$1 \cdot 10^{15}$	300	105 ± 14	$3,2 \cdot 10^{13}$	0,035	8

Tabelle 10.2: Im Teststrahl gemessene Werte für die Verarmungstiefe [RAGUSA 99] und die daraus berechnete effektive Dotierungskonzentration.

Die zwei bestrahlten p-Spray-Sensoren mit dem Design, das die unkontaktierten Ringe enthält, wurden auf diese Weise untersucht [RAGUSA 99]. Für den mit einer Fluenz von $\Phi = 5 \cdot 10^{14} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlten Sensor wurden die Verarmungstiefe bei einem Winkel von 60° gegenüber der Senkrechten gemessen; bei dem zur vollen Fluenz von $\Phi = 1 \cdot 10^{15} n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bestrahlten Sensor waren es hingegen nur 30° . Abbildung 10.6 zeigt das Ergebnis dieser Messungen. Die Histogramme zeigen die Häufigkeit, mit der eine bestimmte Depletionstiefe gemessen wurde. Die Verarmungstiefe wird definiert als die Position des Wendepunktes der an die Verteilung angepaßten Kurve. Tabelle 10.2 faßt die gemessenen Verarmungstiefen zusammen. Angegeben ist auch die aus Sperrspannung und Verarmungstiefe mit Hilfe von Gleichung 3.18 bestimmte effektive Dotierung des Siliziums. Es ist nicht bekannt, wie lange die Sensoren nach ihrer Bestrahlung aufgewärmt waren. Man kann aber davon ausgehen, daß er sich in einem Ausheilungszustand befindet, der in der Nähe des Minimus der Verarmungsspannung liegt. Wird nur der zeitstabile Term N_c der Gleichung 4.2 berücksichtigt, so kann aus den Wertepaaren der Parameter g_c bestimmt werden. Vergleicht man die so berechneten Werte (siehe Tabelle 4.1), so ergeben sich vor allem für den hochbestrahlten Sensor bei den zwei unterschiedlichen Spannungen erhebliche Diskrepanzen. Diese haben ihre Ursache einerseits in der Ungenauigkeit der Messung der Verarmungstiefe. So ist z.B. der Winkel, unter dem die Teilchen den Sensor treffen nur bis auf einige Grad genau bekannt, was nicht in den genannten Fehlern berücksichtigt ist. Ferner geht man bei der Berechnung der effektiven Dotierungskonzentration von einer konstanten Substratdotierung aus. Diese ist aber bei hoch bestrahlten Silizium nicht gegeben, da sich z.B. an den oberflächennahen Bereichen, wie in Abschnitt 4.1.2 erwähnt, eine nicht konvertierte n-Schicht unbekannter Dicke befindet.

Trotz ihrer Ungenauigkeit ist diese Messung jedoch insofern von Bedeutung, da sie klar macht, daß die hohen Sperrspannungen für den Betrieb der Sensoren in den späten Phasen des ATLAS-Experimentes notwendig sind. Die Ausleselektronik wird so geplant, daß sie in der Lage sein wird, ein Signal von $6 ke^-$ sicher nachzuweisen. Es wird also eine Verarmungstiefe von mindestens $150 \mu\text{m}$ benötigt, um eine Spur auch dann noch sicher nachweisen zu können, wenn das Signal auf zwei Pixelzellen verteilt ist. In Tabelle 10.2 ist auch die der gemessenen Verarmungstiefe entsprechende Signalladung angegeben. Es ist erkennbar, daß im Falle des hochbestrahlten Sensors selbst bei 600 V kaum noch Sicherheitsmargen existieren. Ein Betrieb bei 300 V würde unakzeptable Nachweiseffizienzen mit sich bringen, wie auch in Tabelle 10.1 zu sehen ist. Dabei sollte darauf hingewiesen werden, daß die im Teststrahl verwendete Ausleselektronik unbestrahlt ist, also ein besseres Verhalten zeigt, als es in den späten Phasen

des ATLAS-Experimentes der Fall sein wird.

Kapitel 11

Folgerungen für das weitere Vorgehen

11.1 Zusammenfassung der Erfahrung mit dem 1. Sensorprototypen

Die Erfahrungen, die mit dem ersten Prototyp des ATLAS-Pixeldetektors gemacht wurden, können wie folgt zusammengefaßt werden:

- Die p-Stop-Sensoren zeigten keine ausreichende Strahlenhärte. Wegen ihres hohen Rauschens nach Bestrahlung konnten sie nicht sinnvoll zum Nachweis von Elementarteilchen verwendet werden.
- Die getesteten p-Spray-Sensoren (siehe Abschnitt 7.6) zeigten eine exzellente Strahlenhärte und erreichten selbst nach Hadronfluenzen von $\Phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bei einer Sperrspannung von 600 V im Teststrahl-experiment Teilchennachweisschiffizienzen von 98 %.
- Die unkontaktierten n^+ -Ringe des wegen seiner geringen Kapazitäten bevorzugten Designs (siehe Abschnitt 7.6) führen zu Verlusten bei der Ladungssammlung.
- Mit dem Testverfahren unter Verwendung der auf dem Sensor implementierten Spannungszuführung (siehe Abschnitt 6.7) ist eine Qualitätsprüfung der Sensoren noch vor ihrer Weiterverarbeitung möglich.
- Die Durchbruchspannung der unbestrahlten Sensoren liegt bei etwa 200 V.

Diese Erfahrungen sollen in den zweiten Prototyp eingehen. Wegen der Strahlenhärte der p-Spray-Designs, aber auch wegen der Testbarkeit der Sensoren auf Waferebene wird diese Art der n-Seiten-Isolationstechnik weiterverfolgt. Um die starken Verluste an Signalladung in den Randbereichen der Pixelzellen zu

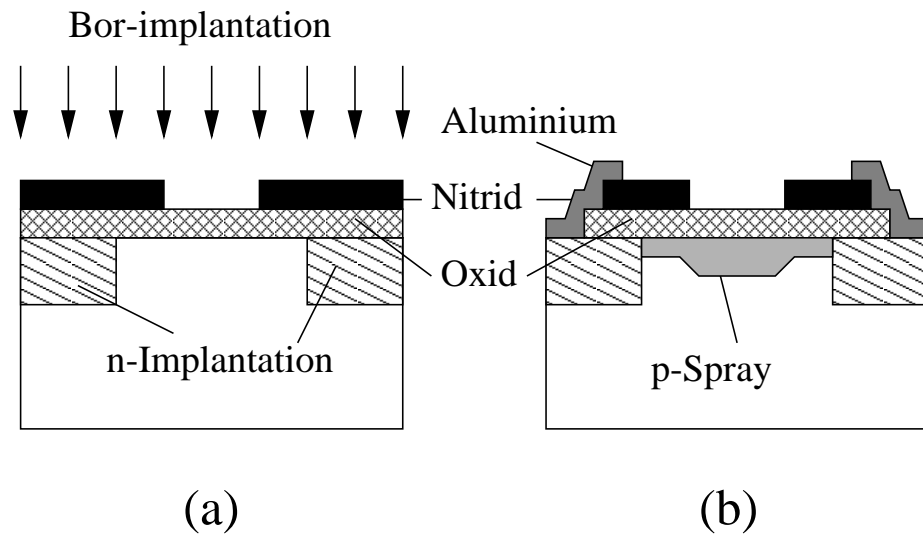


Abbildung 11.1: Moderierte p-Spray-Implantation: (a) Schichtsystem während der Implantation (b) Resultierendes Dotierungsprofil (nach [LUTZ96]).

