Dreidimensionale Bauelementesimulationen verschiedener Prototyp-Designs für den ATLAS-Pixelsensor

Diplomarbeit

Valeria Bartsch

Lehrstuhl für Experimentelle Physik IV
Fachbereich Physik
Universität Dortmund

Februar 2000

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das Experiment ATLAS [1] am LHC [2], einem Speicherring für Protonen am CERN [3] in Genf, wird voraussichtlich im Jahr 2005 in Betrieb genommen werden. Für dieses Experiment werden zur Zeit Spurerkennungsdetektoren entwickelt, die die sich aus dem Experiment ergebenden Anforderungen erfüllen müssen. Bei dem Experiment ATLAS sind hohe Luminositäten von $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ und eine Taktrate von 40MHz beim LHC geplant. Dadurch treten eine große Anzahl von Teilchentrajektorien auf, die die Detektoren räumlich und zeitlich voneinander trennen müssen. Aus der hohen Anzahl der zu detektierenden Elementarteilchen ergibt sich, daß die Detektoren extrem strahlenhart sein müssen. Diese Anforderungen werden durch fein segmentierte Siliziumdetektoren, Pixeldetektoren, erfüllt,

- da sie durch die Segmentierung der Detektoroberfläche eine hohe Ortsauflösung besitzen. Die ATLAS Pixeldetektoren haben eine Zellengröße von $50 * 400 \mu m^2$.
- da eine schnelle Auslese durch kurze Ladungssammlungszeiten ermöglicht wird.
- da die Strahlungslänge für MIPs [4] von $X_0 = 22 g/cm^2$ zu einer kompakten Bauweise der Siliziumdetektoren führt. Dies ist für Speicherringexperimente, die im Zentralbereich nur wenig Raum bieten, von großer Bedeutung.

Die Strahlenschädigung ist in ihren makroskopischen Auswirkungen auf die Detektoreigenschaften so gut verstanden, daß es möglich ist, die Auswirkungen der Schädigung in dem Detektordesign zu berücksichtigen. Die bereits vorhandenen Parametrisierungen der Kristallschädigungen, das heißt der Schädigung des Substrats, sind auch in diese Diplomarbeit eingeflossen. Darüberhinaus ist in dieser Diplomarbeit der Zusammenhang zwischen mikroskopischen Effekten und makroskopischen Auswirkungen bei der Kristallschädigung untersucht worden, da der Zusammenhang quantitativ noch nicht hergestellt worden ist.

---

[1] A Toroidal LHC Apparatus

[2] Large Hadron Collider

[3] European Laboratory for Particle Physics

[4] Minimal Ionizing Particles

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird als Methode die Bauelementesimulation eingesetzt. Die Simulation beruht auf der Finite Elemente Methode. Diese Untersuchungsmethode zeichnet sich unter anderem dadurch aus, daß man Größen erhält, die durch eine Messung nicht zugänglich sind, und dennoch das Verhalten der Detektoren wesentlich beeinflussen. Ein Beispiel sind Simulationen der Potentialverläufe und der elektrischen Feldstärke im Inneren der Detektoren. Die Potentialverläufe an der Oberfläche der Pixelsensoren sind ursächlich für beobachtete Ladungsverluste an den Pixelsensoren. Hohe elektrische Feldstärken führen zu einem Durchbruch des Detektors.

Bisher sind meist zweidimensionale Simulationen verwendet worden. Ziel dieser Diplomarbeit ist es, dreidimensionale Simulationen der ATLAS-Pixelsensor Prototypen durchzuführen. Es ist wichtig, die ATLAS Pixelsensoren dreidimensional zu simulieren, da sie durch ihre äußeren Abmessungen ($50 * 400 * 280 \mu m^3$) eine klar dreidimensionale Struktur besitzen. Denn man kann bei der Simulation keine Dimension gegenüber der anderen vernachlässigen und so anstelle von drei Dimensionen nur zwei Dimensionen mit einem geringen Fehler simulieren. Außerdem gibt es in dem Bauelement Strukturen, wie zum Beispiel das Bias-Grid, die die vorhandenen Symmetrien in der Geometrie der Sensoren herabsetzen.

Die Diplomarbeit ist wie folgt gegliedert: Die Funktionsweise und die charakteristischen Kenngrößen von Siliziumdetektoren und die Schädigungsmechanismen in den Detektoren sind Gegenstand des zweiten Kapitels.

Im dritten Kapitel werden die wichtigsten Modelle und Eigenschaften des Programmpaketes ISE TCAD [ISEa], das im Rahmen dieser Diplomarbeit zur Bauelementesimulation verwendet worden ist, vorgestellt. Das Programmpaket ist von dem Lehrstuhl für Experimentelle Physik IV der Universität Dortmund bisher nicht zur Simulation von Siliziumdetektoren eingesetzt worden. Daher ist zunächst die Vorhersagekraft des Simulationspaketes an der GCD Struktur [5], einer Monitorstruktur für Oberflächenschädigung, geprüft worden. Es sind einige Eigenschaften der GCD Struktur untersucht und mit Meßergebnissen verglichen worden.

Im vierten Kapitel wird der Aufbau des ATLAS Detektors, des ATLAS Innendetektors und des ATLAS Pixeldetektors kurz beschrieben. Die vorgestellten Designs der ATLAS-Pixelsensor Prototypen werden im sechsten Kapitel wieder aufgegriffen.

Um die ATLAS Pixelsensor-Prototypen dreidimensional zu untersuchen, werden im fünften Kapitel grundsätzliche Überlegungen zur Simulation der Pixelsensoren angestellt. Es wird der Durchgang eines MIPs durch einen Detektor simuliert. Es werden die Eigenschaften der Siliziumdetektoren nach Kristallschädigung auf mikroskopischer und makroskopischer Ebene miteinander verglichen. Außerdem werden Modelle erarbeitet und untersucht, die den benötigten Arbeitsspeicher für die Simulationen herabsetzen. Diese Voruntersuchung ist ein wesentlicher Bestandteil der Vorbereitung von dreidimensionalen Simulationen.

---

[5] Gate Controlled Diode Struktur

Im sechsten Kapitel werden zwei verschiedene Prototyp-Designs für den ATLAS-Pixelsensor simuliert. Die Potentiale werden mit den Ergebnissen von zweidimensionalen Simulationen verglichen.

Kapitel 2

Siliziumdetektoren

2.1 Energieverlust in Materie

Siliziumdetektoren dienen dazu, den Teilchendurchgang durch ein elektrisches Signal nachzuweisen. Der Detektor besteht aus einer in Sperrrichtung betriebenen Diode. Durchquert ein Teilchen die Diode, wechselwirkt es mit den Elektronen und den Atomkernen des Siliziumdetektors. Während die direkten Stöße mit den Atomkernen die Eigenschaften des Detektors dauerhaft verändern (vergleiche Kapitel 2.6), ist die Wechselwirkung mit den Elektronen reversibel. Bei der Ionisation des Siliziums setzt das Teilchen einen Teil seiner Energie um und erzeugt entlang seiner Bahn Elektron-Loch-Paare. Der mittlere Energieverlust der Teilchen beim Durchgang durch die Materie wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben [Leo94]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_a r_e m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} [ln(\frac{2m_e \gamma^2 \nu^2}{I} - \beta^2 - t_{korr})] \tag{2.1}$$

Das heißt, der Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ ist abhängig von der Dichte ρ, der Ordnungszahl Z und dem Atomgewicht A des Absorbermaterials, sowie von der Ladungszahl z des einfallenden Teilchens. Die Konstanten in der Gleichung sind der klassische Elektronenradius ($r_e = 2.817 fm$), die Elektronenmasse ($m_e = 9.11 * 10^{-31} kg$), die Avogadrokonstante ($N_a = 6.022 * 10^{23}$). β ist $\frac{v}{c}$ des einfallenden Teilchens, γ ist $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Das mittlere Ionisationspotential I liegt in Silizium bei 173eV. Der Korrekturterm t_{korr} beinhaltet Dichte- und Schalenkorrekturen.

In Abbildung 2.1 ist der Energieverlust als Funktion der kinetischen Energie dargestellt. Wie man der Abbildung 2.1 entnimmt, ist der Energieverlust für Teilchen mit niedrigem Impuls antiproportional zu v^2. Die Minima der Energieverlustkurven der schweren Teilchen liegen bei einer Energie, die etwa der dreifachen Ruhemasse entspricht. Für größere Impulse steigt der Energieverlust nur noch leicht an und erreicht einen Grenzwert, der nur geringfügig oberhalb des Minimums liegt. Man nennt diese hochenergetischen Teilchen daher MIPs. Da ein MIP viel Energie auf primär ionisierte Elektronen übertragen kann, ist es möglich, daß die primär ausgelösten Elektronen weitere Elektronen ionisieren. Diese Elektronen nennt man δ-Elektronen. Man erhält daher für einen dünnen Absorber eine Landauverteilung für die Häufigkeit

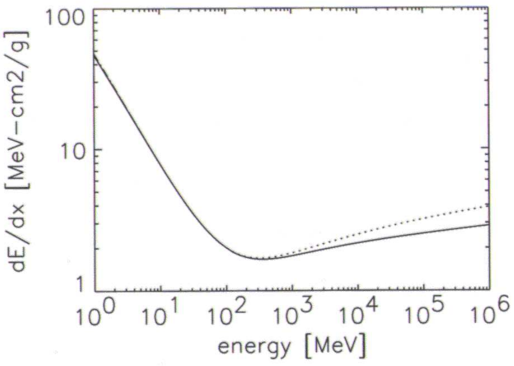


Abbildung 2.1:

Energieverlust durch Ionisation als Funktion der kinetischen Energie eines geladenen Pion mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Dichte- und Schalenkorrekturen nach [Lut99]

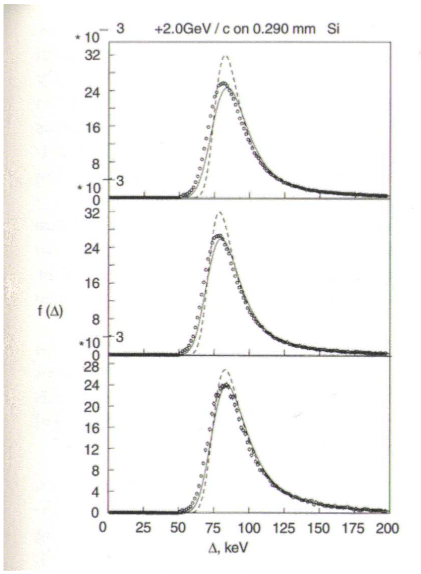


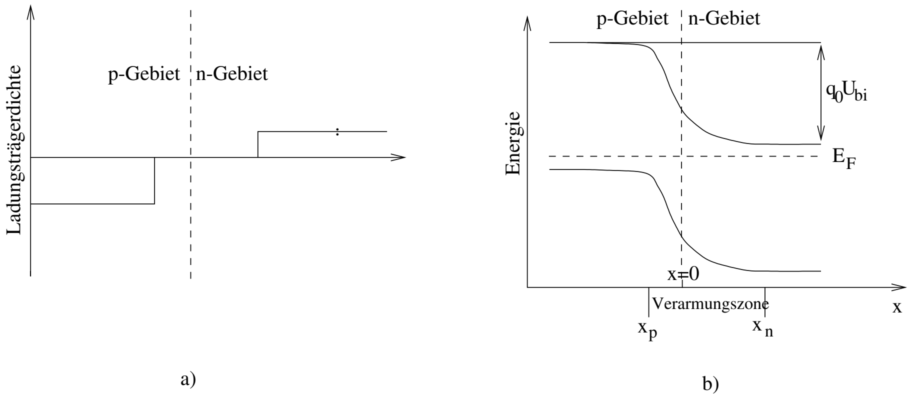
Abbildung 2.2:

Experimentelle Energie Verlust Verteilung (gepunktete Linie) für 2GeV/c Positronen, Pionen und Protonen (von oben nach unten gesehen), die einen 290μm dicken Siliziumdetektor durchqueren, nach [BB$^+$87], die theoretischen Erwartungen nach Landau (gestrichelte Linie) und eine genauere Theorie nach [BB$^+$87] als Vergleich der ionisierten Teilchen als Funktion des Energieverlusts. Schaleneffekte im Halbleitermaterial führen zu einer Verbreiterung der Energieverlustverteilung, so daß die tatsächliche Verteilung durch eine mit einer Gaußkurve gefaltete Landauverteilung gegeben ist (siehe Abbildung 2.2).

Aufgrund der Asymmetrie der Verteilung unterscheiden sich der Mittelwert und der wahrscheinlichste Wert des Energieverlustes. Für einen Detektor aus $300\mu m$ Silizium ergibt sich für den wahrscheinlichsten Energieverlust ein Wert von 84keV, der Mittelwert liegt bei 117keV. Da zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium im Mittel 3.6eV benötigt werden, werden in einer $300\mu m$ dicken Siliziumschicht etwa 23 000 Elektron-Loch-Paare erzeugt.

2.2 pn-Übergang

Eine Diode ist ein pn-Übergang, das heißt, daß eine p-dotierte Siliziumschicht und eine n-dotierte Siliziumschicht aneinander grenzen. Es kommt zu einer Diffusion von Löchern in den n-dotierten Bereich und von Elektronen in den p-dotierten Bereich. Die beweglichen Ladungen heben sich gegenseitig auf, und es bildet sich eine ladungsträgerfreie Zone, die sogenannte Sperrschicht oder Depletionszone (siehe Abb. 2.3(a)).



a) b)

Abbildung 2.3:

Verteilungen in einem pn-Übergang: a) Dichte der beweglichen Ladungsträger, b) Verlauf der Energiebänder

Da die ionisierten Atomrümpfe unbeweglich sind, hinterläßt die Diffusion eine positive Ladung in dem zuvor ladungsneutralen n-dotierten Bereich und eine negative Ladung in dem p-dotierten Bereich. Es baut sich daher ein Potential auf, das der Diffusion von beweglichen Ladungsträgern entgegenwirkt. Wenn das Potential genauso groß ist wie die Energiebandverbiegung zwischen p- und n-dotiertem Bereich, endet die Diffusion (siehe Abb. 2.3 (b)). Die Diffusionsspannung liegt in der Größenordnung von einigen 100mV [Sze85].

Die Sperrschicht w kann durch Anlegen einer der Diffusionsspannung U_{bi} gleichgerichteten Spannung U_{bias} vergrößert werden. Mit Hilfe der Poissongleichung kann man für einen abrupten p^+n-Übergang, das heißt einen abrupten Übergang zwischen sehr hoher Akzeptorkonzentration N_A und demgegenüber geringer Donatorkonzentration N_D, w berechnen. Aus der Neutralitätsbedingung für das gesamte Bauelement folgt, daß die depletierte Zone sehr viel weiter in den schwächer dotierten Bereich reicht, so daß man zur Bestimmung der Sperrschichtdicke für den asymmetrischen p^+n-Übergang nur den Anteil der n-Seite zu berücksichtigen braucht. N_A ist also zu vernachlässigen.

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}\epsilon_0}{q_0 \mid N_{eff} \mid}(U_{bias} + U_{bi})} \tag{2.2}$$

Die Konstanten sind die Dielektrizätskonstante ($\epsilon = 8.85 * 10^{-12}$ As/Vm), die relative Dielektrizitätskonstante von Silizium ($\epsilon_{Si} = 11.8$), die Elementarladung ($q_0 = 1.6 * 10^{-19} C$). $\mid N_{eff} \mid = N_A - N_D$ ist die effektive Dotierungskonzentration.

Die Siliziumdetektoren in Hochenergieexperimenten, die einige hundert μm dick und hochohmig sind, kann man mit etwa 100V vollständig depletieren und damit den ganzen Detektor zum Nachweis der Teilchenspuren nutzen. Durch das elektrische Feld, das in dem verarmten Bereich vorherrscht, werden die von dem eingestrahlten Teilchen erzeugten Elektron-Loch-Paare getrennt, wandern in dem elektrischen Feld zu den Elektroden und erzeugen einen Strompuls.

2.3 MOS-Übergang

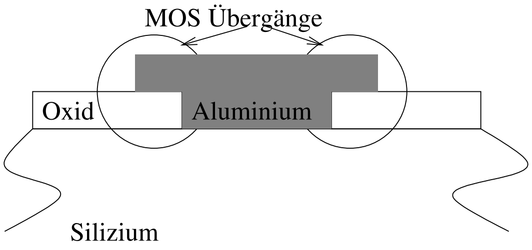
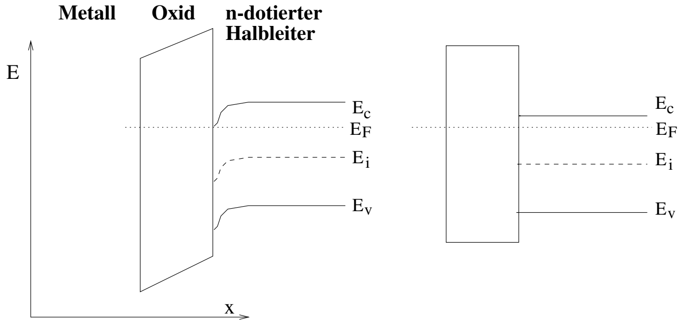


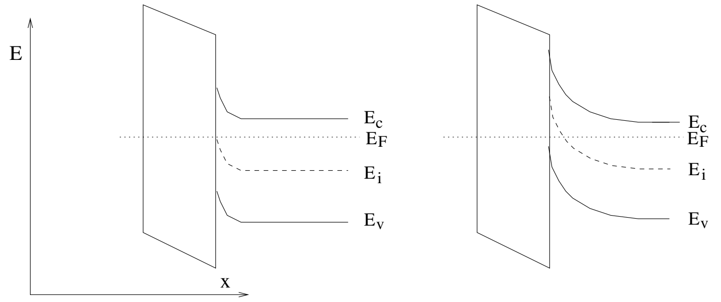
Abbildung 2.4:

MOS Übergänge bei Siliziumdetektoren

Um eine Ortsinformation über den Teilchendurchgang zu erhalten, benötigt man neben der in Sperrrichtung betriebenen Diode für den Aufbau eines Halbleiterdetektors eine Segmentierung innerhalb des Detektors. Man segmentiert die aktive Fläche durch die Geometrie der Implantationen, über die man Kontakte setzt. Um die Fläche oberhalb des unkontaktierten Bereichs zu schützen, oxidiert man diese Fläche. Wenn die Kontakte auf den Implantationen ein wenig über das Oxid hinausgezogen werden, besitzt jeder Siliziumdetektor MOS [1] Übergänge (siehe Abb. 2.4).



a) Akkumulationsfall, U>Ufb b) Flachbandfall, U=Ufb



c)Verarmungsfall, U<Ufb d)Inversionsfall, U<<Ufb

Abbildung 2.5:

Energiebänderverlauf der idealen MOS Struktur auf n-leitendem Silizium bei verschiedenen Spannungen, nach [NB82]

Man kann bei dem MOS Übergang abhängig von der am Gate angelegten Spannung zwischen verschiedenen Einstellungen der Energiebänder unterscheiden. Die Spannung, bei der keine Verbiegung der Energiebänder vorliegt, nennt man Flachbandspannung (siehe Abb. 2.5 (b)).

Die Flachbandspannung U_{fb} ist abhängig von der Differenz der Austrittsarbeiten von Silizium ϕ_s und Metall ϕ_m und von den Ladungen zwischen Silizium und Siliziumdioxid [NB82]. Die Flachbandspannung beträgt:

$$U_{fb} = q_0\phi_m - q_0\phi_s - \frac{q_0 d_{ox}}{\varepsilon_{ox}\varepsilon_0} N_{ox} \tag{2.3}$$

In der obigen Gleichung ist d_{ox} die Oxiddicke, ε_{ox} die relative Dielektrizitätskonstante von Siliziumdioxid und N_{ox} die Flächenladungsdichte.

---

[1] Metall Oxid Silizium Übergänge

Bei einer außen angelegten Spannung, die größer als die Flachbandspannung ist, verbiegen sich die Energiebänder in n-leitendem Silizium so, daß die Elektronen an der Grenzfläche des Siliziums gesammelt werden. Diesen Fall nennt man Akkumulationsfall (siehe Abb. 2.5 (a)). Verringert man die Spannung, so daß sie unterhalb der Flachbandspannung liegt, verbiegen sich die Energiebänder nach unten. Liegt die Fermienergie in der oberen Hälfte der Energielücke, so verringert sich die Zahl der Elektronen an der Grenzfläche zwischen Silizium und Siliziumdioxid. Man spricht von dem Verarmungsfall (siehe Abb. 2.5 (c)). Sinkt die Fermienergie in den unteren Bereich der Energielücke, so ändert sich der Leitungsmechanismus. Anstelle von n-Leitung im Bereich der Grenzfläche beobachtet man nun p-Leitung. Diesen Fall nennt man Inversionsfall (siehe Abb. 2.5 (d)). Die Inversionsspannung U_{inv} ist abhängig von dem Abstand der Ferminiveaus von der Bandlückenmitte ψ_F; U_{inv} beträgt:

$$U_{inv} = U_{fb} - 2\psi_F \tag{2.4}$$

2.4 Segmentierte Siliziumdetektoren

Es gibt verschiedene Typen von Halbleiterdetektoren, die in der Hochenergiephysik als Trackingdetektoren eingesetzt werden. Der Pixeldetektor, der Streifendetektor, der CCD-Detektor [2] und die Halbleiterdriftkammer sind einige wichtige Baulemente. Alle Detektoren basieren auf dem Prinzip der in Sperrrichtung betriebenen Diode, durch ihre unterschiedliche Segmentierung besitzen die Detektoren jedoch eine unterschiedliche Dimensionalität. Der Streifendetektor ermöglicht eine zweidimensionale Ortsbestimmung der Teilchenspur, da er in einer Raumrichtung segmentiert ist. Der Pixeldetektor und der CCD Detektor liefern dreidimensionale Ortsinformationen. Die Halbleiterdriftkammer ermöglicht je nach Konstruktion eine zweidimensionale oder eine dreidimensionale Ortsinformation.

Pixeldetektor

Bei dem Pixeldetektor ist jeder Pixel einzeln mit der Elektronik verbunden. Dadurch erhält man sehr kurze Auslesezyklen, die den Anforderungen an Detektoren von Speicherringen entsprechen. Der Pixeldetektor besteht auf der Vorderseite aus rechteckigen Implantationen, auf der Rückseite befindet sich eine unsegmentierte Implantation, so daß jeder einzelne Pixel einen pn-Übergang bildet (siehe Abb. 2.6 (c)). Die Ausleseelektronik kann sich entweder auf dem Pixel selbst befinden (integrierte Pixeldetektoren) oder auf einem Chip, der mit den Pixeln verbunden ist (Hybridpixelsensor). Der Hybridpixelsensor ist bei dem ATLAS Pixeldetektor verwendet worden (siehe Kapitel 4.3).

CCD Detektor

Bei dem CCD Detektor dagegen sind die einzelnen Pixel nicht direkt mit der Elektronik verbunden, sondern werden sequentiell Reihe für Reihe ausgelesen. Deswegen dauert die Auslese etwa tausendmal länger als beim Pixeldetektor [KL88]. Aus diesem Grund kann ein CCD Detektor nicht bei den gegenwärtigen Speicherringen eingesetzt werden, die eine Kollisionsrate von einigen MHz besitzen. Die Kollisionsrate des LHC

---

[2] Charge Coupled Device

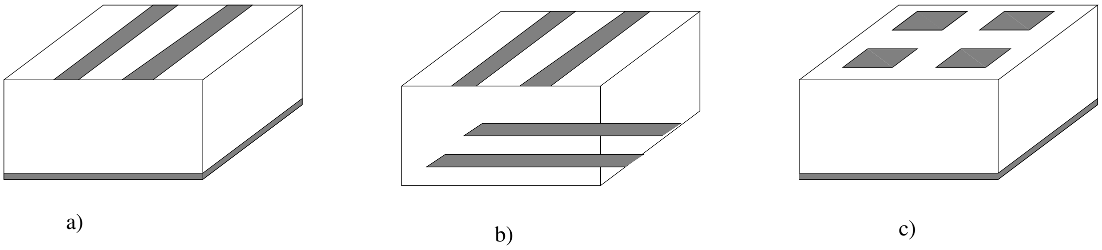


Abbildung 2.6:

Segmentierung der Implantationen bei ortsauflösenden Halbleiterdetektoren: a) einseitiger Streifendetektor, b) zweiseitiger Streifendetektor, c) Pixeldetektor

Beschleunigerringes liegt bei 40MHz. Allerdings können CCD Detektoren bei Linearen Beschleunigern der nächsten Generation zum Einsatz kommen.

Streifendetektor

Streifendetektoren besitzen eine sehr lange Implantation, so daß sie nur in zwei Raumrichtungen eine Ortsinformation liefern (siehe Abb. 2.6 (a)). Jedoch kann die Elektronik seitlich an den Streifen angebracht werden und ist somit einfacher zu handhaben als die Elektronik des Pixelsensors. Man kann auch bei Streifendetektoren dreidimensionale Ortsinformationen erhalten, indem man:

- entweder zwei Streifendetektoren benutzt, die man um einen Winkel gegeneinander gedreht hat. Diese Streifendetektoren verklebt man miteinander, wobei eine hohe Präzision erforderlich ist und die Detektoren durch den Klebevorgang mechanisch beansprucht werden.
- oder einen Streifendetektor beidseitig implantiert hat, wobei die Implantationen um einen Winkel gegeneinander gedreht sind (siehe Abb. 2.6 (b)).

Large Pixel Struktur

Eine Struktur, die zwischen den Pixeln und den Streifendetektoren einzuordnen ist, ist die Large Pixel Struktur. Die Pixel der Large Pixel Struktur sind 1mm, 2mm oder 3mm lang. Die Large Pixel Struktur dient als Teststruktur, um Designabhängigkeiten festzustellen. Die Large Pixel Struktur besteht, wie aus Abbildung 2.7 ersichtlich ist, aus langen Streifen von p-Implantantionen auf n-dotiertem Kristall.

Der "Pitch", das ist die Summe aus der Breite einer Implantation und dem Abstand zu der nächsten Implantation, und das "Gap", das ist der Abstand zweier Implantationen, werden variiert und so können an der Large Pixel Struktur Messungen der Abhängigkeit von dem Design durchgeführt werden. In der Abbildung 2.7 sind bei konstantem "Pitch" zwei Optionen der "Gap" Weite dargestellt worden. Darüberhinaus gibt es unterschiedliche "Pitch" Breiten von $50\mu m$, $100\mu m$ und $200\mu m$ bei den von der

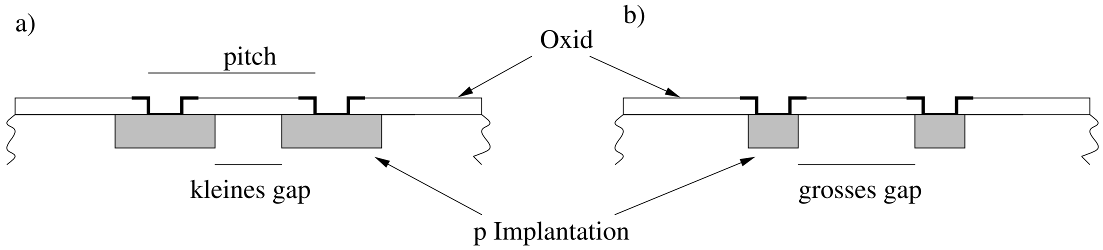


Abbildung 2.7:

Large Pixel Struktur: Variation der "Gap" Breite bei konstantem "Pitch"

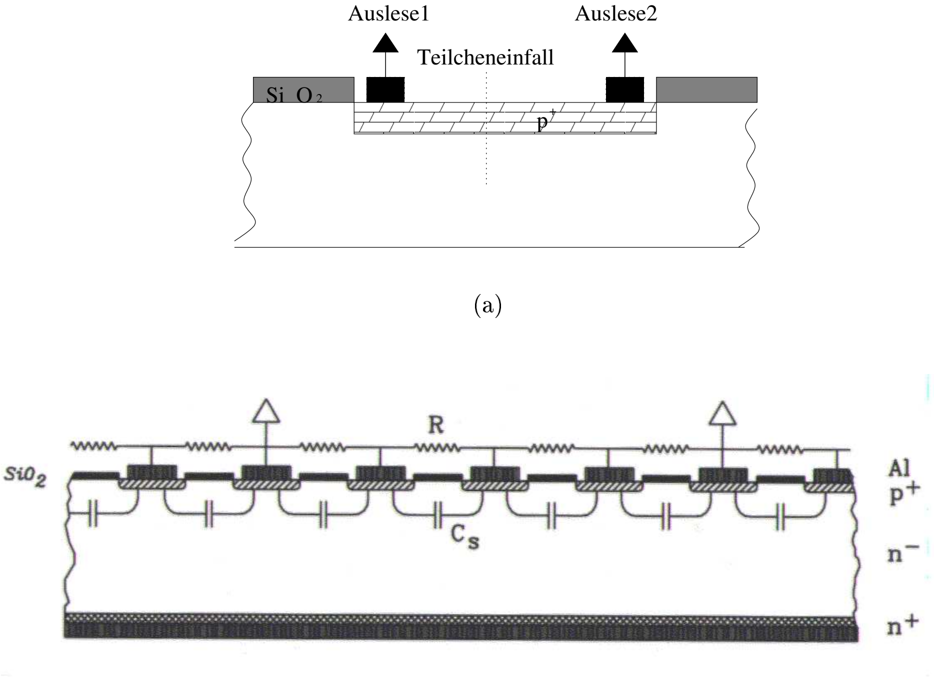
Universität Dortmund entworfenen- Large Pixel Strukturen [Wüs97].

Auslesemethoden

Man kann sowohl die Streifendetektoren als auch die Pixeldetektoren binär und analog auslesen. Binäre Auslese kann genutzt werden, wenn die Höhe des Strompulses nicht benutzt wird und die Ortsauflösung, die durch die Breite des "Pitch" gegeben ist, ausreicht. Man verliert keine Genauigkeit bei der Ortsauflösung im Vergleich zu der analogen Auslese, wenn der "Pitch" groß gegenüber der Ladungswolke ist. Die analoge Auslese von jedem Kanal kann zu einer Verbesserung der Ortsauflösung führen, wenn die Geometrie der Implantate der Größe der nach Diffusion verteilten Ladungswolke angepaßt ist.

Ladungsteilung verringert die Zahl der Auslesekanäle, da nur ein Teil der Implantate mit dem Vorverstärker verbunden wird. Ladung, die an den anderen Implantaten gesammelt worden ist, wird zwischen zwei benachbarten Auslesekanälen aufgeteilt. Dies kann durch kapazitive oder direkte Kopplung erreicht werden.

Am Beispiel von Abbildung 2.8(a) wird das Prinzip der direkten Kopplung beschrieben. Das p^+-Implantat der Diode hat die Funktion eines Widerstandes, der die Signalladung zwischen den beiden Vorverstärkern antiproportional zu den Abständen des Generationspunktes aufteilt. Der Widerstand trägt allerdings zu dem Rauschen bei und verringert damit die Genauigkeit der Ortsinformation. Dies kann mit der kapazitiven Kopplung vermieden werden (vergleiche Abbildung 2.8(b)). Die kapazitive Kopplung beruht auf den Kapazitäten, die bereits durch die geometrische Struktur des Bauelementes vorhanden sind. Ladung, die an den Implantaten gesammelt wird, wird proportional zu den Verhältnissen der Kapazitäten aufgeteilt (vergleiche Kapitel 2.5.3).



(a)

(b)

Abbildung 2.8:

(a) schematische Darstellung der Ortsauflösung bei der direkten Ladungsteilung, (b) Auslese mit kapazitiver Ladungsteilung, nach [Lut99]

2.5 Kenngrößen

2.5.1 Potential und elektrische Feldstärke

Zur Beurteilung von Siliziumdetektoren zieht man wichtige Eigenschaften der Siliziumdetektoren heran, die in dem folgenden Abschnitt erläutert werden.

Potentialverläufe in einem Bauelement
Man kann zwischen Potentialverläufen in Richtung der Depletionszone und lateral dazu unterscheiden. Die Depletions- oder Verarmungsspannung ist definiert als Spannung, bei der die Struktur vollständig depletiert ist, und bei der man das ganze Volumen des Detektors für den Teilchennachweis verwenden kann. Im allgemeinen verwendet man bei dem Betrieb von Halbleiterdetektoren eine Spannung, die größer als die Depletionsspannung ist, da dann die elektrische Feldstärke im gesamten Bauelement größer als Null ist und die Trennung der Elektron-Loch-Paare gewährleistet ist. Man kann die Depletionsspannung durch Umstellen der Gleichung 2.2 errechnen und stellt fest, daß die wichtigste Abhängigkeit durch die effektive Dotierungskonzentration N_{eff} und die Detektordicke d gegeben ist.

$$U_{depl} = \frac{q_0}{2\epsilon_{Si}\epsilon_0} d^2 \mid N_{eff} \mid \tag{2.5}$$

Neben den Potentialverläufen zwischen zwei Elektroden ist es für manche Fragestellungen interessant, wie sich das Potential lateral dazu verhält. Zum Beispiel gibt es bei den Pixeldetektoren, wie noch in Kapitel 4.4 deutlich wird, oft weitere floatende Implantationen, die durch die an dem Rückseitenkontakt angelegte Spannung und die an dem Pixelkontakt angelegte Spannung eingestellt werden. Dieses Problem zu lösen, ist in mehreren Dimensionen nicht trivial. Zur Lösung muß die mehrdimensionale Poissongleichung herangezogen werden:

$$\triangle\psi = \frac{1}{\varepsilon} * (-q)(N_D - N_A + p - n) \tag{2.6}$$

Hier ist ψ das Quasi-Fermi Potential der Elektronen und Löcher.

"Punch-Through-Mechanismus"

Die laterale Ausdehnung der Depletionszone wird beim "Punch-Through-Mechanismus" verwendet. Liegt neben der Implantation des pn-Überganges eine weitere unkontaktierte Implantation (siehe Abbildung 2.9(a)), so kann man durch den Anstieg der Sperrspannung U_{bias} erreichen, daß die Depletionszone unterhalb der kontaktierten Implantation anwächst, bis die Verarmungszonen der kontaktierten Implantation und der nicht kontaktierten Implantation zusammenwachsen (2.9 (c)). Die Spannung, bei der die Verarmungszonen aufeinandertreffen, nennt man "Punch-Through-Spannung" U_{pt}. Während das Potential auf dem nichtkontaktierten Implantat zunächst ein Diffusionspotential ist, stellt sich nach dem Zusammenwachsen der Verarmungszonen auf dem nicht kontaktierten Implantat ein definiertes Potential ein, welches dem Potential an der kontaktierten Struktur mit einer konstanten Spannungsdifferenz U_{pt} folgt [KL88]. Die "Punch-Through-Spannung" kann man grob auf $2V/\mu m$ abschätzen. Für eine genaue Vorhersage der "Punch-Through-Spannung" ist es jedoch wichtig, die Rückseitenspannung, die Dicke des Bauelementes und die effektive Dotierungskonzentration zu kennen. Für eine genaue Berechnung sind Simulationen notwendig (siehe Kapitel 6). Man nutzt den "Punch-Through-Effekt" zum Beispiel bei den ATLAS Pixelsensoren mit Hilfe des Bias-Grids aus, um unkontaktierte Pixelsensoren auf einem Potential nahe Null zu halten. Da die "Punch-Through-Spannung"proportional zu dem Abstand der Implantate ist, ist es wichtig, daß der Abstand zwischen den Implantaten gering ist.

Elektrische Feldstärke

Die elektrische Feldstärke ist eine wichtige Größe in einem Detektor. Die elektrische Feldstärke ist zum einen wichtig zur Trennung der Elektron-Loch-Paare, zum anderen läßt sich anhand der elektrischen Feldstärke die Durchbruchwahrscheinlichkeit in einem Detektor abschätzen (vergleiche Durchbruchströme). In der depletierten Zone verläuft die elektrische Feldstärke linear nach.

$$E(x) = E_d + E_0(1 - \frac{x}{w}) = \frac{U - U_{depl}}{w} + \frac{2U_{depl}}{w}(1 - \frac{x}{w}) \tag{2.7}$$

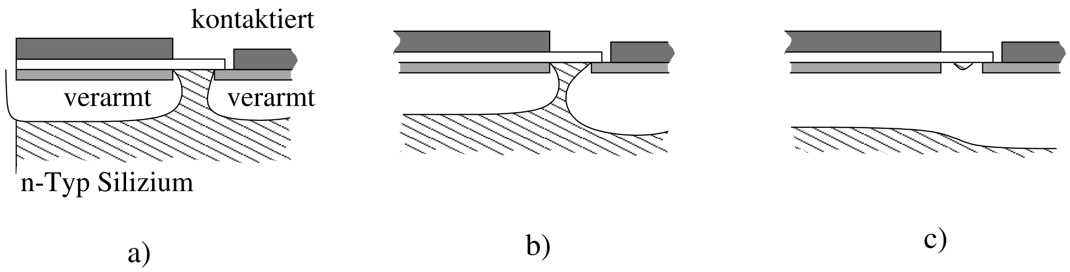


Abbildung 2.9:

Darstellung des "Punch-Through-Effektes": a) Detektor ohne außen angelegte Spannung, b) Sperrspannung erreicht fast "Punch-Through-Spannung", c) Sperrspannung größer als "Punch-Through-Spannung"

Die elektrische Feldstärke kann durch Simulationen bestimmt werden, ist aber nicht meßbar. Die Computerprogramme behandeln das Silizium jedoch als strukturloses Medium mit einer gegebenen Dielektrizitätskonstanten und Ladungsträgerdichten unter Vernachlässigung sämtlicher Kristalleffekte. In den Bauelementen herrschen zum Beispiel in der Nähe 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 im allgemeinen nicht möglich. Aber es ist möglich, durch einen Vergleich der elektrischen Feldstärken verschiedener Bauelemente Präferenzen für die Bauelemente zu setzen.

2.5.2 Sperrströme

Man bezeichnet alle Ströme, die bei einer in Sperrrichtung betriebenen Diode auftreten, als Sperrströme. Während des Betriebs eines Detektors überwiegt im Allgemeinen der Volumengenerationsstrom.

