

Lehrstuhl für Technische Elektrophysik
Technische Universität München

Optimierung dynamischer elektrischer Eigenschaften von Kompensationsbauelementen

Markus Schmitt

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzende: Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Doris Schmitt-Landsiedel

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Gerhard Wachutka

2. Univ.-Prof. Dr. techn. Bernd Kolbesen,
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität,
Frankfurt am Main

Die Dissertation wurde am 18.11.2004 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
am 29.04.2005 angenommen.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird mit Hilfe von experimentellen Untersuchungen und Computersimulationen erstmals demonstriert, wie die Avalanche­festigkeit von Leistungshalbleiter-MOSFETs, die nach dem Prinzip der Ladungskompensation hergestellt sind, deutlich erhöht werden kann. Die Optimierung wird an eigens gefertigten Labormustern gezeigt und anschließend auf ein idealisiertes Bauteil übertragen. Außerdem wird in dieser Arbeit zum ersten Mal detailliert der Einfluss von Elektronen-, Protonen- und Heliumionenbestrahlung auf derartige Bauelemente zur kontrollierten Absenkung der Ladungsträgerlebensdauer verglichen und darauf basierend ein MOSFET mit optimierter interner Rückwärtsdiode realisiert, die deutlich verringerte elektrische Verluste beim Abschaltvorgang aufweist.

Abstract

In this work it was presented for the first time by means of experimental investigations and computer simulations how the avalanche ruggedness of power semiconductor MOSFETs made according to the principle of charge compensation can be significantly improved. The optimisation is demonstrated at specially produced laboratory samples and subsequently transferred to an idealised component. Moreover, in this work the influence of electron, proton and helium ion irradiation on such devices in order to reduce the carrier lifetime in a controlled manner was compared for the first time and based on that a MOSFET was realised having an optimised internal reverse diode, which exhibits distinctly reduced electrical losses during the turn-off process.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kompensationsbauelemente in der Leistungselektronik	4
2.1	Theoretische Modelle	4
2.1.1	Der ideale flächenspezifische Durchlasswiderstand des vertikalen Leistungs-MOSFETs	4
2.1.2	Der ideale flächenspezifische Durchlasswiderstand des vertikalen Kompensationsbauelements	8
2.2	Der CoolMOS™ als Vertreter des Kompensationsprinzips	18
2.2.1	Diskussion der Struktur	18
2.2.2	Robustheit der Sperrfähigkeit gegen technologische Schwankungen	20
2.3	Grenzen der Avalanche Festigkeit	25
2.4	Die interne Rückwärtsdiode	31
2.4.1	Überblick	31
2.4.2	Dynamik des Reverse-Recovery-Vorgangs	36
3	Optimierung der Avalanche Festigkeit	44
3.1	TRAPATT-Oszillationen	44
3.1.1	TRAPATT-Dioden	44
3.1.2	Spezifische Ausprägung der TRAPATT-Oszillationen bei Kompensationsbauelementen	47
3.2	Rechenzeitoptimierte Simulationemethode	61
3.3	Validierung der Simulationemethode und Optimierungsversuche	65
3.4	Allgemeine Kompensationsstruktur	73
4	Realisierung einer schnellen Rückwärtsdiode	84
4.1	Einstellung der Trägerlebensdauer	84
4.1.1	Tiefe Störstellen	84
4.1.2	Elektronenbestrahlung	89
4.1.3	Protonen- und Heliumbestrahlung	95
4.1.4	Simulation von Bestrahlungseffekten	102
4.2	Vergleich von Elektronen-, Protonen- und Heliumbestrahlung zur Optimierung der internen Diode von Kompensationsbauelementen	104
4.2.1	Interne Diode	104
4.2.2	Transistoreigenschaften	117
4.2.3	Avalanche Festigkeit	126
4.3	Auswahl der optimalen Bestrahlungsmethode	133
5	Zusammenfassung	134
A	Anhang	138
	Symbolverzeichnis	144
	Literaturverzeichnis	147

1 Einleitung

Leistungshalbleiterbauelemente regulieren den Zufluss elektrischer Energie zu induktiven, resistiven oder kapazitiven Lasten, also beispielsweise Motorspulen, Lampen oder Anzeigeelementen [Bal96]. Idealerweise besitzen sie eine hohe Stromtragfähigkeit im eingeschalteten Zustand verbunden mit einem möglichst geringen Spannungsabfall sowie eine hohe Spannungsfestigkeit im Blockierzustand bei gleichzeitig geringen Leckströmen. Die meisten Schaltungsanwendungen verlangen darüber hinaus ein schnelles, verlustarmes Schalten zwischen diesen beiden Betriebszuständen [Bal96].

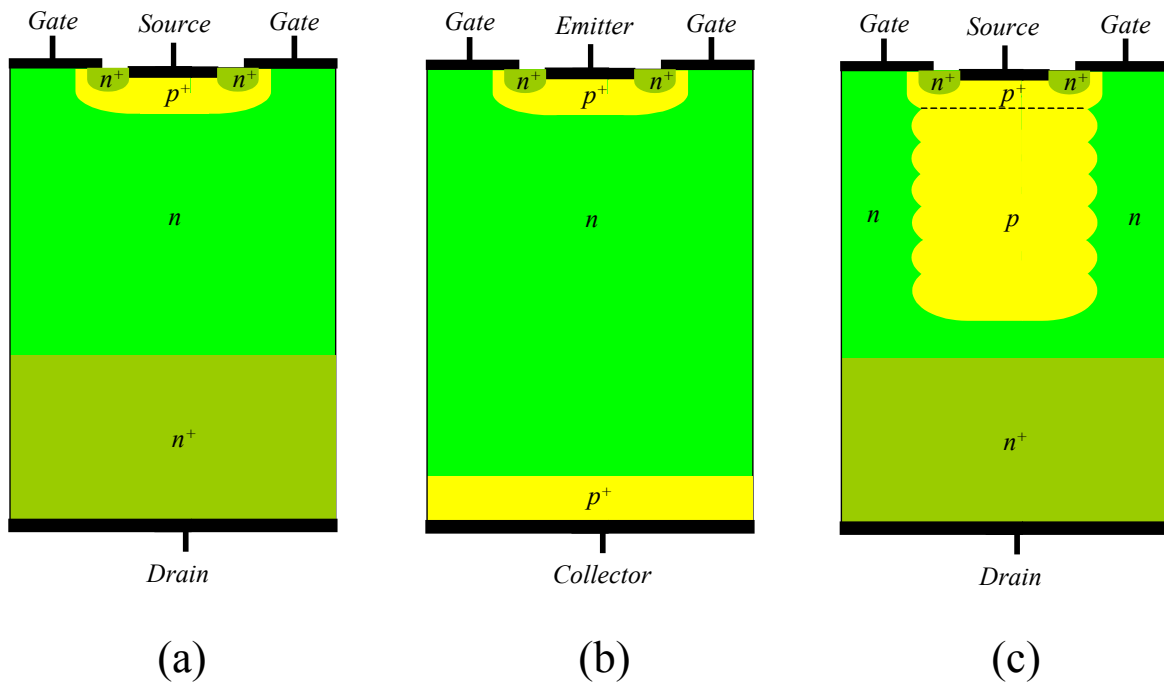


Fig. 1.1: Vertikaler Querschnitt durch die Zelle eines (a) konventionellen MOSFET (b) IGBT (c) Kompensationsbauelements

Das technisch wichtigste Halbleiterbauelement im Bereich hoher Schaltfrequenzen über 10 kHz und mittlerer Spannungsklassen bis etwa 1000 V ist der Leistungs-MOSFET (metal-oxide-semiconductor field effect transistor) (**Fig. 1.1a**). Er wurde in den 70er Jahren des 20. Jahrhunderts aus der MOS-Technologie für integrierte Schaltungen entwickelt, um die Nachteile des bipolaren Leistungstransistors zu überwinden. Dazu zählt vor allem die Tatsache, dass es sich beim Bipolartransistor um ein stromgesteuertes Bauelement handelt, welches eine komplexe und teure Basisansteuerung verlangt [Bal96].

Im Gegensatz dazu ist der Leistungs-MOSFET spannungsgesteuert. Zum Schalten des Transistors ist lediglich ein Spannungssignal an der Gate-Elektrode nötig, die durch ein Oxid vom Halbleiter getrennt ist. Nur zum Laden oder Entladen der Gate-Eingangskapazität während des Schaltvorgangs fließt kurz ein Strom. Zur Aufrechterhaltung des ein- oder ausgeschalteten Zustands arbeitet die Ansteuerung des Bauelements dagegen leistungslos. Außerdem ist der Leistungs-MOSFET im Gegensatz zum bipolaren Transistor ein unipolares Bauelement. Der Stromfluss wird allein von Majoritätsladungsträgern getragen. Somit müssen beim Abschalten keine injizierten Ladungsträger ausgeräumt werden, bevor die äußere Spannung aufgenommen werden kann. Das bewirkt eine drastische Erhöhung der Schaltgeschwindigkeit gegenüber bipolaren Bauelementen.

Die genannten Eigenschaften des Leistungs-MOSFETs führten dazu, dass er den Bipolartransistor im Niedervoltbereich mit Sperrspannungen kleiner 200 V weitgehend verdrängen konnte und in vielfältigen Anwendungen eingesetzt werden kann wie z.B. Schaltnetzteilen, Lampenvorschaltgeräten

oder Motorsteuerungen [Bal96]. Bei höheren Durchbruchspannungen hingegen steigt der Durchlasswiderstand als Funktion der Sperrspannung mehr als quadratisch an, da die Dotierung der Driftzone erniedrigt und gleichzeitig deren Dicke erhöht werden muss, um die Sperrspannung zu steigern. Eine hohe Stromtragfähigkeit kann unter diesen Gegebenheiten nur durch eine größere Chipfläche erkauft werden, was gleichbedeutend ist mit höheren Herstellungskosten, größerem Gehäusevolumen, größeren Ansteuerleistungen usw. Die herkömmliche MOSFET-Struktur stieß somit bald an technologische Grenzen und durch optimale geometrische Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Fläche im Chipgehäuse konnten nur noch marginale Verbesserungen des Durchlasswiderstands erzielt werden.

Ein Ansatz zur Lösung dieses Problems ist die Kombination von hoher Eingangsimpedanz mittels eines MOS-Gates und bipolarer Stromleitung mittels Injektion von Minoritätsträgern in die Driftzone (**Fig. 1.1b**) [Bal96]. Dieses Konzept wurde in den 80er Jahren durch den sogenannten „Insulated-Gate Bipolar-Transistor“ IGBT realisiert, allerdings wird die bessere Stromtragfähigkeit durch erhöhte Abschaltverluste erkauft.

Im Jahre 1998 schließlich gelang der Firma Siemens die Einführung einer neuen Generation von Hochvolt-MOSFETs für 600 und 800 V mit der Bezeichnung „CoolMOS™“, die auf der konventionellen MOSFET-Struktur aufsetzt, jedoch eine Reduzierung des flächenspezifischen Durchlasswiderstands $R_{DS(on)} \cdot A$ um den Faktor 5 für Durchbruchspannungen von 600 V und um den Faktor 7 für 800 V erlaubt [Tih80, Tih94, DMS98, DLM98, DSS98, Lor99]. Kernstück der Struktur ist eine alternierende Abfolge von vertikalen p- und n-Säulen, die sich über die gesamte Driftzone erstrecken können und deren Dotierung gegenüber der herkömmlichen MOSFET-Driftzone um etwa eine Größenordnung erhöht ist (**Fig. 1.1c**). Dies bedingt den geringen Durchlasswiderstand. Wenn gleichzeitig darauf geachtet wird, dass sich die Ladungen der ionisierten Dotieratome in den entgegengesetzt dotierten Säulen exakt aufheben, erstreckt sich im Sperrfall die Raumladungzone über die gesamte Driftregion. Der Wert des resultierenden elektrischen Feldes ist nahezu konstant über die volle Driftzone und ermöglicht somit eine optimale Ausnutzung des Volumens für die Aufnahme der anliegenden äußeren Spannung [Coe84]. Der der Struktur zugrundeliegende physikalische Gedanke wird „Kompensationsprinzip“ genannt. Man spricht daher allgemein auch von einem Kompensationsbauelement [DSS98, Deb01]. Aufgrund der noch relativ kurzen Entwicklungsgeschichte der Kompensationsbauelemente hat sich noch keine einheitliche Bezeichnung durchgesetzt. So finden sich in der Literatur auch synonyme Bezeichnungen wie „super junction“ [Fuj97], „composite buffer“ [Che00], „super multi-RESURF“ [Kaw99] oder „3D-RESURF“ [Ng00].

Zu Beginn dieser Arbeit soll zunächst eine theoretische Einführung in das Prinzip von Kompensationsstrukturen gegeben werden. Darauf aufsetzend wird der CoolMOS™ als konkrete Realisierung eines Kompensationsbauelements erläutert, da sämtliche Untersuchungen dieser Arbeit an diesem Bauelement durchgeführt wurden.

Neben der statischen Optimierung des Bauelements vor allem hinsichtlich des Durchlasswiderstands $R_{DS(on)}$ und der Durchbruchspannung BV_{DSS} , die aufgrund der enormen Chipflächenverkleinerung auch ein sehr gutes Schaltverhalten bedingt, wird dann insbesondere die Robustheit des CoolMOS™ gegen extreme dynamische Schaltzustände analysiert. Dazu gehören sowohl die Beherrschung von Kurzschlussfällen und steiler Spannungsflanken als auch das sichere Überstehen eines Avalanche-Ereignisses, also das kurzzeitige Auftreten von Drain-Source-Spannungen, die über der statischen Durchbruchspannung liegen, bei gleichzeitig hohem Stromfluss. Für alle diese Bedingungen können für den CoolMOS™ hohe Grenzwerte spezifiziert werden, doch hat sich gezeigt, dass insbesondere für die Grenzen der dynamischen Avalanche-festigkeit physikalische Effekte verantwortlich sind, die bei konventionellen Leistungs-MOSFETs nicht auftreten. Durch das Wechselspiel von gezielten experimentellen Variationen des Bauelements und Bauelementsimulationen mit dem kommerziellen Simulator MEDICI [Med01] konnten diese Effekte verstanden werden und können nun bei der Optimierung von Kompensationsbauelementen berücksichtigt werden.

Einen zweiten Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die Realisierung einer schnellen internen Diode, die bei einem herkömmlichen Leistungs-MOSFET als Nebenprodukt des MOSFET-Aufbaus aus der p^+ -Wanne, der n-Driftzone und dem n^+ -Draingebiet gebildet wird, während sie sich beim CoolMOS aus der p^+ -Wanne, der Zone der alternierenden p- und n-Säulen sowie dem n^+ -Draingebiet aufbaut. Damit diese Diode in Schaltungen, insbesondere den verschiedenen Brückentopologien, eingesetzt werden kann, mussten zusätzliche technologische Maßnahmen getroffen werden, um die Ladungsträgerrekombination in der Diode und damit deren Abschaltgeschwindigkeit zu erhöhen. Die Arbeit vergleicht die Auswirkungen von Elektronen-, Protonen- und Heliumionenbestrahlungen sowohl auf die Eigenschaften der Diode als auch auf die entscheidenden Parameter des MOSFET, darunter die statischen Eigenschaften und die dynamische Avalanche-festigkeit.

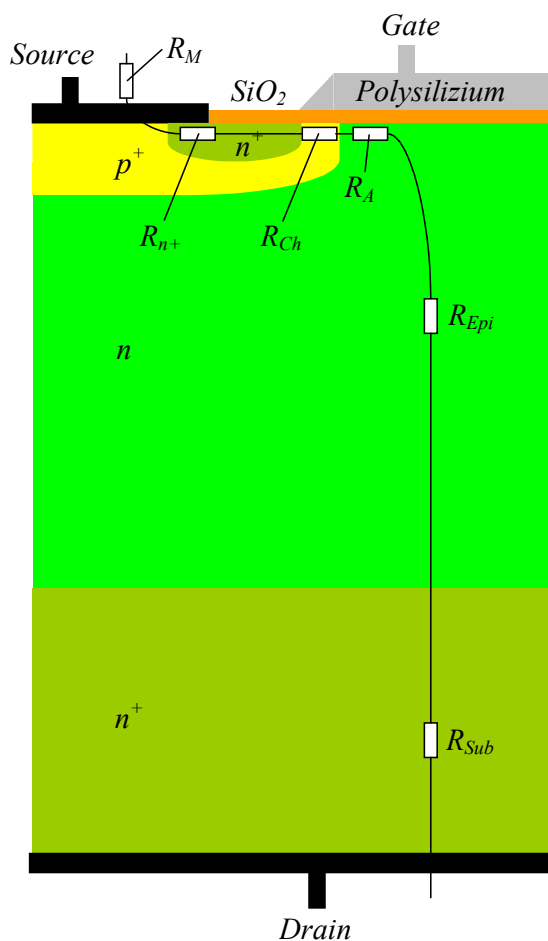
Zur Untersuchung der durch die Bestrahlungen erzeugten Kristalldefekte und zum Verständnis der bauelementinternen Vorgänge wurden verschiedene diagnostische Methoden angewandt wie Spreading Resistance(SR)-Messungen und die Extraktion von Defektkonzentrationen aus dem Vergleich von Sperrstrommessungen, dynamischen Messungen und MEDICI-Simulationen [Med01]. Daneben wurden extern beim Fraunhofer-Institut für Integrierte Systeme und Bauelementetechnologie (IISB) in Erlangen Deep-Level-Transient-Spectroscopy(DLTS)-Messungen durchgeführt. Anhand der gewonnenen Daten konnte ein neues Kompensationsbauelement mit optimierter interner Diode realisiert werden, das im Juli 2004 als Produkt eingeführt wurde [Pro04].

2 Kompensationsbauelemente in der Leistungselektronik

2.1 Theoretische Modelle

2.1.1 Der ideale flächenspezifische Durchlasswiderstand des vertikalen Leistungs-MOSFETs

Ausgangspunkt der Überlegungen ist der vertikale Leistungs-MOSFET. **Fig. 2.1** zeigt den kommerziell am häufigsten realisierten Aufbau mit der Doppelimplantation von p^+ -Wanne und n^+ -Source-Gebiet in die epitaktisch auf das Substrat aufgewachsene n-Driftzone. Die abgeschrägten Kanten des Polysilizium-Gates dienen dabei als selbstjustierende Implantationsmasken für Wannens- und Kanalbereich [Ste92].



$R_{DS(on)}$	
$U_{DS} = 30V$	$U_{DS} = 600V$
$R_M \approx 7\%$	$R_M \approx 0.5\%$
$R_{n^+} \approx 6\%$	$R_{n^+} \approx 0.5\%$
$R_{Ch} \approx 28\%$	$R_{Ch} \approx 1.5\%$
$R_A \approx 23\%$	$R_A \approx 0.5\%$
$R_{Epi} \approx 29\%$	$R_{Epi} \approx 96.5\%$
$R_{Sub} \approx 7\%$	$R_{Sub} \approx 0.5\%$

Fig. 2.1: Aufteilung des gesamten Durchlasswiderstands $R_{DS(on)}$ eines konventionellen Leistungs-MOSFETs auf die einzelnen Beiträge für einen Niedervolt- und einen Hochvolt-MOSFET (nach [Lor99]).

Ein wesentliches Merkmal des Leistungs-MOSFETs ist die hohe Spannungstragfähigkeit in Vorwärtsrichtung: Liegt am Drainkontakt eine positive Spannung an und liegt gleichzeitig die Gate-Elektrode auf Source-Potential, fällt die Spannung am p^+n -Übergang zwischen p^+ -Wanne und n-Driftzone ab. Aufgrund der hohen p^+ -Wannens-Dotierung erstreckt sich die Raumladungszone (RLZ) vornehmlich in die n-Driftzone [Bal96]. Die Raumladung der ortsfesten Akzeptor- und Donatoratome erzeugt ein hohes elektrisches Feld, welches alle beweglichen Ladungsträger (Elektronen und Löcher), die durch thermische Anregung oder Diffusion von den benachbarten quasi-neutralen Gebieten in die

RLZ gelangen, auf hohe Geschwindigkeiten in Richtung des elektrischen Felds beschleunigt und die Ladungsträger aus der RLZ treibt. Als Strom fließt ein sehr niedriger Leck- oder Sperrstrom, der nur bei hohen Temperaturen nicht vernachlässigt werden kann. Mit steigender Spannung und somit auch anwachsendem elektrischen Feld erhöht sich die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger weiter. Durch den Wechsel von Stößen mit Gitteratomen und Beschleunigung im elektrischen Feld stellt sich schließlich bei Feldern über 10^5 V/cm eine Sättigungsdriftgeschwindigkeit von etwa 10^7 cm/s ein [Bal96]. Bei noch höheren Feldern schließlich gewinnen die Ladungsträger zwischen den Stößen soviel kinetische Energie, dass sie beim Stoß mit einem Gitteratom Elektronen energetisch vom Valenz- ins Leitungsband anheben können. Die solchermaßen durch Stoßionisation erzeugten Elektronen und Löcher sind in der Lage, im folgenden weitere Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Dieser kaskadenartige Prozess heißt bezeichnenderweise Lawinen- oder Avalanchemultiplikation. Beim Erreichen der Durchbruchspannung BV_{DSS} steigt die Trägermultiplikation und folglich der Strom unbeschränkt an und der pn-Übergang kann keine höhere Spannung aufnehmen. Der Verlauf des elektrischen Felds und damit die maximale Sperrspannung sind bestimmt durch die Dotierung und die vertikale Ausdehnung der n-Driftzone.

Die Bezeichnung „metal-oxide-semiconductor field-effect transistor“ (MOSFET) weist direkt darauf hin, wie es in Vorwärtsrichtung zur Ausbildung eines stromleitenden Pfads zwischen n^+ -Source und n-Driftzone kommt. Wird an die Gate-Elektrode eine positive Spannung angelegt, entsteht über die dünne Oxidschicht ein starkes elektrisches Feld, das die Elektronen im Halbleiter an die Halbleiteroberfläche zieht und im p-Gebiet unter dem Gate die Entstehung einer dünnen n-leitenden Inversionsschicht bewirkt. Wird nun die Spannung an der Drain-Elektrode positiv, so fließt ein Elektronenstrom vom Source-Gebiet über n-Kanal und n-Driftzone zum Drainkontakt entsprechend des dazwischenliegenden Gesamtwiderstands $R_{DS(on)}$, der sich wie in **Fig. 2.1** gezeigt aus mehreren seriellen Beiträgen zusammensetzt. Es handelt sich also um einen rein unipolaren Stromfluss von Majoritätsträgern, so dass die Rekombination von gespeicherten Minoritätsträgern keine Rolle für das Abschaltverhalten spielt. Dieses wird vielmehr allein durch die Umladevorgänge der internen Kapazitäten bestimmt.

Neben kleineren Beiträgen von Kontakten und Montage R_M sowie den hochdotierten n^+ -Gebieten von Source R_{n^+} und Drainsubstrat R_{Sub} setzt sich der Gesamtwiderstand bei niedersperrenden Transistoren zu ungefähr gleichen Teilen aus den Widerständen des Kanals R_{Ch} , der Elektronenanreicherungsschicht im n-Gebiet unter dem Gate R_A und der Epitaxieschicht R_{Epi} zusammen [Bal96]. Da für das Erreichen hoher Sperrspannungen die Dotierung der Epischicht reduziert und gleichzeitig die Schichtdicke erhöht werden müssen, steigt der Widerstand der Epischicht bei hochsperrenden Transistoren stark an und dominiert bei Sperrspannungen über 300 V den Gesamtwiderstand $R_{DS(on)}$ [Lor99]. Niedrige Einschaltwiderstände sind dann nur durch Ausweitung der Chipfläche erzielbar, was unmittelbar größere Herstellungskosten, Gehäusetypen, Ansteuerleistungen usw. zur Folge hat.

Zur Herleitung [Bal96, Fal94] einer analytischen Beziehung zwischen $R_{DS(on)}$ und BV_{DSS} werden zunächst alle Beiträge außer dem Widerstand der Epitaxieschicht vernachlässigt. Zusätzlich wird in der Driftzone eine homogene laterale Stromverteilung angenommen und die Krümmung und das genaue Dotierprofil der p^+ -Wanne wird bei der Berechnung der Durchbruchspannung ebenfalls vernachlässigt. Als Modellstruktur erhält man damit einen eindimensionalen, planparallelen, abrupten p^+n^- -Übergang (**Fig. 2.2**). Die Dotierung und Dicke des niedrigdotierten n^- -Gebiets ist so ausgelegt, dass genau die gewünschte Durchbruchspannung erreicht wird. Den flächenbezogenen Widerstand solch einer Struktur identifiziert man als den idealen flächenspezifischen Widerstand des Leistungs-MOSFETs.

Da das p^+ -Gebiet sehr hoch dotiert ist, erstreckt sich im Sperrzustand die RLZ im Wesentlichen nur in Richtung der n^- -dotierten Zone, d.h. für die Weiten der RLZ w_n und w_p im n- und p^+ -Gebiet gilt in ausgezeichnete Näherung:

$$w_n + w_p \approx w_n = w. \quad \text{Gl. 2.1}$$

Die Verteilung von Potential U und elektrischer Feldstärke E ergibt sich aus der Lösung der

eindimensionalen Poisson-Gleichung

$$\frac{d^2U}{dy^2} = -\frac{dE}{dy} = -\frac{\rho(y)}{\epsilon_0\epsilon_r} = -\frac{qN_D}{\epsilon_0\epsilon_r}, \quad \text{Gl. 2.2}$$

wobei $\rho(y)$ die Ladungsdichte in der RLZ, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums, ϵ_r die relative Permeabilität des Halbleiters, q die Elementarladung und N_D die Donatorkonzentration des homogen dotierten n-Gebiets bezeichnen.

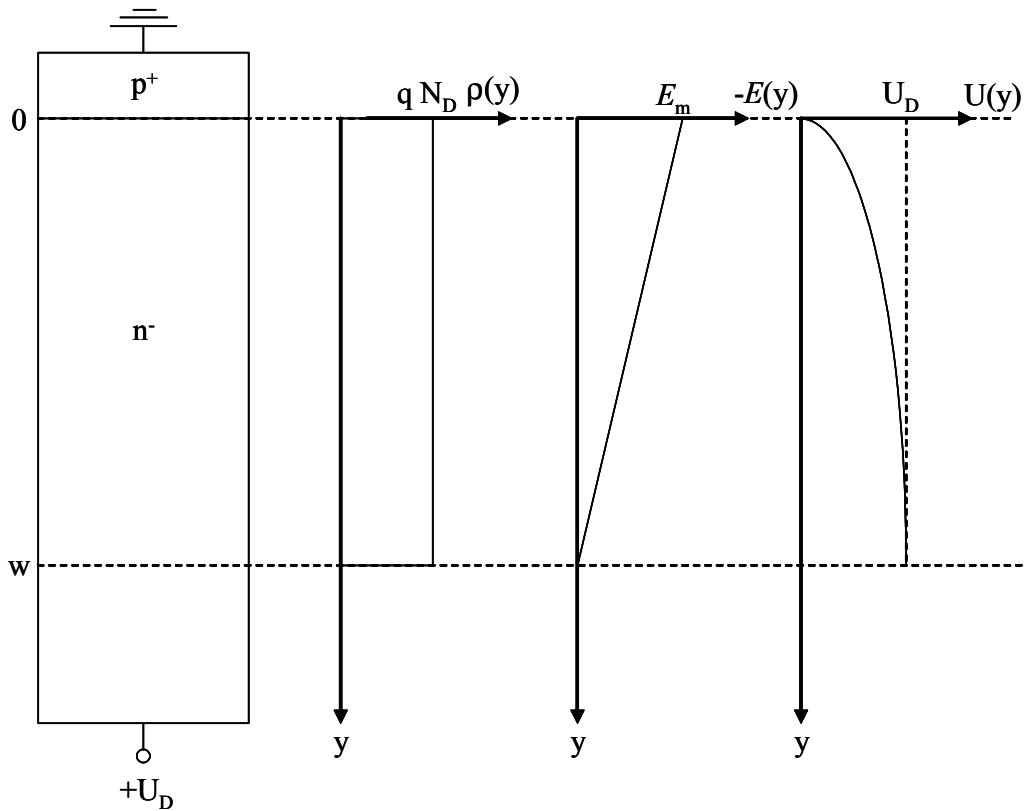


Fig. 2.2: Struktur des planparallelen abrupten pn-Übergangs; vertikaler Verlauf von Ladungsdichte, elektrischem Feld und Potential bei anliegender Sperrspannung U_D (nach [Bal96]).

Einmalige Integration von **Gl. 2.2** mit der Randbedingung, dass am Rand der RLZ bei $y = w$ das elektrische Feld verschwindet, ergibt den Verlauf der elektrischen Feldstärke

$$E(y) = \frac{qN_D}{\epsilon_0\epsilon_r}(y-w). \quad \text{Gl. 2.3}$$

Das Feld steigt also wie in **Fig. 2.2** abgebildet linear vom unteren Rand der RLZ bis zu seinem Maximum am p^+n -Übergang an. Ein zweiter Integrationsschritt mit der Randbedingung, dass bei $y = 0$ das Potential Null ist, ergibt den parabelförmigen Verlauf des Potentials

$$U(y) = -\frac{qN_D}{2\epsilon_0\epsilon_r}(y-w)^2 + \frac{qN_D}{2\epsilon_0\epsilon_r}w^2. \quad \text{Gl. 2.4}$$

Wird für die Abhängigkeiten der Stoßionisationskoeffizienten von Elektronen und Löchern vom elektrischen Feld ein Potenzgesetz verwendet, kann eine analytische Formel für die Durchbruchspannung hergeleitet werden. Dazu wird im allgemeinen eine Beziehung von Shields

[Shi59] und Fulop [Ful67] herangezogen, welche die Ionisationskoeffizienten von Löchern α_p und Elektronen α_n zu einem einzigen effektiven Ionisationskoeffizienten α zusammenfasst:

$$\alpha_p = \alpha_n = \alpha = 1.8 \cdot 10^{35} \cdot E^7 \text{ cm}^{-1}, \quad \text{Gl. 2.5}$$

wobei der numerische Wert der Feldstärke E in V/cm einzusetzen ist. Zu beachten ist hier wie auch bei einigen der folgenden Gleichungen, dass es sich nicht um physikalische Größengleichungen handelt, sondern jeweils angegeben werden muss, in welcher Einheit die Größen einzusetzen sind.

Der Lawinendurchbruch ist dadurch definiert, dass die Ladungsträgermultiplikation gegen Unendlich geht. Dies ist äquivalent zur Bedingung [Bal96]:

$$\int_0^w \alpha \cdot dy = 1. \quad \text{Gl. 2.6}$$

Die Lösung von Gl. 2.6 mittels Gl. 2.3 und Gl. 2.5 ergibt die kritische Weite der RLZ w_c , bei der es zum Durchbruch kommt:

$$w_c = 2.67 \cdot 10^{10} \cdot N_D^{-\frac{7}{8}} \text{ cm}, \quad \text{Gl. 2.7}$$

wobei der Wert von N_D in cm^{-3} einzusetzen ist.

Die Avalanche-Durchbruchspannung BV_{DSS} folgt aus Gl. 2.4 mit $y = w$ und $w = w_c$:

$$BV_{DSS} = 5.34 \cdot 10^{13} \cdot N_D^{-\frac{3}{4}} \text{ V}. \quad \text{Gl. 2.8}$$

Auch in dieser Formel ist N_D in cm^{-3} anzugeben. Damit kann im letzten Schritt eine Relation zwischen idealem flächenspezifischen Widerstand $R_{DS(on)} \cdot A$ und Durchbruchspannung BV_{DSS} angegeben werden:

$$R_{DS(on)} \cdot A = \frac{w_c}{q\mu_n N_D} \cong 6.0 \cdot 10^{-9} \cdot BV_{DSS}^{\frac{5}{2}} \Omega \cdot \text{cm}^2 \quad \text{Gl. 2.9}$$

mit der Elektronenbeweglichkeit μ_n und der Wert von BV_{DSS} ist in Volt einzusetzen. Es gilt also die oftmals in der Literatur zu findende Proportionalität [Hu79, Zin01]

$$R_{DS(on)} \cdot A \propto BV_{DSS}^{2.5}, \quad \text{Gl. 2.10}$$

die lange Zeit als das theoretische Limit für Siliziummajoritätsträgerbauelemente angesehen wurde und der Herstellung niederohmiger, hochsperrender Leistungs-MOSFETs über 500 V eine ernsthafte Beschränkung auferlegte.

2.1.2 Der ideale flächenspezifische Durchlasswiderstand des vertikalen Kompensationsbauelements

Die durch die **Gl. 2.10** beschriebene starke Kopplung von Durchlasswiderstand und Durchbruchspannung konnte erst durch das Kompensationsprinzip überwunden werden. Es ermöglicht eine drastische Erhöhung der Dotierung der Driftzone für Majoritätsladungsträger, wenn sich in einer alternierenden Anordnung von n- und p-Gebieten die gegenseitigen ortsfesten Ladungen im Sperrfall kompensieren und damit das elektrische Feld weitgehend von der Dotierungskonzentration der Driftzone entkoppelt wird. Das Prinzip findet sich zum ersten Mal in einem Patent von Coe [Coe84] und stellt eine Erweiterung der RESURF-Struktur [Lud00] dar. Daher soll zunächst kurz deren Funktionsprinzip beispielhaft anhand einer RESURF-Diode erläutert werden, wie sie erstmals von Appels et al. [App80] vorgestellt wurde.

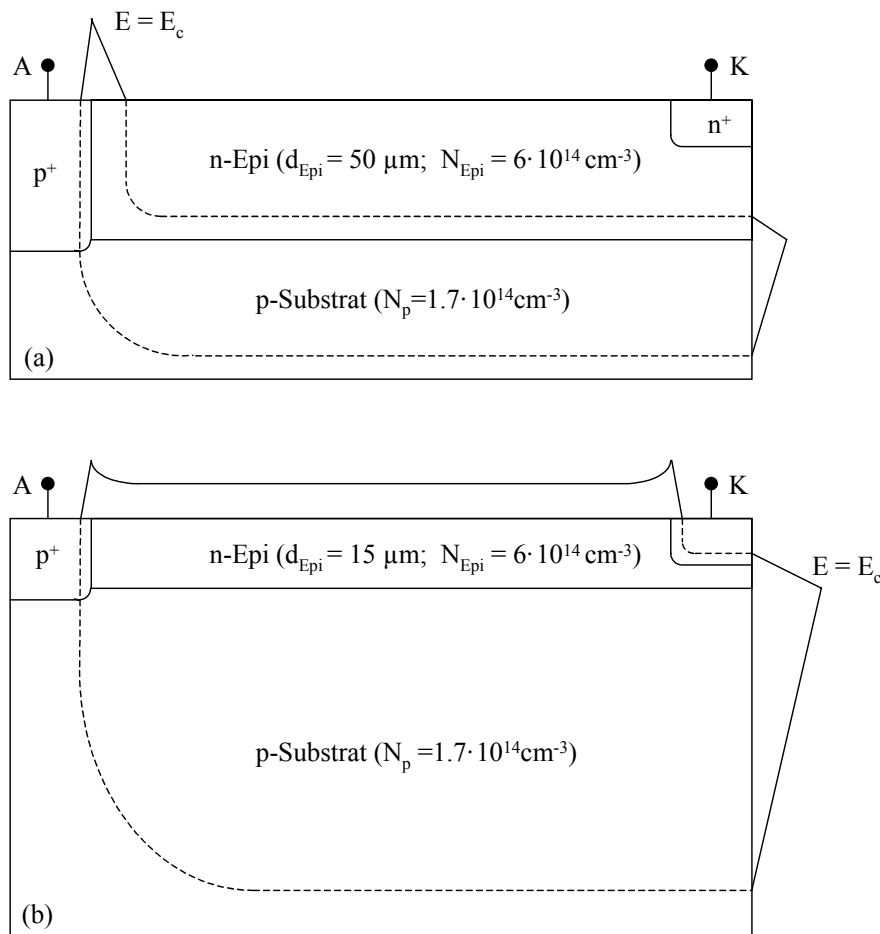


Fig. 2.3: Querschnittsbilder einer RESURF-Diode mit Raumladungszone (gestrichelte Linie) und elektrischer Feldverteilung für zwei unterschiedliche Dicken der Epischicht: (a) dicke Epischicht $d_{\text{Epi}} = 50 \text{ } \mu\text{m}$ mit Durchbruch an der Oberfläche ($\text{BV}_{\text{DSS}} = 470 \text{ V}$); (b) dünne Epischicht $d_{\text{Epi}} = 15 \text{ } \mu\text{m}$ mit Durchbruch im Volumen ($\text{BV}_{\text{DSS}} = 1150 \text{ V}$) (nach [Lud00]).

In **Fig. 2.3** ist die grundlegende Struktur dargestellt. Auf einem hochohmigen p-Substrat ist epitaktisch eine n-Schicht aufgebracht, die als Basis einer Diode zwischen der Kathode K und der Anode A dient. Die Diode mit der $50 \text{ } \mu\text{m}$ dicken Epischicht (**Fig. 2.3a**) besitzt nur eine Durchbruchspannung von $370 \text{ V} - 470 \text{ V}$ [App80, Lud00]. Das maximale elektrische Feld tritt am lateralen p⁺n-Übergang auf, da sich die RLZ im Wesentlichen nur in die Epischicht erstreckt, während

der vertikale np-Übergang zwischen Epischicht und Substrat beidseitig ausgeräumt wird. Demzufolge wird eine kritische elektrische Feldstärke für einen Lawinendurchbruch zuerst an der Oberfläche erreicht.

Dahingegen liegt bei der Diode mit der 15 µm dicken Epischicht (Fig. 2.3b) der Ort des Durchbruchs am vertikalen pn-Übergang unterhalb des n⁺-Kontakts und der Durchbruch erfolgt erst bei einer Spannung von 1150 V [App80]. Diesen Effekt bewirkt die Überlagerung von lateraler und vertikaler RLZ, so dass die gesamte Epischicht ausgeräumt wird. Das elektrische Oberflächenfeld ist erniedrigt, dehnt sich dafür aber über die gesamte Breite der Epischicht aus. Als einfache Bedingung für das Funktionieren des RESURF-Prinzips kann deshalb in erster Näherung angesetzt werden, dass die Epischicht verarmt sein muss, bevor am lateralen p⁺n-Übergang die kritische Feldstärke E_c erreicht wird. Aus Gl. 2.3 und Gl. 2.4 folgt

$$U_{\text{laterale Verarmung}} < \frac{\epsilon_0 \epsilon_r E_c^2}{2qN_{\text{Epi}}} \tag{Gl. 2.11}$$

und somit als Bedingung für Dotierung und Dicke der Epischicht

$$d_{\text{Epi}} \cdot N_{\text{Epi}} < \frac{\epsilon_0 \epsilon_r E_c}{q \sqrt{1 + N_{\text{Epi}}/N_p}} \tag{Gl. 2.12}$$

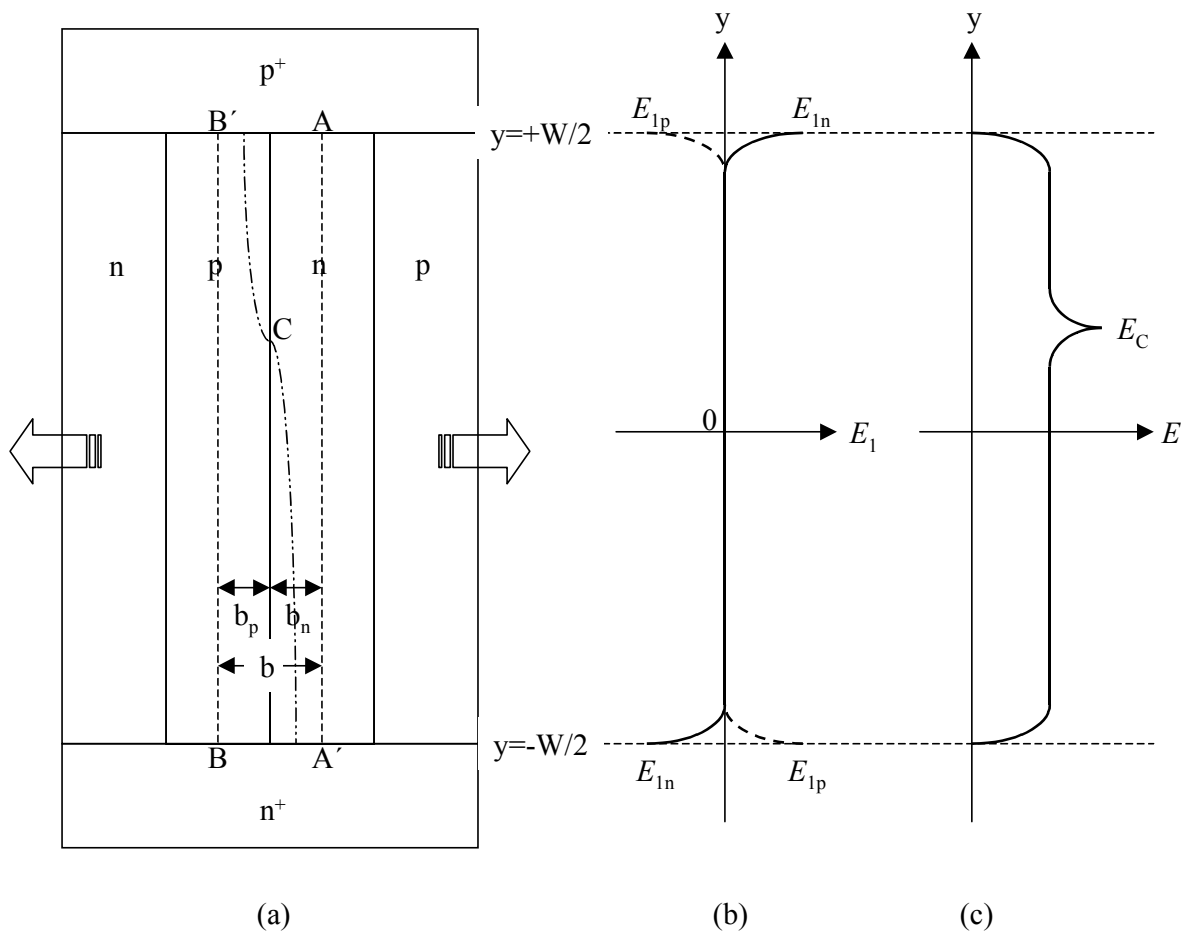


Fig. 2.4: Querschnittsbild einer Kompensationsstruktur mit elektrischen Feldprofilen: (a) Struktur; (b) elektrisches Feldprofil von E_1 längs AA' (E_{1n}) und längs B'B (E_{1p}); (c) elektrisches Feldprofil längs einer Feldlinie durch den Punkt C (nach [Che01]).

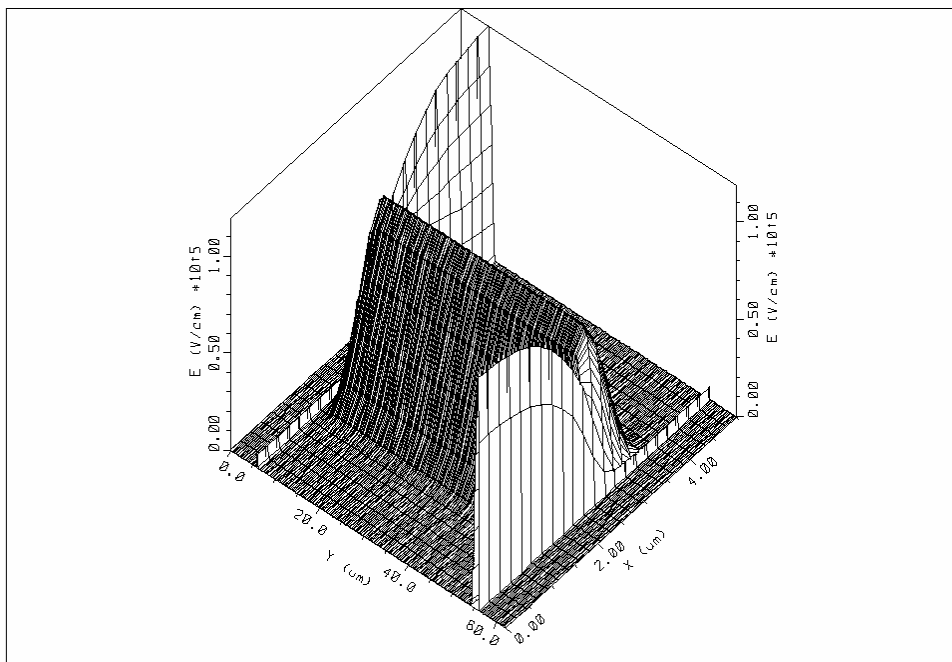
Mit $E_c = 30 \text{ V}/\mu\text{m}$ ergibt sich für das Beispiel von **Fig. 2.3** eine optimale Epitaxiedosis von

$$d_{\text{Epi}} \cdot N_{\text{Epi}} < 9.11 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cong 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \quad \text{Gl. 2.13}$$

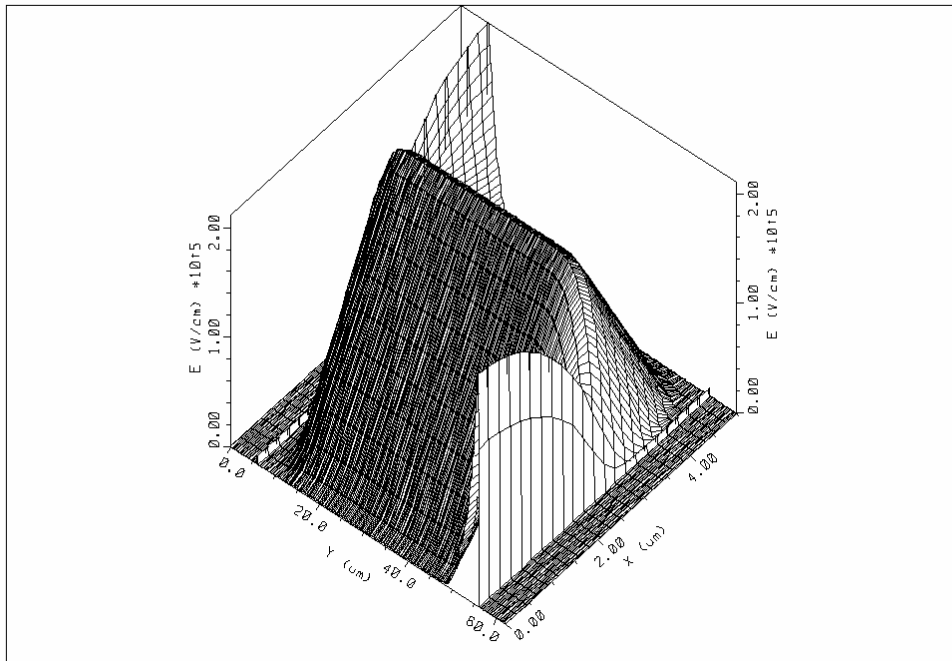
entsprechend einer Epidicke $d_{\text{Epi}} = 15 \mu\text{m}$.

Kompensationsbauelemente erweitern das RESURF-Prinzip auf vertikale Bauelemente, indem die übliche homogen dotierte Driftzone durch eine periodische Abfolge von p- und n-dotierten Gebieten ersetzt wird, die sich vertikal über die gesamte Driftzone oder zumindest über einen größeren Bruchteil davon erstrecken und deren gegenseitige Dotierungen sich möglichst genau kompensieren.

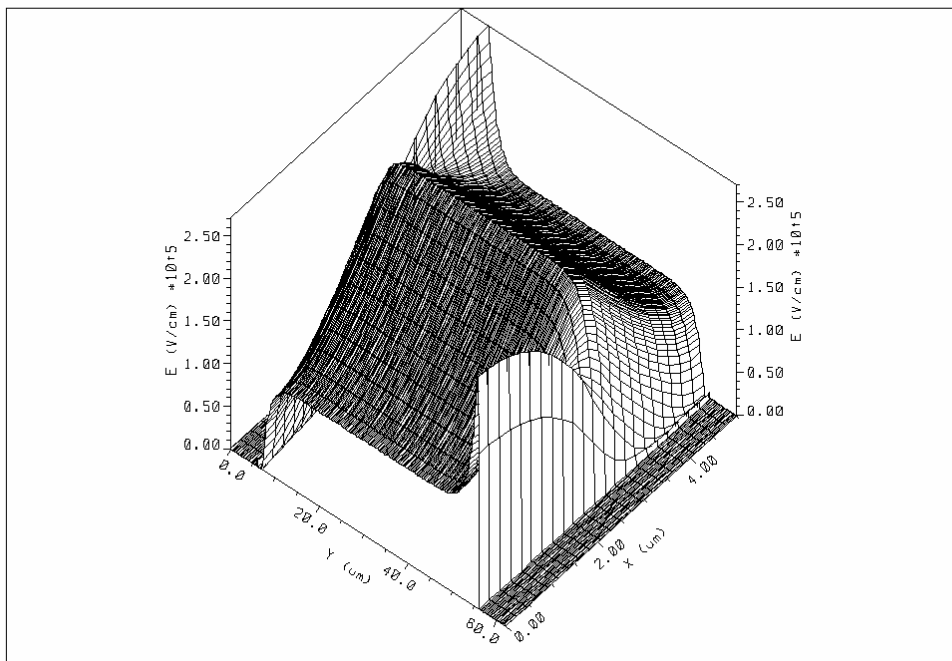
Den prinzipiellen Aufbau zeigt **Fig. 2.4a**, der für die Anwendung z.B. in einem Leistungs-MOSFET noch durch die entsprechenden Gate- und Source-Kontakte ergänzt werden muss, welche jedoch für die folgenden grundlegenden Betrachtungen keinen entscheidenden Einfluss haben. Aufgrund der lateralen Translationssymmetrie genügt es, eine Halbzelle der Struktur mit der Breite $b = b_n + b_p$ zu untersuchen [Ng00, Che01], wie sie in **Fig. 2.4a** durch die gestrichelten Linien angedeutet wird. Im sperrenden Zustand fällt die Spannung sowohl am lateralen pn-Übergang als auch an den abrupten vertikalen p⁺n- bzw. n⁺p-Übergängen ab. Bei niedrigen Spannungen besteht zunächst nur ein sehr geringer Überlapp zwischen der lateralen RLZ und den beiden vertikalen RLZ (**Fig. 2.5a**). Ist ähnlich wie bei der RESURF-Diode die laterale Zellenbreite b zu groß, findet irgendwann der Durchbruch an den vertikalen p⁺n- bzw. n⁺p-Übergängen statt. Erst wenn b so klein ist, dass sich bei zunehmender Spannung die laterale RLZ über die gesamte Zellenbreite erstreckt, kommt es zu einer merklichen Überlagerung von lateraler und vertikalen RLZ (**Fig. 2.5b**) [Ng00]. Bei noch höheren Spannungen ist schließlich die gesamte Driftzone ausgeräumt (**Fig. 2.5c**) und der Durchbruch findet erst bei deutlich höheren Spannungen statt, als es eine homogen dotierte Driftzone gleicher Dotierung erlauben würde. Betrachtet man ein beliebiges vertikales Feldprofil, so ist der Verlauf abgesehen von den Übergängen zu den hochdotierten Bereichen horizontal wie es in einer pin-Diode mit intrinsischem Basismaterial der Fall wäre.



(a)



(b)



(c)

Fig. 2.5: Betrag der elektrischen Feldstärke in einer idealisierten Kompensationsstruktur mit Säulendotierung $N_D = N_A = 6.32 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ bei verschiedenen Sperrspannungen U : (a) $U = 10 \text{ V}$; (b) $U = 50 \text{ V}$; (c) $U = 550 \text{ V}$ [siehe auch Ng00].

Genau wie bei der RESURF-Struktur kann auch bei dem Kompensationsbauelement für das Funktionieren des Prinzips in erster Näherung vorausgesetzt werden, dass die Driftzone ausgeräumt sein muss, bevor es an einem der vertikalen pn-Übergänge zum Durchbruch kommt. Nimmt man der Einfachheit halber an, dass der Durchbruch zuerst am n⁺p-Übergang erfolgt, erhält man eine zu **Gl. 2.12** analoge Bedingung, in diesem Fall jedoch für Breite und Dotierung sowohl der n- als auch der p-Säule [Ng00]:

$$b_p N_A = b_n N_D < \frac{\epsilon_0 \epsilon_r E_c}{q \sqrt{1 + b_n/b_p}} \cong 1 - 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}. \quad \text{Gl. 2.14}$$

Zwar lässt sich mit beiden Konzepten eine hohe Durchbruchspannung einstellen, doch die Tatsache, dass bei der RESURF-Struktur eine horizontale und bei der Kompensationsstruktur vertikale Schichten ausgeräumt werden müssen, macht einen fundamentalen Unterschied für den flächenspezifischen Durchlasswiderstand $R_{DS(on)} \cdot A$. Beim RESURF-Bauelement gilt $R_{DS(on)} \cdot A \sim 1/(d_{Epi} \cdot N_{Epi})$ [Ng00], eine möglichst hohe Epitaxis ist also nötig für einen kleinen Widerstand, was einen gewissen Widerspruch zu **Gl. 2.12** bildet, die die Dosis nach oben begrenzt. Im Gegensatz dazu ist beim Kompensationsbauelement der Widerstand nur invers proportional zur Dotierung N_D [Ng00], d.h. eine hohe Säulendotierung verbunden mit sehr kleinen Säulenbreiten erlaubt einen niedrigen Widerstand, ohne dass die Durchbruchspannung darunter leidet.

Im folgenden soll wie für den konventionellen Leistungs-MOSFET eine Beziehung zwischen $R_{DS(on)} \cdot A$ und BV_{DSS} angegeben werden. Die Herleitung folgt zwei Veröffentlichungen von Chen [Che00, Che01], in denen im Gegensatz zu anderen Literaturstellen [Fuj97, She99] die Durchbruchspannung mit Hilfe des Ionisationsintegrals ermittelt wird. Ausgangspunkt ist die Struktur nach **Fig. 2.4a** mit der Driftzonendicke W und einer Zellenbreite b . Die vertikalen p- und n-Gebiete können dabei in verschiedenen geometrischen Mustern angeordnet sein. Denkbar sind abwechselnde Streifen (**Fig. 2.6a**) sowie ein hexagonales (**Fig. 2.6b**), quadratisches (**Fig. 2.6c**) oder ein gitterartiges (**Fig. 2.6d**) Muster. Von besonderem Interesse ist das hexagonale Muster, da der in dieser Arbeit untersuchte CoolMOSTM in diesem Layout realisiert ist.

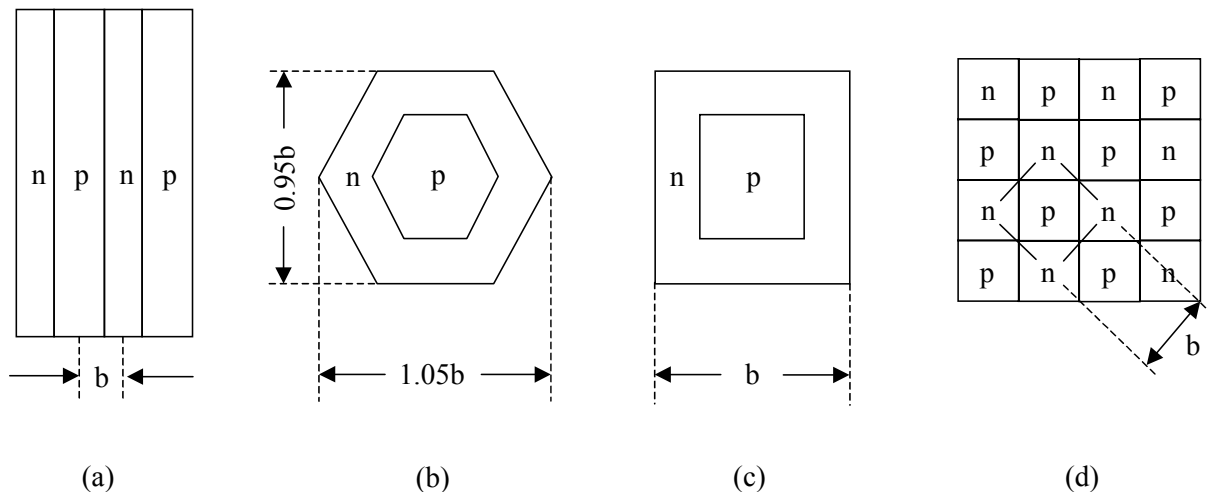


Fig. 2.6: Mögliche geometrische Anordnungen der vertikalen p- und n-Gebiete in der Aufsicht mit Zelleinheitsbreite b : (a) Streifen; (b) hexagonal; (c) quadratisch; (d) gitterartig (nach [Che01]).

Liegt an der Kompensationsstruktur eine Rückwärtsspannung nahe der Durchbruchspannung BV_{DSS} an, ergibt sich die Potentialverteilung aus der Poisson-Gleichung

$$\Delta U = - \frac{qN}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad \text{Gl. 2.15}$$

mit den Randbedingungen

$$U = \begin{cases} -BV_{DSS}/2 \\ +BV_{DSS}/2 \end{cases} \text{ bei } y = \begin{cases} +W/2 \\ -W/2 \end{cases} \quad \text{Gl. 2.16}$$

und

$$N = \begin{cases} N_D \\ N_A \end{cases} \text{ im } \begin{cases} n\text{-Gebiet} \\ p\text{-Gebiet} \end{cases}, \quad \text{Gl. 2.17}$$

wobei N_D die Dotierung der n-Säule und N_A die Dotierung der p-Säule bezeichnet. Das Potential U kann nun in zwei Komponenten aufgeteilt werden [Che00]:

$$U = U_0 + U_1, \quad \text{Gl. 2.18}$$

wobei gilt

$$\Delta U_0 = 0 \quad \text{mit} \quad U_0 = \begin{cases} -BV_{DSS}/2 \\ +BV_{DSS}/2 \end{cases} \text{ bei } y = \begin{cases} +W/2 \\ -W/2 \end{cases} \quad \text{Gl. 2.19}$$

und

$$\Delta U_1 = -\frac{qN}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad \text{mit} \quad U_1 = 0 \text{ bei } y = \pm W/2. \quad \text{Gl. 2.20}$$

Somit kann auch das elektrische Feld durch zwei Anteile dargestellt werden, nämlich zum einen durch

$$E_0 = BV_{DSS}/W, \quad \text{Gl. 2.21}$$

welches dem Feld einer p^+in^+ -Diode ohne Raumladung in der intrinsischen Zone bei der Sperrspannung BV_{DSS} entspricht, sowie zum anderen durch die Komponente E_1 , die allein von den Raumladungen der völlig leergeräumten Driftzone herrührt, an der aber keine Spannung abfällt.

Wie bereits zuvor angedeutet (vgl. **Gl. 2.14**), ist das entscheidende strukturelle Merkmal eines Kompensationsbauelements, welches die völlige Verarmung der Driftzone gewährleistet, die räumlich alternierende Anordnung von schmalen vertikalen p- und n-Gebieten in einer Art und Weise, dass sich die Dotierungen in jeder beliebigen Ebene $y = \text{const.}$ genau aufheben. Bezeichnet in einer solchen Ebene die Größe a den Anteil der n-Gebiete an der Gesamtfläche, so besagt also das Kompensationsprinzip, dass

$$N_D \cdot a = N_A \cdot (1 - a). \quad \text{Gl. 2.22}$$

Für bestimmte geometrische Muster ist es möglich, eine analytische Lösung für die Potentialkomponente U_1 zu finden, indem die Dotierungsverläufe in der horizontalen Dimension in eine Fourierreihe entwickelt werden. Im Falle des Streifenmusters (**Fig. 2.6a**) kann N geschrieben werden als [Che00]

$$N = \frac{2N_D}{\pi(1-a)} \sum_{n=1}^{\infty} f_n \quad \text{mit} \quad f_n = \sin(an\pi) \cos(n\pi x/b)/n, \quad \text{Gl. 2.23}$$

womit sich das Potential U_1 ergibt zu [Che00]

$$U_1 = \frac{2qN_D}{\epsilon_0\epsilon_r\pi(1-a)} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{b}{n\pi}\right)^2 f_n \left[1 - \frac{\cosh(n\pi y/b)}{\cosh(n\pi W/2b)}\right]. \quad \text{Gl. 2.24}$$

Entsprechende Lösungen werden in [Che00] für das quadratische und gitterartige Muster angegeben, während für die hexagonale Anordnung in [Che00] zwei koaxiale Zylinder betrachtet werden, die die gleiche Fläche wie die beiden ineinander gestellten Sechsecke haben. Während **Gl. 2.24** nur für die exakt kompensierte Struktur gilt, wird in einer anderen Arbeit von Strollo und Napoli [Str00] allgemein das Potential für ein Streifendesign auch für nicht kompensierte Fälle angegeben. Da sich hierdurch für das Folgende keine neuen Aspekte ergeben, soll auf die Wiedergabe der länglichen Formel hier verzichtet werden.

Aufgrund der Ladungsträgerkompensation rufen die Ladungen in der Driftzone außer in Bereichen nahe der hochdotierten Kontakte nur ein horizontales elektrisches Feld hervor. Entlang der Mittellinien der n- und p-Gebiete AA' und BB' in **Fig. 2.4a** muss die laterale Komponente des elektrischen Feldes aus Symmetriegründen verschwinden und es ergibt sich der in **Fig. 2.4b** dargestellte Verlauf der Feldkomponente E_1 , der antisymmetrisch zur horizontalen Achse ist (siehe auch **Fig. 2.5c**). Die Maxima von E_1 liegen somit bei den Punkten A (oberes Ende der n-Mittellinie) und B (unteres Ende der p-Mittellinie). Unter der Bedingung $b < W/2$ können sie laut Chen [Che01] geschrieben werden als

$$E_{1n} = c_n qN_D b / \epsilon_0 \epsilon_r \quad (\text{Punkt A}), \quad \text{Gl. 2.25}$$

$$E_{1p} = c_p qN_A b / \epsilon_0 \epsilon_r \quad (\text{Punkt B}), \quad \text{Gl. 2.26}$$

wobei die Konstanten c_n und c_p durch das Flächenverhältnis a bestimmt sind. Das bedeutet, dass unter der Bedingung $b < W/2$ die Maxima des elektrischen Feldes im Gegensatz zur konventionellen homogen dotierten Driftzone unabhängig von der Driftzonendicke W sind. Dort nämlich gilt für das Maximum der intrinsischen Feldkomponente $E_{1n} = qN_D W / 2\epsilon_0 \epsilon_r$, d.h. im Falle einer vollständig ausgeräumten Driftzone ist das Maximum des elektrischen Feldes größer oder gleich $2E_{1n} = qN_D W / \epsilon_0 \epsilon_r$. Deshalb muss zum Erreichen einer höheren Durchbruchspannung W erhöht und N_D verkleinert werden. Das aber führt zu dem bereits gezeigten starken $R_{DS(on)}$ -Anstieg mit zunehmendem BV_{DSS} .

Um in der Kompensationsstruktur einen möglichst niedrigen $R_{DS(on)}$ einzustellen, wird man bei gegebener Dotierung des n-Gebiets N_D einen möglichst hohen Flächenanteil a wählen, was durch Erhöhung von N_A und damit E_{1p} erkauft wird. Damit aber die Driftzone vollkommen verarmt ist, muss E_0 größer oder gleich E_{1n} oder E_{1p} sein. Das Optimum ist also erreicht, wenn

$$E_0 = E_{1n} = E_{1p} \quad \text{Gl. 2.27}$$

oder mithilfe der **Gln. 2.22, 2.25** und **2.26**

$$c_n/a = c_p/(1-a). \quad \text{Gl. 2.28}$$

Damit ergibt sich für das Streifenmuster wie erwartet ein optimaler Wert von $a = 0.5$, für das hexagonale Muster hingegen $a = 0.36$. Die Werte von a , c_n und c_p für diese und die anderen beiden geometrischen Anordnungen sind in **Tabelle 2.1** zusammengefasst.

Um im Folgenden die Durchbruchspannung zu bestimmen, wird wie in **Gl. 2.6** die Bedingung angesetzt, dass das Ionisationsintegral mindestens entlang einer beliebigen Feldlinie eins ergibt:

$$\int \alpha ds = 1, \quad \text{Gl. 2.29}$$

wobei s die Wegstrecke entlang der Feldlinie vom Startpunkt der Feldlinie ist und für α wieder die Näherung von Fulop [Ful67] nach **Gl. 2.5** gewählt wird.

Die Feldkomponente E_1 entlang der Feldlinie BB' kann näherungsweise durch $E_{1p} \cdot \exp(-\beta s)$ ausgedrückt werden, wobei s die Entfernung vom Punkt B darstellt und die Konstante β durch die Steigung von E_1 am Punkt B festgelegt wird. Mit $E = E_0 + E_1$ und **Gl. 2.27** kann E geschrieben werden als

$$E(s) = E_0 + E_0 \exp(-\beta s) \quad \text{Gl. 2.30}$$

mit

$$\beta = -dE_1 / (E_0 ds) \quad \text{am Punkt B (s = 0)}. \quad \text{Gl. 2.31}$$

Da aufgrund der lateralen Symmetrie $\partial E_x / \partial x = 0$ gilt, folgt aus der Poisson-Gleichung $dE/ds = \partial E_y / \partial y = -qN_A / \epsilon_0 \epsilon_r$ und mit **Gln. 2.26** und **2.27**

$$\beta = 1/bc_p. \quad \text{Gl. 2.32}$$

Aus den **Gln. 2.5**, **2.21** und **2.29** ergibt sich, wenn bei der Auswertung des Ionisationsintegrals $\int_0^W \alpha ds$ alle Terme mit $\exp(-\beta W)$ vernachlässigt werden, folgende Formel für E_0 [Che01]:

$$E_0 = 6.18 \cdot 10^5 (BV_{DSS})^{-1/6} [1 + f_p b/W]^{-1/6} \text{ V/cm}. \quad \text{Gl. 2.33}$$

BV_{DSS} ist in Volt einzusetzen. Die Konstante f_p ist in **Tabelle 2.1** angegeben. Führt man dieselbe Berechnung für die Feldlinie $A'A$ durch, erhält man einen analogen Ausdruck, wobei f_p durch f_n (**Tabelle 2.1**) zu ersetzen ist. Der Term $f_p b/W$ in **Gl. 2.33** ergibt sich durch die Störung der Ladungskompensation am Übergang zur hochdotierten Kontaktzone. Ist das Verhältnis b/W sehr klein, kann dieser Term vernachlässigt werden, und E_0 stellt das elektrische Feld einer p^{++} -Diode mit angelegter Spannung BV_{DSS} dar. Entscheidender Unterschied zur p^{++} -Diode ist jedoch der äußerst niedrige spezifische Widerstand, der mit der Kompensationsstruktur erzielt werden kann.

Muster	Streifen	Hexagonal	Quadratisch	Gitterartig
a	0.5	0.36	0.465	0.5
c_p	0.371	0.186	0.205	0.205
c_n	0.371	0.104	0.178	0.205
d	0.5	0.113	0.172	0.237
f_p	16.1	8.06	8.91	8.91
f_n	16.1	4.53	7.73	8.91
g	1.91	0.83	1.05	1.27

Tabelle 2.1: Geometrische und Modellparameter nach Chens Modell [Che00, Che01] für verschiedene Anordnungen von Kompensationsstrukturen.

Der Grund, weshalb bei der Berechnung von E_0 die Konstante f_p statt f_n eingesetzt werden sollte, ist der Umstand, dass das Flächenverhältnis a für alle Anordnungen stets kleiner oder gleich 0.5 ist, wodurch f_p größer oder gleich f_n und damit das Ionisationsintegral längs BB' größer oder gleich $A'A$ ist.

Im letzten Schritt wird nun noch der flächenspezifische Durchlasswiderstand $R_{DS(on)} \cdot A$ bestimmt nach

$$R_{DS(on)} \cdot A = W / (aq\mu_n N_D) = c_n b BV_{DSS} / a\mu_n \epsilon_0 \epsilon_r E_0^2. \quad \text{Gl. 2.34}$$

Dabei wurden zur Umformung die **Gln. 2.21**, **2.25** und **2.27** verwendet. Laut Sze [Sze81] kann μ_n im

interessierenden Dotierungsbereich von $N_D = 1 \cdot 10^{15}$ bis $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ durch

$$\mu_n = 2.58 \cdot 10^4 N_D^{-1/2} \text{ cm}^2 / \text{Vs} \quad \text{Gl. 2.35}$$

ausgedrückt werden, wobei N_D in cm^{-3} einzusetzen ist. Unter Verwendung von **Gl. 2.25**, **Gl. 2.27**, **Gl. 2.33** bis **Gl. 2.35** erhält man schließlich den gewünschten Zusammenhang in der Form [Che01]

$$R_{\text{DS(on)}} \cdot A = 1 \cdot 10^{-7} g (\text{BV}_{\text{DSS}})^{1.32} b^{11/12} [1 + f_p b/W]^{0.32} \Omega \cdot \text{cm}^2. \quad \text{Gl. 2.36}$$

BV_{DSS} ist in Volt und b in Mikrometern einzusetzen und die Konstante g ist in **Tabelle 2.1** zu finden. Es ergibt sich also ein deutlich geringerer Anstieg des Widerstands mit der gewünschten Durchbruchspannung als beim klassischen Leistungs-MOSFET, dessen idealer Widerstandswert durch **Gl. 2.9** gegeben ist (**Fig. 2.7**). Zum Auffinden der optimalen Kompensationsstruktur geht man zunächst von einem technologisch erreichbaren Verhältnis b/W und der gewünschten Durchbruchspannung aus, um mit **Gl. 2.33** das mittlere Feld E_0 zu bestimmen. Aus **Gl. 2.21** ergibt sich dann die Dicke der Driftzone W und damit auch die Zellenperiode b . Aus dem optimalen Flächenverhältnis a für das gewählte Muster (**Tabelle 2.1**) sowie den **Gln. 2.22**, **2.25** und **2.27** bestimmt man zum Schluss die Dotierung und Breite der p- und n-Säulen.

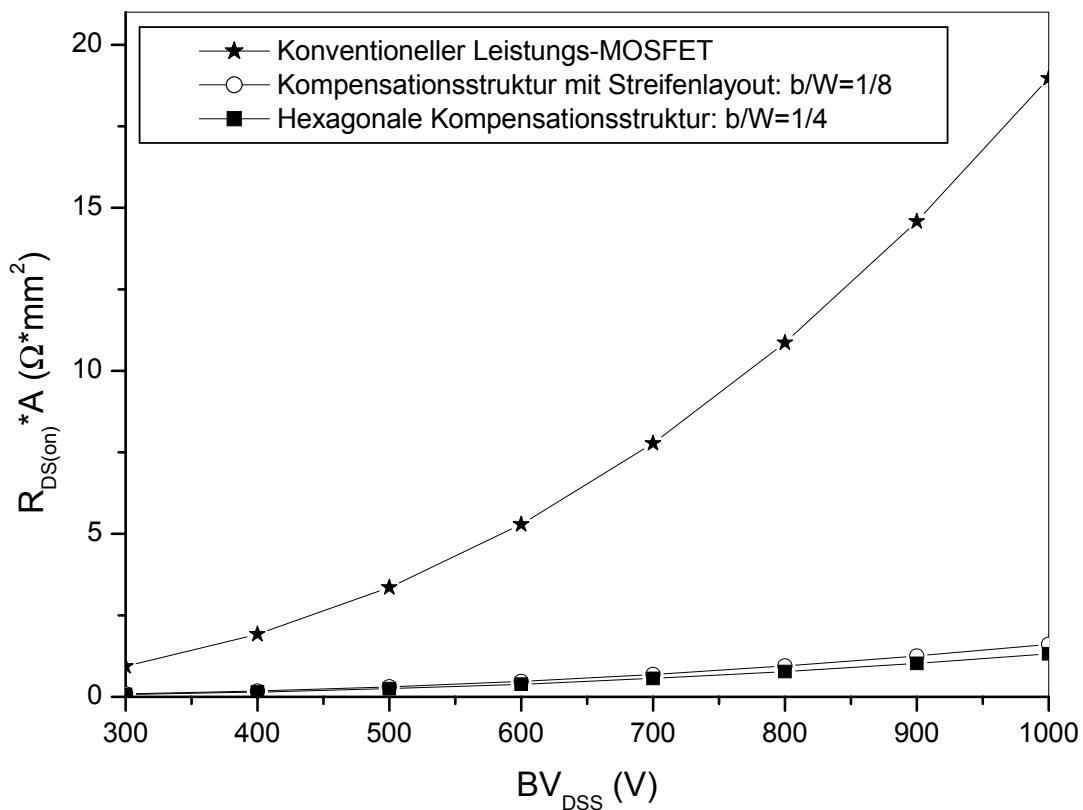


Fig. 2.7: Flächenspezifischer Widerstand von hexagonaler Kompensationsstruktur (nach Gl. 2.33) und konventionellem Leistungs-MOSFET (nach Gl. 2.9).

Vergleicht man die verschiedenen geometrischen Anordnungsmöglichkeiten der Kompensationsstruktur, so ergibt sich in der hexagonalen Variante der niedrigste flächenspezifische Widerstand ($g = 0.83$) und für das Streifendesign der höchste ($g = 1.91$). Zwar kann mit dem Streifendesign aufgrund der Definition der Zellenbreite b technologisch ein kleineres Verhältnis b/W erreicht werden als mit den drei anderen Anordnungen, doch selbst bei deutlich kleinerem Verhältnis b/W erzielt die hexagonale Struktur einen besseren Widerstand. In **Fig. 2.7** schneidet die hexagonale

Variante trotz doppelt so großem Verhältnis b/W besser ab. Das Streifenlayout ist am schlechtesten, weil der Kompensationseffekt nur in einer Richtung statt wie bei den anderen Varianten in zwei Dimensionen wirksam wird. Das hexagonale Design zeichnet sich dadurch aus, dass damit die höchste Flächendichte und damit der beste Kompensationseffekt erzielt werden kann [Che01].

Bei der Herleitung von **Gl. 2.36** wurde davon ausgegangen, dass das maximale elektrische Feld an den Punkten A oder B in **Fig. 2.4a** erreicht wird und nicht an einem Punkt C am pn-Übergang zwischen p- und n-Säule. Diese Annahme ist gerechtfertigt, denn für die vertikale und laterale Komponente des elektrischen Felds in Punkt C gilt $E_{Cy} = E_0$ und $E_{Cx} = dqN_D b / \epsilon_0 \epsilon_r = (d/c_n) \cdot E_0$, wobei die Konstante d vom Layout abhängig ist (**Tabelle 2.1**). Da das Verhältnis d/c_n immer kleiner als 1.35 bleibt, gilt für E_C

$$E_C = \sqrt{E_{Cx}^2 + E_{Cy}^2} < 1.7 \cdot E_0. \quad \text{Gl. 2.37}$$

Da das Feld bei Punkt A oder B gleich $2 \cdot E_0$ ist, findet der Durchbruch tatsächlich dort statt.

Diese Betrachtung weist darauf hin, wie eine weitere Optimierung der Struktur möglich ist. Erniedrigt man die p-Dotierung in der Nähe des n^+ -Gebiets und die n-Dotierung nahe des p^+ -Gebiets, so werden die Feldspitzen bei Punkt A und B reduziert und der Ort maximaler Feldstärke verlagert sich von A oder B zum Punkt C, so dass ein höheres mittleres Feld E_0 und damit eine höhere Durchbruchspannung erreicht werden kann.

Zum Abschluss dieses Unterkapitels ist anzumerken, dass bei aller Mühe um analytische Beziehungen die im Vorigen dargestellten Gleichungen und Ergebnisse nur qualitativ und grundsätzlich anwendbar sind, weil viele Idealisierungen und Näherungen eingegangen sind wie z.B. in **Gl. 2.5**, **Gl. 2.30** oder **Gl. 2.35**. Für eine quantitative Betrachtung ist daher eine Bauelementesimulation mit kalibrierten Modellen erforderlich. Zur Beschaffung von „Startwerten“ für ein optimiertes Design (siehe Kap. 3.4) ist der analytische Ansatz gleichwohl sehr nützlich.

2.2 Der CoolMOS™ als Vertreter des Kompensationsprinzips

2.2.1 Diskussion der Struktur

Entscheidendes Merkmal der Kompensationsbauelemente sind die alternierenden, vertikalen p- und n-Gebiete, die zum einen hochdotiert sein sollen, um einen niedrigen Durchlasswiderstand $R_{DS(on)}$ zu erreichen, sich andererseits aber möglichst exakt kompensieren müssen, um eine hohe Sperrfähigkeit zu gewährleisten. Dieses Ziel ist technologisch nicht einfach umzusetzen. In der Literatur finden sich verschiedene Vorschläge: Glenn und Siekkinen [Gle00] haben tiefe Trenchs in eine n⁻-dotierte Epitaxieschicht geätzt und in die Seitenwände Bor diffundiert; Nitta et al. [Nit00] haben Bor und Phosphor unter einem flachen Winkel in die Seitenwände implantiert und van Dalen et al. [Van01] haben die Bordiffusion in die Seitenwände mit dem Auffüllen des Trenchs mit halbisolierendem Material verknüpft. Die einzigen kommerziell erhältlichen Varianten dagegen, nämlich MDmesh™ [Sag00] und CoolMOS™ [DMS98], beruhen auf der mehrfachen Abfolge von Epitaxie und maskierter Implantation. Da der CoolMOS™ das Kompensationsprinzip zur Zeit am stärksten ausnutzt, wurde dieses Bauteil im Folgenden jeweils als Referenz herangezogen.

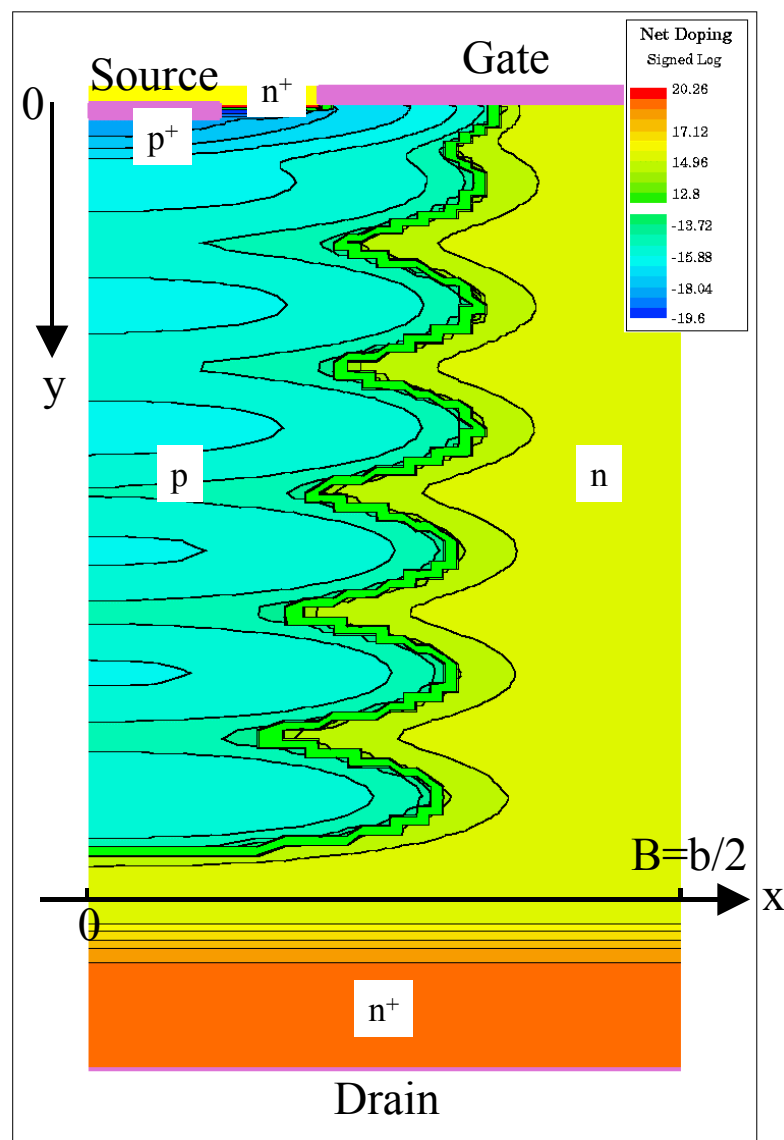


Fig. 2.8: CoolMOS™ 600 V: Dotierprofil einer Zelle. Das hexagonale Layout wird durch eine Zylindersymmetrie mit der Mitte der p-Säule als Zylinderachse approximiert.

Fig. 2.8 zeigt das Dotierprofil, wie es auch im Bauelementsimulator MEDICI [Med01] implementiert wurde. Der Chip weist ein hexagonales Layout auf mit dem im Mittelpunkt der hexagonalen Zelle liegenden Source-Kontaktloch und dem umgebenden Polysilizium der Gate-Elektrode. In der Simulation wird die hexagonale Zelle durch einen Zylinder angenähert, dessen Achse durch die Mitte von Source-Kontaktloch und p-Säule geht. An den seitlichen Grenzflächen gelten homogene Neumannsche Randbedingungen, so dass Ströme nur durch die Kontaktelektroden fließen können. Das n^+ -Draingebiet ist in Wirklichkeit viel dicker; aufgrund seiner hohen Dotierung kann der Beitrag zum Gesamtwiderstand aber vernachlässigt werden.

Der Nullpunkt der vertikalen y-Achse liegt im folgenden stets an der Grenzfläche zwischen Gateoxid und Halbleiter und die Achse ist vertikal in die Tiefe gerichtet. Die x-Koordinate gibt den Abstand von der Zylinderachse an. Die Zellenbreite B in der Simulation entspricht der halben Zellenbreite $b/2$ nach der Definition von Chen in **Fig. 2.6b**.