vermeiden, wird für den zweiten Prototyp eine einfache Geometrie, wie in Abschnitt 7.4 beschrieben, bevorzugt, die im Teststrahl ein gutes Ladungssammelungsverhalten zeigte (siehe Abbildung 10.2). Dies führt allerdings zu höheren Kapazitäten und damit zu höherem Rauschen (siehe Abschnitt 8.3). Um diese negativen Effekte abzuschwächen wird eine Variante der p-Spray-Technik, das sog. *moderierte* p-Spray [LUTZ96], favorisiert. Der Unterschied besteht darin, daß die Bordosis in der direkten Umgebung des lateralen pn-Übergangs etwas gesenkt wird. Dies führt zu höheren Durchbruchspannungen der Sensoren vor der Bestrahlung und vermindert die Kapazität zwischen den benachbarten Pixeln. Diese Technik, sowie der Entwurf der Pixelzellen soll in den folgenden Abschnitten beschrieben werden.

11.2 Designoptionen unter Verwendung der moderierten p-Spray-Isolationstechnik

Das moderierte p-Spray stellt eine Variante der in Abschnitt 6.3 diskutierten p-Spray-Technik dar. Hier wird die p-Spray Dotierungskonzentration an den Rändern der n^+ -Implantationen abgeschwächt. Dadurch wird der Gradient der Dotierungskonzentration und so die laterale elektrische Feldstärke geringer. Dies verbessert vor allem die Spannungsfestigkeit des unbestrahlten Bauelementes. Die Abschwächung des elektrischen Feldes mit der Bestrahlung, die den wichtigste Vorteil der oben beschriebenen p-Spray Technik darstellt, bleibt bei dieser moderierten Variante erhalten. Eine einfache Möglichkeit, das in Abbildung 11.1(b) angedeutete Dotierungsprofil ohne zusätzliche Maskenschritte zu erzeugen, ist es, die bei vielen Detektorherstellungsprozessen übliche Nitridschicht als Maskierung zu benutzen. Dazu muß, wie in Abbildung 11.1(a) an-

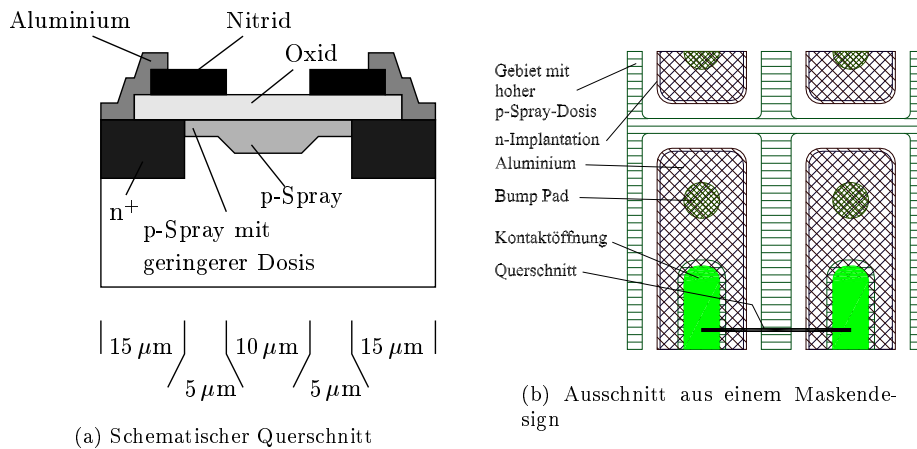


Abbildung 11.2: Einfaches Pixeldesign mit moderierter p-Spray-Implantation.

gedeutet, die Nitridschicht in dem Bereich in dem die höhere Bor-Konzentration erreicht werden soll – also zwischen den n⁺-Implantationen – geöffnet werden. Dies empfiehlt sich sowieso, damit die Wasserstoffatome beim üblichen Wasserstofftempern die Grenzfläche zwischen dem Siliziumsubstrat und dem Siliziumdioxid erreichen können und nicht von dem sehr dichten Nitrid abgehalten werden. Je nach gewählter Nitridstärke und Implantationsenergie ist es möglich, eine eher p-Stop-artige (Implantationsdosis am Rand ist sehr gering) oder p-Spray-artige (Implantationsdosis am Rand ist kaum abgeschwächt) Situation zu erhalten. Im allgemeinen wird man im moderierten Bereich eine Bordosis im Silizium anstreben, die möglichst genau dem Sättigungswert der Oxidladung entspricht, während im nicht moderierten Bereich die Dotierkonzentration um einen Sicherheitsfaktor über der Oxidladung liegen sollte.

Diese n⁺-Seitenisolationstechnik der moderierten p-Spray-Implantation kann dazu verwendet werden, die Eigenschaften der einfachen in Abschnitt 7.4 vorgestellten Pixelentwürfe zu verbessern. Ein schematischer Querschnitt der betrachteten Struktur mit ihren Abmessungen ist in Abbildung 11.2(a) dargestellt. Durch Variation der Schichtdicken der Dielektrika (Oxid, Nitrid und dem als Maske verwendeten Niedertemperaturoxid) und der Implantationsparameter wurden vier verschiedene moderierte p-Spray-Varianten erzeugt und verglichen. Die Ergebnisse dieser Simulationsstudie sind in Tabelle 11.1 zusammengefasst. Im nicht moderierten p-Spray wurden die gleichen Technologieparameter verwendet, wie in den bisherigen p-Spray-Varianten. Schwach moderiert bedeutet, daß in dem moderierten Bereich die Bordosis im Silizium zwar reduziert ist, aber immer noch über dem zu erwartenden Wert der Sättigungsladung $N_{Ox,sat}$ liegt, beim stark moderierten liegt sie etwas darunter. Für die „total“ moderierte Variante wurde die Implantationsenergie so niedrig und die Schichtdicken so groß gewählt, daß sie nicht vom Bor durchdrungen wurden, also eine p-Stop-artige Situation vorliegt.