Volumengenerationsstrom: In der Depletionszone einer in Sperrrichtung betriebenen Diode werden durch thermische Anregung Ladungen im Wesentlichen mit Hilfe von Störstellen generiert. Die Ladungen werden durch die Diffusionsspannung oder eine von außen in Richtung der Diffusionsspannung angelegte Spannung getrennt und können nicht rekombinieren. Der resultierende Volumengenerationsstrom I_{vol} ist abhängig vom Volumen $V = w * A$.

$$\begin{aligned} I_{vol} &= \frac{q_0 n_i A}{\tau_e} \cdot w \\ &\propto \sqrt{U_{bias}} \end{aligned} \tag{2.8}$$

Der Volumengenerationsstrom ist temperaturabhängig, da die intrinsische Ladungsträgerkonzentration n_i und die Lebensdauer der Elektronen τ_e temperaturabhängig sind [MM54]:

$$n_i^2 = 1.5 \cdot 10^{33} (\frac{T}{K})^3 exp(\frac{-1.21}{kT})(\frac{1}{cm^3})^2 \tag{2.9}$$

$$\tau_e = \frac{1}{v_{th}\sigma N_t}$$

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{eff}}}$$

Dabei ist T die Temperatur, k die Boltzmannkonstante, N_t die Dichte der Generations- und Rekombinationszentren, m_{eff} die effektive Masse. Die thermische Geschwindigkeit v_{th} und der Einfangswirkungsquerschnitt σ sind temperaturabhängig. Die Temperaturabhängigkeit des Einfangswirkungsquerschnittes ist allerdings wenig bekannt.

Neben dem Volumengenerationsstrom tragen die folgenden Ströme zu den Sperrschichtströmen bei:

Grenzflächengenerationsstrom: Der Grenzflächengenerationsstrom tritt in dem Übergangsbereich zwischen Silizium und Siliziumdioxid auf. In dieser Schicht existieren Kristalldefekte des Siliziums, die Zustände in der Bandlücke des Siliziums verursachen. Der Grenzflächengenerationsstrom I_{Ox} wird von diesen Grenzflächengenerationszuständen, die Elektron-Loch-Paare erzeugen, verursacht. Der Strom I_{Ox} tritt auf, sobald sich die Feldzone unterhalb der MOS-Schicht ausbreitet und sich mit der Feldzone des pn-Überganges verbindet.

Diffusionsstrom: Der Diffusionsstrom stammt von Minoritätsladungsträgern, die in der Nähe der Raumladungszone erzeugt werden, in diese hineindiffundieren und von der Sperrspannung abgesaugt werden. Da der Strom abhängig von der mittleren freien Weglänge der Ladungsträger ist, ist der Diffusionsstrom stark temperaturabhängig. Bei Raumtemperatur und den Spannungen, die zur Überdepletierung eines Siliziumdetektors angelegt werden, ist der Diffusionsstrom bei Betrieb des Halbleiterdetektors gegenüber dem Volumenstrom zu vernachlässigen

Durchbruchströme: Durchbruchströme treten auf, wenn in einer Diode sehr hohe Feldstärken vorherrschen. Sie führen zu einem rapiden Anstieg des Stromes durch eine Diode und können zu einer starken Erhitzung der Diode führen. Die wesentlichen Durchbruchsmechanismen sind der Tunneleffekt (auch Zehnereffekt genannt) und der Avalanche Effekt. Bei dem Tunneleffekt kann ein Elektron von dem Valenzband zu dem Leitungsband tunneln (vergleiche Abb. 2.10 (a)), wenn das elektrische Feld Werte von 10^6 V/cm übersteigt. Der resultierende Strom I ist proportional zu einer Exponentialfunktion, die das Verhältnis aus Bandlückenenergie E_g und dem elektrischen Feld E enthält:

$$I = t_{konst} U_{bias} E^{3/2} exp(-\frac{t_{konst1} E_g^{3/2}}{E}) \tag{2.10}$$

Dabei sind t_{konst} und t_{konst1} Proportionalitätskonstanten.

Bei dem Avalanche Effekt wird ein Elektron durch die hohe elektrische Feldstärke beschleunigt, so daß es bei der Kollision mit einem Atom ein neues Elektron-Loch-Paar erzeugen kann (vergleiche Abb. 2.10 (b)). Daher ist der resultierende Strom I bei dem Avalanche Effekt abhängig von der Anzahl der Kollisionen und dem Anfangsstrom I_0. Nimmt man an, daß bei jeder Kollision N_s neue Elektron-Loch-Paare erzeugt werden, so erhält man:

$$I = \frac{1}{1 - N_s} * I_0 \tag{2.11}$$

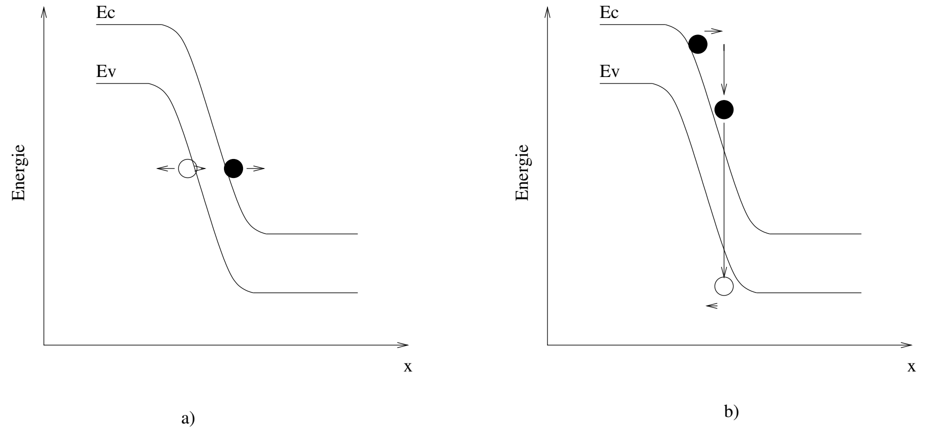


Abbildung 2.10:

Durchbruchmechanismen: a) Tunneleffekt, b) Avalanche Effekt, Energiebänder (E_c = Leitungsband, E_v = Valenzband) [Sze85]

2.5.3 Kapazität

Mit Hilfe der Kenngröße der Kapazität kann man wichtige Aussagen über das Verhalten von Bauelementen treffen, dennoch ist diese Kenngröße immer eine Modellvorstellung über das Bauelement, da in ein Bauelement nicht explizit Kapazitäten eingebaut sind. Wie aus dem Ersatzschaltbild für einen Streifendetektor (siehe Abb. 2.11) erkennbar ist, befinden sich zwischen allen Kontakten Kapazitäten und Widerstände. Die zu den Kapazitäten parallel geschalteten Widerstände sind gegenüber den Kapazitäten sehr groß, daher ist ihr Einfluß auf das Verhalten von Halbleiterbauelementen gering.
Kapazitäten sind zum einen verantwortlich für einen Rauschbeitrag des Detektors, zum anderen bestimmt das Verhältnis der Kapazitäten nach $C = \frac{Q}{U}$ das Übersprechen zwischen zwei Kontakten.

Sperrschichtkapazität
Man kann bei einem Halbleiterbauelement zwischen Sperrschichtkapazitäten und Zwischenpixelkapazitäten unterscheiden. Sperrschichtkapazitäten sind Kapazitäten zwi-

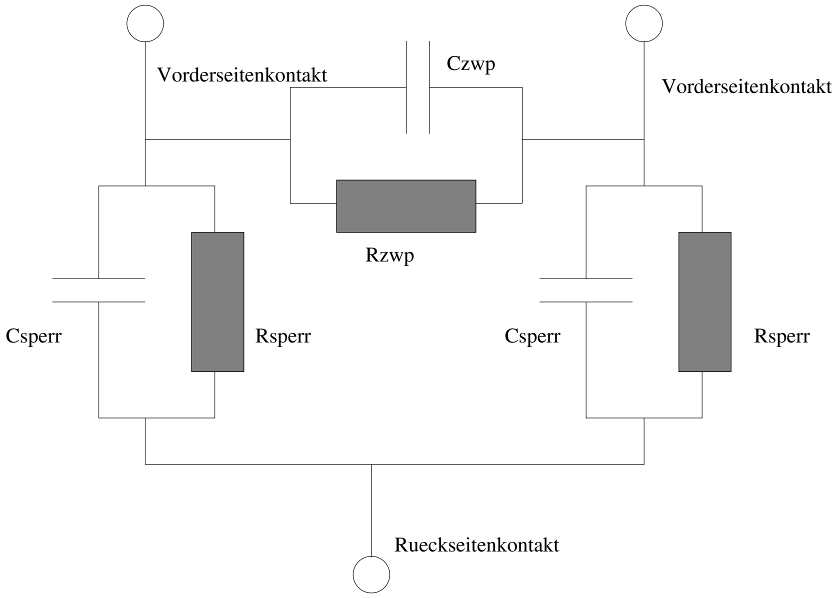


Abbildung 2.11:

Kapazitätsnetzwerk zwischen zwei Streifen bei vollständiger Verarmung der Bauelemente

schen Vorderseite und Rückseite einer Diode. Während man die Zwischenpixelkapazitäten C_{zwp} messen, beziehungsweise simulieren muß, ist die Sperrschichtkapazität C_{sperr} sehr genau berechenbar. Eine Änderung der Spannung dU führt nach Gleichung 2.2 zu einer Veränderung der Sperrschichttiefe Δx, damit ändert sich auch die Ladung $\Delta Q = e \mid N_{eff} \mid A\Delta x$. Ist die Struktur vollständig depletiert, so ändert sich die Sperrschichtkapazität nicht mehr:

$$C_{sperr} = A\sqrt{\frac{\epsilon_0\epsilon_{Si} \mid N_{eff} \mid}{2U_B}} \qquad ;U_B < U_{depl} \tag{2.12}$$

$$C_{sperr} = \frac{A\epsilon_0\epsilon_{Si}}{d} \qquad ;U_B > U_{depl}$$

Die Abhängigkeit der Sperrschichtkapazität von der angelegten Spannung läßt sich durch die folgende Abbildung 2.12 darstellen.

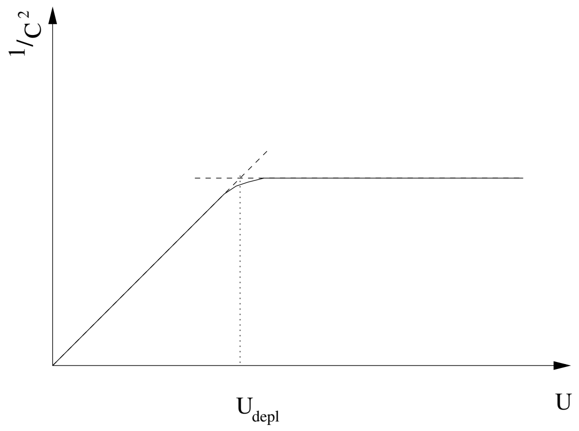


Abbildung 2.12:

Schematische Darstellung einer C^{-2}-U-Kennlinie einer Diode

Zwischenpixelkapazitäten
Die einzelnen Zwischenpixelkapazitäten müssen gemessen oder simuliert werden. Die Kapazitätsnetzwerke können, wie man bei dem Pixelnetzwerk (siehe Abb. 2.13) erkennt, kompliziert werden. Hier bietet die Simulation gegenüber der Messung den Vorteil, die Kapazitäten von mehreren Kontakten gleichzeitig zu simulieren. Die Kopplungskapazitäten des Pixels i mit seinen Nachbarn addieren sich auf die Sperrschichtkapazität C_{sperr}.

$$C_{i,ges} = C_{sperr} + \sum_{j=1,j\neq i}^{n} C_{ij} \tag{2.13}$$

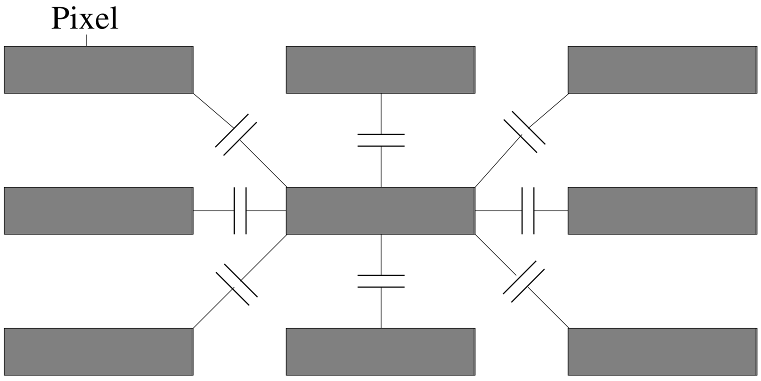


Abbildung 2.13:

Ausschnitt aus der Pixelmatrix, Darstellung der kapazitiven Kopplung eines Pixels an seine Nachbarpixel, nach [Wüs97]

2.6 Strahlenschädigung

Man unterscheidet zwei Schädigungsarten eines Siliziumbauelementes: die Kristallschädigung und die Oberflächenschädigung. Unter der Kristallschädigung versteht man eine Veränderung des Siliziumkristalls. Die Oberflächenschädigung ist die Schädigung mit Auswirkung auf die Silizium-Siliziumdioxid-Grenzfläche. Während die Ionisation im Volumen des Siliziumkristalls reversibel ist und zu dem Signal der Siliziumdetektoren beiträgt, ist die Ionisation im Oxid nicht reversibel, und die Strahlenschädigung der Oberfläche beruht im Wesentlichen auf der Ionisation.

Kristallschädigung

Bei der Kristallschädigung schlagen Teilchen, die einen Siliziumdetektor durchqueren, Siliziumatome, PKAs [3], aus dem Kristallgitter. Um ein Siliziumatom aus dem Gitterverband zu lösen, ist ein Energieübertrag von mindestens $E_d = 25eV$ notwendig, allerdings sind einzelne Versetzungen bereits bei einem Energieübertrag von $E_r = 15eV$ möglich (siehe [vL$^+$80]). Ist die auf die Siliziumatome übertragene Energie groß genug, dann können die PKAs weitere Siliziumatome aus dem Gitter schlagen. Der Energieübertrag auf das PKA, der auch als nicht ionisierender Energieverlust E_{NIEL} [4] bezeichnet wird, ist proportional zur Schädigungsfunktion D(E) [Laz87]:

$$\frac{dE_{NIEL}}{dx} = \frac{N_a}{A} * D(E) \tag{2.14}$$

mit

$$D(E) = \sum_{\nu} \sigma_{\nu}(E) \int_{E_d}^{E_R^{max}} f_{\nu}(E, E_R) P(E_R) dE_R \tag{2.15}$$

In der Schädigungsfunktion D(E) werden die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\nu}(E)$ einer Wechselwirkung ν und die Wahrscheinlichkeit $f_{\nu}(E, E_R)$ zur Erzeugung eines PKAs als auch dessen Energieverlust durch Ionisation von Kristallatomen (Elektron-Loch-Paarbildung) berücksichtigt. Zum Vergleich der Schädigungseffizienz verschiedener Teilchen wird ein auf 1MeV Neutronen normierter Härtefaktor κ definiert:

$$\kappa = \frac{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E) D(E) dE}{D_n(1MeV) \int_{E_{min}}^{E_{max}} \Phi(E) dE} \tag{2.16}$$

In der obigen Gleichung ist Φ die Fluenz der Teilchen.

Anschaulich kann man die Schädigung des Siliziumkristalls in zwei Arten unterteilen: in Punktdefekte und in "Cluster-Defekte". Man spricht von Punktdefekten, solange einzelne Siliziumatome in einem Gitterverband die Bandstruktur des Halbleiters verlassen. Tritt in einem Bereich des Kristalls durch einen hohen Energieübertrag eine so große Anzahl von Punktdefekten auf, daß die einzelnen Defekte ineinander übergehen, spricht man von einem "Cluster-Defekt". Ein solcher "Cluster" besteht nach dem

---

[3] "Primary Knock on Atoms"

[4] NIEL, Non Ionising Energy Loss

Modell von [Gos59] aus einem Kernbereich von 5-10nm Ausdehnung und einem 200nm großen Randbereich. Aufgrund der hohen Defektdichte der "Cluster" werden die Energiebänder verbogen. "Cluster" konnten allerdings bisher nicht genau untersucht werden.

Bei den Punktdefekten gibt es zwei primäre Defektarten: Siliziumzwischengitteratome (I) und Leerstellen (V). Diese beiden Defektarten sind schon bei relativ niedrigen Temperaturen beweglich, und es können sich nach einiger Zeit durch die Wanderung der Siliziumatome weitere Defekte bilden, wie Punktdefekte (Frenkeldefekte, mit Phosphoratom VP, beziehungsweise E-Zentrum; mit einem Boratom VB; mit einem Sauerstoffatom VO, beziehungsweise A-Zentrum), Doppelleerstellen (VV) (siehe Abbildung 2.14). Die Defekte können je nach Lage der Niveaus zum Ferminiveau geladen sein. Dies wird durch die Angabe des entsprechenden Ladungszustandes als Exponent der Abkürzung angegeben. Diese Defekte bilden neue Energieniveaus zwischen dem Valenzband E_v und dem Leitungsband E_c (siehe Abb. 2.15).

Die Defektniveaus haben unterschiedliche Auswirkungen auf das elektrische Verhalten eines Halbleiterbauelementes:

- Defektniveaus in der Nähe der Bandlückenmitte erhöhen die Rekombinations- und Generationsrate. Damit erhöht sich der Sperrstrom I eines Halbleiterbauelementes.

  $$\frac{\Delta I}{V} = \alpha \Phi g(\Theta(T)t) * r(T) \tag{2.17}$$

  In der Gleichung 2.15 beschreibt g(t) die Ausheilung des Stroms mit der Zeit t, der Temperatureinfluß auf den Stromrückgang wird durch die Korrekturfunktion $\Theta(T)$ berücksichtigt. Der Faktor r(T) normiert den Strom auf eine Referenztemperatur von $T = 20^0 C$. Bei Raumtemperatur liegt der Schädigungsparameter α bei $8 * 10^{-17} Acm^{-1}$. In dem Fall der Siliziumdetektoren bedeutet die Erhöhung des Sperrstromes I eine Erhöhung des elektronischen Rauschens, das auch durch den Sperrstrom bestimmt wird.

- "Trapping-Zentren" in der Nähe des Leitungsbandes beeinflussen das Verhalten des Siliziumkristalls auf zwei unterschiedliche Arten: Zum einen fangen sie Ladungsträger ein ("Trapping") und geben sie verzögert frei ("Detrapping"). Dadurch verringert sich die Ladungssammlung und erhöht sich das Rauschen in dem Siliziumkristall. Zum anderen kompensieren sie Akzeptoren beziehungsweise Donatoren oder bilden selbst Akzeptor- beziehungsweise Donatorzustände. Die Veränderung der Akzeptor- und Donatorzustände verändert die effektive Dotierungskonzentration N_{eff} und damit die Depletionsspannung (siehe Kapitel 2.5). Man kann die Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration N_{eff} nach [Wun97] folgendermaßen parametrisieren:

  $$N_{eff}(\Phi) = N_{D,0} * exp(-c_D \Phi) - N_{A,0} * exp(-c_A \Phi) - b\Phi \tag{2.18}$$

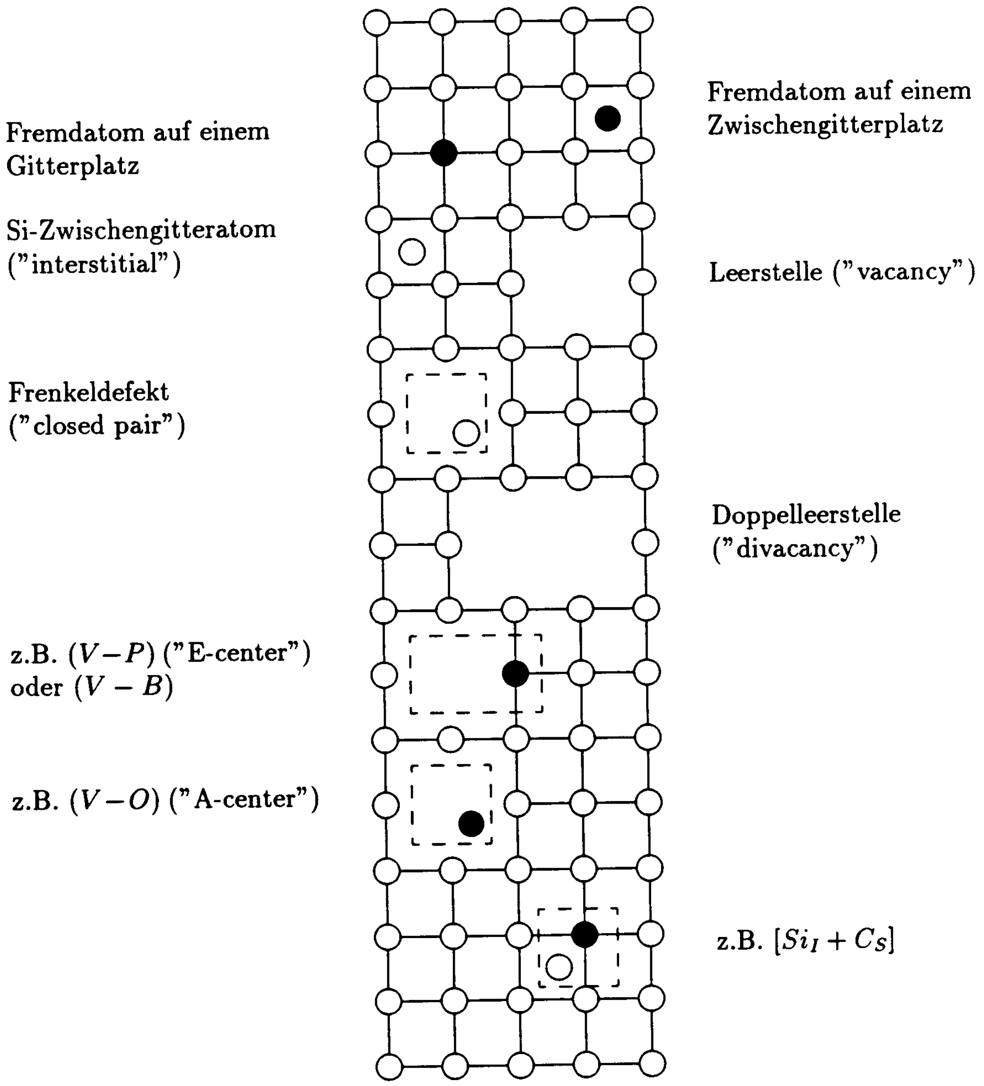


Abbildung 2.14:

Schematische Darstellung einiger Punktdefekte im Silizium-Gitter, [Wun92]

In der Gleichung 2.18 sind $N_{D,0}$ und $N_{A,0}$ die Donator- und Akzeptorkonzentration vor der Bestrahlung und c_D und c_A die "Removal-Raten", b ist der Anstieg der akzeptorartigen Zustände bei Bestrahlung.

In Abbildung 2.16 ist die Abhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration (n-dotiertes Ausgangsmaterial)von der Fluenz dargestellt. Man erkennt, daß die effektive Dotierungskonzentration sich verringert bis sie ein Minimum durchläuft, um dann wieder anzusteigen. Nach dem Durchlaufen des Minimums ist das Mate-

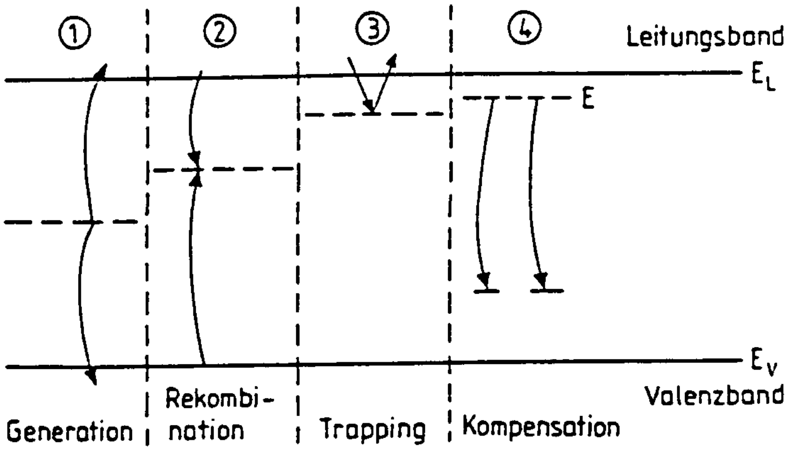


Abbildung 2.15:

Verschiedene Wirkungen von Defektniveaus in der Bandlücke von Silizium, [GS85], [Bra89]

rial von n-leitendem Ausgangsmaterial zu p-leitendem Material konvertiert. Damit verändert sich auch die Depletionsspannung.

Wie bereits erwähnt, ist Beweglichkeit der Defekte temperaturabhängig. Dies führt dazu, daß auch nach der Bestrahlung die Defekte bei - beziehungsweise oberhalb - einer "Annealing-Temperatur" sich in einen noch stabileren Defekt umwandeln. Diese Annahme wird durch DLTS [5]-Messungen bestätigt. Dabei muß das "Annealing" keine positiven Auswirkungen auf das Detektorverhalten zeigen ("Reverse-Annealing"). Man kann die Temperaturabhängigkeit und die Zeitabhängigkeit des "Annealing" folgendermaßen beschreiben.

$$N_{d(t)} = N_{d(0)} exp(-\frac{t}{\tau_(T)}) \tag{2.19}$$

$$\tau_T \propto exp(\frac{1}{kT})$$

Oberflächenschädigung

Ein kritischer Teil des Detektors ist die Si-SiO_2-Oberfläche. Bereits vor Bestrahlung ist das Kristallgitter in dem Bereich einiger Gitterabstände an der Grenzfläche gestört. Nahe der Grenzfläche beobachtet man hohe Feldstärken. In Siliziumdetektoren werden diese hohen Feldstärken durch positive Ladung an der Si-SiO_2-Grenzfläche erzeugt. Für ein grundlegendes Verständnis der Schädigung nach Bestrahlung muß die

---

[5] Deep Level Transient Fourier Spectroscopy

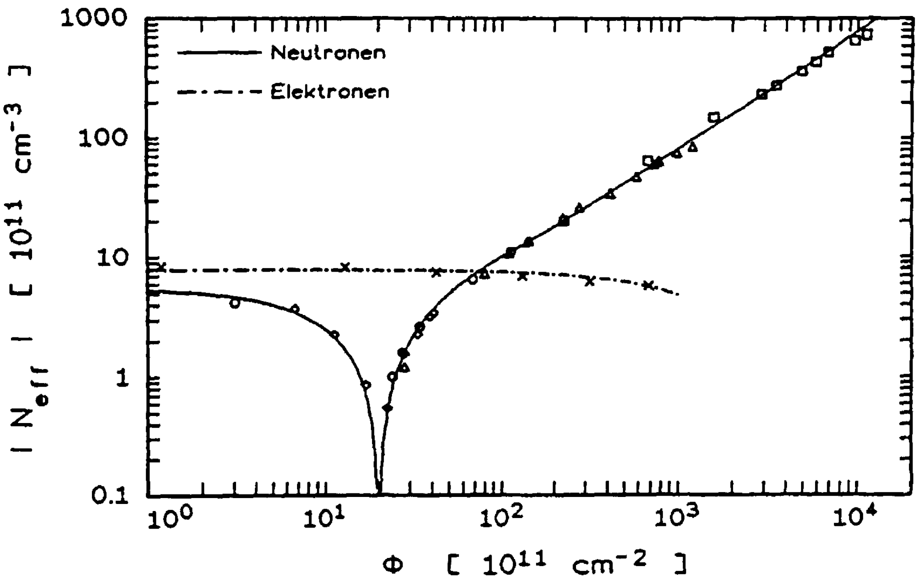


Abbildung 2.16:

Betrag der effektiven Dotierungskonzentration, aufgetragen gegen die normierte Fluenz, [Wun92]

Oberflächenschädigung bekannt sein.

Wie man aus Abbildung 2.17 entnimmt, führt das Eindringen von Teilchen in die Silizium-Siliziumdioxidschicht dazu, daß Elektron-Loch-Paare gebildet werden (siehe Abbildung 2.17(b)), von denen viele rekombinieren (siehe Abbildung 2.17(c)). Diejenigen Elektronen und Löcher, die nicht rekombinieren, wandern zu der Elektrode beziehungsweise zu der Silizium-Siliziumdioxidgrenzschicht. Da die Elektronen eine etwa dreimal höhere Beweglichkeit besitzen als die Löcher haben sie längst die Elektrode erreicht, während die Löcher durch "Traps" immer wieder eine Weile festgehalten werden ("Hopping Model", nach [M$^+$89]). An der Silizium-Siliziumdioxidgrenzschicht werden sie endgültig in tiefen "Traps" gefangen. Durch die strahlungsabhängige Veränderung der Oxidladungen N_{Ox} wird die Flachbandspannung nach Gleichung 2.3 verschoben. Bei hohen Bestrahlungsdosen ändern sich die Oxidladungen kaum noch. Man nimmt an, daß entweder alle "Traps" gefüllt sind oder die induzierte positive Raumladung dem elektrischen Feld entgegenwirkt und so eine weitere Löcherwanderung unterbindet. Durch die Veränderung der Oxidladung kommt es zu einer Akkumulation von Elektronen unterhalb der Oxidladung. Dies führt zum einen zu einer Veränderung der Zwischenstreifenkapazität und dem Zwischenstreifenwiderstand, zum anderen verändert sich die Depletionsspannung bei segmentierten Detektoren [R$^+$96a].

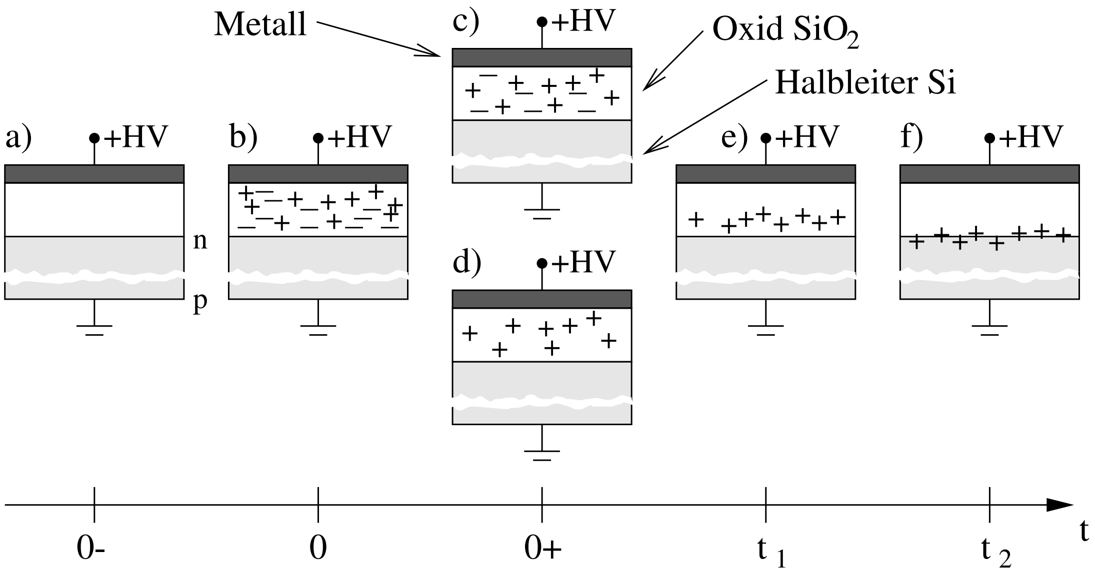


Abbildung 2.17:

Zeitlicher Verlauf der Ladungserzeugung in einer MOS-Struktur nach einer plötzlichen Ionisation, [Bra89]

Bei Bestrahlung wird die Dichte der Grenzflächenzustände D_{it}, das sind besetzbare Energieniveaus in der Bandlücke des Silizium an der Grenzfläche, erhöht. Dabei kann man die Grenzflächenzustände gegenüber den festen Oxidladungen unterscheiden, da die Grenzflächenzustände über die Lage der Energieniveaus in der Bandlücke mit dem Silizium in Ladungsaustausch treten können, die festen Oxidladungen jedoch nicht.

Kapitel 3

Bauelementesimulationen anhand der GCD Struktur

3.1 Bedeutung der Bauelementesimulationen

Die Messung und die Simulation sind die beiden wichtigsten Untersuchungsmethoden von Halbleiterdetektoren. Die Simulation wird oft als Ergänzung der Messung eingesetzt [Sel84], zum Beispiel bei der Simulation von Eigenschaften von Halbleiterdetektoren, die einer direkten Messung nicht zugänglich sind. Bauelementesimulationen können allerdings auch über die reine Ergänzung der Messung hinaus eingesetzt werden. Es ist zum Beispiel möglich, bereits vor der Herstellung Eigenschaften von Detektoren zu optimieren. Dadurch kann man die Schritte zur Erstellung von neuen Detektortypen verringern.

Bei der Simulation löst man die Poissongleichung und die Kontinuitätsgleichungen mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente. Die Programme benötigen Gitterpunkte, auf denen die Gleichungen gelöst werden und physikalische Modelle, die in die Lösung der Differentialgleichungen eingehen. Im Rahmen dieser Diplomarbeit ist das Programmpaket ISE TCAD verwendet worden. Bei dem Simulationsprogramm ISE TCAD ist es möglich, dreidimensionale Simulationen durchzuführen und damit echt dreidimensionale Einflüsse auf die simulierten Größen zu berechnen.

Das Simulationspaket ISE Tcad ist für die Anwendung in der Elektronik entwickelt worden. Da die Programme auf grundlegende Modelle von Silizium zurückgreifen, kann dieses Programmpaket auch für die Simulation von Detektoren verwendet werden. Allerdings müssen die eingehenden Konstanten und Modelle, sowie die Eigenschaften des Programmpaketes bei der Übernahme für die Detektorsimulation genau geprüft werden. Denn einige Materialeigenschaften wie zum Beispiel die Lebensdauern der Elektronen und Löcher unterscheiden sich stark von den Eigenschaften des Siliziums, das zum Detektorbau verwendet wird. Desweiteren sind die Bauelemente für die Elektronik um Größenordnungen kleiner als die Detektoren. Die Überprüfung für die Simulation von Detektoren geschieht mit Hilfe der GCD Struktur.

Die GCD Struktur ist gut theoretisch verstanden. In dem Bauelement GCD Struktur befinden sich sowohl der pn-Übergang als auch der MOS Übergang. Dies sind die beiden grundlegenden Übergänge, die sich in allen Siliziumdetektoren wiederfinden lassen. Das Besondere der GCD Struktur ist, daß der pn-Übergang und die MOS Übergange räumlich voneinander getrennt sind und einzeln auf bestimmte Spannungen gelegt werden können. Dadurch ist es möglich, Meßgrössen der MOS Übergänge von den Meßgrössen des pn-Übergangs zu trennen. Da sich nach Oberflächenschädigung die Meßgrössen der MOS Übergänge wie die Flachbandspannung und die festen Oxidladung verändern, kann man durch eine separate Auswertung dieser Meßgrössen die Oberflächenschädigung direkt untersuchen. Anhand der Simulationen an der GCD Struktur sollen die Möglichkeiten und Grenzen des Simulationspaketes ISE TCAD erläutert werden.

3.2 Simulationspaket ISE TCAD

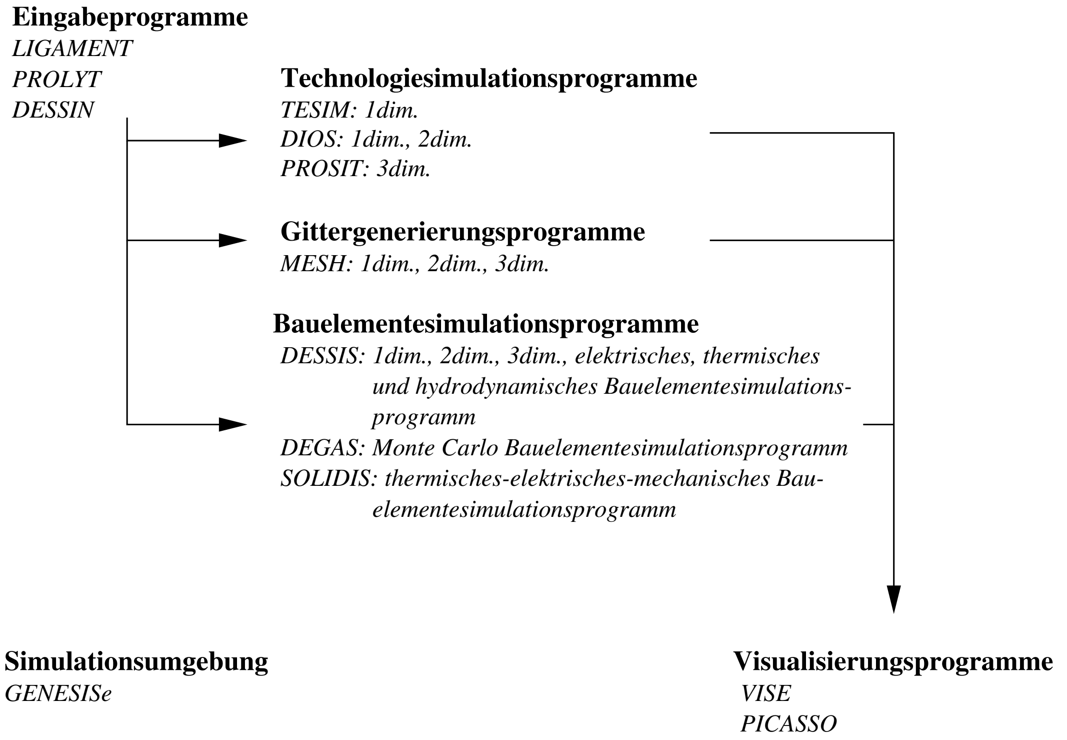


Abbildung 3.1:

Überblick über die Programme des Programmpaketes ISE TCAD

Dieses Programmpaket gliedert sich, ähnlich anderen Simulatonspaketen zur Halbleitersimulation, in verschiedene Teilprogramme (siehe Abbildung 3.1):

- Bauelementeeditierungs- und Gittergenerierungsprogramme (MESH), die die Geometrie des Problems, die Materialeigenschaften und das Gitter festlegen.
- Technologie-Simulationsprogramme (TESIM, DIOS, PROSIT), die die einzel-

nen Fertigungsschritte simulieren. Technologie-Simulationsprogramme werden oft auch Prozeßsimulationsprogramme genannt. Technologiesimulationsprogramme können entweder zur Optimierung von Prozeßschritten und zum Testen neuer Technologien eingesetzt werden oder zur Vorbereitung von Bauelementesimulationen. Bei der Vorbereitung der Bauelementesimulation werden Technologiesimulationsprogramme eingesetzt, da sie für jeden Prozeßschritt mathematische Modelle verwenden. Prozeßschritte sind zum Beispiel das Ätzen, die Oxidation, das Aufsetzen von Masken.