Das Simulationsmodell liefert sehr gute Werte für BV_{DSS} , da die Randkonstruktion des Chips so gestaltet ist, dass der Avalanchedurchbruch im aktiven Zellenfeld erfolgt. Auch der $R_{DS(on)}$ wird trotz der zylindersymmetrischen Näherung ausgezeichnet wiedergegeben. Das Modell wird im folgenden auch dazu verwendet, sowohl das ungeklemmte induktive Abschalten des CoolMOSTM als auch das Abschalten der internen Diode zu simulieren, wenngleich in beiden Fällen Randeffekte vernachlässigt werden. Angaben über die verwendeten physikalischen Modelle wie z.B. für die Beweglichkeit oder die Ladungsträgerrekombination finden sich im Anhang A.

Im Unterschied zur idealisierten Struktur in Kap. 2.1 fallen vor allem drei Dinge auf:

- Die Dotierung in der p-Säule weist eine deutlich erkennbare Welligkeit in vertikaler Richtung auf. Dies ist eine direkte Folge der verwendeten Technologie: n-Material wird epitaktisch aufgewachsen und anschließend Bor implantiert. Diese Abfolge wird solange wiederholt, bis die Driftzone die notwendige Dicke für die gewünschte Durchbruchspannung erreicht. In einem abschließenden Ausheilschritt diffundieren die einzelnen Implantationsgebiete ineinander, was zu einer vertikalen Abfolge sogenannter p-Bubbles, aber nicht zu einer völligen Homogenisierung führt.
- Die p-Säule ist nicht völlig bis zum n^+ -Gebiet durchgezogen, sondern zwischen unterem Ende der p-Säule und dem n^+ -Gebiet bleibt ein niedriger n-dotierter Bereich frei. Das erniedrigt die Feldspitze am unteren Ende der p-Säule und ermöglicht ein sanfteres Abschalten der Reversdiode.
- Die Dosis der einzelnen p-Implantationen in der p-Säule ist in bewusster Weise unterschiedlich gehalten, wobei die p-Dotierung in vertikaler Richtung abnimmt. Damit wird die Sperrfähigkeit des Bauelements robuster gegen Schwankungen der Dotierung in der Fertigung, wie in Kap. 2.2.2 erläutert werden soll. Außerdem wird dadurch ein erster Schritt hin zu einer größeren dynamischen Avalanchefestigkeit des Bauelements getan, was einen Schwerpunkt dieser Arbeit darstellt.

2.2.2 Robustheit der Sperrfähigkeit gegen technologische Schwankungen

Ausgangspunkt der Überlegungen sei eine Struktur, in der die Dotierung der p-Säule so gewählt ist, dass der Verlauf des elektrischen Feldes in vertikaler Richtung bis auf die unvermeidliche Welligkeit durch die Borimplantation konstant ist (**Fig. 2.9**). Dies erreicht man, wenn die Dosis in jeder p-Implantation die Dosis der zugehörigen n-Epischicht kompensiert. Nur die Dosis der tiefsten Implantation muss abgesenkt werden, da ansonsten am unteren Ende der p-Säule am Übergang zur niedrig dotierten n-Epischicht eine deutliche Feldspitze auftritt. Dies ist analog zur idealisierten Kompensationsstruktur, wo das Feld am pn^+ -Übergang maximal wird (**Fig. 2.5c**). Da es in dieser Feldspitze zum Lawinendurchbruch kommt, ist die Durchbruchspannung deutlich niedriger als in einer Struktur nach **Fig. 2.9**, wo alle sechs Feldmaxima ungefähr gleich sind.

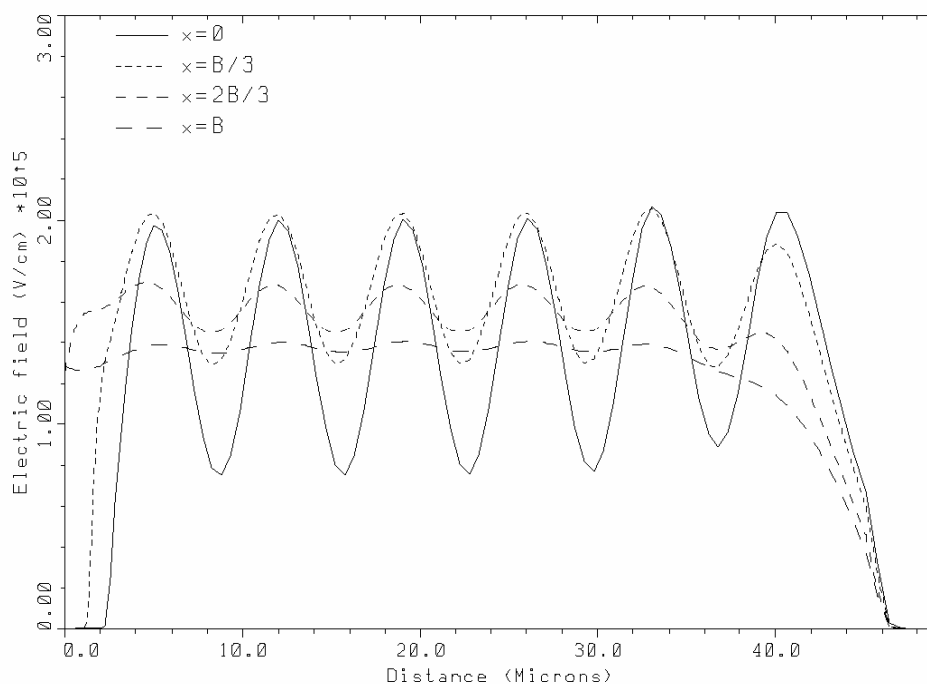


Fig. 2.9: Feldverteilung bei homogener p-Säulendotierung (unterster p-Bubble mit niedrigerer p-Dotierung) und Ladungskompensation längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 600$ V

Im Herstellungsprozess sind gewisse Schwankungen der Dotierungen, insbesondere der Epitaxiedotierung unvermeidbar. Dadurch tritt entweder ein Überschuss von Donatoren oder Akzeptoren auf, d.h. die Ladungen der entgegengesetzt dotierten Bereiche sind nicht exakt kompensiert. Überwiegen beispielsweise die Donatoren im n-Gebiet, spricht man von n-Lastigkeit. Die positive Ladung im n-Gebiet ist größer als die negative Ladung im p-Gebiet. Dadurch entsteht eine zusätzliche vertikale Feldkomponente, welche die Feldverteilung einem konventionellen DMOS annähert (**Fig. 2.10**) [Deb01]. Das Maximum des Feldes liegt also nahe der p^+ -Wanne und das mittlere Feld nimmt zur Drainseite hin ab. Überwiegt dagegen die negative Ladung der Akzeptoren im p-Gebiet die positive Ladung der Donatoren im n-Gebiet, ist das Bauelement p-lastig, und die Feldverteilung steigt zur Rückseite hin an, bis sie ihr Maximum am unteren Ende der p-Säule erreicht (**Fig. 2.11**). Für die **Fig. 2.10** und **Fig. 2.11** wurde die Dotierung des n-Gebiets homogen um 15% angehoben bzw. abgesenkt gegenüber dem kompensierten Fall aus **Fig. 2.9**. Sehr ähnliche Feldverläufe ergeben sich für eine homogene Anhebung oder Absenkung der p-Säulendotierung.

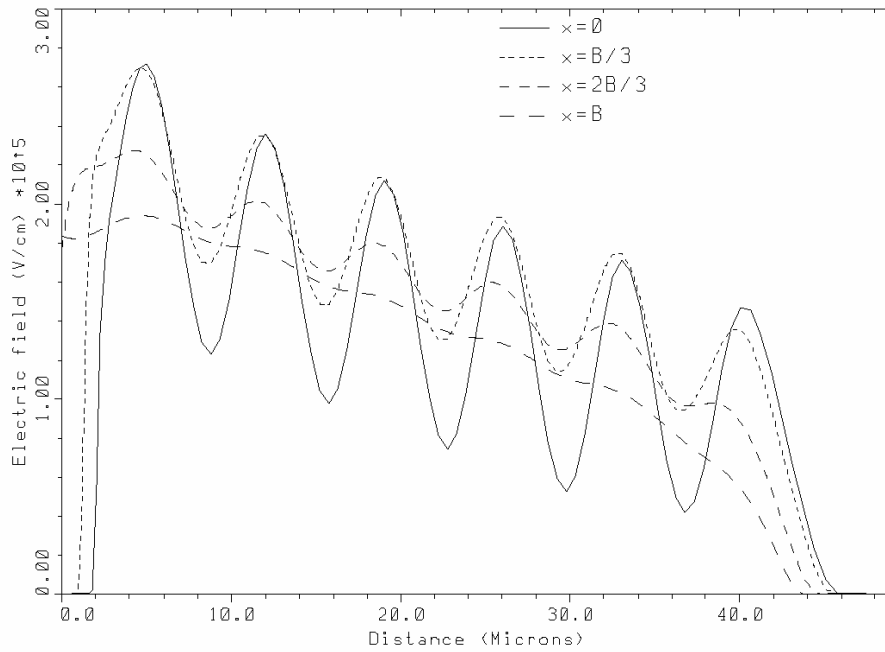


Fig. 2.10: Feldverteilung bei homogener p-Säulendotierung (unterster p-Bubble mit niedrigerer p-Dotierung) und 15% erhöhter Epidotierung (n-lastig) längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 600\text{ V}$

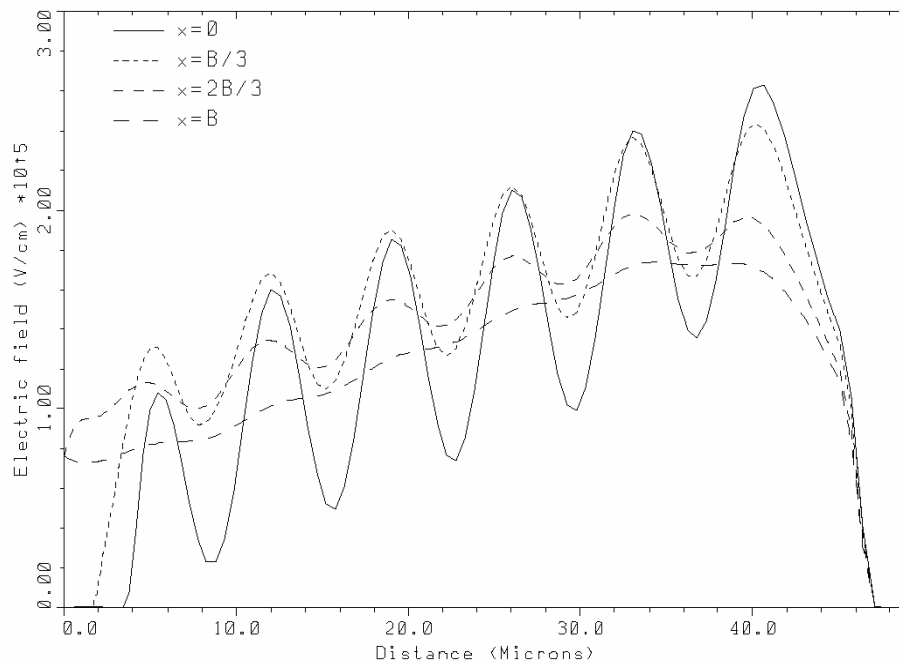


Fig. 2.11: Feldverteilung bei homogener p-Säulendotierung (unterster p-Bubble mit niedrigerer p-Dotierung) und 15% erniedrigter Epidotierung (p-lastig) längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 600\text{ V}$

Es ist offensichtlich, dass bei exakter Kompensation in allen p-Bubbles wie in **Fig. 2.9** eine konstante mittlere Feldverteilung und damit die höchste Durchbruchsspannung erzielt werden kann. Allerdings sinkt die Durchbruchsspannung stark ab, wenn technologisch bedingt die Dotierung der n- oder p-Gebiete schwankt. Trägt man BV_{DSS} gegen den Kompensationsgrad auf, erhält man einen parabelähnlichen Verlauf, die sogenannte Kompensationsparabel [She99]. **Fig. 2.12** zeigt deutlich, dass bereits eine 15-prozentige Abweichung von der exakten Kompensation die maximal erreichbare Durchbruchsspannung um über 150 V reduzieren kann.

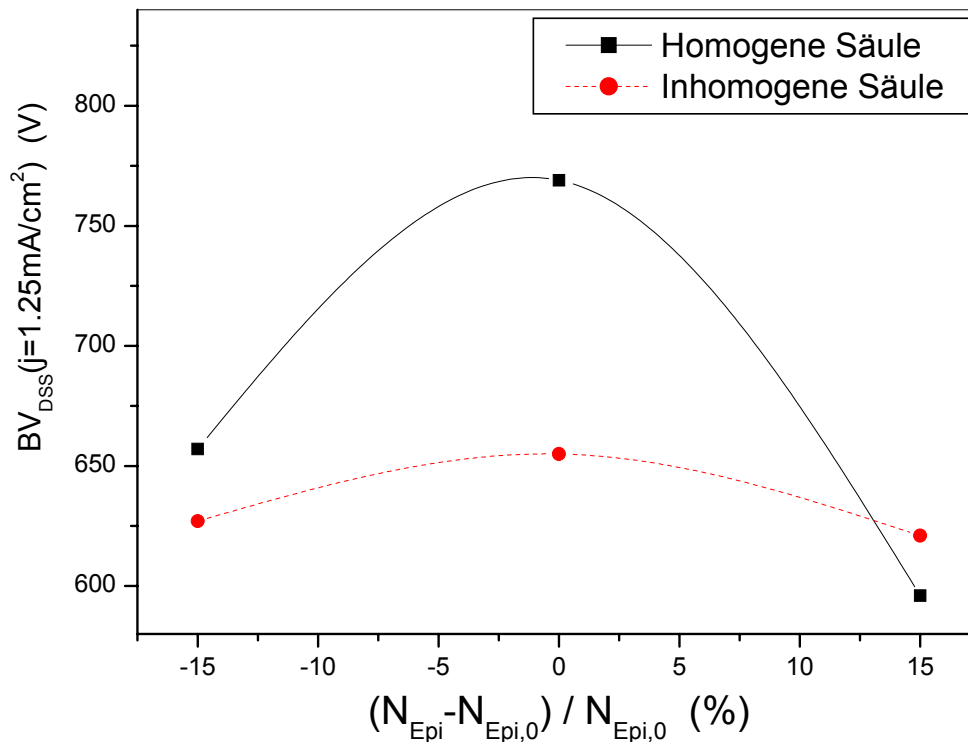


Fig. 2.12: Kompensationsparabel für homogen dotierte p-Säule (**Fig. 2.9** bis **Fig. 2.11**) und inhomogen dotierte p-Säule (**Fig. 2.13** bis **Fig. 2.15**). Bei $N_{Epi,0}$ ist das mittlere Feld in der homogenen Säule konstant.

Um in der Fertigung ein möglichst breites „Fertigungsfenster“ zu erreichen, in dem trotz technologischer Schwankungen aller Prozessschritte die geforderte Durchbruchsspannung gewährleistet werden soll, ist es vorteilhaft, eine möglichst flache und breite Kompensationsparabel einzustellen. Wählt man daher eine variable p-Säulendotierung, bei der die Dosis der einzelnen p-Bubbles nach **Fig. 2.8** von oben nach unten abnimmt, erhält man den in **Fig. 2.13** dargestellten Feldverlauf. Dabei ändert sich der lokale Kompensationsgrad der *einzelnen* Bubbles von +30% am obersten Bubble bis -30% am untersten, so dass die oberen drei Bubbles p-lastig und die unteren drei n-lastig sind [DSS98].

Die nicht kompensierten Akzeptoren bzw. Donatoren erzeugen eine vertikale Feldkomponente, die zu dem giebelförmigen Profil mit dem Feldmaximum am dritten p-Bubble führt. Bemerkenswert für das weitere Verständnis ist noch die unterschiedliche Welligkeit des Feldes zwischen dem Zentrum der p-Säule und der n-Epitaxie. Dieser Umstand macht es im Hinblick auf die dynamische Avalanche-festigkeit notwendig, eine leichte Asymmetrie in Richtung p-Lastigkeit zu wählen, wie es in **Fig. 2.13** zu sehen ist (siehe Kap. 2.3).

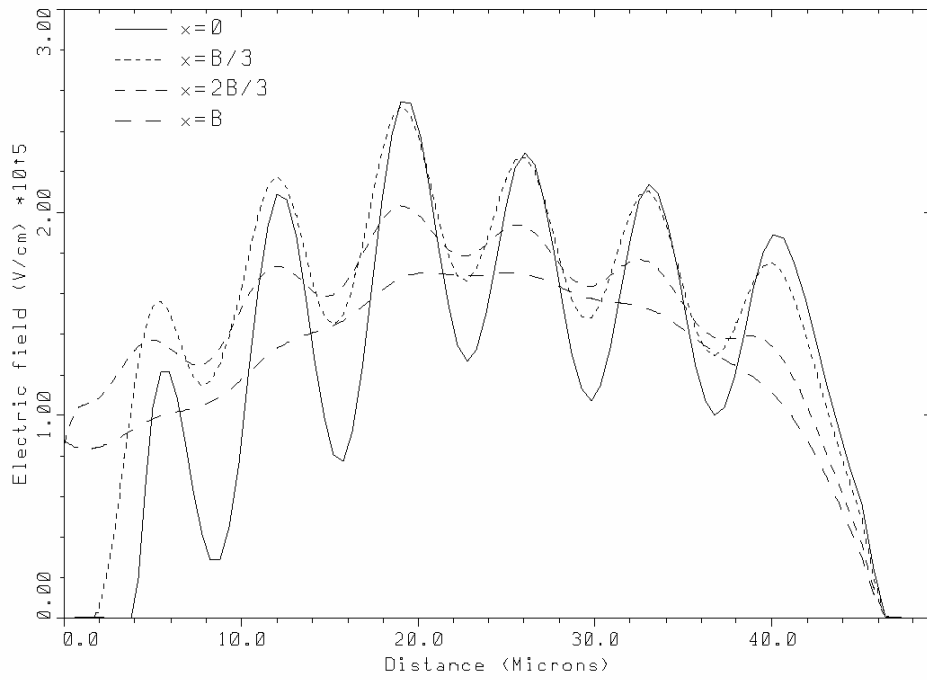


Fig. 2.13: Feldverteilung bei inhomogener p-Säulendotierung nach Fig. 2.8 längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 600$ V

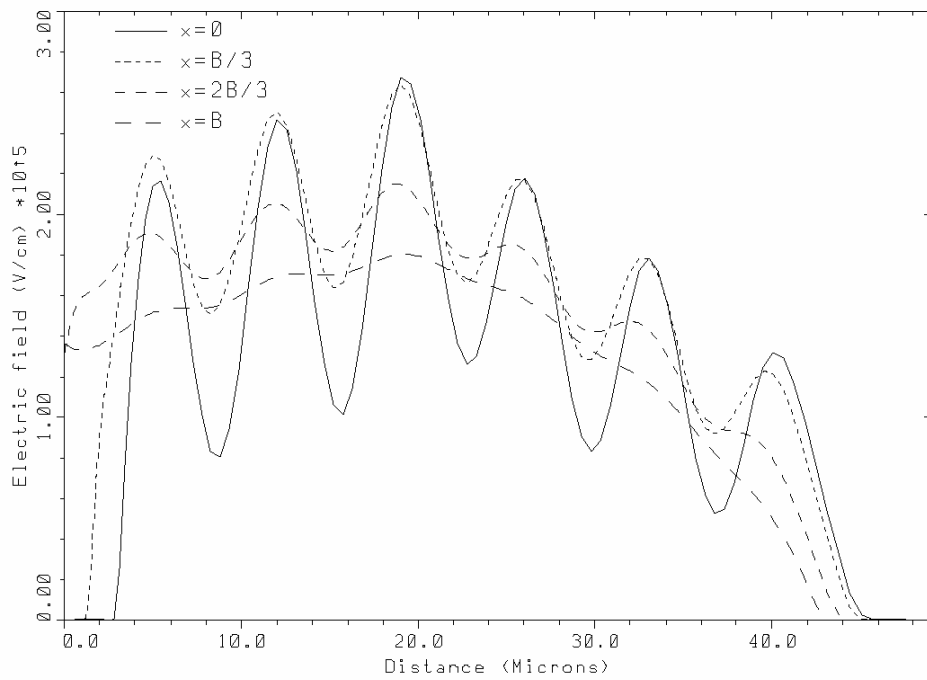


Fig. 2.14: Feldverteilung bei inhomogener p-Säulendotierung nach Fig. 2.8 und 15% erhöhter Epidotierung (n-lastig) längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 600$ V

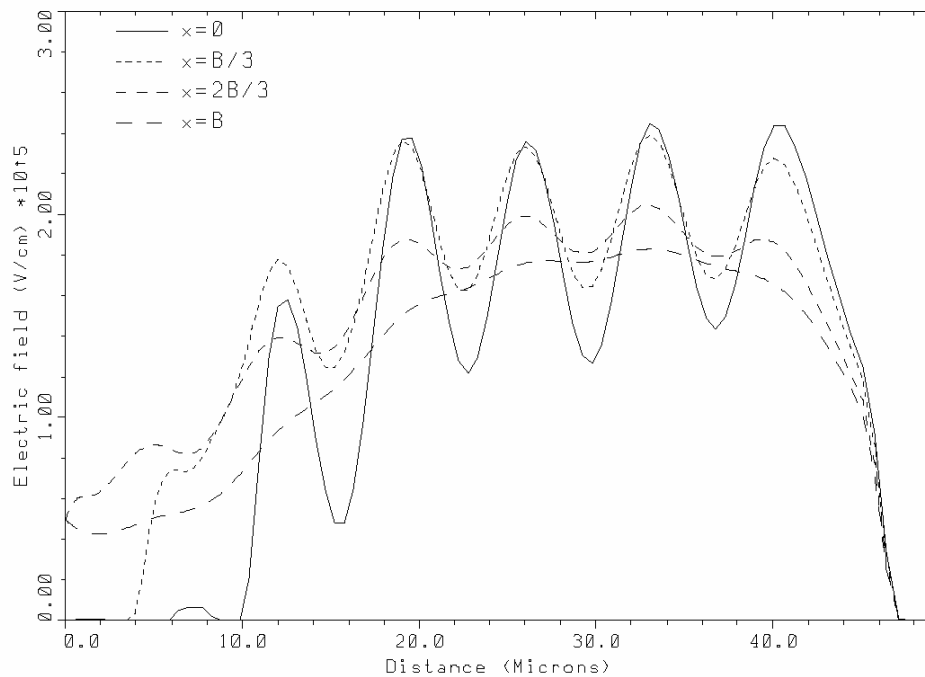


Fig. 2.15: Feldverteilung bei inhomogener p-Säulendotierung nach Fig. 2.8 und 15% erniedrigter Epidotierung (p-lastig) längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 600 \text{ V}$

Das giebelförmige Feldprofil besitzt zwar eine niedrigere Durchbruchspannung als der konstante Verlauf aus **Fig. 2.9**, andererseits erhält man dadurch die gewünschte flache Kompensationsparabel (**Fig. 2.12**). Eine 15-prozentige Abweichung von der Dotierung der Zielvariante führt nur zu einem um 5% reduzierten BV_{DSS} -Wert. Dieses Verhalten wird klar, wenn man die Felder bei 15% erhöhter (**Fig. 2.14**) (n-lastig) oder 15% erniedrigter Epidotierung (**Fig. 2.15**) (p-lastig) untersucht. Im n-lastigen Fall wird die voreingestellte p-Last der oberen drei Bubbles reduziert und der Feldgradient wird kleiner, während die n-Last der unteren drei erhöht wird, und der Feldgradient wird größer. Die Fläche unter der Kurve als ungefähres Maß für die Spannung bleibt jedoch nahezu unverändert. Dasselbe gilt analog für den p-lastigen Fall, nur dass hier der Feldverlauf oben steiler und unten flacher wird.

Die vorgestellte inhomogene Säulendotierung besitzt darüber hinaus auch Vorteile für die Stabilität des Bauelements im Avalanche (Kap. 2.3), kann aber hinsichtlich dieses Aspekts noch weiter optimiert werden (Kap. 3).

2.3 Grenzen der Avalanche­festigkeit

Neben den bisher genannten Eigenschaften wie Durchbruchspannung BV_{DSS} und Durchlasswiderstand $R_{DS(on)}$, die zunächst das dringlichste Ziel der Bauelementoptimierung darstellen, ist die Robustheit von entscheidender Bedeutung. Dieser Begriff umfasst die Bereiche dU/dt -, Kurzschluss- und Avalanche­festigkeit [Lor99, Han01]. Unter letzterem versteht man das Beherrschen von Überspannungen und hohen Strömen beim Drain-Source-Avalanchedurchbruch verbunden mit der Fähigkeit, die bei diesem Ereignis auftretende Verlustenergie zu verkraften, ohne dass das Bauteil zerstört wird. In der Praxis lässt es sich selbst in hervorragend konstruierten Schaltungen nicht ausschließen, dass kleinste Streuinduktivitäten, sei es von Leitungen oder von Spulenwicklungen, vorhanden sind, die im Störfall, wie z.B. einem Kurzschluss, kurzzeitige Überspannungsspitzen im schaltenden MOSFET erzeugen. Außerdem werden in vielen Schaltungstopologien induktive Lasten ohne Freilaufkreis betrieben, so dass beim Abschalten des induktiven Laststroms Überspannungen auftreten [Han01]. Deshalb muss entweder eine Schutzbeschaltung, ein Bauelement mit einem großen Sperrspannungs-Sicherheitsabstand, dessen Raumladungskapazität den Überspannungsanstieg begrenzt, oder ein avalanche­festes Bauelement eingesetzt werden [Ste92]. Bei letzterem kann dann auf Überspannungsschutzbeschaltungen verzichtet oder die Sperrspannungsklasse verringert werden. Dies bedeutet aber zugleich einen niedrigeren Durchlasswiderstand und eine kleinere Chipfläche und damit eine Kostenreduktion.

Auch beim CoolMOSTM kann eine sehr hohe Avalanche­festigkeit spezifiziert werden, die auf einer Übertragung des bezüglich Avalanche sehr robusten Niedervolt-Transistordesigns beim S-FET [Lor97] auf den Oberbau des CoolMOSTM beruht. Kernpunkte dieser Technologie sind

- ein homogenes Zellendesign
- inaktive Zellen im Bereich des Randabschlusses [DGS98]
- und die Spacertechnologie [Lor97].

Damit wurde gewährleistet, dass sich unter allen Betriebsbedingungen der parasitäre npn-Bipolartransistor nicht einschalten kann, dessen Emitter-Basis-Kollektor-Strecke von Source, p-Body, Driftzone und Drain gebildet wird. Ein Einschalten des Bipolartransistors würde zu einem stark lokalisierten, schnell ansteigenden Stromfluss führen, der das Bauelement letztlich zerstört. Aufgrund der sehr kleinen aktiven Basisfläche des npn-Transistors und des sehr guten Basis-Emitter-Kurzschlusses in der CoolMOSTM-Struktur wird dies in allen Betriebszuständen vermieden.

Zur Überprüfung der Avalanche­festigkeit wird das Bauelement einem standardisierten Avalanchetest unterzogen, bei dem das Bauelement bei ungeklemmter induktiver Last abgeschaltet wird. Man spricht deshalb auch vom UIS-Test (unclamped inductive switching). Den Messaufbau zeigt **Fig. 2.16** mit den typischen Strom- und Spannungsverläufen in **Fig. 2.17**.

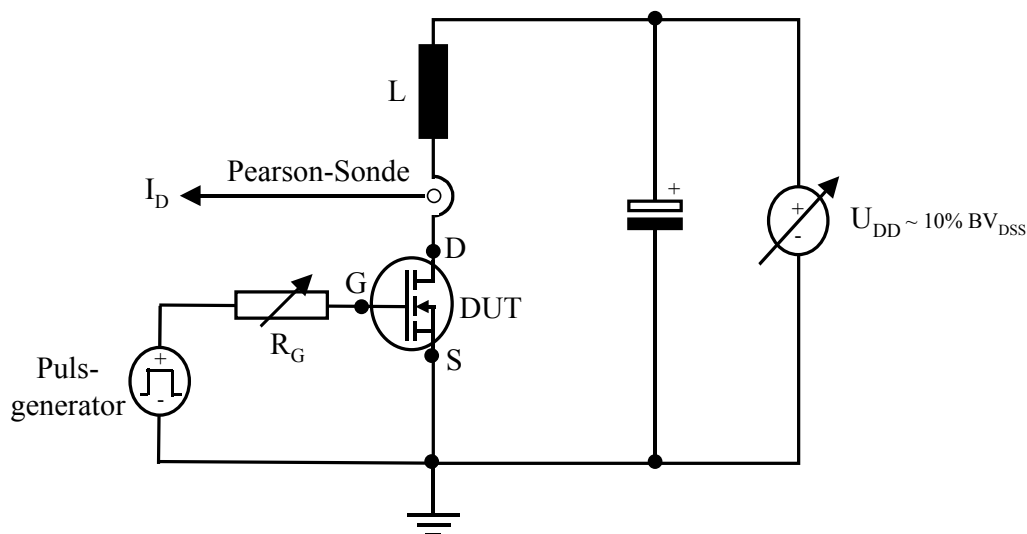


Fig. 2.16: Messschaltung für Avalanchetest nach [Han01].

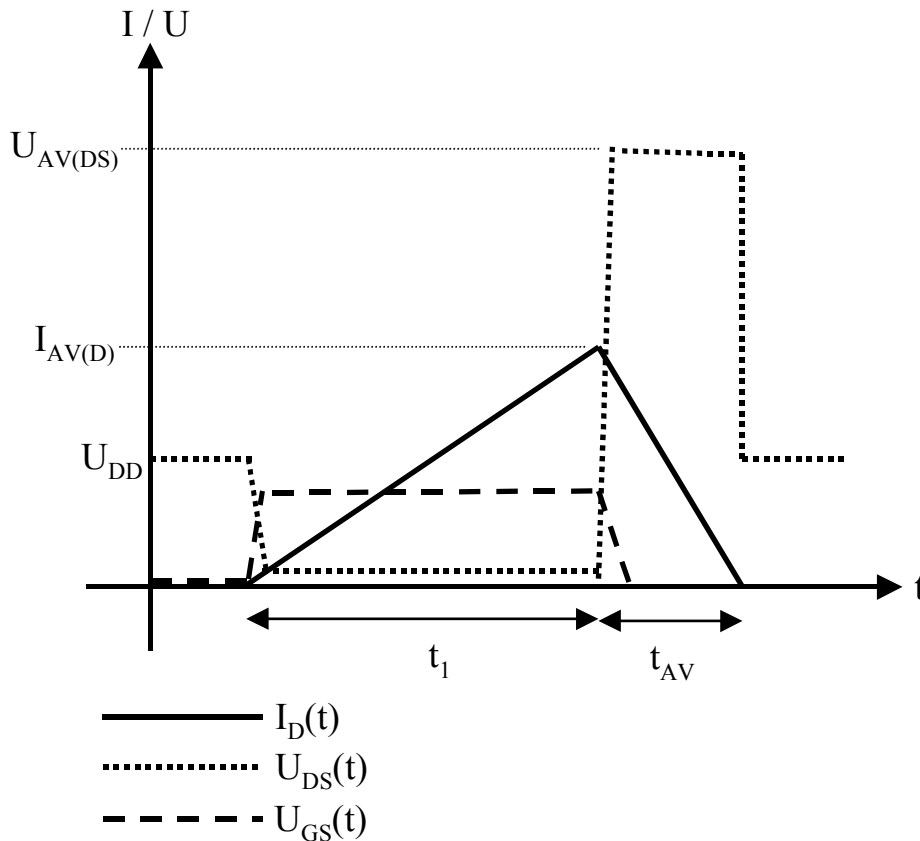


Fig. 2.17: Schematische Strom- und Spannungsverläufe während des Avalanchetests nach [Han01].

Zunächst wird vom Pulsgenerator ein Spannungspuls auf den Gateeingang gegeben, der das Testbauelement (device under test: DUT) einschaltet. Der Drainstrom I_D steigt linear mit der Steigung

$$\frac{dI_D}{dt} = \frac{U_{DD}}{L}, \quad \text{Gl. 2.38}$$

bis der gewünschte Laststrom $I_{AV(D)}$ erreicht ist. Dann wird das Bauelement über die Gatesteuerung wieder abgeschaltet. Da die Induktivität L die Aufrechterhaltung des Stromflusses erzwingt, wird die Drain-Source-Kapazität C_{DS} aufgeladen und die Drain-Source-Spannung U_{DS} steigt auf die Avalanchespannung $U_{AV(DS)}(I_{AV(D)})$ an, die in der Regel, d.h. bei einer U-I-Durchbruchkennlinie mit positiver Steigung, über der statischen Durchbruchspannung BV_{DSS} liegt. Der Stromfluss wird in dieser Situation durch Ladungsträger getragen, die durch Stoßionisation erzeugt werden. In dieser Phase sinkt der Drainstrom mit der Steigung

$$\frac{dI_D}{dt} = -\frac{U_{AV(DS)} - U_{DD}}{L}, \quad \text{Gl. 2.39}$$

so dass die Zeitdauer t_{AV} , während der das Bauelement im Avalanche arbeitet, bei annähernd konstantem $U_{AV(DS)}$ durch

$$t_{AV} = \frac{L \cdot I_{AV(D)}}{U_{AV(DS)} - U_{DD}} \quad \text{Gl. 2.40}$$

gegeben ist. Die Spannung $U_{AV(DS)}$ sinkt während dieser Phase t_{AV} nur ganz leicht ab gemäß der $U_{AV(DS)}(I_{AV(D)})$ -Kennlinie.

Im Bauelement wird hierbei eine Verlustenergie E_{AS} dissipiert, die näherungsweise abgeschätzt werden kann als [Han01, Ste92]

$$E_{AS} = \frac{1}{2} L \cdot I_{AV}^2 \frac{U_{AV(DS)}}{U_{AV(DS)} - U_{DD}}. \quad \text{Gl. 2.41}$$

Im Datenblatt des CoolMOS™ [z.B. Coo99] werden analog zu anderen MOSFETs der maximal zulässige Wert der Verlustenergie bei einem einzelnen Puls E_{AS} , aber auch der maximale Wert für repetitiven Avalanchebetrieb E_{AR} spezifiziert, die allein durch die maximale Chiptemperatur T_{jmax} und nicht durch das Einschalten des Bipolartransistors begrenzt werden. Darüber hinaus wird noch der Avalancheaststrom I_{AV} auf den Nennstrom begrenzt, im Falle der hier untersuchten Bauelemente also auf 20A entsprechend einer Stromdichte von 100 A/cm^2 bezogen auf die Chipfläche.

Auf den ersten Blick würde man erwarten, dass auch der maximale Avalancheaststrom durch die zulässige Chiptemperatur bestimmt wird, aber wie sich bei der Optimierung des Bauelements gezeigt hat, können zusätzliche Effekte auftreten, die ein gesondertes Verständnis erforderlich machen. Zunächst soll der Erfahrungsstand zu Beginn dieser Arbeit deutlich gemacht werden.

Fig. 2.18 zeigt die Strom- und Spannungsverläufe eines inhomogen dotierten 600V-20A-CoolMOS™ nach **Fig. 2.8** während eines Avalanchetests unter typischen Messbedingungen mit $L = 25 \mu\text{H}$, $U_{DD} = 50 \text{ V}$, $R_G = 27 \Omega$ und einem Laststrom von $I_{AV(D)} = 25 \text{ A}$ in einer Schaltung nach **Fig. 2.16**.

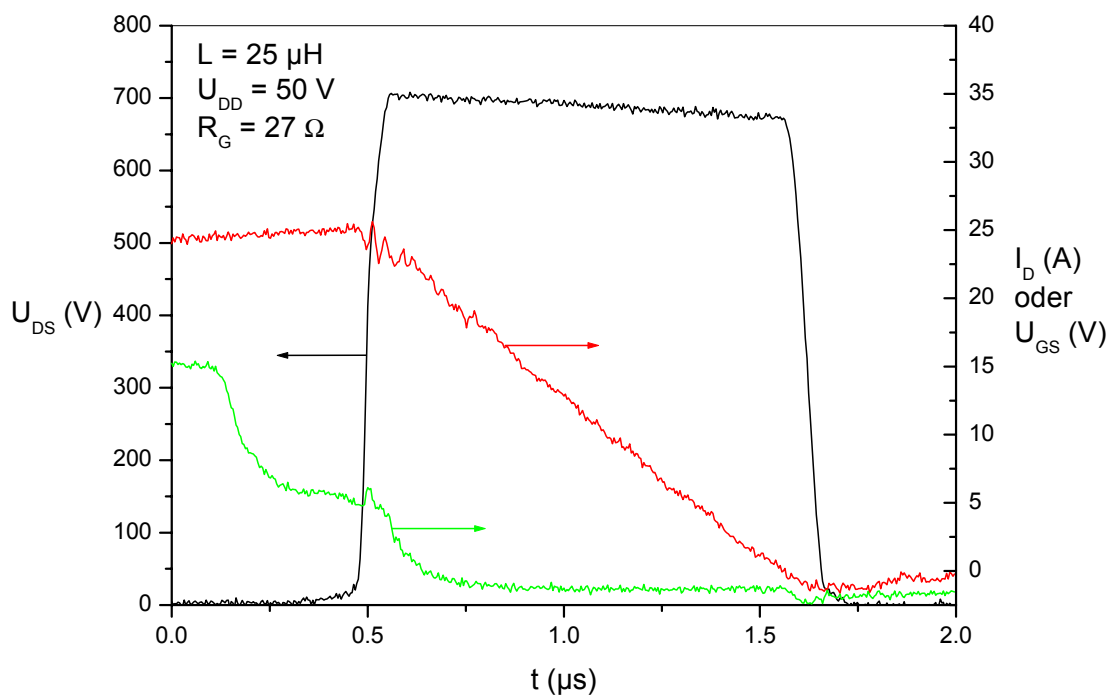


Fig. 2.18: Strom-, Drainspannungs- und Gatespannungsverlauf während eines Avalanchetests mit einem Laststrom $I_{AV(D)} = 25 \text{ A}$ an einem inhomogen dotierten 600V-20A-Typ.

U_{DS} steigt wie gewöhnlich auf den Wert der Avalanchespannung $U_{AV(DS)} = 705 \text{ V}$, und es treten die in **Fig. 2.17** vorgestellten Strom- und Spannungsverläufe auf.

Wird die Messung für zunehmenden Laststrom wiederholt, tritt ab $I_{AV(D)} = 28 \text{ A}$ folgender Effekt auf (**Fig. 2.19**): Etwa 100 ns , nachdem die Avalanchespannung erreicht wird, erkennt man eine hochfrequente Schwingung in den Spannungs- und Stromkurven, die nach rund 200 ns wieder abklingt. Genauere Messungen ergeben eine Frequenz von etwa 900 MHz , wobei die Oszillation mit einer höheren Frequenz von etwa 1.4 GHz anschwingt.

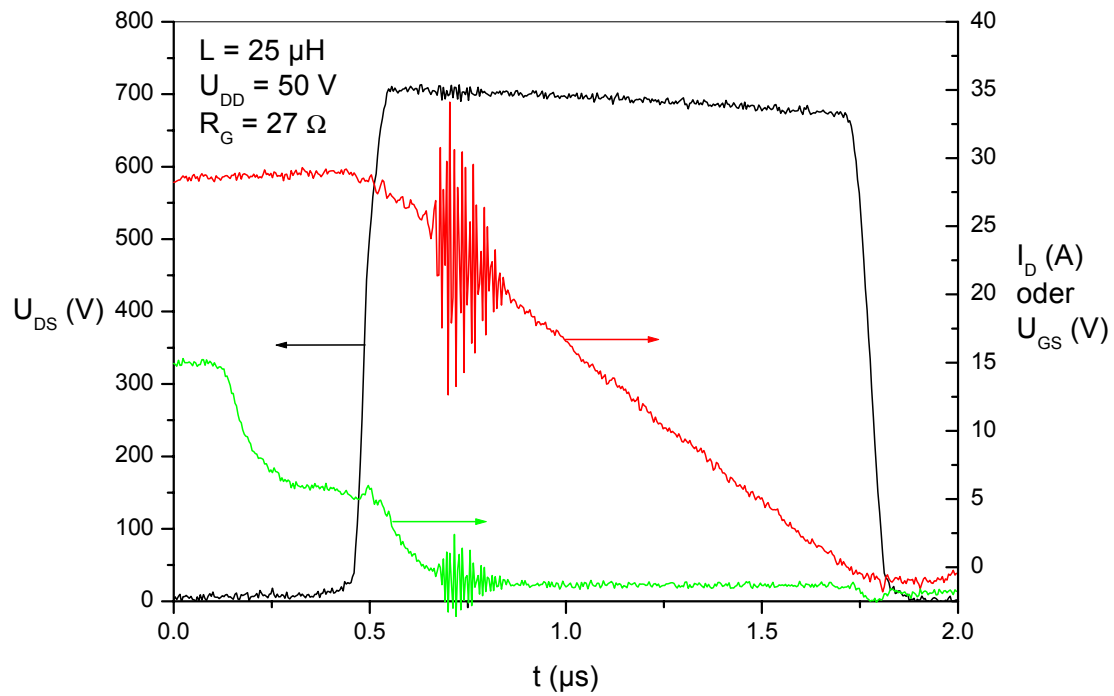


Fig. 2.19: Strom-, Drainspannungs- und Gatespannungsverlauf während eines Avalanhetests mit einem Laststrom $I_{\text{AV(D)}} = 29 \text{ A}$ an einem inhomogen dotierten 600V-20A-Typ.

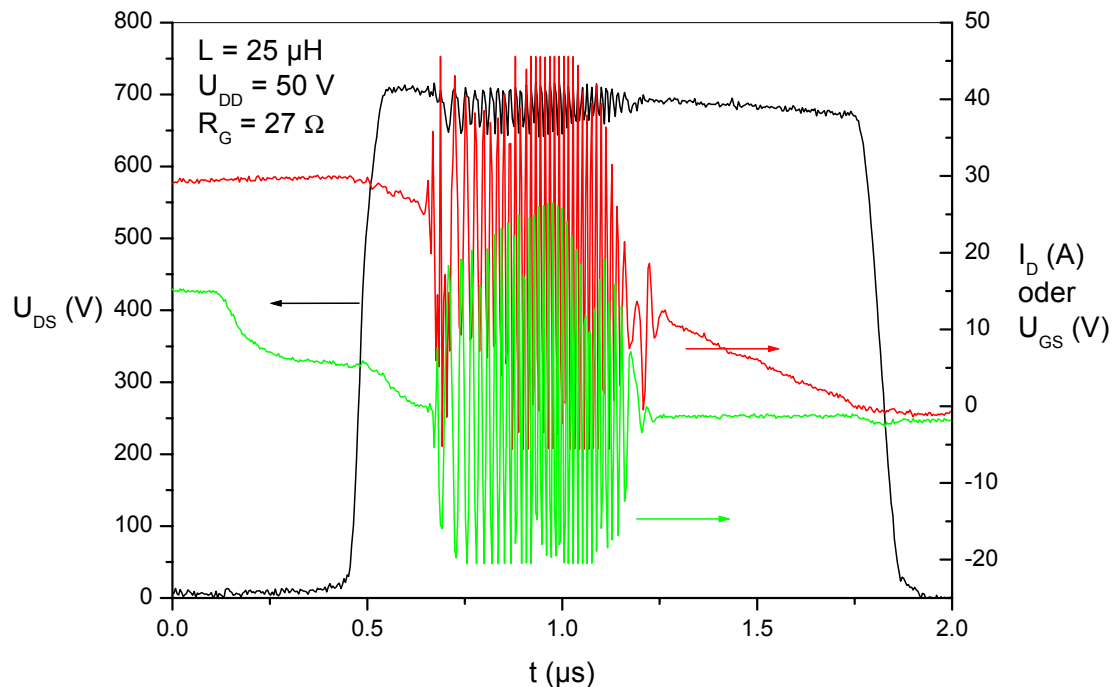


Fig. 2.20: Strom-, Drainspannungs- und Gatespannungsverlauf während eines Avalanhetests mit einem Laststrom $I_{\text{AV(D)}} = 30 \text{ A}$ an einem inhomogen dotierten 600V-20A-Typ.

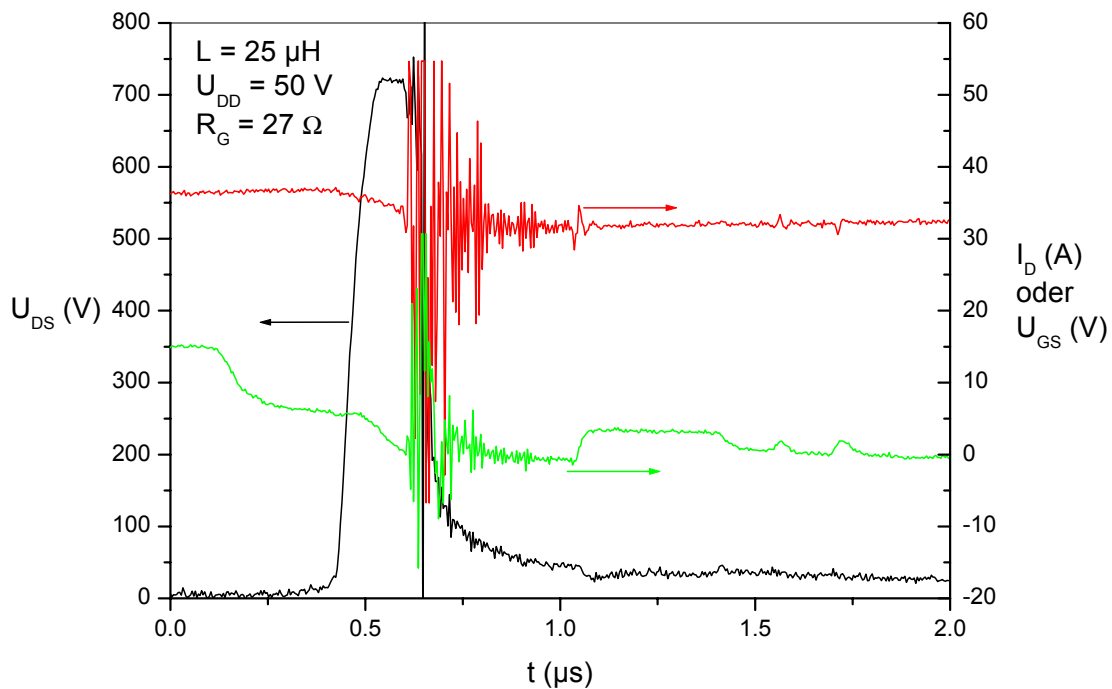


Fig. 2.21: Strom-, Drainspannungs- und Gatespannungsverlauf während eines Avalanchetests mit einem Laststrom $I_{AV(D)} = 35$ A an einem inhomogen dotierten 600V-20A-Typ, der zur Zerstörung des Bauelements führt.

Wie durch Simulationen in Kap. 3 noch gezeigt werden wird, liegt die Ursache der Schwingungen im innerelektronischen Verhalten des CoolMOSTM, der jedoch Mikrowellen abstrahlt. Diese können von den als Antennen wirkenden Leitungen der Testschaltung wieder aufgefangen werden und ergeben die deutliche Oszillation auf dem Stromsignal. Dies wird dadurch untermauert, dass ein von der Schaltung abgekoppeltes Koaxialkabel ebenfalls als Antenne dienen kann und die Schwingung wiedergibt [Vos]. Die genannten Tatsachen und die Umstände, dass der Schaltung Strom eingepreßt wird und Stoßionisation der mögliche physikalische Auslöser der Oszillationen sein könnte, führt zur Vermutung, dass man es mit einer TRAPATT (*Trapped Plasma Avalanche-Triggered Transit*)-Schwingung oder zumindest einer speziellen Abwandlung davon zu tun hat, wie in Kap. 3 untersucht werden soll.

Erhöht man den Laststrom weiter, gewinnt die Oszillation deutlich an Intensität und Dauer (**Fig. 2.20**). Schließlich bei $I_{AV(D)} = 35$ A, also fast zweifachem Nennstrom, wird das Bauelement kurz nach Einsetzen der Schwingung zerstört (**Fig. 2.21**).

Dieses Verhalten lässt sich mit vielen Chips reproduzieren, wobei der Stromschwellenwert, ab dem die Oszillationen auftreten, um einige Ampere variieren kann. Insbesondere n-lastige Elemente sind schwingungsanfällig, während p-lastige relativ stabiles Verhalten zeigen.

Dies gibt bereits den Hinweis, dass das Auftreten der Oszillationen eng mit dem genauen Dotierprofil des Bauelements gekoppelt ist. Diese These wird noch dadurch unterlegt, dass Bauelemente mit einer *homogenen* p-Säulendotierung in der Mitte der Kompensationsparabel bereits bei sehr niedrigen Avalancheströmen zerstört werden, während sie bei p- oder n-lastiger Einstellung wieder an Stabilität gewinnen, insbesondere bei p-Lastigkeit [Gri].

Parallel zu diesen experimentellen Beobachtungen sieht man in der Simulation beim Vergleich von Durchbruchskennlinien (Stromdichte j_D als Funktion der Drain-Source-Spannung $U_{DS} > BV_{DSS}$) (**Fig. 2.22**), dass schwingungsanfällige Dotierprofile auch eine steilere Kennlinie mit größerem

dj_D/dU_{DS} besitzen. Vor allem die homogene Säulendotierung weist eine sehr steile Kennlinie auf, die bereits bei Nennstrom eine negative Steigung besitzt. Auch die inhomogene p-Säule besitzt bei 15% n-Lastigkeit eine größere Steigung als die kompensierte Variante, was mit einer größeren Schwingungsanfälligkeit des n-lastigen Profils korreliert.

Bekanntermaßen neigen Bauelemente, die eine U-I-Kennlinie mit negativem differentiellen Widerstand aufweisen, zu Instabilitäten [Rid63]. Offensichtlich ist die negative Steigung aber kein notwendiges Kriterium für das Auftreten von Instabilitäten.

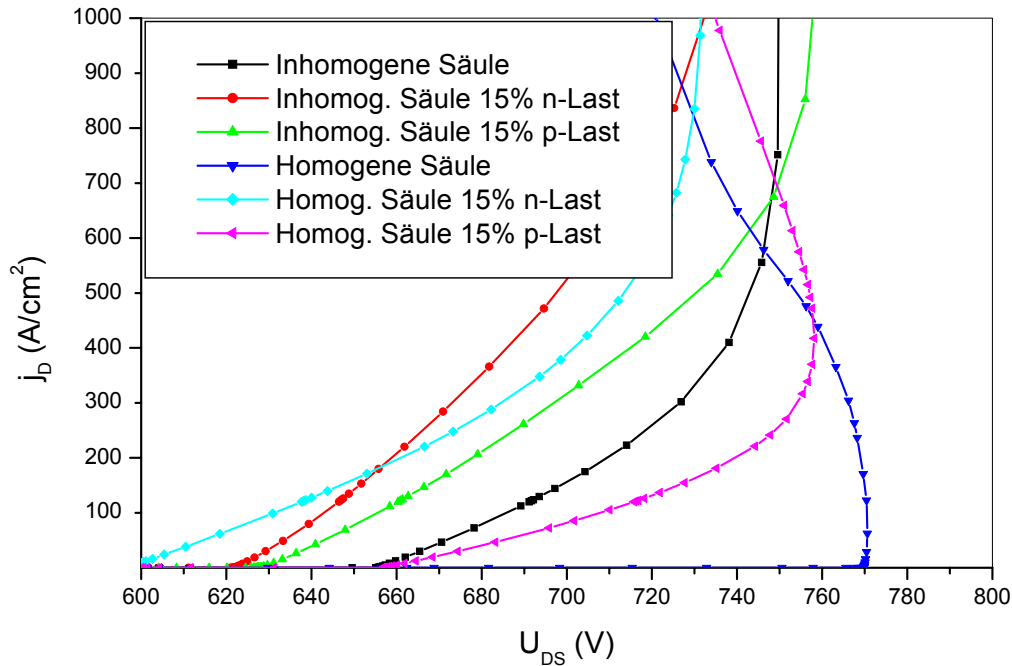


Fig. 2.22: Simulierte Durchbruchkennlinien von 600V-Bauelementen für homogene und inhomogene p-Säulendotierung sowie unterschiedliche Lastigkeiten

Ein Ziel dieser Arbeit ist es, die beschriebenen Hinweise aufzugreifen und zu einem genauen Verständnis der physikalischen Prozesse zu gelangen, die der Schwingungsanregung zugrundeliegen. Dazu muss zuerst ein geeigneter Weg gefunden werden, die Oszillationen in der Simulation abzubilden. Nach diesem Schritt kann der Einfluss unterschiedlicher Dotierprofile über die Tendenzen aus der Durchbruchkennlinie hinaus quantitativ untersucht und mit experimentell hergestellten Testbauelementen verglichen werden. Die gewonnenen Erkenntnisse können dann zur Optimierung der Avalanche-festigkeit herangezogen werden (Kap. 3). Außerdem fließen diese Ergebnisse auch in den zweiten Teil dieser Arbeit ein, nämlich die Realisierung einer schnellen internen Rückwärtsdiode, da die dort angewandten Bestrahlungstechniken wiederum Rückwirkungen auf die Avalanche-festigkeit haben können (Kap. 4.2.3).

2.4 Die interne Rückwärtsdiode

2.4.1 Überblick

Zweiter Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Verbesserung der internen Diode von Kompensationsbauelementen. Ausgangspunkt ist auch in diesem Teil der Arbeit wiederum der CoolMOS™. Wie in jedem vertikalen Leistungs-MOSFET existiert auch im Kompensationsbauelement aufgrund der internen Struktur eine antiparallele Diode (**Fig. 2.23**).

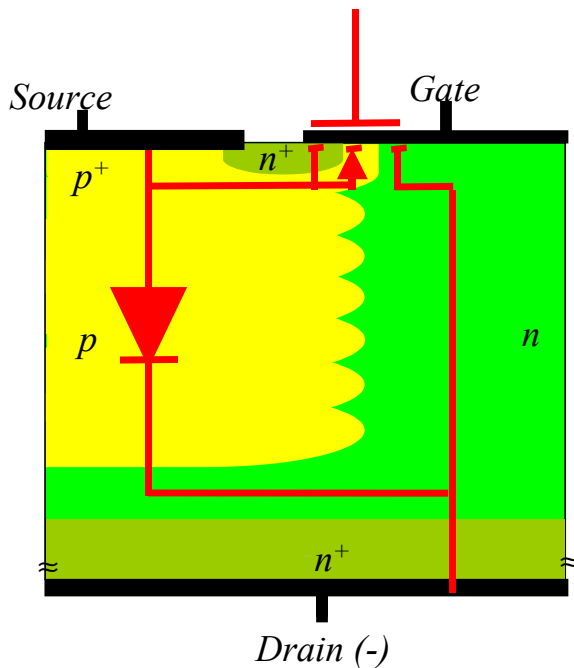


Fig. 2.23: Struktur eines Kompensationsbauelements mit Ersatzschaltbild

Die p^+ -Wanne, die mit dem Sourcekontakt verbunden ist, bildet die Anode, der n^+ -Drainkontakt die Kathode und die verschichteten p - und n -Säulen das Basisgebiet der Diode. Es liegt also eine p^+pnn^+ -Diode vor. Im „normalen“ Betrieb des CoolMOS™ ist die Drainspannung positiv, d.h. die Diode ist in Sperrrichtung gepolt. Liegt dagegen eine negative Spannung am Drain, ist die Diode vorwärtsgepolt und die Strom-Spannungskurve folgt einer Diodenkennlinie. Bei Nennstromdichten etwa in der Größenordnung 100 A/cm^2 fällt an der Diode eine Vorwärtsspannung U_{SD} von typischerweise 0.95 V ab.

Diese Eigenschaft macht es möglich, die Rückwärtsdiode in Leistungsschaltkreisen einzusetzen, welche eine Freilaufdiode für induktive Ströme antiparallel zum schaltenden Transistor erfordern. Damit lässt sich ein zusätzliches Bauelement einsparen. In [Bal96] werden als Anwendungen Wechselrichter für Motorantriebe, Schaltnetzteile und Stromrichter für Motorsteuerungen genannt. Aufgrund seiner hohen Schaltfrequenzen von über 100 kHz wird der CoolMOS™ bevorzugt in Schaltnetzteilen eingesetzt, während in Motorantrieben vorwiegend IGBTs zu finden sind. Eine bei Ausgangsleistungen über 1 kW häufig verwendete Schaltungstopologie ist die Zero-Voltage-Switching-(ZVS)-Brücke mit Phasenverschiebung (**Fig. 2.24**), die aus vier Hochspannungs-MOSFETs gebildet wird. Mithilfe eines anspruchsvollen Ansteuerschemas gelingt es, die Transistoren bei 0 V ein- und bei geringen Verlusten auszuschalten. Aufgrund der minimierten Schaltverluste weist die ZVS-Brücke eine sehr hohe Effizienz und Leistungsdichte sowie geringe dU/dt - und dI/dt -Belastungen auf [Wu00]. Die internen Rückwärtsdioden der Leistungs-MOSFETs Q1 bis Q4 und deren Ausgangskapazitäten, die in **Fig. 2.24** gesondert eingezeichnet sind, sowie die

Streuinduktivitäten von Schaltung und magnetischen Elementen werden beim Betrieb vorteilhaft ausgenutzt, um ein verlustarmes, resonantes Schalten zu ermöglichen [Sar98].

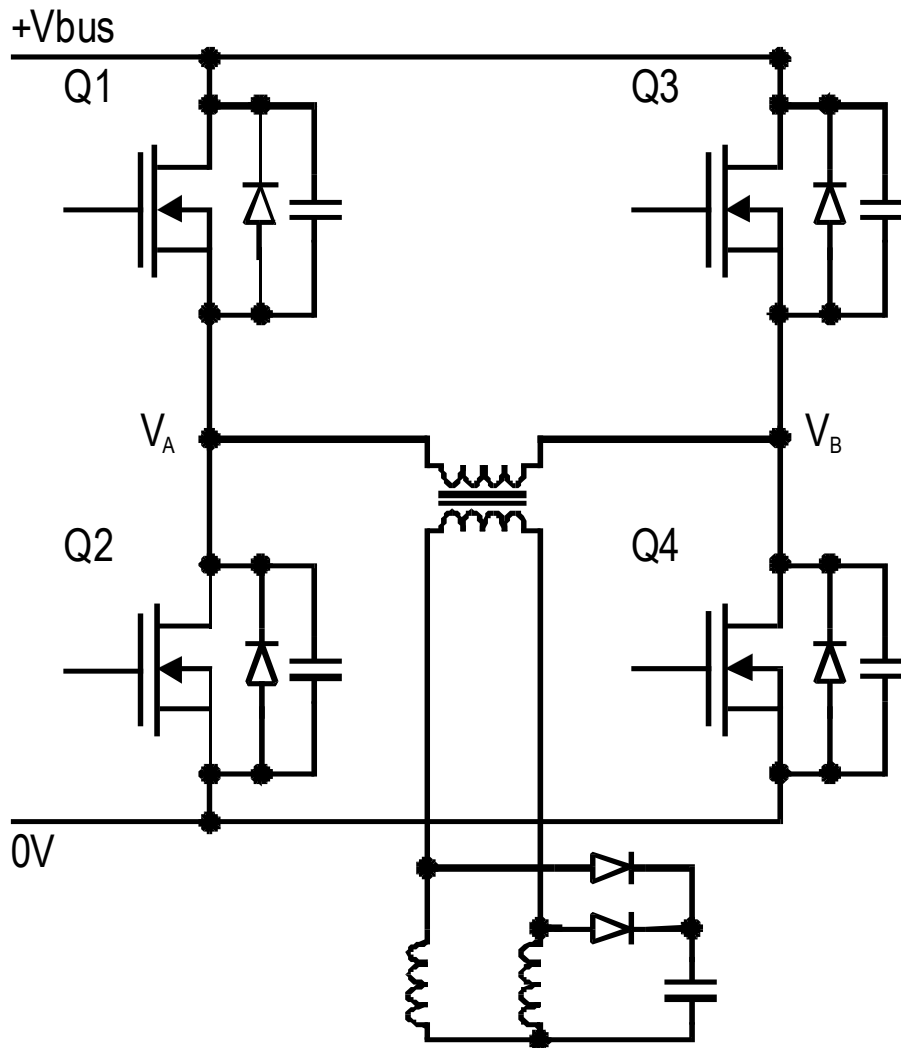


Fig. 2.24: Schaltbild einer ZVS-Brücke nach [Deb02]

Nach Saro et al. lässt sich der Betrieb der ZVS-Brücke folgendermaßen beschreiben [Sar98]:

Ausgangspunkt sei der Zustand, wenn die Transistoren Q1 und Q4 eingeschaltet sind. Über der Primärseite des Transformators liegt die volle Gleichspannung V_{bus} an: $V_A - V_B = V_{bus}$. Leistung wird von der Primär- auf die Sekundärseite übertragen.

Dann wird der Transistor Q4 abgeschaltet, um das weiche Einschalten von Q3 einzuleiten. Der weiter fließende induktive Strom I_p lädt die Ausgangskapazität von Q4 auf und entlädt die Ausgangskapazität von Q3, so dass V_B ansteigt.

Wenn V_B etwas größer als V_{bus} geworden ist, ist die interne Diode von Q3 in Vorwärtsrichtung gepolt und der gesamte Strom I_p fließt über die Freilaufdiode. In die Basis der Diode werden dabei Minoritätsladungsträger, sprich Elektronen und Löcher injiziert.

Einige hundert Nanosekunden später wird der Transistor Q3 eingeschaltet. Da die interne Diode nach wie vor vorwärtsgepolt ist, fließt nun ein Teil des Stroms I_p über den MOSFET-Kanal und ein Teil über die Diode. Der Einschaltvorgang erfolgt bei annähernd 0 V, also fast verlustfrei, weil beim Einschalten des Transistors nur die Diodenvorwärtsspannung anliegt. Der Strom zirkuliert während dieser Freilaufperiode durch den Kanal von Q1 und den Kanal und die Diode von Q3.

Als nächstes wird der Transistor Q1 abgeschaltet. Der Strom lädt nun die Ausgangskapazität von Q1 und entlädt die Kapazität von Q2, so dass die Spannung V_A sinkt. Wenn V_A leicht unter 0 V gesunken ist, leitet die interne Diode von Transistor Q2. Der Strom I_p fließt nun über die Diode von Q2 und die Diode und den Kanal von Q3. Da nun über der Spule die Spannung $V_A - V_B = -V_{bus}$ anliegt, ändert sich

die Richtung des Stroms.

Zuletzt wird der Transistor Q2 annähernd verlustfrei eingeschaltet, da über ihn nur die Diodenvorwärtsspannung abfällt. Leistung wird auf die Sekundärseite übertragen und wir befinden uns im gleichen Zustand wie am Anfang, nur mit umgekehrter Stromrichtung durch die Spule.

In dieser Phase sinkt der Diodenstrom in Q2 und Q3 schnell auf Null, da die Dioden in Rückwärtsrichtung gepolt sind. Da der Spannungsabfall, der durch den Driftstrom verursacht wird, sehr klein ist, bleiben allerdings sehr viele Minoritätsträger in der Basis der internen Diode zurück, die nur durch die sehr kleine Rückwärtsspannung und durch Rekombinationsprozesse weiter abgebaut werden.

Insbesondere bei niedrigem Laststrom und damit bei niedriger Rückwärtsspannung an der Diode gelingt es möglicherweise nicht, sämtliche injizierten Minoritätsladungsträger vollständig abzubauen, bevor der Transistor Q3 wieder abschaltet. In diesem Fall kommt es zu einer harten Kommutierung der Diode mit hohen Schaltverlusten, da die Spannung hochgefahren wird, während gleichzeitig die übrig gebliebenen Minoritätsträger aus der Basiszone getrieben werden. Das auftretende hohe dV/dt kann bei normalen Leistungs-MOSFETs dazu führen, dass sich die abfließenden Löcher in der p-Wanne unter dem n^+ -Source so stark konzentrieren, dass der damit verbundene Spannungsabfall den parasitären n^+pn -Transistor einschaltet und es aufgrund von Filamentbildung zur Zerstörung des Bauelements kommt [Sar98, Wu00]. Dieser Zerstörungsmechanismus wird zwar im Kompensationsbauelement aufgrund seiner internen Säulenstruktur vermieden [Deb02, Fra04], doch bei Bedingungen mit niedrigem Laststrom kommt es bei der harten Kommutierung der internen Diode zu erhöhten Schaltverlusten, welche die Effizienz der Schaltbrücke mindern und u.U. einen größeren Kühlkörper notwendig machen. Daher ist es vorteilhaft, die in der Rückwärtsdiode gespeicherte Ladung zu reduzieren bzw. schneller abzubauen. Die erforderlichen Maßnahmen dazu werden in dieser Arbeit geschildert.

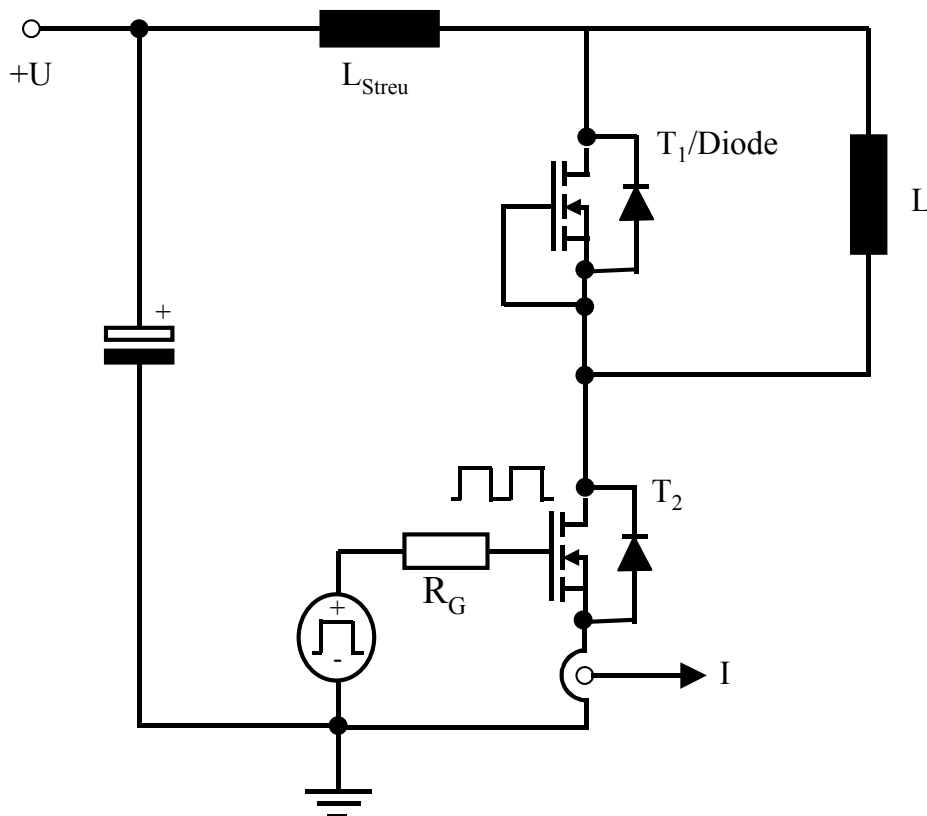
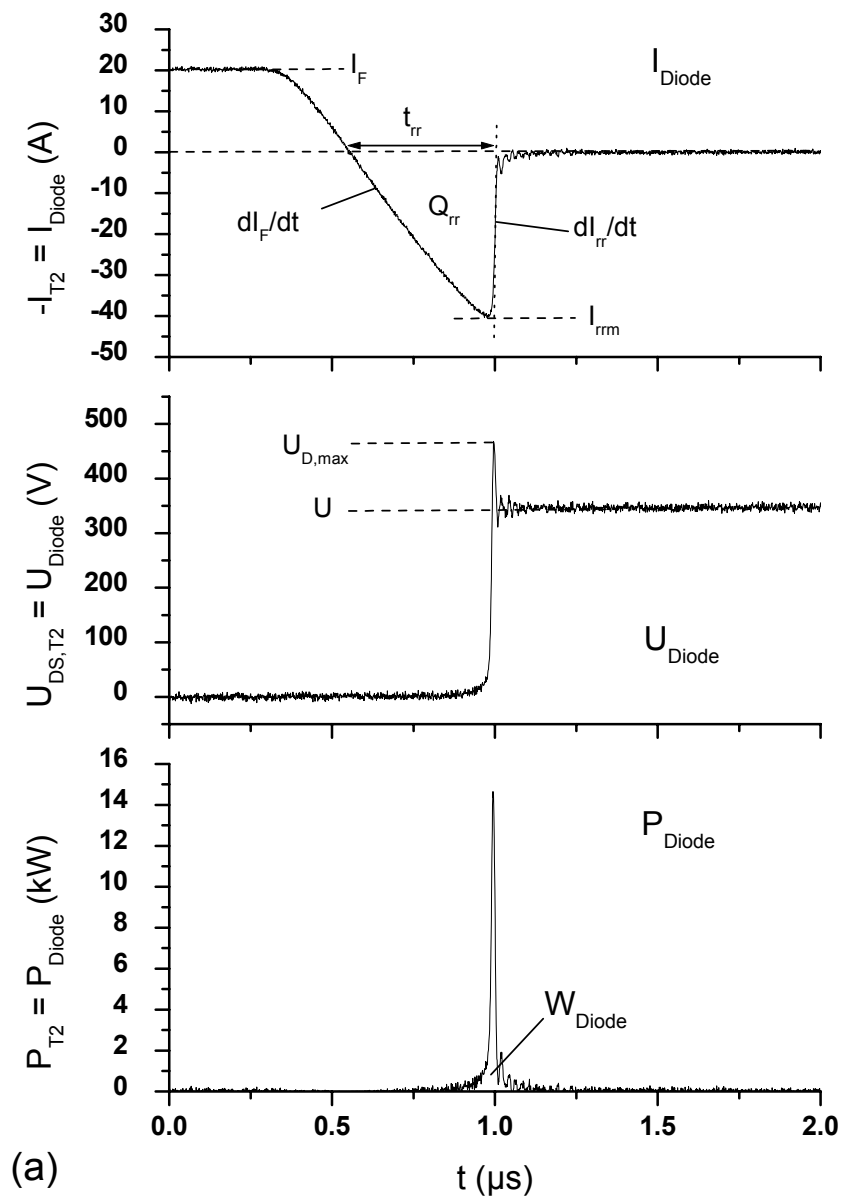


Fig. 2.25: Messschaltung zur Bestimmung der Reversdiodenparameter

Zunächst kann jedoch die beschriebene Situation in eine einfachere Messschaltung (Fig. 2.25) übertragen werden, die in der Industrie als anwendungsnahe Standardtest zur Prüfung und Bestimmung der Reversdiodenparameter dient. Diese Schaltung wird auch im weiteren Verlauf dieser Arbeit verwendet. Sie besteht aus einer Serienschaltung eines Schalt-Transistors T_1 und einer

Induktivität L , die durch den Freilaufast mit einem Transistor T_2 geklemmt wird. Dessen interne Diode fungiert dabei als Freilaufdiode. An den Schalter T_1 wird ein Doppelpuls angelegt. Der erste Puls dient dazu, den gewünschten Laststrom einzustellen. Zwischen den beiden Pulsen ist die Reversdiode vorwärtsgepolt und der Strom zirkuliert durch den Freilaufkreis. Aufgrund der großen Lastinduktivität bleibt der Strom bis zum zweiten Puls praktisch konstant. Beim Einschalten des Schalttransistors kommt es nun zum Sperrerholvorgang der Rückwärtsdiode, allgemein bezeichnet als Reverse-Recovery-Vorgang. Denn die freien Ladungsträger, die die Diode während des Freilaufbetriebs überfluten, müssen beim Kommutieren zuerst aus der Basis der Diode entfernt werden, bevor sie die Klemmenspannung U aufnehmen kann.



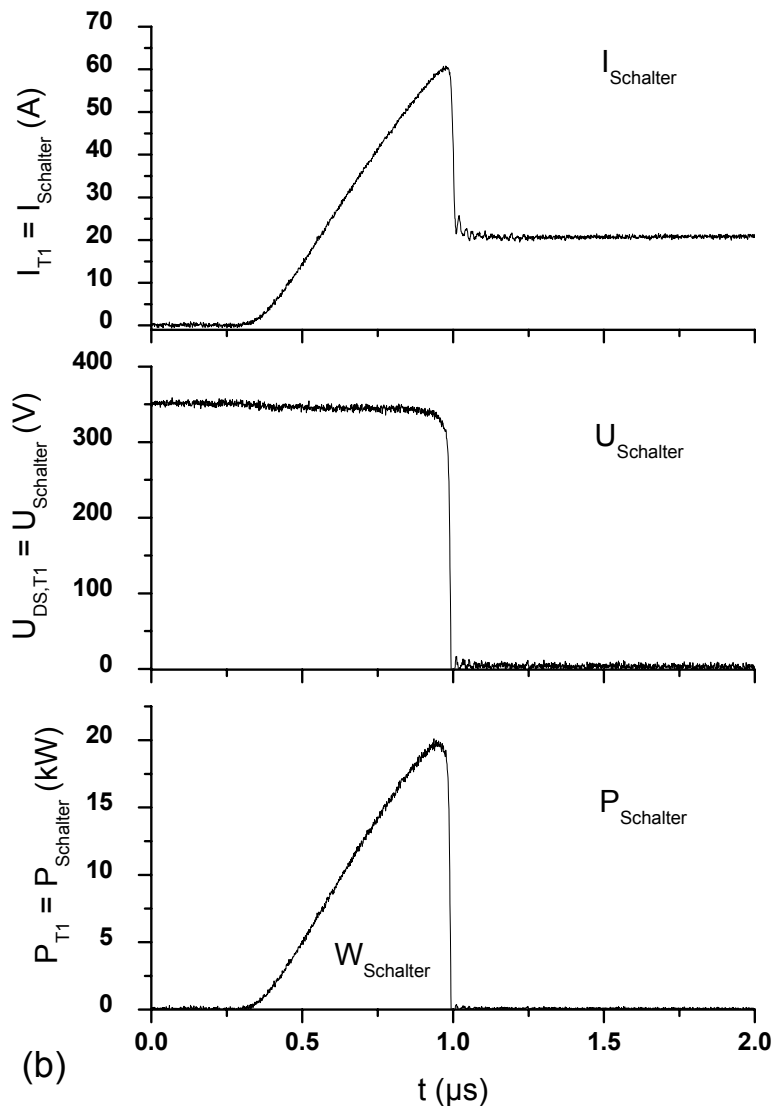


Fig. 2.26: Strom-, Spannungs- und Leistungskurven in der Messschaltung von Fig. 2.25 während der Reverse-Recovery-Phase (a) im Transistor (CoolMOS™ SPP20N60S5) T_1 , der als Freilaufdiode fungiert (b) im Schalt-Transistor (CoolMOS™ SPP20N60S5) T_2

Während des Reverse-Recovery-Vorgangs treten an Schalter und Diode die in **Fig. 2.26** dargestellten Verläufe von Spannung, Strom und Verlustleistung auf. Der Diodenstrom sinkt zunächst vom Laststrom I_F mit konstanter Steigung $-dI_F/dt$ ab, die durch die Streuinduktivität L_{Streu} und den Gatewiderstand R_G bestimmt wird. Der Rückstrom der Diode, gespeist von den aus der Driftzone des CoolMOS™ abfließenden Ladungsträgern, erreicht sein Maximum I_{rrm} und erst kurz vor Erreichen dieses Maximums, d.h. nachdem bereits fast die gesamte gespeicherte Ladungsträgermenge abgeflossen ist, steigt die Diodenspannung an. Da aber kaum noch freie Ladungsträger vorhanden sind, sinkt der Leitungsstrom schnell ab, während die Spannung an der Sperrschichtkapazität der Diode stark ansteigt. Die maximal auftretende Diodenspannung $U_{D,\text{max}}$ und damit die Überspannung $U_{D,\text{max}}-U$, hängt von dI_{rr}/dt , I_{rrm} und L_{Streu} ab. $U_{D,\text{max}}$ oder die Überspannung sind daher unter gleichbleibenden Messbedingungen ein geeignetes Maß, um den Stromabfall zu charakterisieren. Am Ende des Reverse-Recovery-Vorgangs geht der Diodenstrom auf den Sperrstromwert zurück und die Spannung nimmt den Klemmenwert U an.

Wie aus **Fig. 2.26b** hervorgeht, muss der schaltende Transistor den Laststrom und zusätzlich den Rückstrom aus der Diode verkraften. Da gleichzeitig die Spannung noch sehr hoch ist, wird im Schalter eine deutlich größere Verlustenergie W_{Schalter} dissipiert als in der Diode mit W_{Diode} . Diese hingegen wird vor allem durch die Überspannung und hohe Stromdichten beansprucht.

Bevor auf die Prozesse in der Diode während des Abschaltens genauer eingegangen wird, sollen zwei wesentliche Begriffe definiert werden, die in **Fig. 2.26a** erscheinen, nämlich die Freierzeit t_{rr} und die Speicherladung Q_{rr} (reverse recovery time und reverse recovery charge). t_{rr} ist die Zeitspanne zwischen Nulldurchgang des Diodenstroms und dem Zeitpunkt, wo die Gerade dI_{rr}/dt die Stromnulllinie schneidet. Die Gerade wird durch Stromwerte bei 90% und 25% des Rückstrommaximums I_{rrm} nach der Rückstromspitze festgelegt. Q_{rr} ist definiert als das Integral des Diodenstroms während der Zeitspanne t_{rr} . Da t_{rr} stark von der Kommutierungsteilheit dI_F/dt abhängt, wird zur Charakterisierung des Diodenverhaltens für einen bestimmten Laststrom I_F die Speicherladung Q_{rr} angegeben, die nur eine relativ schwache Funktion von dI_F/dt und U ist [Schröder]. Trotzdem sollten die genauen Messbedingungen stets angegeben werden. Die Rückwärtsdiode des SPP20N60S5 weist bei $I_F = 20$ A, $dI_F/dt = 100$ A/ μ s, $U = 350$ V und $T = 20^\circ\text{C}$ typische Q_{rr} -Werte von 10 bis 13 μC auf. Wünschenswerte Werte für dieses Bauelement unter diesen Messbedingungen wären etwa 0.5 bis 1.5 μC .

2.4.2 Dynamik des Reverse-Recovery-Vorgangs

Zur Veranschaulichung der internen Prozesse in der Reversdiode wurde ein 600V-20A-CoolMOSTM in einer Schaltung nach **Fig. 2.25** simuliert. Auch für den schaltenden Transistor T_2 wurde in der Simulation ein CoolMOSTM eingesetzt. Die erhaltenen Strom- und Spannungsverläufe an der internen Diode sind in **Fig. 2.27** zu sehen. Aus der Stromkurve ergibt sich ein $Q_{rr} = 9.2$ μC , ein etwas niedrigerer Wert als im realen Bauelement, was durch Vernachlässigung von Randeffekten erklärbar ist. Der Verlauf der Stromkurve entspricht sehr gut der experimentellen Kurve von **Fig. 2.26a**. Die Steilheit des Stromabfalls nach der Rückstromspitze und somit die Überspannung an der Diode ist höher als in der Realität; beide Größen hängen aber stark vom Wert der Streuinduktivität L_{Streu} ab, der in der Simulation mit 40 nH angesetzt wurde.

Während der Freilaufphase befindet sich die Rückwärtsdiode zunächst im Vorwärtsbetrieb. Die zugehörigen Elektronen- und Löcherkonzentrationen längs der p-Säule zeigt **Fig. 2.28**. Die Konzentration der injizierten Ladungsträger liegt bei der hier gewählten Nennstromdichte von 100 A/ cm^2 und einer angenommenen Hochinjektionslebensdauer von $\tau_{HL} \approx \tau_n + \tau_p = 72$ μs zwischen $5 \cdot 10^{16}$ und $8 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} und damit über der Dotierung der p- und n-Säulen, wodurch die Leitfähigkeit der Basis stark zunimmt. Aufgrund der Ladungsneutralität gilt im Elektron-Loch-Plasma in der Basis

$$n + N_A = p + N_D \cong p. \quad \text{Gl. 2.42}$$

Während die Donatorkonzentration N_D mit etwa $1.5 \cdot 10^{15}$ cm^{-3} gegenüber der Löcherkonzentration p vernachlässigt werden kann, kommt die Akzeptorkonzentration N_A mit Maxima in den Implantationsbubbles von etwa $1 \cdot 10^{16}$ cm^{-3} noch in die Nähe der Konzentrationen von Elektronen und Löchern. Deshalb sind die Profile der freien Ladungsträger in **Fig. 2.28** noch durch die p-Säulen-Implantationsstruktur moduliert. Die Leitfähigkeitsmodulation ermöglicht wie bei einer pin-Diode einen hohen Vorwärtsstrom bei relativ niedrigen Werten der Vorwärtsspannung U_{SD} . Im realen Bauelement fällt bei $I_F = 100$ A/ cm^2 ein $U_{SD} = 0.95$ V ab, während die Simulation ein $U_{SD} = 0.85$ V ergibt, weil im Simulationsmodell die Kontakt- und Bonddrahtwiderstände sowie große Teile des Substratwiderstands nicht berücksichtigt werden.