Wie zu erwarten, sinkt die Kapazität zu den nächsten Nachbarn mit sinken-

Variante	moderiertes p-Spray			
	nicht	schwach	stark	„total“
Bordosis [cm^{-2}]				
moderiert	$3,4 \cdot 10^{12}$	$2,0 \cdot 10^{12}$	$8 \cdot 10^{11}$	0
maximal	$3,4 \cdot 10^{12}$	$3,1 \cdot 10^{12}$	$3,0 \cdot 10^{12}$	$3,0 \cdot 10^{12}$
Kapazitäten [fF]				
gesamt	132	125	98	71
1. Nachbar	58	52	40	35
max. el. Feldstärke [kV/cm]				
neu	407	269	157	90
nur Oberflächenschäden	240	108	85	155
Oberflächen und Substrat	391	118	144	236

Tabelle 11.1: Simulierte maximale laterale elektrische Feldstärken und Kapazitäten bei einer Sperrspannung von 200 V für verschiedene Bordosen moderierten im moderierten Bereich der p-Spray-Implantation.

der Bordosis und damit sinkender Leitfähigkeit im Bereich nahe des lateralen pn-Übergangs (siehe Tabelle 11.1). Der Unterschied zwischen den beiden Extremfällen überschreitet den Faktor zwei, etwa das gleiche Verhältnis wie zwischen dem Einfachen p-Spray-Entwurf mit kleiner Lücke und der Variante mit individuellen p-Stops in Tabelle 7.3. Dies läßt sich mit der moderierten, also niedriger Bordotierten, p-Schicht erklären. Sie führt zu einer größeren Verarmungszone um den lateralen pn-Übergang, so daß der Abstand der beiden elektrisch leitenden Gebiete steigt und damit die Kapazität zwischen ihnen sinkt.

Die elektrischen Felder der vier verschiedenen p-Spray-Varianten wurde für drei Phasen der Strahlenschädigung bei einer Rückseitenspannung von -200 V berechnet. Die Effekte der Strahlenschädigung wurden analog zu Abschnitt 7.2.1 durch Erhöhung der Oxidladung und das Einstellen des Potentials der p-Schicht modelliert. Die maximalen lateralen Feldstärken sind in Tabelle 11.1 zusammengefaßt. Die Zahlen zeigen, daß die maximale Feldstärke stark von der Bordosis in der Nähe des lateralen pn-Übergangs abhängt. Im unbestrahlten Bauelement ist das Feld der p-Stop-artigen Variante am niedrigsten, während es nach Bestrahlung bei der schwach moderierten Version am geringsten ist. Das nicht moderierte p-Spray zeigt in allen Fällen die höchste elektrische Feldstärke. Dieses Verhalten läßt sich verstehen, wenn man die Entwicklung der Verarmungszone und den Verlauf des Potentials betrachtet.

Beim „total“ moderierten p-Spray befindet sich kein Bor in der moderierten Zone, die in Abbildung 11.3 angedeutet ist, d.h. an dieser Stelle lagern sich Elektronen an, die von der stets an der Oberfläche existierenden Oxidladung angezogen werden. Dieser Zwischenbereich ist also hochohmig mit der n^+ -Implantation des Pixels verbunden. Der pn-Übergang und damit die Zone der höchsten elektrischen Feldstärke befindet sich an der Grenze der p-Spray-Implantation (bei der Position $x = 20 \mu\text{m}$). Da die Oxidladung vor der Bestrahlung niedrig ist, ist die Elektronenakkumulationsschicht nicht stark ausgeprägt und die p-Spray-Schicht noch nicht tief verarmt. Der Gradient der Ladungsträgerkonzentration an dem pn-Übergang ist noch relativ gering, was sich in dem weichen Potentialanstieg

11.2 Designoptionen unter Verwendung der moderierten
p-Spray-Isolationstechnik

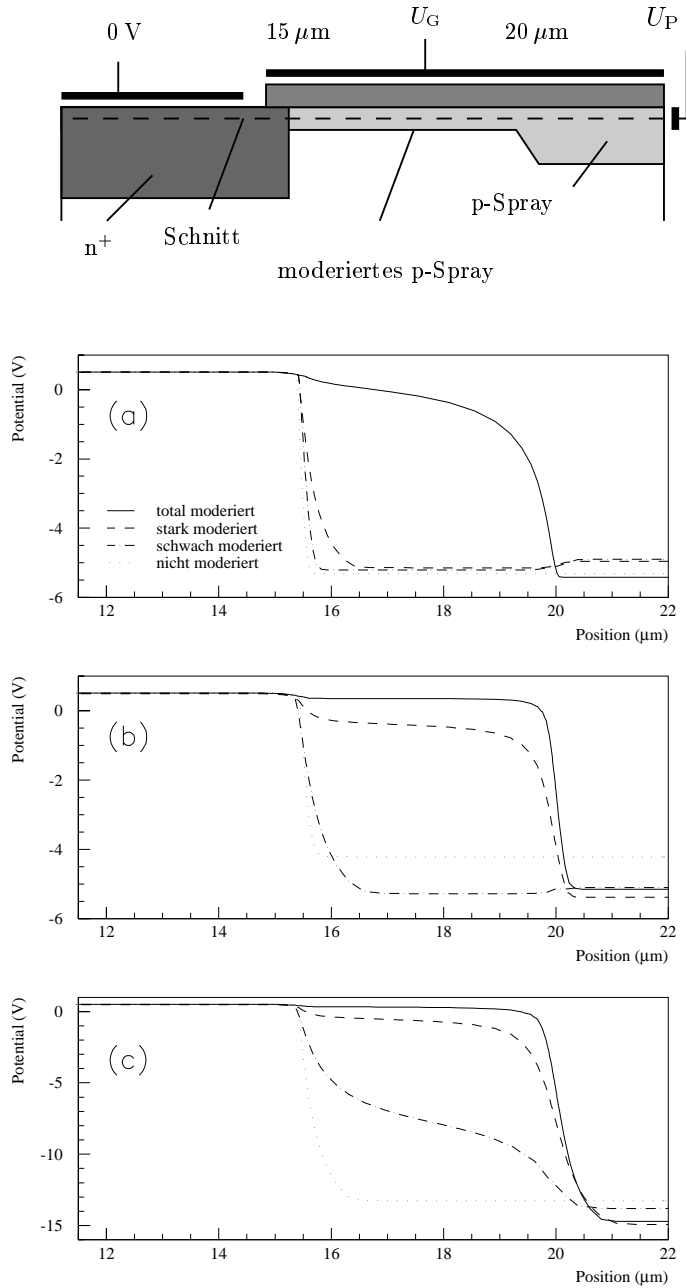


Abbildung 11.3: Simuliertes Potential nahe der Oberfläche entlang des angedeuteten Schnittes bei einer Rückseitenspannung von -200 V . (a) Neues Bauelement ($N_{\text{Ox}} \approx 0$, $U_P = -5\text{ V}$), (b) nur Oberflächenschäden ($N_{\text{Ox}} = 1,5 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}$, $U_P = -5\text{ V}$), (c) Oberflächen und Substratschäden ($N_{\text{Ox}} = 1,5 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}$, $U_P = -15\text{ V}$).