- Bauelemente-Simulationsprogramme (DESSIS, DEGAS, SOLIDIS) lösen die Differentialgleichungen auf dem zuvor mit dem Gittergenerierungsprogramm festgelegten Gitter. Bei dem Programm DESSIS werden die Poissongleichung und die Kontinuitätsgleichungen gelöst. In dem Programm DESSIS können eine Reihe von physikalischen Modellen eingestellt werden, sowie thermische und elektrische Randbedingungen festgelegt werden. Das Programm DEGAS benutzt Monte Carlo Techniken für den Ladungstransport. DEGAS verfolgt den Ladungstransport durch das Tracking eines Teilchens durch einen multidimensionalen Phasenraum. Durch die Vielzahl der Kräfte und Impulse, die auf die Teilchen wirken, ist es notwendig den Transport auf mikrokospischen Niveau mit Hilfe der Quantenmechanik zu beschreiben. Dies ist notwendig, wenn die Abmessungen eines Bauelementes sehr klein sind. Deswegen ist dieses Programm im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht verwendet worden.

- Visualisierungsprogramme (VISE, PICASSO, INSPECT) zeigen die Ergebnisse der Simulation.

Da nicht alle Programme in dieser Diplomarbeit benötigt werden, beschränkt sich die in Kapitel 3.3 und 3.4 folgende Beschreibung auf die Programme, die in der Diplomarbeit verwendet worden sind. Das Gittergenerierungsprogramm MESH und das Bauelementesimulationsprogramm DESSIS sind zentrale Programme für diese Diplomarbeit. Auf Technologiesimulationen ist dagegen verzichtet worden. Die Visualisierungsprogramme INSPECT und PICASSO werden für die Visualisierung der Ergebnisse und der Geometrie benötigt. Sie sind aber weitgehend selbsterklärend und werden nicht weiter erläutert. Eine ausführlichere Beschreibung befindet sich in [ISE95] und [Bar99].

3.3 Gittergenerierung mit MESH

Neben der Festlegung der Geometrie und der Dotierungsverläufe des Bauelementes legt man zur Gittergenerierung mit dem Programm MESH die Punkte fest, auf denen die Poissongleichung und die Kontinuitätsgleichungen mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente gelöst werden sollen. Es ist wichtig, alle Übergänge und Grenzen innerhalb des Bauelementes in dem Gitter zu erfassen, da zwischen den Gitterpunkten interpoliert wird und ein ungenügendes Gitter schnell zu Konvergenzproblemen der Bauelementesimulation führen kann. Neben Änderungen, die sich durch die untersuchte Fragestellung ergeben, zum Beispiel die sich stark ändernde Elektronen- und Löcherkonzentration in einem Detektor nach Durchgang eines MIPs, gibt es

Änderungen, die sich in dem Aufbau der Halbleiterbauelemente widerspiegeln. In der Geometrie der Halbleiterbauelemente gibt es zwei wichtige Übergänge: ein Wechsel der Dotierung (typisches Beispiel: eine Diode) und ein Materialwechsel (typisches Beispiel: ein MOS Übergang). Man sollte bei der Gittergenerierung sorgfältig vorgehen, um auf der einen Seite ein angemessenes Gitter zu erzeugen und auf der anderen Seite die Rechenzeit und den benötigten Arbeitsspeicher zu minimieren.

Die Gittergenerierung wird näher am Beispiel der GCD Struktur erläutert. Die GCD Struktur ist zusammengesetzt aus einer Diode und mehreren MOS Übergängen (siehe Abb. 3.2). Zunächst wird die Struktur vereinfacht, indem man nur einen MOS Übergang betrachtet.

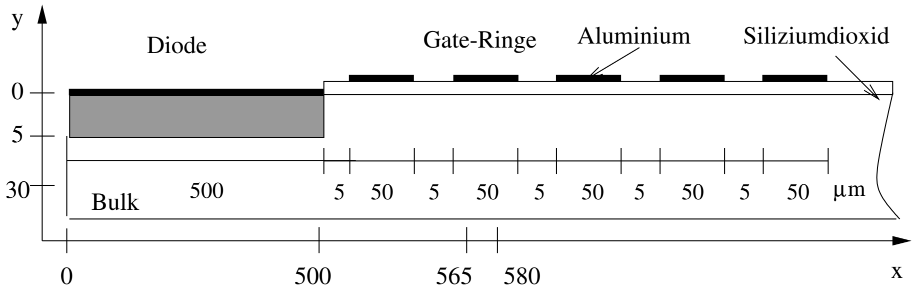


Abbildung 3.2:

schematischer Querschnitt der zylindersymmetrischen GCD Struktur [B+98]

Lage des Gebietes: (x_1/y_1); (x_2/y_2) ($[\mu m$, $\mu m]$)	min. Abstand [μm]	max. Abstand [μm]
(500 / (-0.2)); (565 / 0.4)	0.01	0.05
(495 / (-0.2)); (565 / 5.0)	0.05	0.20
(480 / (-0.2)), (580 / 30.0)	2.00	10.00
gesamtes Bauelement	3.00	18.00

Tabelle 3.1:

Gitterabstände innerhalb der GCD Struktur mit einem Ring. Während die Abstände in den ersten drei Zeilen ohne Angabe der Differenz der Dotierungsverhältnisse gewählt worden sind, sind die Abstände in der letzten Zeile dotierungsabhängig, das Koordinatensystem ist in Abbildung 3.2 dargestellt worden

Als Vorgabe zur Gittergenerierung dienen die Daten aus Tabelle 3.3. Das Gitter wird mit Hilfe dieser Daten durch das Program MESH generiert. Abbildung 3.3 zeigt das Gitter der GCD Struktur. In dem linken Bereich des Bildes sieht man das Gitter unterhalb der p-Dotierung, in dem rechten Bereich das Gitter des MOS Über-

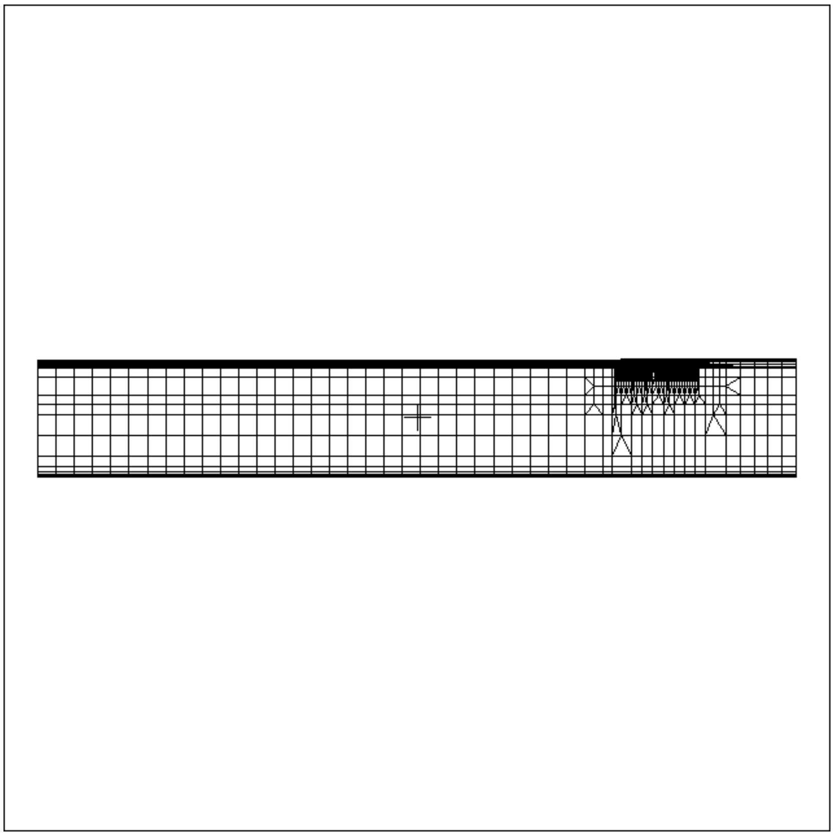


Abbildung 3.3:

Gitter zur Simulation der GCD Struktur

ganges. Das Gitter unterhalb der p-Dotierung ist durch die Angabe der maximalen Gitterabstände und der minimalen Gitterabstände bei einer festgelegten Differenz der Dotierungsverhältnisse erzeugt worden. Dagegen ist das Gitter unterhalb des MOS Überganges durch eine Festlegung der Gitterabstände auf bestimmten Gebieten erzeugt worden. Das Gitter unterhalb des MOS Überganges ist sehr viel feiner als das Gitter unterhalb der Diode, wie man auch aus Tabelle 3.1 entnehmen kann. Im Rahmen dieser Diplomarbeit ist deshalb nach Möglichkeit versucht worden, die Oxidschicht durch Simulationsmodelle zu ersetzen (vergleiche Kapitel 5.3). Für die Diode ist in der Simulation der GCD Struktur nicht das optimale Gitter gewählt worden, da das Gebiet unterhalb des MOS Überganges interessanter für die Simulation ist. Außerhalb der beiden wichtigen Bereiche ist das Gitter gröber. Nur an dem Rückseitenkontakt wird es wegen des Überganges wieder etwas feiner.

Das obige zweidimensionale Gitter benötigt 45 000 Gitterpunkte. Dies entspricht nach Abbildung 3.4 einem benötigten Arbeitsspeicher von (331 ± 61)Mb.

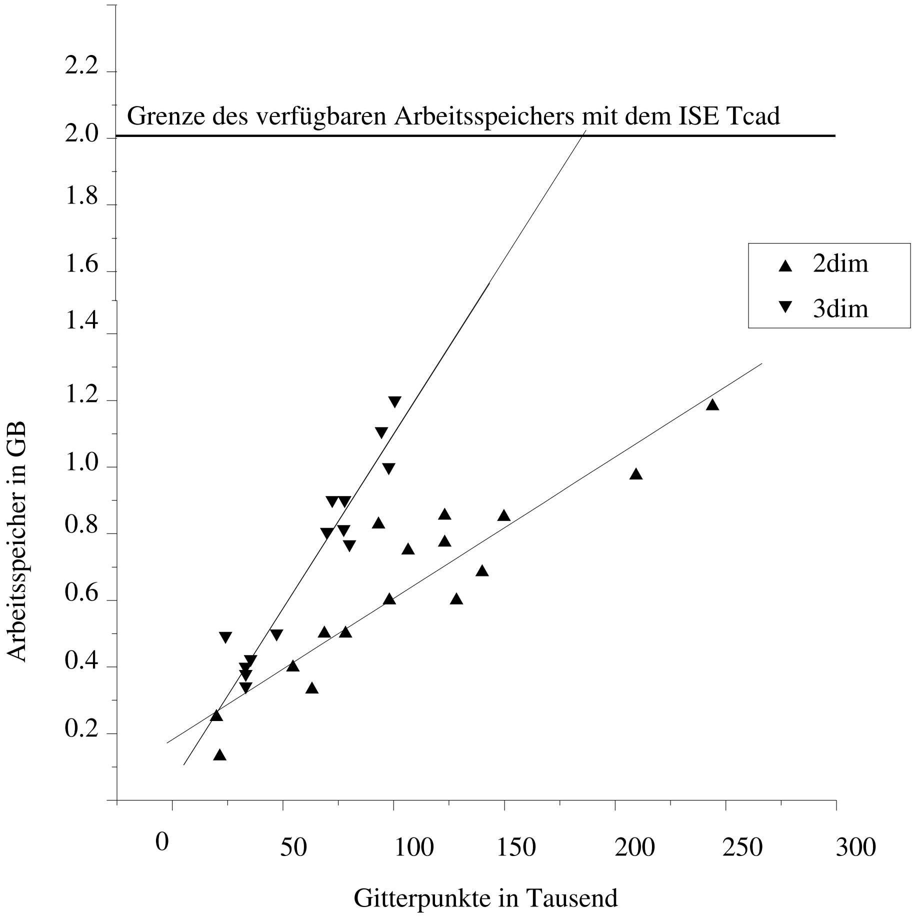


Abbildung 3.4:

Abhängigkeit des benötigten Arbeitsspeichers gegenüber den Gitterpunkten

Die Abbildung 3.4 beruht auf eigenen Untersuchungen zur Abhängigkeit des benötigten Arbeitsspeichers von der Anzahl der Gitterpunkte. Dabei ist immer die indirekte Lösungsmethode SLIP, die von dem Programmpaket ISE Tcad bereitgestellt wird, verwendet worden. Diese Lösungsmethode verringert die Größe des benötigten Arbeitsspeichers [ISEb]. Man erkennt, unabhängig von der Gittergröße, weitere Effekte, die den Arbeitsspeicher beeinflussen:

- Bei dreidimensionalen Simulationen gibt es eine andere Abhängigkeit der Größe des Arbeitsspeichers von der Anzahl der Gitterpunkte. Die mögliche Erklärung ist, daß die Gitterpunkte im Dreidimensionalen mehr nächste Nachbarn besitzen als im Zweidimensionalen. In der Finiten Elemente Rechnung gehen die nächsten Nachbarn in die Lösung der Differentialgleichung ein (siehe [GRT93]), und damit erhöht sich der Arbeitsspeicherbedarf.

Bei dem Übergang von zweidimensionalen zu dreidimensionalen Simulationen erhöht sich auf der einen Seite die Anzahl der benötigten Gitterpunkte, um ein Gitter in drei Dimensionen darzustellen, auf der anderen Seite erniedrigt sie sich, da man in drei Dimensionen die Gitterabstände erfahrungsgemäß nicht mehr so klein wählen muß (siehe Tabelle 3.2), da wahrscheinlich die größere Anzahl der nächsten Nachbarn gegenüber der zweidimensionalen Simulation einen positiven Einfluß auf die Konvergenz hat. Am Beispiel der Simulation des SSG Designs und des Tile3 Designs, die in Kapitel 4.4.3 erläutert werden, nach dem Simulationsmodell "Minimierung des Stromflusses" (vergleiche Kapitel 5.3), bleibt die Zahl der benötigten Gitterpunkte bei dem zweidimensionalen SSG Design im Vergleich zu dem etwas veränderten Tile3 Design etwa konstant. Man darf dieses Beispiel aber nicht verallgemeinern, da viele dreidimensionale Strukturen einen komplizierteren Dotierungsverlauf haben als zweidimensionale Strukturen und damit die Zahl der Gitterpunkte ansteigt.

	zweidimensionaler Abstand bei dem SSG Design [μm]	dreidimensionaler Abstand bei dem Tile3 Design [μm]
Gebiet1	0.02-0.001	0.2-2.5
Gebiet2	0.008-0.0.001	0.1-1.0

Tabelle 3.2:

Vergleich der Gitterabstände (minimaler Abstand bis maximaler Abstand) des SSG Designs und des Tile3 Designs zur Bestimmung des Potentials im Zweidimensionalen und im Dreidimensionalen

- Schaltet man weitere Simulationsmodelle des Programmpaketes an, so wird der Arbeitsspeicher beeinflußt. Ein besonders deutliches Beispiel ist die Simulation von Ladungssammlung eines Detektors. Bei einer Simulation der Ladungssammlung einer $10\mu m * 5\mu m * 5\mu m$ großen Diode und gleichzeitiger Simulation der Defektniveaus mit etwa 11 000 Gitterpunkten wird ein Arbeitsspeicher von $560 \pm 50Mb$ (vergleiche Kapitel 5.2). Das heißt es wird ein Vielfaches an Arbeitsspeicher für die eben genannte Simulation benötigt gegenüber einer Simulation der Diode ohne Ladungssammlung und Defektniveaus. Die Vergrößerung des Arbeitsspeichers durch weitere Simulationsmodelle beruht auf zwei Effekten: zum einen vergrößert sich der pro Gitterpunkt benötigte Arbeitsspeicher, zum anderen ist effektiv ein Vielfaches von Gitterpunkten bei der Simulation nötig und die CPU Zeit wächst stark an. Am Beispiel der Simulation von Ladungssammlung wächst die benötigte CPU Zeit bis auf sechzig Tage an.

- Der mit dem Programmpaket ISE TCAD nutzbare Arbeitsspeicher beträgt maximal 2GB. Der Grund hierfür ist, daß das Simulationspaket ausschließlich für 32bit Computer erstellt worden ist und nur mit Angabe einer Option beim Kompilieren der Programme 4GB Arbeitsspeicher von 64bit-Maschinen genutzen werden können.

Daher ist aus Gründen des benötigten Arbeitsspeichers eine dreidimensionale Simulation der ATLAS Pixelsensoren sehr schwierig und bei komplizierten Designs wie zum Beispiel dem SSG Design und dem Tile2 Design unmöglich. Eine direkte Simulation von Ladungssammlung der ATLAS Pixelsensoren und der Kapazitäten ist unmöglich.

- Innerhalb der Fehlergrenzen konnten keine Abhängigkeiten des Arbeitsspeicherbedarfs von dem Betriebssystem festgestellt werden. Ein wesentlicher Grund für die großen Unsicherheiten ist die Auswertung des benutzten realen Arbeitsspeichers des Computers, da dieser Wert bei allen benutzten Computern angegeben worden ist. Es wird jedoch in jedem Fall - auch bei der Beanspruchung eines geringen Teils des Gesamtarbeitsspeichers - ein Teil des benötigten Arbeitsspeichers bereits auf den virtuellen Arbeitsspeicher ausgelagert. Ein zweiter Grund für Ungenauigkeiten ist, daß der Arbeitsspeicherbedarf auch nach Einlesen des Gitters noch anwachsen kann. Dies ist zum Beispiel bei Kapazitätssimulationen der Fall, bei der der Arbeitsspeicherbedarf auf ein Vielfaches anwachsen kann. Daher sind keine Kapazitätssimulationen in dem Diagramm 3.4 enthalten.

3.4 Bauelementesimulation mit DESSIS

3.4.1 Physikalische Modelle und Konstanten

In diesem Kapitel werden die physikalischen Modelle, die in die Bauelementesimulation eingehen, erläutert. Um die Vorhersagekraft der Bauelementesimulation zu bewerten, werden die Ergebnisse der Simulation einer Strom-Spannungskennlinie der GCD Struktur herangezogen.

Das Programm DESSIS bietet eine große Auswahl an physikalischen Modellen. Im folgenden werden die wichtigsten Modelle und die Modelle, die für die GCD Struktur benötigt werden, vorgestellt. Weitere Modelle und kleine Variationen der Konstanten werden in den Kapiteln 5 und 6 erläutert, sobald die weiteren Modelle in der Simulation angewendet werden. Die Grundlage für die Berechnung der elektrischen Größen eines Halbleiterbauelementes bilden die Kontinuitätsgleichungen und die Poissongleichung. Sie werden von dem Bauelementesimulationssprogramm DESSIS mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente gelöst ([ISE95]).

$$\bigtriangledown \varepsilon \bigtriangledown \psi = -q(p - n + N_D - N_A) \tag{3.1}$$

$$\bigtriangledown \vec{J_n} = qR + q\frac{\delta n}{\delta t}$$

$$\bigtriangledown \vec{J_p} = qR + q\frac{\delta p}{\delta t}$$

$$\vec{J_n} = -nq\mu_n \bigtriangledown \phi_n$$

$$\vec{J_p} = -pq\mu_p \bigtriangledown \phi_p$$

n und p sind die Elektron- und Löcherdichte, R ist die Elektron-Löcher Rekombinationsrate. J ist die Elektron- und Löcherstromdichte, μ_n, μ_p die Beweglichkeit der Elektronen, Löcher, ψ das Quasi-Fermi Potential der Elektronen und Löcher.

Um die Gleichungen 3.1 lösen zu können, muß man die unbekannten Größen der Gleichungen, in diesem Fall die intrinsische Ladungsträgerkonzentration, die Elektron-Löcher-Rekombinationsrate und die Beweglichkeit kennen. Man stellt zu diesem Zweck Modelle für die Unbekannten auf und setzt Werte für die Konstanten dieser Modelle ein. Die Auswahl der Modelle muß an das Bauelement und an die zu untersuchende Fragestellung angepaßt werden.

Nach der Fermi-Dirac-Statistik sind die Elektron-Löcherdichten proportional zu der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration n_i. Die intrinsische Ladungsträgerkonzentration ist abhängig von der Temperatur, wie bereits in Gleichung 2.9 deutlich wird. Während die Abhängigkeit der intrinsischen Ladungsträgerkonzentration von der Temperatur in Gleichung 2.9 aus gemessenen Werten für geringe Dotierungskonzentrationen folgt, gehen in die Simulation berechnete Werte nach [Gre90] ein.

$$n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}} \tag{3.2}$$

$$N_{c,v} = 2.540933 * 10^{19} (\frac{m_{c,v}}{m_0})^{\frac{3}{2}} (\frac{T}{300})^{\frac{3}{2}} cm^{-3}$$

Die Variablen sind die effektiven Zustandsdichten $N_{c,v}$, die Bandlückenenergie E_g und die effektiven Massen $m_{c,v}$, aus denen die Zustandsdichten berechnet werden. Silizium hat sechs Leitungsbandminima, die ellipsoide Oberflächen gleicher Energie bilden. Die effektiven Massen der Zustandsdichten sind mit diesen Oberflächen verbunden. Für hohe Dotierungskonzentrationen ($N_{eff} > 10^{17} cm^{-3}$)muß man beachten, daß die Energiebandlücke dotierungsabhängig ist. Die Abhängigkeit kann folgendermaßen für p-dotiertes Material parametrisiert werden [SdG76]:

$$\Delta E_g(N_A) = 0.009eV\ [ln(\frac{N_A}{10^{17} cm^{-3}}) + \sqrt{(ln(\frac{N_A}{10^{17} cm^{-3}})^2 + 0.5}] eV \tag{3.3}$$

Für n-dotiertes Material verringert sich die Bandlückenenergie nur, wenn $N_D \geq 10^{17} cm^{-3}$ [dASS85]:

$$\Delta E_g = 0.002eV\ ln(\frac{N_D}{10^{17} cm^{-3}}) \tag{3.4}$$

Das Mobilitätsmodell für die Detektoren ist das Modell für hochreines Silizium. Die Beweglichkeit der Elektronen μ_n und der Löcher μ_p beträgt nach ([Sze81]):

$$\mu_n = 1417 \frac{cm^2}{Vs} (\frac{T}{300K})^{2.5} \tag{3.5}$$

$$\mu_p = 479.5 \frac{cm^2}{Vs} (\frac{T}{300K})^{2.2}$$

Das Rekombinationsmodell für die Siliziumschicht ist die Shockley-Read-Hall-Rekombination. Die Rekombinationsrate des Substrats beträgt:

$$R_{SRH,bulk} = \frac{np - n_{i,eff}^2}{\tau_p(n + n_{i,eff}) + \tau_n(p + p_{i,eff})} \tag{3.6}$$

Dabei sind τ_n und τ_p die Lebensdauern der Elektronen und Löcher. Die Lebensdauern der Elektronen und der Löcher in hochreinem Silizium liegen bei $10^{-5}s$. Für die Silizium-Siliziumdioxid-Grenzschicht verwendet man eine strukturell der Shockley-Read-Hall-Gleichung ähnliche Gleichung:

$$R_{SRH,surface} = \frac{np - n_{i,eff}^2}{(n + n_{i,eff})/s_p + (p + p_{i,eff})/s_n} \tag{3.7}$$

Dabei ist s_n die Rekombinationsgeschwindigkeit der Grenzflächenzustände. Die Gesamtrekombinationsrate R setzt sich additiv aus der Rekombinationsrate des Substrats und der Rekombinationsrate der Silizium-Siliziumdioxid-Grenzschicht zusammen [ISE95].

Für die Rekombinationsgeschwindigkeit der Grenzflächenzustände wurden im unbestrahlten Zustand $10\frac{cm}{s}$ nach [GF66] gewählt. An der Silizium-Siliziumdioxid-Grenzschicht läßt sich neben der Rekombinationsrate als weiterer Parameter die Anzahl der festen Oxidladungen einstellen. Diese führt, wie in den physikalischen Grundlagen ausgeführt, zu einer Verschiebung der Flachbandspannung. Die Dichte der festen Ladungen an der Grenzfläche ist in den Simulationen der ungeschädigten Struktur auf $2 * 10^{11} cm^{-2}$ festgelegt worden. Zusätzlich zu der festen Oxidladung stellt man die Differenz der Austrittsarbeiten zwischen Metall (Aluminium) und Silizium an der Gateelektrode nach Referenz [INS88] auf 0.5 V ein.

3.4.2 I-V-Kennlinie einer GCD Struktur mit einem MOS Ring

Zur Aufnahme der Strom-Spannungs-Kennlinie benötigt man eine Schaltung, wie sie in Abbildung 3.5 dargestellt ist.

Mit Hilfe der Schaltung in Abbildung 3.5 betreibt man die Diode in Sperrrichtung, variiert die Gatespannung und durchläuft so alle Fälle des MOS Überganges (siehe Kapitel 2.3). Bei der Simulation der GCD Struktur erhält man eine I-U_{gate}-Kennlinie nach Abbildung 3.6, die den theoretischen Erwartungen entspricht [GF66].

Der Akkumulationsfall liegt in dem berechneten Fall nach Gleichung 2.3 bei einer Spannung von $U > U_{fb} = 1.35V$ und in dem simulierten Fall $U > U_{fb}$; $U_{fb} = (1.3 \pm 0.4)V$ vor. In dem simulierten Fall wird die Flachbandspannung abgelesen, indem eine Gerade durch den Anstieg des Stromes gelegt wird und eine weitere Gerade durch den konstanten Strom oberhalb der Flachbandspannung. Der Schnittpunkt der Geraden ist die Flachbandspannung. Bei dem Akkumulationsfall oberhalb der Flachbandspannung sammeln sich die Elektronen an der Grenze der Silizium- und Siliziumdioxidschicht an.

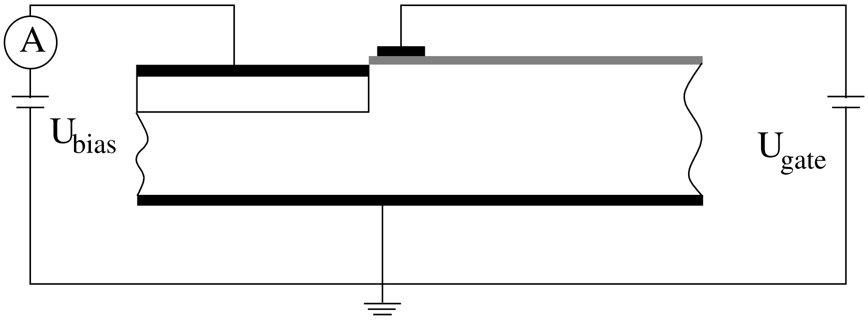


Abbildung 3.5:

Schaltbild zur Messung des Grenzflächengenerationsstromes, [Wüb98]

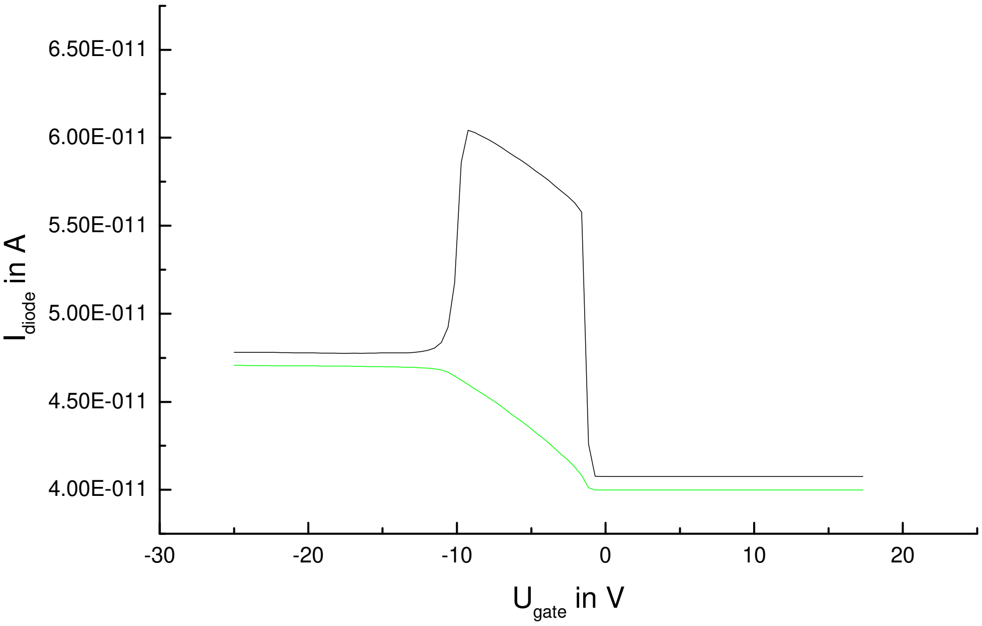


Abbildung 3.6:

Simulierter Verlauf der I-V-Kennlinie, die schwarze Kurve enthält den Grenzflächengenerationsstrom, die grüne Kurve nicht

Das bedeutet, daß es weder einen Grenzflächengenerationsstrom aus der Grenzfläche zwischen dem Silizium und Siliziumdioxid gibt, noch einen Volumengenerationsstrom unterhalb der Siliziumdioxidschicht und der simulierte Strom dem Volumengenerationsstrom unterhalb der Diode entspricht. In Abbildung 3.6 sind zwei Kurven dargestellt: Die schwarze Kurve simuliert den Strom mit Rekombination und Generation in der Silizium-Siliziumdioxidgrenzschicht, die grüne Kurve simuliert nur den Volumenstrom, die Rekombination und Generation in der Silizium-Siliziumdioxidgrenzschicht wird nicht berücksichtigt. Oberhalb der Flachbandspannung sollten beide Stromkurven identisch sein. Die Differenz der Kurven beruht auf einer lateralen Ausdehnung der Verarmungszone unterhalb der Diode in den Bereich der Siliziumschicht unterhalb der Siliziumdioxidschicht [Bar99].

Verringert man die von außen angelegte Spannung bis zur Flachbandspannung U_{fb}, wird der Bereich unterhalb des Gates depletiert. Dieser depletierte Bereich verbindet sich mit dem Bereich unterhalb der Diode, und der Grenzflächengenerationsstrom I_{Ox} (vergleiche Kapitel 2.5) trägt additiv mit dem Sperrstrom zu dem Gesamtstrom bei. Der Grenzflächengenerationsstrom ist, wie erwartet, proportional zur Grenzflächengenerationsgeschwindigkeit. Bei einer Verringerung der Spannung wächst die depletierte Zone unterhalb des Gatekontaktes an, so daß der Strom wurzelförmig mit der Verringerung der Gatespannung anwächst.

Erreicht man die Inversionsspannung, trägt der Grenzflächengenerationsstrom nicht mehr zu dem Gesamtstrom bei, da sich der Leitungsmechanismus geändert hat und sich unterhalb der Siliziumdioxidschicht eine Inversionsschicht mit hoher Löcherkonzentration bildet. Da sich die depletierte Zone unterhalb des Gatekontaktes nicht weiter ausdehnt, bleibt der Sperrstrom unterhalb des Gatekontaktes konstant. Die Inversionsspannung aus den Simulationen beträgt $U_{inv} = (-12.1 \pm 4.5)V$, nach der Gleichung

$$U_{Inv} = U_{fb} + 2\phi_F + U_{bias} \tag{3.8}$$

ergibt sich eine Inversionsspannung von $U_{inv} = (-12.35)V$. Die Inversionsspannung wird aus der IV-Kennlinie abgelesen, indem man eine Gerade durch den Abfall des Grenzflächengenerationsstromes und durch das Plateau unterhalb der Inversionspannung legt. Der Schnittpunkt der Geraden bestimmt die Inversionsspannung. Der angegebene Fehler ist ein numerischer Fehler aus der Berechnung der Ausgleichsgeraden. Da nur wenige Punkte den Abfall des Grenzflächengenerationsstromes beschreiben, ist der numerische Fehler der Inversionsspannung sehr groß. Es ist allerdings anzunehmen, daß der physikalische Fehler sehr viel kleiner als der numerische Fehler ist. Bei den folgenden Simulationen sind in den Bereich der Inversionsspannung sehr viel mehr Punkte gelegt worden und damit ist der Fehler verringert worden.

Vergleicht man die simulierte Kennlinie in Abbildung 3.6 mit der gemessenen Kurve in Abbildung 3.7, so stellt man auch hier eine gute qualitative Übereinstimmung der beiden Kurven fest. Wertet man die quantitative Übereinstimmung der Kurven aus, so muß man die etwas unterschiedlichen Größen, die in die Messung und Simulation eingehen, berücksichtigen. Die unterschiedlichen Parameter sind die Grenzflächen-

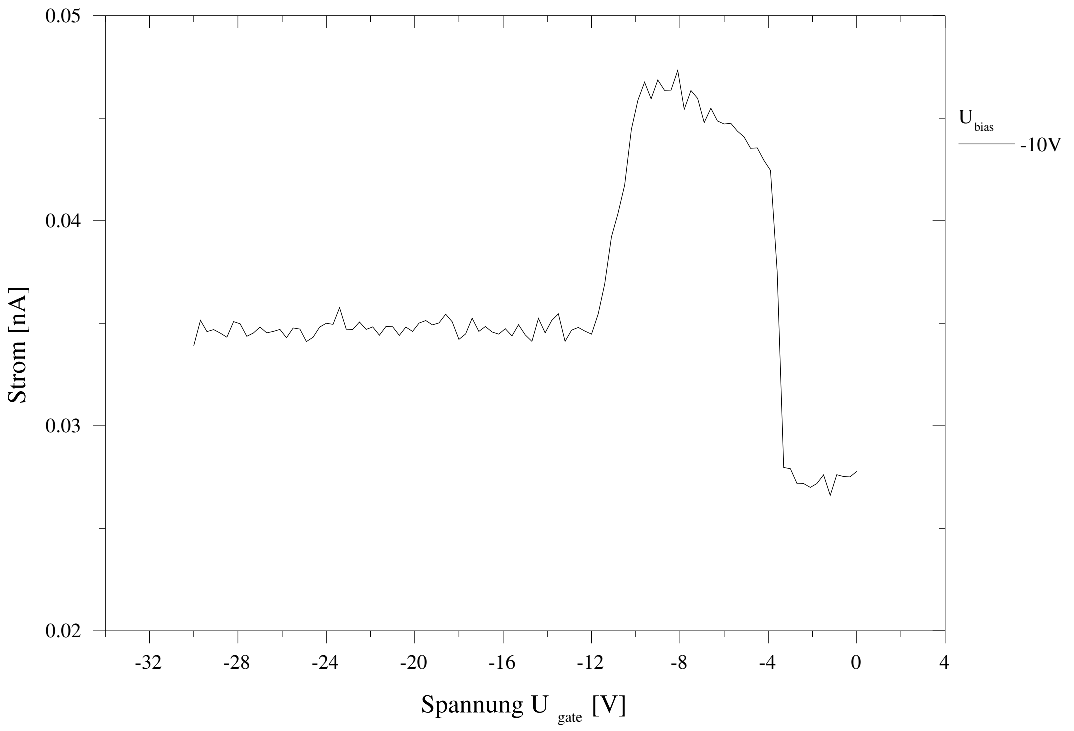


Abbildung 3.7:

Messung einer I-V-Kurve der GCD Struktur, U_{gate} an Gatering 1; Gateringe 1 bis 5 auf 0V, [Lic99]

generationsgeschwindigkeit, die Dicke der GCD Struktur und die Temperatur. Die Grenzflächengenerationsgeschwindigkeit der gemessenen Kurve beträgt 5.6cm/s gegenüber 10cm/s der simulierten Kurve. Die Siliziumschicht ist bei der gemessenen GCD Struktur 157nm dick gegenüber 200nm der simulierten GCD Struktur. Die Temperatur bei der Messung liegt bei 293K, bei der Simulation liegt die Temperatur auf einem Wert von 300K. Mit Hilfe der Gleichung aus Kapitel 2 stellt man fest, daß die beiden Kurven quantitativ gut miteinander übereinstimmen [Bar99].

Insgesamt kann man sagen, daß das Programmpaket ISE TCAD sinnvolle Ergebnisse liefert.

3.4.3 I-V-Kennlinien einer GCD Struktur mit drei MOS Ringen

Bei der Simulation einer unbestrahlten GCD Struktur mit drei MOS Ringen werden zwei verschiedene Fälle simuliert. Im ersten Fall werden die beiden innersten MOS Ringe in Depletion gehalten, im zweiten Fall werden sie in Inversion gehalten. Bei den Messungen werden die beiden äußeren der insgesamt fünf MOS Ringe einer GCD Struktur in Akkumulation gehalten. Bei der Simulation werden die Ringe nicht berücksichtigt, da sich durch den Einfluß der Diodenspannung an dem äußeren Bereich der Siliziumdioxidschicht der Akkumulationsfall einstellt und daher eine besondere Berücksichtigung nicht notwendig ist.

Bei den Simulationen des Depletionsfalls und des Inversionsfalls ist der Schwerpunkt auf die Auswertung der Inversionsspannungen gelegt worden, da bei Messungen nach [Gro00] im Depletionsfall Abweichungen von der nach Gleichung 3.8 vorhergesagten Inversionsspannung festgestellt worden sind. Im Inversionsfall dagegen werden Inversionsspannungen gemessen, die mit den nach Gleichung 3.8 erwarteten Inversionsspannungen übereinstimmen.

Depletionsfall

Die Simulation ist für eine Temperatur von 300K durchgeführt worden. Zur Simulation einer Strom-Spannungskurve mit den beiden innersten MOS Ringen in Depletion wird eine Schaltung wie in Abbildung 3.8 benötigt.