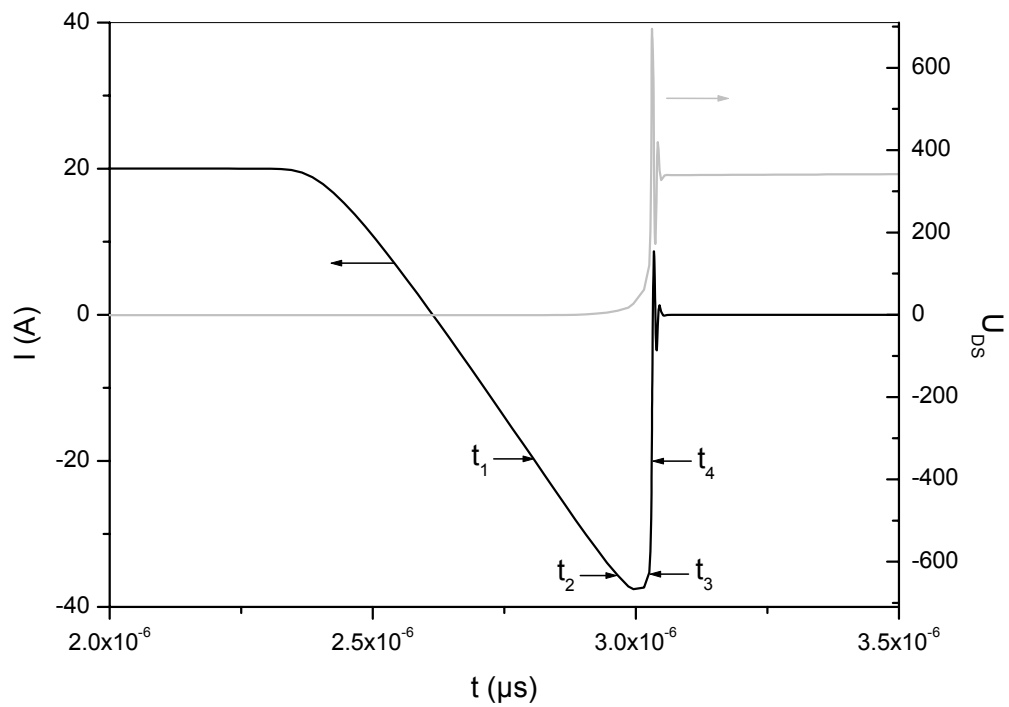


Fig. 2.27: Simulierte Strom- und Spannungskurven während des Reverse Recovery der 600V-20A-CoolMOS™-Rückwärtsdiode (SPP20N60S5)

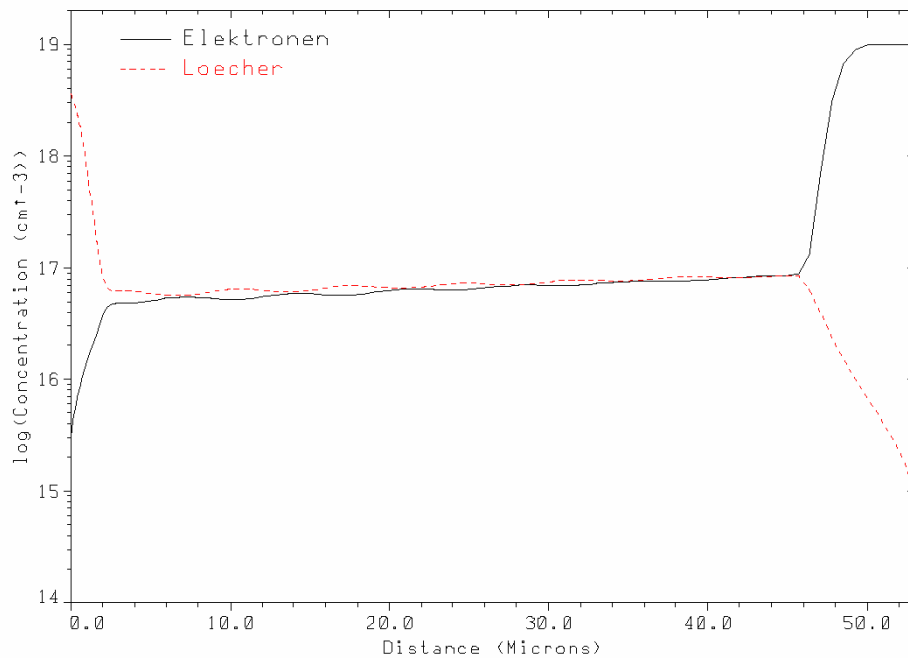


Fig. 2.28: Elektronen- und Löcherkonzentration längs der p-Säule während des Vorwärtsbetriebs der 600V-20A-CoolMOS™-Reversdiode (SPP20N60S5) bei $I = 20$ A

Am Ende der Freilaufphase schaltet der Transistor T_1 wieder ein, und die Rückwärtsdiode T_2 geht vom leitenden in den sperrenden Zustand über. Während dieses Reverse Recovery treten im Inneren der Reversdiode dynamische Abläufe auf, die für den CoolMOSTM, aber auch für andere Kompensationsbauelemente charakteristisch sind und sich von gewöhnlichen p^+nn^+ (pin)-Dioden oder internen MOSFET-Dioden unterscheiden. Nach [Ng01] lässt sich der Abschaltvorgang in drei Phasen gliedern:

- Phase I unterscheidet sich nicht wesentlich von einer herkömmlichen Diode. Das Plasma wird nahe der p^+ -Wanne abgebaut.
- In Phase II bildet sich eine Raumladungszone (RLZ) längs des gesamten horizontalen pn-Übergangs.
- Während Phase III dehnt sich die RLZ über die gesamte Basis aus und die Diodenspannung steigt schnell an.

Zur Verdeutlichung der Vorgänge zeigen die **Fig. 2.29** bis **Fig. 2.32** für vier Zeitpunkte t_1 bis t_4 während des Schaltvorgangs jeweils die Stromlinien, die Elektronen- und Löcherkonzentrationen sowie zur Veranschaulichung der RLZ die Grenzlinie, wo die Majoritätsträgerkonzentration die Hälfte der Nettostörstellenkonzentration beträgt. Die Zeiten t_1 bis t_4 sind in **Fig. 2.27** eingezeichnet.

In Phase I (**Fig. 2.29**) fließen Elektronen zur Drain- und Löcher zur Sourceseite. Da die Elektronen eine rund dreimal größere Beweglichkeit als die Löcher besitzen, wird das Ladungsträgerplasma zuerst in der Nähe der p^+ -Wanne abgebaut [Ben67]. Dieser Vorgang ist also identisch zu einer pin-Diode bzw. einem konventionellen MOSFET. Am Ende der ersten Phase ist die Konzentration beweglicher Ladungen am p^+n -Übergang unter die Dotierkonzentrationen abgesunken und das Bauelement beginnt Spannung aufzunehmen. Da aber zu diesem Zeitpunkt noch der überwiegende Teil des horizontalen pn-Übergangs überflutet ist, fällt nur eine sehr kleine Spannung ab.

In Phase II (**Fig. 2.30** und **Fig. 2.31**) breitet sich die RLZ wie beim Öffnen eines Reißverschlusses entlang des horizontalen pn-Übergangs in die Tiefe aus. Durch die laterale elektrische Feldkomponente werden die abfließenden Löcher in der p-Säule zusammengedrängt (**Fig. 2.31a** und **Fig. 2.31c**). Die dadurch erzeugte hohe Löcherkonzentration erschwert zusätzlich die Bildung der RLZ im Bereich der p-Säule, so dass die Spannung am Bauelement immer noch relativ niedrig bleibt. Außerdem zeigt sich hier, dass die Löcher im Gegensatz zur internen Diode beim konventionellen MOSFET nicht lateral durch die p-Wanne fließen, sondern durch das laterale Feld zunächst in die p-Säule fokussiert werden und dann weitgehend senkrecht nach oben in die p-Wanne laufen. Damit wird das Einschalten des parasitären n^+pn -Transistors vermieden, der in der ZVS-Brücke zu dem beschriebenen Ausfall von Leistungs-MOSFETs unter Bedingungen mit geringer Last führen kann [Deb02, Fra04].

Erst in Phase III (**Fig. 2.32**), wenn schließlich auch die p-Säule weitgehend frei von Löchern ist, kann das Kompensationsprinzip seine volle Wirkung entfalten, und die Spannung steigt schnell an. Gleichzeitig fällt der Strom relativ steil ab, da nun keine freien Ladungen mehr vorhanden sind, die den Stromfluss tragen könnten. Das große dI/dt produziert dabei über die Streuinduktivität L_{Streu} eine Spannungsspitze an der Diode. Wie in **Fig. 2.32** zu erkennen ist, nehmen in dieser Phase in manchen Bereichen der RLZ die Elektronen- und Löcherdichten wieder leicht zu, ohne jedoch das Dotierniveau zu erreichen. Dieser Effekt wird durch die Löcher hervorgerufen, die in der p-Säule in hoher Konzentration durch Bereiche laufen, deren Feldstärke bereits so hoch ist, dass nennenswerte Stoßionisation auftreten kann. Aufgrund der geringen verbliebenen Löcherdichten ist dieser Effekt aber nur sehr kurzfristig und schwach ausgeprägt und daher in der Rückstromkurve nicht zu beobachten.

Der wesentliche Unterschied der Kompensationsdiode zur konventionellen Diode liegt also darin, dass zunächst fast die gesamte gespeicherte Ladung aus der Basis entfernt werden muss, bevor das Kompensationsprinzip wirken und das Bauelement nennenswerte Spannung aufnehmen kann. Dies

bedingt eine relativ lange Zeitdauer t_A bis zum Erreichen der Rückstromspitze, die nach [Ng01] aus der in Vorwärtsrichtung gespeicherten Ladung Q und der Kommutierungssteilheit dI_F/dt abgeschätzt werden kann zu

$$t_A = \sqrt{\frac{2Q}{\frac{dI_F}{dt}}}. \quad \text{Gl. 2.43}$$

Entsprechend gilt für die Rückstromspitze

$$I_{\text{rm}} = t_A \frac{dI_F}{dt} = \sqrt{2Q \frac{dI_F}{dt}}. \quad \text{Gl. 2.44}$$

Der Reverse-Recovery-Prozess lässt sich auch sehr gut durch die Drain-Source-Kapazität C_{DS} beschreiben, die in Kompensationsbauelementen aufgrund der tiefen Säulenstruktur eine starke Abhängigkeit von U_{DS} besitzt. Bei niedrigem U_{DS} bildet der pn-Übergang um die p-Säule herum eine dünne und großflächige RLZ aus. Zu Beginn des Spannungsaufbaus muss also eine große Kapazität aufgeladen werden. Steigt jedoch U_{DS} über etwa 50 V, wozu allerdings rund 90% der Speicherladung ausgeräumt sein müssen, fällt C_{DS} auf sehr niedrige Werte und ermöglicht den steilen Spannungsanstieg am Ende des Reverse-Recovery-Vorgangs. Dieses charakteristische Kapazitätsverhalten, das für das normale Abschalten des unipolaren Stromflusses äußerst vorteilhaft ist, da es zu hohen Schaltgeschwindigkeiten führt, ist für das Kommutieren der Reversdiode ein gewisser Nachteil [Deb01].

Es ist offensichtlich, dass die Speicherladung Q_{rr} und damit auch die Freiwerdezeit t_{rr} verbessert werden kann, indem das Ausräumen der Ladung während des Reverse Recovery beschleunigt und die Ladungsträgerkonzentration im Durchlasszustand etwas reduziert wird. Ansatzpunkt dazu ist die Erhöhung der Rekombinationsrate der Minoritätsladungsträger in der Basiszone der Diode und somit in dem Bereich, der aus den alternierenden Säulen gebildet wird. Neben der Optimierung der Avalanche-festigkeit ist dies der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit.

Es wurden experimentell drei mögliche Verfahren zur Erzeugung von Rekombinationszentren untersucht: die Bestrahlung mit Elektronen, Protonen oder Heliumionen. Die erzeugten Strahlenschäden besitzen tiefe Energieniveaus in der Bandlücke, welche die Rekombination erhöhen oder, anders ausgedrückt, die Lebensdauer der Ladungsträger reduzieren. Die Auswirkungen auf das Verhalten der Reversdiode als auch auf das Verhalten der restlichen CoolMOSTM-Eigenschaften wurden eingehend untersucht und im Vergleich die optimale Bestrahlungsvariante ermittelt. Dabei wurde auch die Rückwirkung der Bestrahlung auf die Avalanche-festigkeit berücksichtigt.

Neben der reinen Optimierungsaufgabe wurde auch versucht, ein mikroskopisches Verständnis der erzeugten Defekte und deren Auswirkung auf die Bauelementeigenschaften zu erlangen, soweit es die industriellen Gegebenheiten zuließen. Dazu dienten Spreading Resistance(SR)- und Deep Level Transient Spectroscopy(DLTS)-Messungen sowie vergleichende MEDICI-Simulationen, die aber nur bedingt ein quantitatives Verständnis ermöglichen, da die Strahlendefekte im komplexen Materialsystem des CoolMOSTM noch nicht ausreichend bekannt sind. Trotzdem erlauben die gewonnenen Erkenntnisse eine weitgehende Analyse der bestrahlten Bauelemente im Nachhinein, jedoch nicht eine exakte prädiktive Simulation.

Wie bereits angeklungen, stand die Erhöhung der Diodenschaltgeschwindigkeit im Mittelpunkt der Untersuchungen. Durch Bestrahlungen allein kann keine entscheidende Verbesserung hinsichtlich eines sanfteren Abschaltens erreicht werden. Dazu müssen zusätzliche Änderungen am Bauelement vorgenommen werden, die aber nicht Gegenstand dieser Arbeit waren.

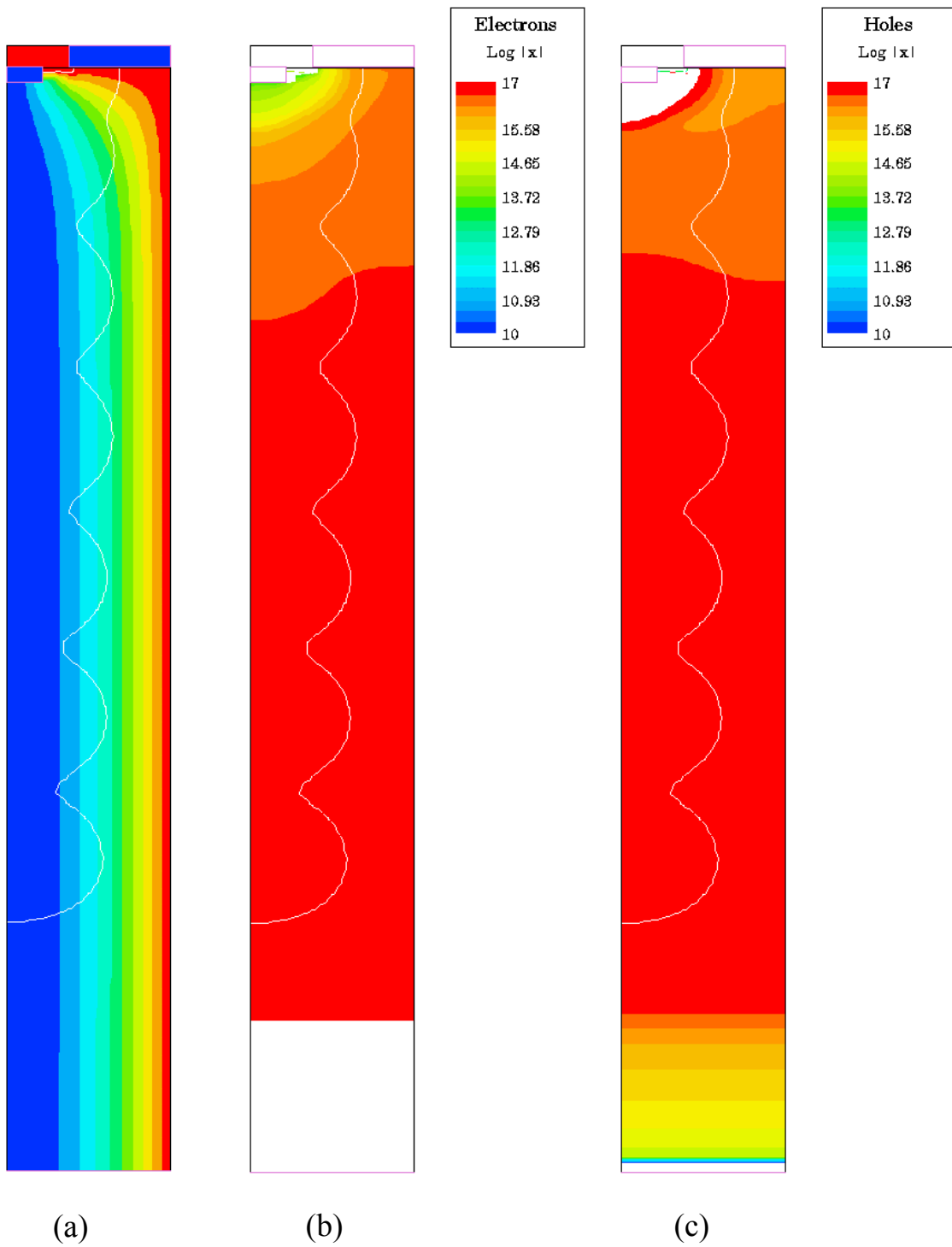


Fig. 2.29: Reverse-Recovery der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60S5 zum Zeitpunkt t_1 in Fig. 2.27 (a) Stromlinien (b) Elektronenkonzentration (c) Löcherkonzentration. Der pn-Übergang wird durch die weiße Linie bezeichnet.

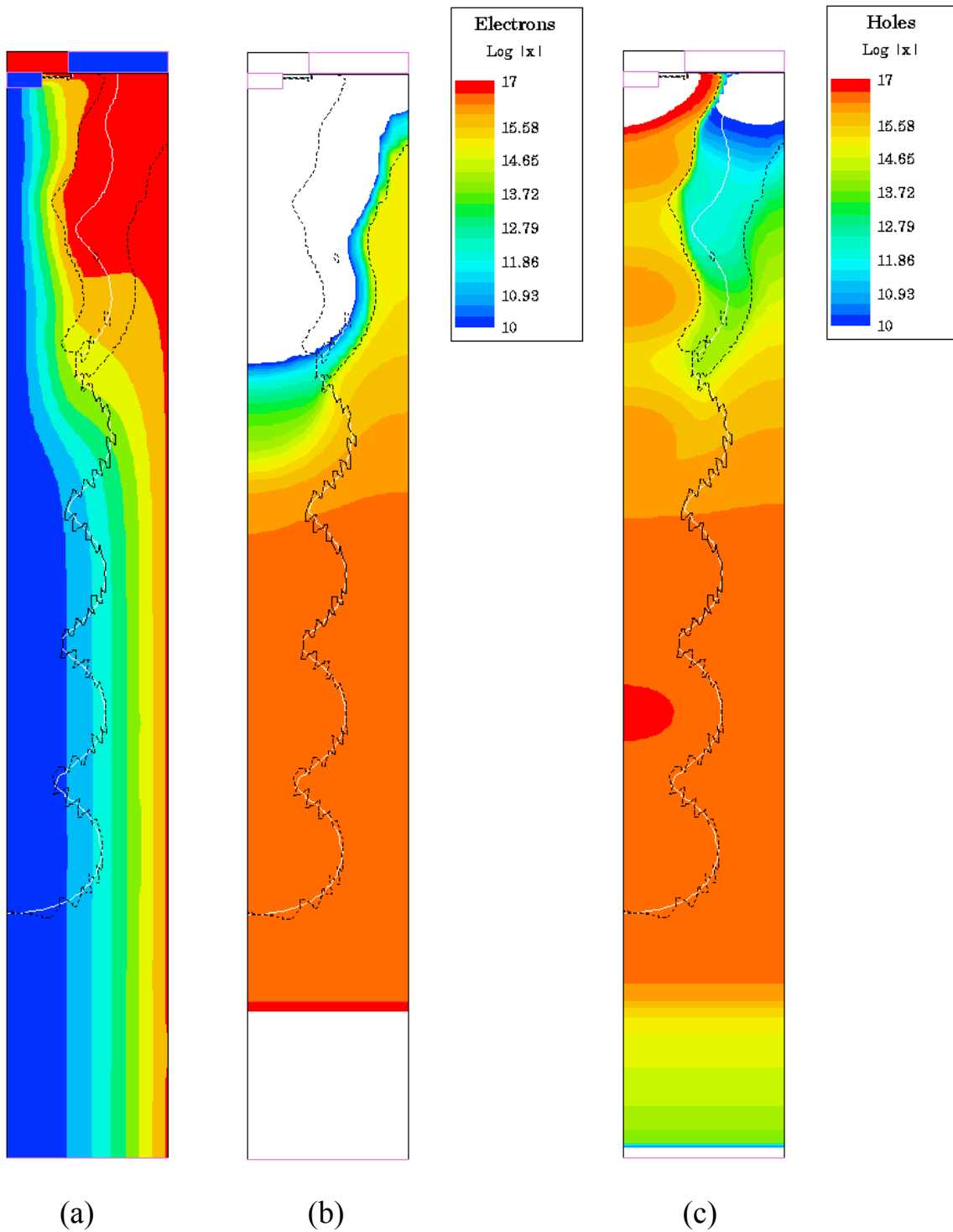


Fig. 2.30: Reverse-Recovery der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60S5 zum Zeitpunkt t_2 in Fig. 2.27 (a) Stromlinien (b) Elektronenkonzentration (c) Löcherkonzentration. Die weiße Linie bezeichnet den pn-Übergang, die schwarze gestrichelte Linie die Grenze, wo die Majoritätsträgerkonzentration gleich der Hälfte der Nettostörstellenkonzentration ist.

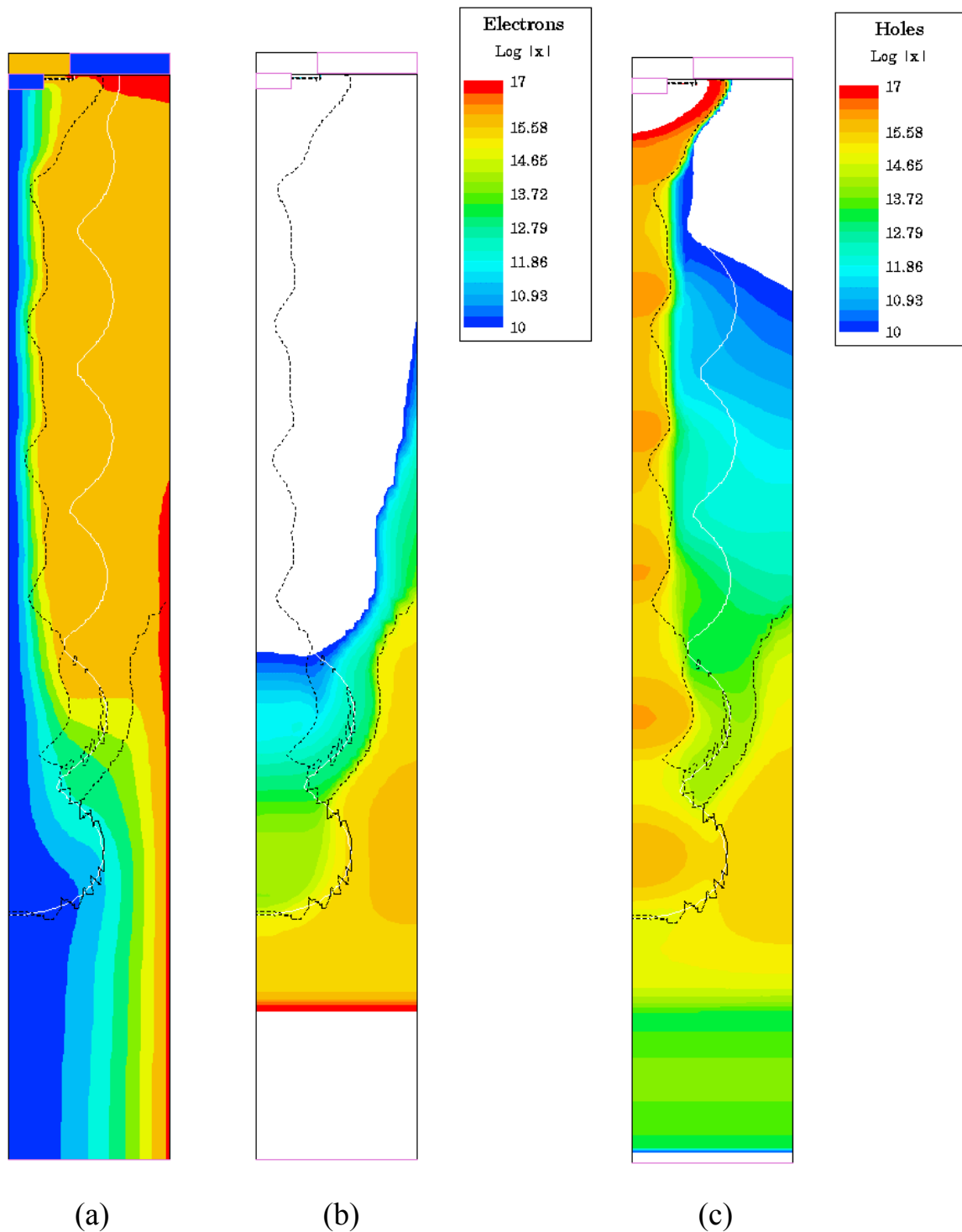


Fig. 2.31: Reverse-Recovery der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60S5 zum Zeitpunkt t_3 in Fig. 2.27 (a) Stromlinien (b) Elektronenkonzentration (c) Löcherkonzentration. Die weiße Linie bezeichnet den pn-Übergang, die schwarze gestrichelte Linie die Grenze, wo die Majoritätsträgerkonzentration gleich der Hälfte der Nettostörstellenkonzentration ist.

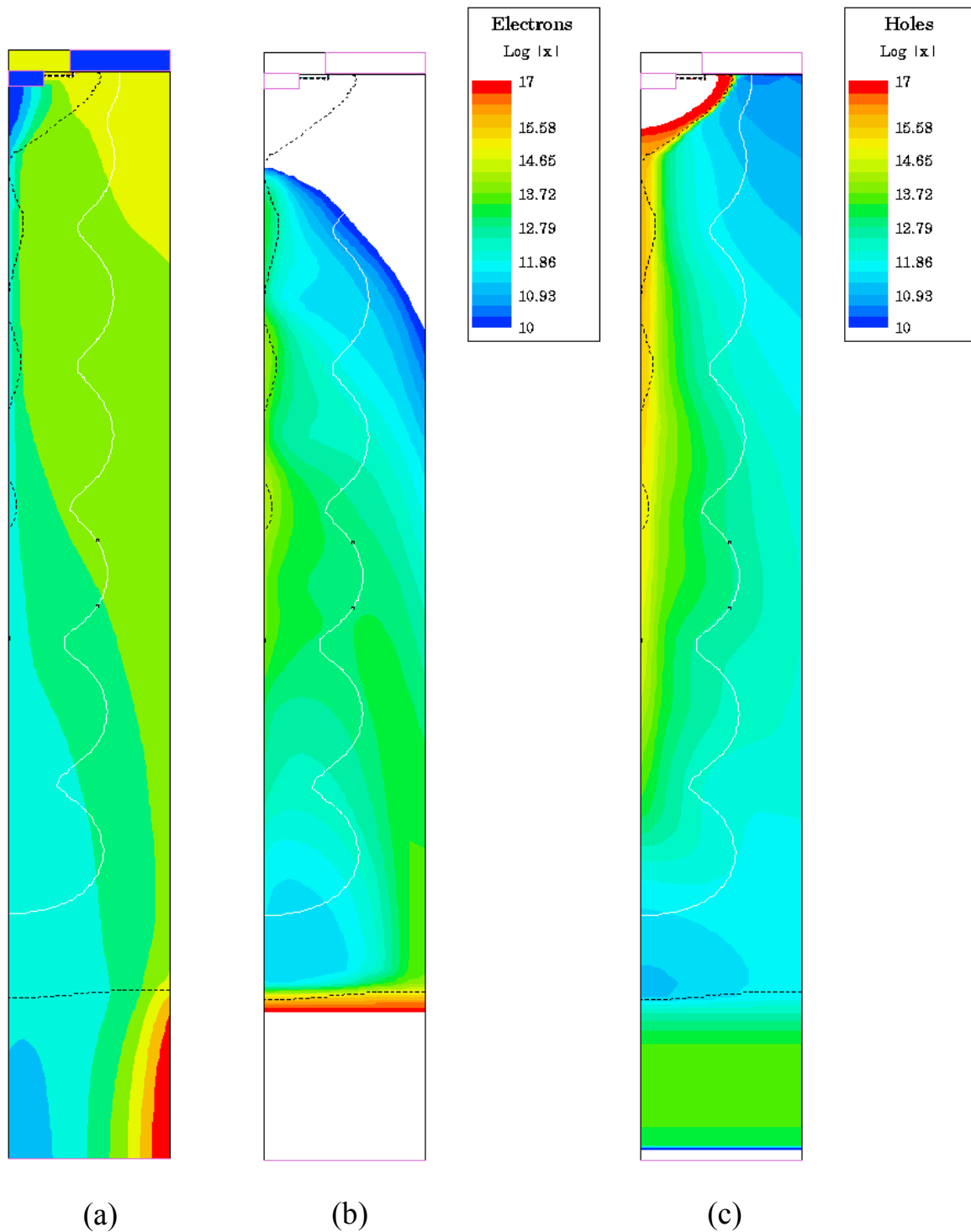


Fig. 2.32: Reverse-Recovery der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60S5 zum Zeitpunkt t_4 in Fig. 2.27 (a) Stromlinien (b) Elektronenkonzentration (c) Löcherkonzentration. Die weiße Linie bezeichnet den pn-Übergang, die schwarze gestrichelte Linie die Grenze, wo die Majoritätsträgerkonzentration gleich der Hälfte der Nettostörstellenkonzentration ist.

3 Optimierung der Avalanche­festigkeit

3.1 TRAPATT-Oszillationen

3.1.1 TRAPATT-Dioden

Wie im Folgenden gezeigt wird, weisen die im Zusammenhang mit Lawinenmultiplikation auftretenden Schwingungen charakteristische Merkmale der sogenannten TRAPATT-Oszillationen auf, die zum ersten Mal 1967 an Dioden [Pra67] untersucht wurden. Der zugrundeliegende physikalische Mechanismus wurde durch Computersimulationen von Scharfetter et al. [Sch68] erhellt. Die komplexe elektrische Feldverteilung von Kompensationsbauelementen führt jedoch zu spezifischen Besonderheiten, die das Kompensationsbauelement deutlich von einer Diode unterscheiden, deren TRAPATT-Betrieb im Wesentlichen eindimensional beschrieben werden kann. Da jedoch die ein oder andere Überlegung von der TRAPATT-Diode auch auf Kompensationsbauelemente übertragbar ist, sollen zunächst einige einfache Beziehungen für die TRAPATT-Diode angegeben werden, die z.B. in [Pau81, DeL70, Sze81] zu finden sind.

Die TRAPATT-Diode (*TR*apped *P*lasma *A*valanche *T*riggered *T*ransit) gehört zur Gruppe der Lawinenlaufzeitdioden und ist ein Mikrowellenbauelement, das in der Lage ist, mit hohem Wirkungsgrad Hochfrequenzleistung im Bereich von 0.5 bis 10 GHz zu erzeugen. Wirkungsgrade bis zu 75% [Kos70] und Impulsleistungen von 1.2 kW [Liu70] mit fünf in Serie geschalteten Dioden sind erreicht worden. Die hohe Leistung erlaubt üblicherweise nur einen gepulsten Betrieb.

Die entscheidenden Prozesse, die während einer TRAPATT-Periode ablaufen, seien am Beispiel einer idealisierten n^+pp^+ -Diode dargestellt (**Fig. 3.1**).

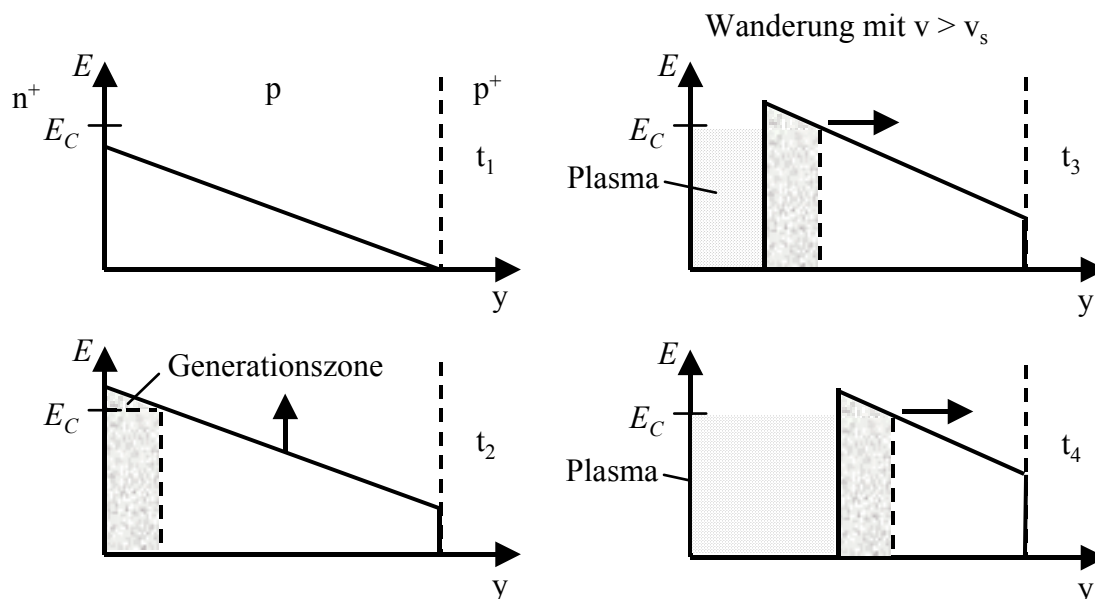


Fig. 3.1: Schematische Feldverteilung einer idealisierten n^+pp^+ -Diode während des TRAPATT-Betriebs zu vier verschiedenen Zeitpunkten bei konstantem eingepprägten Strom. Ausbildung einer wandernden Avalanche­generationszone und eines im Schatten zurückbleibenden Elektron-Loch-Plasmas. Nach [Pau81].

Als Anfangszustand sei eine Feldverteilung $E(y, t=0)$ angenommen, deren Maximum unter einer kritischen Feldstärke E_C liegt, bei der es zu lawinenartiger Multiplikation von Ladungsträgern komme. Nun werde zusätzlich an den Diodenkontakten ein konstanter Strom I_0 eingep­ragt. Der Leckstrom werde vernachlässigt. Die Situation ist ganz ähnlich wie beim Avalanche­test (**Fig. 2.16** und **Fig. 2.17**), wo der Transistor abgeschaltet wird und die in der Induktivität gespeicherte Energie ein Weiterfließen des Stroms durch das Bauelement erzwingt. Da in der Diode keine Ladungsträger vorhanden sind, die

einen Leitungsstrom tragen könnten, wird zunächst ein Verschiebungsstrom die Raumladungskapazität der Diode weiter aufladen. Das bedeutet, dass das trapezförmige Feldprofil mit konstanter Rate nach oben getrieben wird, bis das Feldmaximum die kritische Feldstärke E_C erreicht.

Die folgenden Prozesse hängen nun entscheidend von der eingepprägten Stromstärke I_0 ab. Wenn I_0 verhältnismäßig niedrig ist, geschieht nichts Außergewöhnliches. Wenn dagegen I_0 so groß ist, dass der Verschiebungsstrom den Punkt, wo das elektrische Feld den Wert E_C erreicht, mit größerer Geschwindigkeit durch die RLZ treibt als die Sättigungsgeschwindigkeit v_s der Ladungsträger, bleibt im Rücken der schnell wandernden Avalanchezone ein Elektron-Loch-Plasma zurück, das in diesem Bereich die Feldstärke auf niedrige Werte reduziert, wodurch die Spannung an der Diode fast auf Null sinkt bei gleichzeitig hohem Stromfluss. Nach [DeL70] kann die Geschwindigkeit v_y , mit der sich das führende Ende der Avalanchezone durch die RLZ bewegt, wie folgt erhalten werden:

Im Anfangszustand wird die Laststromdichte j_0 in der Diode wie oben erläutert als Verschiebungsstrom übernommen

$$j_0 = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{dE}{dt}. \quad \text{Gl. 3.1}$$

Aus Integration dieser Gleichung mit $j_0 = \text{const}$ folgt für den räumlichen und zeitlichen Verlauf des Feldes rechts des Punktes, wo $E(y)$ den Wert E_C erreicht,

$$E(y, t) = E(y, 0) + \frac{j_0 t}{\epsilon_0 \epsilon_r}, \quad \text{Gl. 3.2}$$

wobei sich $E(y, 0)$ aus der Poisson-Gleichung unter Vernachlässigung beweglicher Ladungsträger in der RLZ gegenüber der Akzeptorkonzentration N_A ergibt zu

$$E(y, 0) = E_C - \frac{qN_A}{\epsilon_0 \epsilon_r} y. \quad \text{Gl. 3.3}$$

Der Ort y , an dem zum Zeitpunkt t das elektrische Feld den Wert E_C erreicht, erhält man daher, indem man in **Gl. 3.2** $E(y, t) = E_C$ setzt:

$$\frac{qN_A}{\epsilon_0 \epsilon_r} y = \frac{j_0 t}{\epsilon_0 \epsilon_r}. \quad \text{Gl. 3.4}$$

Durch Differenzieren gewinnt man schließlich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Lawinenzone v_y

$$v_y = \frac{dy}{dt} = \frac{j_0}{qN_A} > v_s, \quad \text{Gl. 3.5}$$

die größer als die Sättigungsgeschwindigkeit sein muss, damit sich hinter der Avalanchestoßfront ein Ladungsträgerplasma ausbildet. Ist diese Grundbedingung für den TRAPATT-Betrieb erfüllt, sinkt das Feld im Rücken der Generationszone aufgrund der Raumladung der durch Stoßionisation erzeugten Ladungsträger stark ab, und da die Geschwindigkeit der Ladungsträger bei den niedrigen Feldstärken gering ist, bleibt nach dem Durchlauf der Generationszone durch die RLZ ein Ladungsträgerplasma „gefangen“, das dem TRAPATT-Betrieb seinen Namen gab.

In der nächsten Phase fließen die Elektronen und Löcher aus dem Plasma wieder ab, aufgrund der niedrigen Feldstärke allerdings relativ langsam. Erst wenn genügend Ladungsträger verschwunden sind, steigt die Feldstärke wieder langsam an. Schließlich beginnt der Zyklus von vorne, wenn von außen die Stromstärke I_0 aufrechterhalten wird. Somit ergibt sich der in **Fig. 3.2** dargestellte typische Verlauf der Diodenspannung bei konstantem I_0 , der die drei Phasen Aufladen des Feldes durch den Verschiebestrom, die Plasmabildung durch die wandernde Generationszone und die Plasmaerholung durch das Abfließen der Ladungsträger aufweist.

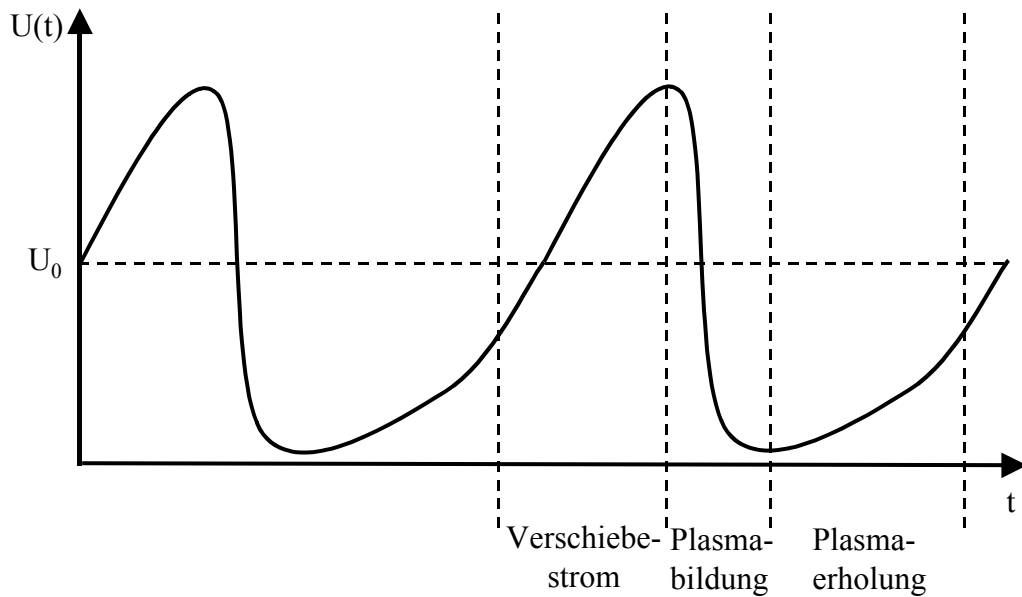


Fig. 3.2: Spannungsverlauf während zwei TRAPATT-Perioden bei konstantem Strom I_0 mit den drei wichtigen Phasen der Schwingung

Auch wenn Gl. 3.5 unter vereinfachenden Annahmen hergeleitet wurde, lassen sich aus dieser Relation zwei wichtige Tatsachen ablesen. Zum einen gibt es eine kritische Stromdichte $j_C = qN_{AVS}$, ab der es zu einer TRAPATT-Schwingung kommen kann. Diese Beobachtung deckt sich mit den experimentellen Gegebenheiten beim CoolMOSTM. Zum anderen hängt j_C in der TRAPATT-Diode von der Dotierstoffkonzentration, in unserem Beispiel N_A , und somit vom Verlauf des elektrischen Feldes ab. Bereits von Evans [Eva70] wurde durch Computersimulationen gezeigt, dass Dioden mit flachem Feldverlauf, also niedriger Dotierkonzentration, deutlich leichter im TRAPATT-Modus zu betreiben sind als Dioden mit einem steilen Feldverlauf und einer entsprechend schmalen Stoßionisationszone. Wie in dieser Arbeit noch gezeigt wird, gelten analoge Überlegungen für das komplexere Feldprofil des CoolMOSTM.

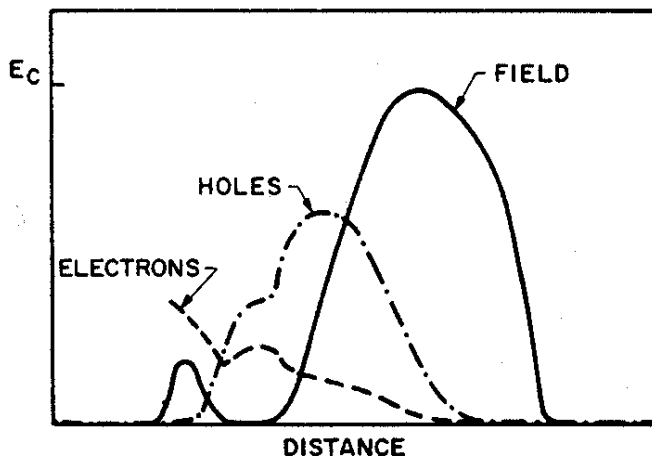


Fig. 3.3: Elektrische Feldverteilung, Elektronen- und Löcherdichten in einer Germanium-Diode während der Plasmabildungsphase der TRAPATT-Periode bei einem eingprägtem Strom von $0.7 j_C$ (aus [Eva70]).

In [Eva70] wurde ebenfalls gezeigt, dass die Effizienz der Schwingung nicht schlagartig auf Null fällt, wenn die kritische Stromdichte j_C unterschritten wird. Vielmehr beschreibt er einen Schwingungsmechanismus, der auch ohne eine wandernde Avalanchezone ein „trapped plasma“

erzeugt. **Fig. 3.3** zeigt die Ladungsträgerkonzentrationen und das elektrische Feldprofil kurz nach Erreichen der maximalen Spannung an einer Diode bei einer eingepprägten Stromdichte unter der kritischen Stromdichte j_c . Wie im normalen TRAPATT-Betrieb ist das elektrische Feld links vom Maximum aufgrund der Raumladung der Elektronen und Löcher kollabiert. Allerdings wandert in diesem Fall keine Generationszone durch den verbleibenden Teil der RLZ, sondern die Lawinenmultiplikation hat vielmehr aufgehört. Trotzdem ist die Spannung an der Diode wegen der zeitverzögerten Generation der Ladungsträger über die statische Durchbruchspannung hinausgeschossen und hat eine große Anzahl von Überschußladungsträgern erzeugt. Die Löcher im Bereich hoher Feldstärke laufen mit Sättigungsgeschwindigkeit nach rechts. Allerdings ist die Dichte der Löcher auf der linken Seite des Löcherbergs so groß, dass ihre Raumladung das elektrische Feld auf Null reduziert. Damit bleibt die nachhängende Flanke des Löcherbergs während der Löcherdrift zurück und schließlich geht das elektrische Feld in der ganzen Driftzone auf nahezu Null zurück und auch in diesem Fall bleibt ein „eingeschlossenes“ Plasma übrig.

Bei Kompensationsbauelementen laufen ähnliche Prozesse ab wie zuvor geschildert, allerdings ist der exakte Mechanismus noch etwas komplizierter. Im folgenden Kapitel soll daher die TRAPATT-Schwingung des CoolMOS™ mithilfe der Simulation untersucht werden, um die spezifischen Besonderheiten herauszuarbeiten, die sich aus der dreidimensionalen Kompensationsstruktur ergeben.

3.1.2 Spezifische Ausprägung der TRAPATT-Oszillationen bei Kompensationsbauelementen

Als erster Schritt sollte geprüft werden, ob die im Experiment zu sehenden Oszillationen und das Schwellenverhalten auch in der Simulation zu finden sind. Dazu wurde die CoolMOS™-Struktur mit dem zylindersymmetrischen, zweidimensionalen Simulationsmodell aus Kap. 2.2.1 in einer Avalanchetestschaltung nach **Fig. 2.16** simuliert. Die Betriebsspannung U_{DD} betrug 50 V, der externe Gatewiderstand R_G 20 Ω und die Rechnung wurde isotherm bei $T = 300$ K durchgeführt. Über einen geeignet gewählten Spannungspuls am Gate wurde der Strom über die in Serie geschaltete Spule $L = 50$ μH auf den gewünschten Laststrom $I_{AV(D)}$ (siehe **Fig. 2.17**) hochgefahren und dann abgeschaltet. Der Laststrom wurde in mehreren Simulationen in Schritten von etwa 5 A erhöht. Um einen Effekt zu beobachten, muss dem Simulator im Bereich des Avalanchemorgangs ein sehr kleiner Rechenzeitschritt vorgegeben werden, da ansonsten die Schwingung, deren Periode im Nanosekundenbereich liegt, einfach „überfahren“ wird. Deshalb wurde im Verlauf der Spannungsflanke, wenn U_{DS} zur Avalanchespannung $U_{AV(DS)}$ ansteigt, vor dem Erreichen des Maximums ein Rechenzeitschritt von 2 ps gewählt.

Mit zunehmendem Laststrom erhält man dann die in den **Fig. 3.4** bis **Fig. 3.6** abgebildeten Spannungs- und Stromverläufe. Während bei $I_{AV(D)} = 19.5$ A die Spannung kaum wahrnehmbar moduliert ist, erkennt man bei $I_{AV(D)} = 24.2$ A bereits eine deutliche Schwingung mit einer annähernd konstanten Amplitude von etwa 26 V. Jedoch erst bei einem noch höheren Laststrom $I_{AV(D)} = 28.6$ A steigt die Amplitude der Schwingung drastisch an und pendelt sich schließlich bei rund 775 V ein. Im Vergleich sah man im Experiment unter ähnlichen Versuchsbedingungen eine Oszillationsschwelle von etwa 28 A. Zudem erkennt man in **Fig. 3.6**, dass es wie in der Messung einige zehn Nanosekunden dauert, bis sich die volle Schwingungsamplitude aufgebaut hat.

In **Fig. 3.5** ist jedoch im Gegensatz dazu zu beobachten, dass die Schwingung sofort nach Erreichen des Spannungsmaximums auftritt. Diese Diskrepanz ist auf den unterschiedlichen Zeitpunkt zurückzuführen, an welchem dem Simulator der kleine Rechenzeitschritt von 2 ps vorgegeben wird. In **Fig. 3.5** lag dieser Übergang bei $U_{DS} = 652$ V, also nur knapp unter der Avalanchespannung $U_{AV(DS)}$, wo bereits eine gewisse Anzahl von Ladungsträgern durch Stoßionisation zur Verfügung steht. In **Fig. 3.6** dagegen war der Übergang bei $U_{DS} = 455$ V, wo noch keine generierten Ladungsträger vorhanden sind.

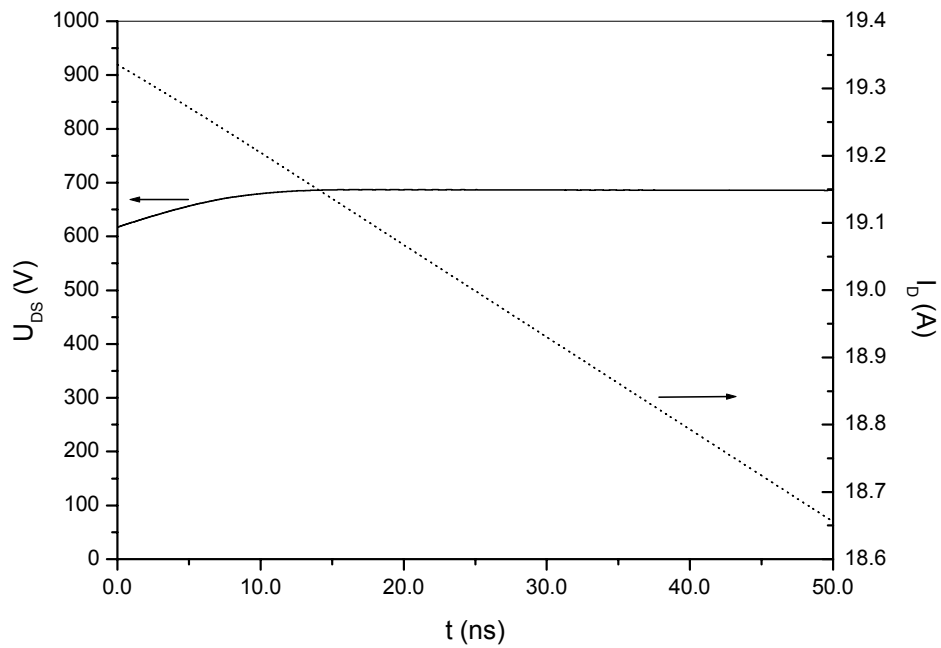


Fig. 3.4: Simulierte Spannungs- und Stromkurven der CoolMOSTM-Struktur in einer Avalanchetestschaltung nach Fig. 2.16 mit $L = 50 \mu\text{H}$, $R_G = 20 \text{ Ohm}$ und $U_{DD} = 50 \text{ V}$ und einem Laststrom von etwa 19.5 A.

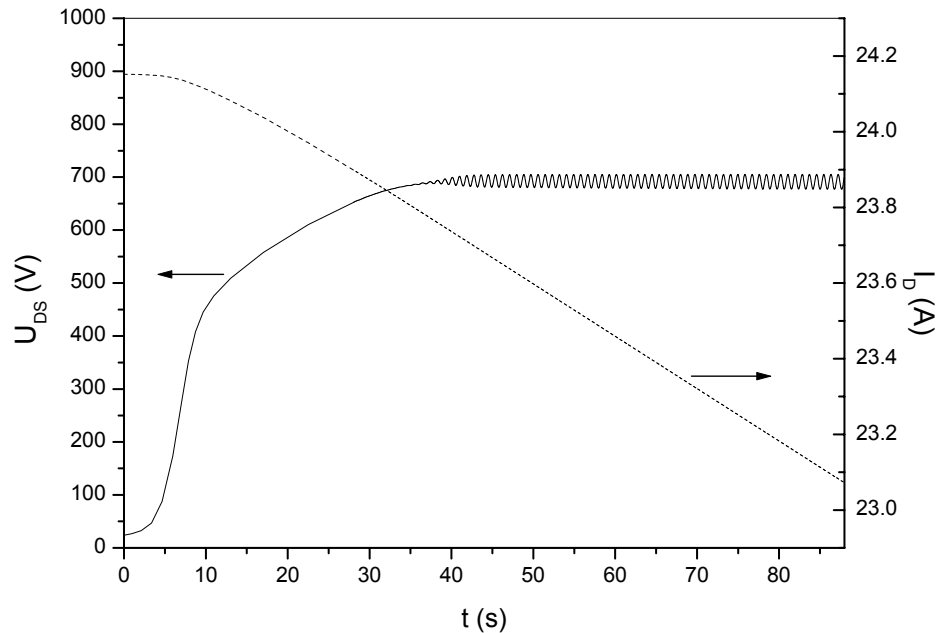


Fig. 3.5: Simulierte Spannungs- und Stromkurven der CoolMOSTM-Struktur in einer Avalanchetestschaltung nach Fig. 2.16 mit $L = 50 \mu\text{H}$, $R_G = 20 \text{ Ohm}$ und $U_{DD} = 50 \text{ V}$ und einem Laststrom von etwa 24.2 A

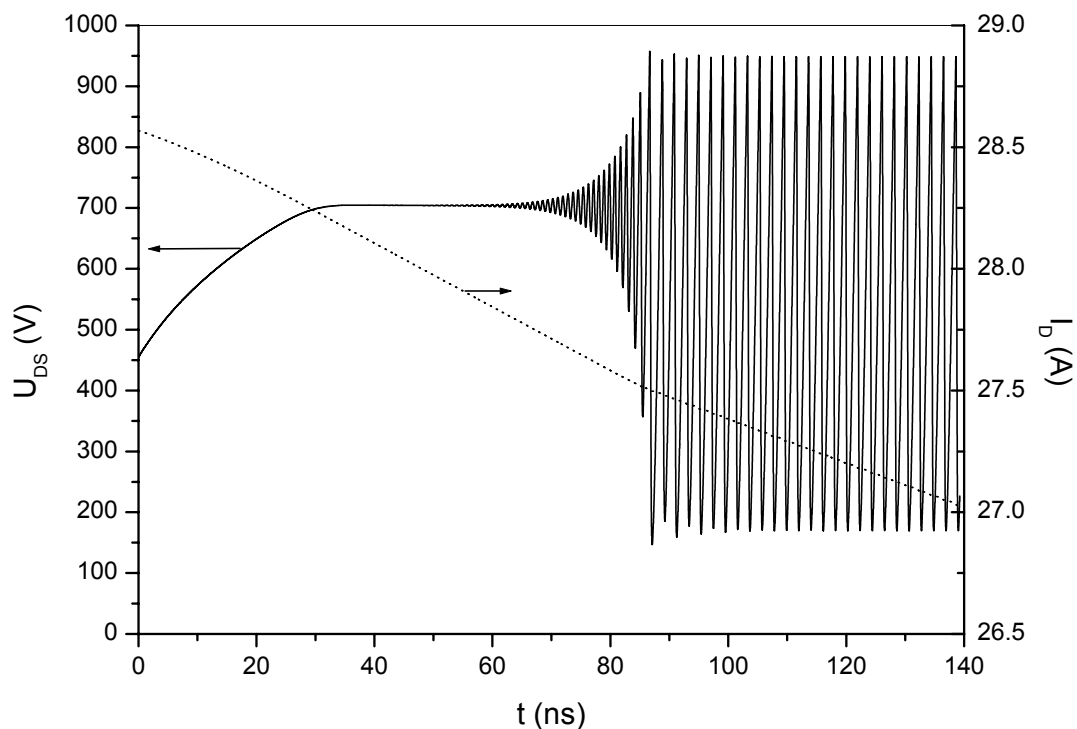


Fig. 3.6: Simulierte Spannungs- und Stromkurven der CoolMOS™-Struktur in einer Avalanchetestschaltung nach Fig. 2.16 mit $L = 50 \mu\text{H}$, $R_G = 20 \text{ Ohm}$ und $U_{DD} = 50 \text{ V}$ und einem Laststrom von etwa 28.6 A

Dies macht die zwei Probleme deutlich, die mit der Simulation der Schwingung verbunden sind. Erstens führt die Wahl des Zeitpunkts, bei dem man auf den kleinen Zeitschritt übergeht, zu unterschiedlichen Simulationsverläufen, auch wenn das Endergebnis, nämlich das Erreichen des Schwingungszustands, gleich bleibt. Um einen möglichst realistischen Anschwingvorgang zu erhalten, muss man den Zeitschrittwechsel möglichst weit unterhalb der Avalanchespannung vornehmen. Dies führt aber sofort zu dem zweiten Problem, dass nämlich die Rechnungen mit dem notwendigen kleinen Zeitschritt sehr lange dauern. Das schnelle Anschwingen in **Fig. 3.5** weist aber zugleich auf einen Lösungsweg hin. Durch die Rechnung mit dem sehr groben Zeitschritt erzeugt man nämlich einen kleinen Fehler, sozusagen eine Störung auf dem exakten Signal, die sich dann bei der Rechnung mit 2 ps zu der TRAPATT-Schwingung aufschauelt. Durch die „exakte“ Rechnung in **Fig. 3.6**, bei der der Zeitschritt bereits sehr früh verkleinert wurde, konnte jedoch gezeigt werden, dass die Oszillation auch ohne diese kleine Störung anschwingt, in diesem Fall aber jedoch „realistisch“ mit einer längeren Anschwingdauer.

Im nächsten Kapitel wird eine Methode vorgestellt, die auf definierte Weise eine Störung zur Erregung der Schwingung ausnutzt und damit sehr kurze Rechenzeiten und den Vergleich verschiedener Bauelementvarianten ermöglicht. Zuvor soll jedoch eine Periode der Oszillation (**Fig. 3.7**) eingehend analysiert werden, um Aufschluss darüber zu gewinnen, welche Faktoren die Schwingung begünstigen.

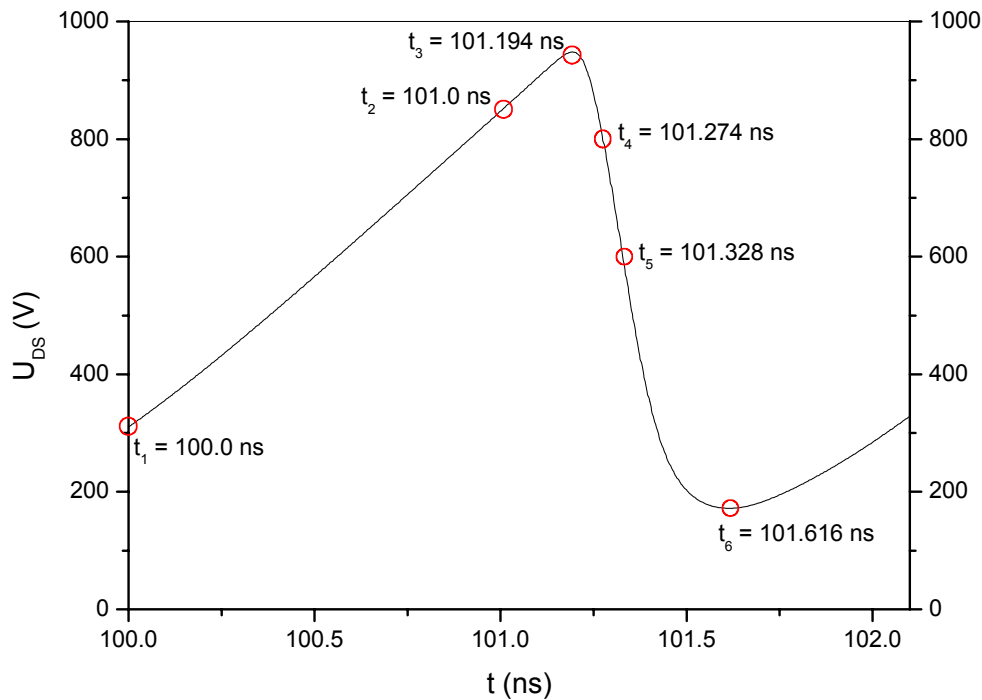


Fig. 3.7: Detail aus Fig. 3.6, das eine Periode der TRAPATT-Oszillation zeigt. An den angegebenen Zeitpunkten werden in den folgenden Figuren einige physikalische Größen dargestellt.

Ausgangspunkt ist die Feldverteilung von Fig. 3.8, die mit einer Spannung U_{DS} von 310 V verbunden ist. Die Durchbruchsspannung $BV_{DSS} = 670$ V ist somit noch bei weitem unterschritten. An den Kontakten ist ein Strom $I_D = 27.38$ A eingeprägt, der während der untersuchten Schwingungsperiode nur auf 27.37 A absinkt, im Wesentlichen also konstant bleibt. Da noch keine durch Stoßionisationsprozesse erzeugten Ladungsträger zur Stromführung zur Verfügung stehen, fließt in dieser Phase nur ein Verschiebungsstrom, der die Sperrschichtkapazität auflädt und das elektrische Feld nach oben treibt.

Selbst bei einer Spannung von 847 V zum Zeitpunkt $t_2 = 101.0$ ns (Fig. 3.9) ist die Anzahl der generierten Ladungsträger noch so gering, dass das Feld weiter ansteigt. Erst zum Zeitpunkt $t_3 = 101.194$ ns ist die Generationsrate (Fig. 3.11) so hoch, dass der Anstieg des Feldes (Fig. 3.10) gestoppt wird. Erwartungsgemäß fällt der Bereich maximaler Generationsrate mit dem Bereich maximaler elektrischer Feldstärke zusammen, welche durch die Welligkeit der Dotierung und das gewählte inhomogene Dotierprofil im Zentrum der p-Säule am dritten Bubble von oben erreicht wird. Die Elektronen- (Fig. 3.12) und Löcherdichten (Fig. 3.13) nehmen ebenfalls im Bereich der maximalen Generationsrate ihre größten Werte an, man erkennt jedoch schon zu diesem Zeitpunkt, dass die Löcher in Richtung des oberen Endes der p-Säule und die Elektronen diagonal nach unten in Richtung des unteren Endes der n-Säule driften.

Diese durch den Verlauf des elektrischen Feldes hervorgerufene Separation von Löchern und Elektronen verstärkt sich im folgenden, und die Ladungsträger- (Fig. 3.16 und Fig. 3.17) und Stromdichten in der p- und n-Säule wachsen stark an. Da die Ladungsträger längs ihrer Driftstrecke Bereiche hoher Feldstärke durchlaufen, können durch die „primär“ im dritten Bubble erzeugten Ladungsträger weitere „sekundäre“ Elektron-Loch-Paare erzeugt werden. Dies gilt sowohl für die Elektronen im Bereich der n-Säule als auch die Löcher in der p-Säule. Aufgrund der Welligkeit der p-Dotierung dominiert jedoch die Sekundärgeneration in der p-Säule. Außerdem übersteigt die zusätzliche Raumladung der Löcher die Raumladung der stationären Akzeptoren in einem solchem Maß, dass der Gradient des Feldes zwischen dem zweiten und dritten p-Bubble sein Vorzeichen ändert

(**Fig. 3.14**). Dadurch verschiebt sich das Feldmaximum in den Bereich maximaler Löcherstromdichte und auch das Maximum der Generationsrate liegt nun beim zweiten p-Bubble (**Fig. 3.15**).

Der Mechanismus der Plasmabildung unterscheidet sich somit deutlich von der normalen TRAPATT-Diode, insofern als durch die laterale Feldkomponente im CoolMOSTM Bereiche hoher Ladungsträgerstromdichten hervorgerufen werden, die wiederum die „sekundäre“ Ladungsträgergeneration in Bereichen begünstigen, deren Feldstärke unterhalb des eigentlichen Maximums liegt. Zusätzlich verändern die Ladungen der Elektronen und insbesondere der Löcher die Feldverteilung dynamisch in einer Art und Weise, dass eine Generationszone zumindest durch den oberen Teil der Driftzone wandert. Die dynamische Feldänderung wird durch das Kompensationsprinzip begünstigt, da bereits geringe Änderungen in der effektiven Raumladung das Feld deutlich verändern können, wie an der Kompensationsparabel in Kap. 2.2.2 abzulesen war. Außerdem sollte angemerkt werden, dass nur eingeschränkt von einem wirklichen Elektron-Loch-Plasma die Rede sein kann, da sich die Löcher vornehmlich auf die p-Säule konzentrieren, während die Elektronen durch die laterale Feldkomponente zur n-Säule gezogen werden.

Die „Plasmabildung“ setzt sich in der folgenden Phase fort. Der Bereich maximaler Feldstärke und Generationsrate liegt nun am obersten p-Bubble (**Fig. 3.18** und **Fig. 3.19**) und die Separation von Elektronen und Löchern ist klar erkennbar (**Fig. 3.20** und **Fig. 3.21**).

Ist das elektrische Feld aufgrund der mobilen Ladungen auf kleinere Werte abgesunken, endet die Erzeugung neuer Ladungsträger und bei relativ niedrigen Feldstärken (**Fig. 3.22**) driften die Ladungsträger zu den Kontakten (**Fig. 3.23** und **Fig. 3.24**), es liegt also die Phase der „Plasmaerholung“ vor. Insbesondere im Bereich der p-Säule herrschen noch hohe Löcherdichten, und erst wenn diese Löcher abgeflossen sind, beginnt der Anstieg des elektrischen Feldes und der Zyklus wird erneut durchlaufen.

Die vorangegangene Analyse des Schwingungsmechanismus lehrt Folgendes: Entscheidend für die übermäßige Generation von Ladungsträgern ist die „Sekundärgeneration“ durch die hohen Löcherstromdichten in der p-Säule und Elektronendichten in der n-Säule bei gleichzeitig hohem elektrischem Feld. Da die Konzentration der Ladungsträger auf ihre jeweiligen Dotierbereiche durch die laterale Feldkomponente und damit durch das Kompensationsprinzip hervorgerufen wird, sollte die Oszillation bei jedem Kompensationsbauelement auftreten, natürlich abhängig vom konkreten Dotierprofil. Eine Verbesserung lässt sich nur erreichen, indem die exakte Kompensation ein wenig aufgeweicht und die Ladungsträgergeneration auf einen schmalen „Primärgenerationsbereich“ beschränkt wird. Dazu muss das Dotierprofil so gewählt werden, dass in der elektrischen Feldverteilung ein ausgeprägtes Maximum entsteht. Dies wird in Kap. 3.3 ausführlich behandelt.

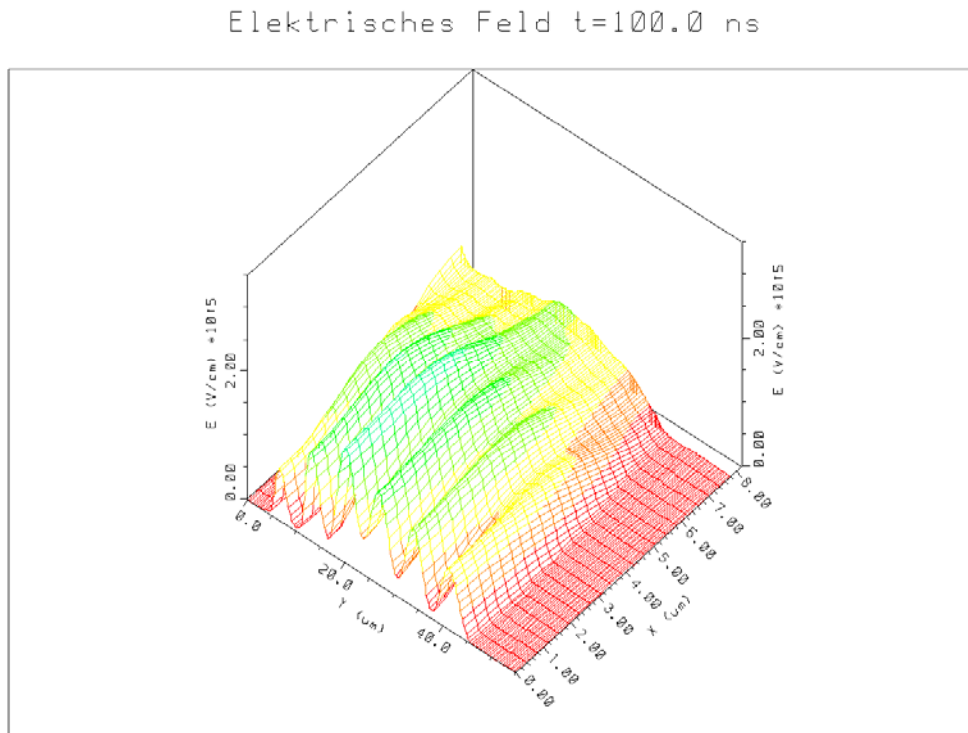


Fig. 3.8: Elektrische Feldverteilung in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_1 = 100.0$ ns in Fig. 3.7 während der Aufladephase der TRAPATT-Periode.

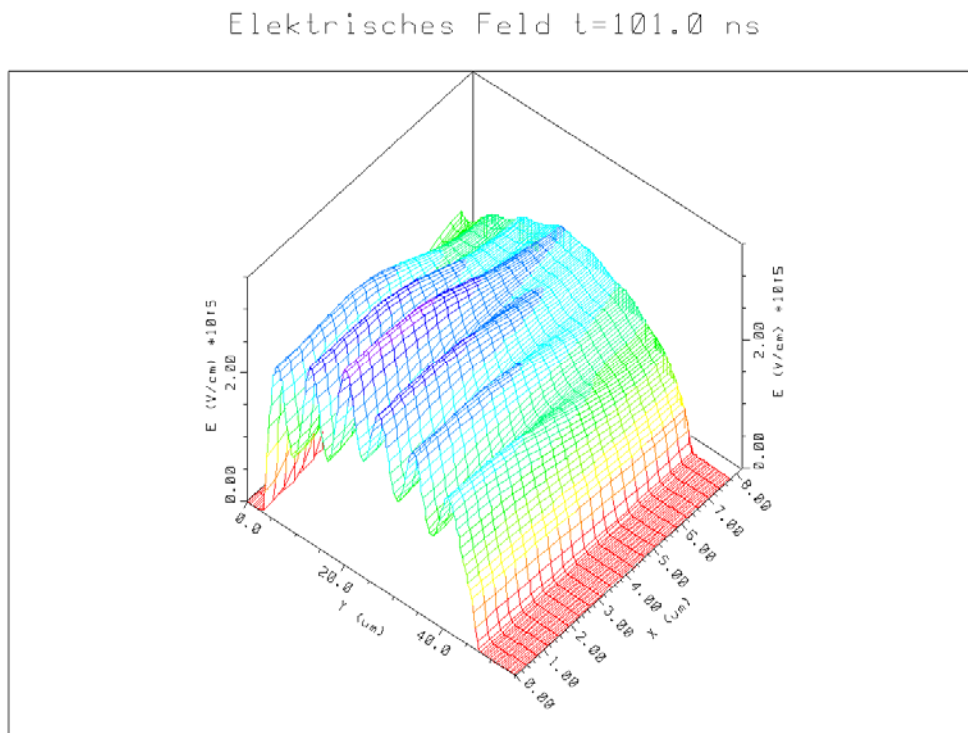


Fig. 3.9: Elektrische Feldverteilung in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_2 = 101.0$ ns in Fig. 3.7 während der Aufladephase der TRAPATT-Periode.

Elektrisches Feld $t=101.194$ ns

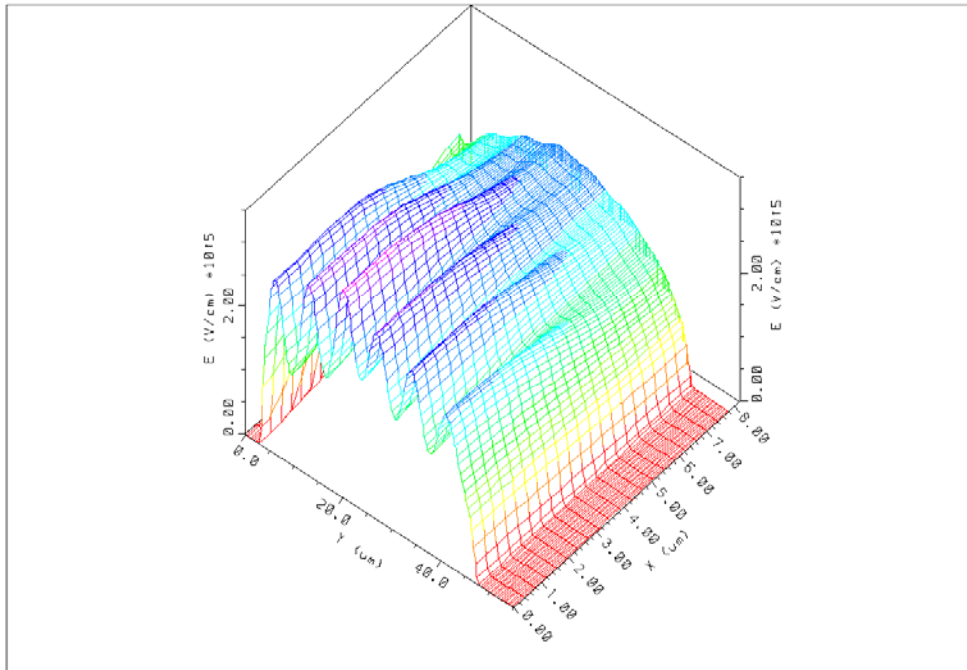


Fig. 3.10: Elektrische Feldverteilung in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_3 = 101.194$ ns in Fig. 3.7 am Spannungmaximum der TRAPATT-Periode.

Gesamtgenerationsrate durch Stoßionisation $t=101.194$ ns

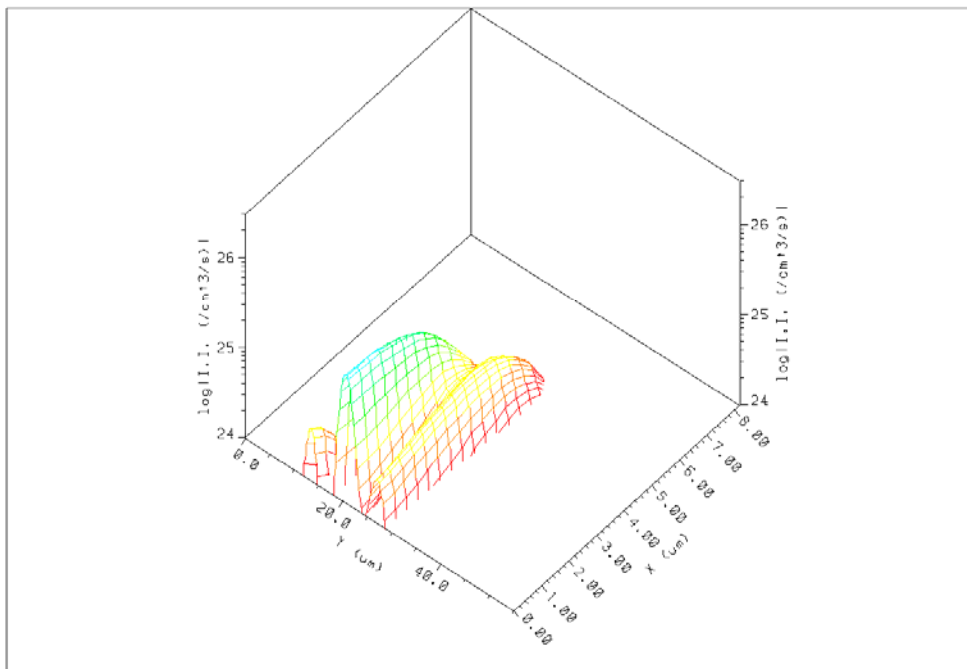


Fig. 3.11: Generation durch Stoßionisation in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_3 = 101.194$ ns in Fig. 3.7 am Spannungmaximum der TRAPATT-Periode.

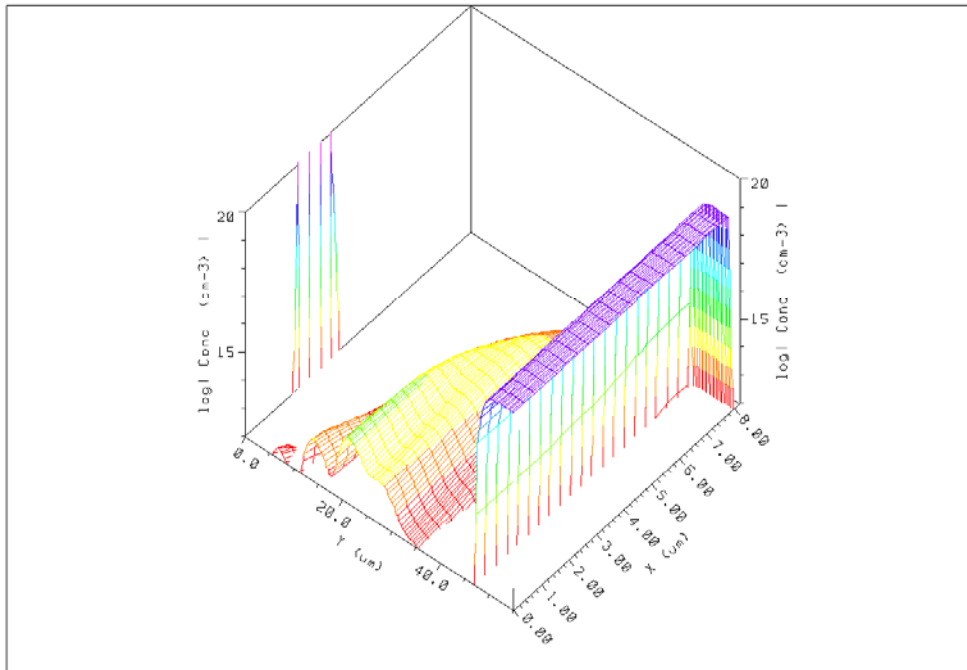
Elektronendichte $t=101.194$ ns

Fig. 3.12: Elektronendichte in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_3 = 101.194$ ns in Fig. 3.7 am Spannungmaximum der TRAPATT-Periode.

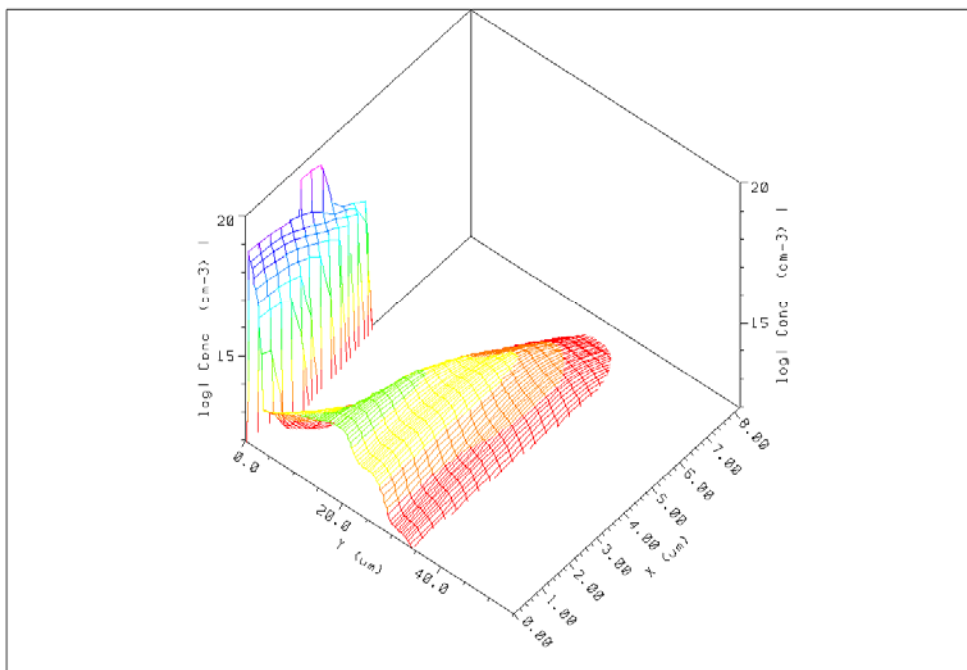
Loecherdichte $t=101.194$ ns

Fig. 3.13: Löcherdichte in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_3 = 101.194$ ns in Fig. 3.7 am Spannungmaximum der TRAPATT-Periode.

Elektrisches Feld $t=101.274$ ns

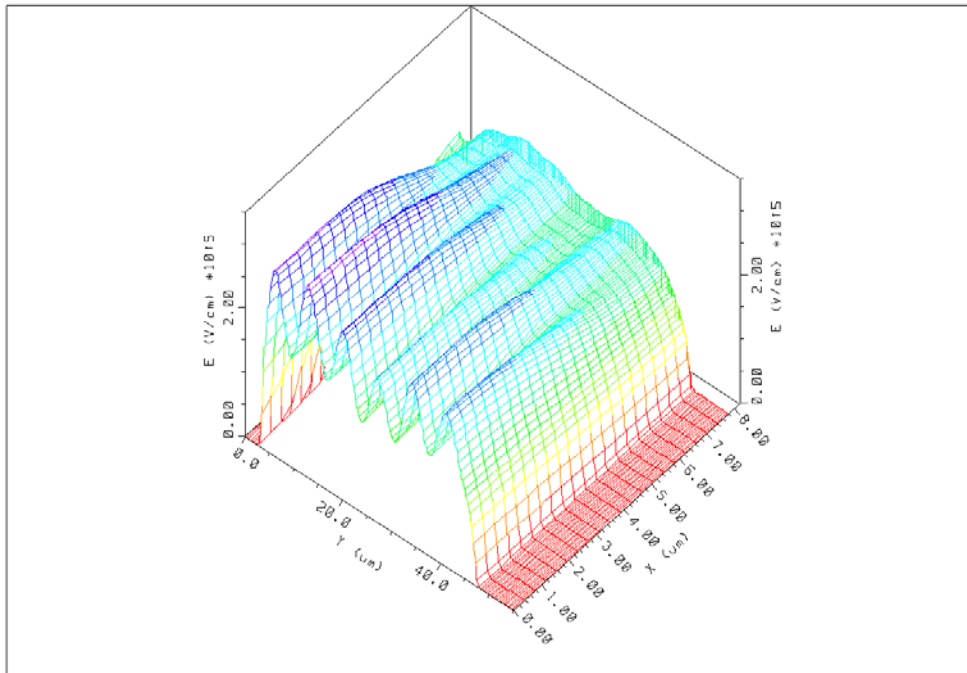


Fig. 3.14: Elektrische Feldverteilung in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_4 = 101.274$ ns in Fig. 3.7 in der Plasmabildungsphase der TRAPATT-Periode.