zeigt (siehe Abbildung 11.3(a)). Nach der Erhöhung der Grenzflächenladung erhöht sich die Konzentration der Elektronen an der Oberfläche. Die Potentialdifferenz zwischen der Elektronenakkumulationsschicht und dem p-Spray-Schicht wird auf einer kleineren Strecke abgebaut (siehe Abbildung 11.3(b)), was einen deutlichen Anstieg der elektrischen Feldstärke bedeutet. Wird dann durch die mit den Substratschäden steigende Verarmungsspannung die Potentialdifferenz zwischen dem n^+ -Pixel und der p-Spray-Implantation größer, so führt dies zu einem weiteren Feldanstieg.

Anders ist die Situation bei der stark moderierten Variante. Hier liegt bei dem unbestrahlten Bauelement der pn-Übergang und damit die Region höchster Feldstärke an der Grenze der n^+ -Implantation. Da jedoch die Borkonzentration in dieser Region die geringste ist, liegt die elektrische Feldstärke unter denen der schwach oder nicht moderierten p-Spray-Implantation. Erreicht die Oxidladung ihren Sättigungswert, so ist die Bordosis im moderierten Bereich zu gering, um einen n-Kanal zu unterdrücken. Die p-implantierte Schicht wird von der positiven Festladung verarmt und es bildet sich eine Inversionsschicht, die n^+ -Implantation ist quasi breiter geworden. Der Punkt des stärksten Potentialgefälles, also des höchsten elektrischen Feldes, wandert zu der Grenze zwischen moderierter und nicht moderierter p-Spray-Implantation (siehe Abbildung 11.3(b)). Das Feld ist jedoch geringer als bei der p-Stop-artigen Variante, da die negative Raumladung der verarmten p-Schicht einen Teil der positiven Oxidladung kompensiert. Der Wert des elektrischen Feldes hängt davon ab, wie stark die Oxidladung die Bordosis übersteigt. Sinkt dann das Potential der p-Schicht aufgrund der Substratschädigung in Richtung der Rückseite, so steigen die Felder.

Die schwach moderierte Variante verhält sich im unbestrahlten Zustand wie die stark moderierte. Da die Borkonzentration jedoch höher ist, ist auch das elektrische Feld stärker (siehe Tabelle 11.1 und Abbildung 11.3(a)). Nach Sättigung der Oxidladung reicht die Dotierungskonzentration im moderierten Bereich aus, um die Bildung einer Inversionsschicht zu verhindern. Das Feldmaximum bleibt an der Kante der n^+ -Implantation, wird jedoch von der negativen Raumladung der teilweise verarmten p-Schicht reduziert (siehe Abbildung 11.3(b)). Mit fortschreitender Substratschädigung steigt das elektrische Feld auch hier, wie in allen anderen Fällen. Die nicht moderierte p-Spray-Implantation verhält sich qualitativ wie die schwach moderierte, zeigt jedoch wegen der höheren Borkonzentration im gesamten Zwischenpixelbereich in allen Situationen deutlich höhere elektrische Felder.

Als Fazit dieser Studie läßt sich sagen, daß es am günstigsten ist, wenn die Bordosis im moderierten Bereich möglichst nahe an der Sättigungsladung der Grenzschicht zwischen Silizium und Oxid liegt. Liegt sie leicht darunter, so bildet sich in diesem Bereich nach Strahlenschädigungen an der Oberfläche eine Elektronenakkumulationsschicht, die die Kapazitäten zwischen den n^+ -Pixelimplantationen erhöhen könnte. Da die Beweglichkeit der Ladungsträger aber gleichzeitig mit der Bestrahlung abnimmt, ist es wahrscheinlich, daß dieser Effekt in dem relevanten Frequenzbereich von über 10 MHz keine Rolle spielt. Die effektive Bordosis im moderierten Bereich hängt sehr stark von den Schichtdicken der Dielektrika (SiO_2 , Si_3N_4 und in der Regel noch einer Niedertemperaturoxidschicht) ab, so daß schon kleine Variationen in den Schichtdicken, wie

sie innerhalb eines Produktionslaufs vorkommen, einen Einfluß auf die Bordosis haben. Aus diesem Grund wird die Borimplantation mit einer etwas höheren Energie durchgeführt als nötig, um mit der Bordosis sicher über der Sättigungsladung zu liegen, was in etwa dem schwach moderierten Fall der oben besprochenen Simulationsstudie entspricht.

11.3 Implementierung der Spannungszuführung

Die Sensoren des 1. Prototyps, mit dem einfachen p-Spray-Design und kleiner Lücke zwischen den Implantationen, besaßen eine sehr einfache Realisierung der Spannungszuführung (siehe Abbildung 6.14(a)). Die implantierte Linie führt auch zu Verlusten an Signalladung, die aber nicht dramatisch sind (siehe Abschnitt 10.2). Diese Art der Spannungszuführung ist jedoch nur schlecht kompatibel mit der moderierten p-Spray-Isolationstechnik. Die Lücke zwischen zwei n^+ -Implantationen muß mindestens $10 - 15 \mu\text{m}$ breit sein, um genügend Raum für die Stufe zwischen moderierten und nicht moderierten Bereich zu bieten, was zu hohen Punch-Through-Spannungen zwischen der Spannungszuführung und den Pixeln führt.

Für den 2. Prototyp wird deshalb eine Realisierung, wie in Abbildung 6.14(b) gezeigt, bevorzugt. Sie schafft ferner realistischere Feldverhältnisse während der Tests, da die Spannung „von innen“ an die Pixelimplantation angelegt wird. Die implantierte Fläche, die mit der Struktur verbunden ist, ist auf den Punkt im Inneren der Pixelzelle beschränkt, der von der mit der Ausleseelektronik verbundenen Implantation umgeben ist und dadurch quasi abgeschirmt wird. Die Buslinie senkrecht zu den Pixeln ist nur in Aluminium geführt und verursacht deshalb keine Ladungsverluste. Allerdings ist die Fläche unter der Aluminisierung empfindlich auf Fehler im Oxid, die aber auf dieser (z.B. im Vergleich zu Streifendetektoren) kleinen Fläche sehr unwahrscheinlich sind. Der Abstand zwischen dem Implantationspunkt im Inneren der Pixelzelle und der eigentlichen Pixelimplantation kann auf das kleinste photolithographisch sichere Maß minimiert werden. Da hier keine kritischen Felder auftreten und dieser Zwischenraum vollständig von den restlichen p-Regionen der n-Seite getrennt ist, kann auf die Moderation der p-Spray-Implantation verzichtet werden. Die Bordosis beträgt dort wie in den anderen unmoderierten Bereichen zwischen den Pixelzellen etwa $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