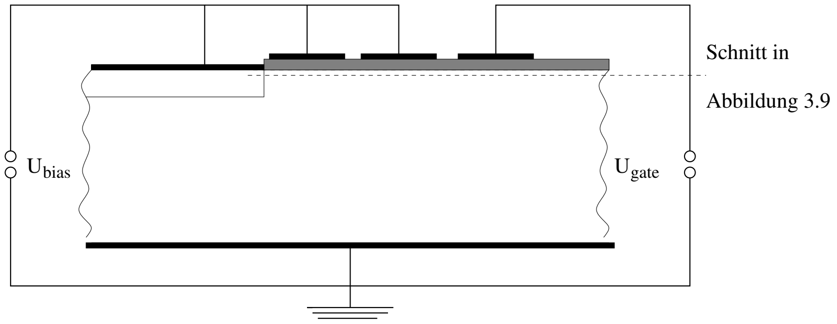
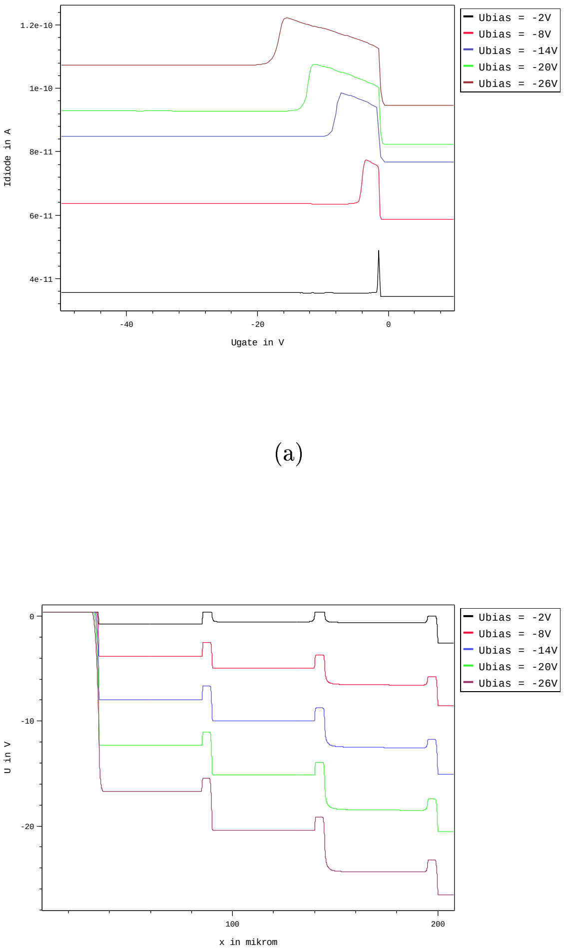


Abbildung 3.8:

Schaltbild zur Messung der I-V-Kennlinie einer GCD-Struktur mit drei Gateringen, die innersten beiden Ringe werden in Depletion gehalten

Wie bereits bei der Aufnahme der Strom-Spannungskennlinie mit einem MOS Ring wird auch hier die Gatespannung variiert und durchläuft alle Fälle des MOS-Übergangs. Die simulierten I-V-Kennlinien bei verschiedenen Biasspannungen U_{bias} in Abbildung 3.9(a) gleichen der simulierten Kurve in Abbildung 3.6.

Man stellt fest, daß die Inversionsspannung wie erwartet von U_{bias} abhängt. Vergleicht man die Werte der Inversionsspannung aus den I-V-Kennlinien mit den Werten nach Gleichung 3.8, so stellt man fest, daß die Inversionsspannungen um 30 % voneinander abweichen (vergleiche die dritte und die fünfte Spalte in Tabelle 3.3). Der Widerspruch löst sich durch die Untersuchung des Potentials unterhalb der MOS Ringe. In Abbildung 3.9(b) ist der Potentialverlauf in einem Schnitt durch die GCD Struktur parallel zu der Silizium-Siliziumdioxidgrenzschicht unterhalb der Diode und der Gate Kontakte dargestellt.



(a)

(b)

Abbildung 3.9:

Simulation des Depletionsfalls bei verschiedenen Biasspannungen: (a) simulierter Verlauf der I-U_{gate}-Kennlinien mit verschiedenen Biasspannungen nach Schaltung 3.8; (b) Potentialverlauf bei einem Schnitt durch die GCD Struktur parallel zur Silizium-Siliziumdioxid-Grenzfläche, von $x = (35 - 85)\mu m$ *befindet sich der äußerste Gatering, von* $x = (90 - 140)\mu m$ *der mittlere Gatering, von* $x = (145 - 195)\mu m$ *der innerste Gatering, ab* $x > 200\mu m$ *beginnt der Diodenkontakt*

U_{bias} [V]	U_{ring} [V]	nach U_{bias} berechnetes U_{inv} [V]	nach U_{ring} berechnetes U_{inv} [V]	simulierte U_{inv} [V]
-2	-0.6	-4.4	-1.8	-1.7 ± 0.4
-8	-5.0	-10.4	-7.3	-4.7 ± 0.5
-14	-10.0	-16.4	-12.3	-11.2 ± 2.3
-20	-15.2	-22.4	-17.5	-13.3 ± 1.5
-26	-20.4	-28.4	-22.7	-18.1 ± 1.8

Tabelle 3.3:

Bestimmung der Inversionsspannung: in der ersten Spalte ist die Spannung U_{bias} *bei verschiedenen Simulationen aufgetragen, in der zweiten das Potential an der Silizium-Siliziumdioxidgrenzschicht unterhalb des mittleren Gateringes, in der dritten Spalte die Inversionsspannung nach Gleichung 3.8, in der vierten Spalte die Inversionsspannung nach Gleichung 3.9, in der fünften Spalte die Inversionsspannung aus Abbildung 3.9(a)*

Man erkennt, daß das Potential sich unterhalb der Gate Kontakte erhöht. Daher liegt direkt neben dem äußersten Gatering, an dem die Spannung variiert wird, eine geringere Spannung an als die Biasspannung. Die Spannung direkt neben dem äußersten Gatering ist jedoch für die Inversionsspannung entscheidend. Ändert man Gleichung 3.8 ab, indem man anstelle der Biasspannung das Potential des mittleren Gaterings U_{ring} einsetzt, so erhält man:

$$U_{inv} = U_{fb} - 2\phi_F + U_{Ring} \tag{3.9}$$

U_{inv} nach Gleichung 3.9 zeigt eine relativ gute Übereinstimmung mit der simulierten Inversionsspannung (vergleiche vierte und fünfte Spalte der Tabelle 3.3).

Inversionsfall

Bei der Simulation ist eine Temperatur von 275K angenommen worden. Zur Aufnahme der Strom-Spannungskennlinie im Inversionsfall wird die folgende Schaltung verwendet (siehe Abbildung 3.10).

Bei der Simulation ist es wichtig, die Randbedingungen zwischen den MOS Ringen wirklichkeitsgetreu zu wählen. Dabei stehen zwei Modelle zur Auswahl: die von Neumann Randbedingungen und die Gaterandbedingungen. Nach einer Beschreibung der beiden Randbedingungen werden die Auswirkungen der unterschiedlichen Randbedingungen auf die Inversionsspannungen untersucht.

Für einen sauberen Wafer, wie zum Beispiel für Wafer, die sich im Hochvakuum befinden, sind von Neumann Randbedingungen eine gute Näherung [R+96a]. Durch die von Neumann Randbedingungen verschwinden die Felder parallel zu der Ober-

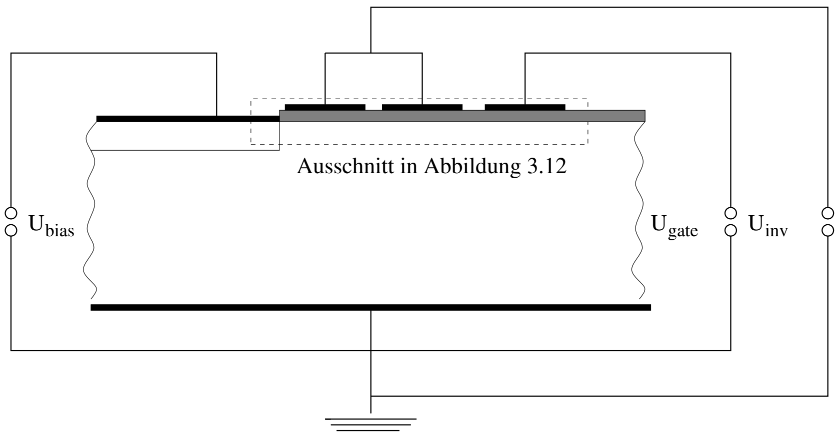


Abbildung 3.10:

Schaltbild zur Messung der I-V-Kennlinie einer GCD-Struktur mit drei Gateringen, die innersten beiden Ringe werden in Inversion gehalten

fläche. Sobald jedoch Schmutz mit der Halbleiteroberfläche in Berührung kommt oder oberhalb der Siliziumdioxidschicht eine Siliziumnitridschicht liegt, bildet sich ein Film mit hohem Widerstand. Dadurch kann man die elektrostatischen Randbedingungen an der Oberfläche der Siliziumdioxidschicht als metallischen Gate Kontakt annähern [R$^+$96a]. Diese Situation kann durch Gate-Randbedingungen simuliert werden. Das elektrostatische Potential wird durch die Differenz zwischen der angelegten Spannung und der Differenz der Austrittsarbeiten zwischen Metall und Silizium festgelegt. Die Gate-Randbedingung muß allerdings immer als Näherung des Verhaltens der Siliziumdioxidoberfläche verstanden werden. Denn wie aus der Arbeit [Pet99] hervorgeht, verhalten sich kontaktierte und unkontaktierte Siliziumdioxidflächen etwas unterschiedlich. Entspräche das Modell der Gate Kontakte der Wirklichkeit müßten sich jedoch kontaktierte und unkontaktierte Siliziumdioxidflächen gleich verhalten. Bei dem Experiment wurde zwischen zwei Large Pixeln Silberleitkleber aufgebracht (vergleiche Abbildung 3.11). Während die Ströme der Pixel von einer Struktur mit Silberleitkleber und einer Struktur ohne Silberleitkleber gut übereinstimmen, kommt es bei den Flachbandspannungen, ermittelt aus den Kapazitätskennlinien der MOS-Strukturen, zu unterschiedlichen Ergebnissen.

Im folgenden wird die Auswirkung der unterschiedlichen Randbedingungen auf die Vorhersage der Inversionsspannung untersucht. In Abbildung 3.12(a) und 3.12(b) erkennt man den Unterschied zwischen den Randbedingungen. In beiden Abbildungen ist die Löcherkonzentration in einem Ausschnitt des Bauelements dargestellt. Es ist der Ausschnitt unterhalb der Gate Kontakte und einem Teil des Diodenkontaktes gewählt worden. Das Bauelement ist um einen Faktor 100 zur besseren Veranschaulichung der Löcherkonzentration verzerrt worden.

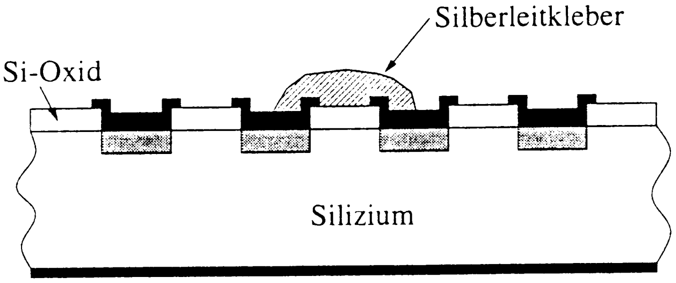
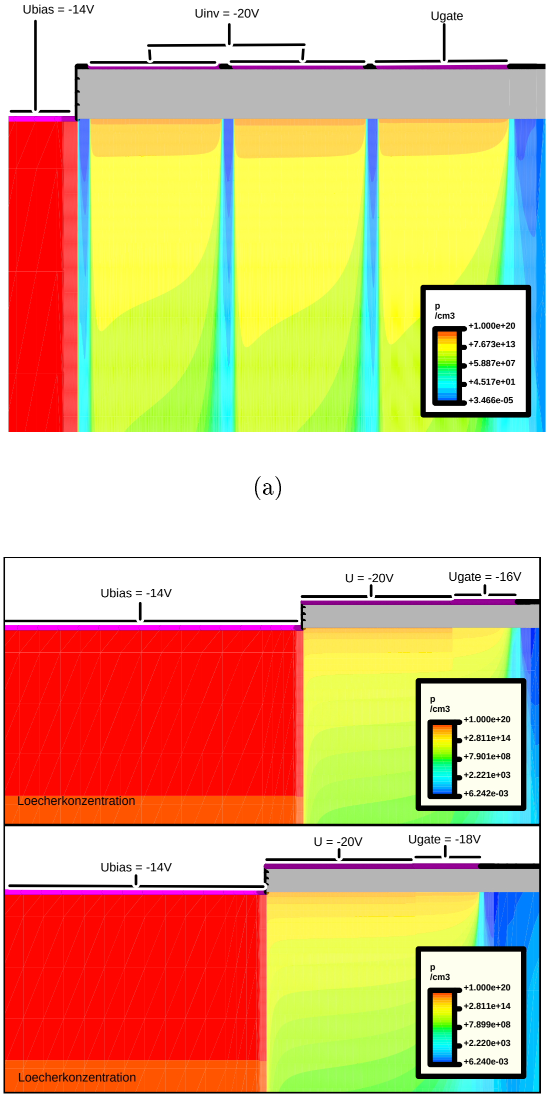


Abbildung 3.11:

Schematische Darstellung des mit Silberleitkleber aufgebrachten Gate-Kontakts zwischen zwei Pixel nach [Pet99]

Bei der Abbildung 3.12(a) sind von Neumann Randbedingungen gewählt worden. Man erkennt in der Abbildung 3.12(a), daß die Löcherkonzentration zwischen den Gateringen und dem innersten Gatering und der Diode stark absinkt. In diesem Fall erhält man eine I-V-Kennlinie, deren Inversionsspannung abhängig von der Spannung des mittleren Gateringes ist, genau wie im Depletionsfall. Wählt man Gaterandbedingungen (siehe Abbildung 3.12(b)), so erkennt man, daß die Löcherkonzentration unterhalb der Siliziumdioxidschicht von dem Ende des Diodenkontaktes bis zum Ende des mittleren Gateringes konstant ist. Bereits bevor der äußerste Gatering die Inversionsspannung erreicht (siehe obere Abbildung 3.12(b)), reicht die Inversionlage der inneren beiden Gateringe bis zum äußersten Gatering heran. Nach Erreichen der Inversionsspannung (siehe untere Abbildung 3.12(b)) verbinden sich die Inversionsschichten des äußersten Gateringes und der inneren Gateringe miteinander. Wie man aus Abbildung 3.13 entnehmen kann, liegt die Inversionsspannung bei $(-16 \pm 2)V$ und stimmt damit mit der Vorhersage der Gleichung 3.8 von (-16.35V) überein.



(a)

(b)

Abbildung 3.12:

Löcherkonzentration in einem Ausschnitt der GCD Struktur unterhalb der Gatekontakte und einem Teil des Diodenkontaktes, zur besseren Darstellung der Löcherkonzentration ist das Bauelement um den Faktor 100 in Richtung der Depletionszone gestreckt worden; (a) Annahme von Neumann Randbedingungen; (b) Annahme von Gaterandbedingungen bei $U_{gate} = (-16)V$ *und* $U_{gate} = (-18)V$

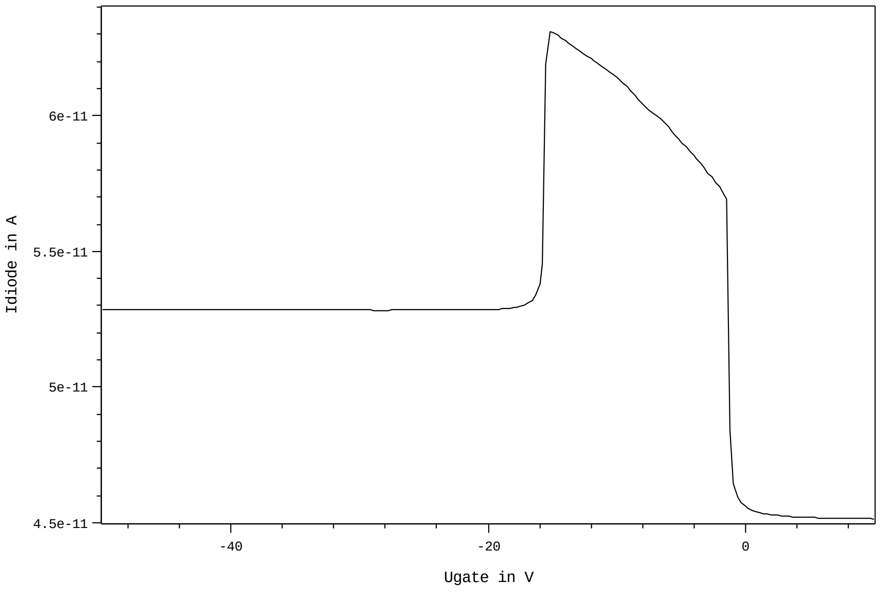


Abbildung 3.13:

Simulierter Verlauf der I-V-Kennlinie nach der Schaltung 3.10 mit Gate Randbedingungen, $U_{bias} = -14V$

3.5 Fehlerabschätzung

Für die Simulation gibt es zwei verschiedene Arten von Fehlern. Zum einen gibt es numerische Fehler. Diese Fehler kann man sehr genau aus der Konvergenzbedingung des Newton-Verfahrens bestimmen. Zum anderen resultieren Fehler aus unterschiedlich genauen Gittern.

Aus dem Konvergenzkriterium des Newton-Verfahrens ergeben sich folgende Fehlerabschätzungen:

Die Werte für die Potentiale und Dichten werden dabei durch u_{T_0} und n_i normiert. Der Referenzfehler ist das Abbruchkriterium für das Verfahren. Wenn die Differenz zweier nach dem Newton-Verfahren berechneter Fehler kleiner als der Referenzfehler ist, wird das Verfahren abgebrochen. Bei einer Variation des Referenzfehlers stellt sich

	Poissongleichung	Kontinuitätsgl. Löcher	Kontinuitätsgl. El.
Variable	Potential / u_{T_0} $u_{T_0} = 0.0258V$	Dichte / n_i $n_i = 1.48 * 10^{10} cm^{-3}$	Dichte / n_i $n_i = 1.48 * 10^{10} cm^{-3}$
Referenzfehler	10^{-3}	10^{-5}	10^{-5}

Tabelle 3.4:

Parameter des Konvergenzkriteriums [ISE95]

heraus, daß der Fehler hinsichtlich der Genauigkeit des Ergebnisses sowie der Laufzeit günstig voreingestellt ist. Daher ist an dieser Einstellung nichts verändert worden.

Die Fehlerabschätzung durch Veränderung des Gitters ist sehr schwierig. In diesem Abschnitt ist auf eine allgemeingültige Aussage daher zugunsten einer Abschätzung des Gitters der GCD Struktur verzichtet worden. Die Fehlerabschätzung ist anhand eines Vergleichs der Strom-Spannungskurven der GCD Struktur, die in der Version 5.0 und in der Version 6.0 von ISE erzeugt werden, vorgenommen worden. Dabei ist in der Version 6.0 gegenüber der Version 5.0 ein etwas unterschiedlicher Algorithmus zur Gittergenerierung verwendet worden [ISE99]. Das heißt die Bestimmung der Abstände ist in beiden Fällen gleich gewählt worden, das erzeugte Gitter hat sich verändert. Die mit Hilfe der unterschiedlichen Versionen von ISE erzeugten Strom-Spannungs-Kennlinien weichen um 1% bis zu 1.5% im Kurvenlauf voneinander ab. Die obige Fehlerabschätzung durch Veränderung des Gitters gilt allerdings nur für einen Einzelfall und die zur Verfügung stehende Rechenleistung reicht nicht aus, um alle Ergebnisse mit beiden Versionen für eine Fehlerabschätzung zu simulieren. Daher müssen im folgenden alle Ergebnisse genau geprüft werden und es muß, wenn möglich eine Prüfung auf Konsistenz vorgenommen werden. Dies kann durch einen Vergleich mit Meßdaten, wie in Kapitel 3 und 5.2, oder durch einen Vergleich mit anderen Simulationen wie in Kapitel 3, 5.2, 5.3 und Kapitel 6 geschehen. Wie die Überpüfung der Konsistenz genau verläuft, wird in den einzelnen Kapiteln erläutert.

Kapitel 4

ATLAS-Pixeldetektor

4.1 Zielsetzung und Aufbau des ATLAS Detektors

Der ATLAS Detektor ist ein "Multi-Purpose-Detektor", der sich in dem LHC Speicherring in Genf befinden wird. Wegen der hohen Schwerpunktsenergie von 14TeV der kollidierenden Protonen können mit dem ATLAS Detektor Ereignisse aus bisher nicht untersuchten Energiebereichen detektiert werden. Der ATLAS Detektor kann Antworten und Hinweise zu vielen Fragestellungen geben, wobei die im folgenden genannten Problemstellungen zu den wichtigsten gehören:

- Existenz des Higgsbosons. Das Higgsboson ist ein Teilchen, welches in dem Rahmen des Standardmodells theoretisch vorhergesagt wird [Hig66]. Es resultiert aus der spontanen Symmetriebrechung, mit deren Hilfe die Masse der Teilchen erklärt wird. Die Masse des Higgsbosons geht als freier Parameter ein, sie kann allerdings durch störungstheoretische Ansätze und durch "Loop-Diagramme"eingegrenzt werden. Die Vorhersage für die Masse des Higgsbosons liegt zur Zeit oberhalb 100GeV. In der Tabelle 4.1 sind für verschiedene Massen des Higgsbosons bevorzugte Zerfallskanäle dargestellt.

m_H in GeV	bevorzugter Prozess	tagging
80 - 100	$H \to b\bar{b}$	$l^\pm$ tagging
90 - 150	$H \to \gamma\gamma$	b-tagging
130 - $2M_Z$	$H \to ZZ^* \to 4l^\pm$	
$> 2M_Z$	$H \to ZZ \to \left\{ \begin{array}{c} 4l^\pm \\ 2l^\pm 2\nu \end{array} \right.$	
≤ 1000	$H \to \left\{ \begin{array}{c} ZZ \\ WW \end{array} \right. \to \left\{ \begin{array}{c} l^\pm \nu 2jets \\ 2l^\pm 2jets \end{array} \right.$	tagging der Vorwärts-Jets

Tabelle 4.1:

Mögliche Signaturen des Higgs-Bosons in Abhängigkeit der Masse des Higgsbosons

- Test der supersymmetrischen Symmetrie Theorie (SUSY). In der Supersymmetrie werden Materie und Eichfelder miteinander verbunden, daß heißt es werden Spin-1/2 Felder mit Spin-1 Feldern verbunden. Durch die mathematische Konstruktion dieser Theorie werden mehr Teilchen vorhergesagt als zur Zeit gefunden worden sind. Das minimale supersymmetrische Modell sagt zum Beispiel eine Familie von Higgsbosonen voraus ($H^{\pm}$, H, h, A).

- Untersuchung schwerer Quarks. Bei der Beobachtung schwerer Quarks versucht man, die bereits im $K^0\overline{K^0}$ System beobachtete CP-Verletzung im $B^0\overline{B^0}$ System festzustellen. Durch die Untersuchung der CP-Verletzung im $B^0\overline{B^0}$ System werden die Parameter der CKM-Matrix bestimmt [KM73].

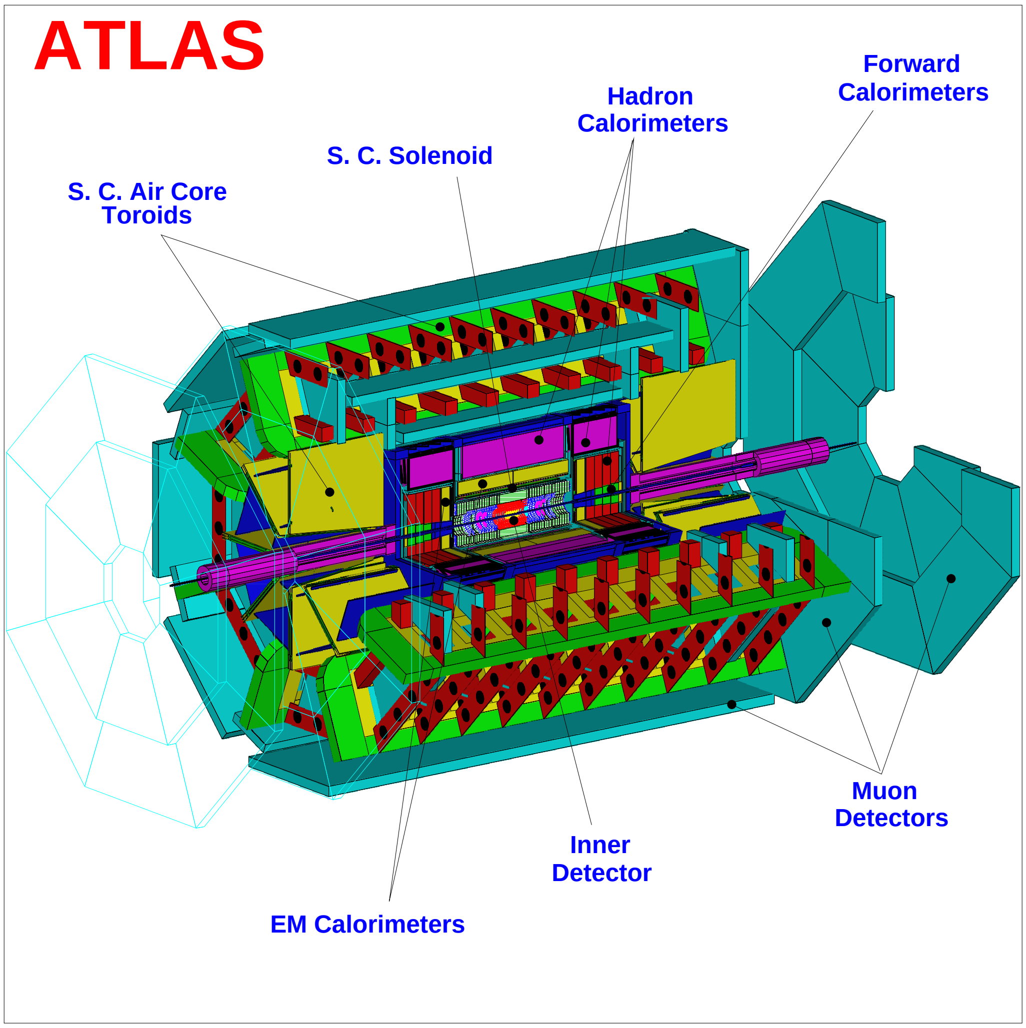


Abbildung 4.1:

Aufbau des ATLAS Detektors, [ATL94]

Der Aufbau des ATLAS Detektors ist in Abb. 4.1 gezeigt worden [ATL94]. Das Magnetsystem besteht aus einem inneren supraleitenden Magneten um den inneren Detektor herum und einem großen supraleitenden Toroidmagneten. Der innere Detektor ist zylinderförmig. Der Zylinder ist 6.8m lang und hat einen Radius von 1.15m. Spurerkennung, Impuls- und Vertexmessungen werden in dem inneren Detektor mit Hilfe einer Kombination aus Pixel- und Streifendetektoren und TRTs [1] vorgenommen. Elektromagnetische Kalorimeter und hadronische Kalorimeter umgeben den inneren Detektor. Das Kalorimetersystem trägt zu der Detektion von Jets, E_T^{miss}, Elektronen und Photonen bei. Die Kalorimeter sind von einem Myonspektrometer umgeben. Insgesamt beträgt der Radius des ATLAS Detektors etwa 11m und die Länge 21m. Im folgenden wird der Aufbau des inneren Detektors näher beschrieben. In dem Innendetektor befinden sich die Pixeldetektoren, die Gegenstand dieser Diplomarbeit sind.

4.2 Aufbau des Innendetektors

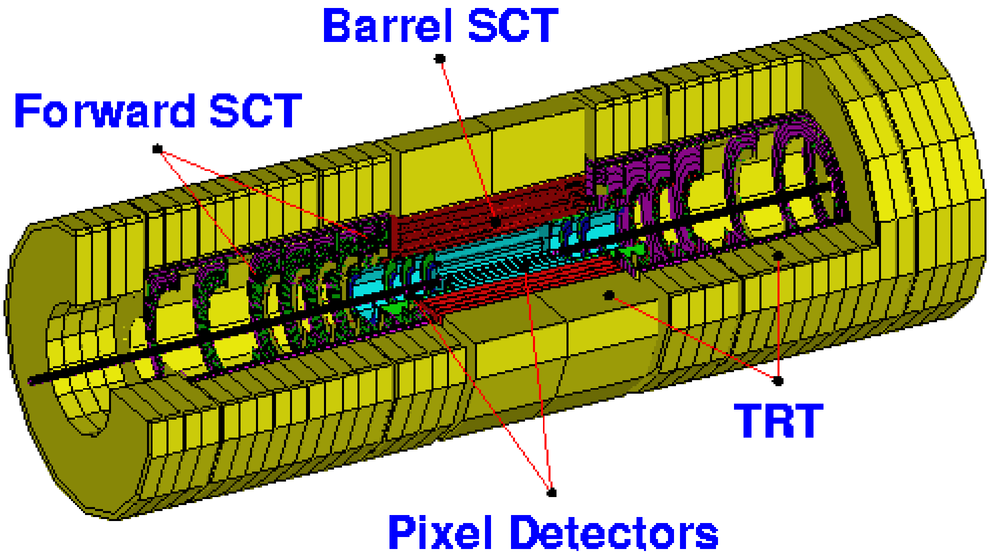


Abbildung 4.2:

Aufbau des Innendetektors, [cer99]

In Abbildung 4.2 wird der Aufbau des Innendetektors gezeigt (vergleiche [cer99]). Nahe am Wechselwirkungspunkt werden Siliziumdetektoren (Pixeldetektoren und Streifendetektoren) verwendet. Die Pixeldetektoren sind die innersten Detektoren. Sie dienen zur Vertexfindung und Spurerkennung. Da in der Nähe des Wechselwirkungspunktes die Spurendichte am größten ist, ist es wichtig, Pixeldetektoren einzusetzen, da bei den Pixeldetektoren im Gegensatz zu den Streifendetektoren keine Ambiguitäten auftreten (siehe Abbildung 4.3).

---

[1] Transition Radiation Tracker

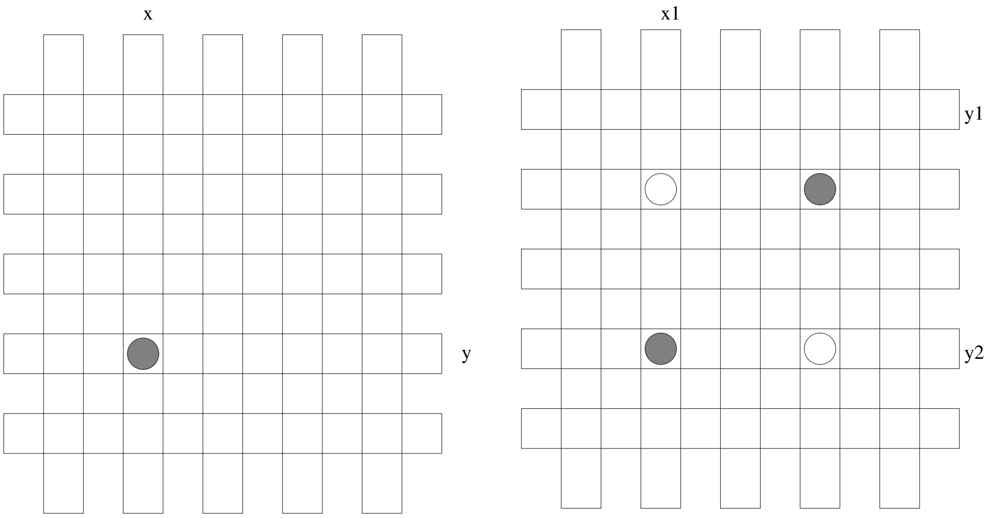


Abbildung 4.3:

Ambiguitäten in der Streifenzuordnung bei Mehrfachtreffern: linke Abbildung: eindeutige Zuordnung der Spur bei einem Treffer, rechte Abbildung: mehrdeutige Zuordnung der Spur bei zwei Treffern, dunkle Kreise stellen den tatsächlichen Durchgang von Teilchen dar, helle Kreise stellen die zweite Möglichkeit dar, die Information der Streifendetektoren zu interpretieren.

Bei den Streifendetektoren erhält man im Gegensatz zu den Pixeldetektoren für jedes Teilchen zwei Signale (x, y). Sobald Mehrfachtreffer auftreten, ist die Zuordnung der Signale zu den einzelnen Teilchen nicht mehr eindeutig, es kommt zu Ambiguitäten bei der Auslese. Aus diesem Grund werden in den innersten drei Detektorlagen Pixeldetektoren mit einer Ortsauflösung von etwa $10\mu m * 100\mu m$ verwendet. Die Detektoren bestehen dabei aus etwa 50 000 Einzelsensoren.

Das System der Pixeldetektoren besteht aus drei "Barrel-Lagen", das sind zylindersymmetrische Lagen mit Radien von 4cm, 11cm und 14cm, und fünf Endkappenlagen. Die innerste "Barrel-Lage"wird auch B-Lage genannt, da diese Lage Teilchen mit kurzen Lebensdauern wie b-Quarks und τ-Leptonen detektieren soll. Der Entstehungsort von b-Quarks ist unter anderem zur Entdeckung von Signaturen des Higgsbosons wichtig (vergleiche Tabelle 4.1).

Je weiter man sich vom Vertex entfernt, desto geringer wird die Spurdichte. So befinden sich im Anschluß an die Pixeldetektoren vier Doppellagen Streifendetektoren. Sie besitzen eine Ortsauflösung von etwa $20\mu m * 700\mu m$. Nach außen folgen TRTs. Die TRTs bestehen aus röhrenförmigen Driftkammern. Zwischen den Driftkammern befindet sich Schaum, um Übergangsstrahlung zu erzeugen. Die TRTs dienen neben der Spurrekonstruktion dazu, Elektronen anhand ihrer charakteristischen Übergangsstrahlung zu identifizieren.

Die Siliziumdetektoren des Innendetektorsystems werden auf -7^0C gekühlt, um die Auswirkungen der Strahlung auf Silizium zu minimieren (vergleiche Kapitel 2.6) und das Rauschen der Siliziumdetektoren zu verringern.

4.3 Konzepte des Pixelsensors

Um den Aufwand für den Pixeldetektor zu minimieren, wird der Pixeldetektor aus gleichen Pixelsensoren zusammengebaut. Eine Ausnahmestellung nimmt dabei die B-Lage ein. Während die Pixelsensoren der äußeren Pixellagen $400\mu m * 50\mu m$ groß sind, sind die Pixelsensoren der B-Lage $300\mu m * 50\mu m$ groß.

"Bump-Bonding"

Die Ausleseelektronik des ATLAS Pixeldetektors befindet sich auf Chips, die durch "Bump-Bonding"mit den einzelnen Pixelsensoren verbunden wird (siehe Kapitel 2.4). Bei dem "Bump-Bonding"werden auf die einzelnen Pixel Kugeln aus Lötzinn gelegt, auf die Kugeln wird der Elektronikchip aufgebracht. Bei dem Verfahren können Fehler dadurch entstehen, daß einzelne "Bumps"zu klein sind und damit keinen Kontakt mit dem Elektronikchip haben oder ein Kurzschluß entsteht. Um ein Überschlagen der angelegten Spannungen auf den Elektronikchip zu vermeiden, wählt man einen möglichst großen Abstand zwischen dem Elektronikchip und dem Pixelsensor und setzt die Vorderseite des Pixelsensors auf Nullpotential und legt an die Rückseite eine Spannung an. Dies ist vor allen Dingen nach fortgeschrittener Strahlenschädigung wichtig, da man nach der Konvertierung des Siliziums hohe Spannungen an den Pixeldetektor anlegen muß. Diese Anforderung der Elektronik an den Pixelsensor hat in Verbindung mit der Strahlenschädigung wichtige Auswirkungen auf das Sensordesign.

n^+n Sensordesign

In der Abbildung 4.4 sind zwei verschiedene Designoptionen für Sensoren im Laufe der Bestrahlung dargestellt. Dabei handelt es sich im linken Teil der Abbildung um p^+n-Sensoren, im rechten Teil um n^+n-Sensoren. In Abbildung 4.4(a) sind die Detektoren im unbestrahlten Zustand dargestellt. Man erkennt, daß die Verarmungszone (in grau gekennzeichnet) bei dem p^+n-Detektor von der segmentierten Vorderseite zur Rückseite hin wächst, während die Depletionszone des n^+n-Detektors von der unsegmentierten Rückseite zur Vorderseite hin wächst. Abbildungs 4.4(b) stellt das Wachstum der Verarmungszone nach Typkonversion durch Bestrahlung dar. Man erkennt, daß sich die Ausbreitungsrichtung der Depletionszone umgedreht hat, nun wächst die Verarmungszone des n^+n-Detektors von der segmentierten Vorderseite zu der Rückseite hin. Da nach hoher Bestrahlung die Depletionsspannung sehr viel größer ist als vor Bestrahlung, kann man den Sensor nach Bestrahlung oft nicht mehr vollständig verarmen, sondern muß den Detektor im halbdepletierten Zustand betreiben. Hier bietet also der n^+n-Detektor gegenüber dem p^+n-Detektor den Vorteil, daß auch im halbdepletierten Zustand Ladung räumlich ortsaufgelöst detektiert werden kann, und er ist daher dem p^+n-Detektor vorzuziehen.

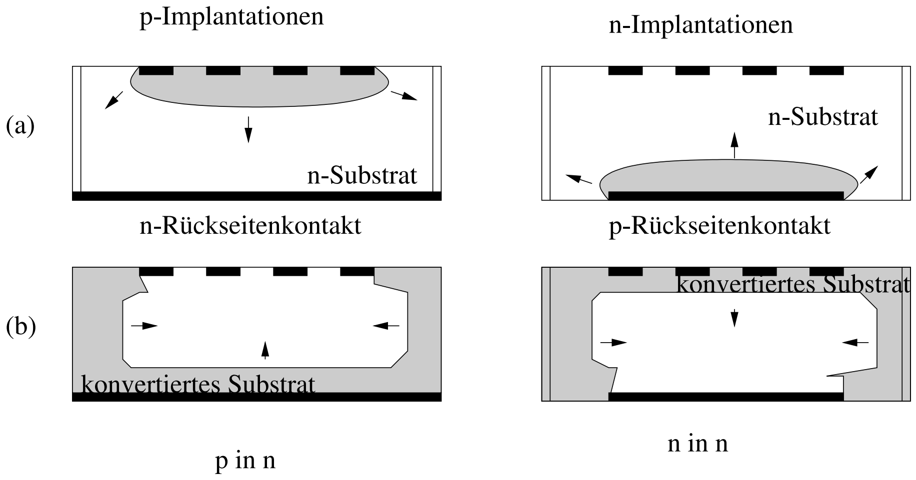


Abbildung 4.4:

Darstellung der Verarmung von p^+n- und n^+n-Detektoren vor (a) und nach (b) Bestrahlung, nach [Roh99]

"Multi-Guard-Ring-Konzept"

An der Schnittkante des Wafers ist die Kristallstruktur des Siliziums geschädigt, dadurch kann es einen Kurzschluß zwischen der Rückseite des Wafers und der Vorderseite des Wafers geben. Um die Pixelsensoren dennoch einsatzfähig zu halten, muß man das Potential an der Rückseite von der p^+-Rückseitenimplantation zu der Schnittkante hin verringern, um die Schnittkante auf 0V zu halten. Zusätzlich wird das Potential auf der Vorderseite des Pixelwafers um die Sensoren herum auf 0V gehalten. Zu diesem Zweck wird das "Guard-Ring-Konzept" benötigt, wie in Abbildung 4.5 dargestellt.