Gesamtgenerationsrate durch Stoßionisation $t=101.274$ ns

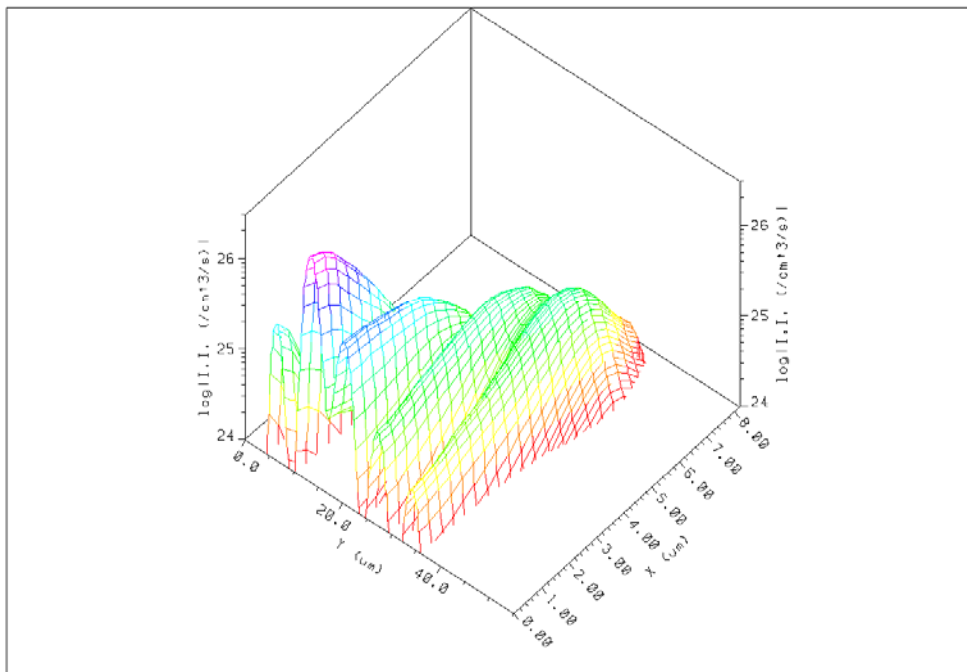


Fig. 3.15: Generation durch Stoßionisation in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_4 = 101.274$ ns in Fig. 3.7 in der Plasmabildungsphase der TRAPATT-Periode.

Elektronendichte $t=101.274$ ns

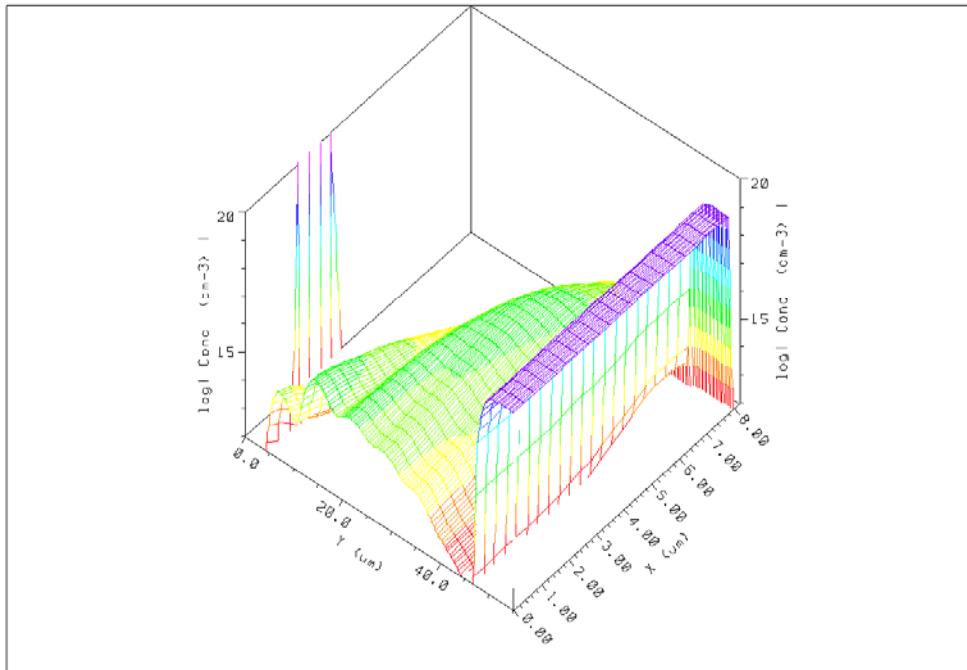


Fig. 3.16: Elektronendichte in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_4 = 101.274$ ns in Fig. 3.7 in der Plasmabildungsphase der TRAPATT-Periode.

Loecherdichte $t=101.274$ ns

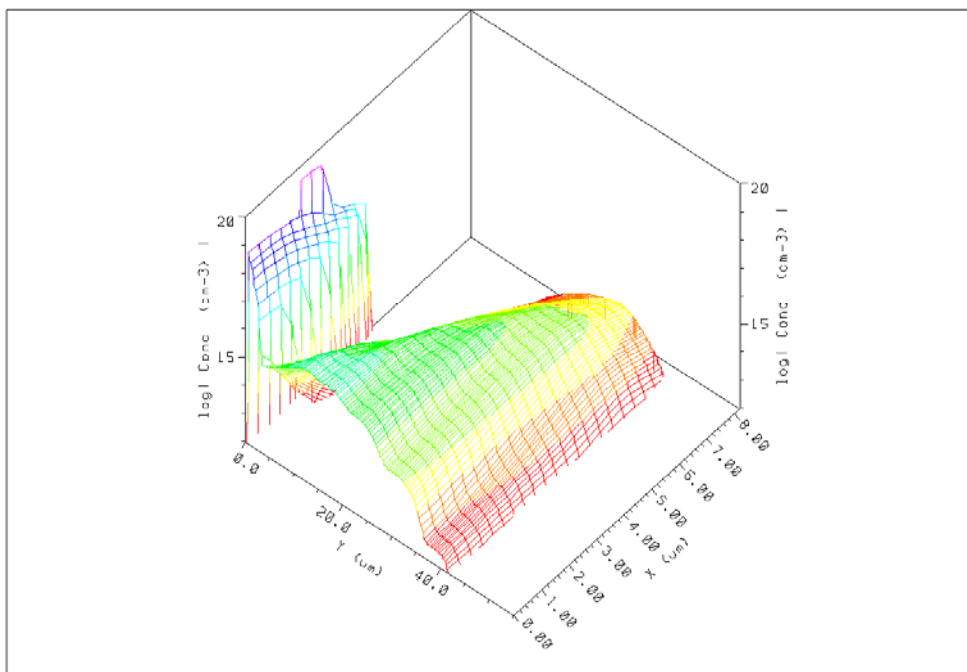


Fig. 3.17: Löcherdichte in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_4 = 101.274$ ns in Fig. 3.7 in der Plasmabildungsphase der TRAPATT-Periode.

Elektrisches Feld $t=101.328$ ns

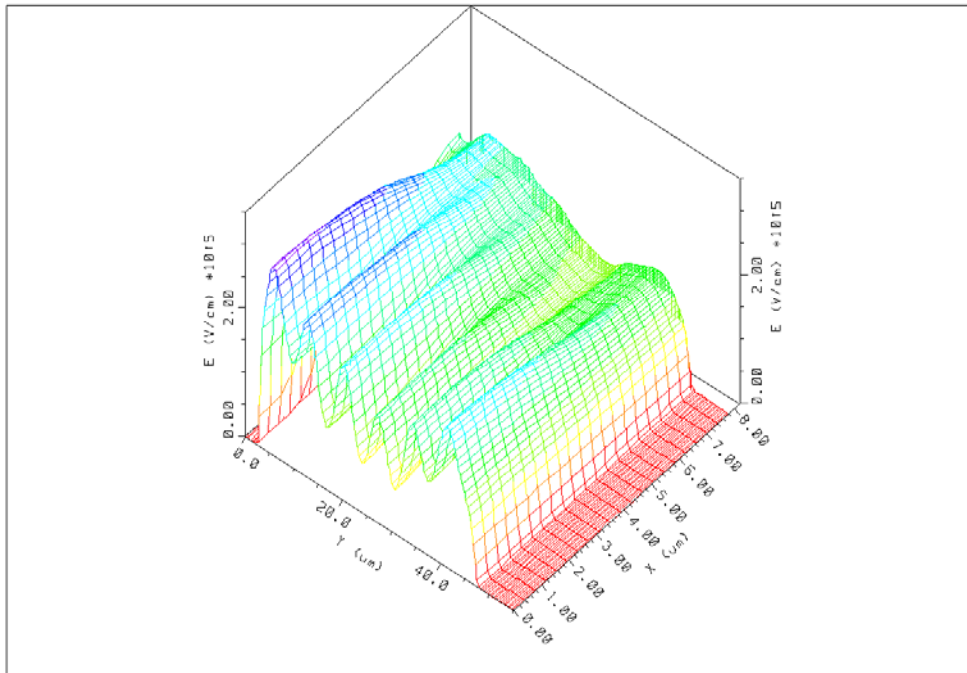


Fig. 3.18: Elektrische Feldverteilung in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_5 = 101.328$ ns in Fig. 3.7 in der Plasmabildungsphase der TRAPATT-Periode.

Gesamtgenerationsrate durch Stoßionisation $t=101.328$ ns

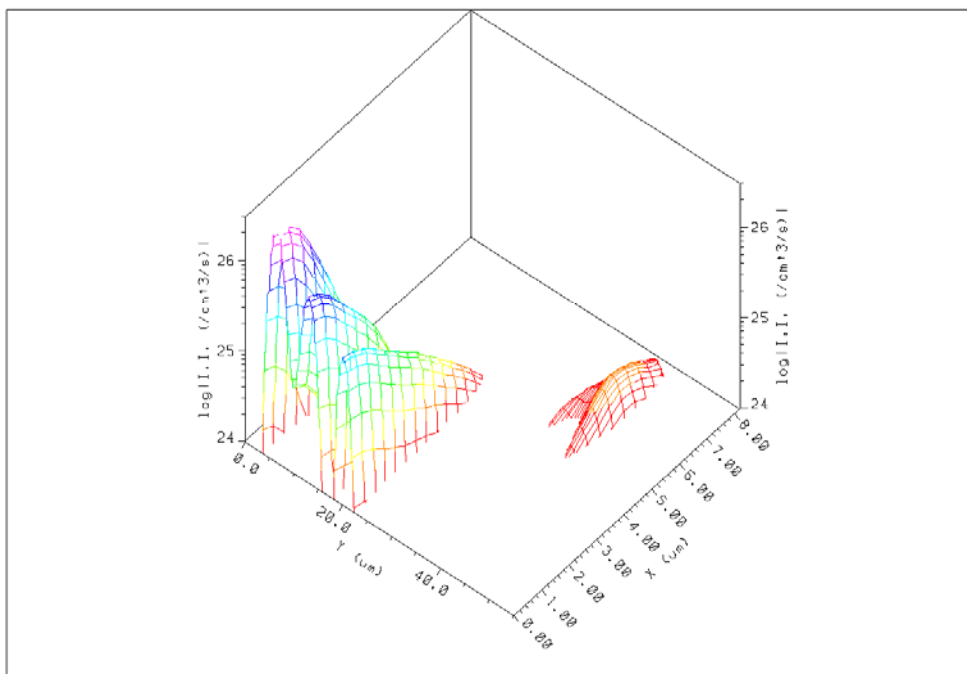


Fig. 3.19: Generation durch Stoßionisation in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_5 = 101.328$ ns in Fig. 3.7 in der Plasmabildungsphase der TRAPATT-Periode.

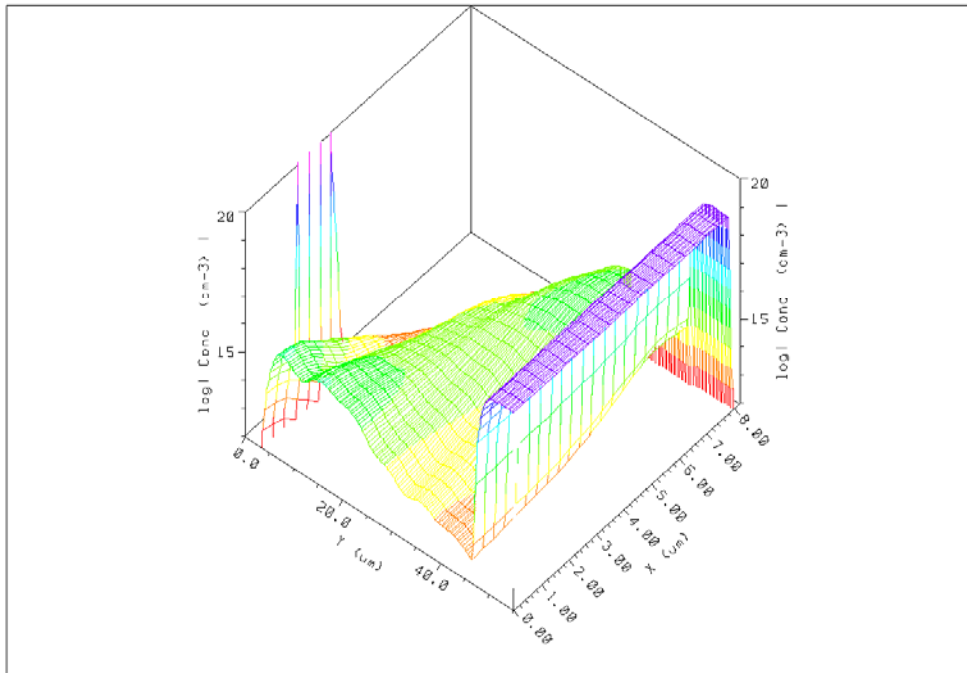
Elektronendichte $t=101.328$ ns

Fig. 3.20: Elektronendichte in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_5 = 101.328$ ns in Fig. 3.7 in der Plasmabildungsphase der TRAPATT-Periode.

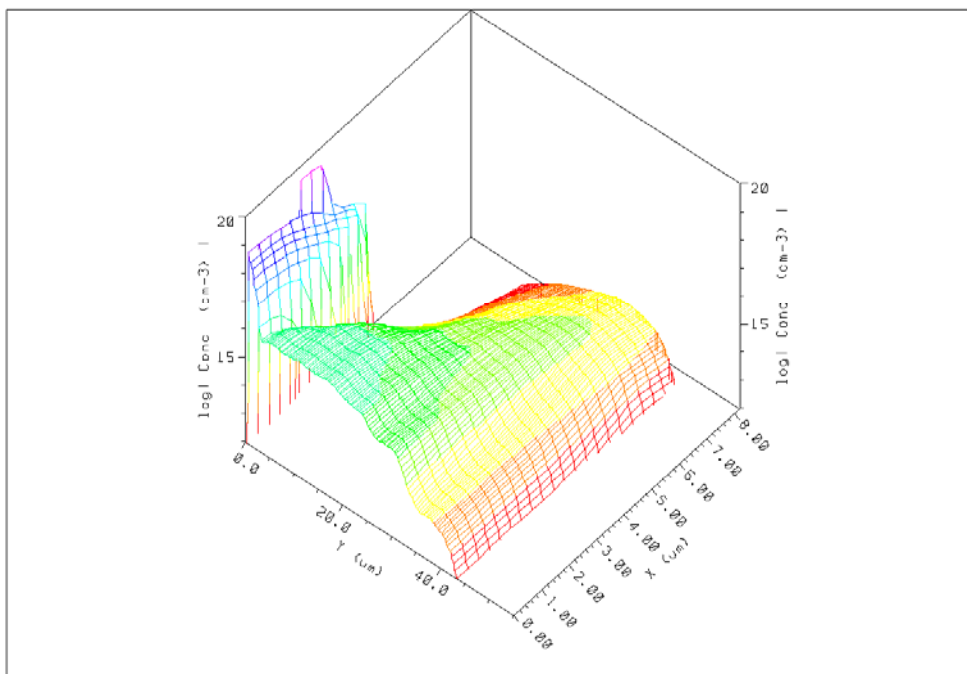
Loecherdichte $t=101.328$ ns

Fig. 3.21: Löcherdichte in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_5 = 101.328$ ns in Fig. 3.7 in der Plasmabildungsphase der TRAPATT-Periode.

Elektrisches Feld $t=101.616$ ns

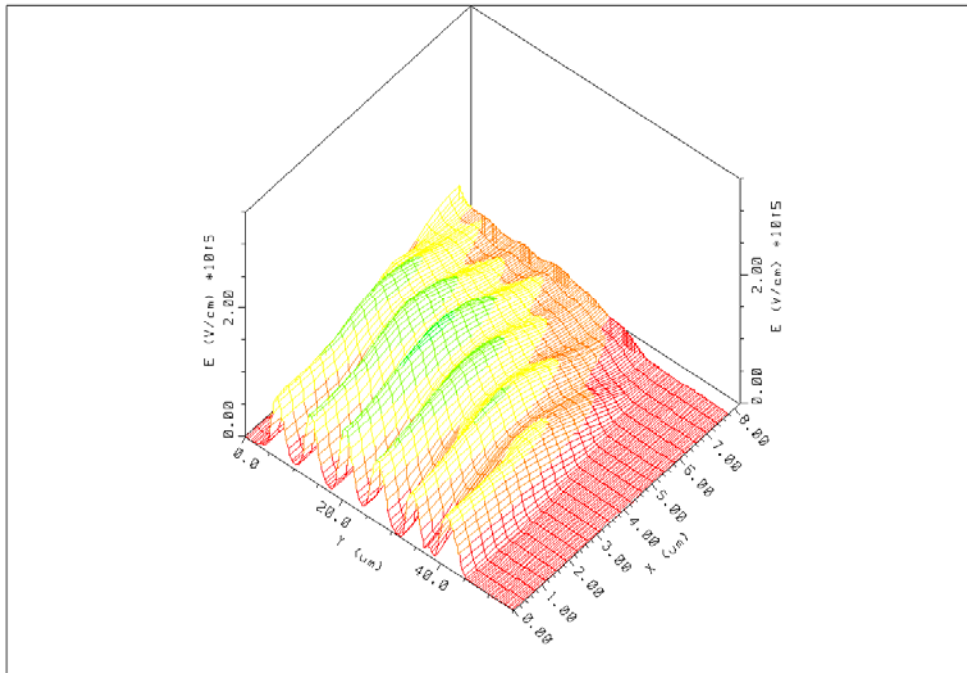


Fig. 3.22: Elektrische Feldverteilung in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_6 = 101.616$ ns in Fig. 3.7 in der Plasmaerholungsphase der TRAPATT-Periode.

Elektronendichte $t=101.616$ ns

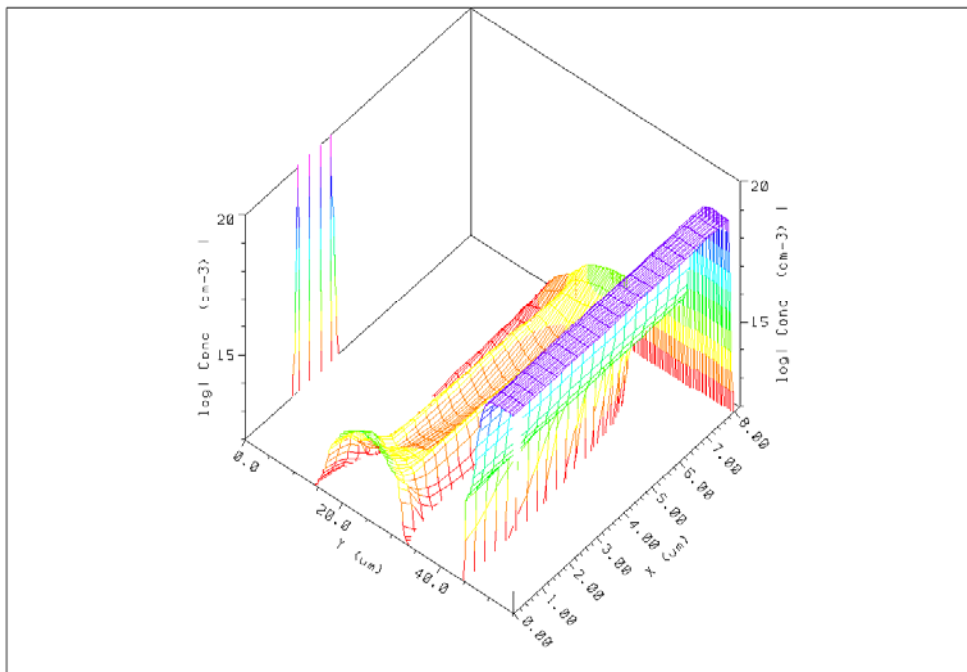


Fig. 3.23: Elektronendichte in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_6 = 101.616$ ns in Fig. 3.7 in der Plasmaerholungsphase der TRAPATT-Periode.

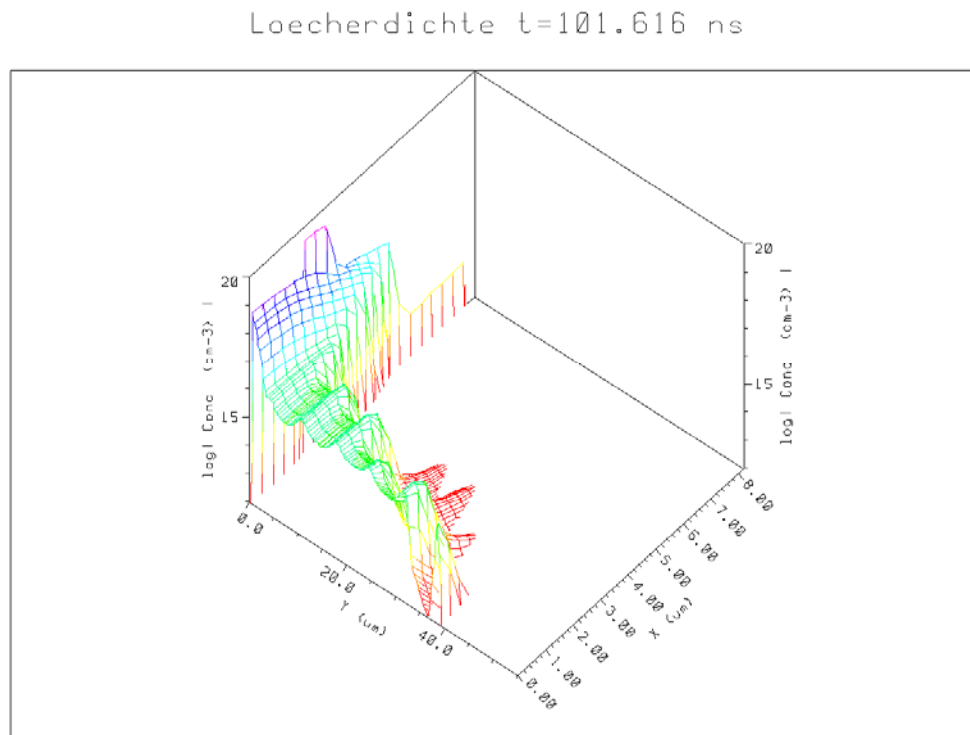


Fig. 3.24: Löcherdichte in der CoolMOSTM-Struktur zum Zeitpunkt $t_6 = 101.616$ ns in Fig. 3.7 in der Plasmaerholungsphase der TRAPATT-Periode.

3.2 Rechenzeitoptimierte Simulationsmethode

Wie im vorherigen Kapitel erläutert, lässt sich zwar die TRAPATT-Oszillation selbst und der Einschwingvorgang realistisch simulieren, allerdings erfordert dies einen ungemein hohen Rechenaufwand. Zum Zweck einer Bauelementoptimierung ist daher eine Simulationsmethode notwendig, die es erlaubt, möglichst schnell und quantitativ verschiedene Designvarianten hinsichtlich ihrer Avalanche-festigkeit zu bewerten und zu vergleichen.

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, dass beim Umschalten auf einen kleineren Rechenzeitschritt ein kleiner Fehler entsteht, der zu einem schnelleren Anschwingen führen kann. Bei ausreichender Dämpfung durch ein geeignetes Bauelementdesign geht die Amplitude der angeregten Schwingung jedoch wieder zurück auf Null. Diese Beobachtungen werden nun gezielt ausgenutzt, indem bewusst eine kleine Störung in das System gebracht und der Einfluss der Störung auf das Systemverhalten untersucht wird. Mit anderen Worten, der Einschwingvorgang der eigentlichen TRAPATT-Schwingung wird bewusst angestoßen und daraufhin überprüft, wie stark entdämpft oder gedämpft er ist.

Dazu wird in der bisher simulierten Avalanchetestschaltung eine zusätzliche Stromquelle parallel zum untersuchten Bauelement eingefügt (Fig. 3.25). Nachdem das Bauelement die Avalanchespannung $U_{AV(DS)}$ erreicht hat, wird diese Stromquelle dazugeschaltet und zwingt für 50 ps einen Strom von 1 A vom Hauptstrompfad durch das Bauelement ab (Fig. 3.26). Da das Bauelement weniger Strom führen muss, geht die Drain-Source-Spannung U_{DS} zurück. Wird nach 50 ps wieder der volle Laststrom auf den CoolMOS™ geleitet, steigt die Spannung wieder an, schießt dabei aber über den eigentlich für den Strom benötigten Wert hinaus, da die generierten Ladungsträger erst mit einer kurzen Verzögerung an den Kontakten eintreffen. Damit wird der Einschwingvorgang der TRAPATT-Schwingung ausgelöst (Fig. 3.27), der sich in Abhängigkeit von Laststrom und Bauelementdesign entweder zur TRAPATT-Oszillation aufschaukelt oder wieder gedämpft wird.

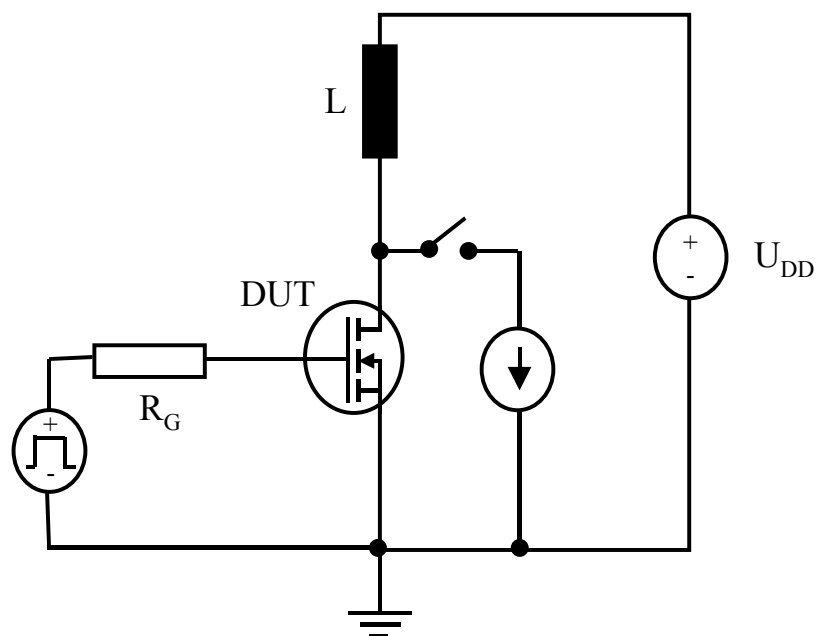


Fig. 3.25: Schaltung zur Simulation des Avalanchetests. Parallel zum untersuchten Bauelement kann eine Stromquelle eingeschaltet werden, die dazu dient, im Avalanche eine Störung auf dem Drainsignal zu erzeugen.

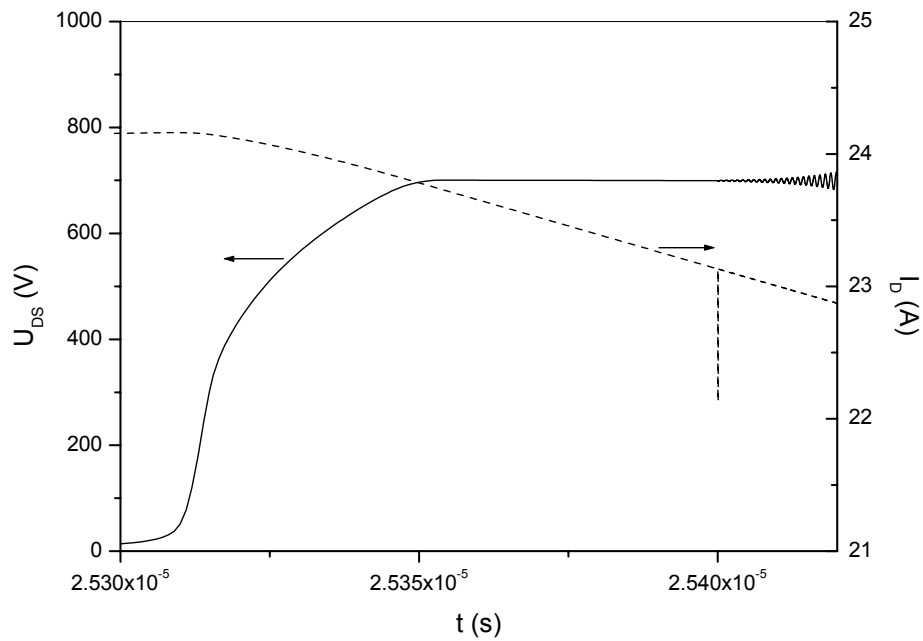


Fig. 3.26: Simulation des Avalanchetests an der CoolMOSTM-Struktur in der Schaltung von Fig. 3.25. Zum Zeitpunkt $t = 2.54 \cdot 10^{-5}$ s wird für 50 ps ein Strom von 1 A vom eigentlichen Drainstromsignal über die parallel geschaltete Stromquelle abgezweigt und damit die Schwingung der Drain-Source-Spannung angeregt.

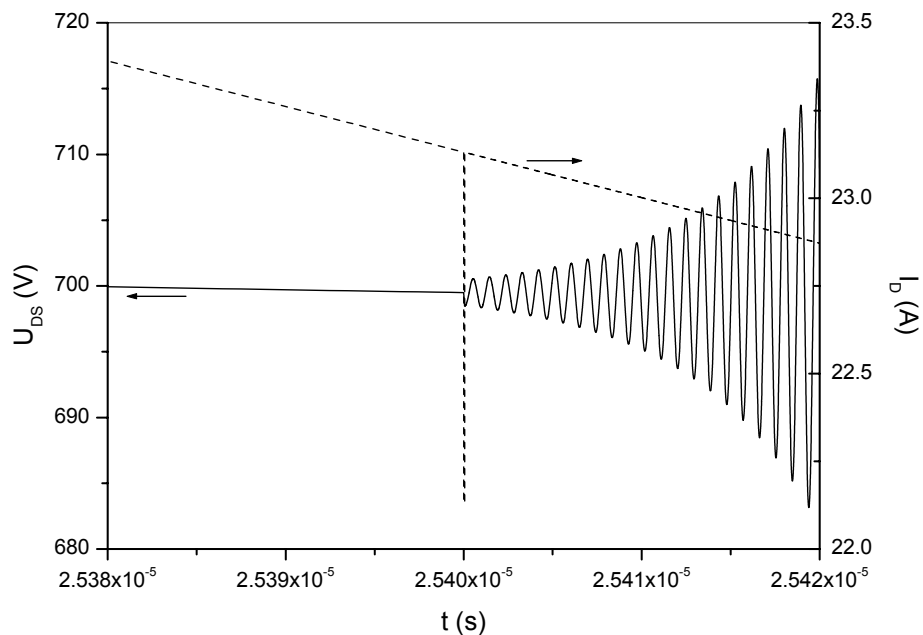


Fig. 3.27: Detail aus Fig. 3.26: Schwingungsanregung und exponentieller Anstieg

Zieht man von der Spannungszillation die Basislinie der Spannung ab, die ganz sanft abfällt, und berechnet anschließend das Amplitudenverhältnis aufeinanderfolgender Spannungmaxima, erkennt man (**Fig. 3.28**), dass dieses Verhältnis im Rahmen des Fehlers nahezu konstant (in diesem Fall 1.14) ist und sich somit die Schwingung exponentiell verstärkt oder dämpft. Zum Vergleich verschiedener angeregter Schwingungen ist es vollkommen ausreichend, die ersten Schwingungmaxima auszurechnen, um Rechenzeit zu sparen. Der Einfachheit wegen werden in dieser Arbeit Verstärkungs- und Dämpfungskoeffizienten definiert, die aus dem Verhältnis des zweiten und ersten Maximums nach Abzug der Basislinie gebildet werden:

Verstärkungskoeffizient (>1) bzw. Dämpfungskoeffizient (<1) := 2. Maximum / 1. Maximum

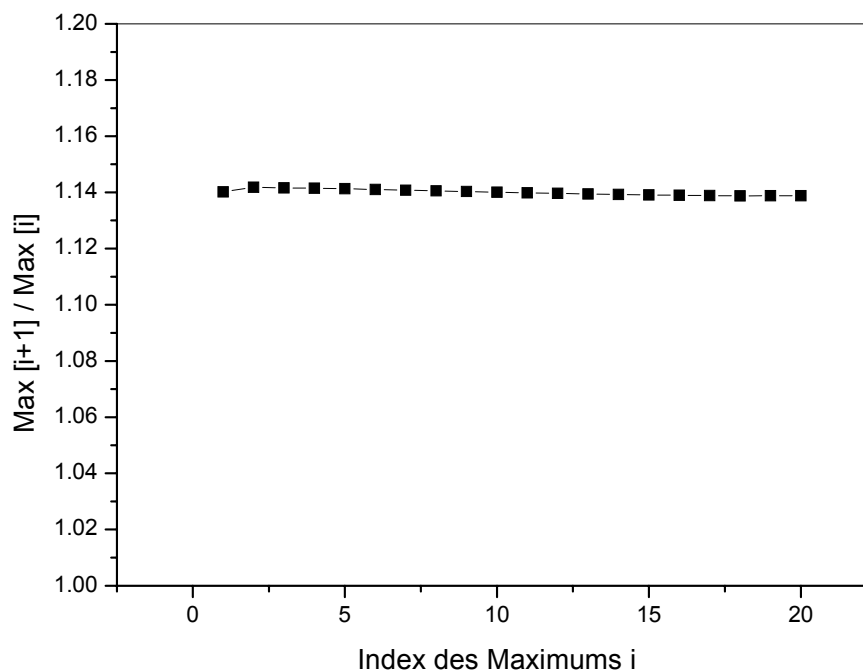


Fig. 3.28: Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Spannungmaxima in Fig. 3.27 nach Abzug der Basislinie. Der erste Punkt einer solchen Kurve wird in dieser Arbeit als Vergleichmaßstab verschiedener Bauelementvarianten herangezogen.

Die eben definierten Koeffizienten sind nicht nur Funktionen des Avalanchelaststroms und des Bauelementdesigns, sondern auch des Rechenzeitschritts, der ab dem Einschalten der Störung benutzt wird. Wie **Fig. 3.29** zeigt, steigt der Verstärkungskoeffizient linear an, wenn der Rechenzeitschritt abnimmt. Für die Optimierung des Bauelements ist es vollkommen ausreichend, mit einem Zeitschritt von 6 ps zu rechnen, da nur verschiedene Varianten verglichen werden sollen. Eine Eichung der Simulation geschieht dadurch, dass die experimentell gewonnenen Mittelwerte für die TRAPATT-Stromschwelle des Bauelements SPP20N60S5 mit den simulierten Verstärkungs- oder Dämpfungskoeffizienten bei diesem Strom verglichen werden. Vergleicht man wiederum damit die simulierten Koeffizienten einer neuen Variante bei demselben Laststrom, erhält man die Aussage, ob die untersuchte Bauelementvariante eine niedrigere oder höhere Schwelle für die TRAPATT-Oszillationen hat als die Referenz. Da durch die Schwankungen im Fertigungsprozess die Oszillationsschwelle variiert, lässt sich nur für eine Bauelementvariante, die in großer Anzahl gefertigt wird, ein Mittelwert der Schwelle bilden, der mit der Simulation verglichen werden kann. Da dies in einem Optimierungsprozess nicht die Regel sein wird, scheint der relative Vergleich mit dem bekannten Bauelement SPP20N60S5 die beste Möglichkeit, um ein Dotierprofil mit hoher TRAPATT-Schwelle zu finden.

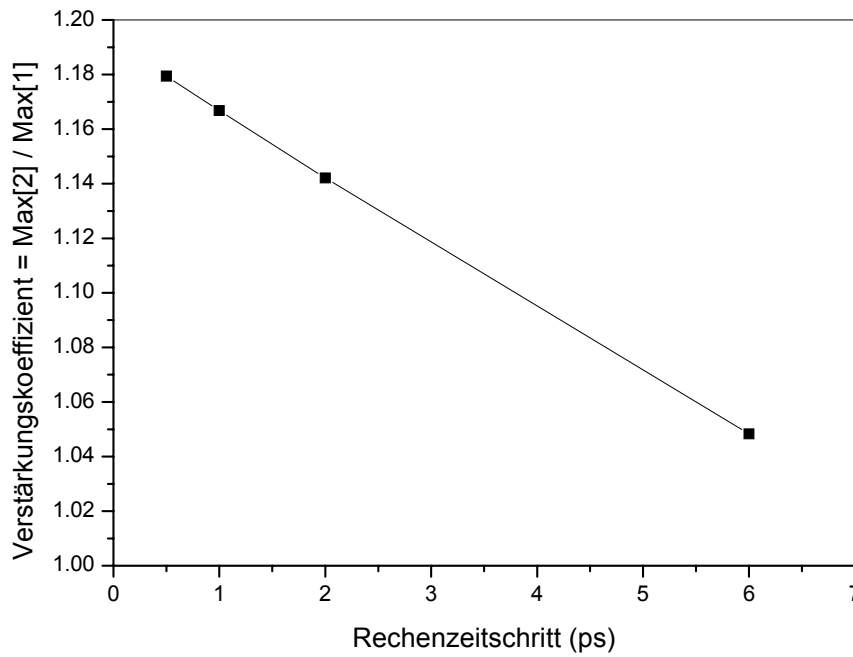


Fig. 3.29: Verstärkungskoeffizient der Schwingung nach der Störung (50 ps, -1 A) auf dem Drainstromsignal (Laststrom 23 A, $j = 115 \text{ A/cm}^2$) als Funktion des Rechenzeitschritts ab dem Zeitpunkt der Störung für die CoolMOSTM-Struktur.

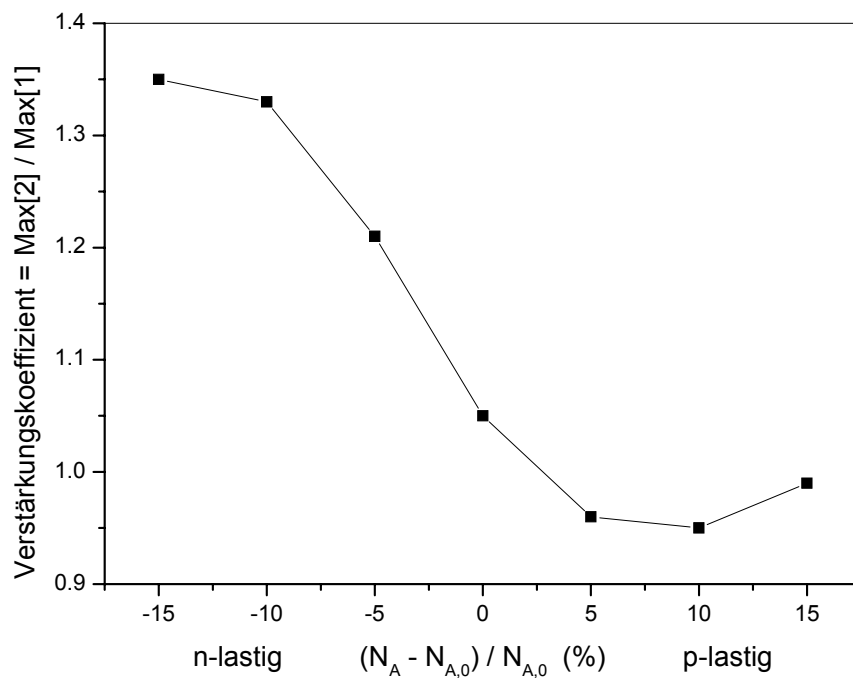


Fig. 3.30: Verstärkungskoeffizient der CoolMOSTM-Struktur als Funktion der p-Säulendotierung ($N_{A,0}$ bezeichnet den Sollprozess) bei einem Laststrom $I = 23 \text{ A}$ ($j = 115 \text{ A/cm}^2$) und einem Rechenzeitschritt von 6 ps

Als Referenz für den nachfolgenden Optimierungsversuch wurden daher Simulationen des SPP20N60S5 bei einem Laststrom von 23 A und einem Zeitschritt von 6 ps oder 2 ps herangezogen. Variiert man beispielsweise homogen die Dotierung der Implantationsbubbles in der p-Säule um denselben Betrag, erhält man den in **Fig. 3.30** dargestellten Verlauf des Verstärkungskoeffizienten, der auf der p-lastigen Seite eine Dämpfung, also eine hohe TRAPATT-Stromschwelle, und auf der n-lastigen Seite eine hohe Verstärkung, also eine niedrige TRAPATT-Stromschwelle, angibt. Auch wenn in der Realität nicht nur die p-Säulendotierung schwanken kann, gibt dieses Ergebnis doch recht gut die Tatsache wieder, dass p-lastige Bauelemente deutlich besser sind als n-lastige. Außerdem deckt sich die simulierte Verstärkung von 1.05 für den Sollprozess gut mit der mittleren experimentellen Stromschwelle von 26 A.

3.3 Validierung der Simulationsmethode und Optimierungsversuche

Zu Beginn dieses Abschnitts soll zunächst nachvollzogen werden, wie das Ergebnis von **Fig. 3.30** zustande kommt. Dazu untersuchen wir die Feldverteilung und die Generation durch Stoßionisation im Bauelement unter den Bedingungen, wie sie kurz vor Anlegen der Störung auftreten. Dies ist in den **Fig. 3.31** bis **Fig. 3.36** für ein variables Dotierprofil eines Kompensationsbauelements und drei verschiedene Lastigkeiten der p-Säule getan worden. In der Mitte der Lastigkeitsparabel (**Fig. 3.31** und **Fig. 3.32**) liegt das Maximum des elektrischen Feldes zwar klar am dritten p-Bubble, doch das Maximum der Generationsrate ist zum zweiten p-Bubble verschoben. Wie schon bei der Analyse der TRAPATT-Schwingungsperiode erläutert, ist dies eine Folge der lateralen Feldkomponente, die die Löcher in der p-Säule konzentriert und damit zu einer hohen Stromdichte der Löcher in diesem Bereich führt. Die dadurch entstehende „sekundäre“ Generationsquelle, die räumlich vom primären Generationsort an der Stelle maximalen elektrischen Feldes getrennt ist, erzeugt so viele Ladungsträger, dass die ortsfeste Raumladung der Dotieratome durch bewegliche Ladungen kompensiert wird. Werden dann bei einem steilen Spannungsanstieg wie unter den Bedingungen des Avalanchetests zu viele Ladungsträger generiert, um den Strom zu tragen, führt die massive sekundäre Generation durch ihr zeitverzögertes Auftreten zu einer Feldabsenkung, die wiederum stärker ist als eigentlich notwendig, um den Überschuss an Ladungsträgern abzubauen. Die Spannung muss wieder ansteigen und es kommt zu einem Aufschaukeln der Schwingung.

Fällt dagegen der Ort maximaler Feldstärke mit dem Ort maximaler Generationsrate zusammen, kann dieser Mechanismus gedämpft werden. Dies ist in der untersuchten Struktur der Fall, wenn wir uns auf dem p-lastigen Parabelast befinden (**Fig. 3.33** und **Fig. 3.34**). In diesem Fall ist der dämpfende Effekt noch nicht stark ausgeprägt gegenüber der Mitte der Lastigkeitsparabel (**Fig. 3.30**), weil die Sekundärgeneration durch Elektronen in der n-Säule ansteigt. Trotzdem ist der Weg klar, der zu einer deutlichen Abnahme der Schwingungsneigung führt.

Der n-lastige Parabelast (**Fig. 3.35** und **Fig. 3.36**) zeigt noch einmal deutlich, dass die massive Generation von weiteren Ladungsträgern durch die Löcher auf ihrer Driftstrecke durch die p-Säule eine niedrige TRAPATT-Stromschwelle zur Folge hat (**Fig. 3.30**). Das hohe elektrische Feld im Bereich der obersten zwei p-Bubbles bewirkt eine höhere Generationsrate in beiden Bubbles im Vergleich zum dritten Bubble und daher ist die Verschlechterung gegenüber der Parabelmitte nicht verwunderlich.

Da nach der bisherigen Analyse offenkundig ist, dass eine dominante Feldspitze die TRAPATT-Schwelle anheben kann, wurde zur Optimierung der untersuchten Struktur das Dotierprofil der p-Säule dahingehend verändert, dass eine solche Spitze erzeugt wird (**Fig. 3.37**). Dazu muss die p-Dotierung des dritten Bubbles von oben deutlich gegenüber dem bisherigen Profil angehoben und die p-Dotierung des vierten Bubbles abgesenkt werden. Die Ladung des dritten Bubbles liegt bei der gewählten Variante etwa 30% über der Ladung, die für Ladungskompensation erforderlich wäre, während sie entsprechend im vierten Bubble etwa 30% unter der Kompensationsladung liegt. Dadurch entsteht bei Betrachtung der effektiven Nettoladung ein „Mini“-pn-Übergang zwischen dem dritten und vierten Bubble [Sch03].

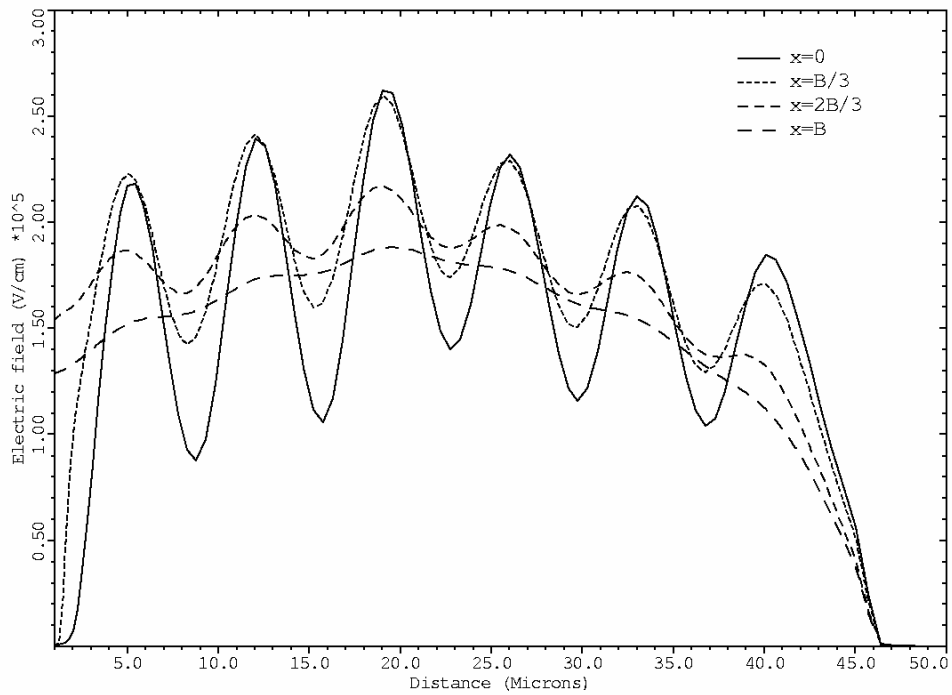


Fig. 3.31: Simulierte Feldverteilung eines Kompensationsbauelements mit variabler Dotierung längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 700$ V und $I_D = 24$ A ($j = 120$ A/cm²)

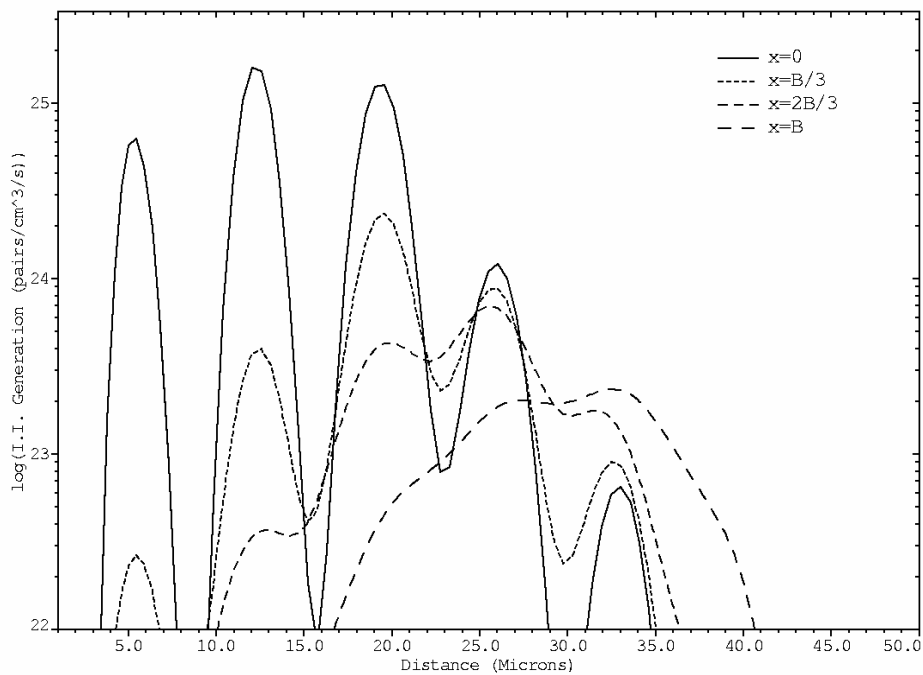


Fig. 3.32: Simulierte Stoßionisationsgenerationsrate eines Kompensationsbauelements mit variabler Dotierung längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 700$ V und $I_D = 24$ A ($j = 120$ A/cm²)

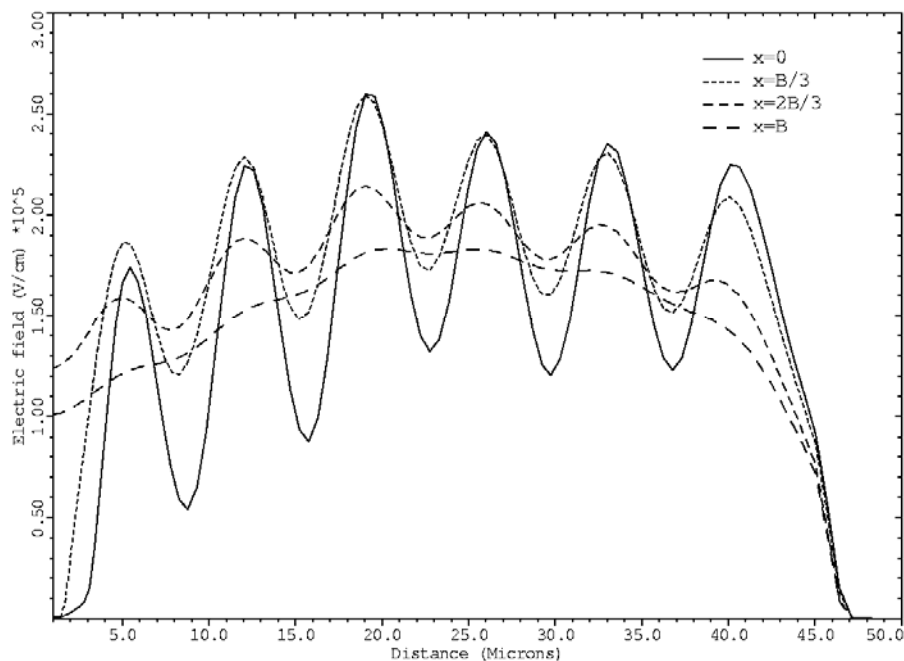


Fig. 3.33: Simulierte Feldverteilung eines Kompensationsbauelements mit variabler Dotierung mit homogen um 10% erhöhter p-Säulendotierung längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 698 \text{ V}$ und $I_D = 24 \text{ A}$ ($j = 120 \text{ A/cm}^2$)

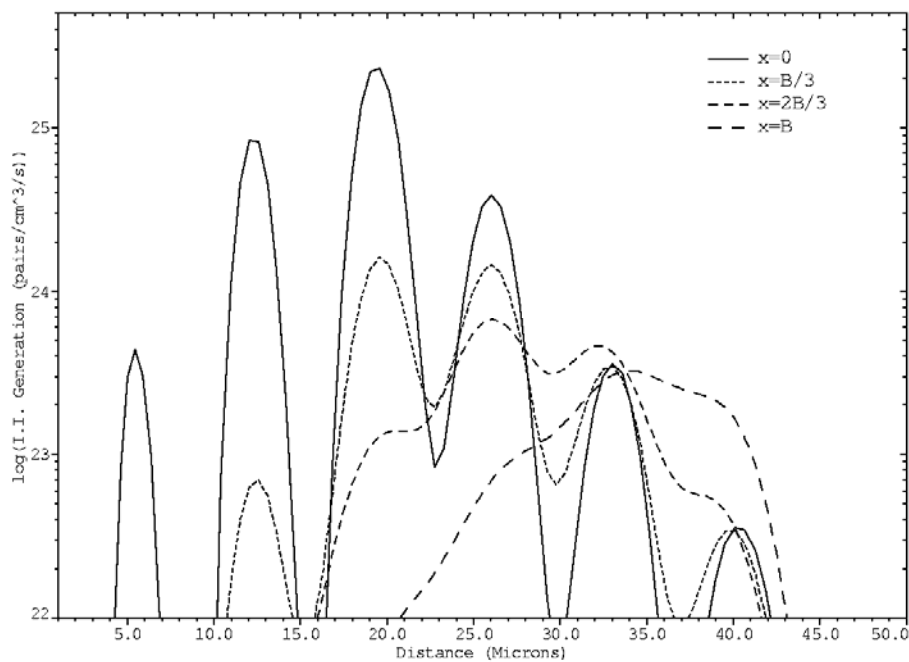


Fig. 3.34: Simulierte Stoßionisationsgenerationsrate eines Kompensationsbauelements mit variabler Dotierung mit homogen um 10% erhöhter p-Säulendotierung längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 698 \text{ V}$ und $I_D = 24 \text{ A}$ ($j = 120 \text{ A/cm}^2$)

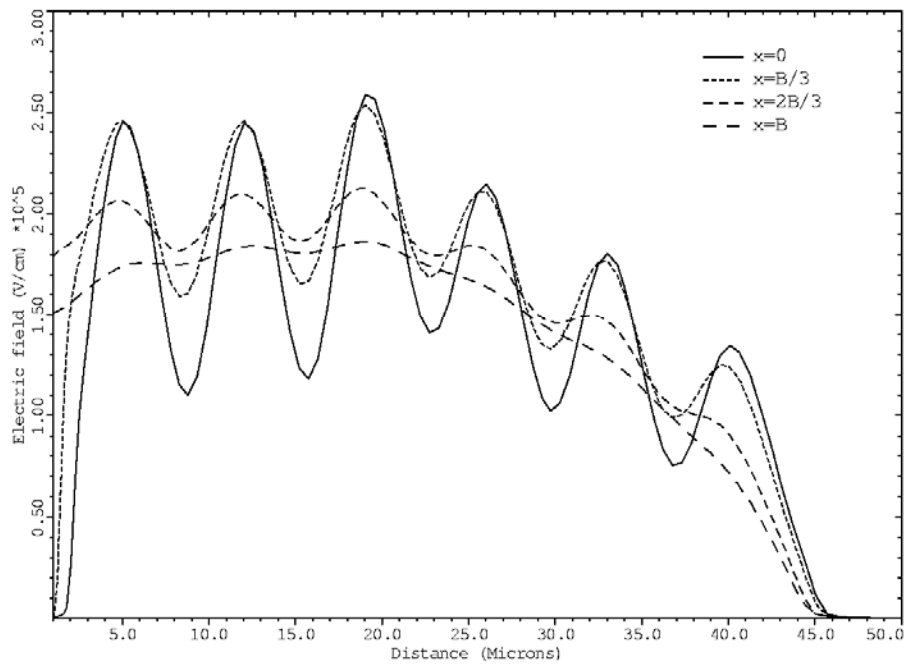


Fig. 3.35: Simulierte Feldverteilung eines Kompensationsbauelements mit variabler Dotierung mit homogen um 10% erniedrigter p-Säulendotierung längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 665$ V und $I_D = 24$ A ($j = 120$ A/cm²)

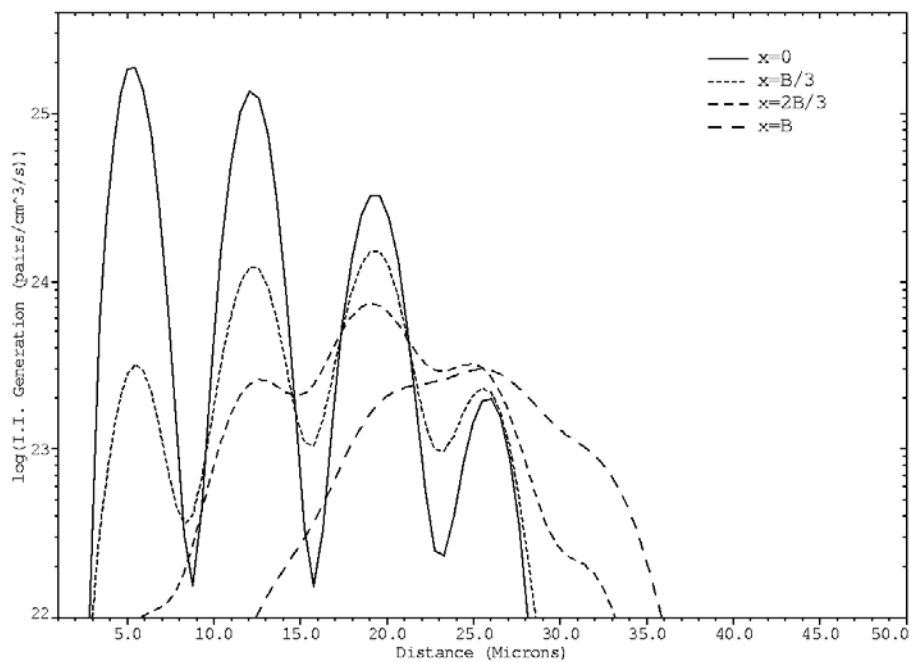


Fig. 3.36: Simulierte Stoßionisationsgenerationsrate eines Kompensationsbauelements mit variabler Dotierung mit homogen um 10% erniedrigter p-Säulendotierung längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 665$ V und $I_D = 24$ A ($j = 120$ A/cm²)

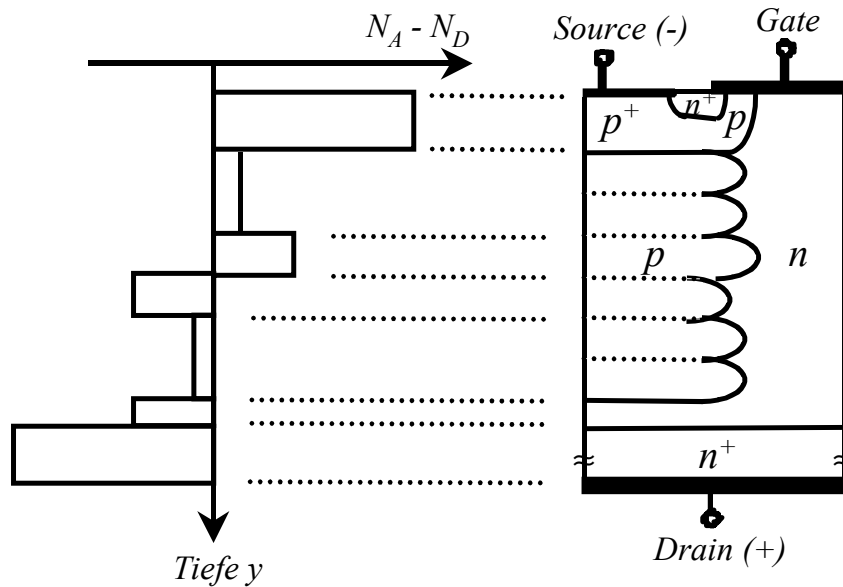


Fig. 3.37: Optimiertes Dotierprofil mit erhöhter Avalanche-Festigkeit. Nettodotierung in vertikaler Richtung.

Die dazugehörige Feldverteilung (**Fig. 3.38**) weist deshalb eine deutliche Spitze auf und die Generationsrate (**Fig. 3.39**) in diesem Bereich dominiert. Sowohl in der p-Säule als auch in der n-Säule ist die Sekundärgeneration durch Löcher bzw. Elektronen deutlich reduziert. Um die Avalanche-Festigkeit zu verbessern, ist es natürlich relativ egal, an welchem p-Bubble das Feld überhöht ist. Um jedoch auch in diesem Fall eine flache Durchbruchsspannungsparabel zu gewährleisten, ist eine einigermaßen symmetrische Feldverteilung wie in **Fig. 3.38** vorteilhaft.

Die Vorteile des verbesserten Profils für die Avalanche-Festigkeit werden deutlich, wenn man den Verstärkungskoeffizienten mit dem alten Dotierprofil über einen Lastigkeitsbereich von $\pm 15\%$ vergleicht (**Fig. 3.40**), der die Dotierungsschwankungen in der Fertigung abdeckt. Fast über den gesamten Bereich liegt der Verstärkungskoeffizient wesentlich unter dem des alten Profils, sollte also im Mittel TRAPATT-Schwellen aufweisen, die deutlich über dem alten Mittelwert von 26 A liegen. Nur im äußersten n-lastigen Bereich ist das optimierte Profil ähnlich schlecht wie das alte, da selbst mit diesem Profil die Asymmetrie des elektrischen Feldes mit der Welligkeit in der p-Säule und dem flacheren Verlauf in der n-Säule nicht ganz verdeckt werden kann.

Andererseits sieht man auch, wenn man die Generationsraten des neuen und des p-lastigen alten Profils vergleicht, dass nicht nur die Absenkung des Feldes im Bereich der oberen beiden Bubbles zu einer Anhebung der TRAPATT-Schwelle führt, sondern auch das niedrige Feld in dem Bereich, den die Elektronen durchlaufen, eine entscheidende Rolle spielt, welches beim optimierten Profil die Generationsrate in diesem Bereich erheblich reduziert. Damit ist auch die „Sekundärgeneration“ durch die Elektronen auf ihrer Driftstrecke weitgehend unterbunden.

Natürlich darf nicht verschwiegen werden, dass die optimierte Avalanche-Festigkeit nur durch eine kleine Absenkung der Durchbruchsspannung um 18 V erkaufte werden kann (**Fig. 3.41**), die eine unmittelbare Folge der prominenten Feldspitze ist. Trotz der Absenkung kann jedoch gewährleistet werden, dass die Durchbruchsspannung über den gesamten geforderten Lastigkeitsbereich von $\pm 15\%$ über 600 V bleibt und das Bauelement somit in die 600 V – Spannungs-kategorie fällt.

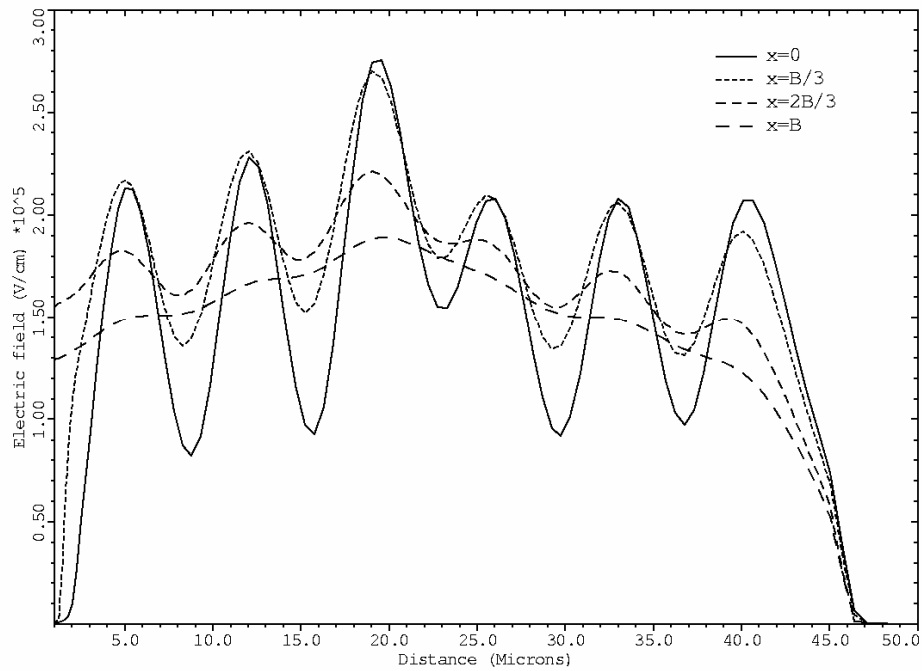


Fig. 3.38: Simulierte Feldverteilung des Kompensationsbauelements mit verbesserter p-Säulendotierung längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 696$ V und $I_D = 24$ A ($j = 120$ A/cm²)

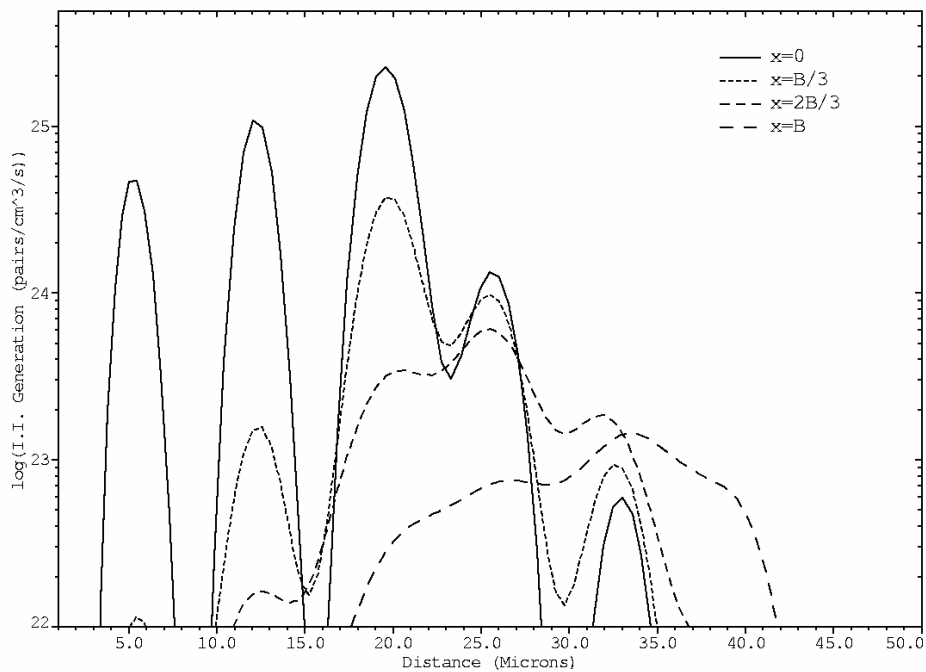


Fig. 3.39: Simulierte Stoßionisationsgenerationsrate des Kompensationsbauelements mit verbesserter p-Säulendotierung längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 685$ V und $I_D = 24$ A ($j = 120$ A/cm²)

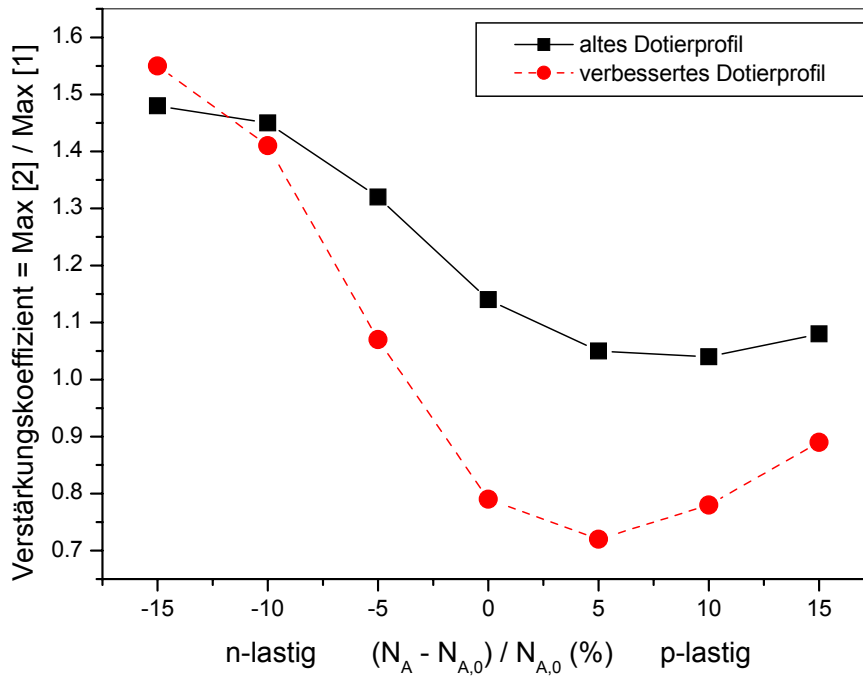


Fig. 3.40: Verstärkungskoeffizient der untersuchten Kompensationsbauelemente als Funktion der p-Säulendotierung ($N_{A,0}$ bezeichnet den Sollprozess) im Vergleich für das alte Dotierprofil und das avalancheoptimierte Profil bei einem Laststrom $I = 23 \text{ A}$ ($j = 115 \text{ A/cm}^2$) und einem Rechenzeitschritt von 2 ps

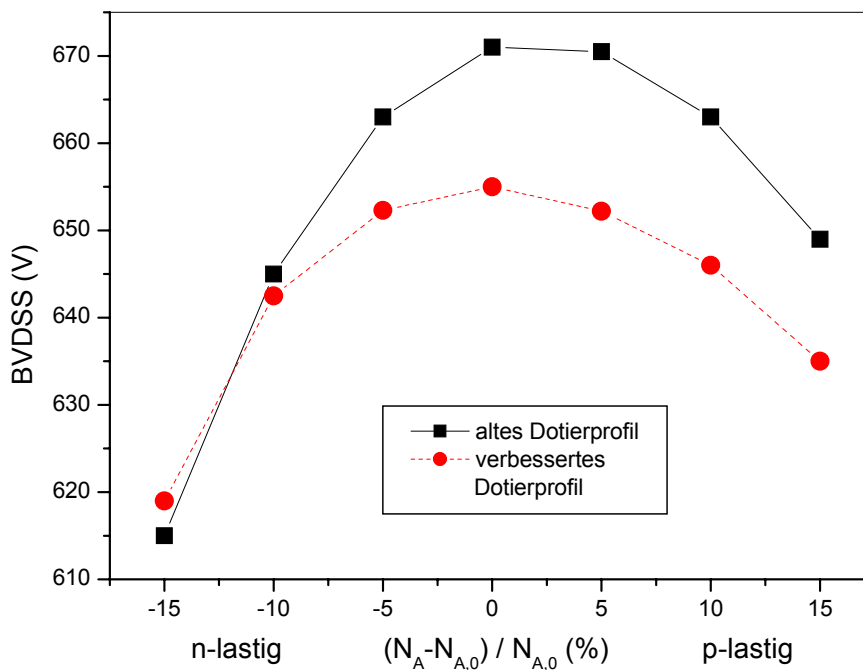


Fig. 3.41: Durchbruchspannung der untersuchten Kompensationsbauelemente als Funktion der p-Säulendotierung ($N_{A,0}$ bezeichnet den Sollprozess) im Vergleich für das alte Dotierprofil und das avalancheoptimierte Profil

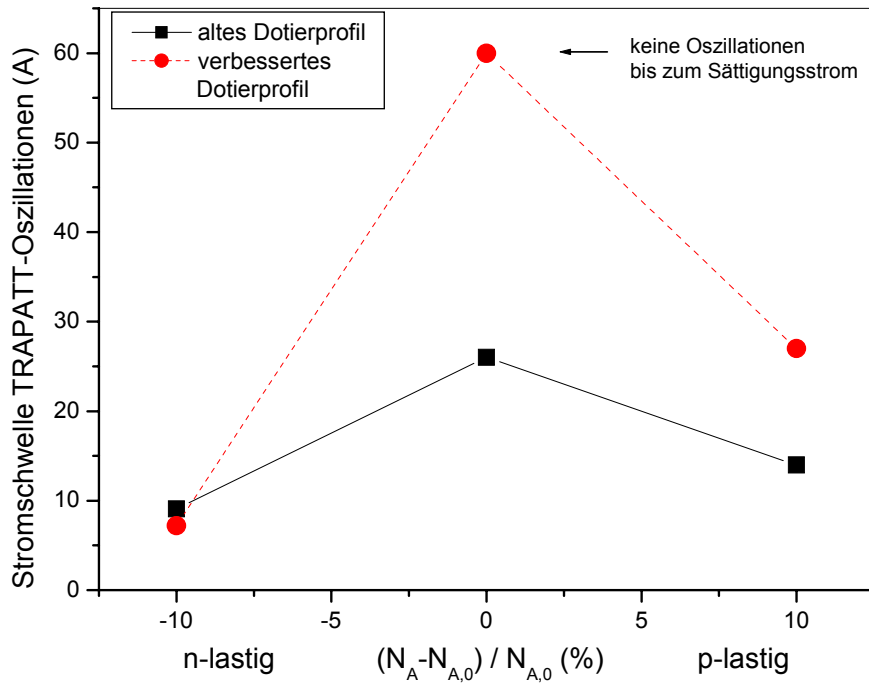


Fig. 3.42: Avalanchetestmessungen der untersuchten Kompensationsbauelemente in einer Schaltung nach Fig. 2.16 mit $L = 25 \mu\text{H}$, $U_{\text{DD}} = 50 \text{ V}$ und $R_G = 27 \text{ Ohm}$. Dargestellt ist der Stromwert, bei dem die TRAPATT-Oszillationen einsetzen, als Funktion der p-Säulendotierung für das alte und das avalancheoptimierte Profil.

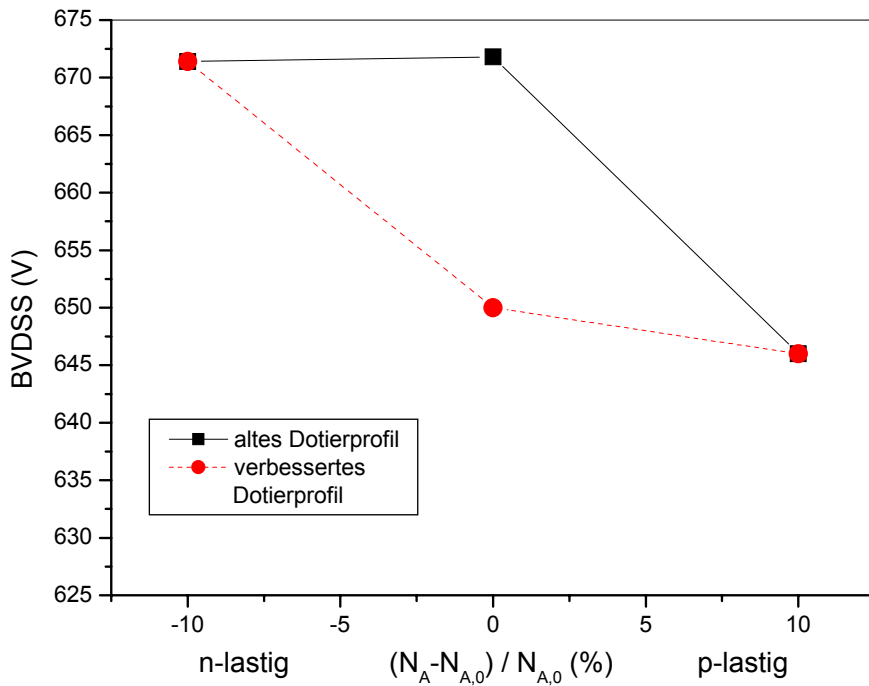


Fig. 3.43: Durchbruchspannung der untersuchten Kompensationsbauelemente als Funktion der p-Säulendotierung für das alte und das avalancheoptimierte Profil.

Nachdem mit Hilfe der Simulation viele verschiedene Dotierprofile untersucht und am Ende dieses Prozesses das soeben vorgestellte optimierte Dotierprofil vorgeschlagen werden konnte, wurden Testbauelemente gefertigt, die der Validierung der Simulationsergebnisse dienten. Bei jeglichen real hergestellten CoolMOSTM-Bauelementen muss man sich jedoch im Klaren darüber sein, dass in der Fertigung nicht nur die p-Dotierung, wie in der Simulation zugrundegelegt, sondern z.B. auch die Epitaxie- und Substratdotierung sowie die relative Dotierung der einzelnen p-Bubbles zueinander schwanken können und mangels einer geeigneten einfachen Meßmethode die Bauelemente nicht auf ihren exakten Dotierverlauf untersucht werden können. Trotzdem wurden die simulierten Ergebnisse sehr gut reproduziert.

In **Fig. 3.42** sind Avalanchetestmessungen an Bauelementen zu sehen, die nach Maßgabe der Simulation für drei Werte der p-Säulendotierung gefertigt wurden, wobei wie in der Simulation die relative Dotierung der p-Bubbles zueinander unverändert blieb und nur der Absolutwert um 10% herauf- oder herabgesetzt wurde. Laut Simulation (**Fig. 3.40**) war eine Verbesserung in der Parabelmitte und auf der p-lastigen Seite zu erwarten, während die n-lastige Seite in etwa gleich bleiben sollte. In der Tat besitzt das optimierte Profil in der Mitte der Lastigkeitsparabel gegenüber dem Standardprofil aus dem gleichen Fertigungslos eine drastisch erhöhte Stromschwelle für TRAPATT-Oszillationen. Selbst bei Avalanchelastströmen von 60 A, wenn das Bauteil seinen Sättigungsstrom erreicht, sind in der Messung keine Oszillationen zu finden. Auf der p-lastigen Seite findet man ebenfalls eine Verbesserung, während die n-lastige Seite weitgehend unverändert bleibt. Die Vorhersagen der Simulation sind damit sehr gut abgebildet, wenn man berücksichtigt, dass die gefertigten Bauelemente anscheinend ein wenig in Richtung des p-lastigen Parabelasts verschoben waren.

Auch das Verhalten der Durchbruchsspannung (**Fig. 3.43**) zeigt unter dieser Annahme eine gute Deckung mit der Simulation (**Fig. 3.41**). Die Durchbruchsspannung liegt in der Parabelmitte wie erwartet etwa 20 V unter dem alten Profil. Auf der n-lastigen Seite ist der Unterschied im BV_{DSS} sehr gering, die Absolutwerte liegen höher als in der Simulation, und auch auf der p-lastigen Seite ist die Differenz im BV_{DSS} geringer als erwartet. Dies alles deutet darauf hin, dass zumindest einige Varianten zu stark p-lastig geworden sind.

Trotz dieser Abweichungen sieht man im Ganzen die Simulationen sehr gut bestätigt und die Gültigkeit des Störungsmodells ist damit demonstriert. Auch an weiteren Versuchslosen, die etwas vom hier gezeigten optimierten Profil abwichen, aber ebenfalls eine dominante Feldspitze besaßen, wurde eine drastisch erhöhte TRAPATT-Schwelle nachgewiesen. Im Folgenden soll die Methode daher benutzt werden, um die Avalanche-festigkeit von Kompensationsbauelementen zu untersuchen, wie sie von der theoretischen Seite (siehe Kap. 2.1.2) vorgeschlagen werden.

3.4 Allgemeine Kompensationsstruktur

Als Beispiel für ein allgemeines Kompensationsbauelement wurde ein zylindersymmetrisches n-Kanal-Modell untersucht, das wie im Fall des CoolMOSTM ein reales hexagonales Layout approximiert. Um ein optimales Bauelement zu ermitteln, wurden die Formeln von Chen [Che01] verwendet, wie sie im Kapitel 2.1.2 angegeben sind.

Zunächst wird angenommen, dass technologisch ein Aspektverhältnis von vertikaler Driftzonenweite W zu lateraler Zellenbreite b von $W/b = 3.6$ realisiert werden kann. Dies liegt im Bereich der heutigen technischen Möglichkeiten. Desweiteren wird eine Durchbruchsspannung $BV_{DSS} = 760$ V gefordert. Mit den **Gl. 2.34** und **Gl. 2.22** ermittelt man daraus eine Driftzonenweite $W = 45.19 \mu\text{m}$, die auf $45 \mu\text{m}$ gerundet wurde, und folglich eine Zellenbreite $b = 12.5 \mu\text{m}$. Da nach **Tabelle 2.1** das ideale Verhältnis von n-dotierter Fläche zur Gesamtfläche $a = 0.36$ beträgt, sollte der Radius der p-Säule bei $r_p = 5 \mu\text{m}$ und der äußere Radius des n-Gebiets bei $r_n = 6.25 \mu\text{m}$ liegen. Mithilfe der **Gln. 2.26**, **2.28** und **2.23** bestimmt man die Dotierungskonzentrationen der p- und n-Gebiete zu $N_A = 4.71 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und $N_D = 8.37 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Um eine wirkliche

Ladungsträgerkompensation zu erzielen, wurde in der Simulation der Wert von N_A noch leicht angepasst auf $N_A = 5.10 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Zusätzlich zur beschriebenen Säulenstruktur wurden vom CoolMOS™ die restlichen Elemente wie Gateoxid, p-Wannen- oder Substratdotierung übernommen.

Das so konstruierte „ideale“ Bauelement besitzt in der Simulation eine Durchbruchspannung $BV_{DSS} = 748.8 \text{ V}$. Die elektrische Feldverteilung für eine Spannung nahe dem Durchbruch ist in **Fig. 3.44** wiedergegeben. Das Maximum des elektrischen Feldes liegt wie erwartet am Übergang von der p-Säule zum n^+ -Draingebiet.

Wie nach den Ausführungen von Kap. 2.2.2 für eine homogene Dotierung erwartet, zeigt die Durchbruchspannungs-Parabel (**Fig. 3.45**) eine sehr starke Abhängigkeit von der Kompensation zwischen p- und n-Säule. Im Vergleich zu **Fig. 2.12** ist die Parabel aber noch viel steiler, da die Absolutwerte der Säulendotierung deutlich höher sind und daher relative Abweichungen vom Kompensations-Sollwert mehr zu Buche schlagen [She99].