In einer Nachproduktion der Firma CiS im Herbst 1998 wurde das in Abbildung 11.4(a) und 8.6 gezeigte Design ausgeführt. Diese Charge erreichte nur eine schlechte Ausbeute. Der Test eines einzelnen Sensors (siehe Abschnitt 8) zeigte einen lokalen Defekt in der Region der Spannungszuführung. Da es sich hierbei wahrscheinlich um einen Prozessierungsfehler handelt, ist nicht klar, inwieweit die schlechte Ausbeute auf den Entwurf der Spannungszuführung zurückzuführen ist. Um den Einfluß der Spannungszuführung auf die Ausbeute zu testen, wird jeder der drei großen Sensoren, die auf einer Scheibe des 2. Prototypen vorhanden sind, mit einer anderen Spannungszuführung versehen. In der in Abbildung 11.4(a) gezeigten Version wurde die Größe der Implantation im Inneren der Pixelzelle minimiert, um den Einfluß der Spannungszuführung auf das Ladungssammelverhalten möglichst gering zu halten. Die Anforderungen an

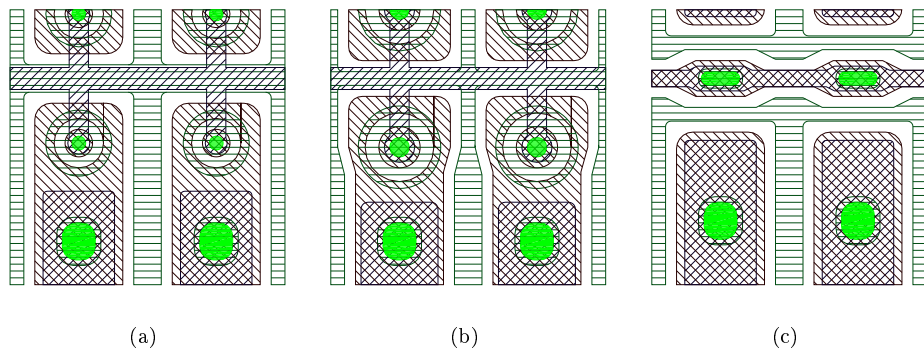


Abbildung 11.4: Drei Realisierungen der Spannungszuführung, deren Einfluß auf die Ausbeute im 2. Sensorprototypen getestet werden soll. Bei Variante (a) wurde die von der Spannungszuführung verwendete Fläche minimiert, wobei allerdings die minimale Strukturgröße sehr klein gewählt wurde. Variante (b) verwendet das gleiche Prinzip, jedoch mit weniger strengen Designregeln. Spannungszuführung (c) ist die sicherste der drei Varianten, da keine Aluminiumbahn über nicht implantiertes Gebiet führen, so daß diese Version immun gegenüber Fehlern in der Oxidschicht ist. Die verwendeten Schraffuren sind identisch mit denen in Abbildung 11.2(b).

die Photolithographie des Herstellers sind jedoch so am höchsten. Diese sind in dem Entwurf in Abbildung 11.4(b) etwas entspannt. Die von der Spannungszuführung belegte Fläche im Inneren der Pixelzelle ist jedoch etwas größer. Für den Fall, daß diese Art der Spannungszuführung, die noch nicht im Teststrahl getestet wurde, unerwartete Probleme verursacht, wurde die als sichere Lösung angesehene Version in Abbildung 11.4(c) mit aufgenommen. Hier laufen keine Aluminiumbahnen über nicht n^+ -Implantiertes Gebiet, so daß selbst Fehler in der Oxidschicht (sog. pin holes) nicht zu einem Verlust des Sensors führen. Sie wurde bereits im ersten Prototyp getestet und zeigte ein zufriedenstellendes aber unter Umständen verbesserungsfähiges Verhalten.

Kapitel 12

Zusammenfassung

Das ATLAS-Experiment stellt sehr hohe Anforderungen an alle seine Subsysteme. Von dem Pixeldetektor ist vor allem eine Strahlenhärte bis zu einer Fluenz von $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ gefordert. Auch die vom Pixelsystem abzudeckende Fläche von über 2 m^2 übersteigt alle bisherigen Projekte um eine Größenordnung. Die Testbarkeit und die Fehlertoleranz aller Komponenten bekommen dadurch eine herausragende Bedeutung, um die große Anzahl der benötigten Module mit einer guten Ausbeute herstellen zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Sensorbaustein dieses hybriden Systems entworfen. Die Pixelzellen bestehen dabei aus n^+ -Implantationen in hochohmigem n-Silizium, während sich der pn-Übergang auf der Rückseite des Sensors befindet. Dieses Konzept führt zwar wegen der doppelseitigen Prozessierung der Sensoren zu deutlich höheren Herstellungskosten, ermöglicht jedoch den teilweise verarmten Betrieb der Sensoren nach der strahlungsinduzierten Leitungstypkonvertierung, der schon nach wenigen Betriebsjahren notwendig werden wird. Um eine genügend hohe Signalladung in den Sensoren zu erzeugen, ist eine Verarmungstiefe von über $100 \mu\text{m}$ notwendig, die nach einer Fluenz von $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$ bei einer Sperrspannung von etwa 600 V erreicht wird. Bei Spannungen in dieser Größenordnung ist darauf zu achten, daß die Sensorkanten, die nur $10 - 20 \mu\text{m}$ von der empfindlichen Ausleseelektronik entfernt sind, auf Erdpotential gehalten werden. Dies wird mit einem in dieser Form erstmals verwendeten Schutzringkonzept erreicht, das an das einseitiger p^+n -Sensoren angelehnt ist und eine doppelseitige Prozessierung erfordert. Eine weitere Neuerung ist die Implementierung einer Spannungszuführung auf den Sensoren, die den Test der Bauelemente noch auf dem Wafer vor der Verbindung mit der Ausleseelektronik ermöglicht. Dies ist für die spätere Modulproduktion von großer Bedeutung, da es nun möglich ist, getestete Sensoren in den aufwendigen und teuren Produktionsprozeß der Module zu geben. Beim Betrieb des Sensors im Modul, wenn die Sensorzellen durch die Ausleseelektronik geerdet werden, hält diese Spannungszuführung das Potential versehentlich nicht kontaktierter Pixelzellen nahe am Erdpotential und schützt damit deren Umgebung. Der Entwurf der einzelnen Pixelzelle ist das Ergebnis detaillierter Simulationsstudien deren Ziel darin bestand, die elektrischen Feldstärken, vor allem nach Bestrahlung, und die Kapazitäten gleichzeitig möglichst niedrig zu halten. Das Ergebnis

war ein Pixelentwurf, der die p-Spray-Isolationstechnik verwendet und zur Reduktion der Zwischenpixelkapazitäten jede Pixelzelle mit einem unkontaktierten n^+ -Ring umgibt.