Realisiert wird der Potentialabbau auf der Rückseite des Detektors durch eine "Guard-Ring-Struktur" mit vielen Schutzringen [B+93] (vergleiche Abbildung 4.5 (3)). Zwischen jedem floatenden p^+-"Guard-Ring" wird Potential abgebaut. Der "Pitch" der p^+-Implantationen steigt von $20\mu m$ auf $50\mu m$ zum Rand des Detektors hin, da sonst die innersten "Guard-Ringe" ein sehr viel höheres Potential als die äußeren "Guard-Ringe" abbauen müssen [R+96b].

Die n^+-Implantation im Außenbereich des Sensors auf der n-Seite hält die Vorderseite des Sensors auf einem Potential von 0V und schützt so die Elektronik oberhalb des Detektors (siehe Abb. 4.5 (2)). Der $n+$-"Guard-Ring" ist durch zwei "Bonds" mit dem Elektronikchip verbunden (vergleiche Abb. 4.5 (1)). Er liegt auf 0V. Der n-"Guard-Ring" soll in erster Linie den sensitiven Bereich des Detektors von dem Randbereich des Sensors abschirmen und für die außenliegenden Pixel dieselben Bedingungen schaffen wie für die innenliegenden Pixel.

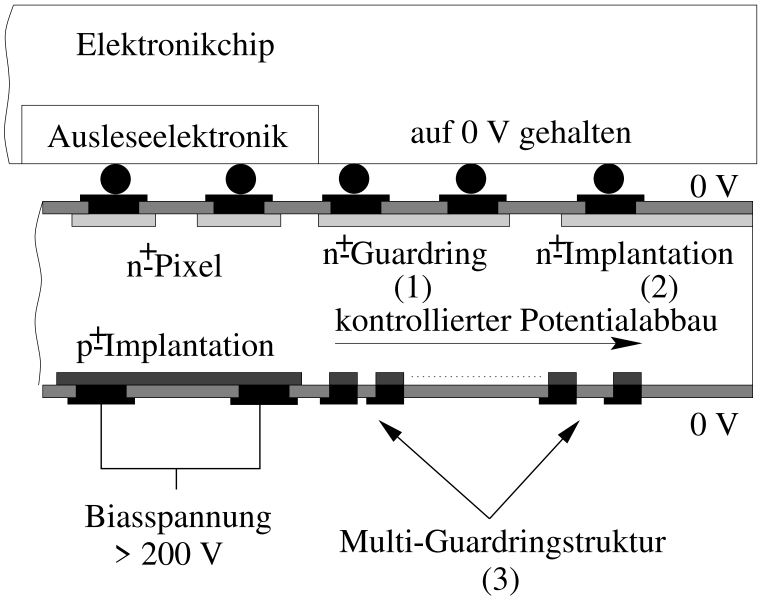


Abbildung 4.5:

schematischer Querschnitt durch den ATLAS Pixelsensor: (1) n^+-"Guard-Ring", (2) n^+-Implantation, (3) "Multi-Guard-Ring-Struktur"

"P-Stop" und "P-Spray-Technik"

Als Konsequenz der Entwicklung des n^+n Konzeptes für den Sensor werden Strukturen benötigt, die Kurzschlüsse zwischen benachbarten n-Regionen verhindern. Dazu gibt es zwei verschiedene Techniken, die erstmalig für doppelseitige Streifendetektoren entwickelt worden sind.

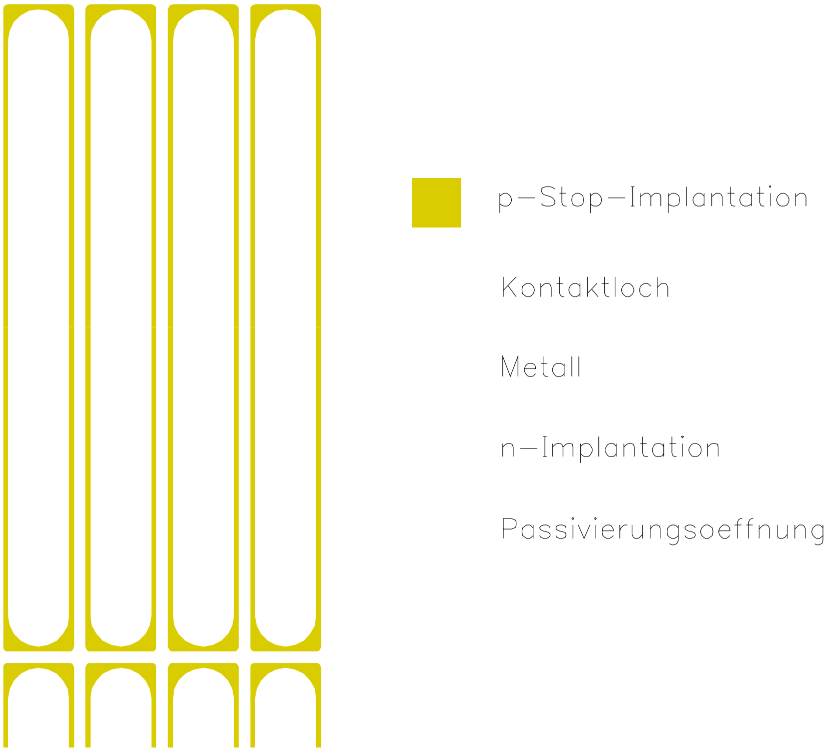
- die "P-Stop-Technik", bei der die n-dotierten Regionen von einer hochdotierten p-Implantation umgeben wird, und
- die "P-Spray-Technik", bei der eine p-Implantation mittlerer Dosis die ganze n-dotierte Seite bedeckt und durch die hochdotierten n^+-Pixelimplantate überkompensiert wird.

Die wichtigsten Prototypen für den ATLAS Pixelsensor sind ein "P-Stop-Design", das sogenannte Tile1 Design, und zwei "P-Spray-Designs", das Tile2 und das Tile3 Design [ATL98] [Hüg99].

4.4 ATLAS Pixelsensor Prototypen

Im folgenden wird die Geometrie der ATLAS Pixelsensoren beschrieben. Eine sehr ausführliche Beschreibung aller Merkmale findet man in [Hüg97]. In den Kapiteln 4.4.1, 4.4.2 und 4.4.3 sind die Maskenlayouts als Darstellungen für die Pixeldesigns verwendet worden. Auf ihnen sind nicht die Maße, die nach der Prozessierung vorliegen, abgebildet, denn diese ändern sich durch die jeweils verwendete Technologie. So wurde für dieses Layout angenommen, daß sich durch die Hochtemperaturschritte der Produktion die Implantierungen um jeweils $1\mu m$ pro Kante ausweiten werden. Demgegenüber werden sich die Metallkanten um jeweils $1\mu m$ pro Kante zurückziehen, ähnliches gilt auch für die Kanten der Oxidöffnungen, die sich um $0.3\mu m$ pro Kante ausweiten. Im folgenden werden, falls nicht anders vermerkt, immer die Maße vor der Prozessierung genannt, also die Maße, die für die Masken gelten.

4.4.1 Tile 1



Stop-Ring" von $5\mu m$.

Um die einzelnen Pixel eines Sensors herum liegt ein n-"Guard-Ring", der Ströme, die außerhalb der sensitiven Fläche des Pixels erzeugt werden, von der sensitiven Fläche trennt.

4.4.2 Tile 2

Das Bias-Grid dient zwei unterschiedlichen Zwecken:

- Da man bereits durch die Messung von I-V-Kennlinien fehlerhafte Pixel erkennen kann (siehe [Wüs97]), können Tests für die Entwicklung von Prototypen auch für die Massenproduktion von Pixelsensoren durchgeführt werden. Um I-V-Kennlinien zu messen, ist es notwendig, den ganzen Pixeldetektor - das heißt alle 50 000 Einzelpixel - auf eine definierte Spannung zu legen. Da dies durch direkte Kontaktierung vor dem "Bump-Bonding" nicht möglich ist, befindet sich in jeder zweiten Pixelzeile ein n^+-Implantat, welches ein Teil des Bias-Grids ist. Durch den "Punch-Through-Mechanismus" wird auf die Pixelkontakte eine Spannung gelegt. Nachdem die Pixelkontakte durch "Bump-Bonding" mit dem Elektronik Chip verbunden sind, versorgt die Elektronik die Pixel mit Spannung.
- Sind einzelne Pixelimplantate bei Betrieb des ATLAS Pixelsensors unkontaktiert, werden auch diese Pixelimplantate durch das Bias-Grid auf einem Potential nahe Null gehalten. Damit werden elektrische Feldspitzen durch unkontaktierte Pixelimplantate vermieden.

Da das Bias-Grid nur 0.8% des sensitiven Bereiches auf dem Sensor einnimmt, ist der erwartete Ladungsverlust durch das Bias-Grid gering.

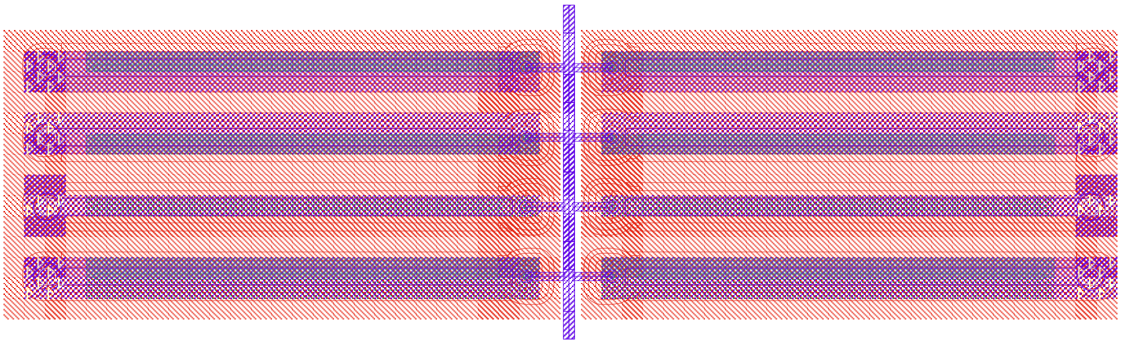


Abbildung 4.8:

Zweige der 400 μm langen Pixelzellen des Tile2-Designs auf der n-Seite mit neuem Bias-Grid

Für das Tile2 Design ist eine zweite Variante des Bias-Grid entworfen worden (siehe Abbildung 4.8):

- Bei der Variante in Abbildung 4.7 des Bias-Grids liegt der "Punch-Through-Dot" zwischen dem n-Pixelimplantat und dem n-Zwischenring. Durch den "Punch-Through-Effekt" wird das Potential des Bias-Grids bestimmt. Durch einen erneuten "Punch-Through-Effekt" wird sowohl der Pixel als auch der n-Zwischenstreifen auf einem Potential nahe Null gehalten, wenn das Pixelimplantat unkontaktiert ist. Ist das Pixelimplantat kontaktiert, so bestimmt der "Punch-Through-Effekt" des Pixels das Potential des n-Zwischenstreifens. Das

Bias-Grid zeigt dann keine Wirkung für die Pixelimplantate.

- Bei der Variante in Abbildung 4.8 des Bias-Grids ist das Bias-Grid in Abbildung 4.7 modifiziert worden. Denn bei der Variante in Abbildung 4.7 konnte Ladung, die auf dem "Punch-Through-Dot" gesammelt worden ist, sowohl auf das Pixelimplantat als auch auf den Zwischenstreifen abfließen. Bei einem Ladungsfluß auf den n-Zwischenstreifen ist die Ladung für das Signal verloren gegangen. Daher befindet sich der "Punch-Through-Dot" von der Variante in Abbildung 4.8 innerhalb des n-Pixels. Das Bias-Grid wird direkt kontaktiert und hält bei einer Nichtkontaktierung des Pixelimplantats durch "Punch-Through-Effekt" den Pixel auf einem Potential nahe Null Volt. Durch einen weiteren "Punch-Through-Effekt" vom Pixelimplantat zu dem n-Zwischenstreifen wird das Potential des n-Zwischenstreifens eingestellt. Bei dem Design der Variante in Abbildung 4.8 liegt der n-Zwischenstreifen auf einem niedrigeren Potential. Man hofft, daß durch die höhere Potentialdifferenz zwischen dem n-Zwischenstreifen und dem Pixelimplantat die Ladungssammlung verbessert wird.

Wie auch bei dem Tile1 Design gibt es einen n-"Guard-Ring", der in dem Fall des Tile2 Designs der Rand des Bias-Grids ist.

4.4.3 SSG und Tile 3

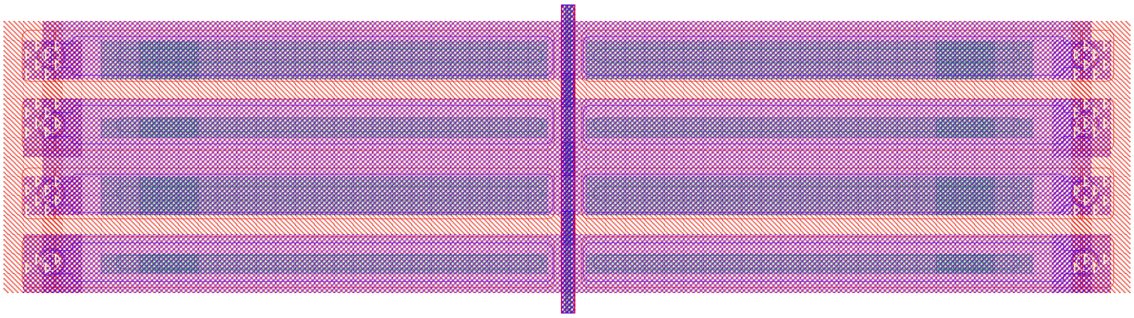


Abbildung 4.9:

Die 400 μm langen Pixelzellen des SSG-Designs

Wie bei dem Tile2-Design gibt es auch bei diesem Design zwei etwas unterschiedliche Bauweisen. Allerdings ist die Namensgebung nicht so einheitlich wie bei dem Tile2-Design. Die Geometrie in Abbildung 4.9 nennt man SSG-Design [2] oder SC-13gap-Struktur. Das Design in Abbildung 4.10 wird Tile3-Design genannt. Die Strukturen in diesem Kapitel ähneln dem Tile2-Design. Es handelt sich in beiden Fällen um ein "P-Spray Design". Bei dem SSG-Design und dem Tile3-Design ist jedoch der nicht kontaktierte n-Zwischenstreifen weggelassen worden (siehe Abbildung

---

[2] Single-Chip Small Gap Design

4.9 und 4.10).

Das SSG Design besitzt ein 13μm breites "Gap", das Tile3-Design ein 20μm breites "Gap". Da der n-Zwischenstreifen im Vergleich zu dem Tile2 Design weggelassen worden ist, beträgt die Breite des Pixels 37μm beziehungsweise 30μm. Das SSG-Design besitzt gegenüber dem Tile3-Design eine andere Ausformung des Bias-Grids.

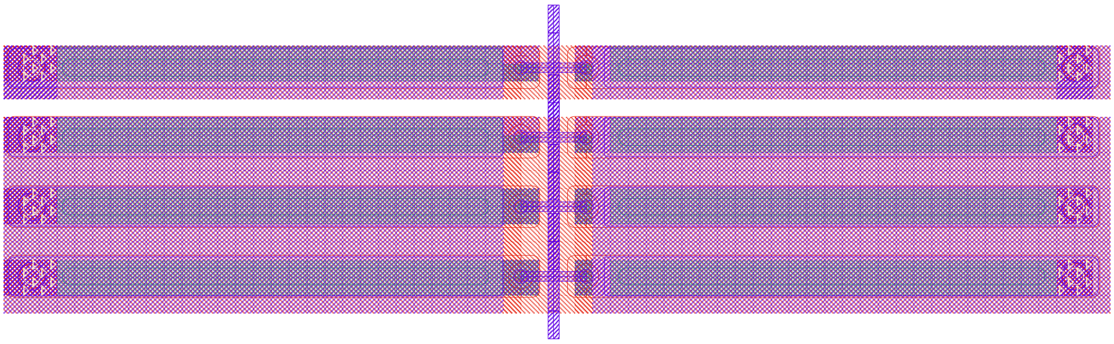


Abbildung 4.10:

Die 400 μm langen Pixelzellen des Tile3-Designs

Die Variante in Abbildung 4.9 ist die ältere und besitzt keinen "Punch-Through-Dot", während die Variante in Abbildung 4.10 einen "Punch-Through-Dot" besitzt. Da das SSG-Design keine Hauptstruktur gewesen ist, hat man zunächst ein einfacheres Design des Bias-Grids für die Tile3 Design entworfen (Variante aus Abbildung 4.9).

Nach Teststrahlexperimenten ist das SSG-Design wegen des geringen Ladungsverlustes zu einem bevorzugten Design für die ATLAS Pixelsensoren geworden. Da das SSG-Design ein interessantes Design für den ATLAS Pixeldetektor geworden ist, hat man ein Bias-Grid mit "Punch-Through-Dot" entwickelt (Variante in Abbildung 4.10). Der "Punch-Through-Dot" liegt - ähnlich dem "Punch-Through-Dot" des Tile2-Designs - innerhalb des n-Pixels.

Bei der "P-Spray-Technik" verringert sich das elektrische Feld an der Grenzfläche zwischen den Elektroden und den Implantaten bei Bestrahlung. Das führt zu höheren Durchbruchsspannungen am Ende der ATLAS Laufzeit. Grund für dieses Verhalten ist der abrupte pn-Übergang zwischen der Pixelimplantation und der pspray Implantation. Eine Lösung dieses Problems stellt das moderierte "P-Spray-Design"[L$^+$] dar. Bei dem moderierten "P-Spray-Design" wird der Gradient der Dotierungskonzentration verringert. Bei der Prozessierung wird in dem Fall des moderierten "P-Spray-Designs" die Nitridschicht, die als Maskierung gebraucht wird, in dem Bereich der höher gewünschten Bordotierung geöffnet (siehe Abbildung 4.11 a)). Im moderierten Bereich entspricht die Bordosis dem Sättigungswert der Oxidladung, im nicht moderierten Bereich liegt sie eine Größenordnung darüber (siehe Abbildung 4.11 (b)). Wie Simulationen zeigen

[Roh99], verringert sich die maximale elektrische Feldstärke und die Zwischenpixelkapazität durch das moderierte "P-Spray-Implantat" gegenüber dem nicht moderierten "P-Spray-Implantat". Außerdem verändert sich der Potentialverlauf durch das moderierte "P-Spray-Implantat" derart, daß das Potential erst in dem Bereich, in dem das "P-Spray-Implantat" die höchste Dotierungskonzentration besitzt, hohe Werte erreicht.

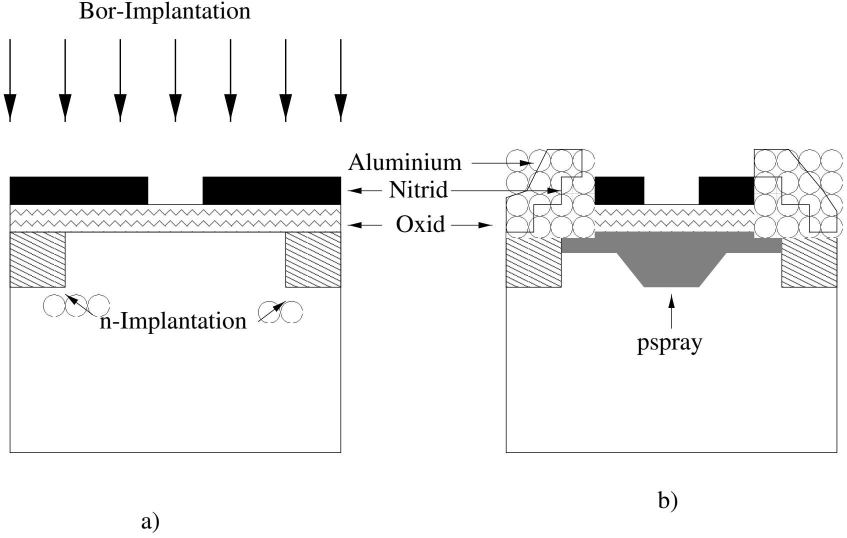


Abbildung 4.11:

Moderierte "P-Spray-Implantation": (a) Schichtsystem während der Implantation, (b) resultierendes Dotierungsprofil, [L$^+$]

Kapitel 5

Eigenschaften der Pixelsensoren zur Simulation

5.1 Simulation von Ladungssammlung

Mit Hilfe des Simulationsmodells des Durchgangs eines MIPs durch einen Detektor kann man die Ladungssammlung eines Detektors simulieren. Das heißt, man kann einen Detektor im Betrieb simulieren und so Ladungssammlungsverluste untersuchen. In diesem Kapitel wird die Ladungssammlung an einer in Sperrrichtung betriebenen Diode untersucht. Diese Einschränkung auf den einfachsten Detektor rührt daher, daß man zum einen das Simulationsmodell an einer Diode am besten prüfen kann und zum anderen das Simulationsmodell wegen der Forderung einer zeitaufgelösten und dreidimensionalen Simulation sehr arbeitsspeicher- und rechenzeitintensiv ist, so daß die Simulation an komplizierten Detektoren, wie zum Beispiel den ATLAS-Pixelsensor Prototypen, zur Zeit nicht möglich ist. Dennoch können die Ergebnisse dieses Abschnittes in den Abschnitt 5.2.4 einfließen und Eigenschaften der Detektoren nach Strahlenschädigung näher beleuchten.

Wie bereits erwähnt, ist die Simulation der Ladungssammlung wegen der Forderung einer transienten, dreidimensionalen Simulation anspruchsvoll. Die Motivation für diese Forderungen wird im folgenden erläutert:

- Zur Simulation des Durchgangs eines MIPs durch einen Detektor benötigt man eine transiente Simulation, das heißt, daß die Differentialgleichungen die Zeit berücksichtigen müssen, um die Signalentstehung zeitlich aufzulösen. Dies ist eine Besonderheit der Simulation der Ladungssammlung, da alle anderen Simulationen in dieser Diplomarbeit stationäre Simulationen sind, das heißt den zeitlichen Verlauf nicht berücksichtigen.

- Desweiteren benötigt man eine dreidimensionale Simulation, um die Diffusion der freien Ladungsträger korrekt zu simulieren. Bei zweidimensionalen Simulationen wird die Diffusion der Ladungsträger überschätzt, da die Ladungsträger nur in einer Dimension senkrecht zur Teilchentrajektorie diffundieren können und sie sich damit weiter von der Teilchentrajektorie entfernen als in einem realen dreidimensionalen Detektor. Daher liefert nur eine dreidimensionale Simulation bei der Betrachtung der Ladungssammlung richtige Ergebnisse.

In dem Simulationsmodell wird der Durchgang eines MIPs durch einen Detektor mit Hilfe einer Generationsrate $G^{MIP}_{u,v,w,t}$ von Elektronen und Löchern simuliert [ISE95]. Das Modell ist an das MIP angepaßt worden, da ein MIP entlang seiner Teilchentrajektorie eine konstante Anzahl an Elektron-Loch-Paaren generiert und sich damit die Gesamtenergie des MIPs pro Weglänge um einen konstanten Energiebetrag verringert. Die Entstehung von δ-Elektronen wird bei der Simulation vernachlässigt. Der Grund für die Vernachlässigung ist, daß zur Zeit die Wahrscheinlichkeit der Entstehung, der Energien und Richtungen der δ-Elektronen noch nicht gut vorhergesagt werden kann. Das Simulationsmodell für MIPs steht im Gegensatz zu dem Simulationsmodell für α-Teilchen, für die das Modell ursprünglich entwickelt worden ist, denn α-Teilchen deponieren den Großteil ihrer Energie auf einen nur kleinen Bereich innerhalb des Detektors.

$$G^{MIP}_{u,v,w,t} = \frac{a}{\sqrt{2\pi}s} exp(-0.5(\frac{t-t_m}{s})^2) exp(-0.5\frac{v^2+w^2}{w_t^2}) c_1 exp(\alpha u) \tag{5.1}$$

für $u < \alpha_1 + \alpha_3$, sonst G=0

$$\alpha_1 = a_0 + a_1 E + a_2 E^2$$
$$c_1 = exp(\alpha(\alpha_{1[10MeV]} - \alpha_{1[E]}))$$
$$\int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty G^\alpha_{u,v,w,t} dt dw dv du = \frac{E}{E_p}$$

Dabei ist u die Koordinate entlang der Teilchenspur, v und w sind die Koordinaten orthogonal zu u. t_m ist der Generationspeak. Die Generationsrate ist senkrecht zur Teilchenspur gaußförmig moduliert worden. Die Energie E_p wird benötigt, um ein Elektron-Loch Paar zu erzeugen. Die weiteren Parameter sind angepaßt worden und in der Tabelle 5.1 aufgelistet.

s s	w_t cm	α cm^{-1}	α_3 cm	E_p eV	a_0 cm	a_1 cm/eV	a_2 $(cm/eV)^2$
$2 * 10^{-12}$	10^{-5}	0.1	0.003	3.6	$-1.033 * 10^{-4}$	$2.7 * 10^{-10}$	$4.33 * 10^{-17}$

Tabelle 5.1:

Parameter zur Simulation eines MIPs

Die Energie E des MIPs im Simulationsmodell entspricht der Energie, die es in dem Detektor umsetzt. Im Falle eines $10\mu m$ dicken Detektors ist das eine Energie E von 2.88 keV.

Um die Verteilung der Elektron-Loch-Paare korrekt zu simulieren, ist es notwendig, ein weiteres Simulationsmodell für die Mobilität einzuschalten, das die Abhängigkeit der Mobilität vom elektrischen Feld beschreibt. Denn bei einem hohen elektrischen Feld setzen die Elektronen und Löcher einen Teil ihrer Energie in die Erwärmung des Gitters durch Streuung an Phononen um, um in der Bandstruktur des Halbleiters zu bleiben. Die Gleichung 3.5 ist dabei nur ein Sonderfall der Gleichung 5.2 für niedrige elektrische Felder, μ wird zu $\mu_{niedrig}$. Hier wird das Modell von [C$^+$75] gewählt.

$$\mu(E) = \frac{\mu_{niedrig}}{[1 + (\frac{\mu_{niedrig} E}{v_{sat}})^{\beta}]^{1/\beta}} \tag{5.2}$$

E ist dabei die parallele Komponente des elektrischen Feldes, $\mu_{niedrig}$ die Mobilität bei geringem elektrischen Feld (siehe Gleichung 3.5). Der Parameter β ist gleich 1.109 für Elektronen und 1.213 für Löcher, v_{sat} ist gleich $1.07 * 10^7 cm/s$ für Elektronen und $8.37 * 10^6 cm/s$ für Löcher.

Da die Simulation der Ladungsammlung viel CPU Zeit in Anspruch nimmt, ist versucht worden, die CPU Zeit zu verringern, indem die Mobilitäten $\mu_{niedrig}$ der Elektronen und Löcher in diesem Kapitel und im Kapitel 5.2.4 um einen Faktor 100 erhöht worden sind. Nach Gleichung 5.2 erhält man jedoch für die Beweglichkeit der Elektronen einen Wert von $187 cm^2/Vs$ und für die Löcher einen Wert von $157 cm^2/Vs$ gegenüber $170 cm^2/Vs$ und $121 cm^2/Vs$ ohne Veränderung der Mobilitäten. Man erkennt, daß die Erhöhung der Mobilitäten $\mu_{niedrig}$ nicht sinnvoll zur Verringerung der CPU Zeit sind.

In Abbildung 5.1 und 5.2 sind die Elektronen- und die Löcherdichten zu vier verschiedenen Zeitpunkten in einem $10\mu m * 5\mu m * 5\mu m$ großen Detektor dargestellt. Im unteren Teil des Detektors befindet sich eine etwa $3\mu m$ breite p^+-Dotierung, die nur zum Teil verarmt wird. Dies erkennt man an dem Maximum der Löcherdichte jeweils in dem unteren Teil des Detektors in Abbildung 5.2. An dem n-Kontakt sammeln sich die Elektronen (siehe Abbildung 5.1), und die dort vorhandenen Löcher rekombinieren mit den Elektronen, dies führt zu einer geringen Löcherdichte an dem n-Kontakt (siehe Abbildung 5.2). An dem n-Kontakt liegt ein Widerstand mit einem 1Ω, der der Voreinstellung entspricht, an. Es ist möglich, daß die Elektronenakkumulation auf Grund des Widerstandes entstanden ist.

Zum Zeitpunkt t=0s durchquert ein MIP den Detektor von der Unterseite zur Oberseite. Zur Zeit t=0.5ps erkennt man, daß sowohl die Elektronen- als auch die Löcherdichten um die Einschußlinie des MIPs hoch sind, daß heißt es werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Vergleicht man die Elektronen- und Löcherdichten zu den Zeitpunkten t=0.5ps und t=5ps, so erkennt man, daß sich die Maxima der Elektronen- und Löcherdichten verbreitert haben. Dies ist auf die Diffusion zurückzuführen.

An jeweils einer Stelle der Elektronen- und der Löcherdichten ist die Verbreiterung des Maximums größer als an den anderen Stellen. Die starke Verbreiterung des Maximums der Löcherdichte an der Oberseite des Detektors kann man folgendermaßen erklären: Durch die hohe Elektronendichte an der Oberseite des Detektors tritt zum einen die bereits erwähnte Rekombination ein, zum anderen werden die Löcher, die nicht rekombinieren, sich aber in der Nähe der hohen Elektronendichte befinden, von den Elektronen angezogen. Dadurch verringert sich der Einfluß des elektrischen Feldes auf

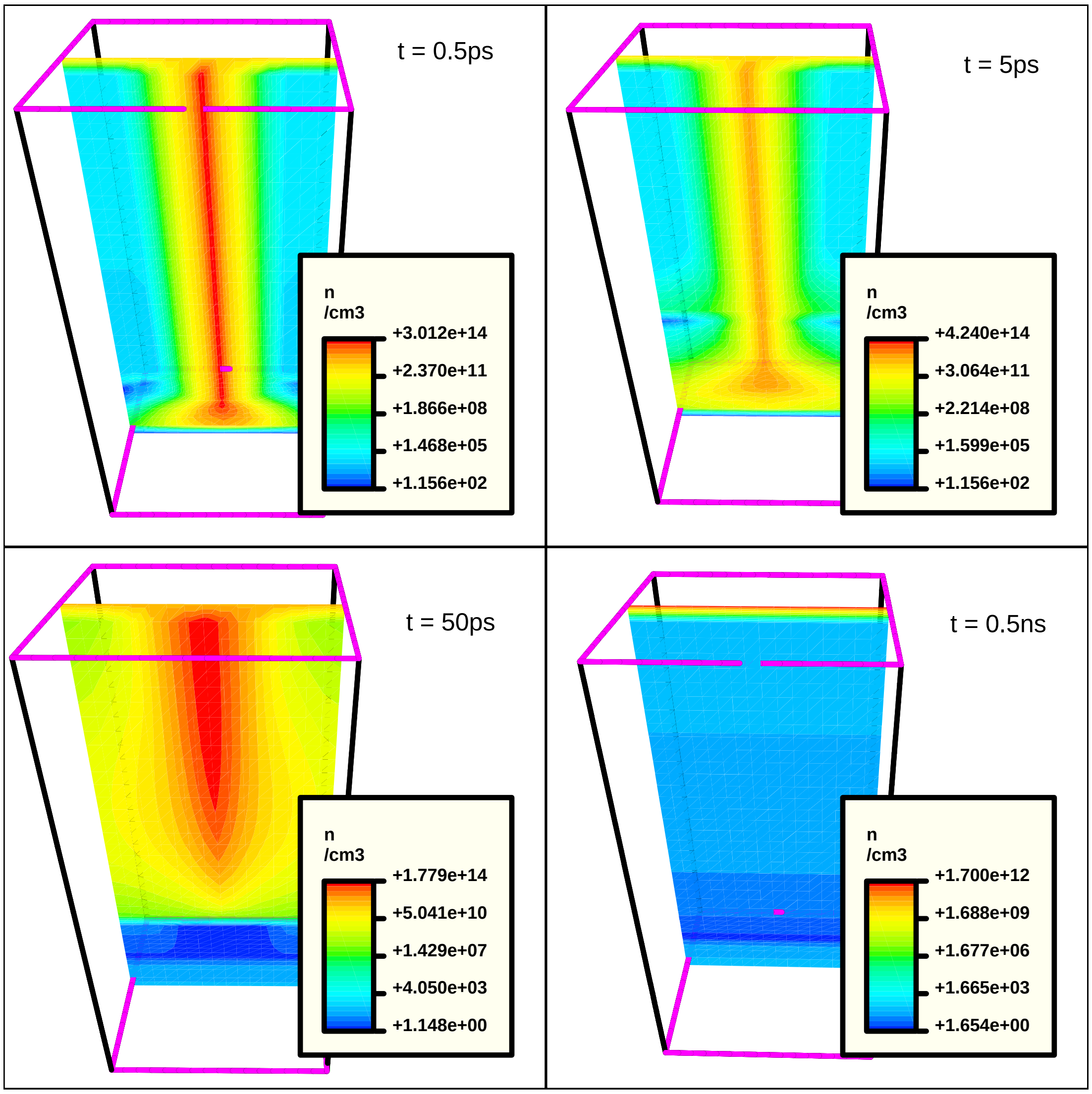


Abbildung 5.1:

Elektronendichte eines Schnittes einer in Sperrrichtung betriebenen Diode nach Einschuß eines MIPs zu den Zeitpunkten t=0.5ps, 5ps, 50ps, 0.5ns

die Löcher, und ihre Aufenthaltsdauer an der Grenze zu dem Maximum der hohen Elektronendichte vergrößert sich. Dies hat zur Folge, daß das Verhältnis des Effektes der Diffusion gegenüber dem Effekt der elektrischen Feldstärke sich erhöht und damit das Maximum der Löcherdichte gegenüber der Löcherdichte im Rest des Detektors stärker verbreitert wird. Bei der Elektronendichte gibt es zum Zeitpunkt t=5ps neben dem Maximum am unteren Rand des Detektors, welches durch die nicht verarmte Zone erklärbar ist, ein weiteres Maximum im unteren Drittel des Bildes. Dieses Maximum

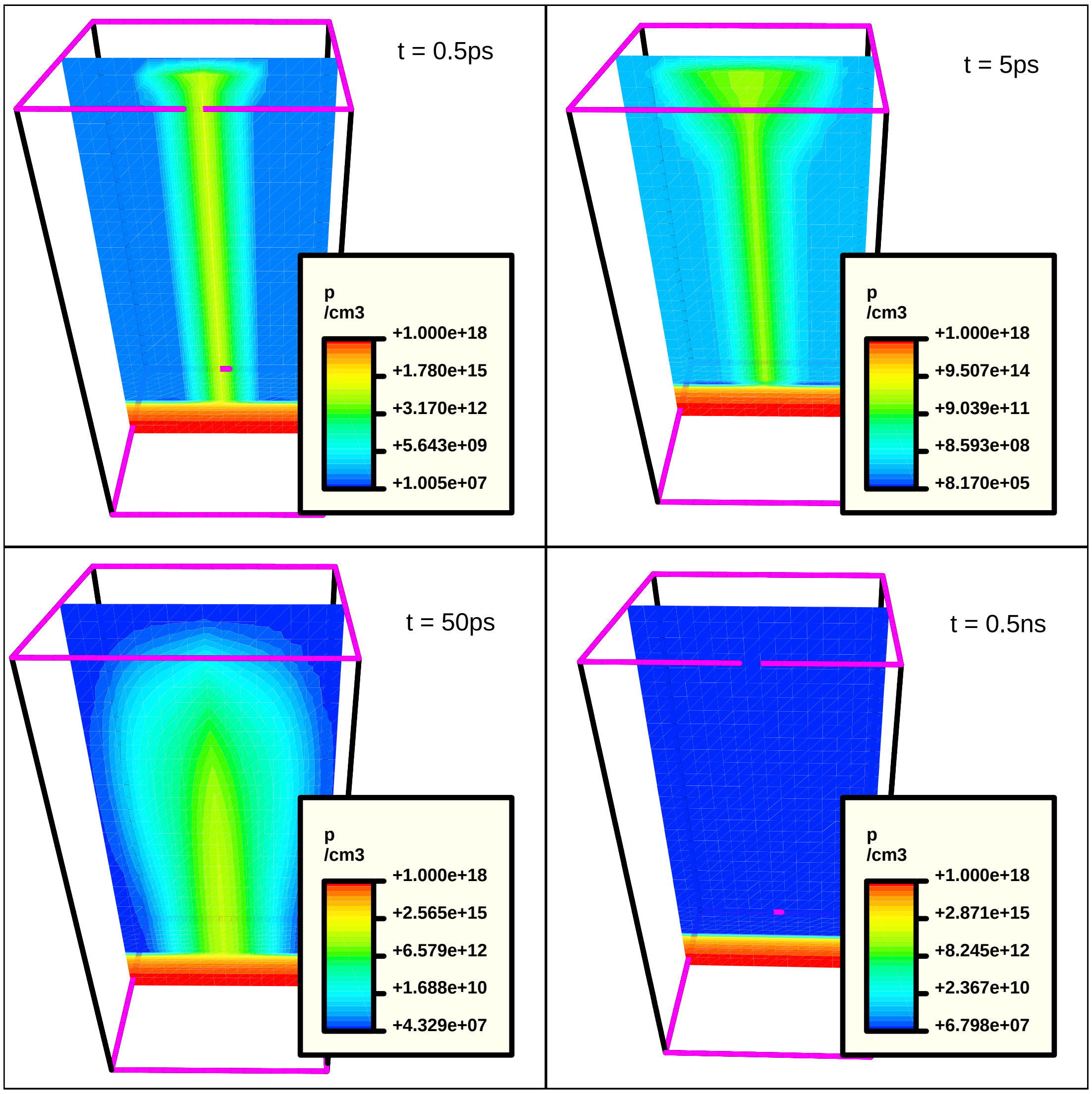
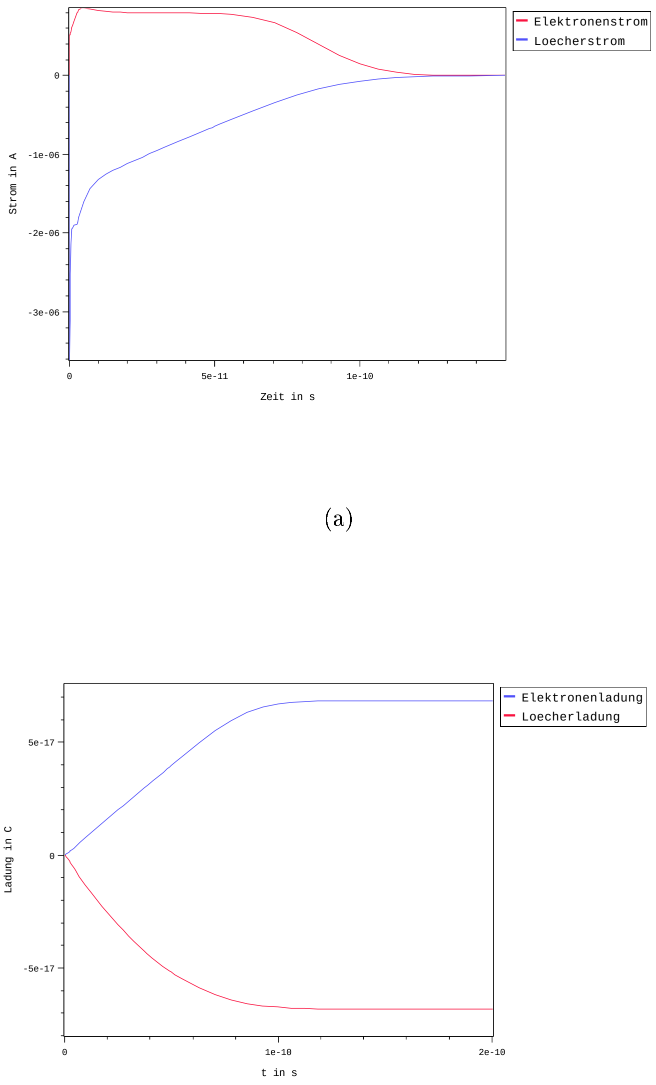


Abbildung 5.2:

Löcherdichte eines Schnittes einer in Sperrrichtung betriebenen Diode nach Einschuß eines MIPs zu den Zeitpunkten t=0.5ps, 5ps, 50ps, 0.5ns

kann ein Simulationsartefakt sein, da es nicht mehr durch die Anziehung der Löcher erklärbar ist. Dies ist allerdings noch nicht vollständig verstanden.