Für einen umfassenden Vergleich mit der CoolMOS™-Struktur muss noch der Widerstand untersucht werden. Während die Zelle des 600V-CoolMOS™ bei $j_D = 100 \text{ A/cm}^2$ und $U_{GS} = 10 \text{ V}$ einen flächenspezifischen Widerstand von $R_{DS(on)} \cdot A = 3.28 \text{ } \Omega \text{ mm}^2$ aufweist, hat die „ideale“ Zelle nur einen Widerstand von $0.91 \text{ } \Omega \text{ mm}^2$.

Das „ideale“ Bauelement liefert also einen sehr kleinen Widerstand, doch die steile BV_{DSS} -Parabel ist nachteilig. Auch bei der Untersuchung der Avalanche-festigkeit stellt sich schnell heraus, dass das „ideale“ Bauelement noch Verbesserungsbedarf besitzt.

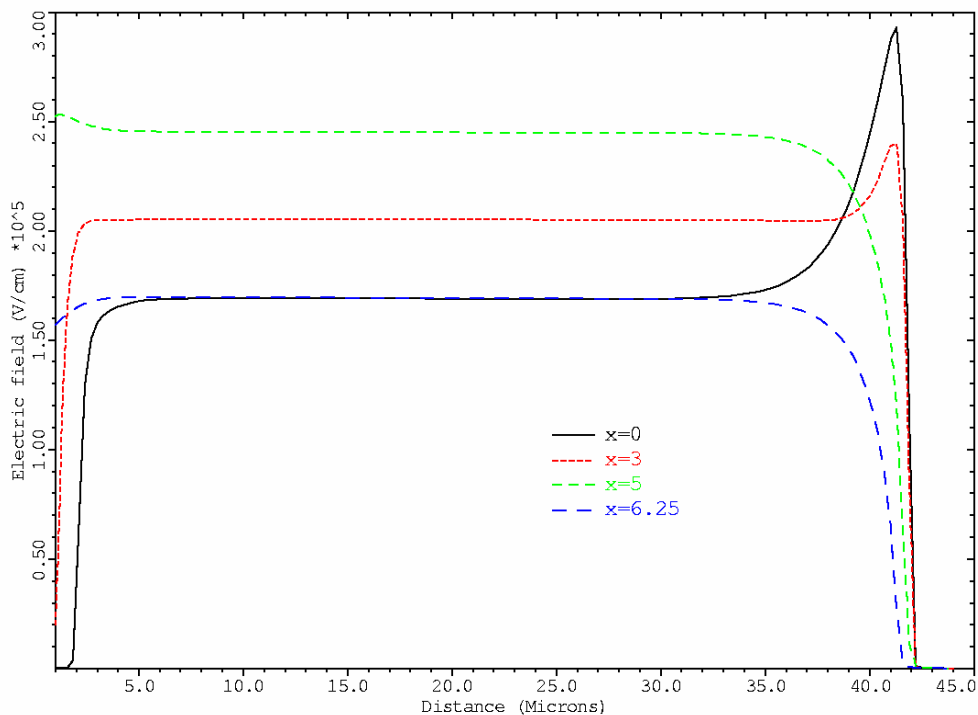


Fig. 3.44: Simulierte Feldverteilung eines nach Chen [Che01] konstruierten „idealen“ Kompensationsbauelements (siehe Text) längs vier vertikaler Schnitte bei $U_{DS} = 700 \text{ V}$ ($BV_{DSS} = 748.8 \text{ V}$). Die Mitte der p-Säule liegt bei $x = 0$ und die Mitte der n-Säule bei $x = 6.25 \text{ } \mu\text{m}$.

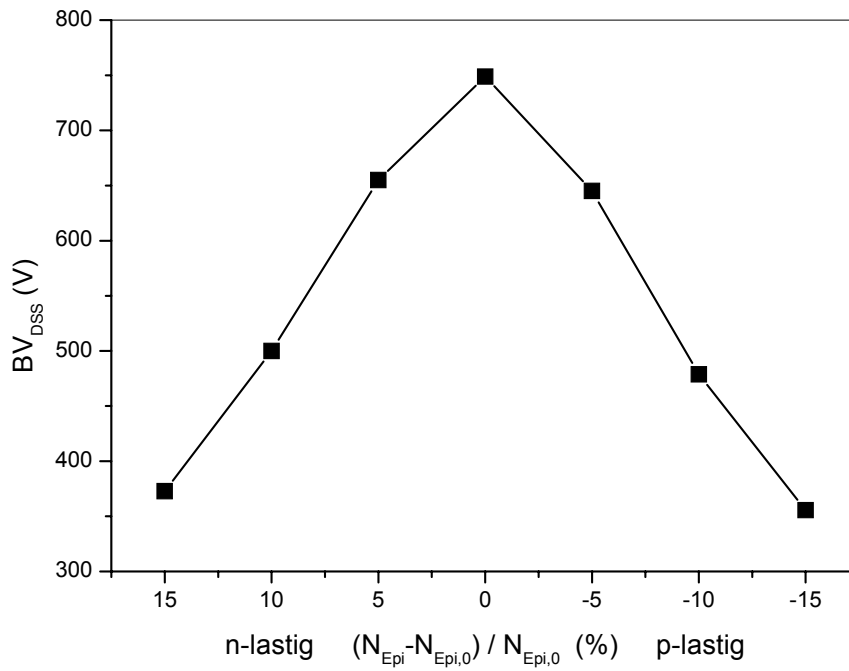


Fig. 3.45: Simulierte Durchbruchspannung eines nach Chen [Che01] konstruierten „idealen“ Kompensationsbauelements (siehe Text) als Funktion der Epitaxiedotierung ($N_{Epi,0} = 8.37 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)

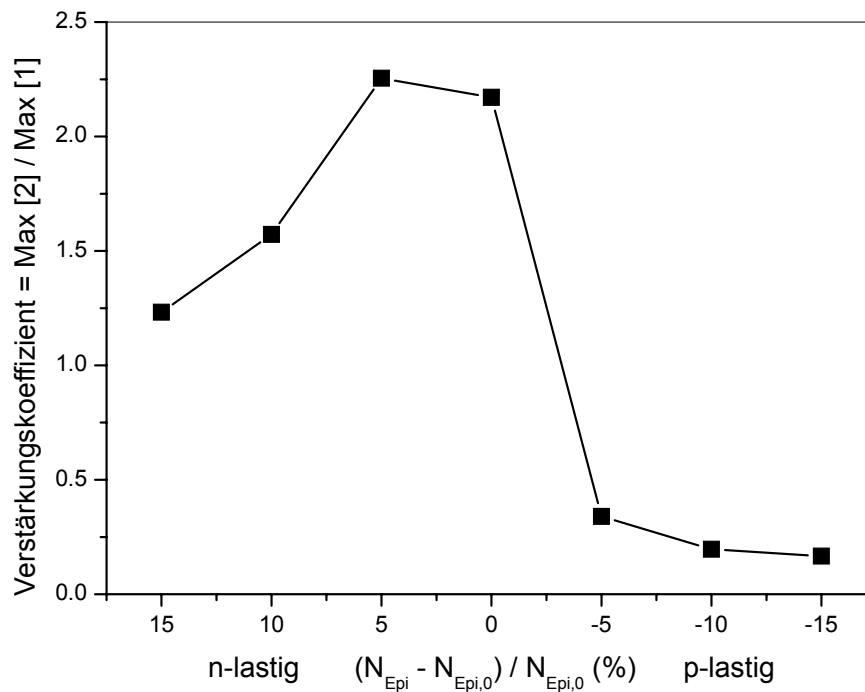


Fig. 3.46: Verstärkungskoeffizient eines nach Chen [Che01] konstruierten „idealen“ Kompensationsbauelements (siehe Text) als Funktion der Epitaxiedotierung ($N_{Epi,0} = 8.37 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) bei einer Laststromdichte $j = 105 \text{ A/cm}^2$ und einem Rechenzeitschritt von 6 ps.

Variiert man homogen die Epitaxiedotierung um den kompensierten Wert $N_{\text{Epi},0} = 8.37 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, um die Fertigungsschwankungen anzunähern (**Fig. 3.46**), nimmt der Verstärkungskoeffizient in der Mitte der Kompensationsparabel und auf der n-lastigen Seite nach Anlegen einer Störung im Avalanchezustand sehr große Werte an, die deutlich über 1 und in der Mitte der Parabel auch über den Werten des CoolMOS™ bei vergleichbarer Laststromdichte und gleichem Rechenzeitschritt (**Fig. 3.30**) liegen. Beim CoolMOS™ wurde zwar im Gegensatz zu **Fig. 3.46** die p-Dotierung variiert, da auch bei den entsprechenden Versuchslosen gezielt die p-Dotierung verändert wurde, jedoch ist der Unterschied zu einer Variation der n-Dotierung gering. Auf der p-lastigen Seite der Kompensationsparabel dagegen ist der Verstärkungskoeffizient sehr niedrig.

Dies bedeutet, dass das „ideale“ Kompensationsbauelement über einen sehr großen Bereich der Kompensationsparabel, insbesondere in der Parabelmitte, eine sehr niedrige Stromschwelle für TRAPATT-Oszillationen hat, wenn es einem Avalancheereignis ausgesetzt wird. Sehr wahrscheinlich würde das Bauelement nicht einmal Avalanchelastströme mit wenigen Ampere überleben, sondern sofort zerstört werden. Ursache der schlechten Avalanchefestigkeit ist wiederum die zu flache Verteilung des elektrischen Feldes über die Driftzone.

Fig. 3.47 zeigt die simulierte Feldverteilung des Bauelements unter Avalanchebedingungen vor Einsetzen einer Schwingung. Aufgrund der Ladung der nach links zur p-Wanne abfließenden Löcher und der nach rechts zum Drainkontakt wandernden Elektronen ist das elektrische Feld nicht mehr flach wie vor Erreichen der Durchbruchsspannung (**Fig. 3.44**), sondern hängt in der Mitte durch. Da die p-Säule niedriger dotiert ist als der n-Bereich, ist die Aufsteilung dort deutlicher ausgeprägt. Man könnte also zunächst vermuten, dass die Verhältnisse ähnlich wie beim realen CoolMOS™-Bauelement liegen, wo vor allem die Löcher beim Durchlaufen weiterer Feldspitzen in der p-Säule massiv weitere Ladungsträger generieren.

Dieser Mechanismus ist hier zwar auch zu finden, aber wie die Simulation der Generationsrate zeigt (**Fig. 3.48**), tragen vor allem die Elektronen entscheidend zur Generation bei, obwohl sie auf ihrer Driftstrecke gar nicht die absoluten Maxima des elektrischen Feldes durchlaufen. Trotzdem ist der Beitrag der Elektronen in diesem Fall aus zwei Gründen nicht zu vernachlässigen. Erstens ist der Stoßionisationskoeffizient α_n der Elektronen um ein Vielfaches größer als der Ionisationskoeffizient α_p der Löcher. Zweitens führt die gewählte Bauelementgeometrie mit der hoch dotierten, aber schmalen n-Säule zu sehr hohen Stromdichten in dieser Region. Diese beiden Faktoren zusammen führen dazu, dass die Elektronen eine immense Sekundärgeneration von Elektron-Loch-Paaren bewirken.

Wird die Kompensation zwischen den Säulen n-lastig (**Fig. 3.49** und **Fig. 3.50**), liegen zwar die Maxima sowohl des Feldes als auch der Generationsrate unter der p-Wanne. Nach wie vor jedoch können die Elektronen auf ihrem Weg eine große Anzahl von Ladungsträgern generieren. Der Verstärkungskoeffizient der TRAPATT-Schwingung ist weit über dem Wert 1.

Dagegen werden die Elektronen im p-lastigen Fall (**Fig. 3.51** und **Fig. 3.52**) sofort zum Drain hin abgezogen, ohne dass sie weitere Hochfeldregionen der Driftzone durchlaufen müssen, da das Maximum am pn-Übergang zwischen p-Säule und n⁺-Draingebiet liegt. Auch die Löcher bewegen sich durch Bereiche des Feldes, die nicht mehr hoch genug sind, um eine nennenswerte Stoßionisation zu ermöglichen. Daher ist die TRAPATT-Oszillation gedämpft und der Verstärkungskoeffizient deutlich kleiner als 1.

Wie schon im vorigen Kap. 3.3 beim realen Bauelement kann auch in diesem Fall eine verbesserte Avalanchefestigkeit, sprich eine hohe Stromschwelle für TRAPATT-Oszillationen, dadurch erreicht werden, dass die Stoßionisation im Avalanchezustand auf einen möglichst kleinen Bereich der Driftzone konzentriert und die Sekundärgeneration durch driftende Ladungsträger weitgehend unterbunden wird. Zusätzlich wird die Dotierung der p- und n-Säulen insgesamt erniedrigt, um eine flachere BV_{DSS} -Parabel zu erreichen.

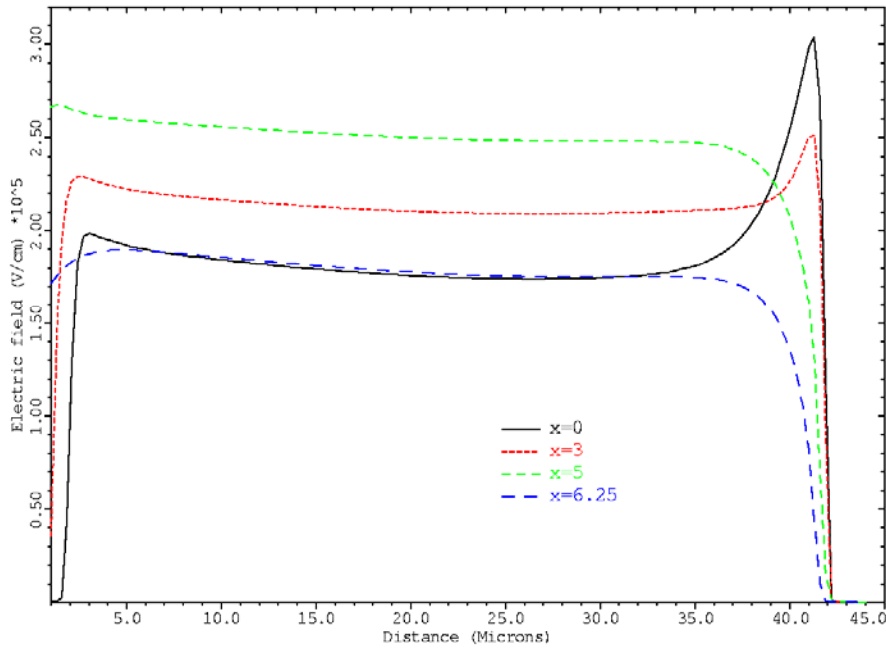


Fig. 3.47: Simulierte Feldverteilung eines nach Chen [Che01] konstruierten „idealen“ Kompensationsbauelements (siehe Text) längs vier vertikaler Schnitte unter Avalanchebedingungen bei $U_{DS} = 748.5$ V und $j_D = 100$ A/cm²

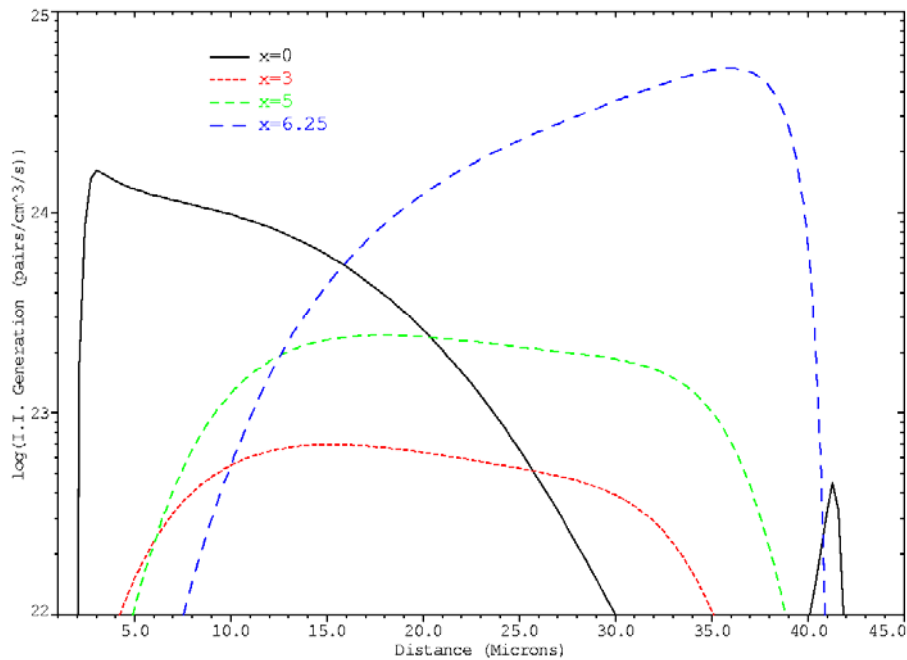


Fig. 3.48: Simulierte Stoßionisationsgenerationsrate eines nach Chen [Che01] konstruierten „idealen“ Kompensationsbauelements (siehe Text) längs vier vertikaler Schnitte unter Avalanchebedingungen bei $U_{DS} = 748.5$ V und $j_D = 100$ A/cm²

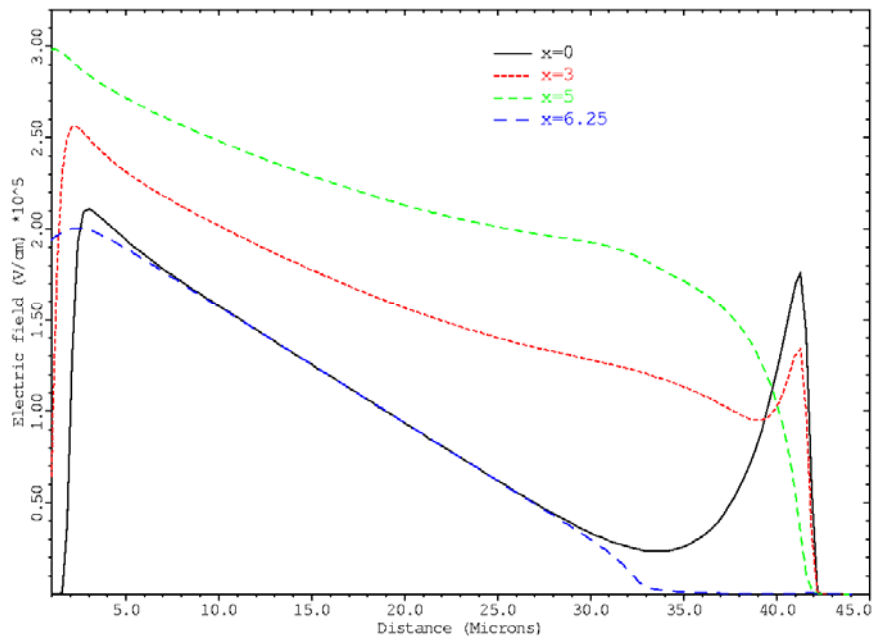


Fig. 3.49: Simulierte Feldverteilung eines nach Chen [Che01] konstruierten „idealen“ Kompensationsbauelements (siehe Text) mit homogen um 15% erhöhter Epitaxiedotierung längs vier vertikaler Schnitte unter Avalanchebedingungen bei $U_{DS} = 402.3$ V und $j_D = 100$ A/cm²

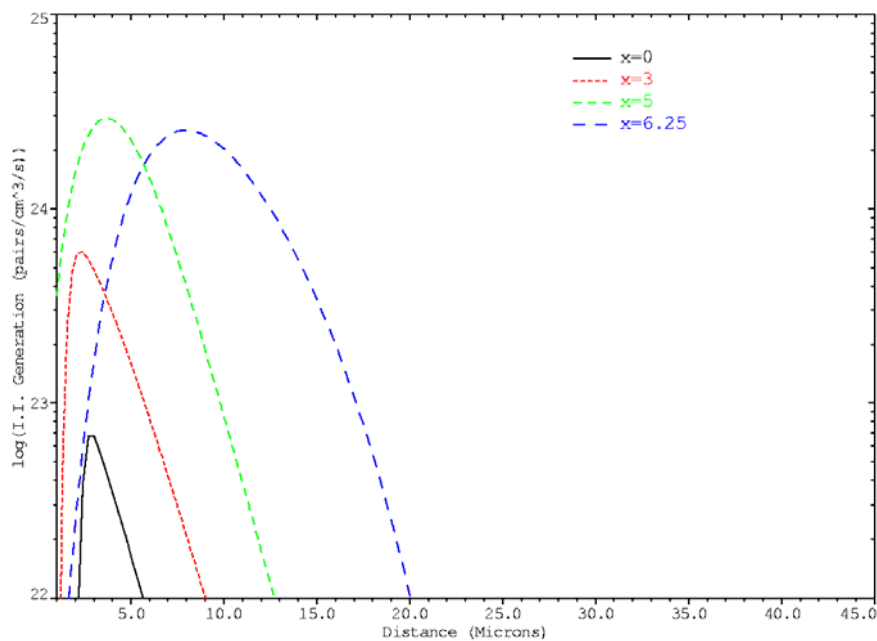


Fig. 3.50: Simulierte Stoßionisationsgenerationsrate eines nach Chen [Che01] konstruierten „idealen“ Kompensationsbauelements (siehe Text) mit homogen um 15% erhöhter Epitaxiedotierung längs vier vertikaler Schnitte unter Avalanchebedingungen bei $U_{DS} = 402.3$ V und $j_D = 100$ A/cm²

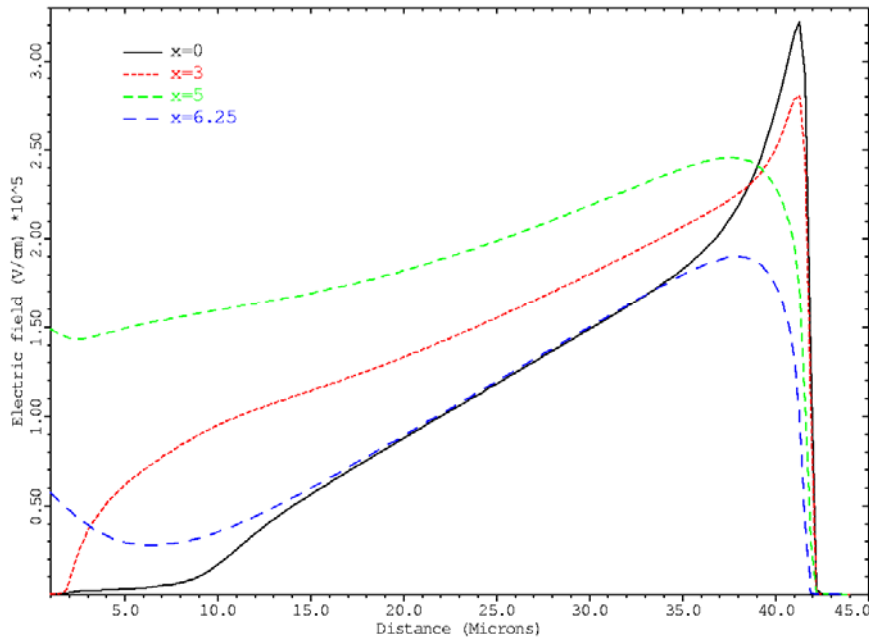


Fig. 3.51: Simulierte Feldverteilung eines nach Chen [Che01] konstruierten „idealen“ Kompensationsbauelements (siehe Text) mit homogen um 15% erniedrigter Epitaxiedotierung längs vier vertikaler Schnitte unter Avalanchebedingungen bei $U_{DS} = 423.9 \text{ V}$ und $j_D = 100 \text{ A/cm}^2$

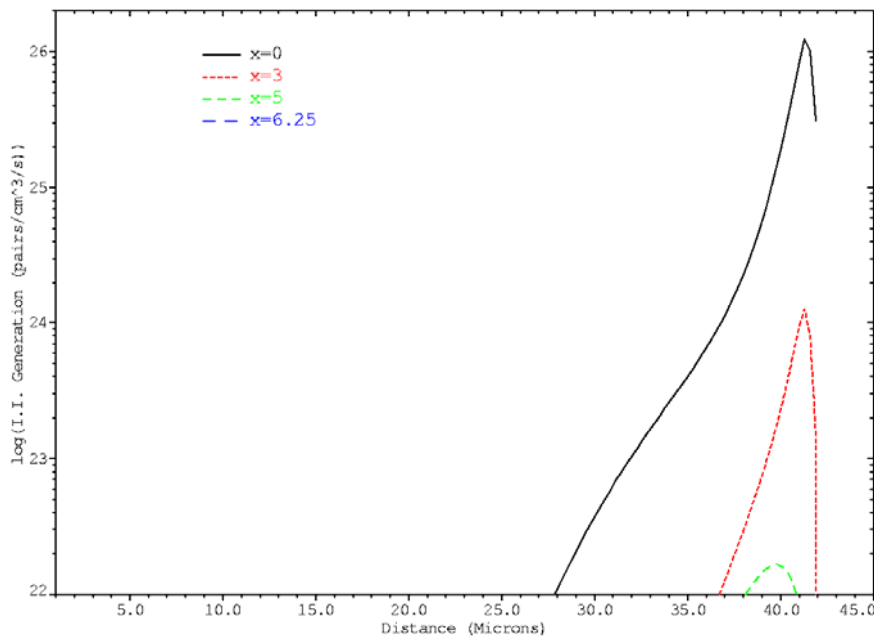


Fig. 3.52: Simulierte Stoßionisationsgenerationsrate eines nach Chen [Che01] konstruierten „idealen“ Kompensationsbauelements (siehe Text) mit homogen um 15% erniedrigter Epitaxiedotierung längs vier vertikaler Schnitte unter Avalanchebedingungen bei $U_{DS} = 423.9 \text{ V}$ und $j_D = 100 \text{ A/cm}^2$

Ein mögliches vertikales p-Dotierprofil zur Umsetzung der genannten Ziele ist in **Fig. 3.53** abgebildet. Analog zum optimierten CoolMOS™ wird in der Mitte der Driftzone eine Art pn-Übergang gebildet, indem ein Bereich, der mehr Akzeptoren besitzt als es zur Ladungskompensation erforderlich ist, an einen Bereich grenzt, der weniger Akzeptoren aufweist [Sch03]. Zusätzlich wird die Region nahe der p-Wanne etwas p-lastig und die Region nahe der Drainseite etwas n-lastig gewählt, um das Feld dort weiter zu reduzieren. Der resultierende Feldverlauf unter Avalanchebedingungen ist in **Fig. 3.54** wiedergegeben. Man erkennt die dominante Feldspitze, die wie gefordert dafür sorgt, dass die Ladungsträgergeneration im Wesentlichen auf ein Maximum beschränkt bleibt (**Fig. 3.55**). Außerdem wurde im Vergleich zu vorher die Driftzone um 5 μm verlängert, um die Durchbruchspannung über einen 30-prozentigen Variationsbereich der n-Dotierung über 600 V zu halten (**Fig. 3.56**). Der flächenspezifische Widerstand beträgt damit $2.30 \Omega \text{ mm}^2$, was immer noch deutlich unter dem Wert des CoolMOS™ bei gleicher Spannungsfestigkeit liegt.

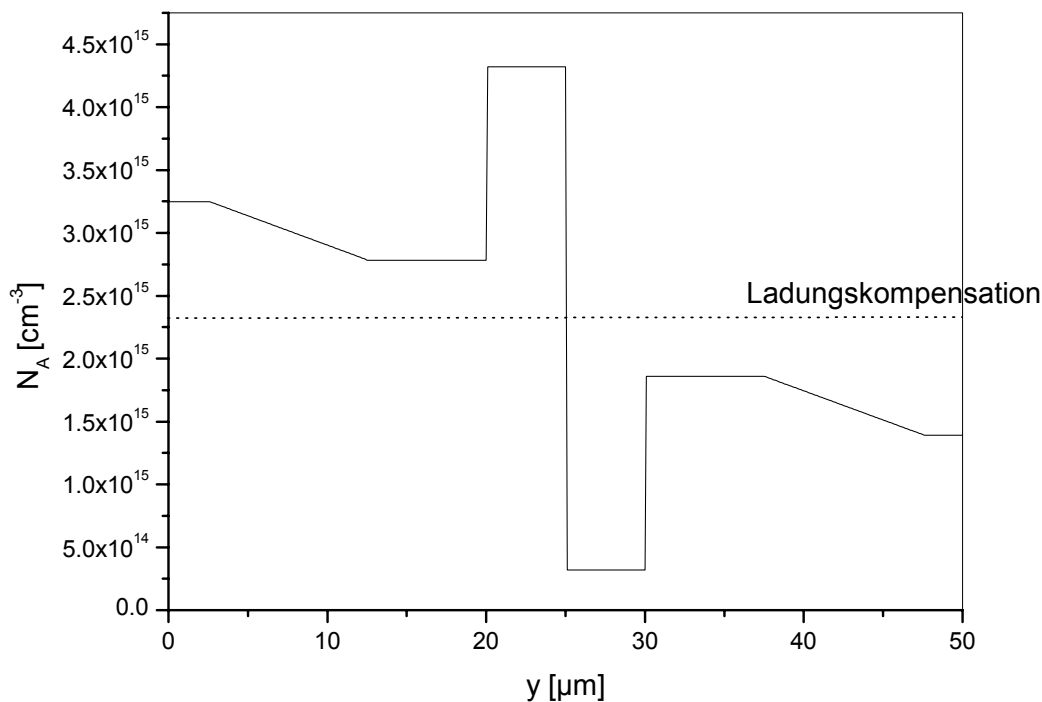


Fig. 3.53: Der vertikale Dotierverlauf der p-Säule des nach Chen [Che01] konstruierten „idealen“ Kompensationsbauelements (siehe Text) wurde so verändert wie in der Figur dargestellt und N_D auf $3.82 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ reduziert, um die Avalanche­festigkeit zu optimieren.

Die herausragende Qualität des gewählten Dotierprofils zeigt sich bei der Untersuchung des Verstärkungskoeffizienten für die TRAPATT-Oszillation (**Fig. 3.57**). Über den gesamten Bereich der Lastigkeitsvariation von $\pm 15\%$ wird die angeregte Störung gedämpft, die Schwelle für die TRAPATT-Oszillationen wird also überall über der simulierten Laststromdichte von 105 A/cm^2 liegen.

Damit liegt der Verstärkungskoeffizient über die gesamte Lastigkeitsparabel gesehen besser als beim ursprünglich konstruierten „idealen“ Bauelement (**Fig. 3.46**), zum anderen bis auf den Wert bei 15% p-Last auch unter den Werten des herkömmlichen CoolMOS™-Dotierprofils (**Fig. 3.30**). Im Vergleich zum verbesserten Dotierprofil in **Fig. 3.40** ist der Verstärkungskoeffizient in der Mitte der Lastigkeitsparabel etwas höher, aber immer noch kleiner als 1. Dieser „Nachteil“ wird aber dadurch wettgemacht, dass der Verstärkungskoeffizient an den Rändern der Parabel deutlich niedriger ist, also über den gesamten Schwankungsbereich der Fertigungsprozesse eine hohe Stromschwelle für TRAPATT-Oszillationen erreicht werden kann.

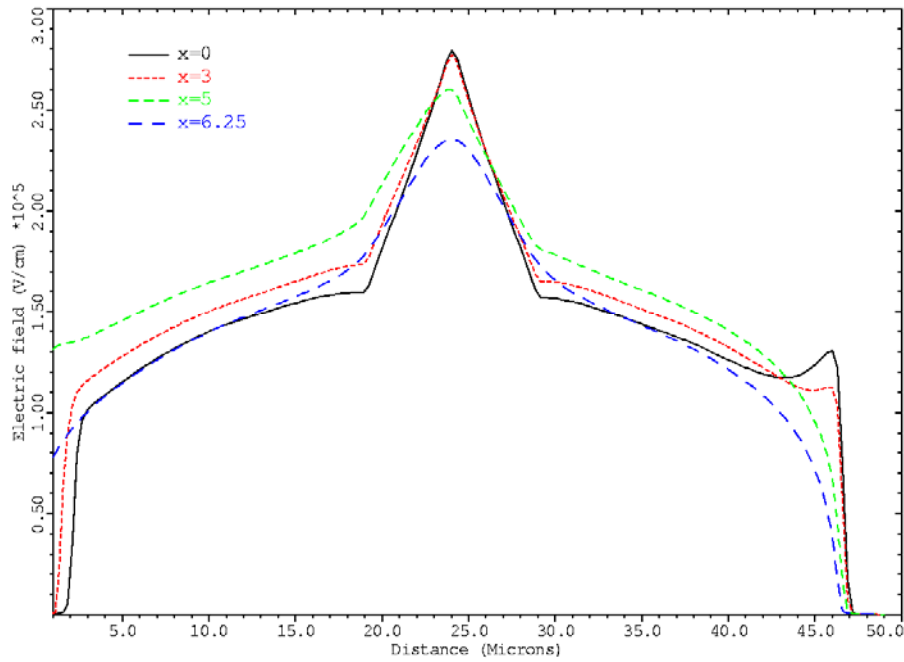


Fig. 3.54: Simulierte Feldverteilung des avalancheoptimierten Kompensationsbauelements nach Fig. 3.53 längs vier vertikaler Schnitte unter Avalanchebedingungen bei $U_{DS} = 688 \text{ V}$ und $j_D = 100 \text{ A/cm}^2$

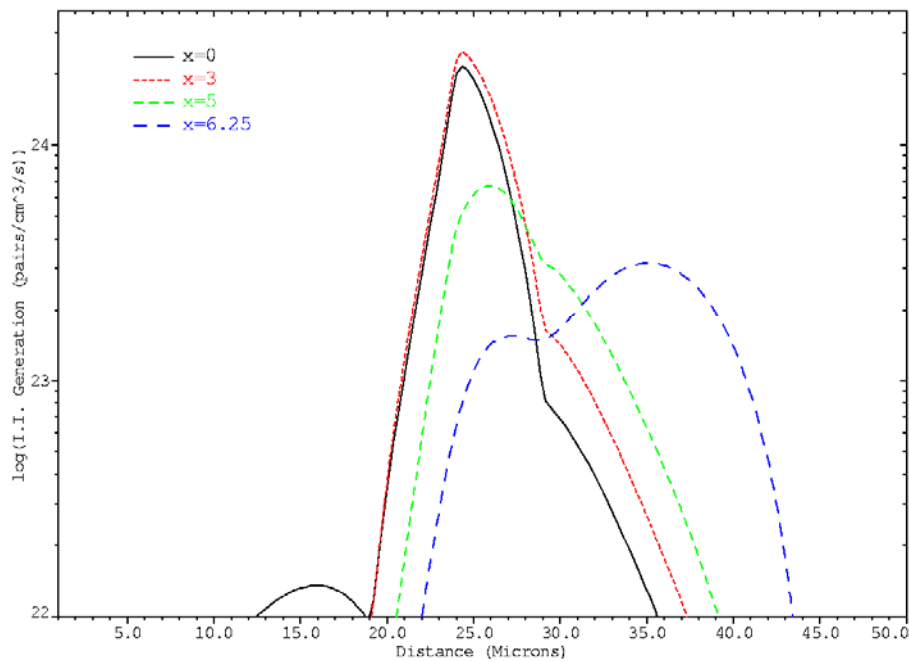


Fig. 3.55: Simulierte Stoßionisationsgenerationsrate des avalancheoptimierten Kompensationsbauelements nach Fig. 3.53 längs vier vertikaler Schnitte unter Avalanchebedingungen bei $U_{DS} = 688 \text{ V}$ und $j_D = 100 \text{ A/cm}^2$

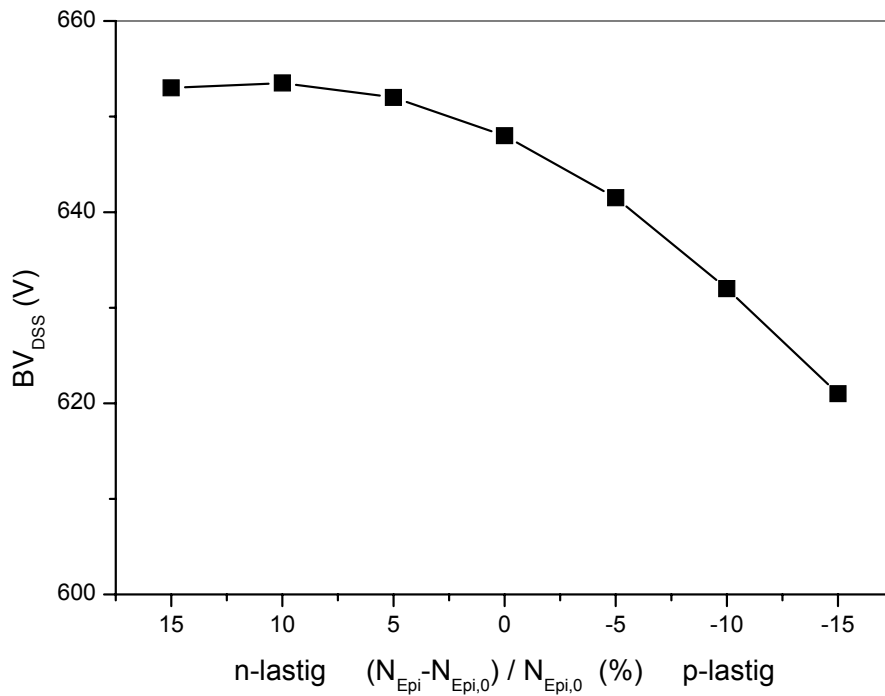


Fig. 3.56: Simulierte Durchbruchspannung des avalancheoptimierten Kompensationsbauelements nach Fig. 3.53 als Funktion der Epitaxiedotierung ($N_{Epi,0} = 3.82 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$)

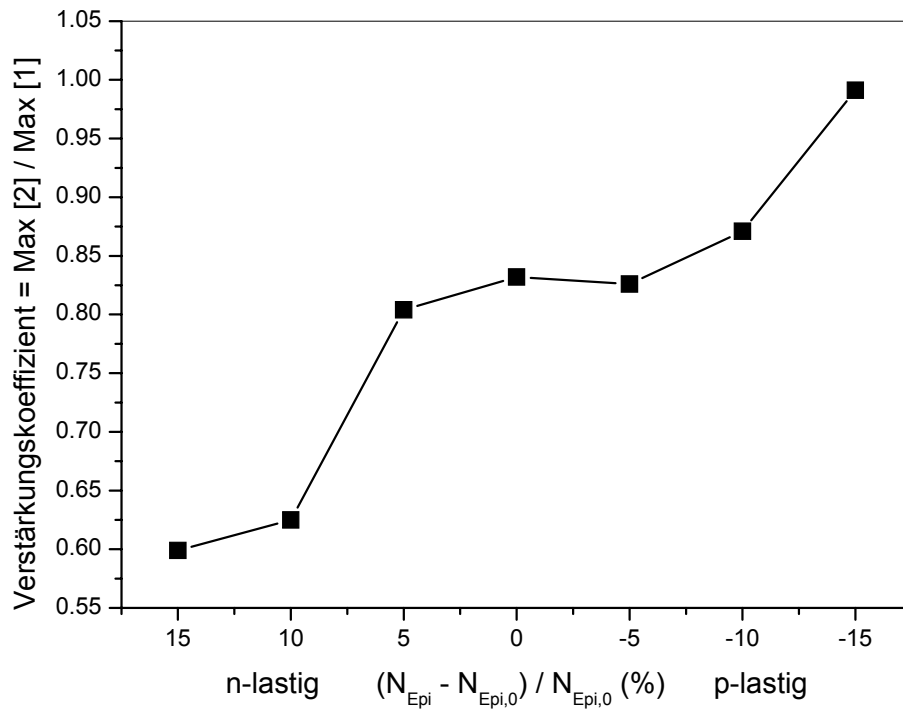


Fig. 3.57: Verstärkungskoeffizient des avalancheoptimierten Kompensationsbauelements nach Fig. 3.53 als Funktion der Epitaxiedotierung ($N_{Epi,0} = 3.82 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) bei einer Laststromdichte $j = 105 \text{ A/cm}^2$ und einem Rechenzeitschritt von 6 ps.

Fig. 3.56 und **Fig. 3.57** legen es auf den ersten Blick nahe, sich mit dem Zielprozess weiter auf die n-lastige Seite zu legen, um eine symmetrische BV_{DSS} -Parabel zu erhalten, doch zeigt sich, dass der Verstärkungskoeffizient schnell über den Wert 1 ansteigt, wenn die Epidotierung weiter erhöht wird, da dann wieder die Sekundärgeneration durch die Löcher an Einfluss gewinnt.

Damit wurde die prinzipielle Machbarkeit eines Kompensationsbauelements gezeigt, dessen statische Sperrfestigkeit über 600 V liegt, dessen Widerstand deutlich gegenüber dem heutigen Stand der Technik reduziert und dessen dynamische Avalanche-festigkeit nicht durch TRAPATT-Oszillationen begrenzt ist. Diese Eigenschaften können nicht nur für einen Zielwert der Epitaxiedotierung vorhergesagt werden, sondern für einen heutzutage üblichen Schwankungsbereich von $\pm 15\%$. Ein solches Design ist mit der gegenwärtigen Methode der mehrfachen Abfolge von Epitaxie und maskierter Implantation nicht umzusetzen, da dem die unvermeidbare vertikale wie laterale Diffusion des implantierten Akzeptors im Wege steht. Doch sollten die technologischen Fortschritte, beispielsweise bei der Trench-Technik, in den nächsten Jahren ein solches Design erlauben, ist mit den vorgestellten Resultaten ein gangbarer Weg hin zu einem „idealen“ Kompensationsbauelement unter Einbeziehung der dynamischen Avalanche-festigkeit aufgezeigt worden.

4 Realisierung einer schnellen Rückwärtsdiode

Dieses Kapitel ist der Optimierung der CoolMOS™-Rückwärtsdiode gewidmet [SSS02, Nie03, SNS02]. Zu diesem Zweck wurden die Bauelemente mit hochenergetischen Elektronen, Protonen oder Heliumionen bestrahlt. Dadurch entstehen Defekte mit Energieniveaus in der Bandlücke des Siliziums. Zunächst wird deshalb eine Einführung in die Physik der beteiligten Störstellen gegeben, insbesondere deren Auswirkungen auf das Rekombinationsverhalten. Die Unterschiede zwischen den drei Bestrahlungsvarianten werden erklärt und teilweise mit eigenen Messungen belegt. Dazu gehörten Deep-Level-Transient-Spectroscopy(DLTS)-Messungen an elektronenbestrahltem Material und Spreading-Resistance(SR)-Messungen, die ebenfalls kurz erläutert werden.

Anschließend werden die Bestrahlungsexperimente am CoolMOS™ und deren Einfluss auf das Verhalten der Rückwärtsdiode und der entscheidenden elektrischen Kenngrößen vorgestellt. Dabei zeigen sich auch Rückwirkungen auf die im vorherigen Kapitel untersuchte Avalanche-festigkeit. Durch den Vergleich mit Bauelementsimulationen, DLTS- und SR-Messungen wird außerdem versucht, mikroskopische Erkenntnisse über die Defekte im Silizium zu erhalten, die das makroskopische elektrische Verhalten beeinflussen.

Aus den gewonnenen Daten wird abschließend die erfolgversprechendste Bestrahlungsmethode ausgewählt, die zu einer schnell abschaltenden Rückwärtsdiode führt, ohne die restlichen Bauelementeigenschaften gravierend zu verändern.

4.1 Einstellung der Trägerlebensdauer

4.1.1 Tiefe Störstellen

In Kap. 2.4.2 wurde erarbeitet, dass die interne Diode des CoolMOS™ schneller in den sperrenden Zustand kommutieren wird, wenn es gelingt, die Anzahl der in Vorwärtsrichtung injizierten Minoritätsladungsträger zu reduzieren und, was noch entscheidender sein wird, diese während des Kommutiervorgangs schneller aus der Basiszone der Diode zu entfernen.

Dazu muss die Rekombinationsrate R der Ladungsträger erhöht werden, die angibt, wie schnell überschüssige, vom thermischen Gleichgewicht abweichende Ladungsträgerkonzentrationen Δn oder Δp in den Gleichgewichtszustand zurückkehren, also wie effektiv Elektron-Loch-Paare miteinander rekombinieren. Als konzeptionelle Größe wird üblicherweise eine Rekombinationslebensdauer τ_r eingeführt, die beispielsweise für einen p-leitenden Halbleiter definiert ist als

$$\tau_r = \frac{\Delta n}{R}. \quad \text{Gl. 4.1}$$

Zur Rekombination können im Wesentlichen drei verschiedene physikalische Mechanismen beitragen: Die nichtstrahlende Rekombination über tiefe Störstellen mit einer Energieabgabe an Phononen, häufig beschrieben durch das Shockley-Read-Hall-Modell [Hal52, Sho52, Hal60] und der hieraus abgeleiteten Rekombinationsrate R_{SRH} , die strahlende Rekombination mit einer Energieabgabe an Photonen, charakterisiert durch R_{rad} , und die Auger-Rekombination, charakterisiert durch R_{Auger} , bei der die durch die Rekombination freiwerdende Energie an einen weiteren Ladungsträger, Elektron oder Loch, abgegeben wird. Die gesamte Rekombinationsrate ist die Summe der Rekombinationsraten aller drei Prozesse:

$$R = R_{\text{SRH}} + R_{\text{rad}} + R_{\text{Auger}}. \quad \text{Gl. 4.2}$$

Da Silizium ein indirekter Halbleiter ist, besitzt der strahlende Rekombinationsprozess aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung eine sehr geringe Übergangswahrscheinlichkeit, im Gegensatz zu direkten Halbleitern wie z.B. GaAs, und kann vernachlässigt werden. Der Auger-Prozess dagegen

trägt bei sehr hohen Trägerdichten signifikant zur Rekombination bei. Da ein dritter Ladungsträger am Mechanismus beteiligt ist, ist die Auger-Rekombinationsrate proportional zum Quadrat der Trägerdichte und kommt daher nur bei sehr hohen Überschusskonzentrationen zum Tragen.

Die hier interessierenden Vorgänge während der Diodenkommutierung finden allerdings bei moderaten Konzentrationen unter etwa 10^{17} cm^{-3} statt und sind daher vornehmlich durch die Störstellenrekombination bestimmt. Gemäß dem Modell von Shockley, Read und Hall [Hal52, Sho52, Hal60] gilt für die Rekombinationsrate über eine einzelne Störstellenspezies

$$R_{\text{SRH}} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p(n + n_i) + \tau_n(p + p_i)}. \quad \text{Gl. 4.3}$$

Dabei bezeichnen n und p die Trägerdichten und n_i die intrinsische Ladungsträgerkonzentration. Die Größen n_i und p_i sind definiert als

$$n_i = n_i \exp\left(\frac{E_T - E_i}{kT}\right) \quad p_i = n_i \exp\left(\frac{-(E_T - E_i)}{kT}\right) \quad \text{Gl. 4.4}$$

mit dem intrinsischen Fermienergielevel E_i , der Boltzmann-Konstanten k und der energetischen Lage der Störstelle in der Bandlücke E_T . Die Minoritätsträgerlebensdauern für Elektronen und Löcher, τ_n und τ_p , werden bestimmt durch die Störstellenkonzentration N_T und die Einfangquerschnitte für Elektronen und Löcher, σ_n und σ_p :

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{\text{th},n} N_T} \quad \tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{\text{th},p} N_T}. \quad \text{Gl. 4.5}$$

Die mittleren thermischen Geschwindigkeiten der Elektronen und Löcher, $v_{\text{th},n}$ und $v_{\text{th},p}$, werden nach [Gre90] beschrieben als

$$v_{\text{th},n} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_{\text{tc}}^*}} \quad v_{\text{th},p} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_{\text{tv}}^*}} \quad \text{Gl. 4.6}$$

mit den thermischen effektiven Massen für Leitungs- und Valenzband

$$m_{\text{tc}}^*(300\text{K}) = 0.28 \cdot m_0 \quad m_{\text{tv}}^*(300\text{K}) = 0.41 \cdot m_0 \quad \text{Gl. 4.7}$$

und der Ruhemasse des Elektrons m_0 . Die Rekombinationsrate von **Gl. 4.3** ist für ein Störstellenniveau gültig. Bei Vorliegen mehrerer Niveaus addieren sich die einzelnen Beiträge, wenn angenommen werden kann, dass die verschiedenen Störstellenspezies voneinander unabhängig sind, also Ladungsträger nur zwischen Energieniveau und Bandkanten, nicht aber zwischen verschiedenen Störstellenniveaus springen können.

In defektfreiem Silizium sind aufgrund der Energiebandstruktur keine elektronischen Zustände in der Bandlücke zwischen Leitungs- und Valenzband zu finden. Sind jedoch Fremdatome oder Defekte im Halbleiter vorhanden, stören sie die Periodizität des Kristallgitters und bilden lokalisierte Zustände mit einem diskreten Energieniveau E_T in der Bandlücke aus. Liegt dieses Energieniveau wenige meV in der Nähe der Bandkanten, wie es beispielsweise für die bekannten Dopanten Bor oder Phosphor der Fall ist, so sind diese sogenannten flachen Akzeptoren oder Donatoren bei Raumtemperatur vollständig ionisiert und modulieren damit die Leitfähigkeit des ursprünglich intrinsischen Materials. Fängt eine solche flache Störstelle einen Ladungsträger ein, ist die Wahrscheinlichkeit der Reemission ungleich höher als der Einfang eines Ladungsträgers von der gegenüberliegenden Bandkante, die energetisch annähernd den Abstand der Bandlücke hat. Deshalb findet über die flachen Störstellen keine Rekombination statt.

Durch die in dieser Arbeit untersuchten Bestrahlungen des Halbleitermaterials mit hochenergetischen Elektronen oder Ionen werden jedoch Defekte erzeugt, die Energieniveaus in größeren Abständen zu den Bandkanten ausbilden. Die Energie der einfallenden Elektronen oder Ionen wird an das Halbleitermaterial in Form von Ionisationsprozessen der Atomhülle oder Stoßvorgängen mit den Atomkernen abgegeben. Bei letzterem Prozess werden Atome aus ihrem regulären Platz im Kristallgitter gestoßen, wodurch ein sogenanntes Frenkelpaar aus einer Leerstelle (vacancy V) und einem Zwischengitteratom (self-interstitial I) entsteht. Diese beiden primären Punktdefekte besitzen bei Raumtemperatur eine hohe Beweglichkeit im Kristall und diffundieren vom Ort ihrer Entstehung weg, bis sie wieder miteinander rekombinieren, sich zu größeren Defekten wie der Doppelleerstelle V_2 zusammenfügen oder Verbindungen mit Fremdatomen wie Bor, Phosphor, Kohlenstoff oder Sauerstoff eingehen.

Einen Überblick über die Prozesse, die zu bei Raumtemperatur stabilen Defekten führen, gibt **Fig. 4.1** nach [Cof99]. Die Leerstellen gruppieren sich zu Doppelleerstellen oder bilden Komplexe mit der Verunreinigung O, die besonders in tiegelgezogenem (CZ) Silizium vorliegt, oder dem Donatoratom P. Das interstitielle Silizium I hingegen kann den Platz mit der Verunreinigung C oder dem Akzeptor B tauschen, wodurch interstitielles Bor B_i oder interstitieller Kohlenstoff C_i entsteht. Diese beiden Defekte sind ebenfalls sehr mobil bei Raumtemperatur und bilden dann stabile Komplexe mit substitutionellem Bor B_S , mit Kohlenstoff, C_S oder C_i , oder Sauerstoff O_i . Wahrscheinlich aufgrund einer Coulomb-Wechselwirkung zwischen B_S und I ist der Einfangradius von B_S für I etwa zehn- bis fünfzigmal größer als der des C_S [Sve99]. Daher werden in Material mit hoher Bordotierung bevorzugt Komplexe mit Bor anstelle der Kohlenstoffkomplexe gebildet. Nur etwa 4-10% der primär gebildeten Frenkelpaare entgehen der direkten Rekombination und sind in der Lage, stabile Komplexe zu bilden [Cof99].

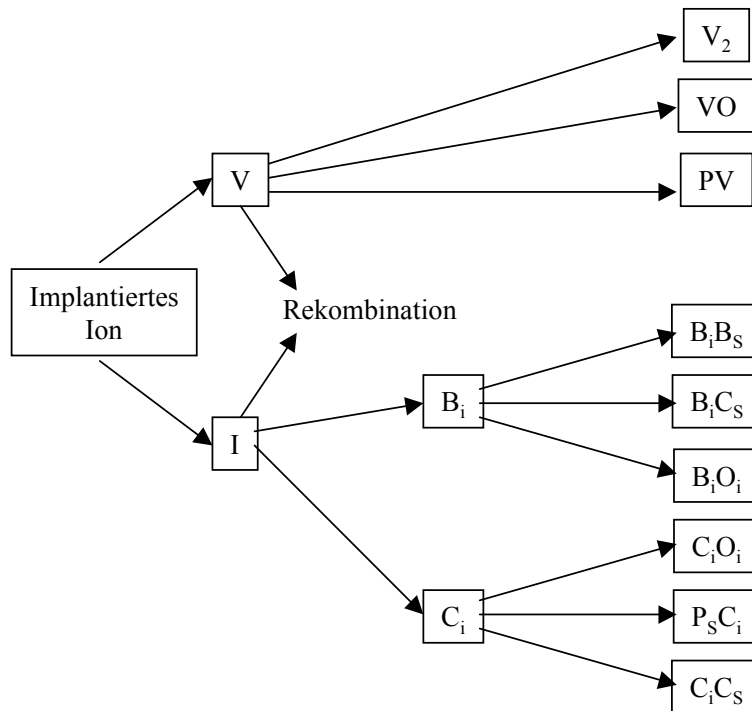


Fig. 4.1: Entstehung stabiler Defekte in Silizium nach Bestrahlung mit Elektronen oder Ionen (nach [Cof99]).

Defekt	Energieniveau (eV)	Einfangquerschnitt für Elektronen $\sigma_n (10^{-15} \text{ cm}^2)$	Einfangquerschnitt für Löcher $\sigma_p (10^{-15} \text{ cm}^2)$	Ausheiltemperatur (°C)
VO (-/0)	$E_C-0.17$ [S,C]; $E_C-(0.17 \pm 0.005)$ [K]	~ 10 [S]; 10-40 [K]	100-1000 [K]	>300 [S]; 350 [C]; 350 ± 10 [K]
V_2 (--/-)	$E_C-0.23$ [S,C]; $E_C-(0.23 \pm 0.01)$ [K]	0.1-1 [S]; 1-3.6 [K]	35-600 [K]	Für alle drei V_2 -Niveaus: 200 bis 300, langsamer in Proben hoher Reinheit [S]; 250 [C]; 290 ± 10 [K]
V_2 (-/0)	$E_C-0.42$ [S]; $E_C-0.41$ [C]; $E_C-(0.42 \pm 0.02)$ [K]	~ 1 [S]; 0.6-9 [K]	3-50 [K]	
V_2 (0/+)	$E_V+0.20$ [S]; $E_V+0.21$ [C]; $E_V+(0.19 \pm 0.02)$ [K]	~ 40 [K]	~ 1 [S]; 0.2-2 [K]	
PV (-/0)	$E_C-0.44$ [S,C]; $E_C-(0.44 \pm 0.01)$ [K]	1-10 [S]; 1-5 [K]	~ 300 [K]	150 [S,C]; 150 ± 10 [K]
V_2O [C]	$E_C-0.30$ [C]			300 [C]
C_iO_i (0/+)	$E_V+0.35$ [S]; $E_V+0.36$ [C]; $E_V+(0.36 \pm 0.01)$ [K]	0.002-0.05 [K]	~ 0.1 [S]; 0.4-3	>300 [S]; 400 [C]; 340 ± 15 [K]
Defekt, an dem Wasserstoff beteiligt ist	$E_C-0.32$ [S]; $E_C-(0.31 \pm 0.01)$ [K] $E_V+0.27$ [S]; $E_V+(0.28 \pm 0.01)$ [K]	~ 1 [S]; 0.4-3 [K] 0.02-0.4 [K]	7-30 [K] ~ 1 [S]; 0.4-3 [K];	>300 in FZ-Material [S]; 330 ± 20 [K] >300 in FZ-Material [S]; 330 ± 10 [K]
B_iO_i [S]	$E_C-0.26$ [S]	10-100 [S]		~ 200 [S]
B_iB_s [S,C]	$E_V+0.30$ [S,C]			400 [S,C]
B_iC_s [S,C]	$E_V+0.29$ [S,C]			400 [S,C]

Tabelle 4.1: Übersicht einiger Defekte nach Bestrahlung mit Elektronen oder Ionen. Die Daten sind nach [Sve99, Index S], [Cof99, Index C] und [Koz01, Index K]. E_C und E_V bezeichnen die energetische Lage von Leitungs- und Valenzbandkante. Hinter den Defekten ist der Ladungszustand bei Besetzung mit einem Elektron und bei unbesetztem Zustand angegeben.

Die für diese Arbeit wichtig erscheinenden tiefen Störstellen sind in **Tabelle 4.1** zusammengefasst. Es ist zu entnehmen, dass die bei Raumtemperatur stabilen Defekte bei Temperaturen zwischen 200 und 400°C ausheilen, wobei wiederum Defekte höherer Ordnung wie z.B. V_2O gebildet werden können, diese jedoch in niedrigerer Konzentration und in starker Abhängigkeit von der Bestrahlungsfluenz, also der auftreffenden Teilchen pro Fläche, und der Projektilmasse [Cof99].

Die elektrischen Eigenschaften des bestrahlten Bauelements hängen sehr stark von der gewählten Ausheiltemperatur ab. Üblicherweise werden Temperaturen über 200°C angewendet, um zu verhindern, dass sich im Betrieb des Bauelements, bei dem kurzzeitig hohe Temperaturen auftreten können, die Defektkonzentrationen und damit die elektrischen Eigenschaften ändern. Nach oben hin wird die maximale Ausheiltemperatur auf ca. 400°C begrenzt, da dann bereits die wichtigsten Rekombinationszentren ausgeheilt sind und die Rekombinationslebensdauer zu hoch wird, um schnelle Schaltvorgänge zu ermöglichen.

Der **Tabelle 4.1** kann außerdem entnommen werden, dass entsprechend ihren möglichen Ladungszuständen die Energieniveaus in der oberen Hälfte der Bandlücke meist wie Akzeptoren und die Energieniveaus in der unteren Hälfte der Bandlücke meist wie Donatoren wirken. Aufgrund des großen Energieabstands zu den Bandlücken sind die tiefen Niveaus im Gegensatz zu den flachen Störstellen nur teilweise ionisiert. Die Konzentration n_T der Störstellenniveaus, die mit einem Elektron

besetzt sind, stellt sich im Wechselspiel zwischen Emissions- und Einfangraten und der freien Elektronen- und Löcherdichten ein [Sch98]:

$$\frac{dn_T}{dt} = (c_n n + e_p)(N_T - n_T) - (c_p p + e_n)n_T. \quad \text{Gl. 4.8}$$

Dabei sind die Einfangkoeffizienten

$$c_n = \sigma_n v_{th,n} \quad c_p = \sigma_p v_{th,p} \quad \text{Gl. 4.9}$$

und die Emissionskoeffizienten

$$e_n = c_n n_1 \quad e_p = c_p p_1. \quad \text{Gl. 4.10}$$

Im quasistationären Gleichgewicht sind die Einfangrate von Elektronen und die Emissionsrate von Löchern genauso groß wie die Emissionsrate von Elektronen und die Einfangrate von Löchern, d.h. es gilt $dn_T/dt = 0$. Diese Annahme führt dann unmittelbar zu der Nettorekombinationsrate nach dem Shockley-Read-Hall-Modell **Gl. 4.3**.

Bei hinreichend großer Störstellenkonzentration N_T können die tiefen Störstellen die flachen Akzeptoren oder Donatoren kompensieren und zu einer Änderung der Leitfähigkeit führen, die proportional zur Dichte freier Ladungsträger ist.

Durch Streuung an den tiefen Störstellen kann zusätzlich die Beweglichkeit der freien Ladungsträger beeinträchtigt werden. Dieser Effekt kommt jedoch erst ab Störstellenkonzentrationen über etwa 10^{15} cm^{-3} zum Tragen [Bal96] und spielt in den in dieser Arbeit untersuchten Bauelementen eine eher untergeordnete Rolle bis auf die Heliumbestrahlung, wo Defektdichten von etwa 10^{15} cm^{-3} erreicht werden.

Während bisher nur auf Fälle eingegangen wurde, wo ein Überschuss an Ladungsträgern existiert, soll zum Schluss dieses Kapitels noch kurz die gegenteilige Situation untersucht werden, wenn wir uns in einer Raumladungszone (RLZ) mit einem Mangel an freien Ladungsträgern befinden. Im Grenzfall $p, n \ll n_i$ wird dann die SRH-Rekombinationsrate von **Gl. 4.3** negativ und somit eine Generationsrate [Sch98]

$$G = -R = \frac{n_i^2}{\tau_p n_1 + \tau_n p_1} = \frac{n_i}{\tau_g} \quad \text{Gl. 4.11}$$

mit der Generationslebensdauer

$$\tau_g = \tau_p \exp\left(\frac{E_T - E_i}{kT}\right) + \tau_n \exp\left(\frac{-(E_T - E_i)}{kT}\right). \quad \text{Gl. 4.12}$$

Die mittlere Generationsdauer für ein Elektron-Loch-Paar in einer RLZ ist also invers proportional zur Konzentration der tiefen Störstelle N_T und zum Einfangquerschnitt für Elektronen und Löcher und darüber hinaus exponentiell abhängig vom Abstand des Defektniveaus E_T von der Bandlückenmitte. Somit sind für die Generation nur Defekte entscheidend, die nahe der Mitte der Bandlücke liegen und entsprechend große Einfangquerschnitte besitzen. Ein wichtiges Generationszentrum nach **Tabelle 4.1** ist demzufolge der einfache Akzeptorzustand der Doppelleerstelle $V_2^{(-0)}$ bei $E_T - E_i \sim 0.14 \text{ eV}$.

Ein zweiter Aspekt neben der Generation von Elektron-Loch-Paaren ist die Raumladung der tiefen Störstellen, die zur Raumladung der ionisierten flachen Donatoren und Akzeptoren zu addieren ist. Da in der RLZ näherungsweise $c_n n \ll e_p$ bzw. $c_p p \ll e_n$ gilt, lässt sich **Gl. 4.8** vereinfachen und hat die

stationäre Lösung

$$n_T = \frac{e_p}{e_n + e_p} N_T. \quad \text{Gl. 4.13}$$

Da die Emissionsraten exponentiell mit dem energetischen Abstand des Energieniveaus von der jeweiligen Bandkante abfallen, folgt daraus, dass bis auf einen kleinen Bereich nahe der Bandlückenmitte alle Zustände in der oberen Hälfte der Bandlücke unbesetzt und alle Zustände in der unteren Hälfte der Bandlücke besetzt sind. Zusätzliche Raumladung durch tiefe Störstellen kann daher nur dann auftreten, wenn Donatoren in der oberen Hälfte oder Akzeptoren in der unteren Hälfte der Bandlücke vorliegen, wie es bei den flachen Dotieratomen der Fall ist, oder wenn das Niveau nahe der Mitte der Bandlücke liegt. Bisher gibt es leider keine gesicherten Erkenntnisse, welche Störstellen eine solche zusätzliche Raumladung hervorrufen könnten. Die eben angestellten Überlegungen sind von Bedeutung, wenn Änderungen der Durchbruchspannung nach Bestrahlungen untersucht werden (vgl. Kap. 4.2.2.1).

Im Folgenden soll nun auf die Besonderheiten von Elektronen-, Protonen- und Heliumionenbestrahlungen eingegangen werden, welche zur Optimierung der CoolMOSTM-Diode zum Einsatz kamen. Neben der Bestrahlungsmethode wäre es auch denkbar, die Lebensdauer durch Eindiffusion von Metallatomen wie Gold oder Platin zu reduzieren. Dieses Verfahren wurde im Rahmen dieser Untersuchung jedoch nicht angewendet. Außerdem besitzt die Bestrahlungsmethode den Vorteil, dass die Defektkonzentrationen erheblich besser reproduziert werden können und die Bestrahlung nach der kompletten Waferfertigung durchgeführt werden kann.

4.1.2 Elektronenbestrahlung

4.1.2.1 Grundlagen

Diese Methode stellt die einfachste Bestrahlungsvariante zur Erzeugung von Rekombinationszentren dar. Elektronenbeschleuniger werden in großem Maßstab dafür genutzt, Kunststoffe zu vernetzen und Lebensmittel, Laborgeräte und Medizinprodukte zu sterilisieren [BGS]. Die Bestrahlung von Halbleiterbauelementen bildet dagegen nur eine kleine Anwendungssparte. Die in dieser Arbeit untersuchten Proben und Bauelemente wurden von dem Unternehmen BGS in Bruchsal bestrahlt. Der dortige Beschleuniger liefert Elektronenenergien von 4.5 MeV.

Den Aufbau des Beschleunigers zeigt **Fig. 4.2**. Die Elektronen werden durch eine Hochspannung beschleunigt und der Elektronenstrahl der Stromstärke I wird mit Hilfe eines magnetischen Wechselfeldes im Scanhorn aufgefächert. Die Wafer werden auf einem Förderband mit definierter Geschwindigkeit v unter dem Scanhorn durchgefahren, das senkrecht zur Laufrichtung des Förderbands eine Breite b hat. Die auf dem Wafer unterhalb des Horns auftreffende Elektronenfluenz (Teilchen pro Fläche) Φ berechnet sich aus diesen Größen zu [Lut00]

$$\Phi = \frac{I}{q \cdot v \cdot b}. \quad \text{Gl. 4.14}$$

Um auf die gewünschten Fluenzen von etwa 10^{15} cm^{-2} zu kommen, passieren die Wafer mehrfach im Abstand von 20 min den Elektronenstrahl. Zur Bestrahlung müssen die Wafer in einem geeigneten Behälter verpackt werden, beispielsweise in einer dünnen Aluminiumdose. Dabei ist darauf zu achten, dass die Gesamtdicke von Abdeckung und einem Stapel aus mehreren Wafern so gewählt wird, dass die elektrischen Eigenschaften der Bauelemente weitgehend homogen sind. Die Reichweite, bei der

die Energie der Elektronen auf 95% von 4.5 MeV abgesunken ist, beträgt bei Silizium und Aluminium etwa 2 mm [Lut00]. Daher wurden in einer Aluminiumdose mit einer Deckeldicke von etwa 0.5 mm maximal fünf Wafer der Dicke 220 μm übereinander gestapelt, um im Silizium eine praktisch homogene Defektverteilung zu gewährleisten.

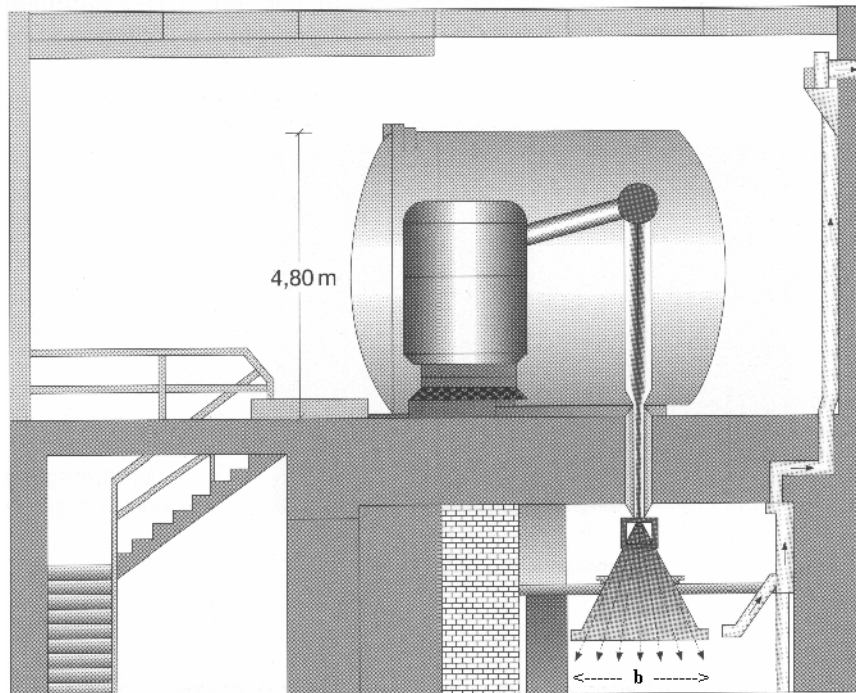


Fig. 4.2: Aufbau des Elektronenbeschleunigers der Firma BGS in Bruchsal (aus [BGS]).

4.1.2.2 DLTS-Messungen

Zur Beantwortung der Frage, welche Defekte im elektronenbestrahlten Bauelement vorliegen, wurden zusammen mit den CoolMOSTM-Wafern auch speziell präparierte Wafer bestrahlt, die nach Ausheilschritten unterschiedlicher Temperatur mittels Deep-Level-Transient-Spectroscopy (DLTS) untersucht wurden. Dazu stand in der Abteilung Bauelemente des Fraunhofer-Instituts für Integrierte Schaltungen (IIS-B) ein Messplatz mit einem Lock-In DLTS für ausgewählte Messungen zur Verfügung.

Bei DLTS handelt es sich um ein Verfahren zur Bestimmung von Kapazitätstransienten, das erstmals von Lang [Lan74] vorgeschlagen wurde. Für Details zur Messmethode wird auf die Literatur verwiesen [z.B. Sch98]. An dieser Stelle soll nur eine kurze Einführung gegeben werden.

Wenn tiefe Störstellen ihren Besetzungszustand ändern, macht sich das als Änderung des Ladungszustands bemerkbar. Untersucht werden daher die Raumladungszonen von Schottkydioden oder pn-Dioden, die die interessierenden Defekte enthalten. Gemessen wurde in dieser Arbeit das Emissionsverhalten von Majoritätsträgern an Schottkydioden. Dazu wird an die rückwärtsgepolte Diode ein Füllpuls nahe 0 V gelegt, der zu einer Besetzung der Störstellen mit Majoritätsträgern führt. Wird dann wieder die Rückwärtsspannung angelegt, werden die Majoritätsträger emittiert. Dabei steigt die Kapazität der RLZ auf charakteristische Weise an, egal ob es sich um tiefe Akzeptoren oder Donatoren handelt. Für Störstellen in der oberen Hälfte der Bandlücke eines n-Halbleiters gilt unter den Voraussetzungen $e_n \gg e_p$, $N_T \ll N_D$ und $n_T(0) = N_T$ für den zeitlichen Verlauf der Kapazität nach Ende des Füllpulses [Sch98]

$$C(t) = C_0 \left[1 - \left(\frac{N_T}{2 \cdot N_D} \right) \exp\left(\frac{-t}{\tau_e}\right) \right]. \quad \text{Gl. 4.15}$$

C_0 ist die Kapazität bei angelegter Rückwärtsspannung. Die Emissionszeitkonstante τ_e steht in Beziehung zu den Kenngrößen der tiefen Störstelle:

$$\tau_e = \frac{1}{e_n} = \frac{\exp((E_C - E_T)/kT)}{\sigma_n v_{th,n} N_C} \quad \text{Gl. 4.16}$$

mit $v_{th,n}$ ($\sim T^{1/2}$) aus **Gl. 4.6** und der effektiven Zustandsdichte im Leitungsband N_C ($\sim T^{3/2}$).

Trägt man daher in einem Arrheniusgraphen $\ln(\tau_e T^2)$ gegen $1/T$ auf, erhält man eine Gerade mit der Steigung $(E_C - E_T)/k$, welche die vertikale Achse bei $\ln(T^2/v_{th,n} N_C \sigma_n)$ schneidet. Diese Gerade ist der Fingerabdruck eines Defekts. Die Steigung gibt die Aktivierungsenergie für Elektronenemission an. Aus dem Achsenabschnitt kann nicht unmittelbar der Einfangquerschnitt gewonnen werden, denn die Energiedifferenz $E_C - E_T$ in Gl. 4.16 ist thermodynamisch korrekt eine Gibbsche freie Energiedifferenz $\Delta G = \Delta H - T\Delta S$ mit der Enthalpiedifferenz ΔH und der Entropieänderung ΔS , die Entartungen und Schwingungszustände der beteiligten elektronischen Niveaus berücksichtigt. Für τ_e muss daher geschrieben werden

$$\tau_e = \frac{\exp(\Delta H/kT)}{\sigma_n X_n v_{th,n} N_C}, \quad \text{Gl. 4.17}$$

wobei der Entropiefaktor $X_n = \exp(\Delta S/k)$ die Entropieänderung beinhaltet. Aus dem Arrheniusplot kann daher nur die Größe $\sigma_n X_n$ gewonnen werden, die sich vom wahren σ_n deutlich unterscheiden kann. Für Störstellen in der unteren Hälfte der Bandlücke gelten analoge Beziehungen.

Aufgabe der DLTS-Apparatur ist die Messung der temperaturabhängigen Emissionskonstante τ_e . Der Lock-In-Verstärker korreliert die Kapazitätstransiente nach Ende des Füllpulses mit einer geeigneten Gewichtsfunktion, deren Periode durch die Frequenz des Lock-In-Verstärkers vorgegeben wird. Das Signal wird maximal, wenn Frequenz und Emissionszeitkonstante zueinander passen. Durch Temperaturscans bei unterschiedlichen Lock-In-Frequenzen erhält man dann die gewünschte Beziehung zwischen τ_e und T und aus der Höhe des DLTS-Signals die Störstellendichte.

Da in der Driftzone des CoolMOSTM sowohl p- als auch n-Material vorliegt, wurden Wafer beider Dotierungen präpariert, die das reale Bauelement möglichst realistisch abbilden sollten. Für n-Material wurden auf das hochdotierte CoolMOSTM-Substrat die üblichen phosphordotierten Epitaxieschichten abgeschieden ohne nachfolgende p-Implantationen. Am Ende der Prozessierung wurden die Wafer nach dem typischen Prozess oxidiert (2.3 μm Oxid), um die reale Sauerstoffkonzentration im Halbleiter anzunähern. Die Wafer wurden mit Elektronen der Energie $E = 4.5 \text{ MeV}$ und der Fluenz $\Phi = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ bestrahlt und in N_2 bei 220°C oder 350°C für 4h ausgeheilt. Danach wurde das Oxid mit verdünnter Flusssäure entfernt und 4 μm der Epitaxieschicht in einer nasschemischen Ätze aus Salpeter-, Fluss- und Essigsäure abgetragen, um Oberflächeneffekte [Wan78] auszuschließen. Zum Schluss wurde für den Schottkykontakt durch eine Maske mit Löchern des Durchmessers 0.9 mm eine 300 nm dicke Goldschicht auf die Epitaxieschicht aufgedampft und auf der Substratseite Gallium aufgerieben, um ohmsche Kontakte herzustellen.

Für das p-Material wurde auf hochdotiertes p-Substrat 10 μm phosphordotiertes Material epitaktisch abgeschieden und durch zwei unmaskierte Borimplantationen hoher Dosis umdotiert. Als Ausheilungsschritt diente der typische Oxidprozess (2.3 μm Oxid). Das Oxid wurde anschließend wieder entfernt. Die Elektronenbestrahlung und Ausheilung erfolgte mit gleichen Parametern wie bei den n-Proben, nur die Fluenz betrug $4.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Für den Schottkykontakt wurde in diesem Fall statt Gold Titan aufgedampft.

Die **Fig. 4.3** bis **Fig. 4.5** zeigen gemessene DLTS-Spektren der Proben. Die Größe DLS ist die Ausgangsspannung des Lock-In-Integrators, die proportional zur Störstellendichte ist. Bei jedem Peak ist die mutmaßliche Identität des Defekts, sein Energieniveau (im n-Material negativer Abstand von E_C , bei p-Material positiver Abstand von E_V) und seine Konzentration angegeben. Die Energieniveaus wurden aus Arrheniusgraphen durch Variation der Messfrequenz bestimmt. Die Konzentrationen sind Mittelwerte aus diesen Messungen. Im p-Material können die Konzentrationsangaben nur als sehr grobe Anhaltspunkte dienen, da durch die Borimplantationen in Kombination mit dem gewählten Ausheilschritt die Dotierung sehr wellig ist und deshalb die Bestimmung der Zentrenkonzentration fehlerbehaftet ist.

Im n-Material findet man nach 220°C-Ausheilung (**Fig. 4.3**) zum einen die erwarteten Niveaus des VO-Komplexes und der Doppelleerstelle V_2 . Darüber hinaus tritt ein Signal bei $E_C - 0.32$ eV auf, das deutlich stärker ausgeprägt ist als V_2 und von mehreren Defekten herrühren kann. Eine erste Möglichkeit sind der Defekt V_2O oder größere Leerstellencluster V_x [Won85, Cof99, Kim77]. Wondrak [Won85] findet das Signal nach Elektronen-, Protonen- und Heliumbestrahlung, insbesondere in Bereichen erhöhter Energieabgabe. Dies ist in Einklang mit der Tatsache, dass die Elektronenbestrahlung mit sehr hohen Teilchenfluenzen durchgeführt wurde und so die Entstehung ausgedehnterer Komplexe begünstigt wird. Die zweite Möglichkeit besteht in einem Wasserstoff-korrelierten Defekt, wie er oft in protonenimplantiertem Material [Irm84, Sve99] gefunden wird. Der notwendige Wasserstoff könnte durch die Ätzvorgänge bei der Probenpräparation in das Material gelangt sein. Diese These wird durch Arbeiten von Tokuda und Shimada [Tok98a] untermauert, die in elektronenbestrahltem n-Silizium nach nasschemischer Ätzung in einem Säurebad aus Salpeter-, Fluss- und Essigsäure denselben Defekt finden, während die Konzentrationen von VO und V_2 sinken. Sie schlagen vor, dass das Signal von einem VOH_x -Komplex verursacht wird.

Wird das n-Material bei 350°C ausgeheilt (**Fig. 4.4**), ändert sich das DLTS-Spektrum drastisch. Es sind nur noch zwei Maxima bei $E_C - 0.13$ eV und $E_C - 0.47$ eV zu lokalisieren. Deren Konzentration liegt etwa zwei Größenordnungen unter den Werten, die bei der 220°C-Ausheilung beobachtet wurden. Bei beiden Niveaus ist die Zuordnung unklar. Das Maximum bei 80 K liegt bei etwas niedrigeren Temperaturen als das VO-Signal nach 220°C-Ausheilung, so dass die Zuordnung zum VO-Komplex fraglich ist. Wahrscheinlicher ist, dass es sich um einen thermischen Donator handelt [Won85, Amm99]. Wondrak findet ein ähnliches Signal bei $E_C - 0.14$ eV, das ab 300°C zunimmt und auch schon in unbestrahlten Proben auftritt.

Bei den Messungen am p-Material trat prinzipiell das Problem eines sehr hohen Sperrstroms auf. Daher ist das Spektrum nach Ausheilung bei 220°C (**Fig. 4.5**) stark verrauscht. Bei der 350°C-Ausheilung konnte keine Störstelle detektiert werden, wobei unklar ist, ob dies am hohen Rauschen lag oder tatsächlich kein Signal auftrat. Nach der 220°C-Ausheilung ist deutlich ein Maximum bei $E_V + 0.25$ eV und eine Schulter bei $E_V + 0.20$ eV nachzuweisen. Letztere kann dem Donatorniveau der Doppelleerstelle (**Tabelle 4.1**) zugeordnet werden. Für die Identifikation des ersten Niveaus gibt es zwei Möglichkeiten: Zum einen kann es sich um B_iB_s - oder B_iC_s -Komplexe handeln (**Tabelle 4.1**), zum anderen liegt mutmaßlich ein zweites Niveau des VOH -Komplexes vor, der auch schon das Signal bei $E_C - 0.32$ eV im n-Silizium nach 220°C-Ausheilung verursacht haben könnte. Nach Protonenbestrahlung findet man ein Wasserstoff-korreliertes Niveau bei $E_V + (0.28 \pm 0.01)$ eV (**Tabelle 4.1**). Quelle des Wasserstoffs nach der hier durchgeführten Elektronenbestrahlung könnte wie im n-Material das nasschemische Ätzen sein, womit im p-Material allerdings nur das Oxid an der Halbleiteroberfläche entfernt wurde. In einer Untersuchung von Feklisova et al. [Fek01] wird in elektronenbestrahltem Silizium nach nasschemischem Ätzen in einer Säuremischung aus Fluss- und Salpetersäure ein Niveau bei $E_V + 0.28$ eV gefunden, das sie dem VOH -Komplex zuordnen. Das gemessene Energieniveau von $E_V + 0.25$ eV weicht sowohl für die Bor-Komplexe als auch für das VOH -Niveau etwas von den Literaturwerten ab, so dass beide möglichen Identifikationen mit einem Fragezeichen zu versehen sind.