Erstere Prototypen der Sensorbausteine wurden im Januar 1998 von zwei kommerziellen Anbietern an die ATLAS-Pixel-Kollaboration geliefert und im Rahmen dieser Kollaboration getestet. Das oben beschriebene Pixelkonzept zeigte in statischen Messungen, Rauschmessungen und in Teststrahlexperimenten eine exzellente Strahlenhärte und setzte sich deshalb gegenüber den Sensoren, die individuelle p-Stops verwenden, durch. Die unkontaktierten n^+ -Ringe führten jedoch zu Verlusten in der Sammlung der Signalladung, die die Nachweiseffizienz der hoch bestrahlten Sensoren um etwa 3 % verschlechterten. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit für die weiteren Prototypen ein neues Pixelkonzept entworfen, das ein einfaches p-Spray-Design verwendet. Dieses hatte in Teststrahlexperimenten ein sehr gutes Ladungssammlungsverhalten gezeigt. Der damit verbundene Anstieg der Kapazitäten ist für die Ausleseelektronik unkritisch und wird durch Verwendung der n-Seiten-Isolationstechnik des moderierten p-Sprays vermindert werden. Diese Technik erhöht gleichzeitig die Spannungsfestigkeit der unbestrahlten Bauelemente, während das gute Verhalten nach Bestrahlung erhalten bleibt.

Literaturverzeichnis

- [ALAM 99] M.S. Alam et al. *The ATLAS Silicon Pixel Sensors*, in Vorbereitung.
- [ANDRICEK 98] L. Andricek et al. *Single sided p^+n nad double sided silicon strip detectors exposed to fluences up to $2 \times 10^{14} \text{ cm}^2$ 24 GeV Protons*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 409 (1998) 184–193.
- [ANDRICEK 97] L. Andricek et al. *Radiation hard single sided p^+n -detectors optimized for single threshold binary readout*. Vorgetragen beim 3. international Symposium on Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors, Melbourne, 1997, eingereicht zur Veröffentlichung bei Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.
- [ANDRICEK 98b] L. Andricek et al. *Radiation hard strip detectors for large scale silicon trackers* Vorgetragen beim International Symposium on Solid State Detectors for the 21st Century, Nara, Japan, 1998, eingereicht zur Veröffentlichung bei Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.
- [ASHCROFT 76] N.W. Ashcroft und N.D. Mermin *Solid State Physics*. Saunders College Publishing, Orlando, USA, 1976.
- [ATLAS 94] ATLAS Collaboration *ATLAS Technical Proposal* CERN/LHCC 94-43.
- [ATLAS 96] ATLAS Collaboration *Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report* CERN/LHCC 96-41.
- [ATLAS 96b] ATLAS Collaboration *Tile Calorimeter Technical Design Report* CERN/LHCC 96-42.
- [ATLAS 97] ATLAS Collaboration *Inner Detector Technical Design Report, Volume II* ATLAS TDR 5, CERN/LHCC 97-17.
- [ATLAS 97b] ATLAS Collaboration *Muon Spectrometer Technical Design Report* ATLAS TDR 10, CERN/LHCC 97-22.
- [ATLAS 98] ATLAS Pixel Detector Collaboration *Pixel Detector Technical Design Report*, ATLAS TDR 11, CERN/LHCC 98-11.

- [AZZI 96] P. Azzi et al. *Radiation damage experience at CDF with SVX*, Nucl. Instr. & Meth. A 383 (1996) 155-158.
- [BATES 96] S. Bates et al. *Pion-induced damage in silicon detectors*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 379 (1996).
- [BECKER 99] C. Becker et al. *Gate controlled diodes for characterisation of the Si-SiO₂ interface with respect to surface effects of silicon detectors*. ROSE/TN/99-6, Genf, 1999, eingereicht zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.
- [BECKS 98] K.H. Becks et al. *A MCM-D-type Module for the ATLAS Pixel Detector* Vorgetragen beim IEEE Nuclear Science Symposium, Toronto, 1998, zur Veröffentlichung eingereicht bei IEEE TNS.
- [BISCHOFF 93] A. Bischoff et al. *Breakdown protection and long-term stabilisation for Si-detectors*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 326 (1993) 27-37.
- [BLANQUART 96] L. Blanquard et al. *Pixel analog cells prototypes for ATLAS in DMill technology*. Vorgetragen beim Workshop on pixel detectors for particles and X-rays, März 1996 in Bari, Italien.
- [BRÄUNING 89] D. Bräuning *Wirkung hochenergetischer Strahlung auf Halbleiterbauelemente*. Springer Verlag, Berlin, 1989.
- [CHILINGAROV 95] A. Chilingarov et al. *Radiation studies and operational projections for silicon in the ATLAS inner detector*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 360 (1995) 432-437.
- [CMS 98] CMS collaboration, *CMS TDR 5*, CERN/LHCC/98-6.
- [D'AURIA 98] S. D'Auria et al. *Radiation resistance of the ATLAS-pixel sensors*, Vorgetragen bei der 6th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, Villa Olmo, Como Oktober 1998, eingereicht zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.
- [D'AURIA 99] S. D'Auria et al. *Technical Specifications of the ATLAS Pixel Prototype Sensors*, <http://www.fisica.uniud.it/~dauria/doc/pixdoc.html>, Genf, 1999.
- [DEAL 80] B. D. Deal *Standardized terminology for oxide charges associated with thermally oxidized silicon*, IEEE Trans. Electron Devices ED-27, 606 (1980).
- [DERBENWICK 75] G.F. Derbenwick und B.L. Gregory. IEEE Trans. Sci. NS-22 (1975), 2151.
- [FEICK 97] H. Feick *Radiation Tolerance of Silicon Particle Detectors for High-Energy Physics Experiments*. Dissertation im Fachbereich Physik der Universität Hamburg, Hamburg, 1997. DESY F35D-97-08.