Zu dem Zeitpunkt t=50ps erkennt man, daß die Maxima der Elektronen- und Löcherdichten sich weiter verbreitern und sich in Richtung der jeweiligen Kontakte bewegen. Die Verbreiterung kann durch die Diffusion der Elektronen und Löcher erklärt werden, die Wanderung der Maxima wird durch die Trennung der Elektron-



(a)

(b)

Abbildung 5.3:

(a) zeitlicher Verlauf des Elektronenstroms am Oberseitenkontakt und des Löcherstroms am Unterseitenkontakt; (b) zeitlicher Verlauf der Elektronenladung am n-Kontakt und der Löcherladung am p-Kontakt

Loch-Paare durch die elektrische Feldstärke verursacht. Zum Zeitpunkt t=50ps sind die Elektronen- und Löcherdichten bis zum Rand des Detektors sehr hoch. Das heißt es wandert Ladung aus dem simulierten Bereich heraus. Da bei der Simulation jedoch periodische Randbedingungen angenommen werden, geht diese Ladung bei der Simulation nicht verloren. Bei t=0.5ns sind die Elektronen- und Löcherdichten auf ein Minimum herabgesunken, das heißt die Ladungssammlung ist abgeschlossen.

In Abbildung 5.3(a) ist der zeitliche Verlauf der Elektronenströme an dem n-Kontakt und der Löcherströme an dem p-Kontakt dargestellt. Auffällig ist zunächst der Peak der Stromkurve der Löcher bei t=0.1ps. Dieser Überschwinger kann ein simulationstechnisches Problem sein, welches aus der nichtdepletierten Zone des Detektors enstanden ist. Zur Zeit t=0.1ps steigt neben dem Löcherstrom auch der Elektronenstrom am p-Kontakt an (siehe Abbildung 5.4). Dies sollte nach der Theorie nicht geschehen. Zieht man den Elektronenstrompeak von dem Löcherstrompeak ab, so erhält man eine Kurve, die langsam abfällt (siehe Abbildung 5.4). Das entspricht der Theorie, da der Strom langsam abfällt, wenn die Elektronendichte abnimmt, denn nach Gleichung 3.1 ist die Stromdichte J proportional zu der Ladungsdichte p. Also werden im folgenden immer die Nettoströme an den Kontakten betrachtet.

Da sich nach Gleichung 5.2 für die Beweglichkeit der Elektronen ein Wert von $187 cm^2/Vs$ und für die Löcher ein Wert von $157 cm^2/Vs$ ergibt, sollten die beiden Stromkurven etwa denselben Verlauf zeigen. Der Elektronenstrom in Abbildung 5.3(a) bleibt jedoch von 10ps bis 60ps konstant und sinkt nicht wie der Löcherstrom ab. Versucht man die Elektronenstromkurve zu diskutieren, so kann man folgender Hypothese nachgehen: Durch die etwas höhere Beweglichkeit der Elektronen gegenüber den Löchern werden die Elektronen bei dem "Random Walk" durch die Migration stärker beeinflußt als die Löcher. Durch die Migration wird der Geschwindigkeitsvektor, der in Richtung des elektrischen Feldes zeigt, gedreht. Dadurch fließt weniger Ladung in Richtung der n-Elektrode und es fließt somit ein geringerer Strom durch die n-Elektrode. Durch die ständige Wirkung des elektrischen Feldes wird jedoch die Geschwindigkeitsrichtung der Elektronen wieder gedreht. Diese Drehung des Geschwindigkeitsvektors könnte einen konstanten Elektronenstrom begründen. Dagegen spricht, daß die Migration durch den starken Abfall der Elektronenkonzentration senkrecht zur Teilchentrajektorie gegenüber der Diffusion zu vernachlässigen ist. Mit Hilfe der Diffusion kann man den beschriebenen Effekt der Migration jedoch nicht begründen, da sich bei der Diffusion zu der Geschwindigkeitskomponente, die aus dem elektrischen Feld resultiert, zusätzlich eine Geschwindigkeitskomponente, die aus der Diffusion resultiert, addiert. Daher bleibt die Geschwindigkeitskomponente parallel zu dem elektrischen Feld konstant und der Elektronenstrom wird nicht beeinflußt.

Betrachtet man den zeitlichen Verlauf der Ladungssammlung in Abbildung 5.3(b), so erkennt man, daß die gesammelte Ladung nach etwa 0.1ns sowohl bei den Elektronen als auch bei den Löchern nahezu konstant bleibt. Mit Hilfe der Gleichung 5.2 und mit

$$v(x) = \mu(E)E \tag{5.3}$$

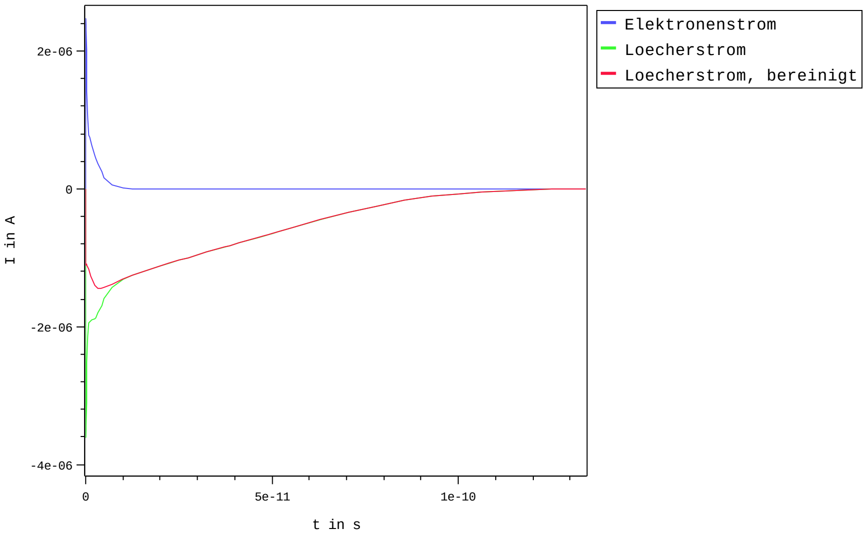


Abbildung 5.4:

Zeitlicher Verlauf der Elektronen- und Löcherströme am p-Kontakt, bereinigte Kurve nach Addition des Elektronenstromes des p-Kontaktes auf den Löcherstrom

wird die Zeit berechnet, nach der die Ladungssammlung beendet sein sollte.
Danach sollte die Ladungssammlung der Elektronen nach 0.10ns und der Löcher nach 0.12ns beendet sein. Damit stimmen die theoretischen Vorhersagen mit den Simulationen sehr gut überein. Insgesamt werden bei den Elektronen und den Löchern jeweils $6.8 * 10^{-17} C$ gesammelt. Das entspricht 425 Elektronen und 425 Löchern, die die Elektroden erreicht haben. Daraus folgt, daß die nach Abbildung 5.3(b) gesammelte Ladung etwa 6 % höher ist als die Ladung, die nach Umrechnung der Energie E des MIPs erwartet wird.

Insgesamt kann man sagen, daß der Durchgang eines MIPs durch einen Detektor physikalisch gut simuliert wird. Für zukünftige Simulationen der Ladungssammlung kann man aus dieser Simulation Hinweise zur Verbesserung geben:

- Die Mobilität der Elektronen und Löcher kann auf den Standardwerten der Simulation bleiben, da durch die Wirkung des hohen elektrischen Feldes die Mobilitäten verringert werden und somit durch eine Erhöhung der Mobilitäten die CPU Zeit nicht sinkt, wie zunächst angenommen.

- Durch eine Verringerung der Breite der p-Implantation kann eine vollständige Depletion erreicht werden. Dadurch wird der Überschwinger am Anfang der Stromkurve der Löcher entfernt, bei dem es sich um ein simulationstechnisches Problem aus dem nichtdepletierten Bereich handelt.
- An dem n-Kontakt sollte eine n^+-Dotierung gelegt werden, um einen ohmschen Kontakt herzustellen und so die Elektronenakkumulationsschicht zu entfernen.
- Um die Ladungsverteilung zu beobachten, benötigt man ein etwas größeres Bauelement als das in diesem Beispiel simulierte Bauelement von $10\mu m * 5\mu m * 5\mu m$, da die Maxima der Elektronen- und Löcherdichte den Rand des Bauelements erreichen.

Mit Hilfe dieser Änderungen kann man erwarten, daß die Nebeneffekte, die bei der diskutierten Simulationen entstehen, verschwinden.

5.2 Untersuchung der Defektniveaus bestrahlter Detektoren

5.2.1 Grundlegende Modelle

Zur Simulation der Materialeigenschaften bestrahlter Siliziumdetektoren werden meist Materialeigenschaften simuliert, die auf empirischen Gleichungen, die die Änderung von makroskopischen Eigenschaften bei Bestrahlung beschreiben, beruhen. Diese Parametrisierungen werden auch im Rahmen dieser Diplomarbeit bei der Beschreibung der bestrahlten ATLAS Pixelsensor-Prototypen verwendet (siehe Kapitel 6.1). Wie bereits aus Kapitel 2.6 deutlich wird, kann man die Veränderung der makroskopischen Eigenschaften bei Bestrahlung auf mikroskopische Defekte zurückführen. Dieses Kapitel beschäftigt sich damit, den Zusammenhang zwischen den Defekten auf mikroskopischer Ebene und den Änderungen der Materialeigenschaften (Erhöhung des Volumenstroms, Änderung der effektiven Dotierungskonzentration, Verringerung der Ladungssammlung) herzustellen. Bislang wurden die Auswirkungen der einzelnen Defekte auf die Materialeigenschaften durch einen Vergleich der Defektkinetik und des Ausheilens (annealing) oder durch Berechnung makroskopischer Eigenschaften nach Defekteigenschaften untersucht. Die Simulation von Defekten ist der zweiten Methode, dem Berechnen makroskopischer Eigenschaften nach den Defekteigenschaften, zuzuordnen. Die Simulation ist, wie auch alle anderen Methoden, die ein Verhältnis zwischen mikroskopischen und makroskopischen Defekten bestimmen, mit Fehlern behaftet:

- Es sind nicht alle Defekte bekannt. Daher lassen sich durch die Addition aller Defekte nicht die bei geschädigtem Material beobachteten Änderungen simulieren. Oft konnte kein oder nur einer der Elektron-Loch-Wirkungsquerschnitte σ_n, σ_p der Defekte gemessen werden.
- Desweiteren werden die makroskopischen Materialänderungen bei Bestrahlung bei Raumtemperatur gemessen, während die mikrokospischen Defekteigenschaften bei niedrigeren Temperaturen (bei etwa 180K) untersucht werden [Mol99].

Die Elektron-Loch-Wirkungsquerschnitte sind jedoch teilweise stark temperaturabhängig.

Bei der Simulation der Defekte habe ich mich ausschließlich auf die Arbeit von [Mol99] gestützt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Defekte sind in Tabelle 5.2 aufgeführt worden.

In der Tabelle 5.2 sind die mit DLTS [1] oder mit TSC [2] Meßmethoden untersuchten Eigenschaften der Defekte aufgeführt. Auf die beiden Meßmethoden wird nicht näher eingegangen, da hier nur die Ergebnisse der Messungen benutzt werden. Es findet sich eine ausführliche Beschreibung in [WH68] und [Lan74]. Man kann zwischen elektronenartigen Defekten (E(x)) eines neutralen Defektniveaus und löcherartigen Defekten (H(x)) eines neutralen Defektniveaus unterscheiden.$\mid E_{c,v} - E_t \mid$ bezeichnet für die elektronenartigen Defekte den Abstand des Defektniveaus von dem Leitungsband, bei den löcherartigen Defekten ist es der Abstand von dem Valenzband. Die Generationsrate G ist abhängig von der Energieniveaukonzentration $N_{Et,Ht}$ und der Fluenz:

$$N_{Et,Ht} = G * \phi \tag{5.4}$$

In der obigen Tabelle sind die Generationsraten mit der Einheit $Gy^{-1}cm^{-3}$ nach Bestrahlung mit einer ${}^{60}Co$-gamma-Quelle, die Generationsraten mit der Einheit cm^{-2} nach Bestrahlung mit Neutronen gemessen worden. Die Abkürzungen zeigen an, um welche Störungen des Siliziumkristalls es sich handelt (vergleiche Kapitel 2.6).

Folgende Annahmen sind in die Simulationen des Abschnittes 5.2 eingegangen:

- Die Wirkungsquerschnitte der Defekte sind als temperaturunabhängig angenommen worden. Wenn einer der beiden Wirkungsquerschnitte σ_n, σ_p nicht gemessen worden ist, sind die Wirkungsquerschnitte als gleich groß angenommen worden.
- Bei Generationsraten, bei denen lediglich ein oberer und unterer Wert abgeschätzt werden kann, ist der Mittelwert für die Simulationen benutzt worden.

Die Konzentration der gefangenen Elektronen und Löcher n_t, p_t sind proportional zu der Besetzungswahrscheinlichkeit für Elektronen und Löcher (f_n) und (f_p):

$$n_t = N_{Et} f_n \tag{5.5}$$

$$p_t = N_{Ht} f_p$$

In der Poissongleichung (siehe Gleichung 3.1) addieren sich die Konzentrationen der gefangenen Elektronen und Löcher zu den Elektronen- und Löcherdichten. Bei der Berechnung der Besetzungswahrscheinlichkeit der Niveaus und der zusätzlichen Rekombinationswahrscheinlichkeit durch die Niveaus unterscheidet man zwischen dem stationären Fall und dem transienten Fall. In dem stationären Fall gilt:

---

[1] Deep Level Transient Fourier Spectroscopy

[2] Thermally Stimulated Current

Name	$\mid E_{c,v} - E_t \mid$ [eV]	[cm^2]	$\sigma_{n,p}$	Generationsrate	Zuordnung
E(35)	0.077		$2.09 * 10^{-13}$	$\approx 0.14 cm^{-1}$	
E(40)	0.079		$1.68 * 10^{-14}$	$\approx 0.06 cm^{-1}$	
E(60a)	0.114		$5.90 * 10^{-15}$	$1.55 cm^{-1}$	$C_i^{(-/0)}$
E(60b)	0.110		$3.00 * 10^{-15}$		$C_iC_s^{(-/0)}(B)$
E(85a)	0.176		$1.44 * 10^{-14}$	$55.0 * 10^6 Gy^{-1} cm^{-3}$ $0.69 cm^{-1}$	$VO_i^{-/0}$
E(85b)	0.171		$1.44 * 10^{-14}$	$13.0 * 10^6 Gy^{-1} cm^{-3}$ $0.40 cm^{-1}$	$C_iC_s^{(-/0)}$
E(120)	0.224		$7.00 * 10^{-16}$	$1.5 * 10^6 Gy^{-1} cm^{-3}$ $0.17 cm^{-1} \rightarrow 0.28 cm^{-1}$	$VV^{(=/-)}$
E(170)	≈ 0.36		$\approx 4 * 10^{-15}$	$0.18 cm^{-1}$	
E(205)	0.42		$2 * 10^{-15}$	$1.49 cm^{-1}$ $1.09 cm^{-1}$	$VV^{(-/0)}+?$
E(205a)	0.393		$1.30 * 10^{-15}$	$0.58 cm^{-1}$	
E(205b)	0.424		$2.10 * 10^{-15}$	$2.06 * 10^6 Gy^{-1} cm^{-3}$ $\approx 0.92 cm^{-1}$	$VV^{(-/0)}$
E(210)	0.456		$5.02 * 10^{-15}$	$0.55 cm^{-1}$	
H(32)	0.071		$3.22 * 10^{-11}$		
H(42)	0.084		$5.26 * 10^{-14}$		$C_iC_s^{(+/0)}(A)$
H(50)	0.090		$1.77 * 10^{-15}$	$\geq 0.05 cm^{-1}$	
H(74)	-		-		
H(108)	0.200	σ_p σ_n	$8.00 * 10^{-16}$ $> 8 * 10^{-16}$		$VV^{(+/0)}$
H(140)	0.284	σ_p σ_n	$4.28 * 10^{-15}$ $1.11 * 10^{-15}$	$1.16 cm^{-1}$	$C_i^{+/0}$
H(180)	0.360	σ_p σ_n	$2.45 * 10^{-15}$ $(2.05 * 10^{-18})$	$46.0 * 10^6 Gy^{-1} cm^{-3}$ $1.10 cm^{-1}$	$C_iO_i^{(+/0)}$
H(220)	0.480 0.480 0.532	σ_p * σ_n * **	$5.50 * 10^{-15}$ $> 6 * 10^{-16}$ $2.92 * 10^{-14}$	 $\approx 0.08 cm^{-1}$	

Tabelle 5.2:

*Wichtigste Eigenschaften der strahlungsinduzierten Defekte, * wurde in n-dotiertem Material gemessen, ** wurde in p-dotiertem Material gemessen, [Mol99]*

$$f_n = \frac{\gamma_n n + \gamma_p p_1}{\gamma_n(n+n_1) + \gamma_p(p+p_1)} \tag{5.6}$$

Dabei ist:

$$\gamma_{n,p} = v_{th}^{n,p}\sigma_{n,p} \tag{5.7}$$

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{eff}}} \tag{5.8}$$

$$n_1 = n_{i,eff}exp(\frac{E_t}{kT})$$

$$p_1 = n_{i,eff}exp(\frac{-E_t}{kT})$$

$\sigma_{n,p}$ sind die Wirkungsquerschnitte für Elektronen und Löcher. Für die Rekombination ergibt sich mit $\tau_{n,p} = \frac{1}{\gamma_{n,p}N_{Et}}$ eine der Shockley-Read-Hall Gleichung ähnliche Form:

$$R_{Et} = \frac{np - n_{i,eff}^2}{\tau_p(n+n_1) + \tau_n(p+p_1)} \tag{5.9}$$

Die Gleichungen für den transienten Fall werden bei der Untersuchung der effektiven Dotierungskonzentration und der Erhöhung des Volumengenerationsstroms nicht benötigt. Sie werden allerdings zur Untersuchung der Ladungssammlungsverluste benötigt:

$$\frac{df_n}{dt} + [\gamma_n(n+n_1) + \gamma_p(p+p_1)]f_n = \gamma_n n + \gamma_p p_1 \tag{5.10}$$

$$R_{Et}^n = \gamma_n N_{Et}[n(1-f_n) - n_1 f_n] \tag{5.11}$$

$$R_{Et}^p = \gamma_p N_{Et}[pf_n - p_1(1-f_n)] \tag{5.12}$$

Die Phosphordotierung ist ebenfalls nach den Simulationsmodellen für Defektniveaus simuliert worden. Die Donatorentrapkonzentration wird entsprechend der gewünschten Dotierungskonzentration gewählt. Das Energieniveau des Donators Phosphor E_D liegt 0.045eV von dem Leitungsband entfernt. Wegen der Nähe zu dem Leitungsband gibt es bisher keine Bestimmung des Wirkungsquerschnittes $\sigma_{n,p}$ der Elektronen und Löcher in E_D. Daher muß der Wert des Wirkungsquerschnittes willkürlich festgelegt werden. Es ist ein Wert von $2.09 * 10^{-13} cm^2$ sowohl von den Elektronen- als auch für den Löcherwirkungsquerschnitt gewählt worden. Man kann die Auswirkungen dieser Wahl auf die makroskopischen Größen des Detektors anhand der Gleichungen 5.6 und 5.9 untersuchen. Bei Gleichheit von σ_n und σ_p ist f_n nicht mehr abhängig von den Wirkungsquerschnitten. Nach Gleichung 5.5 ist die Besetzungswahrscheinlichkeit f_n jedoch wesentlich für die Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration. Es folgt also, daß die effektive Dotierungskonzentration sich durch die Wahl der Wirkungsquerschnitte nicht verändert. Die Rekombinationswahrscheinlichkeit (siehe Gleichung 5.9) ist jedoch auch bei Gleichheit von σ_n und σ_p abhängig von den Wirkungsquerschnitten. Da nach den Kontinuitätsgleichungen (siehe Gleichung 3.1) die Stromdichten abhängig von der Rekombinationswahrscheinlichkeit sind, ist eine Abweichung der Größe des Stromes bei einer Veränderung der Wirkungsquerschnitte zu erwarten.

5.2.2 Veränderung von N_{eff}

Um die Abhängigkeit der effektiven Dotierungskonzentration von der Fluenz zu untersuchen, ist die Depletionsspannung bestimmt worden. Das Verfahren zur Bestimmung der Depletionsspannung einer Diode mit Defektniveaus ist in Abbildung 5.5 dargestellt worden. Die Elektronendichte einer Diode mit Defektniveaus ist bei verschiedenen Spannungen mit der Elektronendichte einer Diode ohne Defektniveaus bei der Depletionsspannung verglichen worden. Die Depletionsspannung der Diode ohne Defektniveaus erhält man nach Gleichung 2.5. In Abbildung 5.5 sieht man die Differenz der Elektronendichten gegen einen Schnitt durch die Depletionszone der Diode. Im Bereich der Rückseite (bei etwa $275\mu m$) beginnt die p^+-Dotierung. Liegt die Spannung an der Diode mit Defektniveaus oberhalb/unterhalb der Depletionsspannung, so ist die Differenz der Elektronenkonzentration positiv/negativ. Die Ablesegenauigkeit dieser Methode wird dadurch bestimmt, daß die Differenz der Elektronendichten bei Werten nahe der Depletionsspannung sowohl positive als auch negative Werte anzeigen. Deswegen erhält man bei dieser Methode bei einer Fluenz von $10^{15} cm^{-2}$ und der Dicke der Diode von $280\mu m$ eine Auflösung von etwa $\frac{N_{eff}}{\Phi} = 5 * 10^{-7} cm^{-1}$, unterhalb derer nicht aufgelöst werden kann. Theoretisch könnte man durch eine Erhöhung der Fluenz und der Dicke der Diode diese Grenze nach unten verschieben. Alle Simulationen sind bei 293K vorgenommen worden. Die Tabellen 5.3 und 5.4 zeigen die Verschiebung von N_{eff} bei verschiedenen Defektniveaus an.

Name	Φ $[cm^{-2}]$	δN_{eff} $[cm^{-3}]$	$\frac{\delta N_{eff}}{\Phi}$ $[cm^{-1}]$	berechnetes $\frac{\delta N_{eff}}{\Phi}$ $[cm^{-1}]$
VO	$5 * 10^{14}$	$< 3.3 * 10^8$	$< 6.6 * 10^{-7}$	$VO + C_iC_s : 5.0 * 10^{-12}$
C_iC_s	$1 * 10^{15}$	$< 3.3 * 10^8$	$< 3.3 * 10^{-7}$	$VO + C_iC_s : 5.0 * 10^{-12}$
E(170)	$1 * 10^{12}$	$(9.74 \pm 0.8) * 10^11$	0.97 ± 0.08	$> 8.5 * 10^{-9}$
E(205a)	$1 * 10^{11}$	$(9 \pm 1) * 10^{11}$	8 ± 1	$E(205a) + VV : 1.4 * 10^{-3}$
VV	$1 * 10^{12}$	$(8.3 \pm 0.2) * 10^{11}$	0.83 ± 0.02	$E(205a) + VV : 1.4 * 10^{-3}$
E(210)	$1 * 10^{12}$	$(9.00 \pm 0.83) * 10^{11}$	0.90 ± 0.08	$> 5.2 * 10^{-5}$
C_iO_i	$1 * 10^{14}$	$5 * 10^8$	$5.00 * 10^{-6}$	$2.4 * 10^{-9}$
H220	10^{14}	$(2.2 \pm 0.8)10^9$	$(2.2 \pm 0.8)10^{-5}$	$< 2.7 * 10^{-4}$
H220	10^{15}	$(1.68 \pm 0.01)10^{10}$	$(1.68 \pm 0.01)10^{-5}$	

Tabelle 5.3:

Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration nach Neutronenbestrahlung, Simulationen verglichen mit berechneten Werten [Mol99], die VO, C_iC_s, E(170), E(205a), VV und die E(210) Defektniveaus verringern dabei die effektive Dotierungskonzentration einer n-dotierten Diode, während die C_iO_i und die H(220) Defektniveaus die effektive Dotierungskonzentration erhöhen.

In der ersten Spalte ist die Fluenz, in der zweiten Spalte die Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration und in der dritten Spalte die Veränderung der effektiven

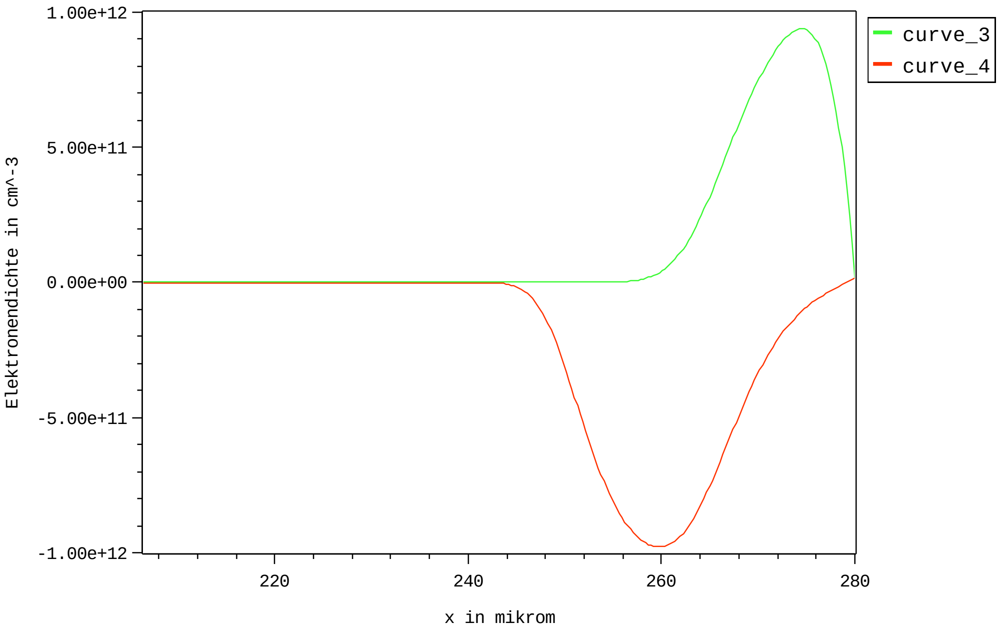


Abbildung 5.5:

Differenz der Elektronendichten einer Diode mit Defekten bei zwei verschiedenen Spannungen und einer Diode bei Depletionsspannung gegen einen Schnitt in Richtung der Depletionszone durch die Diode, curve3 und curve4 sind mit VV-Defekten nach einer Fluenz von $10^{12}cm^2$ *bei 134.7V (curve3) und 97.6V (curve4) simuliert worden*

Dotierungskonzentration normiert auf die Fluenz für die Simulation angegeben. In der letzten Spalte ist die Verschiebung der effektiven Dotierungskonzentration normiert auf die Fluenz angegeben worden, die nach der folgenden Gleichung berechnet wird:

$$\frac{N_{eff}}{\phi} = \sum_{Donatoren} G * \frac{\gamma_n e_n}{\gamma_n e_n + \gamma_p e_p} - \sum_{Akzeptoren} G * \frac{\gamma_p e_p}{\gamma_n e_n + \gamma_p e_p} \tag{5.13}$$

$$= \sum_{Donatoren} G * f_p^* + \sum_{Akzeptoren} G * f_n^*$$

Name	Φ $[10^6 Gy]$	δN_{eff} $[cm^{-3}]$	$\frac{\delta N_{eff}}{\Phi}$ $[Gy^{-1}cm^{-3}]$	berechnetes $\frac{\delta N_{eff}}{\Phi}$ $[Gy^{-1}cm^{-3}]$
VO	6.27	$< 3.3 * 10^8$	< 52.6	$VO + C_iC_s : 3.1 * 10^{-4}$
C_iC_s	10^8	$(9.8 \pm 0.5)10^{11}$	$(9.8 \pm 0.5)10^3$	$VO + C_iC_s : 3.1 * 10^{-4}$
C_iO_i	2.39	$5 * 10^8$	48	0.1
VV	0.01	$(9.1 \pm 0.7) * 10^{11}$	$(9.1 \pm 0.7) * 10^7$	$1.5 * 10^3$

Tabelle 5.4:

Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration nach γ Bestrahlung, Simulationen verglichen mit berechneten Werten [Mol99], die VO, VV und die C_iC_s Defektniveaus verringern dabei die effektive Dotierungskonzentration einer n-dotierten Diode, während das C_iO_i Defektniveau die effektive Dotierungskonzentration einer n-dotierten Diode erhöhen.

$$e_{n,p} = exp(\pm\frac{E_t - E_i}{kT})$$

Da für die Defekte VV, C_iO_i und VO die Temperaturabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der berechneten Werte bekannt ist, sind die Wirkungsquerschnitte auf 293K extrapoliert worden. Nach der Diskussion in Kapitel 5.2 hat die Veränderung bei Gleichheit von σ_n und σ_p allerdings keine Auswirkung auf die Veränderung von δN_{eff}. Das heißt, daß diese Veränderung lediglich Einfluß auf den Defekt C_iO_i hat. Die Ergebnisse der Berechnungen für die letzte Spalte sind aus der Arbeit [Mol99] entnommen worden.

Bei einem Vergleich der letzten beiden Spalten der Tabelle stellt man fest, daß bei der Neutronenbestrahlung die Verschiebung $\frac{N_{eff}}{\phi}$ für die Defektniveaus H(220), VO und C_iC_s miteinander übereinstimmen. Bei allen anderen Werten erhält man jedoch Abweichungen, die bei der Neutronenbestrahlung bis zu einem Faktor 10^4 gehen, bei der γ-Bestrahlung bis zu einem Faktor 10^7. Da diese Abweichungen mit Hilfe der Fehler nicht erklärbar sind, ist es möglich, daß es sich bei den Abweichungen um die Differenz zwischen den beiden Berechnungsgrundlagen handelt. Vergleicht man Gleichung 5.13 mit Gleichung 5.6, so erkennt man, daß sich die Besetzungswahrscheinlichkeiten des Simulationsmodells und der Berechnung unterscheiden.

In den meisten Fällen ist die Veränderung von δN_{eff} nur für eine Fluenz simuliert worden, da die Verschiebung von δN_{eff} so gering ist, daß sie bei niedrigen Fluenzen nicht sichtbar ist. Am Beispiel von dem Defektniveau H(220) ist jedoch $\frac{\delta N_{eff}}{\Phi}$ für die Fluenz $10^{14}cm^{-2}$ und $10^{15}cm^{-2}$ bestimmt worden. $\frac{\delta N_{eff}}{\Phi}$ stimmt dabei im Rahmen der Fehlergrenzen überein (vergleiche Tabelle 5.3).

Die gesamte Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration beträgt bei der Simulation $(10.7 \pm 1.0)cm^{-1}$ und bei den berechneten Werten $1.1 * 10^{-3}cm^{-1}$ bei

Neutronenbestrahlung. Diese Werte stimmen bei weitem nicht mit den experimentell gemessenen makroskopischen Daten von $\frac{\delta N_{eff}}{\phi} = (1.49 \pm 0.04)10^{-2}cm^{-1}$ oberhalb einer Fluenz von $5 * 10^{13}cm^{-3}$ nach [Wun92] überein. Die Differenz zwischen den gemessenen mikrokospischen Defekten und den makroskopischen Werten ist dabei seit langem bekannt. Gründe für die schlechte Vorhersagekraft sind die unbekannte Temperaturabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte, teilweise unbekannte Wirkungsquerschnitte und Clusterbildung, die weder in die Rechnungen noch in die Simulationen eingegangen sind.

Neben der Ablesung der effektiven Dotierungskonzentration aus der Elektronendichte, kann man, wie in Kapitel 2.5.3 erwähnt, die effektive Dotierungskonzentration aus der $C^2 - U$-Kennlinie ablesen. Wie in Abbildung 5.6(a) deutlich wird, weichen die Kennlinien von der Kennlinie in Abbildung 2.12 ab. Es tritt um die Depletionsspannung herum eine Erhöhung der Kurve auf. Da die Diode mit Phosphor nach den Simulationsmodellen für Defektniveaus simuliert worden ist, kann man durch Vergleich der berechneten Depletionsspannung und den Kurven feststellen, daß kurz vor der vollständigen Depletion eine theoretisch zu hohe Kapazität gemessen wird. Der Effekt vergrößert sich bei der Erhöhung der Konzentration der Defektniveaus, was einer höheren Fluenz entspricht. Bei hohen Fluenzen zeigen auch die Stromkurven ein von der theoretischen Erwartung abweichendes Verhalten (siehe Abbildung 5.6(b)). Der Strom steigt immer weiter an, auch nachdem die Depletionsspannung erreicht worden ist. Wie weitere Untersuchungen ergeben, ist die Stromkurve unabhängig von den Wirkungsquerschnitten der Elektronen und Löcher in dem Phosphordonatorband. Dies widerspricht den Erwartungen (vergleiche Kapitel 5.2).

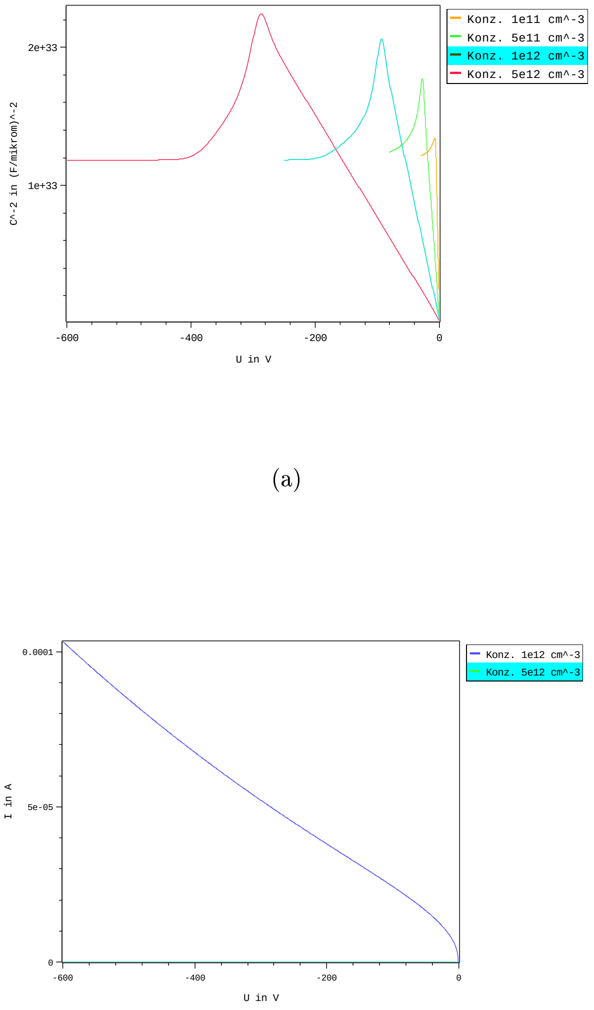
Eine Erklärung für das von der Theorie abweichende Verhalten konnte nicht gefunden werden. Die einzige willkürlich bestimmte Größe in der Simulation ist der Wirkungsquerschnitt der Elektronen und Löcher in dem Phosphordonatorband. Aber auch diese Größe ist nicht ausschlaggebend für die Abweichung der Kurven 5.6(a) und 5.6(b), da die Abweichungen auch bei der Simulation einzelner Defekte auftreten, bei denen die Wirkungsquerschnitte bekannt sind. Es kann daher möglich sein, daß die Simulationsmodelle noch nicht wirklichkeitsnah genug gewählt worden sind.