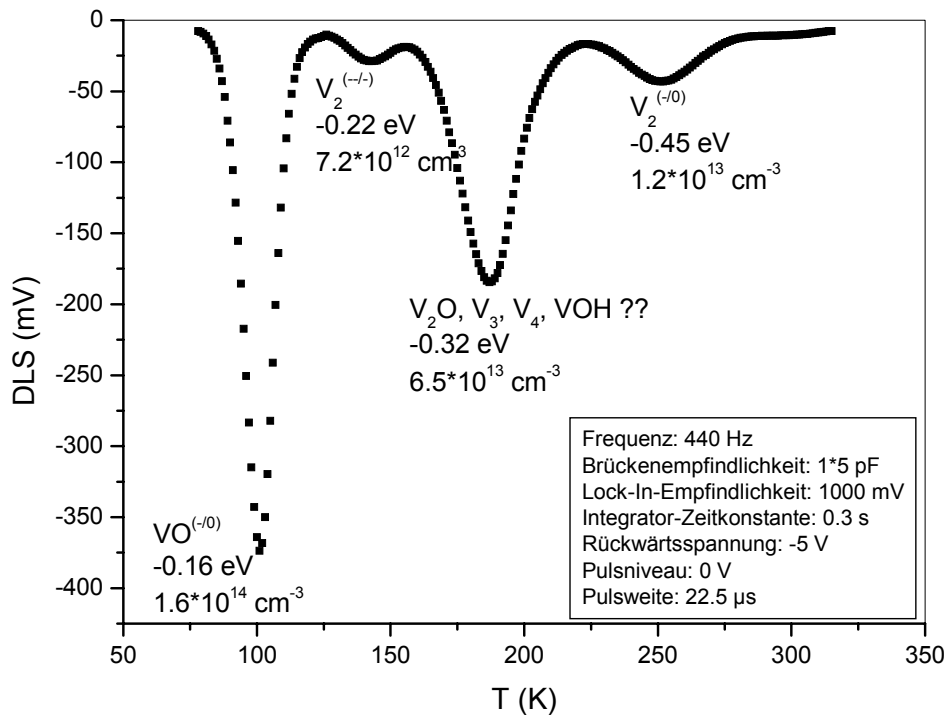


Fig. 4.3: DLTS-Spektrum der n-Probe (siehe Text) nach Elektronenbestrahlung mit $E = 4.5 \text{ MeV}$ und Fluenz $= 1.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und Ausheilung bei 220°C für 4h

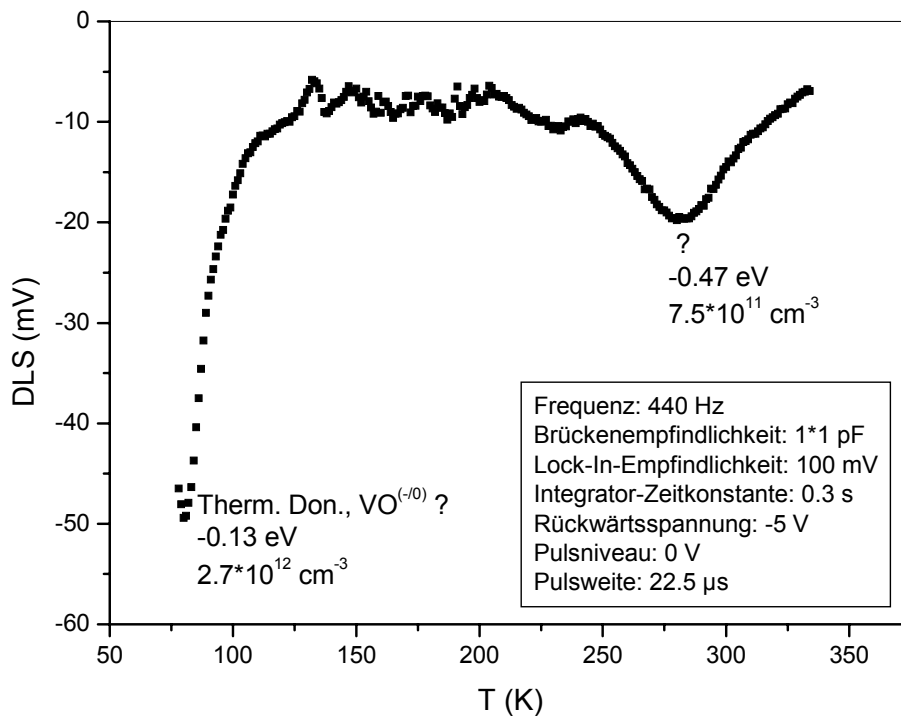


Fig. 4.4: DLTS-Spektrum der n-Probe (siehe Text) nach Elektronenbestrahlung mit $E = 4.5 \text{ MeV}$ und Fluenz $= 1.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und Ausheilung bei 350°C für 4h

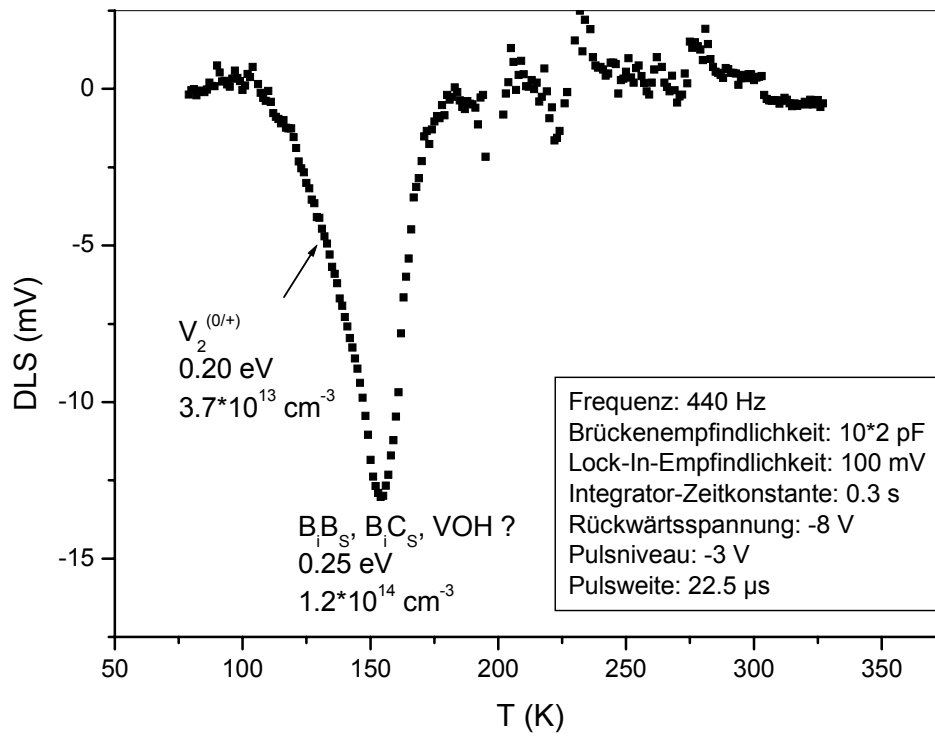


Fig. 4.5: DLTS-Spektrum der p-Probe (siehe Text) nach Elektronenbestrahlung mit $E = 4.5$ MeV und Fluenz $= 4.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und Ausheilung bei 220°C für 4h

4.1.3 Protonen- und Heliumbestrahlung

4.1.3.1 Grundlagen

In welchem Maße Teilchen mit einem Festkörper wechselwirken, hängt stark von ihrer Masse und ihrer Energie ab. Elektronen mit einigen MeV durchdringen einen Siliziumwafer der Dicke 200 μm ohne größeren Energieverlust. Nur ein geringer Bruchteil der Elektronen ist in der Lage, Atomkerne aus ihrer Gitterposition zu lösen und somit Frenkelpaare zu erzeugen, die die primäre Basis stabiler Defekte bilden (**Fig. 4.1**). Um eine ausreichende Anzahl an Rekombinationszentren zu erzeugen, ist daher eine relativ große Elektronenfluenz nötig.

Der Energieverlust von Protonen oder Heliumionen ist dagegen aufgrund ihrer größeren Masse erheblich größer. Sie besitzen daher Reichweiten, die in Silizium etwa zwischen 1 bis 1000 μm liegen. Mit Monte-Carlo-Simulationen, welche die Stoßprozesse zwischen Teilchen, Festkörperatomen und Rückstoßatomen in einer Zweikörpernäherung modellieren, kann die Verteilung der eindringenden Teilchen und der erzeugten Primärdefekte untersucht werden. In dieser Arbeit wurde zur Berechnung der primären Defektverteilung nach Ionenbestrahlung das Programm SRIM-2000.39 benutzt [Zie85]. Damit kann die Reichweite der Teilchen im Targetmaterial sehr gut abgeschätzt werden. Es ist jedoch nicht in der Lage, die sekundären Prozesse zu berechnen, die zur Bildung stabiler Defekte führen.

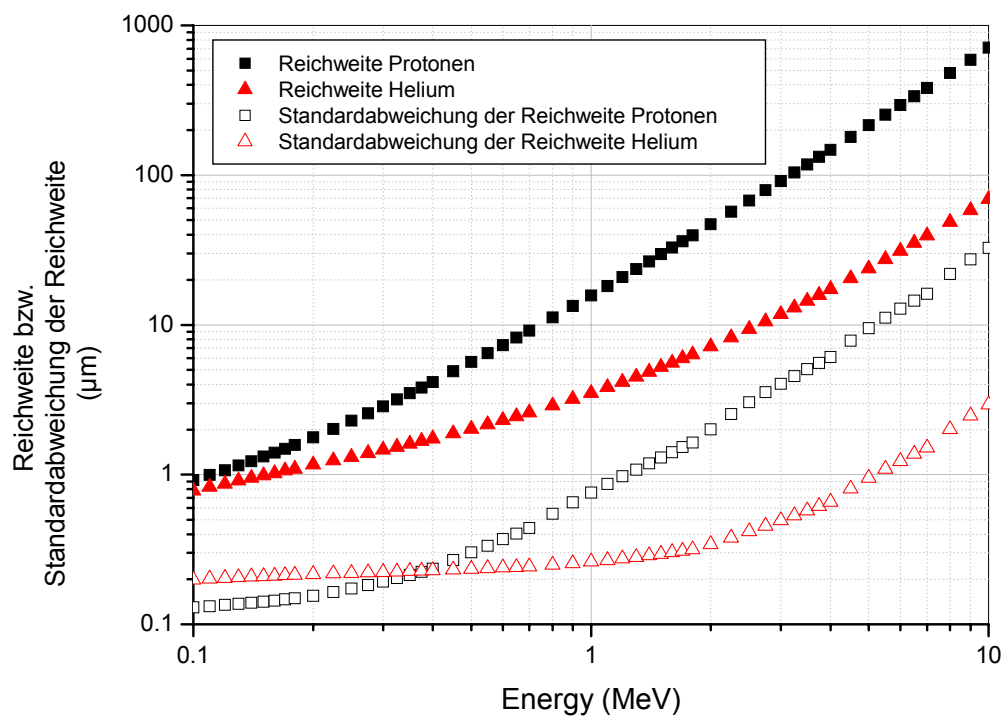


Fig. 4.6: Reichweite von Protonen und He^{2+} in Silizium und deren Standardabweichung berechnet mit SRIM-2000.39 [Zie85]

Die mittleren Reichweiten von Protonen und Heliumionen in Silizium und die Standardabweichung der Reichweite sind in **Fig. 4.6** abgebildet. Für den CoolMOSTM sind Eindringtiefen von Belang, die größer als 8 μm sind, da die Teilchen mehrere Deckschichten durchdringen müssen, um in die interessierende Driftzone des CoolMOSTM zu gelangen. In diesem Bereich ist die Eindringtiefe der Protonen bei gleicher Bestrahlungsenergie etwa eine Größenordnung höher als für Helium. Mit den verfügbaren Beschleunigerenergien konnte deshalb mit Helium nur von der Sourceseite her bestrahlt werden, während Protonen auch von der Drainseite durch das Substrat bis in die Driftzone geschossen werden können. Dies hat den Vorteil, dass die Protonen nicht das empfindliche Gateoxid durchlaufen und dort keine Schädigungen verursachen können.

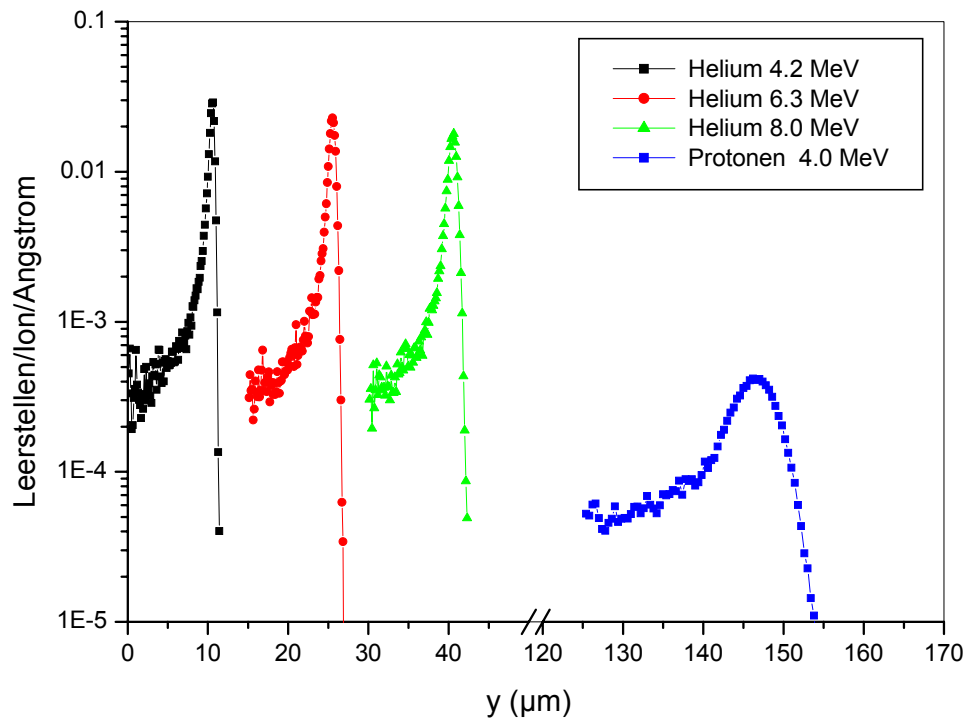


Fig. 4.7: Im Silizium erzeugte Leerstellen pro Teilchen und Angstrom für Helium und Protonen unterschiedlicher Energie berechnet mit SRIM-2000.39 [Zie85]. Multipliziert man den Wert mit der Teilchenfluenz, erhält man die insgesamt erzeugte primäre Leerstellendichte.

Aus den kleinen Standardabweichungen kann man außerdem ablesen, dass die Teilchen in einem sehr schmalen Tiefenbereich zur Ruhe kommen. Dies liegt daran, dass der Energieverlust erst bei Energien im Bereich um und unter 1 keV pro stoßendem Nukleon durch nukleare Stoßprozesse dominiert wird [Koz01]. Dadurch nimmt auch die Erzeugungsrate für Frenkel-Paare am Ende der Reichweite zu. In diesem Bereich laufen regelrechte Stoßkaskaden ab, in denen auch die Rückstoßatome noch genug Energie haben, um weitere Atome aus ihrer Bindung zu lösen. **Fig. 4.7** zeigt die typischen Defektprofile, die nach Ionenbestrahlung im Silizium entstehen. Die vier gezeigten Beispiele entsprechen Energien, die in dieser Arbeit eingesetzt wurden. Die Protonenenergie wurde zusätzlich zwischen 3.75 MeV und 4.14 MeV variiert, was aber nur sehr geringe Unterschiede im Leerstellenprofil bewirkt. Allgemein erkennt man ein deutliches Maximum, das asymmetrische Ausläufer besitzt. Zur Tiefe hin nimmt die Defektkonzentration sehr steil ab, während es zur Oberfläche hin zur Ausbildung eines sogenannten Tails kommt. Dieser ist bei den Protonen im Vergleich zu Helium deutlich stärker ausgeprägt. Außerdem besitzt die protoneninduzierte Leerstellenverteilung eine größere Halbwertsbreite.

Die Bestrahlungen mit Protonen und He^{2+} -Ionen wurden an einem 3 MV Tandetronbeschleuniger am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung im Forschungszentrum Rossendorf durchgeführt. Die Wafer befanden sich während der Bestrahlung in einem Vakuum $< 1 \cdot 10^{-6}$ mbar. Die Stromdichte der Protonen war < 5 nA/cm² und die der Heliumionen < 1 nA/cm², so dass keine nennenswerte Erwärmung der Wafer stattfand. Bestrahlt werden konnte maximal eine Fläche von 12.5 cm Durchmesser mit einer Dosishomogenität $< \pm 10\%$. Die Protonenfluenz wurde variiert von $1 \cdot 10^{11}$ cm⁻² bis $2 \cdot 10^{12}$ cm⁻² und die Heliumfluenz von $3 \cdot 10^{10}$ cm⁻² bis $3 \cdot 10^{11}$ cm⁻². Nach der Bestrahlung wurden alle Wafer in einer N₂-Atmosphäre bei 220°C für 4h ausgeheilt.

Unter diesen Ausheilbedingungen erwartet man, dass beide Ionensorten die Defekte von **Tabelle 4.1** erzeugen. Zusätzlich werden in protonenbestrahltem Material Defekte gefunden, die mit dem

implantierten Wasserstoffatom in Verbindung gebracht werden. Dazu gehören die Energieniveaus bei $E_C - 0.32$ eV und $E_V + 0.27$ eV [Sve99]. Als dominante Rekombinationszentren sind jedoch in beiden Fällen wie in elektronenbestrahltem Material [Ble96, Bro82] der Leerstellen-Sauerstoff-Komplex VO und der einfache Akzeptorzustand der Doppelleerstelle V_2 zu erwarten [Hal96]. Dabei ist das VO-Niveau für Hochinjektionsbedingungen entscheidend, wenn das Fermi-niveau in die Nähe des Niveaus rückt, und V_2 für niedrige Injektion sowie für die Generation [Haz99a].

Zwischen Protonen- und Heliumbestrahlung gibt es jedoch einen gravierenden Unterschied. Aufgrund von Protonenbestrahlung und nachfolgender Ausheilung im Temperaturbereich von etwa 200 bis 500°C werden Donatoren gebildet, die das Sperrvermögen des Bauelements beeinflussen. Dieser Effekt wurde mittels Spreading Resistance Messungen (SR) untersucht.

4.1.3.2 SR-Messungen

Die Methode erlaubt die Messung des vertikalen Ladungsträgerkonzentrationsprofils. Als Messplatz stand das Gerät SSM-130 der Firma Solid State Measurements zur Verfügung. Den prinzipiellen Messaufbau zeigt Fig. 4.8. Die Probe wird unter einem kleinen Winkel von ca. 1° angeschliffen. Die zwei Messnadeln in einem Abstand von 80 μm werden senkrecht zur Schliffkante mit der Schrittweite s verfahren und der Widerstand zwischen den Nadeln gemessen. Die jeweilige Messtiefe ergibt sich aus $y = s \cdot \tan \alpha$. Der Widerstand wird über bekannte Eichproben in einen spezifischen Widerstand und eine effektive Ladungsträgerkonzentration umgerechnet. Für weitere Details wird auf die Literatur [Sch98, Dav77] verwiesen.

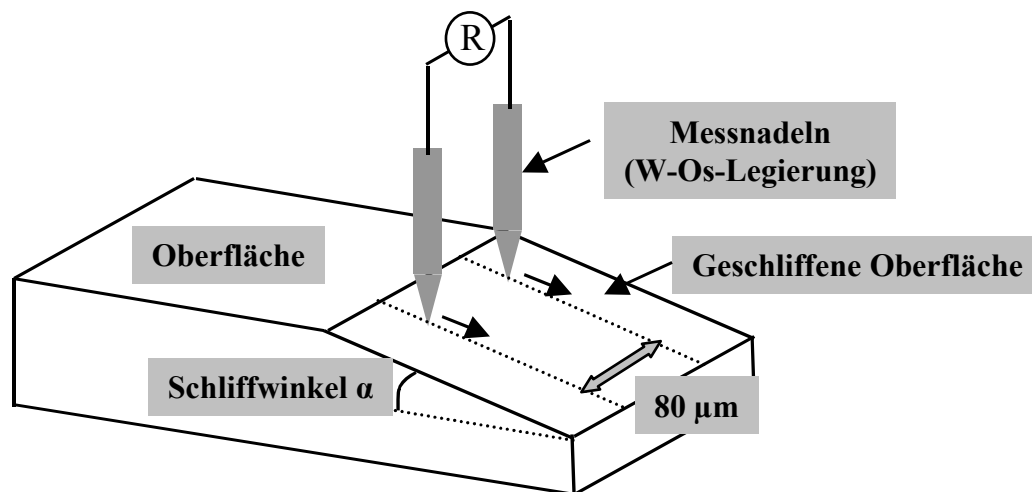


Fig. 4.8: Prinzip der SR-Messung

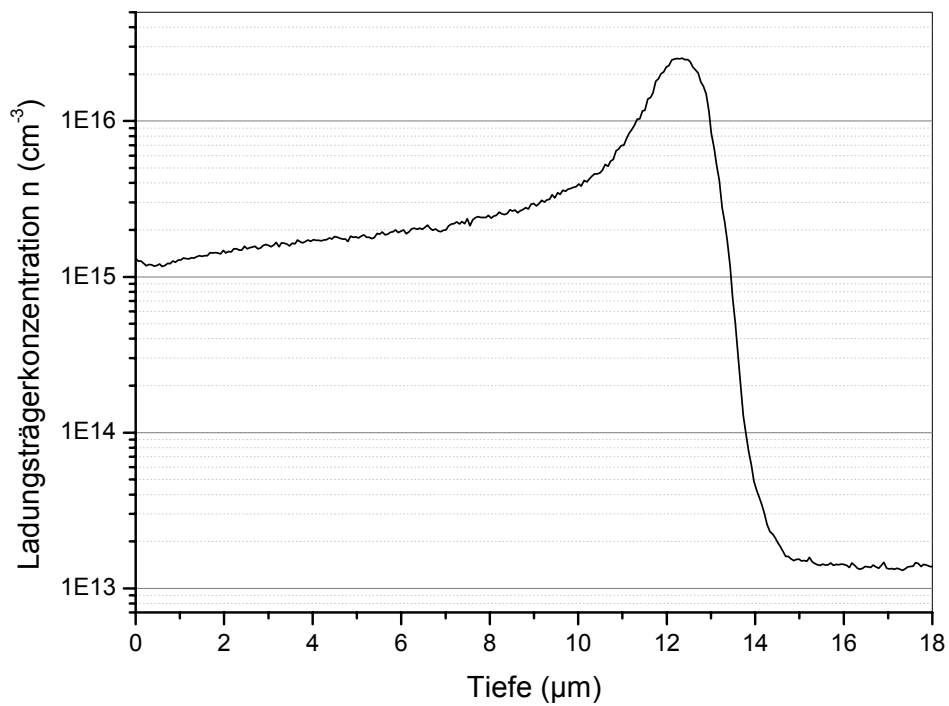


Fig. 4.9: SR-Messung an protonenbestrahltem oxidiertem (1.2µm) n-FZ Silizium ($E = 0.83$ MeV, Fluenz = $2 \cdot 10^{15}$ cm $^{-2}$), das nach der Bestrahlung bei 400°C für 30 min ausgeheilt wurde.

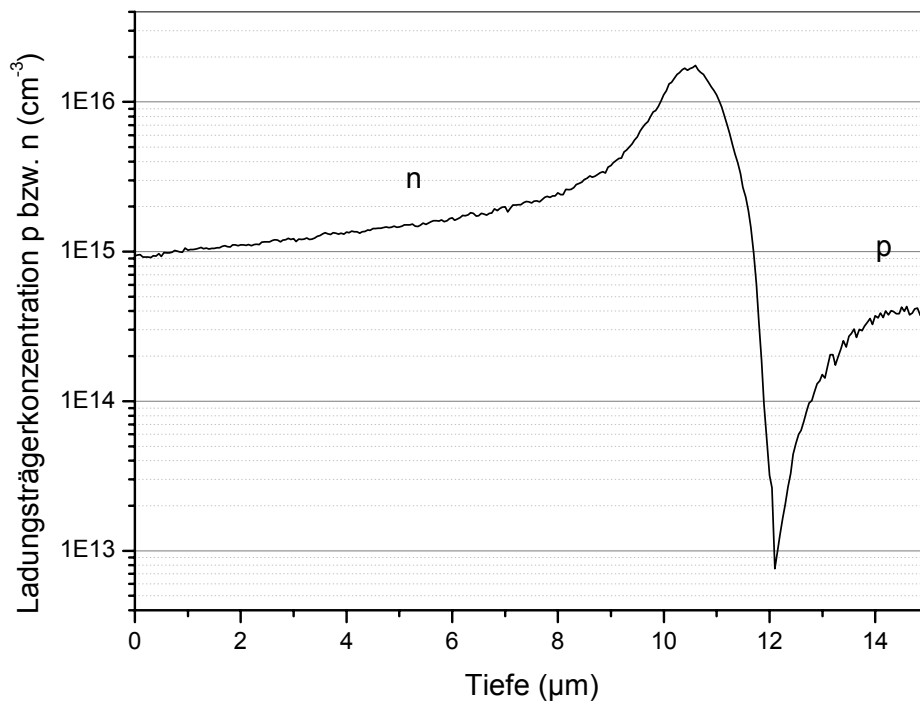


Fig. 4.10: SR-Messung an protonenbestrahltem oxidiertem (1.2µm) p-FZ Silizium ($E = 0.83$ MeV, Fluenz = $2 \cdot 10^{15}$ cm $^{-2}$), das nach der Bestrahlung bei 400°C für 30 min ausgeheilt wurde.

Die Entstehung flacher Donatoren nach Protonenbestrahlung wurde an mehreren Proben untersucht. Die **Fig. 4.9** und **Fig. 4.10** zeigen SR-Messungen an oxidiertem n-FZ bzw. p-FZ Silizium, das mit Protonen der Energie 0.83 MeV und der Fluenz $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ bestrahlt und nach der Bestrahlung bei 400°C für 30 min ausgeheilt wurde. In beiden Proben ist die Ladungsträgerkonzentration um mehrere Größenordnungen über den Wert des Ausgangsmaterials angestiegen und das vertikale Profil hat die typische Form der Defektverteilung nach Ionenbestrahlung mit einem Maximum im Bereich der Eindringtiefe und einem Tail in Richtung der bestrahlten Oberfläche. Im p-Material ist zusätzlich in $12 \mu\text{m}$ Tiefe der pn-Übergang zu sehen, der durch die Bestrahlung entstanden ist. Da die Konzentrationen in beiden Proben über 10^{16} cm^{-3} liegen, ist nicht auszuschließen, dass sich bereits die Beweglichkeit aufgrund erhöhter Streuprozesse an geladenen Defekten geändert hat. Dieser Effekt konnte bei der Umrechnung vom gemessenen Widerstand auf die Ladungsträgerkonzentration nicht berücksichtigt werden und die Absolutwerte der Messung sind dementsprechend vorsichtig zu behandeln.

Neben diesen mit hohen Fluenzen bestrahlten Grundmaterial-Proben wurden auch Thyristoren untersucht, die mit Protonen der Energie 2.08 MeV und der Fluenz $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ bestrahlt und danach bei unterschiedlichen Temperaturbedingungen ausgeheilt wurden (**Fig. 4.11**). Sie weisen die zuvor gezeigten Profile auf, auch bei niedrigeren Ausheiltemperaturen wie etwa 270°C . Die Konzentration im Maximum ändert sich mit der Ausheiltemperatur, wobei die höchste Konzentration bei einer Ausheiltemperatur von etwa 450°C auftrat. Gleichzeitig beobachtet man mit steigender Ausheiltemperatur eine zunehmende asymmetrische Verbreiterung des Profils in Richtung des Tails.

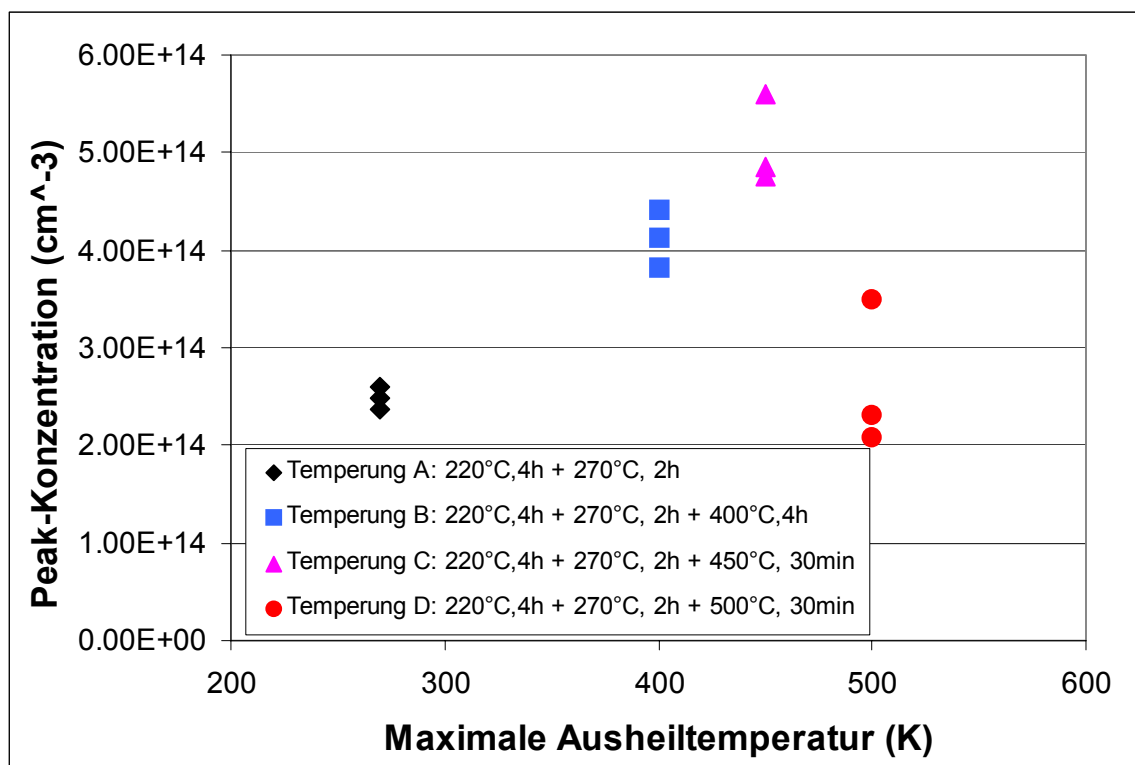


Fig. 4.11: Aus SR-Messungen an protonenbestrahlten Si-Thyristoren ($E = 2.08 \text{ MeV}$, Fluenz = $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) ermittelte maximale Konzentration an flachen Donatoren als Funktion der Ausheilbedingungen.

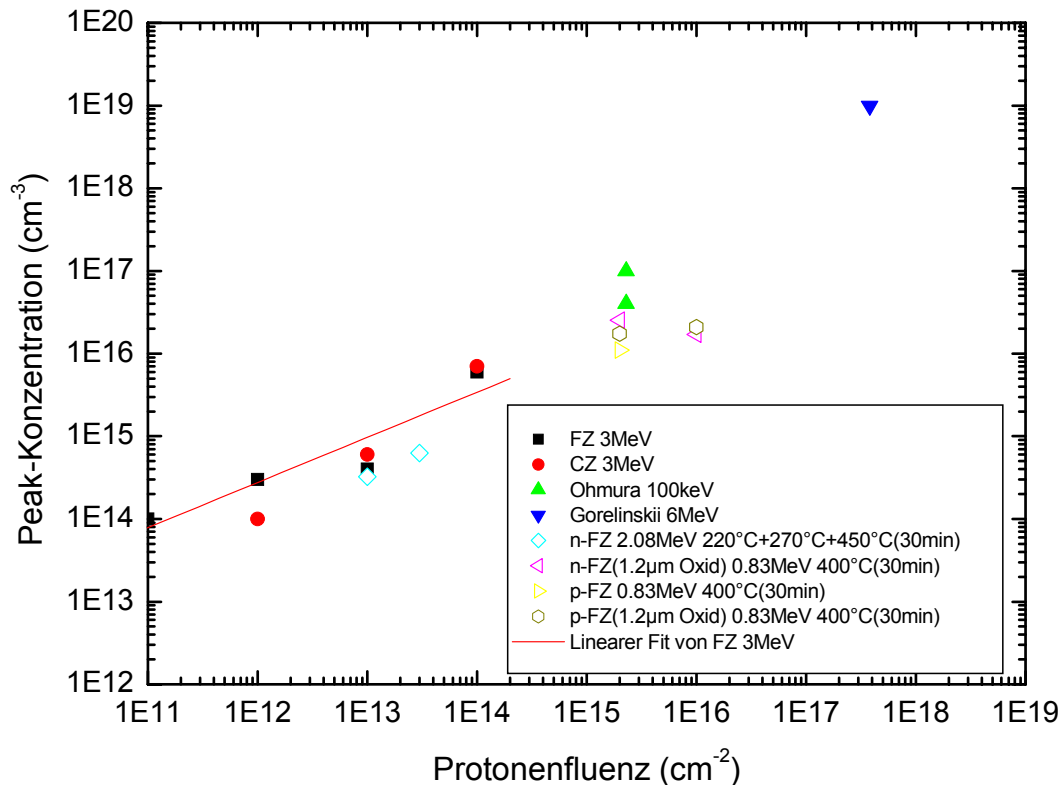


Fig. 4.12: Aus SR-Messungen ermittelte maximale Konzentration an flachen Donatoren für verschiedene Protonenbestrahlungen und Ausheilbedingungen an unterschiedlichem Si-Ausgangsmaterial. Die ausgefüllten Symbole sind Werte aus [Won85a, Ohm72, Gor74]. Die leeren Symbole kennzeichnen eigene Messungen.

Das starke Erhöhung der Leitfähigkeit nach Protonenbestrahlung und Temperung über 200°C deckt sich mit mehreren Untersuchungen [Won85a, Won85b, Har91, Tok98b, God99, Haz00]. Auch Wondrak [Won85a] z.B. beobachtet mit zunehmender Ausheiltemperatur das Durchlaufen eines Leitfähigkeitsmaximums und die einseitige Ausdehnung der Zone erhöhter Leitfähigkeit in Richtung der bestrahlten Oberfläche. In **Fig. 4.12** ist die maximal erreichte n-Dotierkonzentration als Funktion der Protonenfluss für unterschiedliche Protonenenergien, Si-Materialien und Ausheilbedingungen angegeben. Die ausgefüllten Symbole sind aus der Arbeit von Wondrak [Won85a] übernommen, während die leeren Symbole eigene Messungen wiedergeben. Die gute Übereinstimmung mit den Literaturwerten ist erkennbar.

Ursache der erhöhten n-Leitfähigkeit sind wasserstoffkorrelierte flache Donatoren. In der Arbeit von Hartung [Har91] wird mittels photothermischer Ionisationsspektroskopie die Bildung dieser Donatoren nach Protonenimplantation und Ausheilen bei 250°C bis 400°C oder Neutronenbestrahlung und Wasserstoff-Plasma-Behandlung bei 250°C bis 400°C nachgewiesen. Seine Messungen deuten darauf hin, dass die Donatoren durch Anlagerung von Wasserstoff an Strahlendefekte entstehen. Unsere Messungen zeigen außerdem, dass die Entstehung der Donatoren durch Sauerstoff zusätzlich begünstigt wird. Dies ist in Übereinstimmung mit Untersuchungen, die in der Gegenwart von Wasserstoff eine erhöhte Sauerstoffdiffusion [New91, Ste94] und Bildungsrate thermischer Donatoren zeigen [Ful57, New91, Bro88, Ste90], die als Sauerstoffagglomerate gelten. Hartung findet in seiner Arbeit Bindungsenergien von 34.1–52.5 meV.

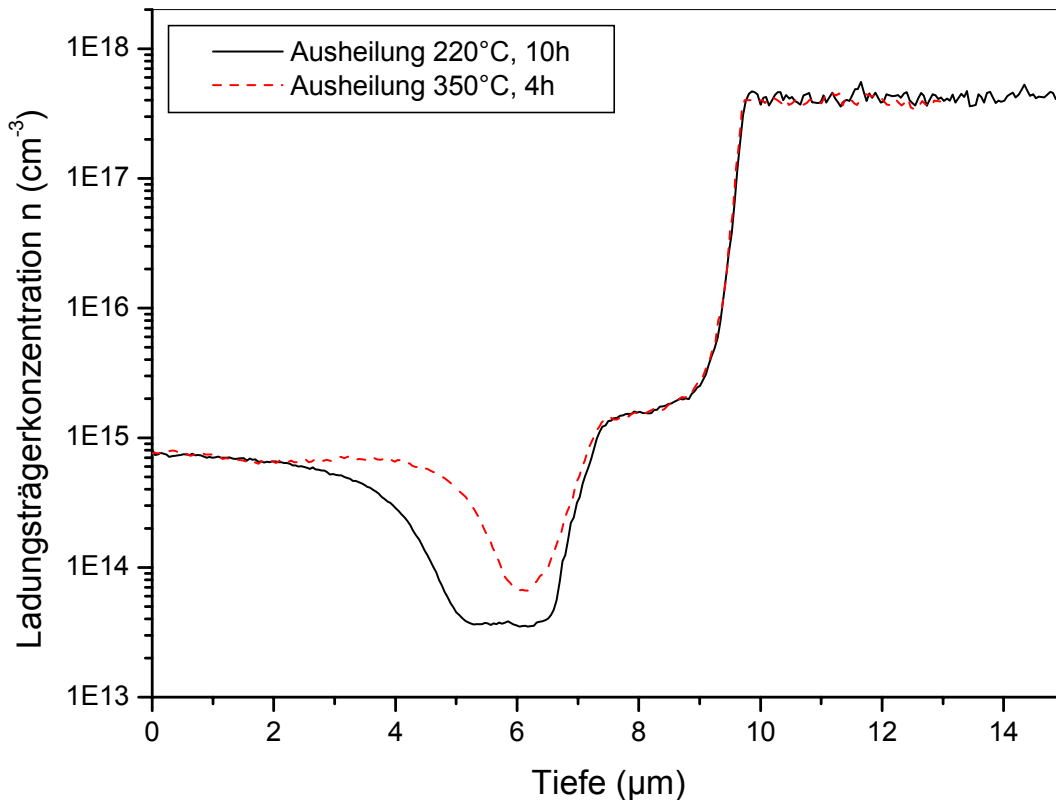


Fig. 4.13: SR-Messung an heliumbestrahltem ($E = 2.12 \text{ MeV}$, Fluenz = $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) oxidiertem n-Epi Silizium ($10.5 \mu\text{m}$, $1.45 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ auf Substrat, $1.3 \mu\text{m}$ Oxid) für zwei Ausheilbedingungen. Eventuelle Änderungen der Beweglichkeit sind vernachlässigt.

Ein weiteres Ergebnis deckt sich mit den Arbeiten von Wondrak [Won85a] und Hartung [Har91], die in heliumimplantiertem Silizium bzw. geschädigtem Silizium mit anschließender Helium-Plasma-Behandlung keine flachen Donatoren finden. Vielmehr ist die Leitfähigkeit in n-Silizium herabgesetzt (**Fig. 4.13**) aufgrund der Wirkung der erzeugten tiefen Akzeptoren, die einen Teil der Elektronen einfangen können, und die somit nicht als freie Ladungsträger im Leitungsband zur Verfügung stehen. Für diesen Effekt können alle akzeptorartigen Defekte in **Tabelle 4.1** eine Rolle spielen. Der Verlauf der Ladungsträgerkonzentration gibt dabei die Defektverteilung im Halbleiter wieder mit einer Zone stark erniedrigter Leitfähigkeit im Bereich der Eindringtiefe der Heliumionen, die nach SRIM-Rechnungen bei $6.3 \mu\text{m}$ liegt. Es ist daher auch in einem unipolaren Bauelement wie dem CoolMOSTM zu erwarten, dass der Widerstand $R_{DS(on)}$ ansteigt. Der Graph zeigt außerdem, dass durch eine Ausheilung der Strahlungsdefekte der Widerstand wieder in Richtung Ausgangswert zurückgeht, aber auch bei einer 350°C -Ausheilung ist der Widerstand noch deutlich erhöht.

Es soll noch erwähnt werden, dass auch elektronenbestrahltes n-Epi-Silizium mit der SR-Methode untersucht wurde. Die gewählte Elektronenfluenz ($1.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) war jedoch zu niedrig und die Epidotierung ($1.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) zu hoch, um im Rahmen der möglichen Schwankung der Epidotierung von $\pm 15\%$ eine signifikante Änderung der Leitfähigkeit nachzuweisen. Dies deckt sich mit den DLTS-Messungen, bei denen die Konzentration tiefer Störstellen bei der gewählten Elektronenfluenz etwa eine Größenordnung niedriger lag als die Epidotierung.

4.1.4 Simulation von Bestrahlungseffekten

Wie aus den letzten Abschnitten hervorgeht, können durch Bestrahlung von Silizium mit Elektronen oder Ionen im MeV-Bereich sowohl tiefe als auch flache Störstellen gebildet werden, wobei mit flachen Störstellen solche gemeint sind, die bei Raumtemperatur vollständig ionisiert sind. Für die Simulation wird angenommen, dass keine Rekombination über diese flachen Störstellen erfolgen kann, da die Wahrscheinlichkeit der Reemission eines eingefangenen Majoritätsträgers viel größer ist als der Einfang eines Minoritätsträgers.

Für Generations- und Rekombinationsprozesse sind die tiefen Störstellen verantwortlich. Im verwendeten Simulationsprogramm MEDICI [Med01] können bis zu 50 tiefe Energieniveaus als Akzeptoren oder Donatoren eingegeben werden. Die Rekombinations- bzw. Generationsraten für jedes Niveau werden nach **Gl. 4.3** berechnet und zu einer Summenrate aufaddiert, wobei die Annahme gemacht wird, dass die verschiedenen Defekte voneinander unabhängig sind und keine Ladung untereinander austauschen. Die charakteristischen Größen der Störstelle $N_T(x,y)$, σ und X fließen über die Parameter τ_n , τ_p und DGEN ein. Somit können Lebensdauerprofile als Funktionen des Orts eingegeben werden.

Die Besetzung der Zentren wird durch die Differentialgleichung **Gl. 4.8** beschrieben, und der besetzungsabhängige Ladungszustand wird in der Poisson-Gleichung zur Berechnung der Raumladung berücksichtigt (siehe Anhang)

In Kapitel 4.1.3.1 wurde bereits ausgeführt, dass in n-Silizium als dominante Rekombinationszentren der VO-Komplex $VO^{(-/0)}$ ($E_C - 0.16$ eV) und die Doppelleerstelle $V_2^{(-/0)}$ ($E_C - 0.42$ eV) und als entscheidendes Generationszentrum $V_2^{(-/0)}$ identifiziert werden. Da im CoolMOS™ sowohl p- als auch n-leitende Gebiete vorhanden sind, aber für p-Material keine eindeutigen Erkenntnisse vorliegen, welche Defekte die Rekombination dominieren, wurden in vereinfachender Weise auch im p-Bereich $VO^{(-/0)}$ und $V_2^{(-/0)}$ als Zentren für die Simulation eingesetzt. Der dadurch gemachte Fehler wird die reale Rekombination eher überschätzen. Darauf deuten Aussagen in der Literatur hin, nach denen Bestrahlungen in p-Silizium weniger effizient in der Reduktion der Lebensdauer sind als in n-Silizium [Sim96, Irm84]. Auch im elektronenbestrahlten Material wurde mit diesen Zentren simuliert. In diesem Fall kann dann ein Vergleich mit den DLTS-Messungen aus Kap. 4.1.2.2 gezogen werden, der es erlaubt, die Simulationsmodelle zumindest teilweise zu überprüfen.

Um die Störstellenparameter zu ermitteln, die als Input für die Simulation notwendig sind, wurde wie folgt vorgegangen: Die Größen $E_C - E_T$, σ_n , σ_p und X_n der Niveaus VO und V_2 wurden aus der Literatur übernommen, da die eigenen DLTS-Messungen außer dem Energieniveau nur eine relativ ungenaue Bestimmung von σ_n erlauben. Die verwendeten Größen sind in **Tabelle 4.2** zusammengefasst:

Störstelle	$E_T - E_i$ (eV)	σ_n (cm ²)	σ_p (cm ²)	X_n
$VO^{(-/0)}$	0.4 [Ble96]	$6 \cdot 10^{-7} \exp(-T/130)$ / $v_{th,n}$ [Sch00]	$8 \cdot 10^{-8} T^{0.7}/v_{th,p}$ [Ble96]	0.29 [Ble96]
$V_2^{(-/0)}$	0.14 [Ble96]	$5.4 \cdot 10^{-9} T^{0.4}/v_{th,n}$ [Ble96]	$2.1 \cdot 10^{-6} T^{-0.3}/v_{th,p}$ [Ble96]	0.33 [Ble96]

Tabelle 4.2: Parameter der Störstellen, die für die Simulationen mit MEDICI verwendet wurden

Die Bestimmung der Zentrenkonzentrationen erfolgte über Vergleiche mit elektrischen Messungen an den bestrahlten CoolMOS™-Reversdioden. Ausgangspunkt ist die Annahme, dass die Doppelleerstelle $V_2^{(-/0)}$ aufgrund ihrer Lage in der Mitte der Bandlücke das beherrschende Generationszentrum ist [Haz99b]. Über den Vergleich von simuliertem und gemessenem Sperrstrom wird die V_2 -Konzentration ermittelt. Während bei der Elektronenbestrahlung eine räumlich konstante V_2 -Dichte vorliegt, wurde bei der Ionenimplantation noch das vertikale Störstellenprofil in Form eines gaußförmigen Maximums und eines konstanten Tails berücksichtigt. Bei der Protonenbestrahlung mit

Eindringtiefen von etwa $150\ \mu\text{m}$ wurde für die Breite des Maximums eine Halbwertsbreite (FWHM) von $5.84\ \mu\text{m}$ (charakteristische Länge = $3.5\ \mu\text{m}$) benutzt, wie sie sich aus der mit SRIM berechneten Leerstellenverteilung ergibt. Diese stimmt nach [Haz94] gut mit der Verteilung der sekundären Störstellen überein. Andere Arbeiten [Hal94, Lev01] dagegen berichten von einer leichten Verbreiterung der V_2 - gegenüber der V-Verteilung aufgrund von Leerstellendiffusion, insbesondere bei schmalen Defektmaxima und nach Ausheilung. Daher wurde dieser Effekt nur bei den Heliumimplantationen berücksichtigt, wo mit SRIM für die benutzten Energien von 4.2 bis 8.0 MeV ein sehr scharfes Maximum der Leerstellen mit $\text{FWHM} \sim 1\ \mu\text{m}$ berechnet wird. Für die Simulation wurde dagegen $\text{FWHM} = 3.34\ \mu\text{m}$ (charakteristische Länge = $2\ \mu\text{m}$) angenommen. Der Tail der Defektverteilung wurde durch einen konstanten Wert angenähert, im Fall der Protonen 0.20%-0.25% des Maximums, bei Helium 0.05-0.1% (siehe unten).

Die mittels Vergleich mit dem gemessenen Sperrstrom ermittelte V_2 -Dichte wurde für die nachfolgende Simulation des Diodenabschaltverhaltens beibehalten. Zusätzlich wurden VO-Komplexe mit gleicher räumlicher Verteilung wie die V_2 -Defekte hinzugefügt und über einen Vergleich mit den gemessenen Abschaltkurven die VO-Konzentration ermittelt.

Neben dem Sperrstrom und dem Diodenabschaltverhalten wurde noch der Einfluss der Bestrahlungen auf das Sperrvermögen und die Avalanche festigkeit der Bauelemente mit der Simulation untersucht. Im Fall der Protonenimplantation sind Änderungen dieser Eigenschaften allein auf die induzierten flachen Donatoren zurückzuführen und der Einfluss der tiefen Störstellen ist zu vernachlässigen. Bei den Elektronen- und Heliumbestrahlungen sind die mikroskopischen Ursachen für die Änderungen der „makroskopischen“ Eigenschaften BV_{DSS} und Avalanche festigkeit nicht eindeutig klärbar, aber gut durch die Einführung von flachen Störstellen nachzuvollziehen. Darauf wird in den entsprechenden nachfolgenden Kapiteln detailliert eingegangen.

Im Umkehrschluss kann bei der Simulation des Sperrstroms und der elektrischen Eigenschaften der Diode auf die bestrahlungsinduzierten flachen Störstellen verzichtet werden, da diese Eigenschaften durch Rekombinations- und Generationsprozesse gesteuert werden und damit vor allem von den tiefen Niveaus abhängig sind.

4.2 Vergleich von Elektronen-, Protonen- und Heliumbestrahlung zur Optimierung der internen Diode von Kompensationsbauelementen

4.2.1 Interne Diode

Um das Abschaltverhalten der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ zu verbessern, die Schaltgeschwindigkeit zu erhöhen, die Rückstromspitze und die Speicherladung zu reduzieren und damit die Schaltverluste zu minimieren, kamen in einer Vergleichsstudie folgende Bestrahlungen mit Elektronen, Protonen und Heliumionen zum Einsatz:

	Elektronen	Protonen (Drainseite)	He²⁺ (Sourceseite)
Typ	SPP20N60C3	SPP20N60S5	SPP20N60S5
Energie (MeV)	4.5	3.75 3.91 4.06 4.14	4.2 6.3 8.0
Fluenz (cm⁻²)	1.5·10 ¹⁵ 3.0·10 ¹⁵ 4.5·10 ¹⁵	1·10 ¹¹ 5·10 ¹¹ 2·10 ¹²	3·10 ¹⁰ 8·10 ¹⁰ 3·10 ¹¹
Ausheilbedingungen	220°C (10h) 350°C (4h)	220°C (4h)	220°C (4h)

Tabelle 4.3: Bestrahlungsexperimente am 600V-20A-CoolMOS™ zur Optimierung der Rückwärtsdiode

Das optimale Paket aus Bestrahlung und Ausheilung ergibt sich nicht aus den Diodenparametern allein, sondern muss im Hinblick auf sämtliche relevanten CoolMOS™-Eigenschaften ermittelt werden. Dazu gehören insbesondere die Sperr- und Durchlasseigenschaften und die Avalanche-festigkeit. Ein Teil der Messungen wird mit dem Simulationsmodell von Kap. 4.1.4 verglichen, um Erkenntnisse über die Defekte zu gewinnen, die das elektrische Verhalten des bestrahlten Bauelements steuern.

4.2.1.1 Abschaltverhalten der internen Diode

Vornehmliches Optimierungsziel der Bestrahlungen war ein schnelles Abschalten der Rückwärtsdiode. Dieses Vorhaben kann mit allen drei Varianten der Bestrahlung ohne weiteres erreicht werden, allerdings zeigen die folgenden Kapitel, dass Vor- und Nachteile sehr unterschiedlich ausgeprägt sind. Das bedeutet, der Trade-Off aus allen elektrischen Kenngrößen muss im Auge behalten werden, und die Schaltgeschwindigkeit kann nicht beliebig erhöht werden.

Für alle Abschaltmessungen wurde die Schaltung aus **Fig. 2.25** verwendet. Die Rückwärtsdioden wurden von einem Vorwärtsstrom $I_F = 20 \text{ A}$ mit einer Stromsteilheit $dI_F/dt = 100 \text{ A}/\mu\text{s}$ auf die Betriebsspannung $U = 350 \text{ V}$ kommutiert. Die Messtemperatur betrug 25°C oder 125°C .

- **Elektronenbestrahlung**

Mit der einfachen Methode der Elektronenbestrahlung erzielt man bereits sehr gute Ergebnisse, was die Diodenkommutierung betrifft. In **Fig. 4.14** werden Reverse-Recovery-Kurven der Rückwärtsdioden eines elektronenbestrahlten und eines unbestrahlten 600V-20A-CoolMOS™ SPP20N60C3 verglichen. Der Typ C3, der nur für die Elektronenbestrahlungen verwendet wurde, weist im Vergleich zum S5 vor allem eine niedrigere Einsatzspannung, ein schnelleres Transistorschaltverhalten und eine leicht schnellere Reversdiode auf. Die Unterschiede sind aber für diese Untersuchung nicht bedeutsam und die Ergebnisse der Elektronenbestrahlung können ohne Probleme mit den Protonen- und Heliumbestrahlungen am Typ SPP20N60S5 verglichen werden. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von 125°C durchgeführt, welche üblicherweise im Datenblatt der Bauelemente angegeben wird.

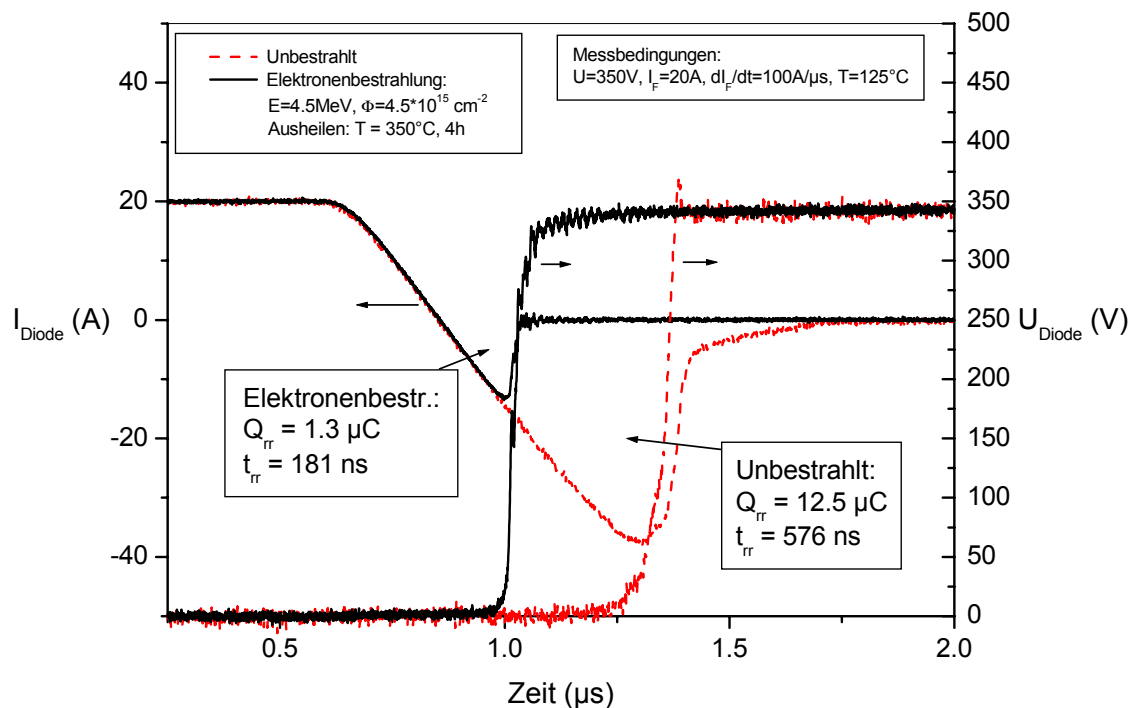


Fig. 4.14: Reverse-Recovery-Vorgang der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60C3 nach Elektronenbestrahlung.

Durch die Bestrahlung kann die Speicherladung Q_{rr} um nahezu den Faktor 10 von 12.5 auf 1.3 μC , die Freiwerdezeit t_{rr} von 576 auf 181 ns und die Rückstromspitze I_{rrm} von 38.3 auf 13.6 A reduziert werden. Dies ist die unmittelbare Folge der induzierten tiefen Störstellen, die als Rekombinationszentren für die in Vorwärtsrichtung injizierten Minoritätsladungsträger wirken. Diese werden effektiver abgebaut und die Driftzone kann die anliegende äußere Spannung schneller aufnehmen.

Das bestrahlte Bauelement weist darüber hinaus als Folge der niedrigen Rückstromspitze eine geringere maximale Diodenspannung $U_{D,max}$ auf. Allerdings war der benutzte Messaufbau sehr niederinduktiv, so dass bereits die Spannungskurve des unbestrahlten Bauelements nur eine kleine Spannungsspitze durchläuft.

Die größere Schaltgeschwindigkeit geht mit einer deutlichen Verminderung der elektrischen Verlustleistung einher, die im schaltenden Transistor und der Reversdiode umgesetzt wird (**Fig. 4.15**). Die während des Abschaltvorgangs der Diode verbrauchte Energie sinkt von 9.4 mJ auf 2.7 mJ.

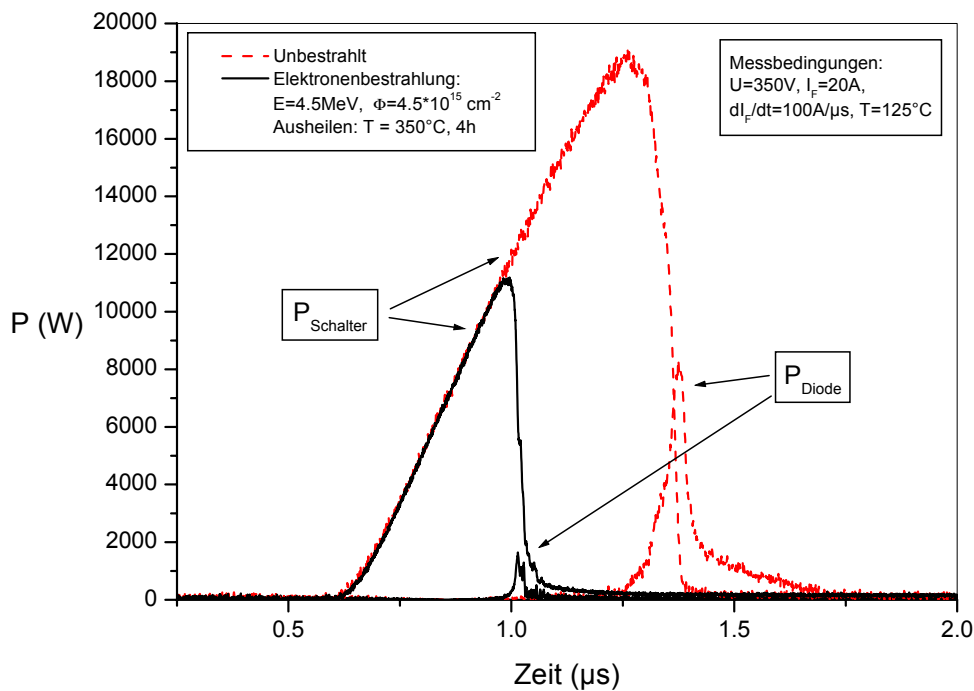


Fig. 4.15: Dissipierte elektrische Leistung in Schalt-CoolMOS™ und CoolMOS™-Reversdiode während des Reverse-Recovery-Vorgangs von Fig. 4.14.

Die dargestellte Elektronenbestrahlung erfolgte mit einer sehr hohen Elektronenflussdichte von $4,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, die es erforderlich macht, den Wafer etwa achtzig Mal unter dem Elektronenstrahl hindurchlaufen zu lassen, um eine übermäßige Erwärmung zu vermeiden. Gleichzeitig wurde für eine Dauer von 4h eine hohe Ausheiltemperatur von 350°C gewählt, die im Bereich der Löttemperatur liegt. Diese spezielle Bestrahlungs- und Ausheilvariante verdient besondere Aufmerksamkeit, da damit bei den untersuchten Varianten der beste Trade-Off aus allen elektrischen Eigenschaften erzielt werden kann, wie im folgenden gezeigt wird.

Analog zu den eben gezeigten Graphen wurden auch für zwei niedrigere Elektronenflussdichten und eine Ausheilung bei 220°C die Werte der Speicherladung Q_{rr} ermittelt. Diese sind in **Fig. 4.16** zusammen mit den Werten nach der 350°C -Ausheilung dargestellt. Die DLTS-Messungen an elektronenbestrahltem Material (Kap. 4.1.2.2) haben gezeigt, dass die Defektkonzentration nach einer Ausheilung bei 350°C und damit auch die Rekombination über die tiefen Störstellen deutlich abnimmt. Dies macht sich in einem Anstieg von Q_{rr} mit der höheren Ausheiltemperatur bemerkbar.

Wie erwartet sinkt Q_{rr} mit zunehmender Elektronenflussdichte, da die Anzahl der Rekombinationszentren steigt. Der Graph zeigt jedoch Abweichungen von einem linearen Verhalten, das z.B. von Baliga bei der Elektronenbestrahlung von MOSFETs für hohe Elektronenflussdichten beobachtet wurde [Bal83]. Das deutet darauf hin, dass die Flussdichte oder die Ausheilbedingungen möglicherweise nicht ganz den Sollwerten entsprachen. Eine weitere mögliche Ursache ist die angesprochene Löttemperatur im Bereich um 370°C während des Einbaus der Chips in das Chipgehäuse. Diese Temperatur wird im günstigen Fall nur für wenige Sekunden erreicht, im schlechtesten Fall liegen Chips für einige Minuten bei dieser Temperatur. Dadurch könnten weitere Defekte ausheilen.

Auch das Ansteigen von Q_{rr} mit der Messtemperatur deckt sich mit Experimenten [Ble96], die eine Zunahme der Lebensdauer mit der Temperatur zeigen. Verantwortlich dafür sind die temperaturabhängige Besetzungswahrscheinlichkeit der Energieniveaus, die Temperaturabhängigkeit der thermischen Geschwindigkeit v_{th} sowie der Einfangquerschnitte σ , die allerdings zumeist nur für Temperaturen bekannt ist, die unter den hier vorliegenden Messtemperaturen liegen. Dies gilt auch für die Parameter von **Tabelle 4.2**, die Extrapolationen von Messungen aus niedrigeren Temperaturintervallen darstellen [Ble96].

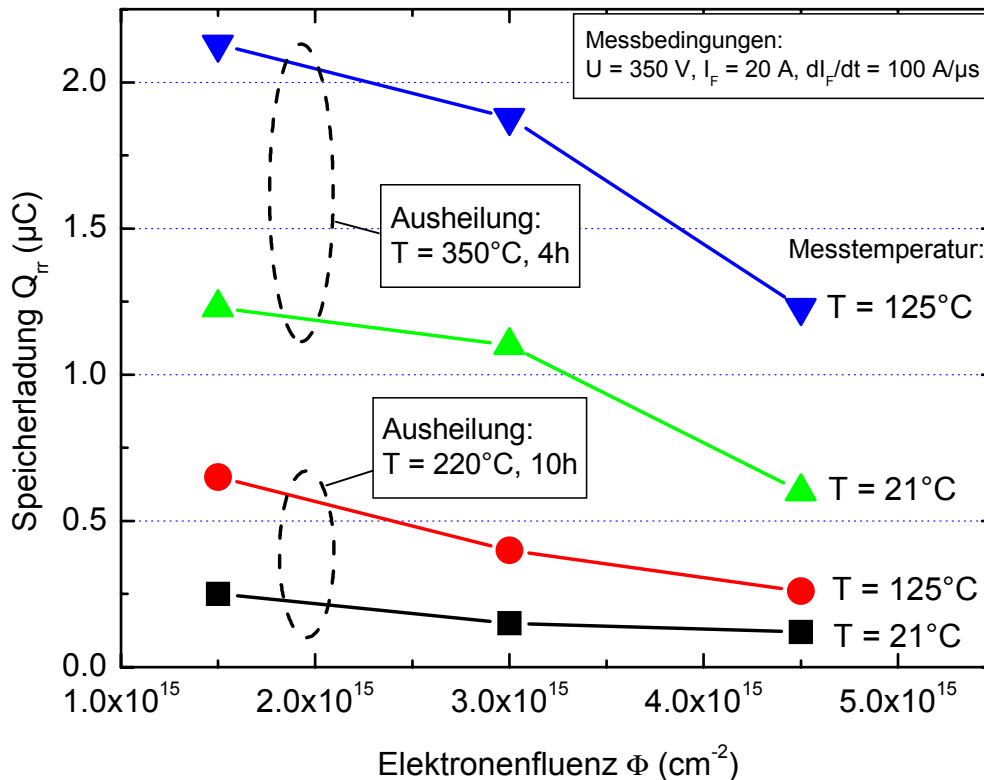


Fig. 4.16: Speicherladung Q_{rr} der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60C3 nach Elektronenbestrahlung ($E = 4.5 \text{ MeV}$) als Funktion der Elektronenfluenz und der Ausheilbedingungen.

Zwar führt eine niedrigere Ausheiltemperatur zu einem deutlich kleineren Q_{rr} , doch wie zuvor erläutert ist die höhere Ausheiltemperatur von 350°C vonnöten, um die restlichen CoolMOS™-Eigenschaften im Griff zu behalten. Außerdem wird dadurch der Einfluss des Lötschritts minimiert.

- **Defektanalyse nach Elektronenbestrahlung**

Im folgenden wurde nach der in Kap. 4.1.4 beschriebenen Vorgehensweise versucht, durch einen Vergleich von Simulation und elektrischer Messung die Konzentrationen der wichtigen Zentren $\text{VO}^{(-)}$ und $\text{V}_2^{(-)}$ nach Elektronenbestrahlung zu bestimmen und an den DLTS-Messungen von Kap. 4.1.2.2. zu überprüfen. Dazu wurde zuerst eine über den gesamten Chip homogene $\text{V}_2^{(-)}$ -Konzentration variiert, bis sich die bestmögliche Übereinstimmung mit dem gemessenen Sperrstrom bei zwei Temperaturen ergab. Das Resultat dieses Vorgehens ist in **Fig. 4.17** für eine bestimmte Elektronenfluenz und eine 220°C -Ausheilung abgebildet. Der Vergleich mit dem Sperrstrom wurde nur bei maximal 70°C durchgeführt, da bei höheren Temperaturen bereits ein weiteres Aufheizen der Probe durch den hohen Sperrstrom zu beobachten war. Die gemessenen Kurven lassen sich sehr gut durch eine $\text{V}_2^{(-)}$ -Konzentration $[\text{V}_2^{(-)}] = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ wiedergeben.

Den zweiten Schritt bildete der Vergleich mit den gemessenen Reverse-Recovery-Kurven der elektronenbestrahlten Reversdiode (**Fig. 4.18**), bei dem die ermittelte V_2 -Dichte beibehalten und die $\text{VO}^{(-)}$ -Konzentration angepasst wurde, bis eine gute Übereinstimmung mit der Messung bei zwei Temperaturen erzielt wurde. Daraus folgt eine $\text{VO}^{(-)}$ -Konzentration $[\text{VO}^{(-)}] = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

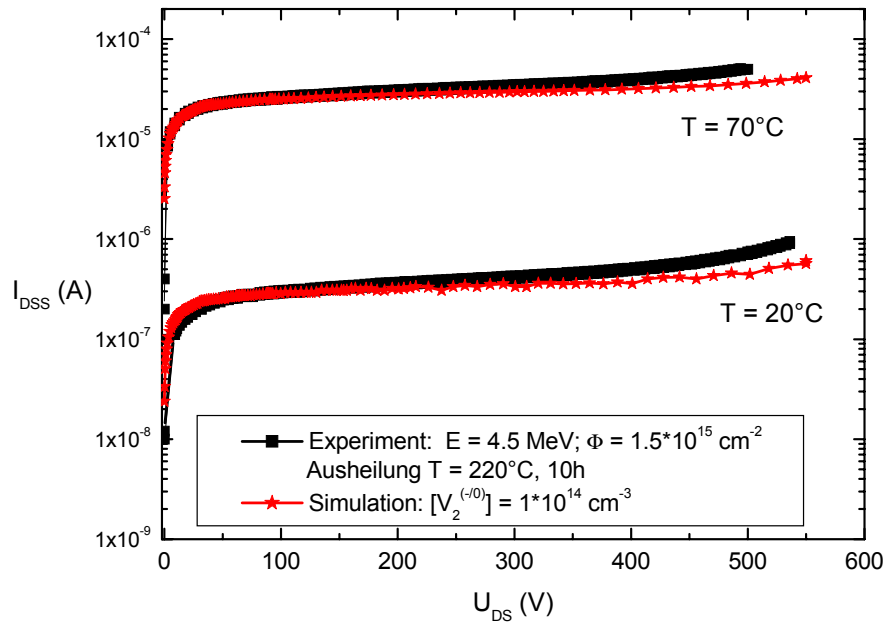


Fig. 4.17: Sperrstrom des CoolMOS™ SPP20N60C3 nach Elektronenbestrahlung für zwei Temperaturen im Experiment und in Simulationen mit der Doppelleerstelle.

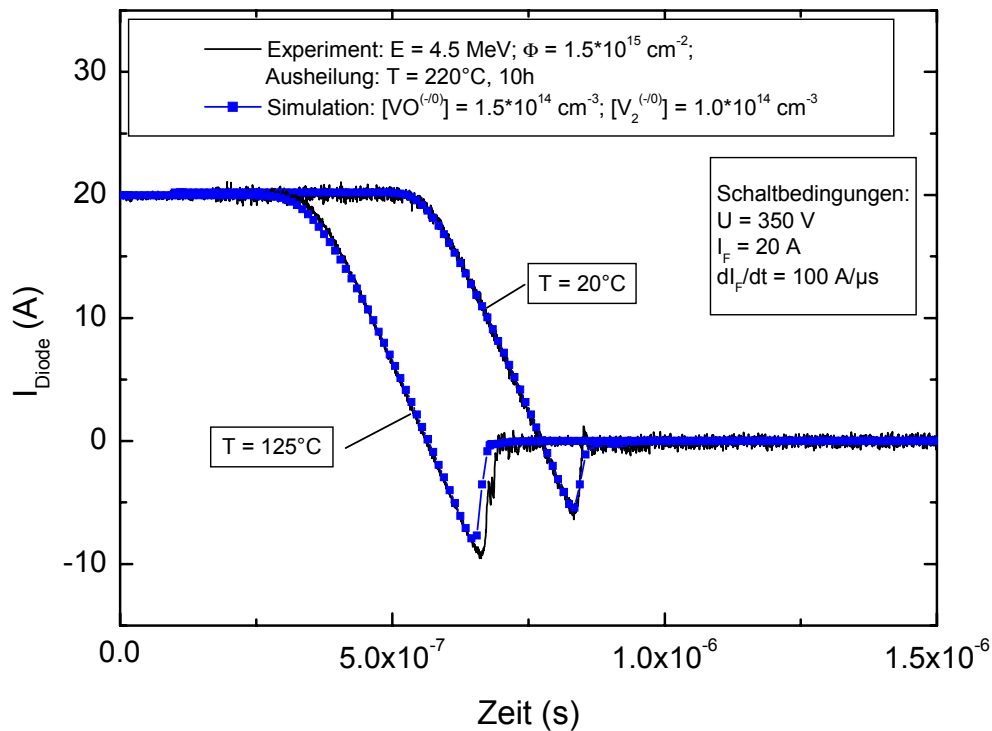


Fig. 4.18: Reverse-Recovery des CoolMOS™ SPP20N60C3 nach Elektronenbestrahlung für zwei Temperaturen im Experiment und in Simulationen mit dem VO-Komplex und der Doppelleerstelle.

Diese Konzentrationen lassen sich mit den Werten aus der entsprechenden DLTS-Messung in **Fig. 4.3** vergleichen, bei der n-Material mit den gleichen Parametern bestrahlt und bei 220°C für 4h ausgeheilt wurde. Die DLTS-Messung ergab $[VO^{(-/0)}] = 1.6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ und $[V_2^{(-/0)}] = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Im Gegensatz zur VO-Konzentration weicht also die simulierte V_2 -Konzentration fast eine Größenordnung von der mit DLTS gemessenen ab. Dafür kann es mehrere Ursachen geben:

Erstens gibt es möglicherweise Minoritätszentren, die mit der DLTS-Apparatur in Erlangen nicht gemessen werden konnten.

Die zweite Möglichkeit besteht darin, dass es sich beim Niveau $E_C - 0.32 \text{ eV}$, das im DLTS-Spektrum auftaucht, um den VOH-Defekt handelt, der durch die Verunreinigung mit Wasserstoff beim Ätzen der DLTS-Proben nach der Elektronenbestrahlung entstanden ist. In der Arbeit von Tokuda und Shimada [Tok98a] wird berichtet, dass bei Zunahme dieses Defekts gleichzeitig die Konzentration von anderen Defekten zurückgeht, die Leerstellen enthalten, also auch die Konzentration der Doppelleerstelle V_2 . Möglicherweise gibt es also im elektronenbestrahlten Bauelement eine höhere V_2 -Konzentration, da dort nach der Elektronenbestrahlung keine weiteren Prozessschritte durchgeführt werden, die Wasserstoff ins Silizium einbringen könnten.

Neben dieser Erklärung gibt es noch weitere denkbare Ursachen für den hohen Sperrstrom, die in Arbeiten von MacEvoy et al. und Gill et al. [Mac97, Gil97] genannt werden:

- ein in DLTS-Messungen scheinbar schwer zu findendes und deshalb bisher nicht eindeutig nachgewiesenes Akzeptorniveau in der Mitte der Bandlücke ($E_C - E_T \approx 0.5 \text{ eV}$), das ebenso wie das Niveau bei $E_C - 0.32 \text{ eV}$ möglicherweise als V_2O -Defekt identifiziert werden und auch als Erklärung für Änderungen in der effektiven Dotierung dienen kann.
- der Austausch von Ladungen zwischen Defekten in Defekt-Clustern (inter-centre charge transfer), die sich eventuell am Ende der Trajektorien der von den Elektronen zurückgestoßenen Siliziumatome bilden, wo die Energieabgabe besonders hoch und auf ein kleines Volumen konzentriert ist. In V_2 -Clustern wird bereits ab V_2 -Dichten in den Clustern von 10^{15} cm^{-3} eine erhöhte Besetzung des Niveaus $V_2^{(-/0)}$ erwartet.

Im DLTS-Spektrum von **Fig. 4.3** sieht man ein starkes Signal bei $E_C - 0.32 \text{ eV}$, das als V_2O oder eine Ansammlung von mehreren Leerstellen identifiziert werden kann. Dieses Energieniveau ist aber so weit von der Mitte der Bandlücke entfernt, dass es in der vorliegenden Konzentration nicht den gemessenen Sperrstrom erzeugen kann. Ein signifikantes Niveau bei $E_C - E_T \approx 0.5 \text{ eV}$ kann dagegen in der DLTS-Messung nicht nachgewiesen werden. Andererseits ist die mikroskopische Struktur des Defekts, der das Niveau bei $E_C - 0.32 \text{ eV}$ verursacht, noch unklar. Möglicherweise rührt es wie erwähnt von einem Leerstellen-Cluster her. In diesem Fall ist es nicht abwegig, dass in einzelnen Clustern höhere V_2 -Dichten vorliegen als die V_2 -Konzentration, die mit DLTS ermittelt wurde.

Falls dieses Niveau nicht der VOH-Komplex ist und tatsächlich im bestrahlten Bauelement vorliegt, scheint es auch einen wichtigen Beitrag zur Rekombination zu liefern, denn die Summe aus seiner Konzentration ($6.5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) und der V_2 -Konzentration ($1.2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), die mit DLTS gemessen wurde, liegt bereits nahe an der simulierten V_2 -Konzentration von $1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Da das Energieniveau in der Nähe des $V_2^{(-/0)}$ -Niveaus ($E_C - 0.42 \text{ eV}$) liegt, scheint die Simulation effektiv den Einfluss beider Störstellen aufzusummieren. Es wurde jedoch darauf verzichtet, das Niveau zusätzlich in die Simulation einzubinden, da die Einfangquerschnitte aufgrund der fraglichen Identität des Defekts unbekannt sind. Auch Bleichner et al. [Ble96] oder Evwaraye et al. [Evw77] finden in elektronenbestrahltem n-Silizium ein Niveau bei $E_C - 0.35 \text{ eV}$, das bei höheren Ausheiltemperaturen wichtig für die Rekombination sein könnte, wenn der V_2 -Defekt ausheilt. Zusätzliche Rekombinationsbeiträge können jedoch auch von Zentren in der unteren Bandlücke (**Fig. 4.5**) oder von Minoritätszentren kommen, die nicht mit DLTS gemessen wurden.

Insgesamt kann konstatiert werden, dass die elektrischen Daten nach Elektronenbestrahlung und 220°C-Ausheilung mittels der zwei Niveaus $VO^{(-/0)}$ und $V_2^{(-/0)}$ gut simuliert werden können, dieses aber nur eine effektive Beschreibung darstellt, die nicht genau die detaillierten mikroskopischen Ursachen für das Generations-Rekombinations-Verhalten angibt. Die Elektronenbestrahlungen mit anschließender 350°C-Ausheilung wurden nicht mit dem VO- V_2 -Modell simuliert, da die DLTS-

Daten Konzentrationen dieser Defekte liefern, die bei weitem nicht ausreichen, um den gemessenen Sperrstrom und die Abschaltkurven zu erklären. Ursache könnten auch hier Minoritätszentren sein, die mit der DLTS-Apparatur nicht gemessen werden konnten. Dahingegen scheinen die Ergebnisse bei der 220°C-Ausheilung ausreichend zufriedenstellend, um das Simulationsmodell auch im folgenden bei der Protonen- und Heliumbestrahlung einzusetzen, besonders weil die Teilchenfluenzen in diesen beiden Fällen vergleichsweise geringer waren und damit die Bildung von ausgedehnteren Defekten wie V_2O oder V_x unwahrscheinlicher wird.

- **Protonenbestrahlung**

Für die Protonenbestrahlung wurde ein Wafer vom Typ CoolMOS™ SPP20N60S5 zersägt und in sieben Gruppen aufgeteilt, von denen eine als Referenz diente. Die restlichen sechs Gruppen wurden von der Drainseite mit Protonen unterschiedlicher Energie und Fluenz bestrahlt und nach der Bestrahlung bei 220°C für 4h ausgeheilt.

Die Energien von 3.75 bis 4.14 MeV wurden so gewählt, dass die Reichweite der Protonen in der p-n-Säulenstruktur liegt, jedoch ein Sicherheitsabstand zum Gateoxid eingehalten wird. Mit dem Programm SRIM-2000.39 [Zie85] wurde die Eindringtiefe berechnet und in eine Tiefe unter dem Gateoxid umgerechnet.

Der Graph zeigt, dass die Speicherladung kontinuierlich abnimmt, wenn das protoneninduzierte Defektmaximum näher in Richtung Gateoxid rückt. Dies hat zwei Ursachen:

- In Kap. 2.4.2 wurde demonstriert, dass das Ladungsträgerplasma zuerst im oberen Bereich der Basis abgebaut wird. Der Abbau geschieht durch eine große Rekombinationsrate in diesem Bereich zügiger.
- Die insgesamt von Protonen überstrichene Region wird größer, je näher das Protonenmaximum am Gateoxid liegt. Damit stehen insgesamt in der Basis mehr Rekombinationszentren zur Verfügung.

Mit Protonenfluenzen von $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bis $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ und ausreichend großer Energie liegen die Q_{tr} -Werte zwischen 1 und 2 μC , sind also vergleichbar mit den Werten nach einer Elektronenbestrahlung der Fluenz $1.5 - 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und 350°C-Ausheilung (**Fig. 4.16**). Eine weitere Erniedrigung der Speicherladung scheint jedoch nicht sinnvoll, weil dann die Durchbruchspannung oder die Avalanche-festigkeit des Bauteils zu stark absinkt (siehe Kap. 4.2.2.1 und 4.2.3.1).

- **Defektanalyse nach Protonenbestrahlung**

Nach dem Verfahren von Kap. 4.1.4 wurden Simulationen mit den VO- und V_2 -Störstellen durchgeführt, die zeigen sollten, ob die experimentellen Abhängigkeiten der Speicherladung von der Protonenenergie nachvollzogen werden können. In **Fig. 4.20** sind Simulationen für zwei Parametersätze zusammen mit Daten für die Bestrahlung mit Fluenz = $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ dargestellt.

Man erkennt, dass neben der Konzentration der Störstellen in diesem Fall auch deren räumliche Verteilung entscheidenden Einfluss besitzt. Während ein Profil mit einem Defekttail, der nur ein Zehntel des Maximums ist, in eine Sättigung des Q_{tr} -Werts läuft, wenn sich das Defektmaximum dem Gateoxid nähert, sinkt die Speicherladung kontinuierlich wie im Experiment, wenn der Tail stärker ausgeprägt ist.

Die gemessenen Daten konnten also durch das Simulationsmodell qualitativ gut reproduziert und der Einfluss des Tails gezeigt werden. Da jedoch die genaue Verteilung der Defekte unbekannt ist, können die Simulationsergebnisse nur einen Anhaltspunkt für die wahren Störstellenprofile liefern und müssten durch Messungen der Defektverteilung unterstützt werden.

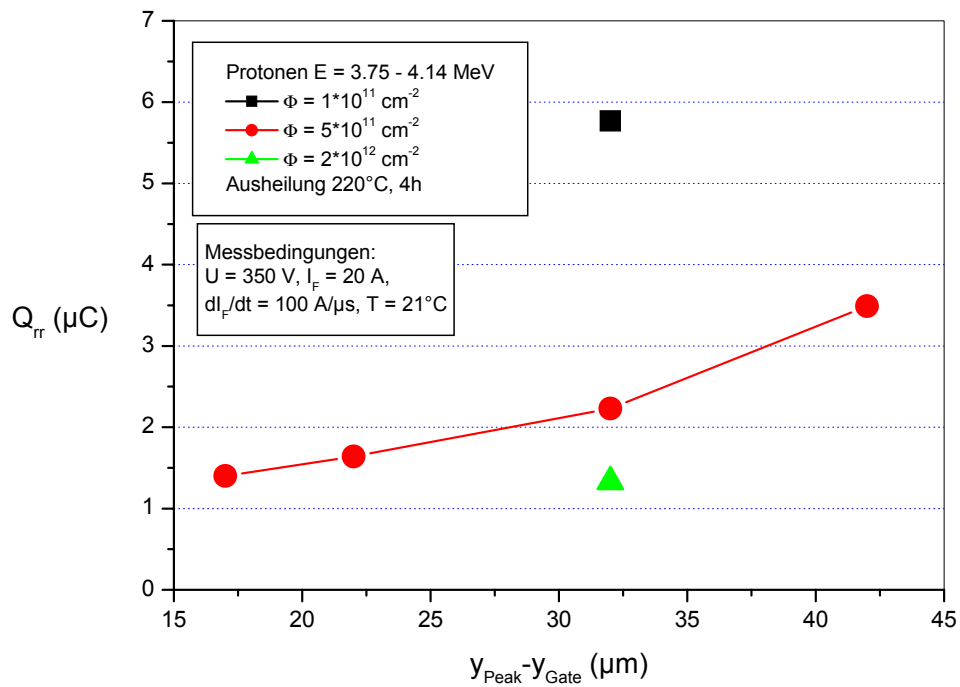


Fig. 4.19: Speicherladung Q_{rr} der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60S5 nach Protonenbestrahlung von der Drainseite als Funktion der Protonenenergie und -fluenz.