- [BLAQUART 98] L. Blaquart et al. *Pixel readout electronics for LHC and bio-medical applications* Vorgetragen beim 8th European Symposium on Semiconductor Detectors, Schloß Elmau, Juni 1998, eingereicht zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.
- [FRETWURST 94] E. Fretwurst et al. *Reverse annealing of an effective impurity concentration and long term operation scenario for silicon detectors in future collider experiments*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 342 (1994).
- [GAJEWSKI 92] H. Gajewski et al. *ToSCA Handbuch*, Berlin, 1992.
- [GÖSSLING 96] C. Gößling et al. *Irradiation tests of double-sided silicon strip detectors optimized for the ATLAS-inner-detector-region*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 377 (1996) 284–289.
- [GORFINE 93] G. Gorfine und G. Taylor *Particle Fluxes and Damage to Silicon in the ATLAS Inner Detector*. ATLAS Internal Note, INDET-NO-30, Genf, 1993.
- [HCP 73] *Handbook of Chemistry and Physics, 54th Edition*. CRC Press, Cleveland, Ohio, 1973.
- [HEINEMANN 94] B. Heinemann *GridGen, ein Programm zu Erzeugung von Dreieckgittern für Simulationsrechnungen mit ToSCA*. Institut für Halbleiterphysik, Frankfurt an der Oder, 1994.
- [HÜGGING 97] F. Hügging *Der erste ATLAS Pixelsensor Prototyp – Vorstellung und Analyse des Designs*. Diplomarbeit, Universität Dortmund, Dortmund, 1997.
- [HUHTINEN 93] M. Huhtinen und P. A. Aarno *Pion induced displacement damage in silicon devices*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 335 (1993) 580ff.
- [KEMMER 88] J. Kemmer und G. Lutz, *New structures for position sensitive semiconductor detectors*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 273 (1988) 588–598.
- [KLEIN 96] P. Klein *Entwicklung, Bau und Test eines Halbleiter-Bildzellendetektors für den Einsatz in der Teilchenphysik*, Dissertation an der Fakultät Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München, München, 1996. MPI-PhE/96-09.
- [LINT 80] V. A. J. van Lint et al. *Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials, Vol. 1*. John Wiley & Sons, Chichester, 1980.
- [LUTZ 96] G. Lutz et al. *Streifendetektor*, Patentoffenlegungsschrift OS 196 20 081 A1 21.11.97., München, 1997.
- [LUTZ 97] G. Lutz et al. *Survival of single-sided n-bulk detectors after type inversion*. 2nd Workshop on Radiation Hardening of Silicon Detectors, CERN 4–5 February 1997.

- [MCGARRITY 89] J.M. McGarrity et al. *Ionizing Radiation Effects in MOS-Devices aus Semiconductor Silicon – Material Science and Technologie* herausgegeben von G. Harbecke und M. Schulz; Springer Verlag, Berlin, 1989.
- [NICOLLIAN 82] E.H. Nicollian und J.R. Brews. *MOS Physics and Technology*. John Wiley & Sons, New York, 1982.
- [PITZL 92] D. Pitzl et al. *Type inversion in silicon detectors*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 311 (1992).
- [RAGUSA 99] F. Ragusa et al. *Test beam results*. Vorgetragen beim ATLAS-Plenary-Meeting, September 1998, Genf. Folien unter <http://home.cern.ch/~troncon/testbeam.html>
- [RICHARDSON 98] J. Richardson, private Mitteilung, Genf, 1998.
- [RICHTER 96] R.H. Richter et al, *Strip detector design for ATLAS and HERA-B using two-dimensional device simulation*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 377 (1996) 412–421.
- [ROHE 95] T. Rohe *Simulation statischer Eigenschaften von Halbleiterdetektoren mit dem Programmpaket ToSCA*. Hauptpraktikum, Universität Dortmund, Dortmund, 1995.
- [ROHE 98] T. Rohe et al. *Sensor design for the ATLAS-pixel detector*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 409 (1998) 224–228.
- [ROHE 98b] T. Rohe et al. *Design and test of pixel sensors for operation in severe radiation environments*. Vorgetragen beim 8th European Symposium on Semiconductor Detectors, Schloß Elmau, Juni 1998, eingereicht zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A.
- [ROSE 96] The ROSE-Collaboration *Proposal for further work on radiation hardening of silicon detectors*, CERN/LHCC 96-23, Genf, 1996.
- [ROSE 97] The ROSE-Collaboration *RD 48 Status Report*, CERN/LHCC 97-39, Genf, 1997.
- [RUGGIER 97] M. Ruggier et al. *Ofizielle Poster der ATLAS-Kollaboration*, Genf, 1997 (Siehe <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/documentation/poster/HTML/>).
- [SELBERHERR 84] S. Selberherr *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Springer-Verlag, Wien 1984.
- [SMIRNOV 83] L.S. Smirnov *A Survey of Semiconductor Radiation Techniques*. Mir Publishers, Moskau, 1983.
- [STRECKER 93] N. Strecker *1993 Der 2D-Technologiesimulator DIOS Version 3.3, Sun-Sparc; Nutzerhandbuch*.

- [SZE 81] S. M. Sze *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1981.
- [SZE 85] S. M. Sze *Semiconductor Devices, Physics and Technology*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1985.
- [TSVEYBAK 92] I. Tsveyback et al. *Fast Neutron-Induced Changes in Net Impurity Concentration of High-Resistivity Silicon*. IEEE Trans. Sci. NS-39, 6 (1992), 1720.
- [TYAGI 91] M. S. Tyagi *Introduction to Semiconductor Materials and Devices*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1991.
- [WÜSTENFELD 98] J. Wüstenfeld, private Mitteilung, Dortmund, 1998.
- [WUNSTORF 92] R. Wunstorf *Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Siliziumdetektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten*. Dissertation im Fachbereich Physik der Universität Hamburg. DESY FH1K-92-01, Hamburg, 1992.
- [WUNSTORF 96] R. Wunstorf et al. *Investigations of donor and acceptor removal and long term annealing in silicon with different boron/phosphorus ratios*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 377 (1996) 228–233.
- [WUNSTORF 96b] R. Wunstorf et al. *Damage-induced surface effects in silicon detectors* Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 377 (1996) 290–297.
- [ZIOCK 94] H. J. Ziock et al. *Temperature dependance of the radiation induced change of depletion voltage in silicon PIN detectors*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 342 (1994).