5.2.3 Vergrößerung von I_{vol}

Um die Veränderung von des Volumenstrom nach Bestrahlung zu bestimmen, wird der Volumenstrom bei den im vorhergehenden Abschnitt simulierten Depletionsspannungen abgelesen. Dabei wird die Veränderung des Volumenstroms durch den Proportionalitätsfaktor α parametrisiert:

$$\alpha = \frac{\delta I}{\phi V} \tag{5.14}$$

In der letzten Spalte ist α nach folgender Gleichung berechnet worden (vergleiche [Mol99]):



(a)

(b)

Abbildung 5.6:

(a) simulierte $C^2 - U$*-Kennlinie einer mit Phosphordefektniveaus dotierten Diode; (b) simulierte IV-Kennlinie einer mit Phosphordefektniveaus dotierten Diode, die Depletionsspannungen liegen bei der Diode mit einer Konzentration von* $10^{11} cm^{-3}$ *bei 6V, bei* $5 * 10^{11} cm^{-3}$ *bei 30V, bei* $10^{12} cm^{-3}$ *bei 61V, bei* $5 * 10^{12} cm^{-3}$ *bei 303V*

$$\alpha = Eintrittsrate * q\frac{\gamma_n \gamma_p n p}{\gamma_n n + \gamma_p p} \tag{5.15}$$

Vergleicht man die letzten beiden Spalten miteinander, so erkennt man, daß die Werte für α aus der Simulation und aus der Berechnung - trotz großer Abweichungen von der festgestellten Depletionsspannung (vergleiche Kapitel 5.2.2) relativ gut miteinander übereinstimmen (siehe Tabellen 5.5, 5.6), wenn man berücksichtigt, daß die Rechnungen teilweise größer oder kleiner als die erwarteten Werte sind.

Name	Fluenz $[cm^{-2}]$	α [A/cm]	berechnetes α [A/cm]
VO	$5 * 10^{14}$	$1.68 * 10^{-22}$	$VO + C_iC_s : 2.3 * 10^{-21}$
C_iC_s	$1 * 10^{15}$	$1.60 * 10^{-22}$	$VO + C_iC_s : 2.3 * 10^{-21}$
E(170)	10^{12}	$(1.1 \pm 0.7) * 10^{-17}$	$1.2 * 10^{-21}$
E(205a)	$1 * 10^{11}$	$2.66 * 10^{-17}$	$E(205a) + VV : 6.3 * 10^{-18}$
VV	$1 * 10^{12}$	$1.09 * 10^{-33}$	$E(205a) + VV : 6.3 * 10^{-18}$
E(210)	$1 * 10^{12}$	$(1.8 \pm 0.9) * 10^{-17}$	$> 2.1 * 10^{-19}$
C_iO_i	$1 * 10^{14}$	$(2.07 \pm 0.07)10^{-23}$	$5.8 * 10^{-23}$
H220	10^{15}	$3.18 * 10^{-20}$	$< 2.0 * 10^{-19}$

Tabelle 5.5:

Veränderung des Volumenstroms nach Neutronenbestrahlung, Simulationen verglichen mit berechneten Werten [Mol99]

Name	Fluenz $[10^6 Gy]$	α $[A/Gycm^3]$	berechnetes α $[A/Gycm^3]$
VO	6.27	$1.27 * 10^{-14}$	$VO + C_iC_s : 1.5 * 10^{-13}$
C_iC_s	10^8	$(1.8 \pm 1.2)10^{-13}$	$VO + C_iC_s : 1.5 * 10^{-13}$
C_iO_i	2.39	$(8.66 \pm 1.14)10^{-16}$	$2.4 * 10^{-15}$
VV	0.01	$5.4 * 10^{-9}$	$6.7 * 10^{-12}$

Tabelle 5.6:

Veränderung des Volumenstroms nach γ-Bestrahlung, Simulationen verglichen mit berechneten Werten [Mol99]

Bei der Neutronenbestrahlung ist der simulierte Wert etwas größer als der gemessene Wert. Der berechnete Wert ist dagegen etwa fünfmal kleiner als der gemessene Wert. Bei der γ-Bestrahlung ist der gemessene Wert um zwei Faktoren größer als der berechnete Wert. Der simulierte Wert ist wiederum größer als der gemessene Wert. Die Differenz zwischen dem gemessenen und berechneten Wert kann neben Unsicherheiten bei den eingehenden Faktoren und der Wirkung von "Clustern" auch durch die Wirkung eines noch nicht gemessenen Defektes nach [Mol99] verursacht werden. Die Möglichkeit eines weiteren Defektes gibt es, da nach Bestrahlung mit einer ^{60}Co-gamma Quelle

	Neutronenbestrahlung [A/cm]	γ-Bestrahlung $[A/cm^3Gy]$
simuliertes α_{ges}	$(5.58 \pm 0.8)10^{-17}$	$5.4 * 10^{-9}$
berechnetes α_{ges}	$\approx 1.3 * 10^{-17}$	$\approx 7 * 10^{-12}$
gemessenes α_{ges}	$4 * 10^{-17} A/cm$	$(1.4 \pm 0.2)10^{-11} A/cm^3Gy$

Tabelle 5.7:

Vergleich der simulierten, berechneten (nach [Mol99]) und gemessenen (nach [Mol99]) gesamten Veränderung des Volumenstroms nach Neutronen- und γ-Bestrahlung

der Volumenstrom antiproportional zu der Sauerstoffkonzentration des Materials ist. Ein weiterer Defekt wird ebenso für theoretische Modelle der Vergrößerung des Volumenstroms als auch für die Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration bei verschiedenen Sauerstoffkonzentrationen nach ^{60}Co-gamma Bestrahlung benötigt. In diesem Modell wird angenommen, daß der Defekt ein V_2O-Defekt ist. Im Gegensatz zu der Veränderung von N_{eff} läßt sich die Vergrößerung von I_{vol} durch Simulationen und Berechnungen relativ gut bestimmen.

5.2.4 Verringerung der Ladungssammlung

In diesem Abschnitt wird die Auswirkung der Defektniveaus auf die Ladungssammlung untersucht. Um die Resultate mit dem Fall ohne Defektniveaus zu vergleichen, wird dasselbe Bauelement mit denselben Simulationsmodellen wie in Kapitel 5.1 verwendet. Wie bereits in Kapitel 5.1 werden die Mobilitäten der Elektronen und Löcher jeweils um einen Faktor 100 vergrößert. Dies hat zur Folge, daß die Wirkungsquerschnitte der Defektniveaus den erhöhten Mobilitäten angepaßt werden müssen, um die Trappingwahrscheinlichkeit der Elektronen und Löcher nicht zu verändern. Dies wird dadurch erreicht, daß die Wirkungsquerschnitte so erhöht werden, daß die Zeit, in der sich die Elektronen und Löcher im Bereich eines Trappingzentrums aufhalten, gleich bleibt. Modellhaft kann man sich die Wirkungsquerschnitte als Kreise vorstellen:

$$\sigma = \pi R^2 \tag{5.16}$$

$$v = \mu E = \frac{2R}{t}$$

$$\Rightarrow t \sim \frac{\sqrt{\sigma}}{\mu}$$

Das heißt im obigen Fall werden die Wirkungsquerschnitte um einen Faktor 10 000 erhöht. Um sicherzustellen, daß die Defekte noch als Punktdefekte wirken, schätzt man mit der Gitterkonstante $5.43 * 10^{-8} cm$ bei 300K nach [Sze85] ab, daß für die in Tabelle 5.2 aufgeführten Defektniveaus bei einer Fluenz von bis zu $10^{15} cm^{-2}$ die Radien der Wirkungsquerschnitte sehr viel größer als der Abstand zum nächsten Nachbarn sind. Siliziumatome, die in einer Diamantstruktur kristallisieren, besitzen einen Abstand zum nächsten Nachbarn von $\frac{\sqrt{3}}{4} * 5.43 * 10^{-8} cm$. Man kann also ohne Probleme die Wirkungsquerschnitte erhöhen.

Damit ist es nun möglich, die Ladungssammlung mit Defektniveaus direkt mit der Ladungssammlung ohne Defektniveaus zu vergleichen. Für den Vergleich ist es allerdings zunächst nötig, die Trappingzeitkonstante τ^+, die die Ladungssammlungsverluste parametrisiert, zu bestimmen. Die Trappingzeitkonstante ist folgendermaßen definiert:

$$dQ(t) = -\frac{1}{\tau^+} Q(t) dt \tag{5.17}$$

Die getrappte Ladung dQ ist proportional zu der gesamten Ladung Q im Zeitintervall dt. Im folgenden wird die Trappingzeitkonstante τ^+ berechnet.

Unter der Vorraussetzung, daß die Verweildauer im Trappingszentrum größer als die Ladungssammlungszeit t_c ist, ergibt sich für die im Außenkreis influenzierte Ladung:

$$q = Q_0 \int_0^{t_c} exp(-\frac{t}{\tau^+}) v(t) dt \tag{5.18}$$

Dabei ist Q_0 die insgesamt erzeugte Ladung. Zur Lösung der obigen Differentialgleichung muß t(x) gefunden werden. Dazu berechnet man zunächst:

$$t(x) = \int \frac{1}{v(x)} dx = \int \frac{1}{\mu(E(x))E(x)} dx \tag{5.19}$$

Dabei werden die Gleichungen 2.7 und 5.2 zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke E und der Mobilität μ benutzt. Um eine analytische Lösung des Integrals zu erhalten, wird der Parameter β aus der Gleichung 5.2 gleich eins gesetzt.

$$t(x) = \frac{x}{v_{sat}} - \frac{d}{E_0 \mu_{niedrig}} ln(xE_0 - d(E_0 + E_d)) + konst. \tag{5.20}$$

$$= \frac{x}{v_{sat}} - \frac{d}{E_0 \mu_{niedrig}} ln(xE_0 - d(E_0 + E_d)) + \frac{d}{E_0 \mu_{niedrig}} ln(-d(E_0 + E_d))$$

Die Randbedingung $x(0) = 0$ bestimmt die Integrationskonstante konst.. Daraus folgt für das Integral 5.18 nach Entwicklung der Exponentialfunktion und Substitution:

$$q = \frac{Q_0}{d} \int_0^d (1 - \frac{t(x)}{\tau^+}) dx \tag{5.21}$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta Q}{Q_0} = \frac{d}{\tau^+} (\frac{1}{2v_{sat}} + \frac{E_d}{E_0^2 \mu_{niedrig}} ln(\frac{E_d}{E_0 + E_d}) + \frac{1}{E_0 \mu_{niedrig}})$$

In der obigen Gleichung müssen für die Elektronen und Löcher getrennt die entsprechenden Werte eingesetzt werden. In dem simulierten Fall bei einer Temperatur von 300K, einer Dicke des Bauelementes von $10\mu m$, der Dotierungskonzentration $1.7 * 10^{12} cm^{-3}$ und einer angelegten Spannung von 50V erhält man:

$$\frac{\Delta Q_{Elektronen}}{Q_0} = \frac{1}{\tau^+_{Elektronen}} 2.69 * 10^{-12} s \tag{5.22}$$

$$\frac{\Delta Q_{Löcher}}{Q_0} = \frac{1}{\tau^+_{Löcher}} 3.38 * 10^{-12} s$$

Dabei ist die Größe der Trappingzeitkonstante abhängig von der Fluenz, nach der die Trappingszeitkonstante gemessen wird. Deshalb wird die fluenzunabhängige Größe γ eingeführt:

$$\gamma = \frac{1}{\phi \tau^+} \tag{5.23}$$

Die Ladungssammlungsverluste $\frac{\Delta Q_{Elektronen}}{Q_0}$ und $\frac{\Delta Q_{Löcher}}{Q_0}$ können für die einzelnen Defektniveaus aus den Simulationen bestimmt werden. Vergleicht man die gesammelte Ladung ohne Defektniveaus ($Q_{Elektronen} = 6.8 * 10^{-17} C$ und $Q_{Löcher} = 7.1 * 10^{-17} C$) mit den gesammelten Ladungen mit einzelnen Defektniveaus nach Tabelle 5.8, so erkennt man, daß bei den Defekten C_iC_s und E(170) mehr Ladung gesammelt wird als ohne Defektniveaus. Dieses Ergebnis ist physikalisch unbrauchbar, da durch Trappingzentren in jedem Fall eine Verringerung der Ladungssammlung eintritt.

Name	C_iC_s	E(170)	VV	E(210)	C_iO_i
gesammelte Ladung [$10^{-17}C$]	8.18	6.88	0.924	6.3	5.26
gesammelte Ladung [Elektronen / Löchern]	511	430	58	394	329

Tabelle 5.8:

Ladungssammlung mit einzelnen Defektniveaus, diese Werte sind mit der Ladungssammlung ohne Defektniveaus zu vergleichen von $6.8 * 10^{-17}C$ für Elektronen und $7.1 * 10^{-17}C$ für Löcher, das entspricht 425 gesammelten Elektronen und 425 gesammelten Löchern.

Die Defekte VV, E(210) und C_iO_i sind weiter ausgewertet worden. Dabei sind sowohl von der gesammelten Ladung mit Defektniveaus als auch ohne Defektniveaus 25 Elementarladungen abgezogen worden. Das entspricht dem Fehler bei der Ladungssammlung nach Kapitel 5.1. Die Ladungsssammlungsverluste nach Simulation sind mit Berechnungen nach [Mol99] verglichen worden (siehe Tabelle 5.9). Die Berechnungen beruhen auf folgender Gleichung:

$$\frac{1}{\tau^+_{n,p}} = \phi \sum_{traps} g_t v_{th}^{n,p,t} \sigma_{n,p} f^*_{n,p,t} \tag{5.24}$$

Nach Auswertung der Defekte VV, E(210) und C_iO_i erkennt man, daß auch bei diesen Defekten γ bei den Simulationen sehr viel höher ist als bei den Berechnungen. Das heißt es werden bei den Simulationen sehr viel höhere Ladungsverluste beobachtet als durch die Rechnungen bestätigt werden. Ein Grund für die schlechte Übereinstimmung ist, daß die Wirkungsquerschnitte an die Beweglichkeiten $\mu_{niedrig}$ nach Gleichung 3.5 angepaßt worden sind und nicht an die Beweglichkeiten $\mu(E)$ nach Gleichung 5.2. Die Beweglichkeiten haben sich nach dieser Formel jedoch nur um den Faktor 1.1 für Elektronen und 1.2 für Löcher erhöht. Also ist die Anpassung der Wirkungsquerschnitte falsch. Versucht man den Einfluß der erhöhten Wirkungsquerschnitte abzuschätzen, so erkennt man nach Formel 5.24, daß γ antiproportional zu dem Wirkungsquerschnitt ist. Das heißt die simulierten Werte für γ sind um etwa einen Faktor 10 000 zu hoch. Durch diese Abschätzung liegen die simulierten Werte für γ etwa in dem erwarteten Bereich. Insgesamt kann man sagen, daß die Simulation der Ladungssammlung erfolgversprechend ist, die Simulation jedoch mit den Erfahrungen dieser Simulation wiederholt werden sollte.

Name	$\gamma_{t,n,p}$ $[cm^2 s^{-1}]$	berechnetes $\gamma_{t,n,p}$ $[cm^2 s^{-1}]$	$1/e_{n,p}$ (detrapping)
VV	$3.067 * 10^{-4}$	VV + E(205a) : $7.9 * 10^{-8}$	VV + E(205a) :$36\mu s$
E(210)	$3.43 * 10^{-3}$	$3.4 * 10^{-8}$	$40\mu s$
C_iO_i	$2.25 * 10^{-3}$	$4.2 * 10^{-9}$	$7\mu s$

Tabelle 5.9:

Veränderung des Ladungssammlung nach einer Fluenz von $10^{14} cm^{-2}$, Simulationen verglichen mit berechneten Werten [Mol99], bei den Defekten VV und E(210) ist das Elektronen-Trapping, bei dem Defekt C_iO_i ist das Löcher-Trapping ausgewertet worden

5.3 Simulationsmodelle von floatenden Kontakten

Die Bestimmung der Potentiale der nicht kontaktierten Implantationen der Pixelsensoren ist ein wesentlicher Ausgangspunkt für nähere Untersuchungen an den Pixelsensoren.

Oberhalb der Siliziumschicht ist zur Passivierung Siliziumdioxid und Siliziumnitrid aufgebracht. Wie im folgenden ausgeführt wird, beeinflußt diese Schicht das Potential der floatenden Kontakte. Allerdings benötigt man zur Simulation der Siliziumdioxidschicht sehr viele Gitterpunkte und damit sehr viel Arbeitsspeicher (vergleiche Kapitel 3.3). Es ist daher notwendig, Simulationsmodelle zu finden, die die Siliziumdioxidschicht und die Siliziumnitridschicht ersetzen, damit bei der Simulation der Sensoren weniger Arbeitsspeicher benötigt wird. Zur Auswahl der Simulationsmodelle werden zunächst die wichtigsten Eigenschaften der Siliziumdioxidschicht in Bezug auf die Simulation zusammengestellt und dann werden verschiedene Modelle vorgestellt, die diese Eigenschaften aufgreifen.

Vorstellung der Modelle

Wie bereits bei der Simulation der GCD Struktur festgestellt (vergleiche Kapitel 3.3), werden Gaterandbedingungen an der Siliziumdioxidoberfläche erwartet. Bei der Auswahl der Simulationsmodelle, mit denen man die SiO_2-Schicht simulieren kann, werden die verschiedenen Eigenschaften, die den floatenden Kontakt oberhalb der SiO_2-Schicht charakterisieren, aufgegriffen:

- Floatende Kontakte lassen sich dadurch charakterisieren, daß kein Strom durch die Kontakte fließt. Daher kann man die Kontakte annähern, indem man das Potential so einstellt, daß der Stromfluß minimiert wird. (Im folgenden wird dieses Modell "Minimierung des Stromflusses" genannt.)
- Man kann einen ohmschen Kontakt mit einem hohen Widerstand simulieren. Der Kontakt sollte auf 0V liegen, das heißt gleich der Spannung an den Pixeln sein. Die AC-Analyse sollte dann, um Überschwinger zu vermeiden, mit einer niedrigen Frequenz durchgeführt werden. (Im folgenden wird dieses Modell "hoher Widerstand" genannt.)
- In dem Simulationspaket ISE TCAD kann man floatende Kontakte mit einer bestimmten Ladung definieren [ISE95], die man sehr klein werden läßt. Nach Rückfrage bei der Firma ISE ([ISEc]) wurde allerdings deutlich, daß es sich um eine stationäre und keine fließende Ladung handelt, so daß dieses Modell einer Festlegung einer bestimmten Spannung entspricht. Aus diesem Grund ist das Modell nicht weiter verwendet worden.

Um zu entscheiden, welches der obigen Simulationsmodelle der Realität am meisten entspricht, vergleicht man die Modelle, bei denen die Oxidschicht aus Speicherplatzgründen weggelassen worden ist, mit dem Modell mit Oxidschicht. Besitzt das Bauelement eine Oxidschicht, so kann man annehmen, daß die Spannung des Gate Kontaktes der Spannung des nächsten Kontaktes entspricht.

Bewertung der Modelle

Bei der Bewertung der Modelle sind die vorgestellten Modelle mit dem realistischen Modell mit Oxidschicht und Gate Kontakt verglichen worden. Bei dem Vergleich der Simulationsmodelle wurde das in Kapitel 4.4.3 beschriebene SSG-Design mit kleineren Modifikationen verwendet. Es wurde eine zweidimensionale Simulation mit einer Geometrie wie in Abbildung 5.7 vorgenommen. Die Breite des Pixelimplantates ist gegenüber der Breite in Kapitel 4.4.3 von $37\mu m$ auf $17\mu m$ und die Dicke des Detektors ist von $280\mu m$ auf $50\mu m$ verringert worden, um Gitterpunkte einzusparen. Um zu gewährleisten, daß die elektrische Feldstärke an der Vorderseite des $50\mu m$ dicken Detektors genau so groß ist wie die elektrische Feldstärke eines $280\mu m$ großen Detektors, muß die angelegte Rückseitenspannung verändert werden. Nach Gleichung 2.7 entspricht die Rückseitenspannung von 150V an einem $50\mu m$ dicken Detektor einer Rückseitenspannung von 758V an einem $280\mu m$ dicken Detektor. Im folgenden sind alle Rückseitenspannungen nach diesem Prinzip umgerechnet worden. Diese hohe Spannung von 758V ist gewählt worden, da eine hohe Rückseitenspannung einen positiven Einfluß auf die Konvergenz besitzt. Bei gleichem Gitter konvergieren die Simulationen bei hoher Rückseitenspannung, bei gering gewählter Rückseitenspannung jedoch nicht. Über die Gründe des positiven Einflusses der hohen Rückseitenspannung auf die Konvergenz kann man nur spekulieren. Vermutlich wirkt sich die hohe Feldstärke an den Pixelimplantaten positiv auf die Konvergenz aus.

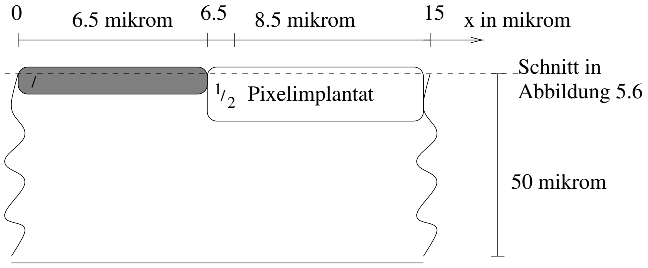


Abbildung 5.7:

Schematische Darstellung des zweidimensionalen SSG-Designs, das in diesem Kapitel verwendet worden ist

In den Abbildungen 5.8(a) und 5.8(b) sind die Potentialverläufe der Modelle mit Oxidschicht, "Minimierung des Stromflusses" und "hoher Widerstand" gegenüber einem Schnitt durch das Bauelement dargestellt worden. Der Schnitt durch das Bauelement ist dabei bei dem Modell mit Oxidschicht direkt unterhalb der Oxidschicht gemacht worden, bei den beiden anderen Modellen ist direkt unterhalb des Gate Kontaktes geschnitten worden. Man erkennt, daß alle drei Modelle eine unterschiedliche Vorhersage über den Potentialverlauf treffen. Bei dem Modell mit Oxidschicht liegt die Spannung auf dem Gate Kontakt bei -19.11V, bei dem Modell "Minimierung des Stromflusses" liegt die Spannung bei -37.9V, bei dem Modell "hoher Widerstand" bei -0.4V. Trotz der hohen Abweichungen von dem Modell mit Oxidschicht, mit dem die beiden anderen Modelle verglichen werden, ist dem Modell "Minimierung des Stromflusses" der Vorzug zu geben. Der Grund für diese Wahl wird im folgenden dargelegt.

Das Modell "hoher Widerstand" verändert kaum die an dem Gate-Kontakt angelegte Spannung, sondern stellt sie im Wesentlichen durch, obwohl bereits ein sehr hoher Widerstand von $140T\Omega$ angelegt worden ist. Daher ist davon auszugehen, daß die Einstellung des Potentials der "P-Spray-Implantation" in diesem Modell nicht gut zu beobachten ist.

Bei der genaueren Betrachtung der Abbildung 5.8(a) und 5.8(b) fällt auf, daß der Spannungsabfall auf der x-Achse zwischen dem Pixelimplantat und dem "P-Spray-Implantat" bei dem Modell "Minimierung des Stromflusses" eine höhere Steigung als bei dem Modell mit Oxid hat. Die große Steigung ist dabei unabhängig von der Größe des Gate Kontaktes, da der Gate Kontakt nur $3\mu m$ breit von $(0-3)\mu m$ in Abbildung 5.8(a) gewählt worden ist. Auch bei einer Wahl von einem $1\mu m$ breiten Kontakt erhält man denselben Potentialverlauf. Kritisch ist bei dem Modell "Minimierung des Stromflusses" lediglich die Wahl eines zu breiten Kontaktes (zum Beispiel die

Wahl eines $6\mu m$ breiten Kontaktes in dem vorliegenden Fall). Bei der Wahl eines zu breiten Kontaktes erhält man eine Spannung von etwa 0V für den Gate Kontakt. Es ist daher ratsam, die Kontakte möglichst klein zu wählen. Qualitativ entspricht das Verhalten des Potentialverlaufes des Modells "Minimierung des Stromflusses" sehr gut dem Verhalten eines MOS Kontaktes.

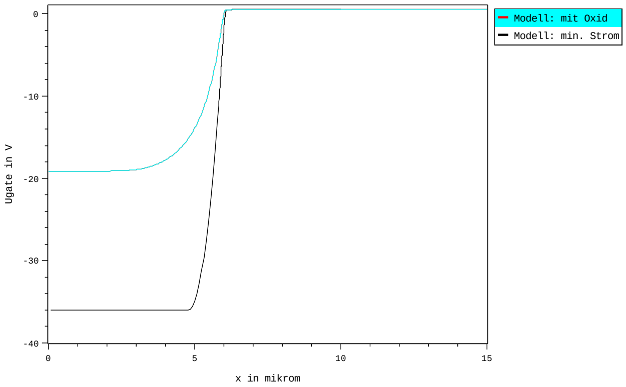
In den Abbildungen 5.9(a) und 5.9(b) ist das Potential in dem zweidimensionalen SSG-Design mit dem Modell mit Oxid und dem Modell "Minimierung des Stromflusses" dargestellt. Bei dem Modell "Minimierung des Stromflusses" liegt an dem Gate Kontakt (in der Abbildung auch p spray Kontakt) eine Spannung von 37.9V an. Wie man aus dem Vergleich von Abbildung 5.9(a) und Abbildung 5.9(b) entnimmt, entspricht der Potentialverlauf in dem Modell "Minimierung des Stromflusses" innerhalb des Bauelementes recht gut dem Potentialverlauf in dem Modell mit Oxidschicht.

Aufgrund der eben genannten Punkte kann man dem Modell "Minimierung des Stromflusses" gegenüber dem Modell "hoher Widerstand" den Vorzug geben, wenn man die Potentialverläufe in Abbildung 5.8(a) in Übereinstimmung bringen kann. Dies geschieht durch den Parameter "Barrier-Heigth", der in dem Bauelementeprogramm DESSIS zur Verfügung gestellt wird.

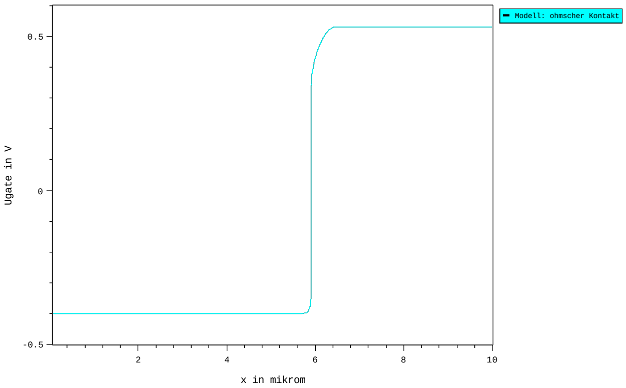
Neben diesen physikalischen Gründen ist das Modell "Minimierung des Stromflusses" dem Modell "hoher Widerstand" vorzuziehen, da man bei dem Modell "Minimierung des Stromflusses" zwischenabspeichern kann, bei dem Modell "hoher Widerstand" ist dies nicht möglich. Bei einer Laufzeit von etwa 14 Tagen (CPU Zeit auf einer RS6000 Maschine, Betriebsystem AIX42) bei dem Modell "hoher Widerstand" ist eine Zwischenspeicherung jedoch erforderlich. Durch die Variation der Spannung des Gate Kontaktes erhält man bei der Simulation des Modells "Minimierung des Stromflusses" Zwischenergebnisse, die man speichern kann. Da auch hier die Laufzeit lang ist (etwa 4 Wochen), ist die Zwischenabspeicherung unbedingt notwendig. Das Abbruchkriterium für das Modell "Minimierung des Stromflusses" ist der Wechsel der Stromrichtung. Die Strom-Spannungskurve in Abbildung 5.10 ist dabei typisch.

Da die Abnahme des Stromes einem Parabelarm gleicht, kann man bei den folgenden Simulationen die Laufzeit dadurch verkürzen, daß man nach einer Simulation, die einen Bereich von wenigen Volt Spannungsdifferenz umfaßt, eine weitere Simulation startet, die sich bereits fast in dem Minimum der Kurve befindet. Beginnt die Simulation zum Beispiel durch Abschätzungen nach zweidimensionalen Simulationen direkt in dem Minimum, so kann die Laufzeit auf 2 Tage sinken, wie bei der Simulation des Tile3-Designs vor der Bestrahlung.

In der Abbildung 5.10 erkennt man, daß der Stromfluß durch den Gate Kontakt bei Erniedrigung der Spannung dem Wert Null zustrebt. Der Strom fließt dabei vom Rückseitenkontakt zu dem Gate Kontakt. Dann wechselt der Strom sein Vorzeichen und bleibt nahezu konstant, wobei der Wert in der Nähe von 0A liegt. Eine Erhöhung des Stromflusses bei einer weiteren Erniedrigung der Spannung ist dabei nicht zu erwarten. Die Spannung am Gate Kontakt liegt weit unterhalb der Flachbandspannung.



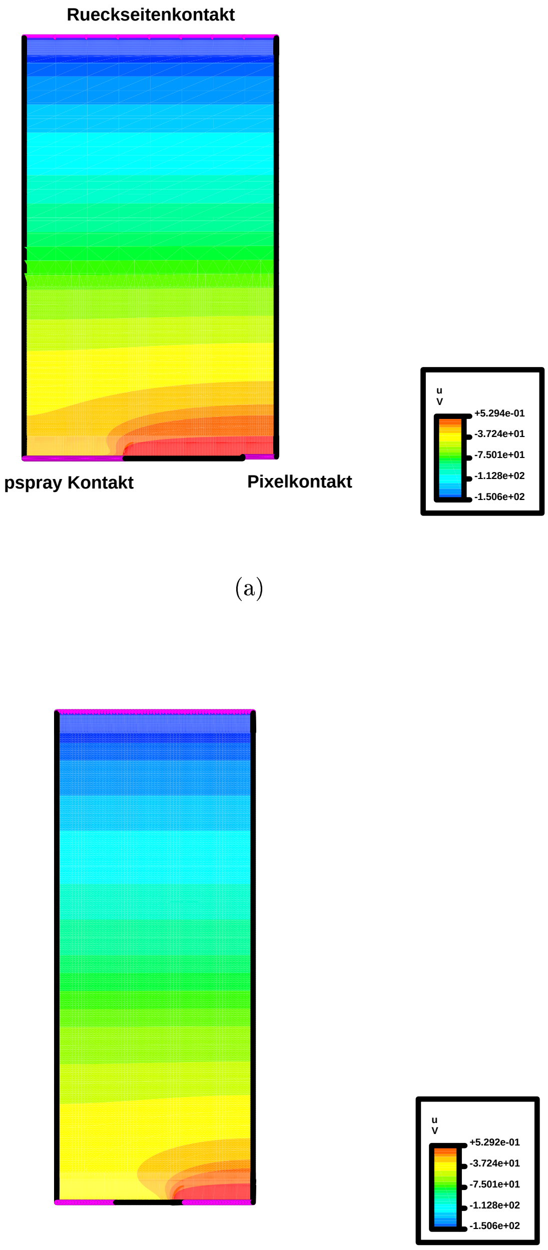
(a)



(b)

Abbildung 5.8:

Potentialverlauf unterhalb des Gate Kontaktes beziehungsweise unterhalb des Oxids der Modelle (a) mit Oxidschicht, ”Minimierung des Stromflusses”und (b) ”hoher Widerstand”, x ist die Richtung des Schnittes von $(0 - 6.5)\mu m$ in dem ”P-Spray-Implantat”, von $> 6.5\mu m$ in dem Pixelimplantat



(a)

(b)

Abbildung 5.9:

Potentialverläufe bei dem Modell mit Oxid in dem Bauelement ((a), $U_{gate} = -19.11V$) und in dem Modell "Minimierung des Stromflusses" ((b), $U_{gate} = -37.90V$, der nichtlineare Maßstab ist zur besseren Veranschaulichung der Potentialverläufe gewählt worden)

Das heißt, daß sich der MOS-Übergang in der Inversion befindet und daß sich der Leitungsmechanismus unterhalb des Gate Kontaktes geändert hat. Daher wird der Diffusionstrom, der zwischen dem Gate Kontakt und dem Pixel geherrscht hat, nun vollständig unterbrochen.

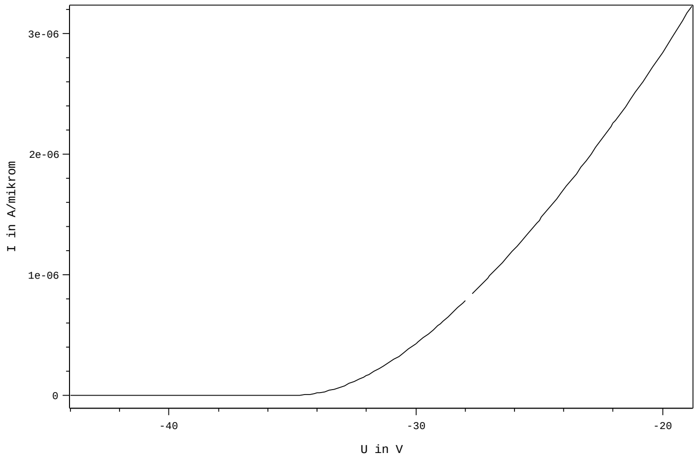


Abbildung 5.10:

Strom an dem Gate Kontakt in Abhängigkeit zu der Spannung an dem Gate Kontakt in dem Simulationsmodell Minimierung des Stromflusses

Abhängigkeit der Spannung des floatenden Implantats von der Rückseitenspannung

Wie aus Tabelle 5.10 hervorgeht, ist die Spannung der floatenden Implantate stark abhängig von der Rückseitenspannung. Bereits aus dieser Untersuchung läßt sich also vermuten, daß die Implantate der bestrahlten Sensoren durch die höhere Rückseitenspannung selbst auf einem höheren Potential liegen.

Rückseitenspannung	-758V	-616V	-200V
Gate Kontaktspannung	-19.11V	-17.25V	-4.2V

Tabelle 5.10:

Änderung der Spannung am Gate Kontakt eines 280μm *dicken Sensors in Abhängigkeit von der Rückseitenspannung, der Wert bei -200V stammt aus [Roh99]*

Berücksichtigung der Oberflächenschäden

Berücksichtigt man bei der Simulation die Schädigung im Oxid, so ist das einfachste Modell eine Verschiebung des Potentials nahe der Oberfläche nach der Flachbandspannung (siehe Gleichung 2.3). Diese Annahme wurde mit Hilfe des Simulationsmodelles mit Oxidschicht überprüft (siehe Abbildung 5.11).

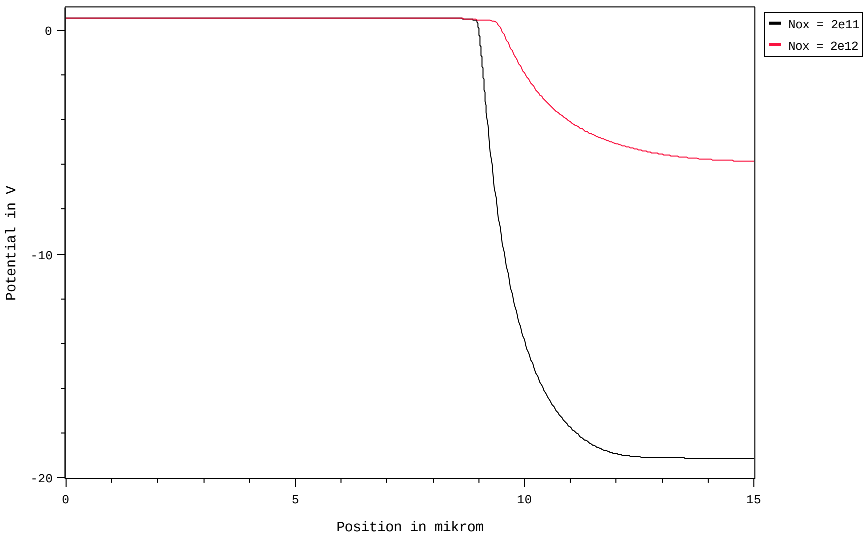


Abbildung 5.11:

Simulierter Potentialverlauf unterhalb des Gate Kontaktes, die x-Achse ist die Richtung des Schnittes von $0 - 10.5\mu m$ *in dem Pixelimplantat, von* $> 10.5\mu m$ *in dem "P-Spray-Implantat "in dem zweidimensionalen SSG-Design, bei Variation der Oxidladungen von* $2*10^{11}cm^{-2}$ *und* $2*10^{12}cm^{-2}$ *(Rückseitenspannung von 758V)*

Wie aus Abbildung 5.11 hervorgeht beträgt die simulierte Potentialdifferenz bei den festen Oxidladungen von $2*10^{11}q/cm^2$ und $2*10^{12}q/cm^2$ 13.3V. Aus Gleichung 2.3 folgt jedoch eine Differenz der Flachbandspannung von 16.7V. Beide Werte differieren also um etwa 20%. Da das Simulationsmodell mit Oxidschicht wegen des hohen Verbrauchs an Arbeitsspeicher in den weiteren Simulationen wenig berücksichtigt werden kann und anstelle dessen das Simulationsmodell "Minimierung des Stromflusses" benutzt wird, wird im folgenden die Flachbandspannung der Parameter zur Einstellung der Strahlenschädigung sein und nicht die feste Oxidladung. Der Unterschied zu dem Modell mit Oxidschicht kann dabei als grobe Fehlerabschätzung dienen.

Grenzen des Modells "Minimierung des Stromflusses"

Wie aus den bisherigen Untersuchungen deutlich geworden ist, eignet sich das Modell "Minimierung des Stromflusses" sehr gut für die Simulation des Potentials nicht kontaktierter Implantationen unterhalb von Siliziumdioxidschichten. Anhand der Simulation des Tile3 Designs, allerdings mit einer "Gap" von $13\mu m$, soll nun die Simulation der elektrischen Feldstärke nach dem Modell "Minimierung des Stromflusses" auf Zuverlässigkeit überpüft werden. Denn die elektrische Feldstärke ist, wie schon in Kapitel 2.5.1 deutlich geworden ist, eine wichtige Größe des Detektors.