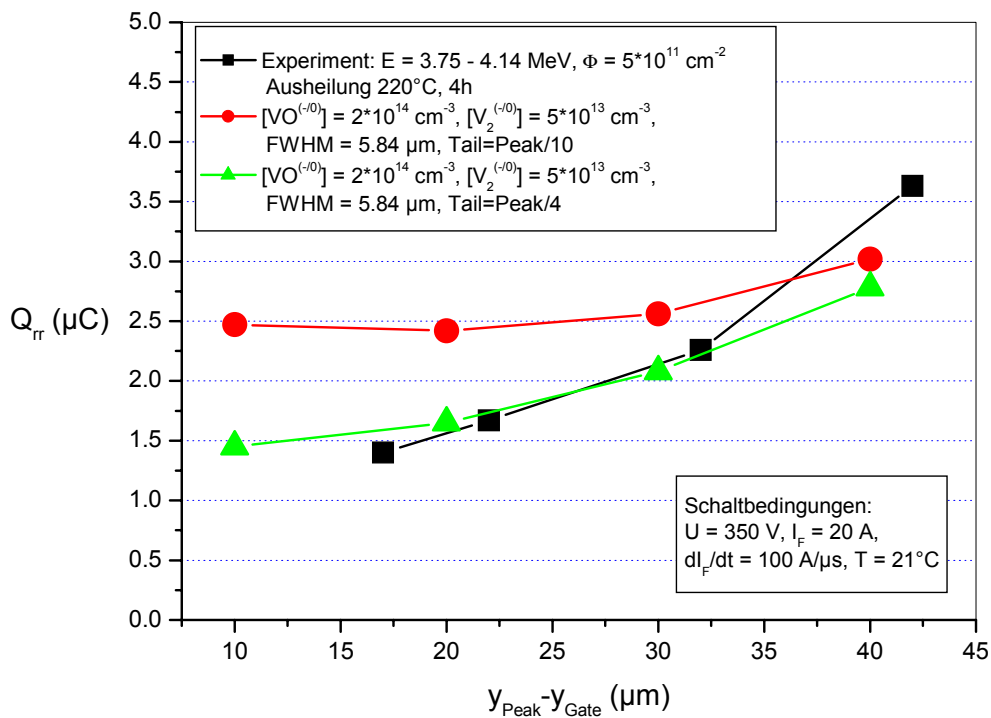


Fig. 4.20: Simulierte Speicherladung Q_{rr} der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60S5 nach Protonenbestrahlung von der Drainseite als Funktion der Lage des Protonenmaximums im Vergleich zu experimentellen Werten.

- **Heliumbestrahlung**

Für die Heliumbestrahlung standen drei Wafer vom Typ CoolMOS™ SPP20N60S5 zur Verfügung, die jeweils in eine Referenz und drei Bestrahlungsgruppen aufgeteilt wurden. Die Bestrahlung erfolgte mit drei verschiedenen Energien und Fluenzen von der Source/Gateseite, da für Bestrahlungen von der Drainseite kein Beschleuniger mit ausreichender Energie und Energieauflösung zur Verfügung stand. Mit dem Programm SRIM-2000.39 [Zie85] wurde wieder die Eindringtiefe berechnet und in eine Tiefe unter dem Gateoxid umgerechnet. Alle bestrahlten Wafer wurden nach der Bestrahlung bei 220°C für 4h ausgeheilt und in Gehäusen aufgebaut.

Im Gegensatz zur Protonenimplantation von der Rückseite bewirkt die Heliumbestrahlung von der Vorderseite ein Q_{rr} -Minimum, wenn das heliuminduzierte Defektmaximum in der Mitte der Basis liegt (Fig. 4.21). Dies kann folgendermaßen begründet werden:

Liegt das Defektmaximum knapp unter dem Gateoxid, konnten die Heliumionen nur in einem Bruchteil der Basis Störstellen erzeugen. Zwar wird die Ladung im oberen Teil der Basis relativ schnell abgebaut, aber wie in Kap. 2.4.2 gezeigt wurde, muss die gesamte Basis weitgehend ausgeräumt sein, bevor Spannung aufgebaut werden kann.

Dagegen wird bei einem Maximum auf der Drainseite der Basis zwar fast die gesamte Basis durch den Defekttail abgedeckt, doch das markante Defektmaximum und damit der Bereich höchster Rekombinationsrate liegt weit entfernt vom entscheidenden oberen Bereich der Basis nahe der p^+ -Wanne.

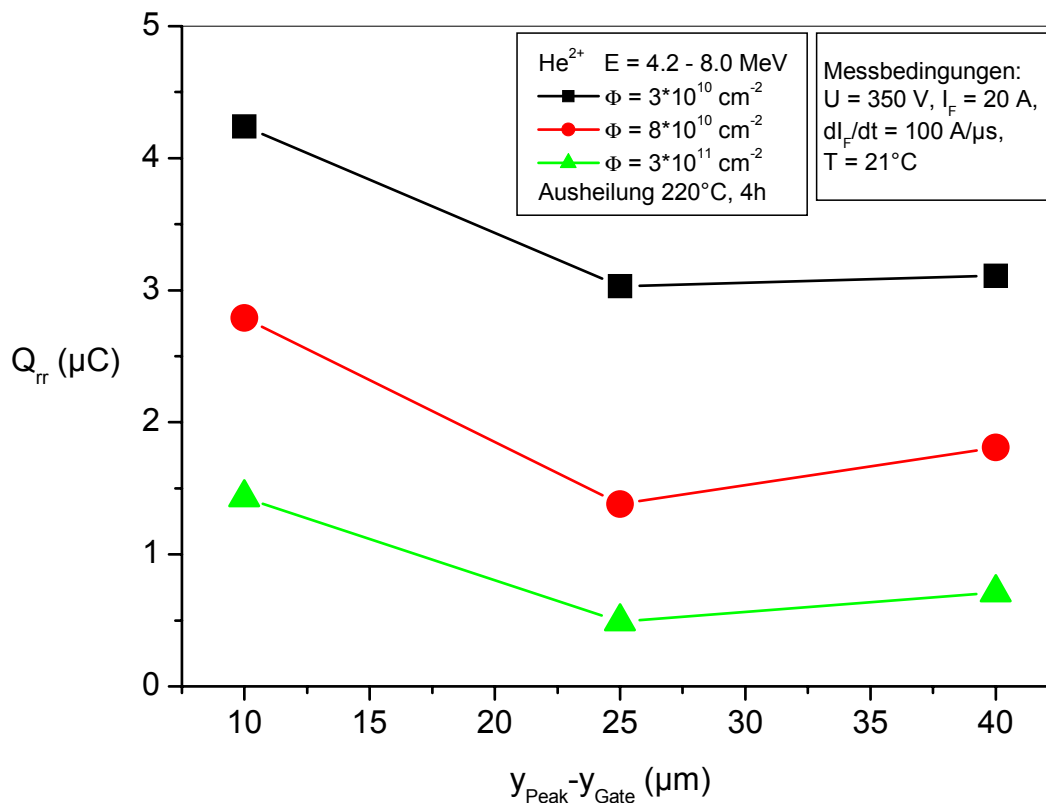


Fig. 4.21: Speicherladung Q_{rr} der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60S5 nach Heliumbestrahlung von der Sourceseite als Funktion der Ionenenergie und -fluenz.

Damit ergibt sich die optimale Wirkung aus Defektmaximum und $-tail$ bei einem Maximum, das zwischen den beiden Extremen, also in der Mitte der Basis liegt. Dieses Ergebnis steht im Kontrast zu Protonenbestrahlungen von der Source/Gateseite, die von Zhu und Chow [Zhu98] an konventionellen Leistungs-MOSFETs durchgeführt wurden. In deren Arbeit sinkt die Speicherladung Q_{rr} kontinuierlich mit zunehmender Protonenenergie. Ursache dürfte der größere Einfluss des Defekttails bei der Protonenbestrahlung sein, der im Vergleich zur Heliumbestrahlung stärker ausgeprägt ist (Fig. 4.7).

Die Q_{rr} -Werte bewegen sich in einem ähnlichen Rahmen wie nach der Elektronen- oder Protonenbestrahlung. Wie bei letzterer gilt jedoch auch bei der Heliumbestrahlung, dass es bei diesen Ausheilbedingungen nicht mehr sinnvoll ist, die Fluenz weiter zu erhöhen, da ansonsten der Sperrstrom und der Widerstand zu stark ansteigen (siehe Kap. 4.2.2.2 und 4.2.2.3).

• Defektanalyse nach Heliumbestrahlung

Auch in diesem Fall wurden in der Simulation die Konzentrationen von $VO^{(-)}$ und $V_2^{(-)}$ an Sperrstrom und Diodenabschaltkurven angepasst. Das Ergebnis zeigt Fig. 4.22.

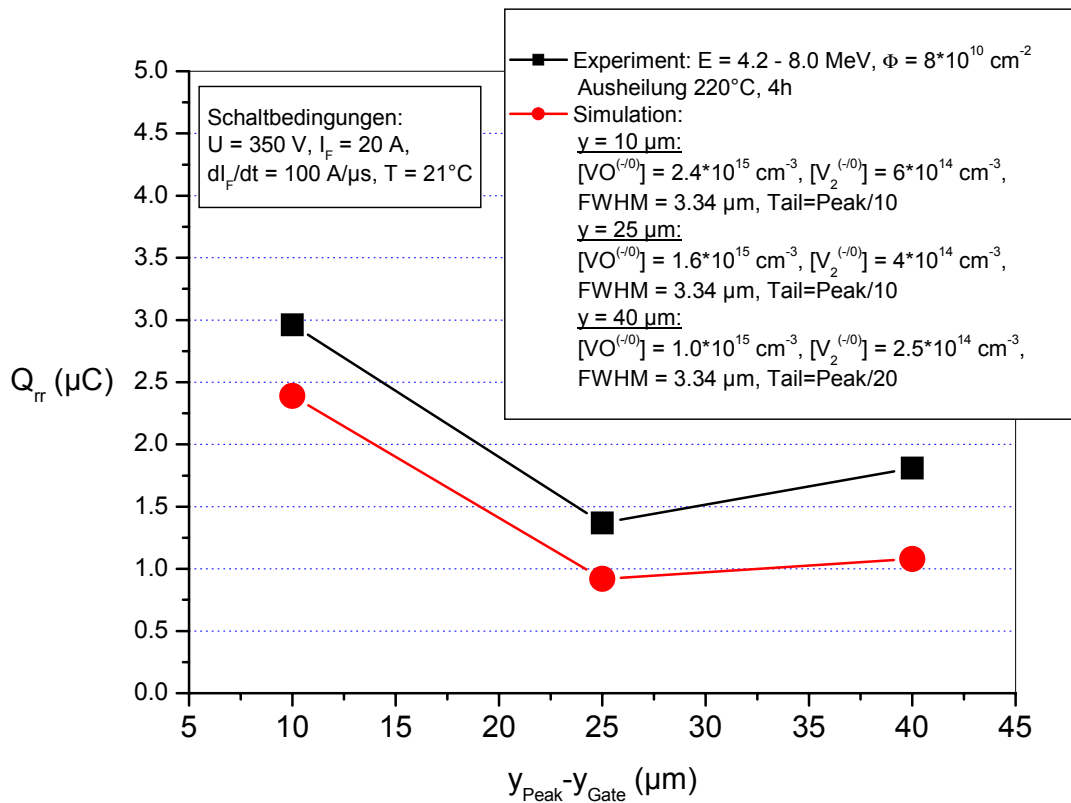


Fig. 4.22: Simulierte Speicherladung Q_{rr} der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60S5 nach Heliumbestrahlung von der Sourseseite als Funktion der Lage des heliuminduzierten Defektmaximums im Vergleich zu experimentellen Werten.

Für die größte der drei Heliumenergien wurde in der Simulation der Tail noch weiter abgesenkt, um eine bessere Übereinstimmung zu erzielen. Anders als bei den Protonen wurden die Konzentrationen der Störstellen auch für die einzelnen Energien variiert, da die Eindringtiefen relativ zueinander weiter auseinander liegen als bei der Protonenbestrahlung. Wesentlich ist, dass die Störstellenkonzentrationen im Defektmaximum bereits an die Dotierung der n-Epitaxieschicht heranreichen oder diese sogar übertreffen. Dies macht sich im $R_{DS(on)}$ und der Diodenvorwärtsspannung bemerkbar, da eine große Zahl freier Ladungsträger an den tiefen Störstellen eingefangen wird. Die Relation zwischen Q_{rr} und der Defektpeaklage wird qualitativ gut abgebildet. Für die Absolutwerte der Defektprofile gelten

allerdings die gleichen Einschränkungen wie bei der Protonenimplantation und Messungen des Defektprofils wären für genauere Simulationsrechnungen notwendig.

- **Abklingverhalten**

Neben der eigentlichen Abschaltgeschwindigkeit der Reversdiode ist auch die Steilheit des Stromabfalls nach der Rückstromspitze von Interesse, da ein hohes di/dt bei zu großen Streuinduktivitäten im Schaltkreis Spannungsspitzen an der Diode erzeugt, die eine große Belastung der Diode darstellen und zur Zerstörung führen können. Da die Stromsteilheiten schwer zu messen sind und in die Höhe der Spannungsspitze auch die Größe der Rückstromspitze I_{rm} eingeht, wurde für den Vergleich der verschiedenen Bestrahlungsmethoden die an der Reversdiode auftretende Überspannung $U_{Diode,max} - U$ während des Stromabfalls gemessen (U : angelegte Spannung). Dabei wurde immer derselbe Schaltungsaufbau verwendet, um gleiche Streuinduktivitäten zu garantieren. Die Ergebnisse der Messung für ausgewählte Bestrahlungsvarianten, deren Q_{tr} zwischen ca. 1 und 3 μC liegt, und eine unbestrahlte Referenz zeigt **Fig. 4.23**.

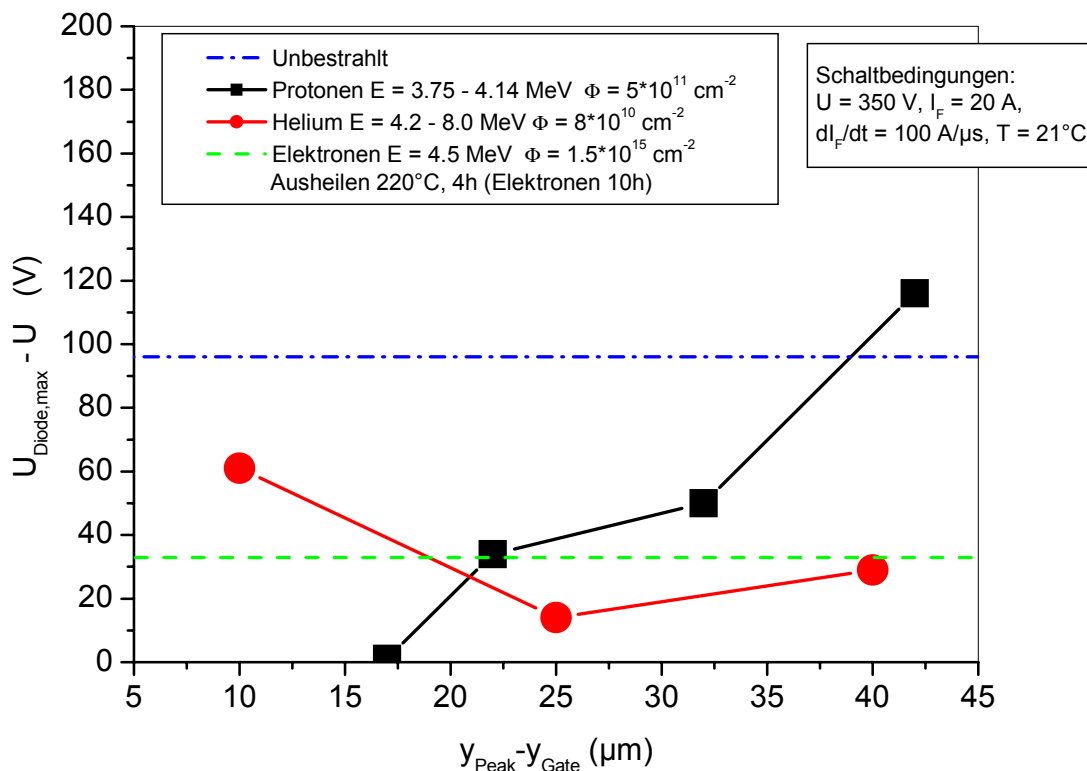


Fig. 4.23: Diodenüberspannung beim Abschalten der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60S5 nach Elektronen-, Protonen- und Heliumbestrahlung als Funktion der Teilchenenergie und -fluenz, gemessen in einer jeweils identischen Schaltung nach Fig. 2.25. Der Referenzwert einer unbestrahlten Probe ist zum Vergleich angegeben.

Bis auf eine Ausnahme wird bei allen dargestellten Bestrahlungen die Überspannung der unbestrahlten Referenz unterschritten. Einige Varianten weisen unter den angegebenen Messbedingungen fast gar keine Spannungsspitze auf. Auffallenderweise verläuft die Überspannung als Funktion der Protonen- oder Heliumenergie parallel zum Q_{tr} (siehe **Fig. 4.19** und **Fig. 4.21**), d.h. die Verbesserung wird einfach durch die wesentlich niedrigere Rückstromspitze erreicht. Nur die Protonenbestrahlung mit dem Maximum nahe der Drainseite der Driftzone erhöht die Überspannung, da gerade die Ladungsträger schnell abgebaut werden, die am Ende des Ausräumvorgangs noch vorhanden sein müssten, um ein „weiches“ Abklingen des Stroms zu ermöglichen.

Durch die Bestrahlung wird also das Abklingverhalten insgesamt leicht verbessert. Trotzdem sind nach wie vor niedrige Schaltkreisinduktivitäten notwendig, um Spannungsspitzen zu minimieren. Wird darüber hinaus von Seiten der Anwendung ein noch weiches Abschalten gefordert, müssen zusätzlich Veränderungen am Dotierprofil der Driftzone vorgenommen werden, wodurch während des Stromabfalls zusätzliche Ladungsträger bereitgestellt werden.

Trotz des nach wie vor relativ steilen Stromabfalls nach der Rückstromspitze besitzt die Rückwärtsdiode nach Elektronenbestrahlung eine hohe dI/dt - bzw. dU/dt -Festigkeit. **Fig. 4.24** zeigt Reverse-Recovery-Kurven, die bei einem dI/dt von fast 2000 A/ μ s und einem $dU/dt > 100$ V/ns aufgenommen wurden. Trotz der steilen Strom- und Spannungsflanken wird das Bauelement nicht zerstört. In Kap. 2.4.2 wurde erläutert, dass diese Robustheit des Kompensationsbauelements auf das laterale elektrische Feld in der RLZ zurückzuführen ist, das den Löcherstrom auf die p-Säule konzentriert und somit einen lateralen Löcherstrom durch die p-Wanne verhindert, der den parasitären Bipolartransistor einschalten könnte [Deb02, Fra04].

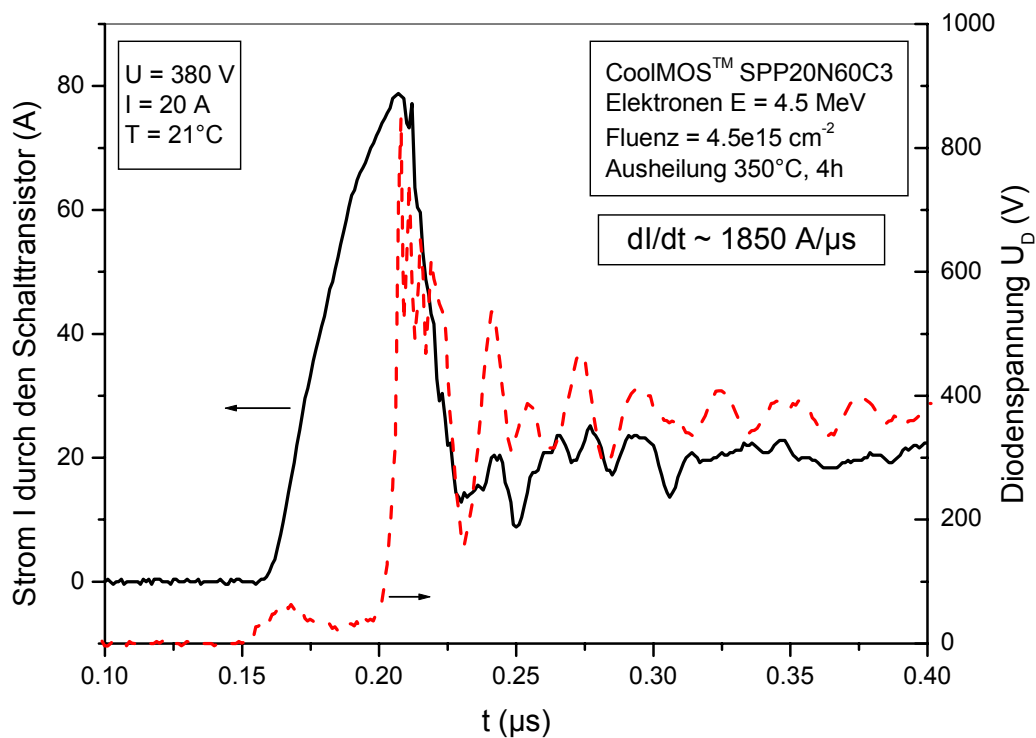


Fig. 4.24: Reverse-Recovery-Vorgang der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60C3 nach Elektronenbestrahlung bei sehr steilen Stromflanken.

4.2.1.2 Durchlassverhalten der internen Diode

Fig. 4.25 zeigt den Trade-Off zwischen der Speicherladung Q_{rr} und der Vorwärtsspannung U_{SD} der Rückwärtsdiode für die verschiedenen Bestrahlungsmethoden. Für $Q_{rr} > 1 \mu\text{C}$ ist kein nennenswerter Anstieg der Diodenspannung mit abnehmendem Q_{rr} zu verzeichnen. Erst bei noch kleinerem Q_{rr} steigt die Vorwärtsspannung schnell an. Insbesondere die Elektronenbestrahlung mit hoher Fluenz und 220°C-Ausheilung bewirkt einen deutlichen Anstieg. Im Gegensatz dazu weist die Elektronenbestrahlung mit 350°C-Ausheilung im Vergleich zu Protonen und Helium den besten Trade-Off auf. Die Unterschiede sind jedoch sehr gering und u.U. auch auf die verwendeten unterschiedlichen CoolMOS™-Typen zurückzuführen.

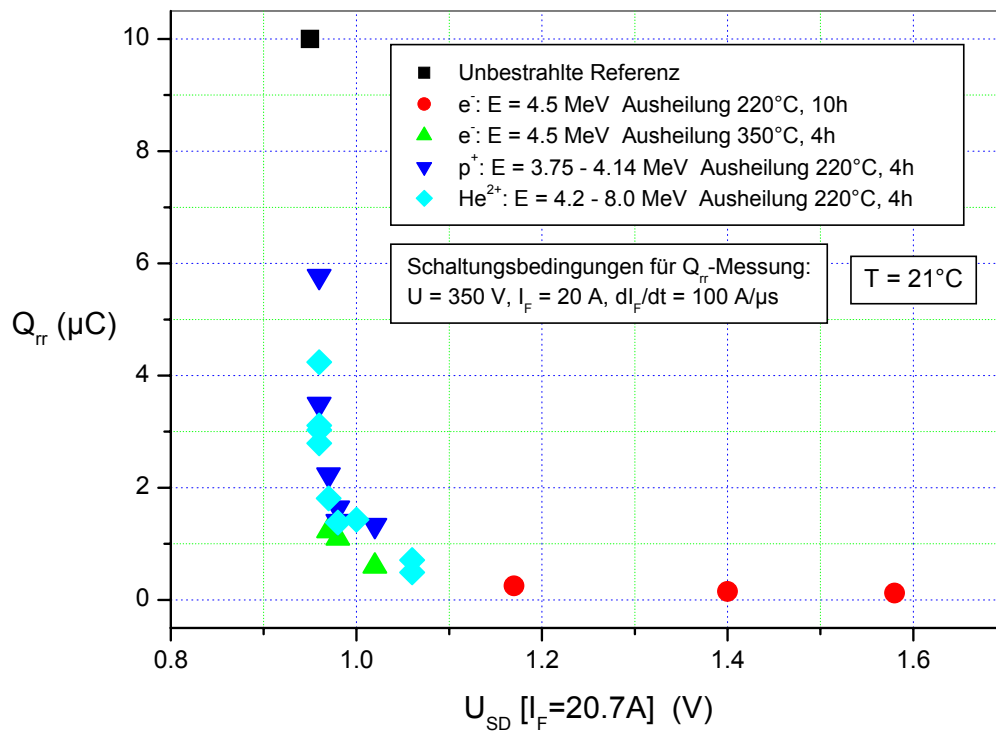


Fig. 4.25: Trade-Off zwischen Speicherladung und Vorwärtsspannung der Rückwärtsdiode des CoolMOS™ SPP20N60S5 (p^+ , He^{2+}) und des CoolMOS™ SPP20N60C3 (e^-) nach Bestrahlungen mit Elektronen, Protonen oder Heliumionen

4.2.2 Transistoreigenschaften

Es wurde bisher gezeigt, dass sowohl mit Elektronen- als auch mit Protonen- oder Heliumbestrahlung die Speicherladung der internen CoolMOS™-Reversdiode auf etwa ein Zehntel des unbestrahlten Bauelements reduziert werden kann, ohne dass die Diodenvorwärtsspannung nennenswert ansteigt. Auch die während des Kommutierens auftretende Diodenüberspannung kann mit allen Methoden leicht verbessert werden. Für die Auswahl der optimalen Methode geben nun die Kosten, die technische Durchführbarkeit und vor allem die ebenfalls beeinflussten elektrischen Kenngrößen des Transistors an sich den Ausschlag.

4.2.2.1 Durchbruchspannung

Neben dem $R_{DS(on)}$ ist die Durchbruchspannung BV_{DSS} die wichtigste Größe eines Kompensationsbauelements. Wie bereits erläutert wurde, ist die Sperrfähigkeit maßgeblich durch die Ladungskompensation zwischen den p- und n-dotierten vertikalen Säulen in der Driftzone bestimmt. Bereits Abweichungen von der Kompensation im Bereich weniger Prozent haben starke Änderungen von BV_{DSS} zur Folge [She99, Deb01].

- **Protonenbestrahlung**

Nach den SR-Messungen in Kap. 4.1.3.2 war zu erwarten, dass sich die Durchbruchspannung nach Protonenimplantation aufgrund der induzierten, Wasserstoff-korrelierten flachen Donatoren ändern würde. In der Tat beobachtet man einen mit der Protonenfluenz zunehmenden Effekt (Fig. 4.26).

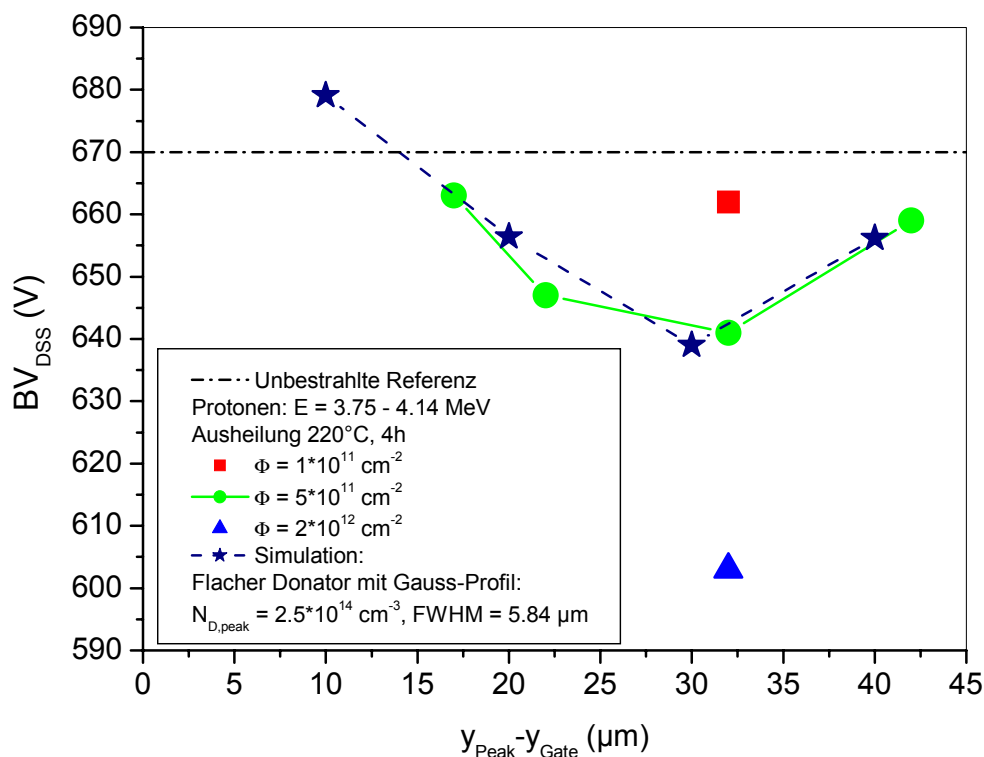


Fig. 4.26: Durchbruchspannung BV_{DSS} des CoolMOS™ SPP20N60S5 nach Protonenbestrahlung von der Drainseite als Funktion der Protonenenergie und -fluenz. Zum Vergleich sind Simulationen mit zusätzlichen protoneninduzierten flachen Donatoren dargestellt.

Bei der höchsten Fluenz von $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ sinkt die Durchbruchspannung von 670 V auf 603 V. Neben der Fluenz- gibt es auch eine Energieabhängigkeit, wie sie für die mittlere Fluenz von $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ untersucht werden konnte. Der Kurvenverlauf lässt sich mit Hilfe der Simulation verstehen. Nimmt man an, dass etwa $2.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ flache Donatoren im Defektmaximum gebildet werden und die auch für Rechnungen mit tiefen Störstellen verwendete FWHM = $5.84 \mu\text{m}$ als Breite eines Gauß-Profiles aus flachen Donatoren anzusetzen ist, die sich zu der Dotierung des unbestrahlten Bauelements addieren, weist die Simulationskurve eine hervorragende Übereinstimmung mit den experimentellen Werten auf. Laut **Fig. 4.11** bzw. **Fig. 4.12** würde man für eine Fluenz von $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ etwas weniger Donatoren im Maximum erwarten. Dies kann folgende Ursachen haben: Die Breite des Donatormaximums wurde in der Simulation unterschätzt oder es gibt zusätzliche Dotierungseffekte durch tiefe Störstellen, insbesondere im p-Material, wie sie im folgenden für die Elektronen- bzw. Heliumbestrahlung dargestellt werden.

Die Abhängigkeit von der Lage des protoneninduzierten Donatormaximums lässt sich nach **Fig. 4.27** wie folgt erklären. Im CoolMOSTM vor der Bestrahlung liegt eine Feldverteilung mit einem Maximum ungefähr in einer Tiefe von $20 \mu\text{m}$ vor (**Fig. 2.13**). Durch den Protonenbeschuss entstehen zusätzliche flache Donatoren, die das ursprüngliche Ladungsgefüge in der RLZ stören.

Liegt das Donatormaximum tiefer als das Feldmaximum, wird die in diesem Bereich ohnehin vorhandene n-Lastigkeit weiter verstärkt und der Gradient des Felds wird noch steiler. Damit ist die Fläche unter dem Feldprofil bei Erreichen der Durchbruchfeldstärke etwas kleiner, die Durchbruchspannung sinkt. Ist das Donatormaximum andererseits flacher angesiedelt als das Feldmaximum, kompensieren die flachen Donatoren die dort vorhandene p-Lastigkeit und der Feldgradient wird kleiner. Das bedeutet, die Durchbruchspannung steigt. Genau dieses Verhalten beobachtet man im Experiment und in der Simulation.

Mutmaßlich wäre also eine Protonenreichweite nahe des Gateoxids sogar in der Lage, die Durchbruchspannung anzuheben, was auch für die Trägerlebensdauerabsenkung günstig wäre. Dies kann aber für das Gateoxid u.U. gefährlich sein. Außerdem zeigt die Avalanche-festigkeit gravierende Einbußen bei zunehmender n-Lastigkeit (Kap. 4.2.3.1).

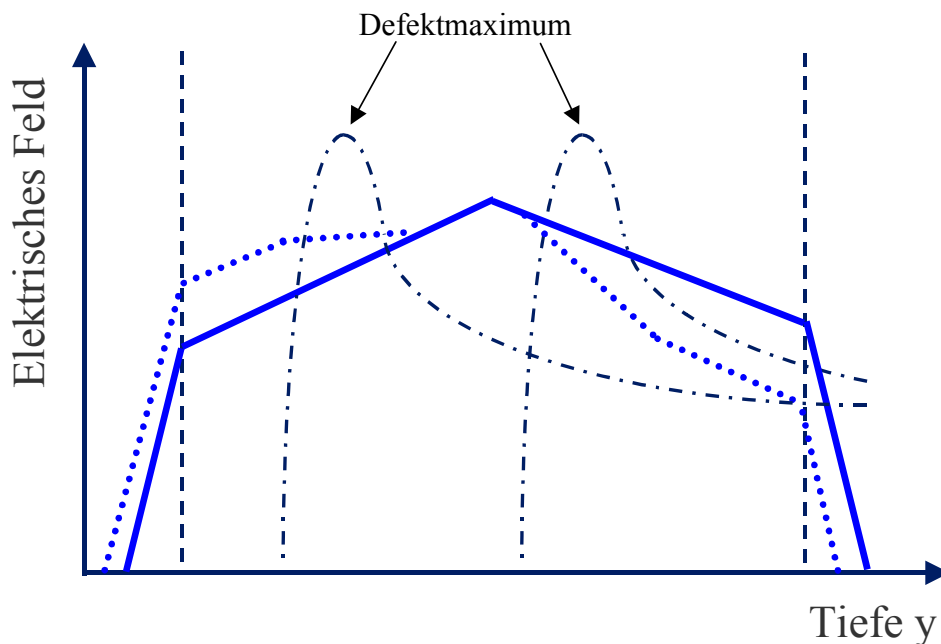


Fig. 4.27: Wirkung von protoneninduzierten flachen Donatoren auf die elektrische Feldverteilung (durchgehende Linie: vor Bestrahlung; gepunktete Linie: nach Bestrahlung)

Aufgrund der durchgeführten Temperversuche im Rahmen der SR-Messungen ist zu erwarten, dass die flachen Donatoren erst ab etwa 500°C ausheilen. Bei diesen Temperaturen sind jedoch die Rekombinationszentren, die eine signifikante Absenkung der Trägerlebensdauer bewirken, bereits verschwunden. Als Konsequenz ist bei der Protonenbestrahlung von Kompensationsbauelementen stets mit Änderungen der Durchbruchspannung zu rechnen, wenn die gewählte Fluenz hoch genug ist, um Wasserstoff-korrelierte Donatoren in solcher Zahl zu erzeugen, dass sie gegenüber der Ausgangsdotierung ins Gewicht fallen.

- **Elektronenbestrahlung**

Überraschenderweise sind Änderungen der Durchbruchspannung auch nach Elektronen- oder Heliumimplantationen festzustellen, obwohl die Existenz flacher Störstellen in diesen Fällen nicht bekannt ist. Die experimentell ermittelte Durchbruchspannung nach Elektronenbestrahlung ist in Fig. 4.28 als Funktion der Fluenz und Ausheilung dargestellt.

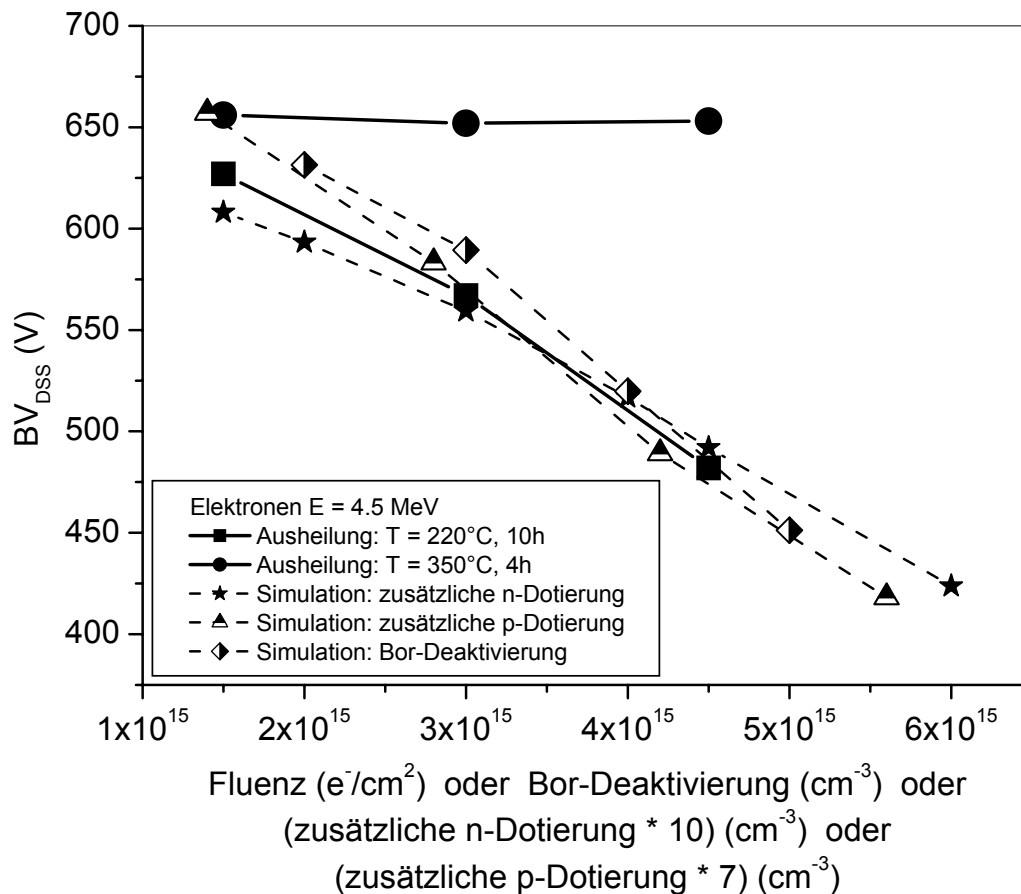


Fig. 4.28: Durchbruchspannung BV_{DSS} des CoolMOS™ SPP20N60C3 nach Elektronenbestrahlung als Funktion der Fluenz. Zum Vergleich sind Simulationen mit zusätzlicher homogener Dotierung oder Deaktivierung des Bor dargestellt.

Nach der Ausheilung bei 220°C sinkt die Durchbruchspannung bei der höchsten Fluenz mehr als 150 V ab. Die Bauelemente erreichen wieder ihre ursprüngliche Durchbruchspannung nach einer Temperung bei 350°C für 4h.

Bei der SR-Messung konnten aufgrund der in Kap. 4.1.3.2 genannten Einschränkungen keine Änderungen der Leitfähigkeit nachgewiesen werden. Änderungen der Durchbruchspannung sind nur möglich, wenn in der RLZ zusätzliche Ladungen auftreten. Außer flachen Donatoren oder Akzeptoren

können das nur tiefe Donatoren in der oberen Hälfte, Akzeptoren in der unteren Hälfte oder Störstellen in der Mitte der Bandlücke sein. Allgemein muss das Niveau eine zumindest geringe Besetzungswahrscheinlichkeit für einen geladenen Zustand in der RLZ besitzen, um durch seine Ladung in Erscheinung zu treten. Eine weitere Möglichkeit, die auch von Coffa [Cof99] beschrieben wird, ist die Deaktivierung oder Passivierung flacher Dotieratome durch die Bestrahlung.

Bei den DLTS-Messungen an elektronenbestrahltem n-Silizium nach 220°C-Ausheilung erscheint höchstens das Niveau bei $E_C - 0.32$ eV als möglicher Donator. Es wird u.a. mit einem VOH_x -Komplex in Zusammenhang gebracht, der durch eine Verunreinigung mit H entstehen kann. Auch im CoolMOSTM ist u.U. Wasserstoff als Verunreinigung vorhanden, der beim Ätzen von Justiermarken ins Silizium eindringt. Es ist also denkbar, dass durch die Elektronenbestrahlung wie bei der Protonenbestrahlung wasserstoff-korrelierte flache Donatoren gebildet werden. Alle anderen Niveaus im n-Silizium sind als Akzeptoren bekannt und daher in der RLZ ungeladen.

Im p-Silizium finden wir nach 220°C-Ausheilung mutmaßliche Komplexe mit dem Dotieratom Bor (B_iB_s , B_iC_s), die bei 350°C nicht mehr nachzuweisen waren, und den Donator $\text{V}_2^{(0+)}$. Niveaus in der Mitte der Bandlücke wurden weder in p- noch in n-Material gefunden.

Aufgrund des stimmigen Ausheilverhaltens liegt die Vermutung nahe, dass die Bestrahlung Bor-Dotieratome als flache Akzeptoren deaktiviert oder passiviert, indem das Bor auf substitutionellen oder interstitiellen Gitterplätzen in Defekte eingebaut wird. Diese Vermutung kann aber nicht bewiesen werden. Auch Simulationen, bei denen eine zusätzliche homogene flache n- oder p-Dotierung oder die Passivierung des Bors angenommen werden (**Fig. 4.28**), erlauben keine schlüssige Entscheidung. Man erkennt jedoch, dass die zur Erklärung der Daten notwendigen flachen Dotierungen in der Größenordnung der tiefen Störstellen von ca. 10^{14} cm^{-3} liegen. Nur für den Fall der Bor-Passivierung sind mehr als 10^{15} cm^{-3} an deaktivierten Bor-Akzeptoren notwendig.

- **Heliumbestrahlung**

Auch nach Heliumbestrahlung beobachtet man Änderungen der Durchbruchspannung (**Fig. 4.29**), die bei den eingesetzten Fluenzen bis $3 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} höchstens 30 V gegenüber den Referenzwerten betragen.

Interessanterweise steigt die Durchbruchspannung bei $y_{\text{Peak}} = 10$ μm tatsächlich an, wie es für Protonenbestrahlungen in diesem Bereich von der Simulation vorhergesagt wird (**Fig. 4.26**).

Über die mikroskopischen Ursachen können wie im Falle der Elektronenbestrahlung nur Mutmaßungen angestellt werden. Die in der SR-Messung in n-Silizium (**Fig. 4.13**) zu beobachtende Abnahme der Leitfähigkeit wird durch die tiefen Akzeptoren erklärt, die aber in einer RLZ unbesetzt und daher ungeladen sind. Die Abhängigkeit der Durchbruchspannung von der Lage des Defektmaximums deutet darauf hin, dass ein n-dotierender oder p-kompensierender Effekt vorliegen muss, wie es z.B. bei der Passivierung der Bor-Akzeptoren oder der Entstehung wasserstoff-korrelierter Donatoren der Fall wäre.

Tatsächlich erhält man durch Annahme einer effektiven zusätzlichen n-Dotierung durch das Bestrahlungsmaximum eine qualitativ gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten (**Fig. 4.30**). Für die Simulation der mittleren Fluenz von $8 \cdot 10^{10}$ cm^{-2} wurde der ursprünglichen Dotierung ein gaußförmiger n-Dotierungspeak hinzugefügt mit einer Breite von 3.34 μm und einer Dotieramplitude, die der $\text{V}_2^{(-)}$ -Konzentration in der Q_{rr} -Simulation entspricht (**Fig. 4.22**).

Verdoppelt man die Dotierung jeweils, so erhält man eine Abhängigkeit, wie sie in etwa der höchsten Fluenz von $3 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} entspricht. Selbstverständlich ist die Vorgehensweise nur dazu geeignet, ein grobes qualitatives Verständnis für die Dotierungen zu gewinnen, welche zur Erklärung der Daten notwendig sind, und es wird nicht der Anspruch erhoben, die mikroskopischen Effekte korrekt zu beschreiben.

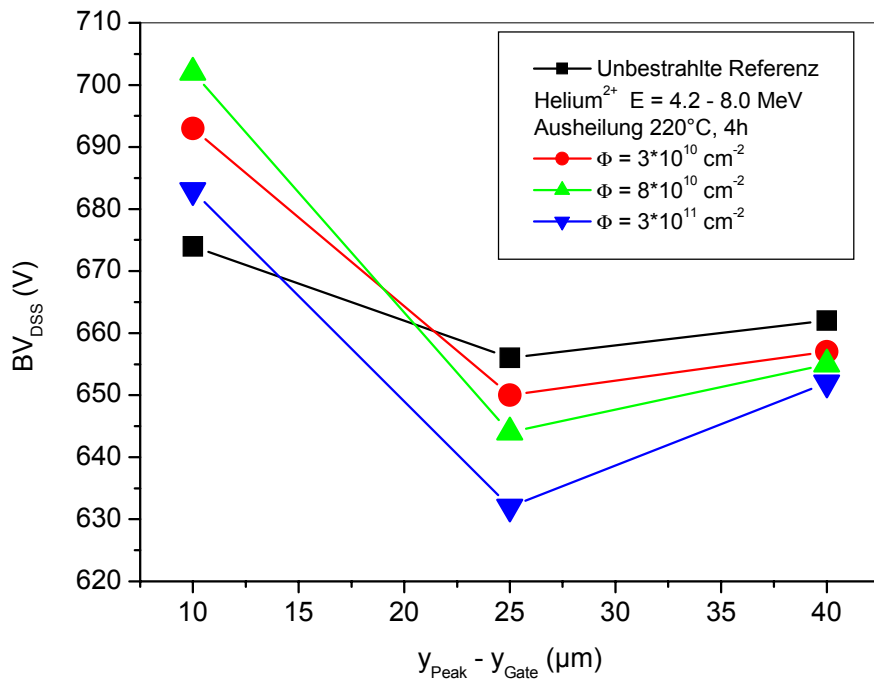


Fig. 4.29: Durchbruchspannung BV_{DSS} des CoolMOS™ SPP20N60S5 nach Heliumbestrahlung von der Sourceseite als Funktion der Ionenenergie und -fluenz. Die Werte bei festem $y_{\text{Peak}} - y_{\text{Gate}}$ stammen jeweils von einem geviertelten Wafer.

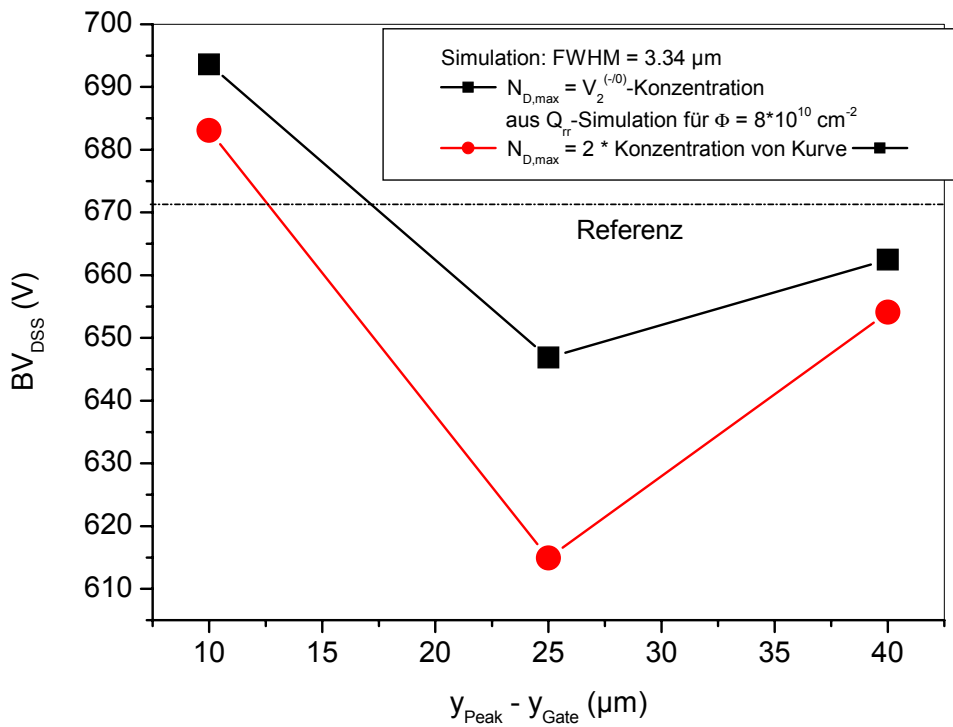


Fig. 4.30: Simulation der Durchbruchspannung BV_{DSS} des CoolMOS™ SPP20N60S5 nach Heliumbestrahlung von der Sourceseite durch einen zusätzlichen gaußförmigen n-Dotierungspeak nach Maßgabe der Q_{rr} -Simulation (Fig. 4.22).

Aufgrund der vorliegenden Versuchsdaten kann man zusammenfassend feststellen, dass die Protonenbestrahlung hinsichtlich einer BV_{DSS} -Absenkung am kritischsten zu beurteilen ist, vor allem da die flachen protoneninduzierten Donatoren erst bei hohen Temperaturen ausheilen. Dahingegen können bei der Elektronenbestrahlung Einbußen im BV_{DSS} durch ein Ausheilen bei 350°C vermieden und trotzdem exzellente Q_{rr} -Werte erzielt werden. Auch bei der Heliumbestrahlung, wo die BV_{DSS} -Änderungen am geringsten ausfallen, dürfte durch eine 350°C -Ausheilung wieder die Sperrfähigkeit vor der Bestrahlung erreicht werden. Allerdings ist diese These durch entsprechende Versuchsreihen noch zu bestätigen.

4.2.2.2 Durchlasswiderstand

Die SR-Messung an heliumbestrahltem n-Silizium (**Fig. 4.13**) hat deutlich gemacht, dass die Leitfähigkeit insbesondere im Bereich der Reichweite der Ionen absinkt. Dieser Effekt kann darauf zurückgeführt werden, dass Elektronen an tiefen Akzeptoren wie $V_2^{(-/0)}$ oder $VO^{(-/0)}$ eingefangen werden. Das V_2 -Niveau bei $E_C - 0.42\text{ eV}$ ist dabei wirksamer als das VO -Niveau bei $E_C - 0.16\text{ eV}$, da das Fermi-niveau zwischen den beiden Niveaus liegt und daher die Besetzungswahrscheinlichkeit für die Doppelleerstelle viel größer ist. Wie man an den in **Fig. 4.31** dargestellten Kurven sieht, ist eine deutliche Reduktion der Elektronenkonzentration bei Störstellendichten im Bereich der Ausgangsdotierung zu erwarten. Dies gilt für jede Bestrahlungsmethode, die entsprechende tiefe Akzeptoren erzeugt. Beim CoolMOSTM wird sich die geringere Konzentration freier Elektronen als Anstieg des Durchlasswiderstands $R_{DS(on)}$ bemerkbar machen.

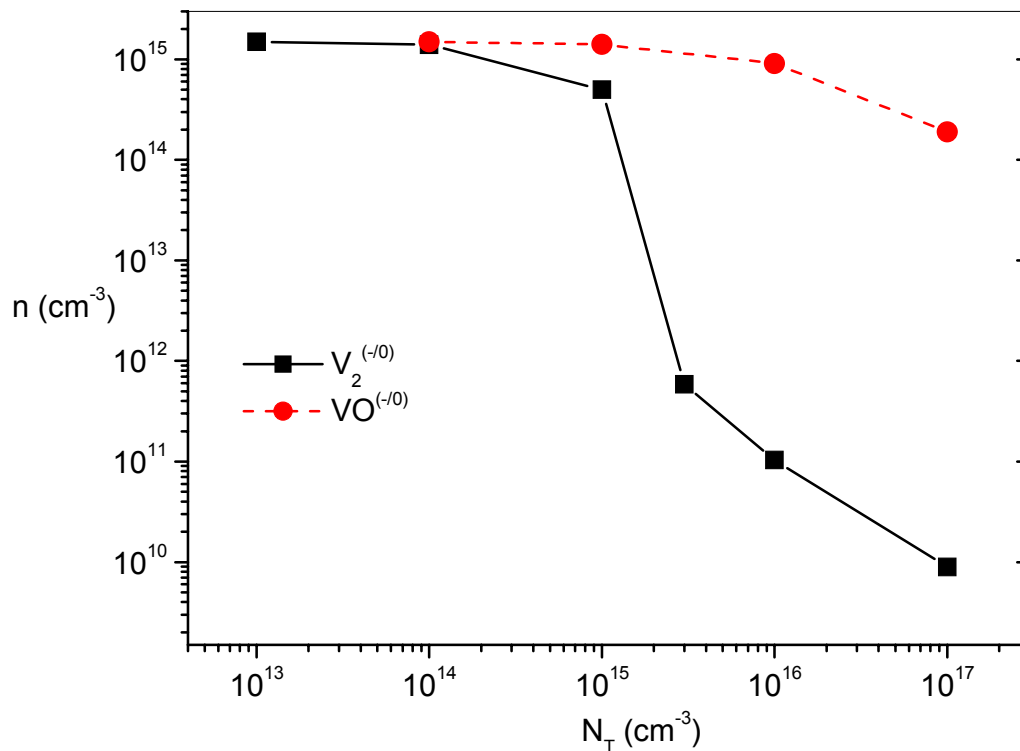


Fig. 4.31: Simulierte Elektronenkonzentration in n-Silizium der Dotierung $1.5 \cdot 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ bei $T=22^\circ\text{C}$ als Funktion der Konzentration von V_2 oder VO , wenn über zwei Kontakte an der Oberfläche im Abstand $90\text{ }\mu\text{m}$ eine Spannung von 5 mV eingepreßt wird.

In **Fig. 4.32** ist die Speicherladung Q_{rr} gegen $R_{DS(on)}$ für die drei Bestrahlungsvarianten aufgetragen. Wie erwartet ist bei niedrigem Q_{rr} , also hoher Bestrahlungsfluenz, ein Anstieg des Widerstands zu verzeichnen, der sich aber meistens unter 10% bewegt. Die Referenz schwankt im übrigen zwischen 141 und $145\text{ m}\Omega$, so dass bei vielen Punkten nicht klar ist, ob der Widerstand überhaupt steigt.

Nur bei Heliumbestrahlung mit der höchsten Fluenz von $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und Reichweiten bis zur Mitte der Driftzone ist ein starkes Anwachsen über $200 \text{ m}\Omega$ festzustellen. Offenbar werden also im Defektmaximum Störstellenkonzentrationen in der Größenordnung der n-Dotierung ($1.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) erreicht, was im Einklang mit den in der Q_{rr} -Simulation gefundenen Werten (Fig. 4.22) steht. Außerdem dürfte die Ladungsträgerbeweglichkeit durch Streuung an Störstellen leicht reduziert sein. Wird die Heliumenergie weiter auf 8 MeV erhöht, erzielt man ein $Q_{rr} = 0.71 \text{ }\mu\text{C}$ mit einem geringen Widerstandsanstieg auf $R_{DS(on)} = 153 \text{ m}\Omega$.

Auch mit Elektronen- oder Protonenbestrahlung werden sehr niedrige Q_{rr} -Werte ohne große Widerstandseinbußen erreicht. Insbesondere die Elektronenbestrahlung mit der 220°C -Ausheilung ergibt einen sehr guten Trade-Off. Die DLTS-Messungen (Fig. 4.3) zeigen in der Tat, dass die Störstellenkonzentrationen noch eine Größenordnung unter der n-Dotierung liegen. Leider ist diese Variante aufgrund ihres nachteiligen Effekts auf BV_{DSS} , Leckstrom I_{DSS} und Einsatzspannung $U_{GS,th}$ ungeeignet. Doch auch die 350°C -Ausheilung bietet ein $Q_{rr} = 0.6 \text{ }\mu\text{C}$ bei einem $R_{DS(on)} = 155 \text{ m}\Omega$.

Bei der Protonenbestrahlung wird die Wirkung der tiefen Akzeptoren wahrscheinlich teilweise durch die erzeugten flachen Donatoren kompensiert. Dieser Effekt geht aber im Schwanken der Referenz unter. Bei der höchsten Protonenfluenz von $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ist allerdings ein Anstieg des Widerstands zu beobachten.

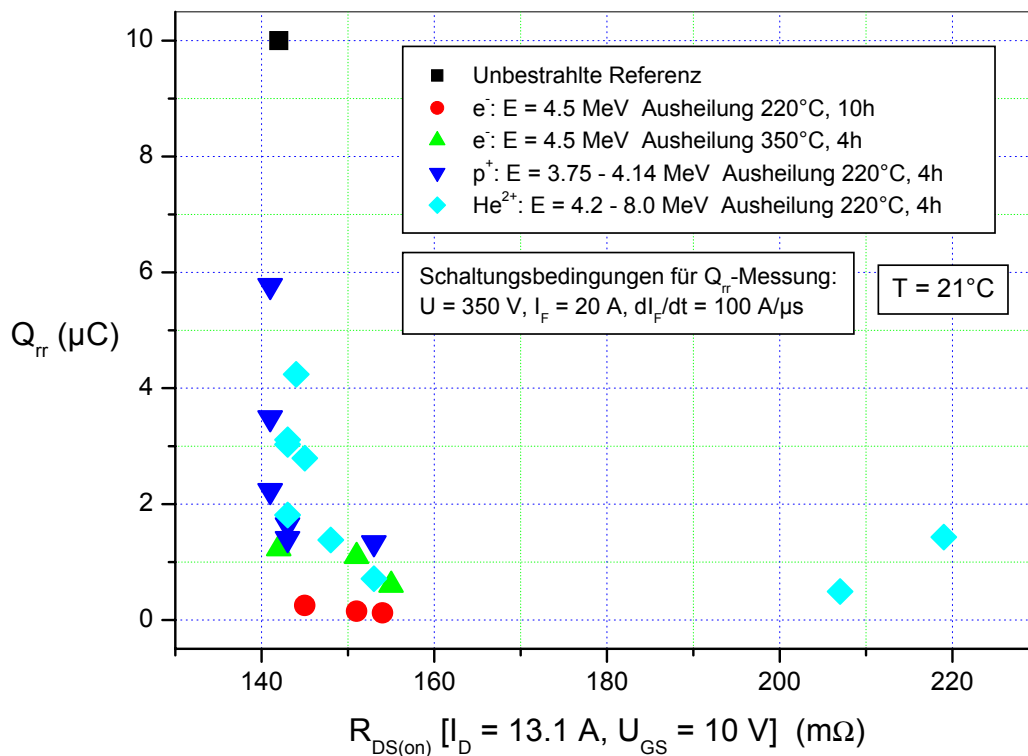


Fig. 4.32: Trade-Off zwischen Speicherladung und Durchlasswiderstand des CoolMOS™ SPP20N60S5 (p^+ , He^{2+}) und des CoolMOS™ SPP20N60C3 (e^-) nach Bestrahlungen mit Elektronen, Protonen (Drainseite) oder Heliumionen (Sourceseite)

4.2.2.3 Sperrstrom

Die bei der Bestrahlung gebildeten tiefen Störstellen verursachen in der RLZ eine erhöhte Generation, was in Kap. 4.1.1 bereits dargestellt wurde, und somit einen höheren Leckstrom I_{DSS} . Nach Gl. 4.11 steigt der Sperrstrom exponentiell mit der Temperatur an. Die Q_{rr} - I_{DSS} -Kurve ist deshalb für hohe Temperaturen besonders interessant und Fig. 4.33 zeigt dementsprechend Messwerte bei $T = 116 - 125^\circ\text{C}$. Zwei Werte für die Elektronenbestrahlung mit 220°C -Ausheilung sind nicht im Graphen enthalten, da der Sperrstrom zu hoch bzw. bei 500 V nicht messbar war.

Es lassen sich folgende Ergebnisse ableiten:

- Elektronenbestrahlung mit 350°C -Ausheilung ergibt den besten Trade-Off zwischen Speicherladung und Leckstrom. Offensichtlich können Energieniveaus in der Mitte der Bandlücke ausgeheilt werden, aber zugleich genügend Rekombinationszentren erhalten bleiben. Die DLTS-Messungen (Fig. 4.4) in n-Silizium zeigen, dass das $V_2^{(-)}$ -Niveau und das Niveau bei $E_C - 0.32$ eV bei 350°C nicht mehr vorhanden sind, welche zumindest für einen Teil des Sperrstroms verantwortlich sind.
- Heliumbestrahlung bewirkt im Vergleich den höchsten Sperrstrom, insbesondere bei $Q_{rr} < 1 \mu\text{C}$ steigt er stark an. Die Q_{rr} -Simulationen haben gezeigt, dass nach Heliumbestrahlung im Defektmaximum im Vergleich zu Protonen- oder Elektronenbestrahlung die höchsten Störstellenkonzentrationen erreicht werden, offensichtlich also auch die höchste Zahl an geeigneten Generationsniveaus.
- Es gibt einige Bestrahlungsvarianten, bei denen $Q_{rr} < 1 \mu\text{C}$ und $I_{DSS} < 1 \text{ mA}$ ist, was von Seiten der Anwendung gefordert war.

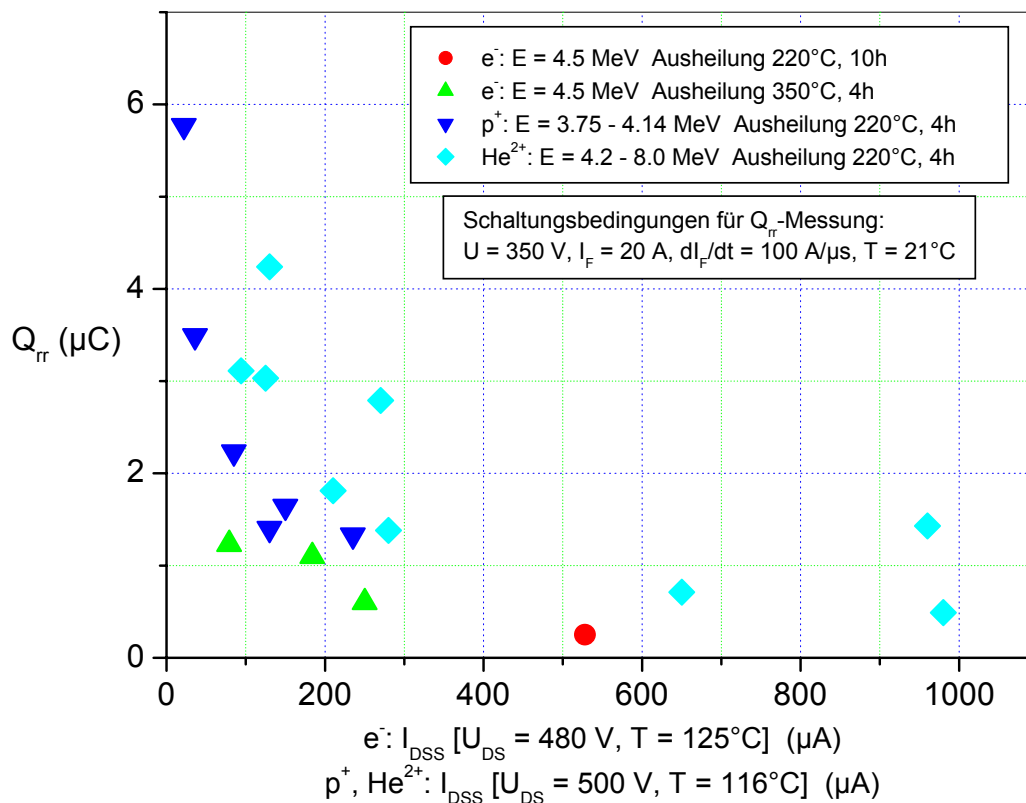


Fig. 4.33: Trade-Off zwischen Speicherladung und Sperrstrom des CoolMOS™ SPP20N60S5 (p^+ , He^{2+}) und des CoolMOS™ SPP20N60C3 (e^-) nach Bestrahlungen mit Elektronen, Protonen (Drainseite) oder Heliumionen (Sourceseite)

4.2.2.4 Einsatzspannung

Bereits in den Arbeiten von Baliga und Walden [Bal83], Frisina et al. [Fri90] sowie Zhu und Chow [Zhu98], die Leistungs-MOSFETs mit Elektronen bzw. mit Protonen von der Drainseite bestrahlt haben, um die Reversdiode zu verbessern, wird berichtet, dass die Einsatzspannung absinkt. Durch die hochenergetischen Teilchen werden im SiO₂-Gateoxid positive Haftstellenladungen und negativ geladene Grenzflächenzustände erzeugt, deren Nettoladung insgesamt positiv ist [Ma89]. Ebenfalls bekannt ist [Bal83, Fri90, Zhu98], dass mittels Ausheilung die Einsatzspannung wieder in Richtung des Ausgangswerts vor der Bestrahlung verschoben werden kann.

Die Ergebnisse dieser Arbeit stimmen mit jenen älteren Versuchen überein. Natürlich bewirkt die Protonenbestrahlung von der Drainseite keine Änderung der Einsatzspannung, da die Defektmaxima jeweils weit genug entfernt unter dem Gateoxid platziert wurden, so dass keine Protonen bis ins Oxid gelangt sind.

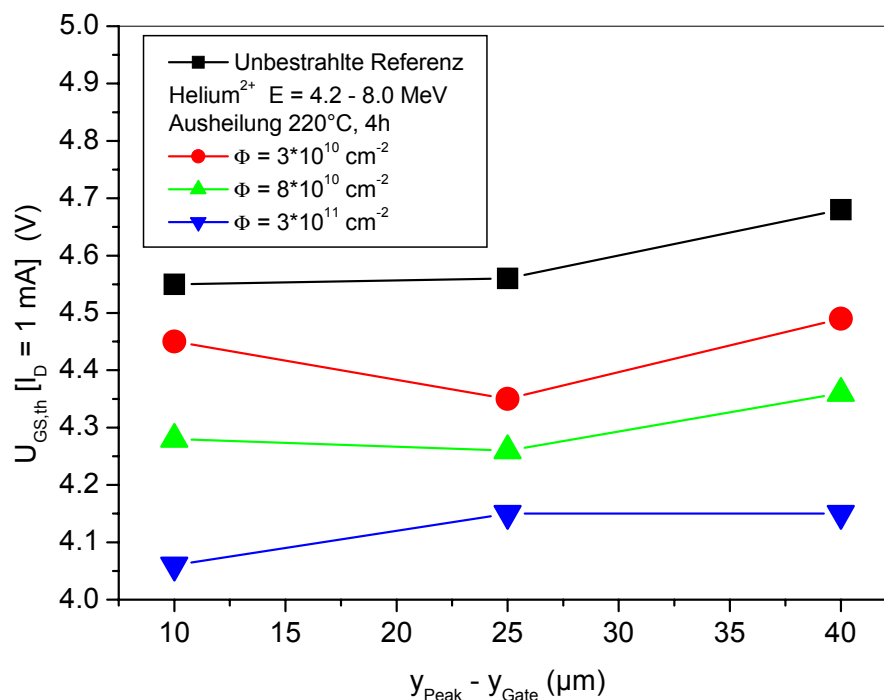


Fig. 4.34: Einsatzspannung des CoolMOS™ SPP20N60S5 nach Heliumbestrahlung von der Sourceseite als Funktion der Ionenenergie und -fluenz. Die Werte bei festem $y_{\text{Peak}} - y_{\text{Gate}}$ stammen jeweils von einem geviertelten Wafer.

Die Heliumbestrahlung von der Sourceseite dagegen zeigt einen Effekt (Fig. 4.34). Mit zunehmender Fluenz sinkt die Einsatzspannung bis auf etwa 0.5 V unter den ursprünglichen Wert. Eine Energieabhängigkeit kann nicht nachgewiesen werden. Dies ist nicht verwunderlich, da die Zone größter Schädigung jeweils deutlich unter dem Gateoxid liegt, das Oxid also nur den Einfluss des Defekttails spürt. Nach Heliumbestrahlung wurde keine Ausheilung bei höheren Temperaturen als 220°C untersucht, doch das Ausheilverhalten nach Elektronenbeschuss deutet darauf hin, dass sich bei 350°C die Einsatzspannung merklich erholen könnte.

Die Ergebnisse für die Elektronenbestrahlung zeigt Fig. 4.35. Bei einer 220°C-Ausheilung ist ebenfalls ein Absinken von $U_{\text{GS,th}}$ zu beobachten, das aufgrund der hohen Elektronenfluenz mehr als 2 V betragen kann. Nach der Ausheilung bei 350°C hat sich die Einsatzspannung fast wieder auf den Originalwert erholt, es bleibt jedoch eine Differenz von 0.3 bis 0.5 V.

Will man die reduzierte Einsatzspannung verhindern, muss vor der Bestrahlung das Bauelement so prozessiert werden, dass eine etwas höhere Einsatzspannung als Ausgangswert vorliegt.

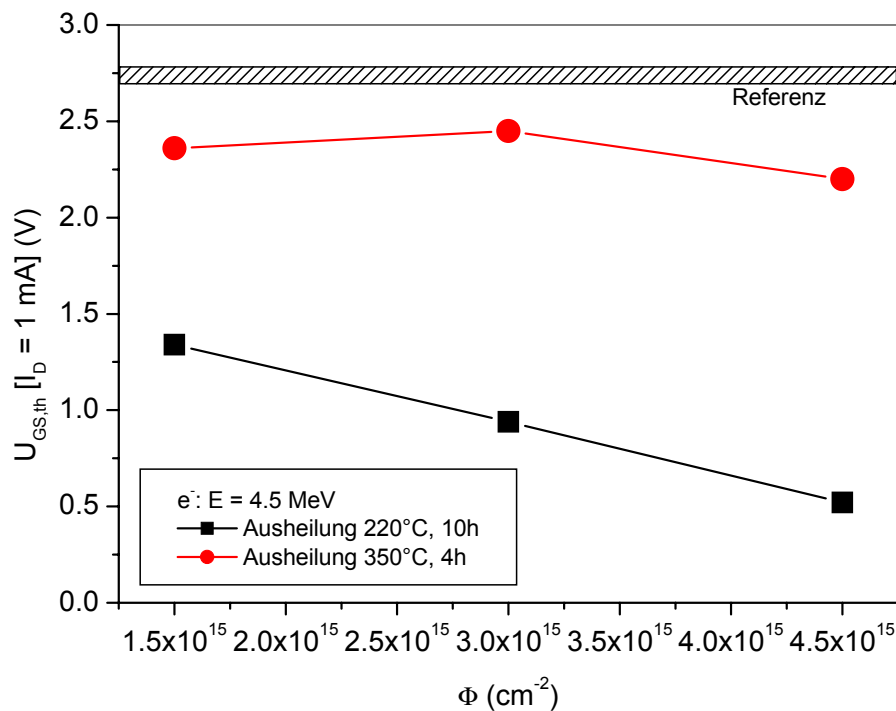


Fig. 4.35: Einsatzspannung des CoolMOS™ SPP20N60C3 nach Elektronenbestrahlung als Funktion der Elektronenfluenz und der Ausheilbedingungen.

Weitere Folgen für das Gateoxid bzw. Schäden daran konnten bisher nicht nachgewiesen werden. Beispielsweise wurde der Tunnelstrom durch das Gateoxid bei hohen Gate-Source-Spannungen nach Elektronenbestrahlung und 350°C-Ausheilung gemessen. Dabei konnten keine Unterschiede zu unbestrahlten Bauelementen festgestellt werden, was als Indikator dafür dienen kann, dass das Gateoxid unversehrt ist.

4.2.3 Avalanche­festigkeit

Bei der Optimierung der Avalanche­festigkeit in Kap. 3 wurde dargestellt, dass diese CoolMOS™-Eigenschaft maßgeblich durch die elektrische Feldverteilung beeinflusst wird. Durch die Bestrahlung entstehen Energieniveaus in der Bandlücke, die in Abhängigkeit ihres Besetzungszustands Ladungen besitzen, die das elektrische Feld verändern können. Dabei sind flache Störstellen besonders wirksam, da sie vollständig ionisiert sind. Aber auch die tieferen Niveaus werden während des Avalanche­vorgangs umbesetzt, so dass sich ihre Ladung ändert.

Da im komplexen Materialsystem des CoolMOS™ mit den p- und n-Gebieten insbesondere für die Protonen- und Heliumbestrahlung keine ausreichenden Daten über alle tiefen Defekte vorhanden sind, jedoch jeder Defekt mit seiner Ladung das Feld verändern kann, ist der Einfluss der tiefen Störstellen auf die Avalanche­festigkeit nur schwer zu modellieren, da im Gegensatz zu den Rekombinationsprozessen jeder Defekt eine Rolle spielen kann. Deshalb wurde bei Simulationen in diesem Kapitel ähnlich wie bei der Durchbruchspannung nur mit flachen Dotierungen gearbeitet, die die Ladung, die durch alle Störstellen hervorgerufen wird, nur global beschreiben. Trotzdem können damit die experimentellen Daten gut approximiert werden.

4.2.3.1 Protonenbestrahlung

Im Falle der Protonen ist diese Näherung besonders gut, da hier die Wasserstoff-korrelierten flachen Donatoren dominieren und die tiefen Niveaus annähernd zu vernachlässigen sind. Die in der Messung gefundene Abhängigkeit der Stromschwelle für die TRAPATT-Oszillationen von Protonenenergie und -fluenz zeigt **Fig. 4.36**.

Liegt das Defektmaximum bei $y_{\text{Peak}} - y_{\text{Gate}} = 30 \mu\text{m}$, steigt die Stromschwelle mit zunehmender Protonenfluenz an. Bei der mittleren Fluenz von $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ergibt sich zudem eine deutliche Energieabhängigkeit. Bei einer Protonenreichweite in der Nähe des Gateoxids wird die Avalanche-festigkeit gravierend schlechter. Eine Position bei $y_{\text{Peak}} - y_{\text{Gate}} = 30 \mu\text{m}$ scheint dagegen günstig. Ungünstigerweise ist die Energieabhängigkeit der Stromschwelle gegenläufig zur Energieabhängigkeit der Speicherladung Q_{tr} . Für kleines Q_{tr} sollte die Protonenreichweite nahe am Gateoxid liegen.

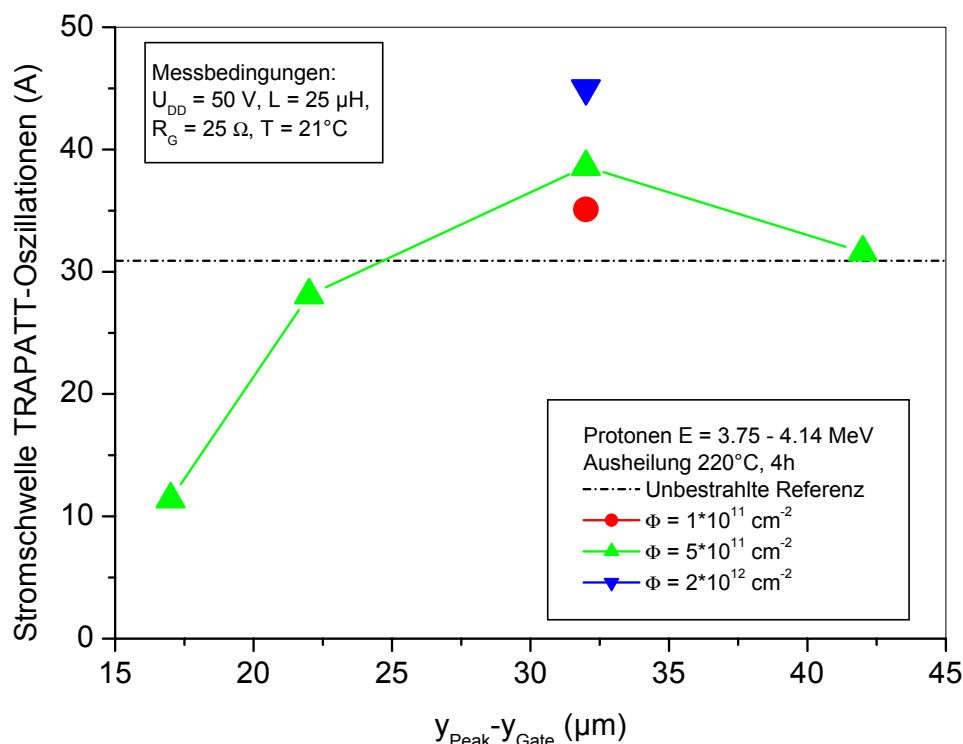


Fig. 4.36: Stromschwelle für TRAPATT-Oszillationen des CoolMOS™ SPP20N60S5 nach Protonenbestrahlung von der Drainseite als Funktion der Protonenenergie und -fluenz, gemessen in einer Schaltung nach Fig. 2.16 im Vergleich zur unbestrahlten Referenz.

Simuliert man die Avalanche-festigkeit mit der in Kap. 3 vorgestellten Störungsmethode, wobei genau wie bei der Durchbruchspannung ein gaußförmiger n-Dotierungspeak zur Berücksichtigung der Wasserstoff-korrelierten Donatoren hinzugefügt wird, ergibt sich genau die experimentell ermittelte Abhängigkeit von der Lage des Maximums (**Fig. 4.37**). Nahe des Gateoxids wird der Verstärkungskoeffizient, der das Anschwingen der TRAPATT-Oszillation charakterisiert, deutlich größer als bei einem unbestrahlten Bauelement, das keine zusätzlichen Donatoren enthält, während er bei einer Bestrahlung mit einem Donatormaximum in der Tiefe $y_{\text{Peak}} - y_{\text{Gate}} = 30 \mu\text{m}$ unter den Referenzwert sinkt. Die TRAPATT-Oszillationsschwelle liegt damit entsprechend niedriger oder höher als ohne Bestrahlung.

Die Ursachen für die gezeigte Energieabhängigkeit sind nach dem in Kap. 3 Gelernten klar. Fügt man nahe des Gateoxids Donatoren hinzu, wird die p-Lastigkeit in diesem Bereich etwas kompensiert.

Dadurch wird (siehe **Fig. 4.38**) das Feld am ersten und zweiten Bubble etwa gleich hoch, während es ohne Bestrahlung (**Fig. 3.31**) zur p-Wanne hin abnimmt. Dadurch wird die Sekundärgeneration von Ladungsträgern an den obersten zwei Feldmaxima (**Fig. 4.39** und **Fig. 3.32**) und die Neigung zu TRAPATT-Schwingungen erhöht.

Dagegen machen zusätzliche Donatoren bei $y_{\text{Peak}} - y_{\text{Gate}} = 30 \mu\text{m}$ das Feld zwischen dem vierten und fünften Bubble steiler (**Fig. 4.40**). In diesem Fall ist der Einfluss auf die Generationsrate bedeutend geringer. Man erkennt jedoch, dass die Generation zwischen dem vierten und fünften Bubble herabgesetzt ist (**Fig. 4.41**). Dies reduziert vor allem die Sekundärgeneration durch die driftenden Elektronen in der n-Säule und erschwert das Anschwingen der Oszillationen.

Eine optimale Protonenreichweite, um die Avalanche-festigkeit zu verbessern, wäre demnach $y_{\text{Peak}} - y_{\text{Gate}} \sim 25 \mu\text{m}$. Dadurch würde die Generationsrate auf der Höhe des vierten Bubbles reduziert, was einen merklichen Effekt auf die TRAPATT-Stromschwelle hätte. Gleichzeitig würde dadurch allerdings die Durchbruchspannung abgesenkt werden. Eine Kombination von verbesserter Avalanche-festigkeit und Durchbruchspannung ist dagegen nicht möglich.

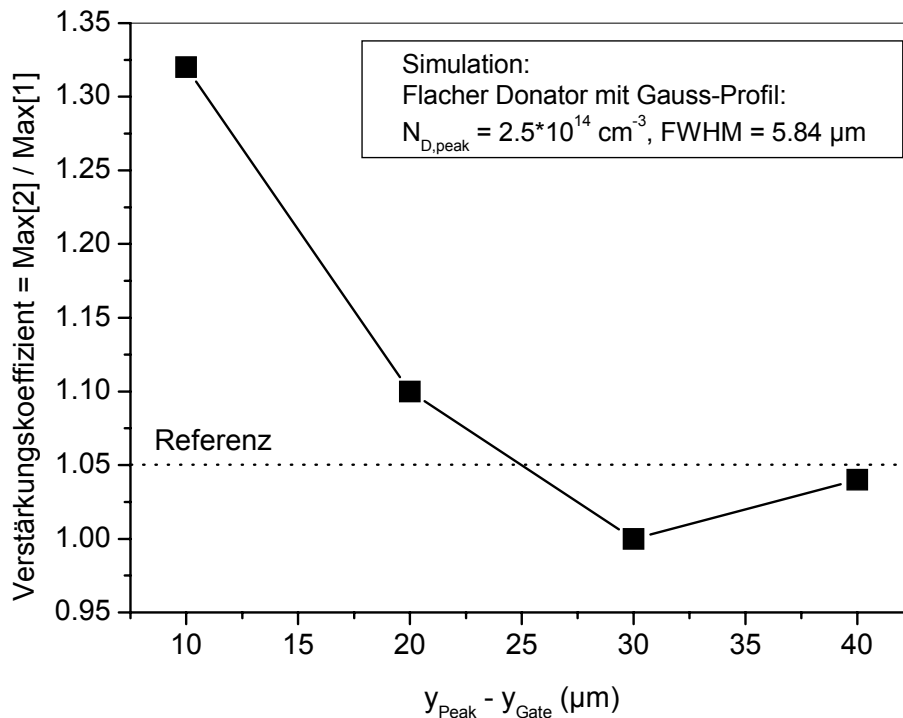


Fig. 4.37: Simulierter Verstärkungskoeffizient des CoolMOS™ SPP20N60S5 bei einer Laststromdichte $j = 115 \text{ A/cm}^2$ und einem Rechenzeitschritt von 6 ps als Funktion der Lage eines zusätzlichen gaußförmigen n-Dotierungspeaks, der sich nach Fluenz $= 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ergibt.