Anhang A

Verwendete Symbole

A.1 Naturkonstanten

Symbol	Bedeutung	Wert
e	Elementarladung	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
k_b	Boltzmannkonstante	$1,301 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
ε_0	elektrische Feldkonstante	$8,854 \cdot 10^{-14} \text{ As (V cm)}^{-1}$
ε_{Ni}	Dielektrizitätskonstante von Siliziumnitrid	7,5
ε_{Ox}	Dielektrizitätskonstante von Siliziumoxid	3,4
ε_{Si}	Dielektrizitätskonstante von Silizium	11,8

A.2 Meßgrößen

Symbol	Bedeutung	Einheit
A	Fläche	cm^2
C_{Ox}	Flächenkapazität des Oxides ($\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{Ox}}}{d}$)	F cm^{-2}
C	Dichte der ionisierten Atomrümpfe im Halbleiter	cm^{-3}
d	Oxiddicke	nm
E_F	Fermienergie	eV
E_G	Energie der Bandlücke in Silizium	eV
E_i	Intrinsische Energie	eV
E_t	Energie der Störstelle	eV
I_D	Drainstrom	A
$\vec{J}_{n/p}$	Strom der Elektronen/Löcher	A
m_e	Effektive Masse der Elektronen im Kristall	kg
N_A	Konzentration der Akzeptoren	cm^{-3}
N_D	Konzentration der Donatoren	cm^{-3}
N_{Ox}	Flächendichte aller Ladungen im Oxid	$e \text{ cm}^{-2}$
N_t	Dichte der Störstellen	$e \text{ cm}^{-3}$
n	Konzentration der Elektronen im Halbleiter	cm^{-3}
n_i	intrinsische Ladungsträgerkonzentration	cm^{-3}

A Verwendete Symbole

p	Konzentration der Löcher im Halbleiter	cm^{-3}
Q	Ladung	C
Q_{BO}	integrierte Flächenladung in der Raumladungszone einer MOS-Struktur (siehe Gleichung 3.9)	C cm^{-2}
q_s	Flächenladungsdichte in der Inversionsschicht	$e \text{ cm}^{-2}$
R	elektrischer Widerstand	Ω
$R - G$	Differenz zwischen Rekombinations- und Generationsrate	e/s
T	absolute Temperatur	K
U	angelegte Spannung	V
U_{D}	Drainspannung	V
U_{diff}	Kontaktpotential	V
U_{G}	Gatespannung	V
U_{PT}	Punch-Through-Spannung	V
v_{th}	thermische Geschwindigkeit	cm s^{-1}
W	gesamte Tiefe der Verarmungszone auf p- und n-Seite	μm
x_n	Tiefe der Verarmungszone auf der n-Seite	μm
x_p	Tiefe der Verarmungszone auf der p-Seite	μm
x	Tiefe der Verarmungszone unter einer MOS-Struktur	μm
μ_n	Beweglichkeit der Elektronen	$\text{cm}^2(\text{Vs})^{-1}$
μ_p	Beweglichkeit der Löcher	$\text{cm}^2(\text{Vs})^{-1}$
Φ	Fluenz	$n_{\text{eq}}/\text{cm}^2$
φ	Potential	V
ϕ_{F}	Differenz zwischen intrinsischem und Fermipotential	V
ϕ_{m}	Austrittspotential des Metalls	V
ϕ_{s}	Austrittspotential des Halbleiters	V
ϕ_{su}	Potentialdifferenz zwischen den Bändern im Substrat und an der Oberfläche	V
σ_n	Einfangquerschnitt einer Strörstelle für Elektronen	cm^{-2}
σ_p	Einfangquerschnitt einer Strörstelle für Löcher	cm^{-2}
τ^+	Trappingzeitkonstante	s
τ_{g}	Generationslebensdauer	s

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Danken, die mich beim Erstellen dieser Arbeit unterstützt haben.

Beginnen möchte ich mit Prof. Dr. Arnold Staude von der Ludwig-Maximilian-Universität, München, der bereit war, diese Arbeit zu betreuen.

Die Arbeit erstellte ich am Halbleiterlabor der Max-Planck-Institute für Physik und extraterrestrische Physik. Dr. Gerhard Lutz vom Max-Planck-Institut für Physik in München (Werner-Heisenberg-Institut) danke ich deshalb einerseits für den Anstoß zu dieser Arbeit und die zur Verfügungstellung der dazu notwendigen Mittel. Andererseits war er immer ein Ansprechpartner bei Fragen und Problemen vor allem in der Physik der Siliziumbauelemente. Die zahlreichen und ausgiebigen Diskussionen waren ausgesprochen wichtig und fruchtbar. Ferner bedanke ich mich für die wertvollen Tips und Anregungen zu meiner Arbeit.

Auch Rainer Richter vom Max-Planck-Institut für Physik in München (Werner-Heisenberg-Institut) hatte stets ein offenes Ohr für Fragen und Probleme. Er war immer mein ersten Ansprech- und Diskussionspartner bei allen Fragen besonders wenn es um die Simulation von Siliziumsensoren und die Interpretation ihrer Ergebnisse ging. Ferner waren seine Tips und Hinweise bei der Messung an Sensoren und Teststrukturen sowie die vielen Diskussionen über die Meßergebnisse sehr wertvoll. Ebenfalls danke ich ihm für das ausführliche Lesen meines Skripts und die daraus resultierenden Kommentare und Anregungen.

An dieser Stelle möchte ich mich auch bei Dr. Renate Wunstorf, von der Universität Dortmund bedanken. Sie hat mir nicht nur durch die Betreuung meiner Diplomarbeit den Zugang zu Siliziumdetektoren ermöglicht, sondern stand mir in der ATLAS-Pixel-Kollaboration immer mit Rat und Tat zur Seite und hat mich als einer der Leiterinnen der ATLAS-Pixel-Sensor-Gruppe wo immer möglich in meiner Arbeit unterstützt. Ferner bin ich ihr für das Lesen das Durcharbeiten der Arbeit, die vielen Kommentare und die damit verbundenen Diskussionen zu Dank verpflichtet.

Das gute und kollegiale Arbeitsklima am Halbleiterlabor der Max-Planck-Institute für Physik und für extraterrestrische Physik war ebenfalls wichtig für meine Arbeit. Stellvertretend für die vielen Kollegen möchte ich Ladislav Andricek und Dr. Peter Klein danken.

Mit zum Erfolg dieser Arbeit hat die gute Atmosphäre in der ATLAS-Pixel-

Danksagung

Kollaboration beigetragen. Besonders möchte ich mich dafür bei meinen Kollegen vom Forschungs-Verbund Mikrosensorik des Landes Nordrhein-Westfalen bedanken, deren Namen hier nur aus Platzgründen nicht erwähnt sind.

Lebenslauf

Name : Rohe
Vorname : Tilman Volker
Geburtsdatum : 24. April 1969
Geburtsort : Hanau am Main

1975–1980 : Grundschule Siller Straße, Wuppertal
1980–1989 : Gymnasium an der Bayreuther Straße, Wuppertal
05/89 : Abitur

06/89–09/90 : Oboist beim Heeresmusikkorps 1 in Hannover

10/90–04/96 : Studium der Physik an der Universität Dortmund
10/92 : Vordiplom
04/96 : Diplom

05/96–06/99 : Wissenschaftlicher angestellter des Max-Planck-Institutes
für Physik in München. Anfertigung der Dissertation.
seit 07/99 : Technologie- und Bauelementeentwickler in der Halbleiterindustrie
Frühjahr 00 : Promotion