Um die Vorhersage der elektrischen Feldstärke zu beurteilen, muß man auf die Elektronen- und die Löcherdichte zurückgreifen. Die Verteilung der Elektronen- beziehungsweise Löcherdichten bestimmen wesentlich die Feldstärkenspitzen. Bei der Beurteilung der Dichten ist der Ausschnitt, wie in Abbildung 5.12 gezeigt, gewählt worden. Es handelt bei der Abbildung 5.12 um eine Aufsicht auf die Vorderseite des Detektors nach einer dreidimensionalen Simulation. Zur Simulation ist der "Punch-Through-Dot" des Tile3-Designs weggelassen worden. Das Bias-Grid ist nicht explizit mit simuliert worden, da es denselben Einfluß wie der "P-Spray-Kontakt" haben sollte. Der "P-Spray-Kontakt" bedeckt nur einen Teil der "P-Spray-Implantation". Es ist der Ausschnitt, wie in Abbildung 5.12 gezeigt, gewählt worden, da es wichtig ist, einen Übergang zwischen dem kontaktierten und dem unkontaktierten Bereich des "P-Spray-Implantats" zu wählen, um den Einfluß des Kontaktes auf die Elektronen- und Löcherdichten zu untersuchen.

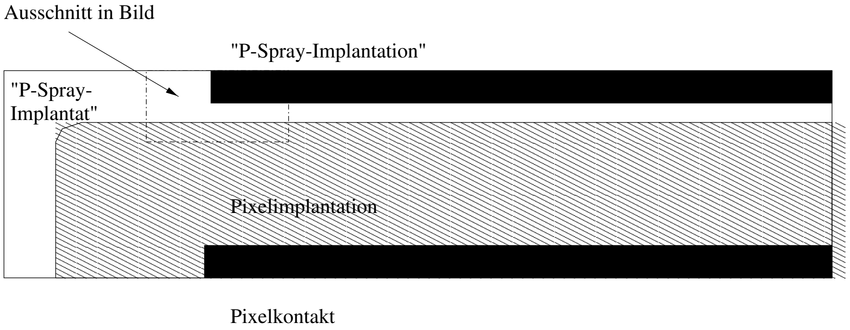


Abbildung 5.12:

Schematische Darstellung der Vorderseite des Tile3 Designs mit $13\mu m$ *"Gap", es wird nur ein Viertel des Pixelsensors simuliert*

In Abbildung 5.13 sind die Elektronendichte im ungeschädigten Fall und die Löcherdichte im oberflächengeschädigten Fall in dem ausgewählten Bereich dargestellt. Man erkennt, daß es einen deutlichen Unterschied zwischen der Elektronen- und Löcherdichte in der "P-Spray-Implantation" unterhalb des "P-Spray-Kontaktes" und neben dem Kontakt gibt. Allerdings sollte die Elektronen- und Löcherdichte homogen verteilt sein. Im ungeschädigten Fall sollte die Elektronendichte der "P-Spray-Implantation" niedrig sein, da es sich um einen p-dotierten Bereich handelt. Dies ist in dem unkontaktierten

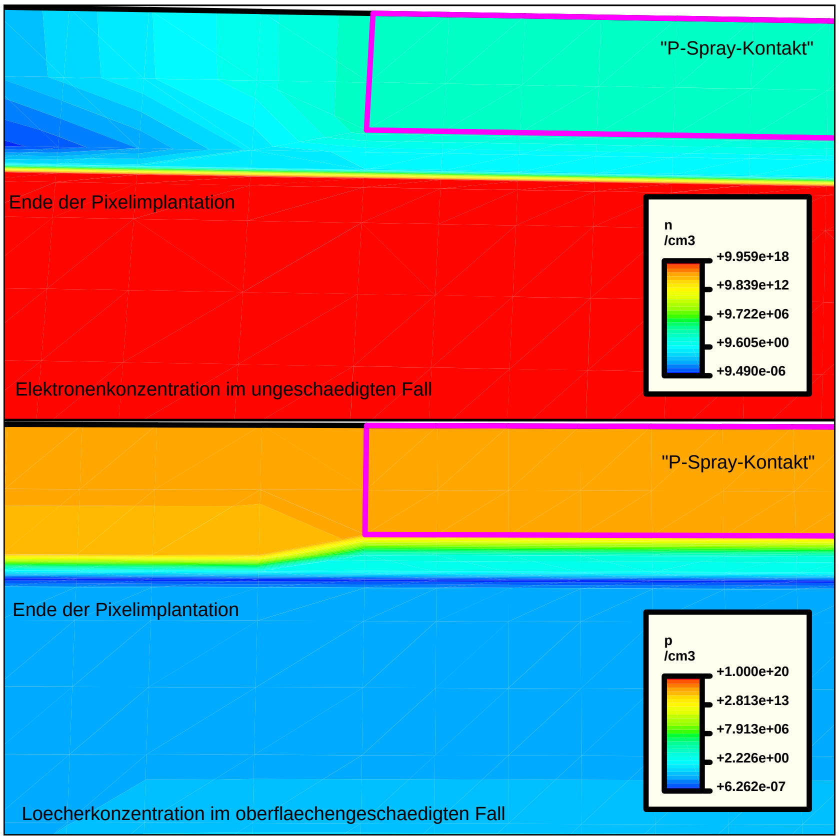


Abbildung 5.13:

Ausschnitt aus der Vorderseite des Tile3 Designs mit 13μm *"Gap", oberes Bild: Darstellung der Elektronendichte im ungeschädigten Fall, unteres Bild: Darstellung der Löcherdichte im oberflächengeschädigten Fall*

Bereich der p-Implantation auch der Fall, unterhalb des "P-Spray-Kontaktes" ist die Elektronendichte höher, da durch den "P-Spray-Kontakt" in einem geringen Maße Ströme fließen. In dem oberflächengeschädigten Fall erwartet man, daß die Löcherdichte wegen der zusätzlichen positiven Raumladung in dem Siliziumdioxid erniedrigt ist. Bei der Simulation stellt man jedoch fest, daß die Löcherdichte im Vergleich zu der Löcherdichte vor der Bestrahlung hoch ist, da man in der Simulation kein Oxid mehr verwendet hat.

Da die Elektronen- und Löcherdichten sich bei der Simulation abhängig von dem Kontakt und entgegen den Erwartungen verhalten und die Elektronen- und Löcherdichten wesentlich die Feldstärkenspitzen bestimmen, ist eine Simulation der elektrischen Feldstärke in dem Modell "Minimierung des Stromflusses" nicht sinnvoll. Das Modell bleibt beschränkt auf die Vorhersage des Potentials der floatenden Kontakte.

Kapitel 6

Simulation der Potentiale der Pixelsensoren

6.1 Eigenschaften der ATLAS Sensoren

Für die Simulation der ATLAS Pixelsensoren ist es zunächst wichtig, die Eigenschaften der Sensoren und das genaue Design bei der Simulation festzusetzen.

Eigenschaften der Detektoren vor und nach Bestrahlung
Für die Simulation des ATLAS Pixelsensors sind die Daten der Wafer aus der CIS-Produktion [1] aus [ATL98] benutzt worden (nach Tabelle 6.1).

Dicke des Wafers	V_{depl}	N_{eff}	U_{fb}
$280 \mu m$	105V	$1.7 * 10^{12} cm^{-3}$	4.5V

Tabelle 6.1:

Eigenschaften der Sensorenwafer vom Hersteller CIS nach [ATL98]

Nimmt man an, daß die isolierende Siliziumdioxid-Siliziumnitridschicht etwa $0.2 \mu m$ dick ist, so ergibt sich nach Gleichung 2.3 für die Oxidladung der Silizium-Siliziumdioxidschicht ein Wert von $N_{ox} = 1.08 * 10^{11} cm^{-2}$. Zusammen mit den Parametern aus Kapitel 3.4 sind für unbestrahlte Sensoren alle notwendigen Werte zusammengetragen. Auf dieser Grundlage werden die Parameter der bestrahlten Sensoren bestimmt.

Während des 10jährigen Betriebes des ATLAS Experimentes wird der Pixeldetektor mit einer Fluenz von bis zu $10^{15} n/cm^2$ bestrahlt. Diese Designfluenz ist bei der Simulation der geschädigten Pixelsensoren auch in dieser Diplomarbeit verwendet worden. Nach Kapitel 2.6 resultiert aus dieser hohen Fluenz eine Veränderung der Eigenschaften des Detektors, wie der effektiven Dotierungskonzentration, des

---

[1] Produktion des Instituts für Mikrosensorik e.V., Erfurt, Deutschland

Volumenstromes und der Ladungssammlung und der festen Oxidladungen an der Silizium-Siliziumdioxid-Grenzschicht.

Für die Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration und des Volumengenerationsstromes gibt es Vorhersagen [ATL98]. Dabei wird für das ATLAS Standardszenario angenommen, daß der gesamte Pixeldetektor auf -7^0C gekühlt wird und jährlich 2 Tage etwa 20^0C sowie 14 Tage 17^0C für Reparaturmaßnahmen sowie das "Bakeout"des Strahlrohrs herrschen. Die Ergebnisse der Vorhersagen sind in Tabelle 6.2 dargestellt. Die Verarmungsspannung und den Volumenstrom erhält man aus den Vorhersagen. Die effektive Dotierungskonzentration ist mit Hilfe der Angaben in der Tabellenunterschrift nach Gleichung 2.5, die Lebensdauern der Elektronen und Löcher sind nach Gleichung 2.8 berechnet worden.

	V_{depl}	N_{eff}	I_{vol}	τ_e, τ_h
geschädigter Sensor	2104V	$6.6 * 10^{13} cm^{-3}$	1.28mA	$0.1\mu s$

Tabelle 6.2:

Eigenschaften des Pixeldetektors nach Bestrahlung mit einer Fluenz mit $10^{15} n/cm^3$ *bei einer Dicke von* $200\mu m$ *und einer Fläche von* $11cm^2$*, nach Bestrahlung ist der Detektor konvertiert worden*

In dem Kapitel 6.2 werden die in der Tabelle 6.2 aufgeführten Eigenschaften für die bestrahlten Sensoren verwendet. Nach der Arbeit von [Lic99] erwartet man nach Oberflächenschädigung einen Wert von $2 * 10^{12} cm^{-2}$.

In Kapitel 6.2 sind die Sensoren in drei verschiedenen Stadien der Strahlenschädigung simuliert worden:

- ungeschädigter Zustand. Dieser Fall entspricht den Eigenschaften der ATLAS-Pixelsensoren zu Beginn des ATLAS Betriebs.
- oberflächengeschädigter Zustand. In diesem Zustand wird die Schädigung der Oberfläche berücksichtigt, während die Schädigung des Kristalls nicht berücksichtigt wird. Für die Simulation bedeutet dies, daß sich gegenüber dem ungeschädigten Fall das Potential der floatenden Implantationen verschiebt. Dadurch verändert sich die Kapazität und damit die Ladungssammlung. Der oberflächengeschädigte Fall tritt zu Beginn des Betriebs des ATLAS Pixeldetektors auf.
- geschädigter Zustand. Bei dem geschädigten Fall werden sowohl die Kristallschädigung (nach Tabelle 6.2) als auch die Oberflächenschädigung berücksichtigt. Der wesentliche Unterschied für die Untersuchungen im Rahmen dieser Diplomarbeit liegt dabei bei der Veränderung der effektiven Dotierungskonzentration N_{eff}. Die Änderung von N_{eff} hat dabei zum einen Auswirkungen auf das Potential der floatenden Implantationen, zum anderen verändert sich nach Typkonversion das elektrische Feld. Da bei der Designfluenz für die ATLAS

Pixelsensoren die zu erwartende Schädigung nach 10 Jahren Betriebsdauer angenommen worden ist, wird der geschädigte Zustand gegen Ende des Betriebs des ATLAS Pixeldetektors erwartet.

Design der Sensoren bei der Simulation

Wegen des hohen Verbrauchs an Arbeitsspeicher (siehe Kapitel 3.3) muß man die Struktur bei der Simulation verkleinern. Es sind verschiedene Möglichkeiten, die Struktur zu verkleinern, verwendet worden:

Der einfachste und physikalisch beste Weg ist die Reduktion der Substratdicke. Bei einer Verringerung der Substratdicke auf $50\mu m$ muß man bei gleichbleibender elektrischer Feldstärke an der Sensoroberfläche nach Formel 2.7 im ungeschädigten Fall anstelle einer Spannung von 200V eine Spannung von 51.1V anlegen. Weiterhin kann man die Länge der Pixelsensoren von $400\mu m$ auf $300\mu m$ reduzieren. Dies entspricht der Länge der Sensoren in der B-Lage. Um Gitterpunkte um die Siliziumdioxidschicht der Sensoren herum einzusparen, ist zur Simulation der Potentiale das Simulationsmodell "Minimierung des Stromflusses" (vergleiche Kapitel 5.3) verwendet worden.

Bei den Simulationen werden periodische Randbedingungen angenommen, daß heißt es wird angenommen, daß sich die Struktur immer wieder wiederholt. Diese Tatsache kann man ausnutzen, indem man die kleinste Einheit simuliert, die sich in der Geometrie des Sensors wiederholt. Wie in der Abbildung 6.1 dargestellt wird, ist dies ein Viertel des Sensors. Lediglich die Wiederholung des Bias-Grids an beiden Seiten des Sensors stimmt nicht mit dem Design des Sensors überein. Das Modell mit jeweils zwei Bias Grids stellt jedoch bei der Bestimmung der Potentiale keinen Fehler dar und wird deshalb verwendet.

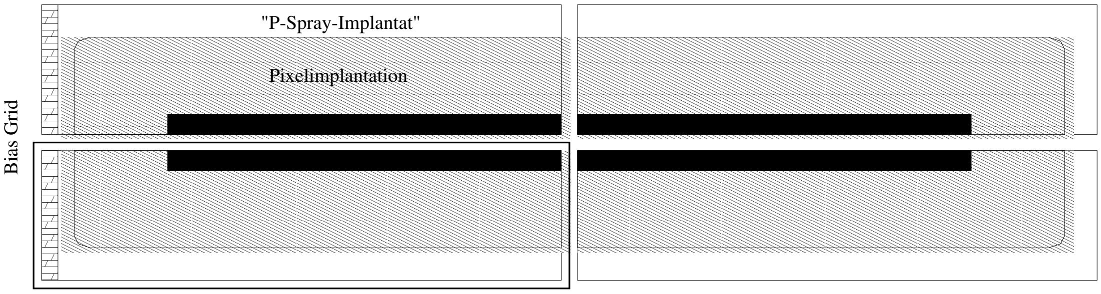


Abbildung 6.1:

Schematische Darstellung der periodischen Randbedingungen am Beispiel des Tile3 Designs

Wie in dem folgenden Abschnitt 6.2 erläutert wird, werden weitere Vereinfachungen der Designs vorgenommen, die jedoch speziell an den jeweiligen Prototypen angepaßt worden sind.

6.2 Simulation des Potentials der ATLAS-Pixelsensor Prototypen

Da man bei den ATLAS Pixelsensor-Prototypen Ladungssammlungsverluste beobachtet [Rag98], die man mit Hilfe von zweidimensionalen Simulationen nicht vollständig erklären kann, versucht man diese Ladungssammlungsverluste mit Hilfe von dreidimensionalen Simulationen zu erklären. Die Bestimmung der Potentiale der ATLAS-Pixelsensoren stellt hierfür eine Voruntersuchung dar, da die Potentiale der nichtkontaktierten Implantationen zum einen die Verhältnisse der Kapazitäten beeinflussen und so indirekt Informationen über die Ladungsverteilung liefern und zum anderen die Potentiale bei der Simulation von Ladungssammlung als Randbedingungen dienen. Für die Simulationen der Potentiale der floatenden Implantationen sind die in Kapitel 5.3 und 6.1 vorgestellten Modelle verwendet worden.

Potentiale der floatenden Kontakte des Tile1 Designs

Das Tile1 Design ist in Kapitel 4.4.1 vorgestellt worden. Wie aus Abbildung 4.6 hervorgeht, besitzt das Tile1 Design drei floatende Implantationen, die sich abhängig voneinander einstellen. Direkt neben dem Pixelimplantat befindet sich die n-Dotierung des Substrats. Das Potential dieser Dotierung liegt, wie auch zweidimensionale Simulationen zeigen [Hüg97], nahe 0V. Bei der zweidimensionalen Simulation liegt das Potential bei 0.3V. Daher ist das Potential dieser Dotierung bei der dreidimensionalen Simulation auf 0V gesetzt worden und damit eventuell ein kleiner Fehler gemacht worden, der jedoch die Bestimmung der weiteren Potentiale erheblich vereinfacht hat, da sich nun nur noch zwei Implantationen abhängig voneinander einstellen. Die weiteren floatenden Implantationen sind die "P-Stop-Implantation" und die n-Dotierung des Substrats zwischen den "P-Stop-Ringen" . Die Potentiale, auf denen diese Implantationen liegen, können aus Tabelle 6.3 abgelesen werden.

		Potential der "P-Stop-Implantation"	Potential der Dotierung des Substrats
unbestrahlter Fall	$3dim$	$-10.5V$	$-7.9V$
	$2dim$	$-8.0V$	$-6.6V$
oberflächengeschädigter Fall	3dim	7.0V	9.6V

Tabelle 6.3:

Potential der floatenden Implantationen des Tile1 Designs im unbestrahlten und im oberflächengeschädigten Fall

Dabei stellt man im unbestrahlten Fall fest, daß die Potentiale, die sich aus der dreidimensionalen Simulation ergeben, etwa 25% niedriger liegen als die Potentiale, die sich aus der zweidimensionalen Simulation ergeben. Eine Teilerklärung für dieses Verhalten ist die etwas tiefere Einstellung der n-Dotierung des Substrats neben der Pixelimplantation bei den dreidimensionalen Simulationen. Die relativ gute Übereinstimmung kann man damit erklären, daß das Tile1 Design kein Bias-Grid besitzt. Denn das Bias-

Grid durchbricht die Symmetrieachsen, die in dem Design vorhanden sind und macht die Strukturen zu echt dreidimensionalen Strukturen. Dadurch verschlechtern sich bei Vorhandensein des Bias-Grids die Vorhersagen der zweidimensionalen Simulationen.

Die Tendenz, daß die Dotierung des Substrats auf einem etwas höheren Potential als die "P-Stop-Implantation" liegt, ist sowohl bei der dreidimensionalen als auch bei der zweidimensionalen Simulation zu erkennen. Grund hierfür ist die unterschiedliche Dotierung der Implantationen. Man erkennt als Tendenz, daß die höhere n-Dotierung der "P-Stop-Implantation" auf einem tieferen Potential liegt, also ein pn-Übergang gebildet wird, der die Ladung bei Betrieb des Detektors in Richtung der Pixelimplantation lenkt.

Potentiale der floatenden Kontakte des Tile2 Designs
Wie bereits aus den Abbildungen 4.7 und 4.8 ersichtlich ist, besitzt das Tile2 Design komplizierte Dotierungsverläufe. Im Vergleich zu dem Tile1 Design gibt es bei dem Tile2 Design zusätzlich ein Bias-Grid und die "P-Spray-Implantation" , die einen weiteren Übergang zwischen der "P-Spray-Implantation" und der Substratdotierung in Richtung des Rückseitenkontaktes erzeugt. Um diese Struktur in den Simulationen zu berücksichtigen, sind sehr viele Gitterpunkte notwendig. Der Arbeitsspeicher, der für die Simulation der floatenden Kontakte notwendig ist, liegt oberhalb der 2GB Grenze, die von dem Bauelementesimulationsprogramm DESSIS nicht überschritten werden kann (vergleiche Kapitel 3.3). Daher ist eine Simulation des Tile2 Designs zur Zeit nicht möglich.

Potentiale der floatenden Kontakte des Tile3 Designs
Das Tile3 Design ist nach einer Vereinfachung der Struktur simuliert worden. Es ist die "Gap" Weite von $20\mu m$ auf $13\mu m$ herabgesetzt worden. Wie aus zweidimensionalen Simulationen deutlich wird, [Roh99], beeinflußt die "Gap" Weite die Höhe des Potentials stark. Bei einer "Gap" Weite von $13\mu m$ gegenüber $40\mu m$ sinkt das Potential von (-4.2V) auf (-18V) ab. Dennoch bietet sich eine Verringerung der "Gap"Weite an, da die Verringerung der "Gap" Weite gering gegenüber dem simulierten Beispiel ist und man die dreidimensionalen Simulationen mit den zweidimensionalen Simulationen des SSG Design vergleichen kann. Eine weitere Verkleinerung der Struktur ist durch die Verringerung der Breite des Pixelimplantats erreicht worden. Die Verringerung der Pixelimplantation beeinflußt den Potentialverlauf nicht. Bei einer Verringerung der Pixelimplantation ist es jedoch nicht mehr möglich den "Punch-Through-Dot" mitzusimulieren. Da das Potential zwischen dem "Punch-Through-Dot" und dem Pixelimplantat jedoch unabhängig von dem "P-Spray-Implantat" ist, kann dieses Potential in einer eigenen zweidimensionalen Simulation bestimmt werden. Dies reduziert auch den Arbeitsspeicherbedarf der dreidimensionalen Simulation des Tile3 Designs.

Beim Vergleich mit den zweidimensionalen Simulationen kann man eine gute Übereinstimmung bei den Potentialen feststellen. Allerdings ist bei dem Tile3 Design das Bias-Grid nicht explizit simuliert worden, da es denselben Einfluß wie der "P-Spray-Kontakt"haben sollte. So ist in diesem Fall der Einfluß des Bias Grids auf die Potentiale der floatenden Kontakte gering, da man annimmt, daß sich auf der

		Potential der ”P-Spray-Implantation”
unbestrahlter Fall	$3dim$	$-4.9V$
	$2dim$	$-4.2V$
oberflächengeschädigter Fall	3dim	12.6V

Tabelle 6.4:

Potential der floatenden Implantation des modifizierten Tile3 Designs im unbestrahlten und im oberflächengeschädigten Fall im Vergleich mit der zweidimensionalen Simulation des SSG Designs nach [Roh99]

	Potential
geschädigter Fall	12.6V

Tabelle 6.5:

Potential der floatenden Implantation zwischen Pixelimplantat und ”Punch-Through-Dot” bei zweidimensionaler Simulation

gesamten Siliziumdioxidschicht ein Potential von 0V einstellt (vergleiche Kapitel 5.3).

Bewertung

Wie die Ergebnisse zeigen, liefern die dreidimensionalen Bauelementesimulationen physikalisch richtige Resultate. Allerdings kann man wegen der Begrenzung des nutzbaren Arbeitsspeichers auf 2GB bei der Bauelementesimulation mit DESSIS nur die einfachsten Designs mit arbeitsspeichersparenden Modellen simulieren. Sobald das Problem der 2GB Arbeitsspeichergrenze von der Firma ISE gelöst worden ist, wird man zusammen mit dem in Kapitel 5.1 vorgestellten Modell der Einstrahlung eines MIPs Ladungssammlungsverluste direkt beobachten können. Diese Simulation wird ein wichtiges Instrument bei dem Design der B-Lage sein, die in dem Pixeldetektor erneuert werden wird.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Um die ATLAS Pixelsensoren wirklichkeitsgetreu zu simulieren, ist in dieser Diplomarbeit der Schritt von zweidimensionalen Simulationen zu dreidimensionalen Simulationen gemacht worden. Dies ist bei den ATLAS Pixelsensoren zum einen wegen ihrer äußeren Abmessungen erforderlich, zum anderen wegen symmetriebrechender Strukturen wie dem Bias-Grid. Auf dem Weg zu der dreidimensionalen Simulation der ATLAS Pixelsensoren mußten einige Voruntersuchungen gemacht werden:

Zum einen mußten die notwendigen technischen Herausforderungen erkannt und gelöst werden. Es ist festgestellt worden, daß der Arbeitsspeicherbedarf des verwendeten Simulationspaketes ISE TCAD - vor allen Dingen bei dreidimensionalen Simulationen - sehr hoch ist und daß die Simulationsprogramme mit 64bit Option in der Firma ISE kompiliert werden müssen, um das Simulationspaket tatsächlich für die Simulation großer Bauelemente wie der Detektoren einsatzbereit zu machen.

Zum anderen mußte die Vorhersagekraft des Simulationspaketes anhand eines theoretisch gut verstandenen Bauelementes geprüft werden, da das Programmpaket ISE Tcad erstmalig von dem Lehrstuhl Experimentelle Physik IV der Universität Dortmund zur Simulation von Detektoren verwendet worden ist. Die Ergebnisse der Untersuchung der GCD Struktur bestätigen nicht nur die Vorhersagekraft des Simulationspaketes, sondern liefern auch eigenständige Ergebnisse für das Verständnis der GCD Struktur. Bei der Untersuchung der Inversionspannung einer GCD Struktur mit drei Ringen, deren innere beiden Ringe in dem einen Fall in Depletion, in dem anderen Fall in Inversion gehalten werden, konnten die Messdaten bestätigt und erklärt werden. Der Ansatz für die Erklärung ist dabei nur bei der Simulation möglich, denn in dem einen Fall ist das Potential in einem Schnitt durch die GCD Struktur untersucht worden, in dem anderen Fall ist die Löcherkonzentration untersucht worden. Weder die Untersuchung in beliebigen Schnitten durch das Bauelement noch die Untersuchung der Löcherkonzentration ist mit Hilfe von Messungen möglich.

Nach diesen grundlegenden Untersuchungen der Möglichkeit einer dreidimensionalen Simulation sind die Eigenschaften der Pixelsensoren untersucht worden.

So ist die Ladungssammlung in einem einfachen Detektor, einer in Sperrrichtung betriebenen Diode, simuliert worden. Damit ist das Verhalten eines Detektors in Betrieb untersucht worden. Die Ergebnisse dieser Simulation sind vielversprechend und es konnten Erfahrungen für Verbesserungen von zukünftigen Simulationen gewonnen werden. Da die Simulation von Ladungssammlung dreidimensional und transient ist, ist diese Simulation sehr arbeitsspeicher- und CPU zeitintensiv.

Bei der Untersuchung der Defektniveaus bestrahlter Siliziumdetektoren sind erstmalig Simulationsmodelle von Defektniveaus verwendet worden. Dabei gehen die Eigenschaften der mikrokopischen Defekte aus der Defektspektroskopie in die Simulationen ein, und es sind als Resultate der Simulation makroskopische Materialeigenschaften der bestrahlten Sensoren, wie die effektive Dotierungskonzentration, der Volumengenerationsstrom und die Ladungssammlung, untersucht worden. Die makroskopischen Materialeigenschaften sind zum einen mit theoretischen Vorhersagen für die Materialeigenschaften und zum anderen mit Messungen der makroskopischen Materialeigenschaften verglichen worden. Dabei ergibt sich, daß weder die Simulation noch die theoretischen Vorhersagen für die Änderung der effektiven Dotierungskonzentration mit den Messungen übereinstimmen. Die schlechte Übereinstimmung kann man damit erklären, daß noch nicht alle Defektniveaus bekannt sind und Clusterbildung nicht berücksichtigt worden ist. Allerdings ist auch eine hohe Differenz zwischen den theoretischen Vorhersagen und den Simulationsergebnissen festgestellt worden, die noch nicht vollständig verstanden ist. Die Ergebnisse der Veränderung des Volumengenerationsstroms stimmen gut mit den theoretischen und den gemessenen Werten überein. Die Simulation der Ladungssammlungsverluste durch Berücksichtigung der Defektniveaus erscheint vielversprechend.

Die Untersuchung der Simulationsmodelle von floatenden Kontakten ist ein wichtiger Baustein bei der dreidimensionalen Simulation von Pixelsensoren. Denn - wie bereits bei der GCD Struktur festgestellt - es werden viele Gitterpunkte zur Simulation eines MOS-Übergangs benötigt. Daher ist es wichtig, die Oxidschicht durch ein geeignetes Modell, welches im Rahmen des Simulationspaketes einsetzbar ist, zu ersetzen und damit den benötigten Arbeitsspeicher zu reduzieren. Zwischen den drei im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelten Modellen ist eine klare Auswahl getroffen worden, und es konnte das beste Modell, das Modell "Minimierung des Stromflusses", an die Wirklichkeit angepaßt werden.

Bei der dreidimensionalen Simulation der ATLAS Pixelsensor Prototypen konnten die Potentiale der floatenden Implantationen des Tile1-Designs und des Tile3-Designs bestimmt werden. Bei dem Vergleich mit zweidimensionalen Simulationen ist eine gute Übereinstimmung festgestellt worden. Dies ist auch erwartet worden, da die untersuchten ATLAS Pixelsensor Prototypen im Rahmen der Simulationsmodelle keine symmetriebrechenden Strukturen wie das Bias-Grid besitzen.

Insgesamt ist gezeigt worden, daß dreidimensionale Simulationen der ATLAS Pixelsensoren mit Hilfe des Programmpaketes ISE TCAD erfolgreich durchgeführt werden können. In Zukunft werden dreidimensionale Simulationen wegen der Weiterentwicklung der Computer sicherlich Standard werden.

Literaturverzeichnis

[ATL94] ATLAS-technical proposal. Technical report, CERN, 1994. LHCC: 94-43.

[ATL98] Pixel Detector technical design report. Technical report, CERN, 1998. LHCC: 98-13.

[B$^+$93] A. Bischoff et al. Breakdown protection and long-term stabilisation for si-detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A326*, pages 27–37, 1993.

[B$^+$98] C. Becker et al. Gate controlled diode for characterization of the $Si - SiO_2$ interface with respect to surface effects of silicon detectors. *in Druck*, 1998.

[Bar99] V. Bartsch. Bauelementesimulatonen von GCD Strukturen mit dem Programmpaket ISE TCAD. Hauptpraktikumsbericht, Universität Dortmund, 1999.

[BB$^+$87] J.F. Bak, A. Burenkov, et al. Large departures from landau distributions for high-energy particles traversing thin si and ge targets. *Nuclear Physics, B288*, pages 681–716, 1987.

[Bra89] D. Braeuning. *Wirkung hochenergetischer Strahlung auf Halbleiterbauelemente.* Springer, Berlin, New-York, 1989.

[C$^+$75] C. Canalli et al. Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature. *IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-22*, pages 1045–47, 1975.

[cer99] http://atlasinfo.cern.ch/atlas/documentation/poster/indet/indet.html, 1999.

[dASS85] J. del Alamo, S. Swirhun, and R. M. Swanson. Simultaneous measuring of hole lifetime, hole mobility and bandgap narrowing in heavily doped n-type silicon. *IEDM Tech. Digest*, pages 290–93, 1985.

[GF66] A. S. Grove and D. J. Fitzgerald. Surface effects on p-n-junctions: Characteristics of surface space-charge regions under non-equilibrium conditions. *Solid State Electronics, 9*, pages 783–806, 1966.

[Gos59] B. R. Gossick. Disordered regions in semiconductors bombarded by fast neutrons. *Journal of Applied Physics, 30(6)*, pages 1214 – 1218, 1959.

[Gre90] M. A. Green. Intrinsic concentration, effective densities of states and effective mass in silicon. *Journal of Applied Physics, 67(6)*, pages 2944–54, 1990.

[Gro00] S. Groß. Untersuchung der Eigenschaften der GCD Struktur anhand verschiedener Meßmethoden zur Vorbereitung einer vergleichender Analyse prozeßabhängiger Oberflächenparameter von Silizium Detektoren. Hauptpraktikumsbericht, Universität Dortmund, 2000.

[GRT93] H Goering, H. Roos, and L. Tobiska. *Finite-Elemente-Methode.* Akademie Verlag, Berlin, 1993.

[GS85] J. E. Gover and J. R. Srour. Basic radiation effects in nuclear power electronics technology. Technical report, Sandia National Laboratories, 1985. SAND85-0776.

[Hig66] P. W. Higgs. Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons. *Phys. Rev.*, 145:1156 – 1163, 1966.

[Hüg97] F. Hügging. Der erste ATLAS Pixelsensor Prototyp, Vorstellung und Analyse des Designs. Diplomarbeit an der Universität Dortmund, 1997.

[Hüg99] F. Hügging. for the atlas pixel collaboration;design studies of sensors for the atlas pixel detector. to be published in the proceedings of the 5th International Conference on Position Sensitive Detectors, London, 1999.

[INS88] INSPEC, The Institution of Electrical Engineers. *Properties of Silicon, p.803.* INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, 1988.

[ISEa] ISE. *Integrated Systems Engineering AG,Technoparkstrasse 1, CH-8005 Zürich, ISE Tcad Release 5, ISE Tcad Release 6.*

[ISEb] P. Timokhirov, Firma ISE, persönliche Mitteilung vom 19.12.99.

[ISEc] G. Ihle, Firma ISE, persönliche Mitteilung vom 27.05.99.

[ISE95] ISE Integrated Systems Engineering. *ISE TCAD Release 5*, first edition, 1995.

[ISE99] ISE Integrated Systems Engineering. *ISE TCAD Release 6.0, Release Notes*, first edition, 1999.

[KL88] Josef Kemmer and Gerhard Lutz. New structures for position sensitive detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, 273(1)*, pages 588 – 598, 1988.

[KM73] M. Kobayashi and T. Maskawa. *Prog. Theor. Phys*, 49(49):652, 1973.

[L^+] G. Lutz et al. Streifendetektor, Patentoffenlegungsschrift OS 196 20 081 A1 21.11.97., München, 1997.

[Lan74] D.V. Lang. Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors. *Journal of Applied Physics, 45*, page 3023, 1974.

[Laz87] M. S. Lazo et al. Silicon and silicon dioxide neutron damage functions, 1986. In *Proc. Fast Burt React. Workshop*, volume 1. Sandia National Laboratories, 1987. SAND, SAND87-0098.

[Leo94] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments — A How-to Approach.* Springer, Berlin, New-York, 2nd revised edition, 1994.

[Lic99] C. Lichau. Untersuchung von ionisationsinduzierten Oberflächendefekten bei Siliziumstrukturen in Abhängigkeit verschiedener Bestrahlungsparameter. Diplomarbeit an der Universität Dortmund, 1999.

[Lut99] Gerhard Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors*, volume 1. Springer, Heidelberg, 1999.

[M$^+$89] J. M. McGarrity et al. Ionizing radiation effects in MOS-devices. In G. Harbecke and M. Schulz, editors, *Semiconductor Silicon – Material Science and Technology.* Springer-Verlag, 1989.

[MM54] F. J. Morin and J. P. Maita. Electrical properties of silicon containing arsenic and boron. *Physical Review, 96*, pages 28 – 35, 1954.

[Mol99] M. Moll. Radiation damage in silicon particle detectors - microscopic defects and macroscopic properties. Dissertation an der Universität Hamburg, 1999.

[NB82] E. H. Nicollian and J. R. Brews. *MOS(Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology.* John Wiley & sons, 1982.

[Pet99] M. Peters. Untersuchungen zum Einfluß der Si- SiO_2-Grenzfläche bei feinsegmentierten Siliziumdetektoren nach Strahlenschädigung. Diplomarbeit an der Universität Dortmund, 1999.

[R$^+$96a] R. H. Richter et al. Strip detector design for atlas and hera-b using two-dimensional device simulation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A(377)*, pages 412 – 421, 1996.

[R$^+$96b] Andreas Rolf et al. Irradiation tests of double-sided silicon strip detectors optimized for the ATLAS-inner-detector-region. In *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A*, pages 284–289. North-Holland, 1996.

[Rag98] F. Ragusa. Pixel detector test beam results. Vortrag im ATLAS Plenary Meeting, 1998.

[Roh99] T. Rohe. Planung, Bau und Test des Sensor-Bausteins für einen hybriden Silizium-Pixel-Detektor zum Einsatz unter den extremen Strahlenbelastungen am LHC. Dissertation, Ludwig-Maximilian Universität München, 1999.

[SdG76] J. W. Slotboom and H. C. de Graaff. Measurements of bandgap narrowing in si bipolar transistors. *Solid-State Electron, 19*, pages 857–62, 1976.

[Sel84] S. Selberherr. *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices.* Springer-Verlag, Wien, 1984.

[Sze81] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices.* John Wiley & sons, New York, second edition, 1981.

[Sze85] S. M. Sze. *Semiconductor Devices, Physics and Technology.* John Wiley & sons, New York, 1985.

[vL$^+$80] V. A. J. van Lint et al. *Mechanisms of Radiation Effects in Electronic Materials*, volume 1. John Wiley & Sons, New York, 1980.

[WH68] L. Weisberg and H.Schade. A technique for trap determinations in low-resistivity semiconductors. *Journal of Applied Physics, 39(11)*, pages 5149–5151, 1968.

[Wüb98] T. Wübben. Untersuchung der Veränderung von $Si - SiO_2$-Grenzflächeneigenschaften durch ionisierende Strahlung anhand von Gated-Bias-Strukturen. Diplomarbeit an der Universität Dortmund, 1998.

[Wun92] R. Wunstorf. Systematische Untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detektoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten. Dissertation an der Universität Hamburg, 1992.

[Wun97] R. Wunstorf. Damage-induced surface effects in silicon detectors: Current status. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 44, 1997.

[Wüs97] J. Wüstenfeld. Untersuchungen zur Designabhängigkeit charakteristischer Parameter bei Silizium-Detektoren. Diplomarbeit an der Universität Dortmund, 1997.

Danksagung

Ich möchte mich bei so vielen Menschen bedanken, daß es mir schwer fällt, alle im geeigneten Rahmen zu erwähnen.

Dank sage ich Herrn Prof. Dr. Gößling, Frau Dr. Wunstorf, Herrn Dipl. Phys. Hügging und dem Lehrstuhl E IV für die Unterstützung während meiner Diplomarbeit. Herrn Prof. Dr. Gößling und Herrn Prof. Dr. Buchholz danke ich für die Übernahme der Gutachten. Frau Dr. Wunstorf und Herrn Dipl. Phys. Hügging danke ich für die Durchsicht meines Manuskripts der Diplomarbeit.

Dank an alle Systemadministratoren, deren Maschinen ich benutzen durfte und die mir einige weiterführende Tips gaben und natürlich auch an die Computer, die duldsam alle Jobs berechneten. Namentlich danke ich: Herrn Dr. Lüke, Herrn Dipl. Geophys. Schmolders, Herrn Dipl. Phys. Wüstenfeld, Herrn Dr. Wacker und Herrn Dipl. Inf. Rapp.

Danke jupiter, algol, goeppert, noether, laplace, neptun, cx1, zx2! Ohne Euch wäre ich nicht weit gekommen.

Für das Aufspüren aller Fehlerteufel danke ich Frau Melcher. Mein herzlichster Dank geht an meine Mutter Frau Bartsch, Herrn Dipl. Phys. Heerdegen und Herrn Becht für die menschliche Unterstützung während meiner Arbeit!