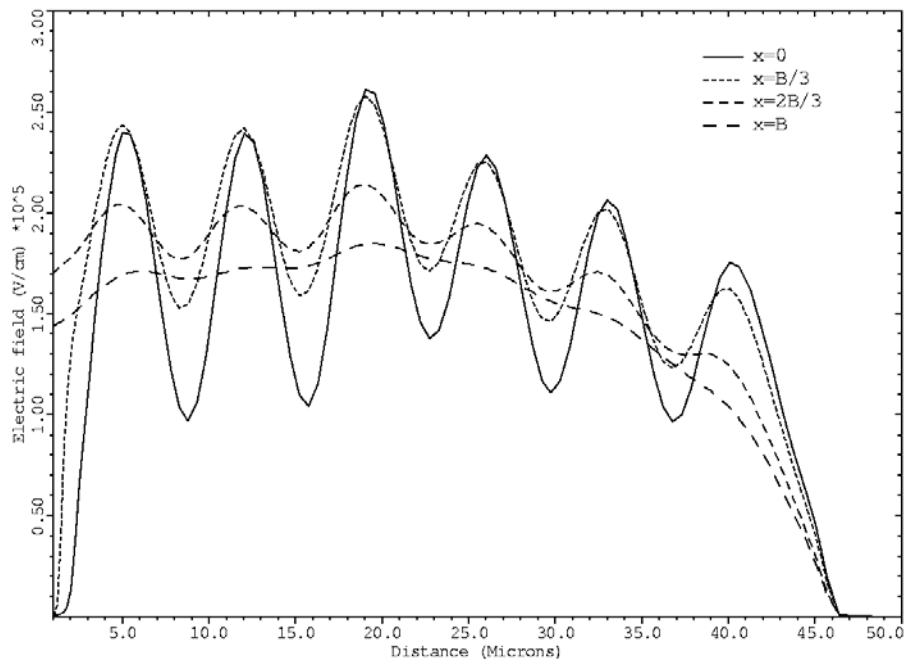


Fig. 4.38: Simulierte Feldverteilung des CoolMOS™ mit zusätzlichem Donatorpeak bei $y = 10 \mu\text{m}$ (siehe Fig. 4.37) längs vier vertikaler Schnitte unter Avalanchebedingungen bei $U_{\text{DS}} = 699 \text{ V}$ und $I_{\text{D}} = 24 \text{ A}$ ($j = 120 \text{ A/cm}^2$)

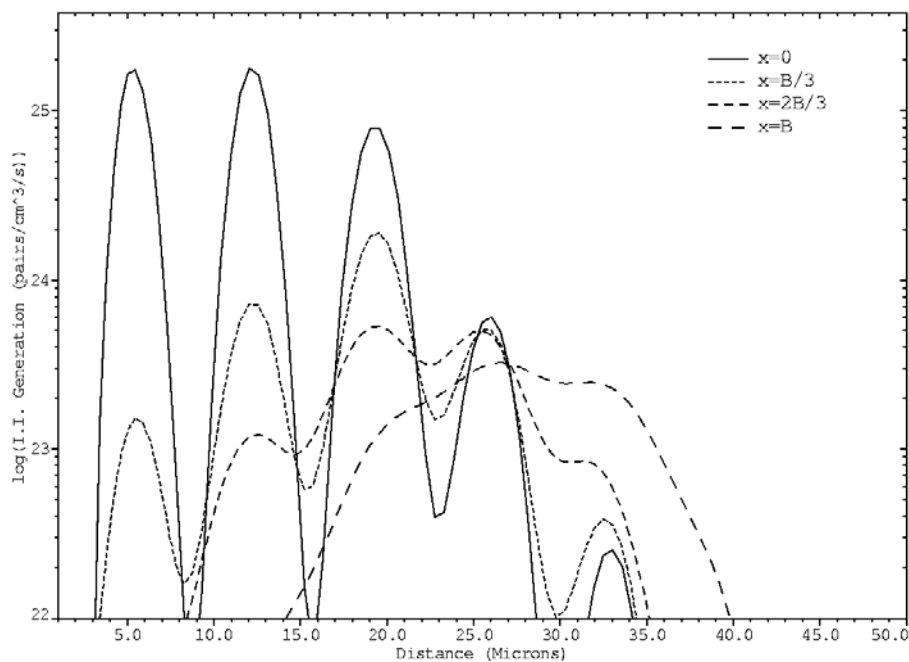


Fig. 4.39: Simulierte Stoßionisationsgenerationsrate des CoolMOS™ mit zusätzlichem Donatorpeak bei $y = 10 \mu\text{m}$ (siehe Fig. 4.37) längs vier vertikaler Schnitte unter Avalanchebedingungen bei $U_{\text{DS}} = 699 \text{ V}$ und $I_{\text{D}} = 24 \text{ A}$ ($j = 120 \text{ A/cm}^2$)

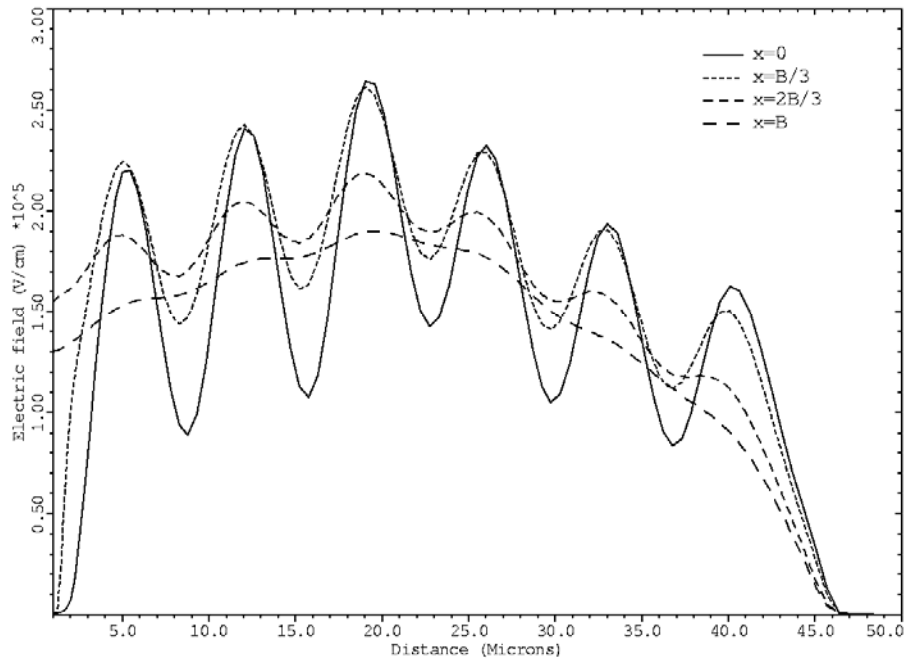


Fig. 4.40: Simulierte Feldverteilung des CoolMOS™ mit zusätzlichem Donatorpeak bei $y = 30 \mu\text{m}$ (siehe Fig. 4.37) längs vier vertikaler Schnitte unter Avalanchebedingungen bei $U_{\text{DS}} = 670 \text{ V}$ und $I_{\text{D}} = 24 \text{ A}$ ($j = 120 \text{ A/cm}^2$)

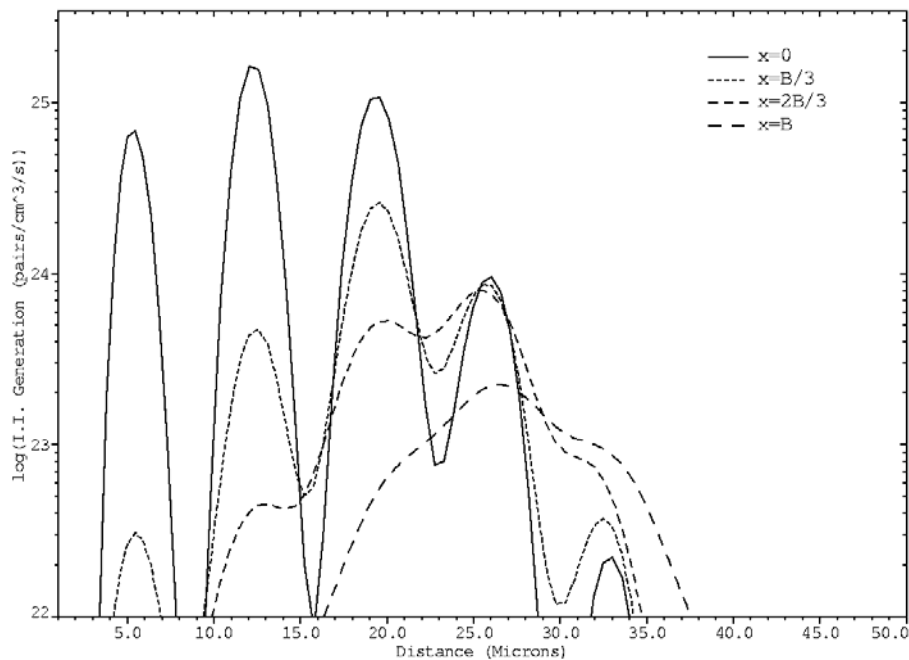


Fig. 4.41: Simulierte Stoßionisationsgenerationsrate des CoolMOS™ mit zusätzlichem Donatorpeak bei $y = 30 \mu\text{m}$ (siehe Fig. 4.37) längs vier vertikaler Schnitte unter Avalanchebedingungen bei $U_{\text{DS}} = 699 \text{ V}$ und $I_{\text{D}} = 24 \text{ A}$ ($j = 120 \text{ A/cm}^2$)

4.2.3.2 Heliumbestrahlung

Auch im Falle der Heliumbestrahlung ist ein Trade-Off zwischen Avalanche­festigkeit und Durchbruchspannung zu beobachten (Fig. 4.42 und Fig. 4.29). Ähnlich wie bei der Protonenbestrahlung sinkt die Stromschwelle für TRAPATT-Oszillationen bei einer Heliumreichweite in der Nähe des Gateoxids ab, wo es zugleich einen Anstieg von BV_{DSS} gab. Bei $y_{Peak} - y_{Gate} = 25 \mu\text{m}$ ist bei niedrigeren Fluenzen zunächst ein Anstieg der Stromschwelle zu beobachten, ebenfalls analog zum Protonenbeschuss und zum Absinken von BV_{DSS} . Doch bei der höchsten Fluenz von $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ liegt die Schwelle deutlich unter dem Referenzwert der unbestrahlten Bauelemente. Bei $y_{Peak} - y_{Gate} = 40 \mu\text{m}$ sieht man eine leichte Erhöhung der Stromschwelle.

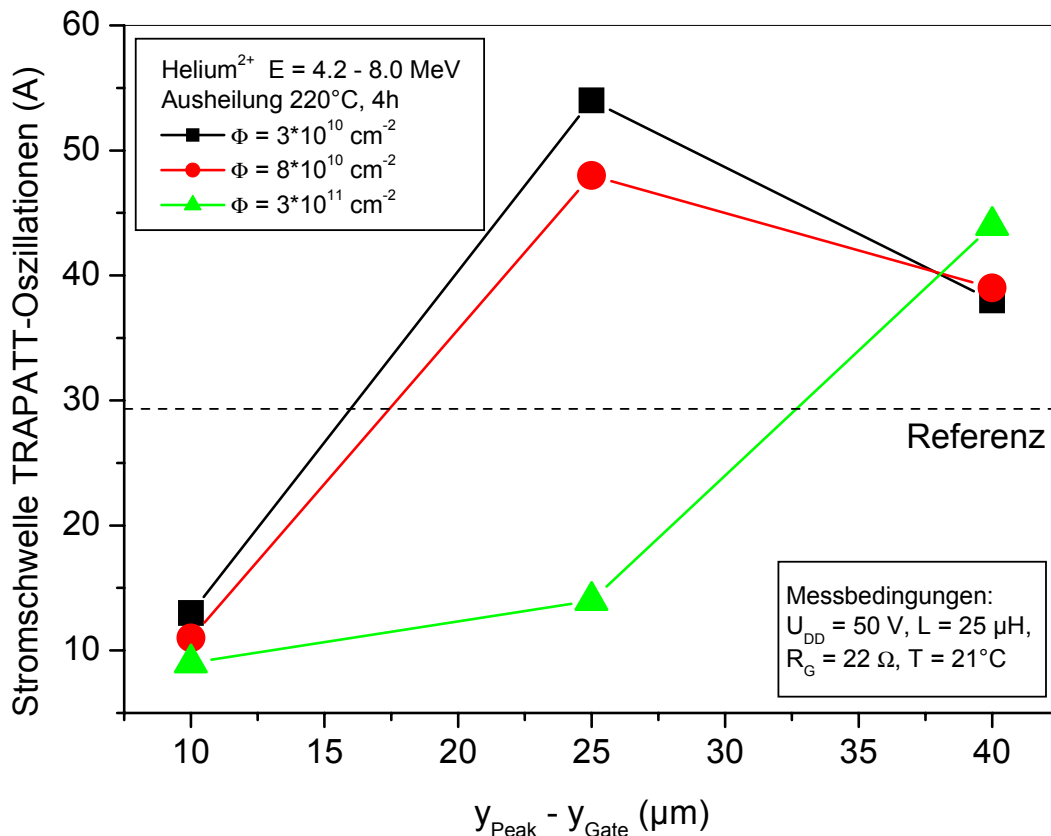


Fig. 4.42: Stromschwelle für TRAPATT-Oszillationen des CoolMOS™ SPP20N60S5 nach Heliumbestrahlung von der Sourceseite als Funktion der Ionenenergie und -fluenz, gemessen in einer Schaltung nach Fig. 2.16 im Vergleich zur unbestrahlten Referenz (Mittelwert aus 3 Wafern).

Die Abhängigkeit von der Lage des Defektmaximums legt es nahe, dass ein n-dotierender bzw. p-kompensierender Effekt zugrunde liegt. Wie in der Einleitung des Kapitels erläutert, kann eine genauere Beschreibung auf Defektebene nicht angegeben werden. Wie bei der Simulation der Durchbruchspannung nach Heliumbestrahlung wurde daher die in der Q_n -Simulation abgeleitete $V_2^{(-)}$ -Verteilung als flaches Donatorprofil hinzugefügt und damit das Anschwingen der TRAPATT-Oszillation simuliert (Fig. 4.43). Für die der Fluenz $\Phi = 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ entsprechende Simulation ergibt sich qualitativ die in der Realität beobachtete Abhängigkeit der TRAPATT-Schwelle von der Ionenenergie. Da eine n-Dotierung wie bei der Protonenbestrahlung hinzugefügt wurde, ist der Verlauf ähnlich. Die zusätzliche n-Dotierung könnte wie bereits erläutert durch eine Passivierung der Bor-Akzeptoren hervorgerufen sein, die sich effektiv wie eine n-Dotierung bemerkbar macht, oder durch die Entstehung von wasserstoff-korrelierten Donatoren, wobei der Wasserstoff durch Ätzprozesse als Verunreinigung vorliegt.

Dagegen kann das Verhalten der Stromschwelle als Funktion der Heliumenergie bei der höchsten Fluenz $\Phi = 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ nicht durch einen n-Dotierungspeak allein erklärt werden. An diesem Punkt müssten das genaue Defektprofil einschließlich des Tails und der Einfluss der tiefen Störstellen bekannt sein.

Die Heliumbestrahlung ermöglicht damit eine Verbesserung des Q_{rr} ohne Einbußen in der Avalanchefestigkeit, wenn die Heliumreichweite zwischen 25 bis 40 μm Tiefe angesiedelt ist. Die Fluenz darf etwa $5 \cdot 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ betragen, da ansonsten der Sperrstrom und der Durchlasswiderstand zu sehr ansteigen.

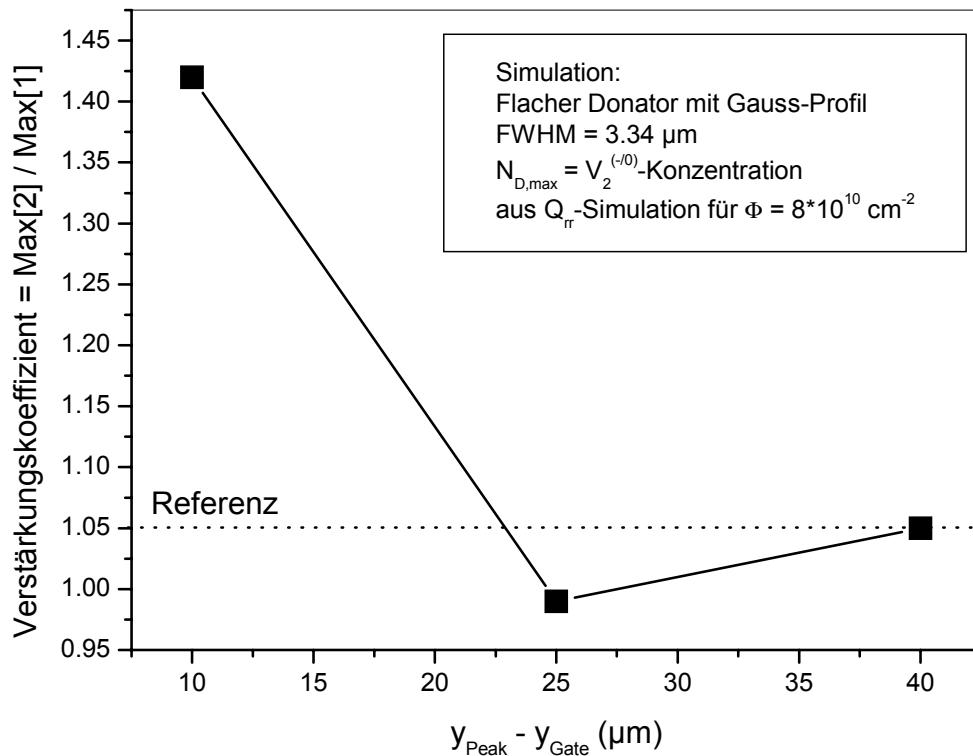


Fig. 4.43: Simulierter Verstärkungskoeffizient des CoolMOS™ SPP20N60S5 bei einer Laststromdichte $j = 115 \text{ A/cm}^2$ und einem Rechenzeitschritt von 6 ps als Funktion der Lage eines zusätzlichen gaußförmigen n-Dotierungspeaks, der sich bei Fluenz $= 8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ergibt. Die Dotieramplitude wurde von der BV_{DSS} -Simulation (Fig. 4.30) übernommen.

4.2.3.3 Elektronenbestrahlung

Das Verhalten der Avalanchefestigkeit nach Elektronenbestrahlung war überraschend. In allen bisherigen Versuchen mit $E = 4.5 \text{ MeV}$, $\Phi = 1.5 \cdot 10^{15} - 4.5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ und Ausheilungen bei $T = 220^\circ\text{C}$ oder 350°C konnte kein signifikanter Einfluss auf die Stromschwelle für TRAPATT-Schwingungen nachgewiesen werden. Andererseits war nach der Ausheilung bei 220°C die Durchbruchspannung merklich herabgesetzt. Dies ist nur durch Dotierungseffekte zu erklären, seien es flache oder tiefe Störstellen oder die Passivierung von Dotieratomen. Trifft diese Erklärung zu, würde man entsprechend auch Auswirkungen auf die Avalanchefestigkeit erwarten. Entweder müssen sich also mehrere Einflüsse gegenseitig kompensieren oder es tritt ein bisher nicht bekannter zusätzlicher Effekt auf. Unabhängig davon spricht damit natürlich ein weiteres Argument für die Elektronenbestrahlung, da der Trade-Off zwischen Q_{rr} und Avalanchefestigkeit in diesem Fall nicht beachtet werden muss.

4.3 Auswahl der optimalen Bestrahlungsmethode

Der experimentelle Vergleich von Elektronen-, Protonen- und Heliumbestrahlung am 600V-20A-CoolMOS™ SPP20N60S5 bzw. SPP20N60C3 hat demonstriert, dass alle drei Methoden dazu geeignet sind, die Abschaltgeschwindigkeit der internen Rückwärtsdiode zu erhöhen und so die elektrischen Verluste zu minimieren. Die Speicherladung Q_{tr} kann prinzipiell um den Faktor 10 gegenüber dem unbestrahlten Bauelement reduziert werden. Allerdings weisen die drei Varianten gravierende Unterschiede hinsichtlich der elektrischen Eigenschaften des CoolMOS™ nach der Bestrahlung auf.

Den besten Trade-Off, also den besten Kompromiss zwischen Diodenoptimierung und den restlichen Bauelementeigenschaften, erzielt die Elektronenbestrahlung mit einer anschließenden vierstündigen Ausheilung bei 350°C. Die Speicherladung bei $T = 125^\circ\text{C}$, $U = 350\text{ V}$, $I_F = 20\text{ A}$ und $dI_F/dt = 100\text{ A}/\mu\text{s}$ liegt dann bei etwa $1.3\ \mu\text{C}$. Das Bauelement wird auch unter Abschaltbedingungen mit sehr großem dI/dt von annähernd $2000\text{ A}/\mu\text{s}$ und entsprechend hohem $dU/dt > 100\text{ V}/\text{ns}$ nicht zerstört. Die wichtigen Eigenschaften Durchbruchspannung BV_{DSS} und Durchlasswiderstand $R_{DS(on)}$ sind nahezu unverändert bzw. steigen nur leicht um 10%. Die Diodenvorwärtsspannung U_{SD} steigt nur um 0.1 V , der Sperrstrom I_{DSS} bleibt bei $T = 125^\circ\text{C}$ deutlich unter einem 1 mA . Das leichte Absinken der Einsatzspannung $U_{GS,th}$ um etwa 0.5 V kann durch eine vorgehaltene höhere Einsatzspannung kompensiert werden. Schäden am Gateoxid konnten bisher nicht nachgewiesen werden. Darüber hinaus hat die Elektronenbestrahlung den Vorteil, dass mehrere Wafer zur Bestrahlung übereinander gestapelt werden können und der kommerzielle Zugang zu Elektronenbeschleunigern einfacher und billiger ist als bei den Ionenbeschleunigern.

Die Protonenbestrahlung von der Drainseite mit 220°C-Ausheilung besitzt den Vorzug, dass ein Einfluss auf die Qualität des Gateoxids in jedem Fall ausgeschlossen werden kann, wenn die Protonenreichweite nicht zu nah am Oxid liegt. Für ein kleines Q_{tr} wäre ein möglichst geringer Abstand des Defektmaximums vom Oxid erforderlich, was aber zum einen die Avalanchehaftigkeit merklich verschlechtert, andererseits wegen Dickenschwankungen des Wafers kritisch sein könnte. Daher muss das Maximum ungefähr bei $y_{Peak} - y_{Gate} = 25\ \mu\text{m}$ liegen, wodurch zugleich die Stromschwelle für TRAPATT-Oszillationen verbessert werden kann. Um allerdings in diesem Fall ein niedriges Q_{tr} zu erreichen, muss die Protonenfluenz so hoch sein, dass die Durchbruchspannung wegen der induzierten flachen Donatoren im Gegenzug etwa 10% sinkt, was auch durch Ausheilen bei höheren Temperaturen nicht zu verhindern sein dürfte, da die Donatoren temperaturstabiler als die meisten tiefen Störstellen sind. Der kritischste Punkt bei der Protonenbestrahlung ist damit der Q_{tr} - BV_{DSS} -Trade-Off.

Für die Heliumbestrahlung von der Sourceseite liegt die optimale Position des Defektmaximums bei $y_{Peak} - y_{Gate} = 30\text{-}35\ \mu\text{m}$. Dies gewährleistet geringes Q_{tr} sowie geringen Einfluss auf BV_{DSS} und Avalanchehaftigkeit. Die Einsatzspannung sinkt vergleichbar wie bei der Elektronenbestrahlung um etwa 0.5 V , allerdings bei 220°C-Ausheilung. Bei 350°C-Ausheilung könnte sie sich eventuell erholen. Als kritisch sind bei der Heliumbestrahlung der hohe Anstieg von I_{DSS} und $R_{DS(on)}$ anzusehen.

Bei allen drei Methoden konnte die während des Abschaltens der Rückwärtsdiode auftretende Spannungsspitze an der Diode reduziert werden, vor allem wegen der kleineren Rückstromspitze. Allerdings tritt in Schaltungen mit großer Streuinduktivität nach wie vor eine relativ hohe Überspannung auf. Wird von der Anwendungsseite eine erhebliche Verbesserung des Abklingverhaltens der Diode gefordert, müssen neben der Bestrahlung zusätzliche Veränderungen am Dotierprofil des Bauelements vorgenommen werden. Beispielsweise kennt man von Dioden das Einfügen einer zusätzlichen n-Schicht am unteren Ende der Basis. Diese Methode ist allerdings bei der Hochfluenz-Elektronenbestrahlung unwirksam, da die Lebensdauer auch in dieser Schicht zu gering ist. Am ehesten erfolversprechend scheint diese Idee bei einer Bestrahlung von der Sourceseite.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird mit Hilfe von experimentellen Untersuchungen und Computersimulationen erstmals demonstriert, wie die Avalanche­festigkeit von Leistungshalbleiter-MOSFETs, die nach dem Prinzip der Ladungskompensation hergestellt sind, deutlich erhöht werden kann. Die Optimierung wird an eigens gefertigten Labormustern gezeigt und anschließend auf ein idealisiertes Bauteil übertragen. Außerdem wird in dieser Arbeit zum ersten Mal detailliert der Einfluss von Elektronen-, Protonen- und Heliumionenbestrahlung auf derartige Bauelemente zur kontrollierten Absenkung der Ladungsträgerlebensdauer verglichen und darauf basierend ein MOSFET mit optimierter interner Rückwärtsdiode realisiert, die deutlich verringerte elektrische Verluste beim Abschaltvorgang aufweist.

Kompensationsbauelemente sind Halbleiterbauteile, die auf dem Prinzip der Ladungskompensation beruhen. Die Spannung, die ein Bauelement in Sperrrichtung aufnehmen kann, wird durch die ortsfeste Ladungsverteilung der ionisierten Dotierung zwischen den Kontakten bestimmt. Um eine hohe Spannung aufnehmen zu können, besitzt bei einem pn-Übergang gewöhnlich eine der beiden Seiten eine relativ niedrige Dotierung und damit einen hohen elektrischen Widerstand. Die geringe Anzahl von Dotieratomen in dieser Schicht erzeugt im Sperrzustand eine niedrige Raumladungsdichte und der Gradient des elektrischen Felds ist gering. Der Nachteil besteht darin, dass die spannungsaufnehmende Sperrschicht zugleich auch den Strom im eingeschalteten Zustand tragen soll, der Widerstand aber sehr hoch ist. Bei einem bipolaren Bauelement werden deshalb im eingeschalteten Zustand bewegliche Ladungsträger in die Driftzone injiziert, die den Widerstand um viele Größenordnungen reduzieren. Dieses Konzept hat den Nachteil, dass beim Kommutieren in den sperrenden Zustand die zusätzlich eingebrachte Ladung wieder entfernt werden muss.

Das Kompensationsprinzip dagegen ermöglicht einen unipolaren Stromfluss mit Majoritätsladungsträgern bei geringem Durchlasswiderstand und zugleich sehr hoher Sperrfähigkeit. Es besagt, dass die ortsfeste Ladung der Dotieratome in der leitenden Schicht im Flächenmittel senkrecht zum Stromfluss durch Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens kompensiert werden muss. Dies geschieht in einer Anordnung von alternierenden p- und n-leitenden Gebieten. Der Abstand zwischen diesen Regionen muss dabei deutlich kleiner als die Ausdehnung der Driftzone in Richtung des Stromflusses sein, damit die Kompensation zum Tragen kommt. Durch den Kompensationseffekt befinden sich im integralen Mittel in der Driftzone kaum Ladungen. Das Bauelement wird im sperrenden Zustand annähernd ein Plattenkondensator mit konstantem elektrischem Feld im Zwischenraum. Damit ist das Halbleitervolumen optimal zum Zweck der Spannungsaufnahme ausgenutzt. Im Gegensatz zum normalen hochohmigen pn-Übergang kann jedoch die Dotierung der stromleitenden Schicht in der Driftzone um einige Größenordnungen höher sein, so dass der Durchlasswiderstand sehr gering ist.

Kommerziell umgesetzt wurde das Kompensationsprinzip bisher in den vertikalen Leistungs-MOSFETs CoolMOSTM [Lor99, DMS98], der Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit war, und MDmeshTM [Sag00]. Ihre Spannungsklassen bewegen sich im Bereich 500 bis 800 V. Das Kompensationsprinzip ermöglichte eine Reduktion des flächenspezifischen Widerstands bei gleichbleibender Sperrfähigkeit gegenüber dem herkömmlichen MOSFET um etwa den Faktor 5. Gleichzeitig sinkt die Chipfläche, der interne Gatewiderstand und die Schaltzeiten.

Aufgrund der neuartigen Bauelementstruktur waren einige elektrische Eigenschaften des CoolMOSTM bisher noch wenig verstanden bzw. bedurften eines Optimierungsprozesses. Die zwei Schwerpunkte dieser Arbeit bilden die Untersuchung der dynamischen Avalanche­festigkeit und die Verbesserung der internen Diodenstruktur.

Eine wichtige Eigenschaft des Leistungs-MOSFETs, die der Hersteller dem Anwender garantiert, ist die Fähigkeit des Bauelements, einzeln oder periodisch auftretende Avalancheereignisse unter gewissen Bedingungen unbeschadet zu überstehen. Zu einem solchen Ereignis kommt es, wenn der

MOSFET abschaltet, aber die Induktivitäten im Schaltkreis eine Aufrechterhaltung des Stromflusses erzwingen. Die Spannung des Bauelements steigt dann in der Regel über den Wert der statischen Durchbruchspannung und die für den Stromfluss notwendigen Ladungsträger werden durch den Prozess der Lawinenmultiplikation erzeugt, bis der Strom auf Null zurückgegangen ist.

Durch den Vergleich von Bauelementsimulationen und eigens hergestellten Labormustern wurde der physikalische Mechanismus untersucht, der die Avalanche-festigkeit des CoolMOSTM begrenzt und den maximalen Laststrom bedingt, den die Bauelemente während eines Avalancheereignisses tragen können. Die Avalanche-festigkeit wird bei einem Kompensationsbauelement durch das Auftreten einer hochfrequenten Schwingung im GHz-Bereich limitiert, die zur Zerstörung des Bauteils führen kann. Durch Simulationen wurden die Oszillationen als die von Dioden bekannten TRAPATT-Schwingungen identifiziert, die aber durch das komplexe Dotierprofil des Kompensationsbauelements eine besondere Ausprägung erfahren. Das laterale elektrische Feld zwischen den vertikalen p- und n-Säulen führt dazu, dass sich die primär im Maximum des Felds erzeugten Ladungsträger bei ihrer Drift zu den Kontakten in der Mitte der Säulen sehr stark konzentrieren und dort durch sekundäre Generation von Ladungsträgern eine so große Ladungsdichte erzeugen, dass das elektrische Feld zusammenbricht. In Abhängigkeit des genauen Dotierprofils kann dieser Vorgang sich zu einer Schwingung mit großer Amplitude aufschaukeln. Wird das Dotierprofil dahingehend verändert, dass die Ladungsträgergeneration auf den engen Bereich einer Feldspitze konzentriert bleibt, ist die Schwingung stark gedämpft bzw. unterdrückt. Dies erreicht man dadurch, dass eine Art Mini-pn-Übergang in der Driftzone erzeugt wird, indem ein stark p-lastiger an einen stark n-lastigen Bereich grenzt, wo also in einem schmalen Bereich die exakte Ladungskompensation deutlich unter- bzw. überschritten wird.

Um einen schnellen Optimierungsprozess zu ermöglichen, wurde eine spezielle Simulationsmethode entwickelt, bei der die Schwingung bewusst durch eine Störung angeregt und verfolgt wird, ob sich die Oszillation verstärkt oder dämpft. Damit konnten sehr effektiv verschiedene Dotierprofile verglichen und eine optimierte avalanche-festere Variante ermittelt werden.

Nach Maßgabe der Simulationen wurden Testbauelemente gefertigt, an denen die theoretischen Vorhersagen validiert werden konnten. Ergebnis war ein deutlich avalanche-festeres Bauelement über den gesamten Schwankungsbereich der Fertigung mit nur minimal reduzierter Sperrfähigkeit.

Das solchermaßen bestätigte Simulationsmodell wurde in der Folge auf ein allgemeineres, eigentlich „ideales“ Kompensationsbauelement übertragen, das zunächst den Vorgaben eines theoretischen Modells von Chen [Che01] entsprach. Auch hier musste das Dotierprofil so geändert werden, dass eine dominante Feldspitze entsteht, um eine hohe Avalanche-festigkeit über einen realistischen Schwankungsbereich der Dotierung zu gewährleisten. Dieses optimierte „ideale“ Kompensationsbauelement besitzt die gleiche Sperrfähigkeit wie der jetzige CoolMOSTM, aber eine deutlich bessere Avalanche-festigkeit und einen nochmals stark reduzierten Widerstand. Sollten entsprechende Fortschritte in der Prozesstechnologie die Realisierung einer solchen Struktur erlauben, wäre mit diesen Ergebnissen ein insgesamt deutlich verbessertes Kompensationsbauelement erreichbar.

Der zweite Arbeitsschwerpunkt galt der Optimierung der internen Diode von Kompensationsbauelementen. Zunächst wurden in der Simulation die Besonderheiten gegenüber der internen Diode eines herkömmlichen Leistungs-MOSFETs herausgearbeitet. Ganz analog zu diesem wird die Diode des Kompensationsbauelements bei negativer Drainspannung von der p-Wanne und dem Drainsubstrat her mit einem Elektron-Loch-Plasma überschwemmt. Im Gegensatz zum unipolaren Stromfluss bei positiver Drainspannung haben wir es also mit einem bipolaren Effekt zu tun. Deshalb wird die Abschaltgeschwindigkeit der Diode durch die Rekombinationslebensdauer der injizierten Ladungsträger bestimmt. Da anders als bei einem konventionellen MOSFET nicht nur der vertikale, sondern auch der laterale pn-Übergang zwischen den n- und p-Säulen von Ladungsträgern frei sein muss, bevor die angelegte Spannung gehalten werden kann, steigt der Strom bei der Diodenkommutierung bis zu einer ausgeprägten Rückstromspitze und fällt danach steil ab, da am Ende

des Ausräumvorgangs schlagartig die restlichen Ladungsträger verschwunden sind. Damit einher geht ein großer Energieverlust insbesondere im seriell betriebenen schaltenden Bauteil.

Um die Schaltgeschwindigkeit der internen Diode des Kompensationsbauelements zu erhöhen und somit die Energieverluste zu minimieren, wurden Wafer vor der Verpackung ins Gehäuse mit Elektronen, Protonen oder Heliumionen im MeV-Bereich bestrahlt und zwischen 220°C und 350°C ausgeheilt. Dadurch werden im Bauelement temperaturstabile Defekte gebildet, die Energieniveaus in der Bandlücke besitzen. Dies erhöht gravierend die Rekombinationsrate der Ladungsträger und die Basis der Diode wird schneller ausgeräumt. Das bewirkt eine merklich größere Schaltgeschwindigkeit und geringere Schaltverluste bei unverändert hoher Diodenrobustheit. Auch die Spannungsspitze an der Diode, die aufgrund des steilen Stromabfalls nach der Rückstromspitze auftritt, kann so etwas vermindert werden. Für ein noch sanfteres Abschalten sind allerdings zusätzliche Veränderungen nötig, z.B. durch Einführung zusätzlicher Bufferschichten vor dem Drainsubstrat [Tih97], was in der Arbeit nicht weiter untersucht wurde.

Der Einfluss von Bestrahlungsmethode, Teilchenenergie, -fluenz und Ausheilbedingungen auf das Diodenverhalten wurde untersucht. Aus einem Vergleich von simulierten und gemessenen Sperrkennlinien und Abschaltkurven wurden Daten für ein effektives Simulationsmodell mit den dominierenden Rekombinationszentren des Leerstellen-Sauerstoff-Komplexes VO und der Doppelleerstelle V_2 extrahiert. Im Falle der Elektronenbestrahlung wurden die extrahierten Defektdaten teilweise mit Deep-Level-Transient-Spectroscopy-(DLTS)-Messungen verglichen. Dabei zeigten sich Diskrepanzen zwischen den Störstellenkonzentrationen, die mit DLTS ermittelt wurden und den Konzentrationen, die im Simulationsmodell angesetzt werden müssen, um die elektrischen Messungen zu erklären. Mögliche Ursachen sind bisher nicht identifizierte Defekte, Verunreinigungen mit Wasserstoff bei Ätzworgängen oder Ladungsaustausch zwischen Defekten in Defekt-Clustern. Im Falle der Protonen- und Heliumbestrahlung konnte die Diodenkommutierung an den Proben mit dem Simulationsmodell qualitativ nachvollzogen werden.

Alle Bestrahlungsmethoden sind in der Lage, eine für die Anwendung ausreichend schnelle Diode zu erzeugen. Neben den Diodeneigenschaften beeinflusst die Bestrahlung aber auch erheblich die restlichen Eigenschaften des Transistors. Der Trade-Off zwischen der Schaltgeschwindigkeit der Diode und den wichtigen Kenngrößen Durchbruchspannung, Durchlasswiderstand, Sperrstrom, Einsatzspannung und Avalanche-festigkeit wurde deshalb eingehend studiert und auf der Basis dieses Vergleichs ein möglichst guter Kompromiss ermittelt.

Die Protonenbestrahlung führt insbesondere zu einer Veränderung der Durchbruchspannung und der Avalanche-festigkeit. Eigene Spreading-Resistance-Messungen (SR), die stimmig in ältere Untersuchungen eingeordnet werden konnten, und entsprechende Simulationen haben eindeutig demonstriert, dass diese Effekte auf wasserstoff-korrelierte flache Donatoren zurückzuführen sind, die durch die Protonenbestrahlung gebildet werden. Die Donatoren sind temperaturstabiler als die Defekte, welche die Trägerlebensdauer reduzieren, so dass die Durchbruchspannung und die Avalanche-festigkeit nach Protonenbestrahlung immer Änderungen unterworfen sein werden, wenn die Protonenfluenz ausreichend groß ist, um Donatoren in einer Größenordnung von mindestens etwa 10% der Ausgangsdotierung zu erzeugen.

Auch die Heliumbestrahlung bewirkt Änderungen der Durchbruchspannung und der Avalanche-festigkeit, die Elektronenbestrahlung beeinflusst nur die Durchbruchspannung. Mögliche mikroskopische Ursachen in diesen Fällen sind nicht identifizierte Defekte in der Bandlücke, Verunreinigungen mit Wasserstoff bei Ätzworgängen oder die Passivierung der flachen Bor-Akzeptoren. Makroskopisch können die Effekte in der Simulation durch Einführung zusätzlicher flacher Störstellen, insbesondere bei der Heliumbestrahlung durch Donatoren, qualitativ beschrieben werden.

Im Vergleich der drei Bestrahlungsvarianten führt Heliumbestrahlung zum höchsten Sperrstrom und Durchlasswiderstand, da die Defektkonzentrationen in der Reichweite der Heliumionen die Größenordnung der Ausgangsdotierung erreichen.

Bestrahlungen durch das Gateoxid setzen die Einsatzspannung des Transistors herab. Ausheilversuche nach Elektronenbestrahlung und Ausheilung bei 350°C demonstrieren aber die Reversibilität des Effekts. Schädigungen des Gateoxids wurden bisher nicht nachgewiesen.

Als insgesamt optimale Bestrahlungsvariante wird die Elektronenbestrahlung mit anschließender Ausheilung bei 350°C angesehen, mit der sehr gute Diodeneigenschaften erzielt werden können, ohne die anderen Kenngrößen allzu sehr zu beeinträchtigen. Diese Variante ist darüber hinaus sehr kostengünstig, da mehrere Wafer gestapelt und homogen durchstrahlt werden können.

Die Ergebnisse aus der Diodenoptimierung sollten auf entsprechende andere vertikale Kompensationsbauelemente übertragbar sein, die sich in ähnlichen Größenordnungen der Säulendotierung bewegen, wobei allerdings die Durchbruchspannung und die Avalanche-festigkeit stark vom genauen Dotierprofil abhängen. Das Abschaltverhalten der Diode ist dagegen weitgehend universal, solange die Säulen im Vorwärtzustand ausreichend überschwemmt sind.

Abschließend lässt sich festhalten, dass mit dieser Arbeit zwei wichtige Eigenschaften von Kompensationsbauelementen entscheidend verbessert werden konnten. Die Anwendungsbreite der Kompensationsbauelemente steigt erheblich, was ihre Akzeptanz beim Anwender weiter erhöht. Die höhere Avalanche-festigkeit steigert die Robustheit der Bauelemente in der Anwendung und ermöglicht u.U. den Verzicht auf besondere Schutzmaßnahmen. Die schnelle Reversdiode erlaubt den Einsatz des CoolMOSTM in zusätzlichen Schaltungstopologien und die Einsparung einer eigenen Freilaufdiode. Die geringeren Schaltverluste helfen zudem bei der effizienten Ausnutzung der elektrischen Energie durch die Erhöhung des Wirkungsgrads der Schaltung und sind damit ein Beitrag zur Einsparung kostbarer elektrischer Energie.

A Anhang

Sämtliche CoolMOSTM-Simulationen dieser Arbeit wurden mit dem zweidimensionalen Bauelementsimulator Medici der Firma Avant! in den Versionen 1999.4 bis 2001.4 durchgeführt. In diesem Anhang werden die wichtigsten physikalischen Gleichungen und Modelle angegeben, die in dem Programm zur Simulation des CoolMOSTM verwendet wurden. Sämtliche folgenden Gleichungen sind dem Medici 2001.2 User's Manual [Med01] entnommen.

Alle Rechnungen wurden isotherm bei einer festen Temperatur zwischen $T = 293 \text{ K}$ und $T = 398 \text{ K}$ durchgeführt, d.h. die Wärmeflussgleichung und Wärmebilanzgleichungen für räumliche Temperaturverteilungen wurden nicht berücksichtigt. Diese Näherung wurde vornehmlich wegen der Rechenzeiterparnis gewählt und kann im Nachhinein durch die gute Übereinstimmung der Simulationen zum Experiment als zulässig angesehen werden.

• Grundgleichungen

Das elektrische Verhalten des Halbleiters wird durch drei partielle Differentialgleichungen für das elektrostatische Potential U , die Elektronenkonzentration n und die Löcherkonzentration p beschrieben. Dabei handelt es sich um die Poisson-Gleichung und die Kontinuitätsgleichungen für Elektronen und Löcher:

$$\epsilon_0 \epsilon_r \vec{\nabla}^2 U = -q(p - n + N_D^+ - N_A^-), \quad \text{Gl. A.1}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_n - R, \quad \text{Gl. A.2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_p - R. \quad \text{Gl. A.3}$$

Als Bezugswert für das elektrostatische Potential wird das intrinsische Fermi-Niveau verwendet. N_D^+ und N_A^- sind die Konzentrationen ionisierter Donatoren und Akzeptoren, die aber hier mit den chemischen Konzentrationen N_D und N_A gleichgesetzt werden, d.h. es wird von vollständiger Ionisation ausgegangen. R ist die in der weiteren Folge erklärte Nettorekombinationsrate.

Diese Grundgleichungen werden auf einem Simulationsgitter diskretisiert und der entstehende Satz gekoppelter, nichtlinearer, algebraischer Gleichungen wird mittels eines Newton-Iterationsverfahrens gelöst.

Die Elektronen- und Löcherstromdichten können im Sinne der phänomenologischen Transporttheorie als Funktionen der Trägerdichten und der Quasi-Fermi-Niveaus Φ_n und Φ_p für Elektronen und Löcher geschrieben werden als

$$\vec{j}_n = -q\mu_n n \vec{\nabla} \Phi_n, \quad \text{Gl. A.4}$$

$$\vec{j}_p = -q\mu_p p \vec{\nabla} \Phi_p. \quad \text{Gl. A.5}$$

Hierbei bezeichnen μ_n und μ_p die Beweglichkeiten der Elektronen und Löcher.

- **Rekombination**

Die Nettorekombinationsrate R setzt sich wie schon in Kap. 4.1.4 gezeigt aus einem Shockley-Read-Hall- und einem Auger-Term unter Vernachlässigung der strahlenden Rekombination zusammen:

$$R = R_{\text{SRH}} + R_{\text{Auger}}, \quad \text{Gl. A.6}$$

$$R_{\text{SRH}} = \frac{pn - n_{\text{ie}}^2}{\tau_p \left[n + n_{\text{ie}} \exp\left(\frac{E_T - E_i}{kT}\right) \right] + \tau_n \left[p + n_{\text{ie}} \exp\left(\frac{E_i - E_T}{kT}\right) \right]}, \quad \text{Gl. A.7}$$

$$R_{\text{Auger}} = C_n \cdot (pn^2 - nn_{\text{ie}}^2) + C_p \cdot (np^2 - pn_{\text{ie}}^2). \quad \text{Gl. A.8}$$

Die Größe n_{ie} bezeichnet die effektive intrinsische Ladungsträgerkonzentration (siehe unten). Diese effektive Beschreibung der SRH-Rekombination mit einem Rekombinationsniveau wurde nur für unbestrahlte Bauelemente angewendet mit $E_T - E_i = 0$, $\tau_n = 60 \mu\text{s}$ und $\tau_p = 12 \mu\text{s}$. Für bestrahlte Bauelemente wurde das Trapped-Charge-Zusatzmodul von Medici eingesetzt, das die Simulation mehrerer Energieniveaus in der Bandlücke erlaubt (siehe unten). Die Auger-Koeffizienten C_n und C_p wurden mit $C_n = 2.8 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$ und $C_p = 9.9 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6/\text{s}$ angesetzt.

- **Ladungsträgerstatistik und Bandlücke**

Die Elektronen- und Löcherkonzentrationen werden allgemein durch die Fermi-Dirac-Statistik ermittelt, können aber für den Fall nichtentarteter Quasi-Fermi-Niveaus durch die Boltzmann-Statistik approximiert werden:

$$n \approx N_C \exp\left(\frac{E_{\text{Fn}} - E_C}{kT}\right) = n_{\text{ie}} \exp\left[\frac{q}{kT}(U - \Phi_n)\right], \quad \text{Gl. A.9}$$

$$p \approx N_V \exp\left(\frac{E_V - E_{\text{Fp}}}{kT}\right) = n_{\text{ie}} \exp\left[\frac{q}{kT}(\Phi_n - U)\right]. \quad \text{Gl. A.10}$$

Für die Quasi-Fermi-Energien E_{Fn} und E_{Fp} gilt $E_{\text{Fn}} = -q\Phi_n$ und $E_{\text{Fp}} = -q\Phi_p$.

Eine verringerte Bandlücke in hochdotierten Bereichen wird in der räumlich variablen intrinsischen Ladungsträgerdichte n_{ie} berücksichtigt [Slo77]:

$$n_{\text{ie}}(x, y) = n_i \exp(\Delta E_g(x, y)/kT), \quad \text{Gl. A.11}$$

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp(-E_g/2kT), \quad \text{Gl. A.12}$$

$$\Delta E_g(x, y) = 9 \cdot 10^{-3} \cdot \left[\ln \frac{N_{\text{Total}}(x, y)}{N_{\text{Ref}}} + \sqrt{\left(\ln \frac{N_{\text{Total}}(x, y)}{N_{\text{Ref}}} \right)^2 + 0.5} \right] \text{ eV}, \quad \text{Gl. A.13}$$

wobei $N_{\text{Total}}(x, y)$ die gesamte lokale Störstellenkonzentration bezeichnet und $N_{\text{Ref}} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

- **Beweglichkeit bei niedrigem Feld**

Für die Beweglichkeit bei niedrigen elektrischen Feldern wurde ein semi-empirisches Modell von Dorkel und Leturcq [Dor81] benutzt, das die Streuung am Gitter, an ionisierten Störstellen und Träger-Träger-Streuung berücksichtigt:

$$\mu_{0n,0p} = \mu_{n,p}^L \left(\frac{1}{1 + \left[2.126 \left(\frac{\mu_{n,p}^L}{\mu_{n,p}^{IC}} \right)^{0.715} \right]} \right), \quad \text{Gl. A.14}$$

wobei die Buchstaben L, I und C die Gitter-, Störstellen- und Träger-Träger-Streuung bezeichnen. Der Term $\mu_{n,p}^{IC}$ wird aus μ^C und $\mu_{n,p}^I$ nach der Regel von Matthiessen gebildet:

$$\frac{1}{\mu_{n,p}^{IC}} = \frac{1}{\mu^C} + \frac{1}{\mu_{n,p}^I}. \quad \text{Gl. A.15}$$

Der Term μ^C für die Träger-Träger-Streuung ist gegeben durch ($n_0 = p_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$)

$$\mu^C = \frac{1.04 \cdot 10^{21} \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^{3/2}}{\sqrt{\frac{np}{n_0 p_0}} \ln \left(1 + 7.45 \cdot 10^{13} \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^2 \left(\frac{np}{n_0 p_0} \right)^{-1/3} \right)} \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}. \quad \text{Gl. A.16}$$

Die Streuung an ionisierten Störstellen wird modelliert durch die Terme ($N_0 = n_0 = p_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$)

$$\mu_n^I = \frac{2.4 \cdot 10^{21} \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^{3/2}}{N_{\text{Total}} / N_0} g_B \left[\frac{1.37 \cdot 10^{20} \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^2}{n/n_0 + p/p_0} \right] \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1} \quad \text{Gl. A.17}$$

und

$$\mu_p^I = \frac{5.2 \cdot 10^{20} \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^{3/2}}{N_{\text{Total}} / N_0} g_B \left[\frac{5.63 \cdot 10^{19} \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^2}{n/n_0 + p/p_0} \right] \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1} \quad \text{Gl. A.18}$$

mit

$$g_B(x) = \left[\ln(1+x) - \frac{x}{1+x} \right]^{-1}. \quad \text{Gl. A.19}$$

Den Beitrag der Gitterstreuung erhält man aus

$$\mu_n^L = 1430 \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^{-2.3} \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1} \quad \text{Gl. A.20}$$

und

$$\mu_n^L = 495 \cdot \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^{-2.2} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}. \quad \text{Gl. A.21}$$

Entlang von Halbleiter-Isolator-Flächen ist die Beweglichkeit durch Oberflächenstreuungseffekte reduziert. Dies wurde dadurch berücksichtigt, dass die Beweglichkeit an diesen Grenzflächen halbiert wurde.

- **Beweglichkeit bei hohem Feld**

Bei hohem elektrischem Feld wurde die Beweglichkeit durch einen Ausdruck nach Caughey und Thomas [Cau67] als Funktion der elektrischen Feldkomponente parallel zum Stromfluss beschrieben, in den die Beweglichkeit $\mu_{0n,0p}$ bei niedrigen Feldern samt Grenzflächeneffekten eingeht als Term $\mu_{S,n,p}$:

$$\mu_n = \frac{\mu_{S,n}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{S,n} \cdot E_{\parallel,n}}{v_{S,n}} \right)^2 \right]^{1/2}}, \quad \text{Gl. A.22}$$

$$\mu_p = \frac{\mu_{S,p}}{1 + \left(\frac{\mu_{S,p} \cdot E_{\parallel,p}}{v_{S,p}} \right)}, \quad \text{Gl. A.23}$$

wobei die Sättigungsgeschwindigkeiten nach folgendem Ausdruck berechnet werden [Sze81]:

$$v_{S,n(p)}(T) = \frac{2.4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}}{1 + 0.8 \exp\left(\frac{T}{600}\right)}. \quad \text{Gl. A.24}$$

- **Stoßionisation**

Die Generation von Ladungsträgern durch Stoßionisation wird selbstkonsistent in der Lösung der Bauelementgleichungen berücksichtigt. Die Generationsrate von Elektron-Loch-Paaren wird geschrieben als

$$G^{\text{II}} = \alpha_{n,ii} \cdot \frac{|\vec{j}_n|}{q} + \alpha_{p,ii} \cdot \frac{|\vec{j}_p|}{q} \quad \text{Gl. A.25}$$

mit den Ionisationskoeffizienten für Elektronen und Löcher $\alpha_{n,ii}$ und $\alpha_{p,ii}$. Nach Chynoweth [Chy58] oder Selberherr [Sel84] können diese als Funktion des lokalen elektrischen Feldes ausgedrückt werden durch

$$\alpha_{n,ii} = \alpha_{n,ii}^{\infty}(T) \cdot \exp\left(-\frac{E_{n,ii}^{\text{crit}}(T)}{E_{n,\parallel}}\right), \quad \text{Gl. A.26}$$

$$\alpha_{p,ii} = \alpha_{p,ii}^{\infty}(T) \cdot \exp\left(-\frac{E_{p,ii}^{\text{crit}}(T)}{E_{p,\parallel}}\right). \quad \text{Gl. A.27}$$

Die kritischen elektrischen Felder in diesen Ausdrücken erhält man aus

$$E_{n(p),ii}^{\text{crit}}(T) = \frac{E_g(T)}{q \cdot \lambda_{n(p)}(T)} \quad \text{Gl. A.28}$$

mit den mittleren freien Weglängen von Elektronen und Löchern zur Erzeugung optischer Phononen

$$\lambda_{n(p)}(T) = \lambda_{n(p),300\text{K}} \cdot \tanh\left(\frac{E_{\text{opt.Phon}}}{2kT}\right), \quad \text{Gl. A.29}$$

mit der Energie der optischen Phononen $E_{\text{opt.Phon}} = 63$ meV und den mittleren freien Weglängen bei 300 K $\lambda_{n,300\text{K}} = 10.4542 \cdot 10^{-7}$ cm und $\lambda_{p,300\text{K}} = 6.32079 \cdot 10^{-7}$ cm.

Für die Koeffizienten $\alpha_{n(p),ii}^{\infty}$ wurden Werte von Van Overstraeten und De Man [Van69] ohne Temperaturabhängigkeit verwendet:

$$\alpha_{n,ii}^{\infty} = 7.03 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} \quad \alpha_{p,ii}^{\infty} = 1.528 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}. \quad \text{Gl. A.30}$$

- **Ladungsträgereinfang an tiefen Störstellen**

Zur detaillierten Simulation von Ladungsträgereinfang und Rekombination an tiefen Störstellen (Traps) steht in Medici das Trapped Charge Advanced Application Module zur Verfügung. Dort kann die Bandlücke in bis zu 50 Energieniveaus $E_{T,j}$ aufgeteilt werden, für die jeweils Rekombination und Besetzungszustand berechnet werden können.

Für den Fall des quasistationären Gleichgewichts wird die Rekombinationsrate analog zum Shockley-Read-Hall-Modell [Hal52, Sho52, Hal60] berechnet. Für die Rekombinationsrate gilt dann:

$$R = \sum_j \frac{pn - n_{ie}^2}{\tau_{p,j}(n + n_{1,j}) + \tau_{n,j}(p + p_{1,j})} \quad \text{Gl. A.31}$$

mit

$$n_{1,j} = n_{ie} \exp\left(\frac{E_{T,j} - E_{\text{intrinsic}}}{kT}\right) / \text{DGEN}, \quad \text{Gl. A.32}$$

$$p_{1,j} = n_{ie} \exp\left(\frac{E_{\text{intrinsic}} - E_{T,j}}{kT}\right) \cdot \text{DGEN}. \quad \text{Gl. A.33}$$

Die Minoritätsträgerlebensdauern $\tau_{n,j}$ und $\tau_{p,j}$ können vom Benutzer in Abhängigkeit der Koordinaten x und y frei definiert werden. So wird ein beliebiges räumliches Lebensdauerprofil eingestellt. Mit dem Parameter DGEN kann der Entropiefaktor $X_{n,p}$ berücksichtigt werden.

Der quasistationäre Besetzungszustand der Störstellen wird ebenfalls analog zum SRH-Modell berechnet. Die stationäre Elektronen-Besetzungswahrscheinlichkeit f_j eines Energieniveaus ist durch folgende Formel gegeben:

$$f_j = \frac{\tau_{p,j}n + \tau_{n,j}p_{1,j}}{\tau_{p,j}(n + n_{1,j}) + \tau_{n,j}(p + p_{1,j})}. \quad \text{Gl. A.34}$$

Wenn die Besetzung der Störstellen nicht instantan ihren Gleichgewichtszustand erreicht, muss eine weitere Differentialgleichung pro Energieniveau aufgestellt werden, deren Lösung die zeitabhängige Besetzungswahrscheinlichkeit des Niveaus ergibt:

$$\frac{\partial (f_j N_{T,j})}{\partial t} = \frac{(1 - f_j)n - f_j n_{1,j}}{\tau_{n,j}} - \frac{f_j p - (1 - f_j)p_{1,j}}{\tau_{p,j}}. \quad \text{Gl. A.35}$$

Diese Ratengleichungen werden von Medici selbstkonsistent gelöst und wurden bei den Simulationsrechnungen dieser Arbeit berücksichtigt.

Der Benutzer kann auswählen, mit welcher Ladung ionisierte Störstellenzustände in die Poissongleichung eingehen, ob es sich also um einen Akzeptor oder Donator handelt. Mehrfachladungen sind allerdings nicht möglich. Für tiefe Akzeptoren wird folgende modifizierte Poissongleichung berechnet:

$$\epsilon_0 \epsilon_r \bar{\nabla}^2 U = -q(p - n + N_D^+ - N_A^- - \sum_j N_{T,j} f_j) \quad \text{Gl. A.36}$$

und entsprechend für Donatoren

$$\epsilon_0 \epsilon_r \bar{\nabla}^2 U = -q(p - n + N_D^+ - N_A^- + \sum_j N_{T,j} (1 - f_j)). \quad \text{Gl. A.37}$$

Symbolverzeichnis

a	Anteil der n-Gebiete an der lateralen Gesamtfläche
A	Fläche (cm^2)
b	Breite (m)
b	Breite der Elementarzelle eines Kompensationsbauelements (μm)
$b_{n,p}$	Breite des n- bzw. p-Gebiets in einer Elementarzelle eines Kompensationsbauelements (μm)
B	Radius der simulierten zylindersymmetrischen CoolMOS TM -Zelle
BV_{DSS}	Durchbruchspannung (V)
$c_{n,p}$	geometrische Konstanten bei der Berechnung von E_I nach Chens Modell
$c_{n,p}$	Einfangkoeffizienten für Elektronen bzw. Löcher (cm^3/s)
C	Kapazität (F)
C	Konstante bei der Berechnung des Ionisationskoeffizienten ($1.8 \cdot 10^{-35} \text{ cm}^6 \text{ V}^{-7}$)
C_{DS}	Drain-Source-Kapazität (F)
d_{Epi}	Dicke einer Epitaxieschicht (μm)
$e_{n,p}$	Emissionsraten für Elektronen bzw. Löcher (s^{-1})
E	Energie (eV)
E_{AS}	Avalancheverlustenergie (mJ)
E_C	Leitungsbandkante (eV)
E_{Fn}, E_{Fp}	Quasi-Fermi-Energie der Elektronen bzw. Löcher (eV)
E_g	Bandlücke (eV)
$E_i, E_{intrinsic}$	intrinsisches Fermi-niveau (eV)
$E_{opt.Phon}$	Energie eines optischen Phonons (eV)
E_T	Energieniveau einer tiefen Störstelle (eV)
E_V	Valenzbandkante (eV)
E	Betrag der elektrischen Feldstärke (V/cm)
$E_{0,l}$	Feldstärkekomponente, die von den externen bzw. internen Ladungen herrührt (V/cm)
$E_{In,Ip}$	Feldstärkekomponente E_I entlang der n- bzw. p-Säule (V/cm)
E_C	kritische Feldstärke (V/cm)
$E_{n(p),ii}^{crit}$	kritische Feldstärke definiert in Gl. A.28 (V/cm)
$E_{n(p), }$	Feldstärkekomponente parallel zur Elektronen- bzw. Löcherstromdichte (V/cm)
$f_{n,p}$	geometrische Konstanten nach Chens Modell
f_c	geometrische Konstante nach Chens Modell
$f_{cn,cp}$	geometrische Konstanten nach Chens Modell
f_i	Besetzungswahrscheinlichkeit eines Energieniveaus $E_{T,i}$
g	geometrische Konstante nach Chens Modell
G	Generationsrate ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$)
G^{II}	Generationsrate durch Stoßionisation ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$)
G	Gibbssche freie Energie (eV)
H	Enthalpie (eV)
I	Stromstärke (A)
$I_{AV(D)}$	Avalanchelaststrom (A)
I_D	Drainstrom (A)
I_{DSS}	Sperrstrom (A)
I_F	Diodenvorwärtsstrom (A)
I_{rrm}	Rückstromspitze (A)
j	Stromdichte (A/cm^2)
$j_{n,p}$	Elektronen- bzw. Löcherstromdichte (A/cm^2)
j_C	kritische Stromdichte (A/cm^2)
j_D	Drainstromdichte (A/cm^2)
k	Boltzmann-Konstante ($8.617 \cdot 10^{-5} \text{ eV}/\text{K}$)
L	Induktivität (μH)
L_{Streu}	Streuinduktivität (μH)

m_0	Ruhemasse des Elektrons ($9.11 \cdot 10^{-31}$ kg)
m_{tc}^*, m_{tv}^*	thermische effektive Masse für Leitungs- bzw. Valenzband
n	Elektronenkonzentration (cm^{-3})
Δn	Überschuss-Elektronenkonzentration (cm^{-3})
n_1	Elektronendichte definiert in Gl. 4.4 (cm^{-3})
n_i	intrinsische Ladungsträgerdichte (cm^{-3})
n_{ie}	effektive intrinsische Ladungsträgerdichte (cm^{-3})
n_T	Konzentration der Störstellenniveaus, die mit einem Elektron besetzt sind
N	Dotierungskonzentration (cm^{-3})
N_A	Konzentration flacher Akzeptoren (cm^{-3})
N_C	effektive Zustandsdichte im Leitungsband (cm^{-3})
N_D	Konzentration flacher Donatoren (cm^{-3})
$N_{D,max}$	Konzentration flacher Donatoren im Defektmaximum (cm^{-3})
N_{Epi}	Dotierungskonzentration einer Epitaxieschicht (cm^{-3})
N_p	Dotierungskonzentration einer p-dotierten Schicht (cm^{-3})
N_T	Konzentration einer tiefen Störstelle (cm^{-3})
N_{Total}	gesamte lokale Störstellenkonzentration (cm^{-3})
N_V	effektive Zustandsdichte im Valenzband (cm^{-3})
p	Löcherkonzentration (cm^{-3})
p_1	Löcherdichte definiert in Gl. 4.4 (cm^{-3})
Δp	Überschuss-Löcherkonzentration (cm^{-3})
q	Elementarladung ($1.60 \cdot 10^{-19}$ C)
Q	Ladung (C)
Q_{rr}	Speicherladung (μC)
R	Rekombinationsrate ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$)
R_A	Widerstand der Akkumulationsschicht (Ω)
R_{Ch}	Kanalwiderstand (Ω)
$R_{DS(on)}$	Durchlasswiderstand (Ω)
R_{Epi}	Widerstand der Epitaxieschicht (Ω)
R_G	Externer Gatewiderstand (Ω)
R_M	Widerstand von Gehäuse, Bonddrähten und Metallisierung (Ω)
R_{n^+}	Widerstand des n^+ -Sourcegebiets (Ω)
R_{SRH}	Shockley-Read-Hall- Rekombinationsrate ($\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$)
R_{Sub}	Widerstand der Substratschicht (Ω)
s	Wegstrecke entlang einer Feldlinie, Schrittweite (μm)
S	Entropie (eV/K)
t	Zeit, Zeitdauer (s)
t_A	Zeitdauer bis zum Erreichen der Rückstromspitze (ns)
t_{AV}	Zeitdauer der Avalanche-Phase (μs)
t_{tr}	Freiwerdezeit (ns)
T	Temperatur (K, °C)
U	Potential, Spannung (V)
$U_{0,1}$	Potentialkomponente, die von den externen bzw. internen Ladungen herrührt (V)
$U_{AV(DS)}$	Avalanchespannung (V)
U_D	Diodenspannung
U_{DD}	Betriebsspannung im Avalanchetest (V)
$U_{D,max}$	maximale Diodenspannung beim Reverse Recovery (V)
U_{DS}	Drain-Source-Spannung (V)
U_{GS}	Gate-Source-Spannung (V)
$U_{GS,th}$	Gate-Source-Einsatzspannung (V)
U_{SD}	Diodenvorwärtsspannung
v	Geschwindigkeit (m/s)
$v_{S,n(p)}$	Sättigungsgeschwindigkeit (cm/s) der Elektronen bzw. Löcher
$v_{th,n,p}$	thermische Geschwindigkeit der Elektronen bzw. Löcher
v_y	Geschwindigkeit der Avalanche- Stoßfront (cm/s)
w	Raumladungszonenweite (μm)

w_c	kritische Raumladungszonenweite (μm)
$w_{n,p}$	Raumladungszonenweite im n- bzw. p-Gebiet (μm)
W	Driftzonenweite (μm)
W	elektrische Leistung (W)
$X_{n,p}$	Entropiefaktor für Elektronen- bzw. Löcheremission
x,y,z	Koordinaten (μm)
y_{Gate}	Tiefe des Gateoxids unter der Chipoberfläche (μm)
y_{Peak}	Tiefe des Defektmaximums nach Ionenbestrahlung unter der Chipoberfläche (μm)
α	effektiver Ionisationskoeffizient (cm^{-1}), Schliffwinkel (rad)
$\alpha_{n(p),ii}, \alpha_{n(p)}$	Ionisationskoeffizient der Elektronen bzw. Löcher (cm^{-1})
$\alpha_{n(p),ii}^{\infty}$	Konstanten definiert in Gl. A.30
ϵ_0	Vakuumdielektrizitätskonstante ($8.854 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}$)
ϵ_r	relative Dielektrizitätskonstante
$\lambda_{n,p}$	mittlere freie Weglänge der Elektronen bzw. Löcher zur Erzeugung optischer Phononen
$\lambda_{n(p),300\text{K}}$	mittlere freie Weglänge der Elektronen bzw. Löcher bei $T = 300 \text{ K}$
$\mu_{n,p}$	Elektronen- bzw. Löcherbeweglichkeit ($\text{cm}^2/(\text{Vs})$)
ρ	Ladungsdichte (C/cm^3)
$\sigma_{n,p}$	Einfangquerschnitt für Elektronen bzw. Löcher
τ_{Auger}	Lebensdauer für Auger-Rekombination (μs)
τ_e	Emissionszeitkonstante (μs)
τ_g	Generationslebensdauer (μs)
τ_{HL}	Hochinjektionslebensdauer (μs)
$\tau_{n,p}$	Elektronen- bzw. Löcherlebensdauer (μs)
τ_r	Rekombinationslebensdauer (μs)
τ_{rad}	Lebensdauer für strahlende Rekombination (μs)
τ_{SRH}	Shockley-Read-Hall-Lebensdauer (μs)
Φ	Fluenz: Teilchen pro Fläche (cm^{-2})
$\Phi_{n,p}$	Quasi-Fermi-Potential für Elektronen bzw. Löcher (V)

Literaturverzeichnis

- [Amm99] **Ammerlaan C.A.J.** „Thermal double donors in c-Si“. In *Properties of Crystalline Silicon*, ed. Hull R., pp. 663-668, INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London, UK, 1999.
- [App80] **Appels J.A., Collet M.G., Hart P.A.H., Vaes H.M.J., and Verhoeven J.F.C.M.** „Thin Layer High-Voltage Devices (RESURF Devices)“. *Philips J. Research*, 35, pp. 1-13, 1980.
- [Bal83] **Baliga B.J., and Walden J.P.** „Improving the reverse recovery of power MOSFET integral diodes by electron irradiation“. *Solid-State Electronics*, Vol. 26, No. 12, pp. 1133-1141, 1983.
- [Bal96] **Baliga B.J.** *Power Semiconductor Devices*. PWS Publishing Company, Boston, 1996.
- [Ben67] **Benda H., and Spenke E.** „Reverse Recovery Processes in Silicon Power Rectifiers“. *Proc. IEEE*, Vol. 55, No. 8, pp. 1331-1354, 1967.
- [BGS] Firmenbroschüre *Strahlenvernetzung von Kunststoffen*. BGS Beta-Gamma-Service GmbH & Co. KG, Wiehl.
- [Ble96] **Bleichner H., Jonsson P., Keskitalo N., and Nordlander E.** „Temperature and injection dependence of the Shockley-Read-Hall lifetime in electron irradiated n-type silicon“. *J. Appl. Phys.*, Vol. 79, No. 12, pp. 9142-9148, 1996.
- [Bro82] **Brotherton S.D., and Bradley P.** „Defect production and lifetime control in electron and γ -irradiated silicon“. *J. Appl. Phys.*, Vol. 53, No. 8, pp. 5720-5732, 1982.
- [Bro88] **Brown A.R., Claybourn M., Murray R., Nandhra P.S., Newman R.C., Tucker J.H.** *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 3, p. 591, 1988.
- [Cau67] **Caughy D.M., Thomas R.E.** „Carrier Mobilities in Silicon Empirically Related to Doping and Field“. *Proc. IEEE*, Vol. 55, pp. 2192-2193, 1967.
- [Che00] **Chen X.** „Optimum Design Parameters for Different Patterns of CB-Structure“. *Chinese Journal of Electronics*, Vol. 9, No. 1, pp. 6-11, 2000.
- [Che01] **Chen X.** „Optimization of the Specific On-Resistance of the COOLMOSTM“. *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. 48, No. 2, pp. 344-348, 2001.
- [Chy58] **Chynoweth A.G.** „Ionization Rates for Electrons and Holes in Silicon“. *Phys. Rev.*, Vol. 109, p. 1537 ff., 1958.
- [Coe84] **Coe D.J.** *United States Patent*. 4,754,310, 1984.
- [Cof99] **Coffa S., and Priolo F.** „Electrical properties of ion implanted and electron irradiated c-Si“. In *Properties of Crystalline Silicon*, ed. Hull R., pp. 746-754, INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London, UK, 1999.
- [Coo99] *Cool MOSTM Power Transistor Datasheet SPP20N60S5*, Infineon Technologies AG, http://www.infineon.com/cmc_upload/documents/010/3136/SPP_B20N60S5_2.1.pdf, 1999.

- [Dav77] **D'Avanzo D.C., Rung R.D., and Dutton R.W.** „Spreading Resistance For Impurity Profiles“. *Technical Report*, No. 5013-2, Integrated Circuits Laboratory, Stanford Electronics Laboratories, Stanford University, Stanford, California, 1977.
- [Deb01] **Deboy G., Pürschel M., Schmitt M., and Willmeroth A.** „Compensation devices versus power MOS and high speed IGBT – a device physics based guideline for the application“. in *Proceedings of the 31st European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC 2001)*, Ryssel H., Wachutka G., and Gruenbacher H., editors, pp. 61-68, Frontier Group, 2001.
- [Deb02] **Deboy G., Hancock J., Pürschel M., Wahl U., Willmeroth A.** „Compensation devices solve failure mode of the phase shift ZVS bridge during light-load operation“. *Proc. APEC*, Dallas, 2002.
- [DeL70] **DeLoach B.C., Jr., and Scharfetter D.L.** „Device Physics of TRAPATT Oscillators“. *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. ED-17, No. 1, pp. 9-21, 1970.
- [DGS98] **Deboy G., Gassel H., Stengl J.-P.** *United States Patent*. 6,037,631, 1998.
- [DLM98] **Deboy G., Lorenz L., März M.** „Kühle Lösung für heiße Anwendungen“. *Elektronik 1998*, Heft 19, 1998.
- [DMS98] **Deboy G., März M., Stengl J.-P., Strack H., Tihanyi J., and Weber H.** „A new generation of high voltage MOSFETs breaks the limit line of silicon“. *Techn. Digest IEDM 1998*, pp. 683-685, 1998.
- [Dor81] **Dorkel J.M., Leturcq Ph.** „Carrier Mobilities in Silicon Semi-Empirically Related to Temperature, Doping, and Injection Level“. *Solid-State Electronics*, Vol. 24, pp. 821-825, 1981.
- [DSS98] **Deboy G., Stengl J.-P., Strack H., Weber H., Graf H.** *Deutsche Patentschrift*. DE 198 40 032 C 1, 1998.
- [Eva70] **Evans W.J.** „Computer Experiments on TRAPATT Diodes“. *IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques*, Vol. MTT-18, No. 11, 1970.
- [Evw77] **Evwaraye A.O., and Baliga B.J.** „The Dominant Recombination Centers in Electron-Irradiated Semiconductors Devices“. *J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology*, Vol. 124, pp. 913-916, 1977.
- [Fal94] **Falck E.** „Untersuchung der Sperrfähigkeit von Halbleiterbauelementen mittels numerischer Simulation“. *Dissertation*, Technische Universität Berlin, 1994.
- [Fek01] **Feklisova O., Yarykin N., Yakimov E.B., Weber J.** „On the nature of hydrogen-related centers in p-type irradiated silicon“. *Physica*, B 308-310, pp. 210-212, 2001.
- [Fra04] **Frank W., Dahlquist F., Kapels H., Schmitt M., Deboy G.** „Compensation MOSFETs with fast body diode – Benefits in Performance and Reliability in ZVS Applications“. *Proceedings-CD of the International Power Electronics Component Systems Applications Conference (IPECSA)*, San Francisco, California, March 29 – April 1, 2004.
- [Fri90] **Frisina F., Tavolo N., Gombia E., Mosca R., Chirco P. and Fuochi P.G.** „Electron Irradiation Effects On Power MOS Transistors“. *Int. J. Radiat. Appl. Instrum., Part C*,

- Radiat. Phys. Chem.*, Vol. 35, Nos 4-6, pp. 500-506, 1990
- [Fuj97] **Fujihira T.** „Theory of Semiconductor Superjunction Devices“. *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 36, Part 1, No. 10, pp. 6254-6262, 1997.
- [Ful57] **Fuller C.S., Logan R.A.** *J. Appl. Phys.*, Vol. 28, p. 1427, 1957.
- [Ful67] **Fulop W.** „Calculation of avalanche breakdown of silicon p-n junctions“. *Solid-State Electronics*, Vol. 10, pp. 39-43, 1967.
- [Gil97] **Gill K., Hall G., and MacEvoy B.** „Bulk damage effects in irradiated silicon detectors due to clustered divacancies“. *J. Appl. Phys.*, Vol. 82, No. 1, pp.126-136, 1997.
- [Gle00] **Glenn J., and Siekkinen J.** „A Novel Vertical Deep Trench RESURF DMOS (VTR-DMOS)“. *Proc. ISPSD 2000*, pp. 197-200, 2000.
- [God99] **Godey S., Ntsoenzok E., Schmidt D.C., Barbot J.F.** „Effect of shallow donors induced by hydrogen on P⁺N junctions“. *Materials Science and Engineering*, B58, pp. 108-112, 1999.
- [Gor74] **Gorelinskii Yu.V., Sisle V.O., Tokibaev Zh.S.** *phys. stat. sol. (a)*, 22, K55, 1974.
- [Gre90] **Green M.A.** „Intrinsic concentration, effective densities of states, and effective mass in silicon“. *J. Appl. Phys.*, Vol. 67, No. 6, pp. 2944-2954, 1990.
- [Gri] mündliche Mitteilung von Dr. E. Griehl, Infineon Technologies AG.
- [Hal52] **Hall R.N.** „Electron-Hole Recombination in Germanium“. *Phys. Rev.*, Vol. 87, pp. 387 ff., 1952.
- [Hal60] **Hall R.N.** „Recombination Processes in Semiconductors“. *Proc. IEEE*, Vol. 106B, pp. 923-931, 1960.
- [Hal94] **Hallén A., and Svensson B.G.** „Divacancy distributions in fast ion irradiated silicon“. *Radiation Effects and Defects in Solids*, Vol. 128, pp. 179-186, 1994.
- [Hal96] **Hallén A., Keskitalo N., Masszi F., Nágl V.** „Lifetime in proton irradiated silicon“. *J. Appl. Phys.*, Vol. 79, No. 8, pp. 3906-3914, 1996.
- [Han01] **Hancock J.M., and Zverev I.** „Introduction to Avalanche Considerations for CoolMOSTM in SMPS Applications“. *Application Note*, AN-CoolMOS-04, Infineon Technologies AG, http://www.infineon.com/cmc_upload/documents/033/593/AvalancheCoolMOS.pdf, 2001.
- [Har91] **Hartung J.** „Infrarot-Untersuchungen an Wasserstoff-induzierten Defekten in Silizium“. *Dissertation*, Universität Stuttgart, 1991.
- [Haz94] **Hazdra P., and Vobecký J.** „Accurate simulation of fast ion irradiated power devices“. *Solid-State Electronics*, Vol. 37, No. 1, pp. 127-134, 1994.
- [Haz99a] **Hazdra P., and Vobecký J.** „Nondestructive Defect Characterization and Engineering in Contemporary Silicon Power Devices“. *Solid State Phenomena*, Vols. 69-70, pp. 545-550, 1999.
- [Haz99b] **Hazdra P., Rubeš J., Vobecký J.** „Divacancy profiles in MeV helium irradiated

- silicon from reverse I-V measurement“. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, Vol. 159, pp. 207-217, 1999.
- [Haz00] **Hazdra P., Brand K., Rubeš J., and Vobecký J.** „Blocking Capability of Power P-i-N Diodes Irradiated by Hydrogen and Helium Ions“. *Proc. ISPS'2000*, pp. 57-64, 2000
- [Hu79] **Hu C.** „Optimum Doping Profile for Minimum Ohmic Resistance and High-Breakdown Voltage“. *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. ED-26, No. 3, pp. 243-244, 1979.
- [Irm84] **Irmscher K., Klose H., and Maass K.** „Hydrogen-related deep levels in proton-bombarded silicon“. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, Vol. 17, pp. 6317-6329, 1984.
- [Kaw99] **Kawaguchi Y., Nakamura K., Yahata A., and Nakagawa A.** „Predicted Electrical Characteristics of 4500 V Super Multi-Resurf MOSFETs“. *Proc. ISPSD 1999*, pp. 95-98, 1999
- [Kim77] **Kimerling L.C.** „Defect states in electron-bombarded silicon: capacitance transient analyses“. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, No. 31, pp. 221-230, 1977.
- [Kos70] **Kostichak D.F.** „UHF Avalanche Diode Oscillator Providing 400 Watts Peak Power and 75 Percent Efficiency“. *Proc. IEEE Lett.*, Vol. 58, pp. 1282 ff., 1970.
- [Koz01] **Kozlov V.A., and Kozlovski V.V.** „Doping of Semiconductors Using Radiation Defects Produced by Irradiation with Protons and Alpha Particles“. *Semiconductors*, Vol. 35, No. 7, pp.735-761, 2001.
- [Lan74] **Lang D.V.** „Deep-Level Transient Spectroscopy: A New Method to Characterize Traps in Semiconductors“. *J. Appl. Phys.*, Vol. 45, pp. 3023-3032, 1974.
- [Lev01] **Lévêque P., Pellegrino P., Hallén A., Svensson B.G., Privitera V.** „Hydrogen-related defect centers in float-zone and epitaxial n-type proton implanted silicon“. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, Vol. 174, pp. 297-313, 2001.
- [Liu70] **Liu S.G., and Risko J.J.** „Fabrication and Performance of Kilowatt L-Band Avalanche Diodes“. *RCA Rev.*, Vol. 31, pp. 3 ff., 1970.
- [Lor97] **Lorenz L., März M., Amann H.** „Robuster Leistungs-MOSFET“. *Elektronik*, Heft 24, pp. 114-120, 1997.
- [Lor99] **Lorenz L., Deboy G., Knapp A., and März M.** „CoolMOS™ – a new milestone in high voltage power MOS“. *Proc. ISPSD 1999*, pp. 3-10, 1999.
- [Lud00] **Ludikhuizen A.W.** „A Review of RESURF Technology“. *Proc. ISPSD 2000*, pp. 11-18, 2000.
- [Lut00] **Lutz J.** „Freilaufdioden für schnell schaltende Leistungsbaulemente“. *Dissertation*, Technische Universität Ilmenau, Verlag ISLE, 2000.
- [Ma89] **Ma T.P. and Dressendorfer P.V.** *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*. Wiley/Interscience, New York, 1989.
- [Mac97] **MacEvoy B.C., and Watts S.J.** „Defect Engineering Radiation Tolerant Silicon Detectors“. *Solid State Phenomena*, Vols. 57-58, pp. 221-232, 1997.

- [Med01] *Medici User's ManualTM*, Release 2001.2. Avant! Corporation, TCAD Business Unit, Fremont, California, 2001.
- [New91] **Newman R.C., Tucker J.H., Brown A.R., McQuaid S.A.** *J. Appl. Phys.*, Vol. 70, p. 3061, 1991.
- [Ng00] **Ng R., Udrea F., Amaratunga G.** „An analytical model for the 3D-RESURF effect“. *Solid-State Electronics*, Vol. 44, pp. 1753-1764, 2000.
- [Ng01] **Ng R., Udrea F., Sheng K., and Amaratunga G.A.J.** „A Study of the CoolMOS Integral Diode: Analysis and Optimisation“. *CAS 2001 Proceedings*, pp. 461-464, 2001.
- [Nie03] **Niedernostheide F.-J., Schmitt M., Schulze H.-J., Kellner-Werdehausen U., Frohnmeier A., Wachutka G.** „Analysis of Radiation-Induced Defects and Performance Conditioning in High-Power Devices“. *Journal of The Electrochemical Society*, 150 (1), G15-G21, 2003.
- [Nit00] **Nitta T., Minato T., Yano M., Uenisi A., Harada M., and Hine S.** „Experimental Results and Simulation Analysis of 250V Super Trench Power MOSFET (STM)“. *Proc. ISPSD 2000*, pp. 77-80, 2000.
- [Ohm72] **Ohmura Y., Zohta Y., and Kanazawa M.** *Solid State Communications*, Vol. 11, pp. 263 ff., 1972.
- [Pau81] **Paul R.** *Halbleitersonderbauelemente*. VEB Verlag Technik, Berlin, 1981.
- [Pra67] **Prager H.J., Chang K.K.N., and Weisbrod S.** „High-power high-efficiency silicon avalanche diodes at ultra high frequencies“. *Proc. IEEE Lett.*, Vol. 55, pp. 586-587, 1967.
- [Pro04] *Products-600V CoolMOSTM CFD Power MOSFETs*, Infineon Technologies AG, http://www.infineon.com/cgi/ecrm.dll/ecrm/scripts/prod_ov.jsp?oid=50852&cat_oid=-8176, 2004.
- [Rid63] **Ridley B.K.** „Specific Negative Resistance in Solids“. *Proc. Phys. Soc.*, Vol. 82, pp. 954-966, 1963.
- [Sag00] **Saggio M., Fagone D., Musumeci S.** „MDmeshTM: innovative technology for high voltage PowerMOSFETs“. *Proc. ISPSD 2000*, pp. 65-68, 2000.
- [Sar98] **Saro L., Dierberger K., Redl R.** „High-Voltage MOSFET Behavior in Soft-Switching Converters: Analysis and Reliability Improvements“. *Proc. INTELEC 1998*, pp. 30-40, San Francisco, 1998.
- [Sch68] **Scharfetter D.L., Bartelink D.J., Gummel H.K., and Johnston R.L.** „Computer simulation of low frequency high efficiency oscillation in germanium“, presented at the *IEEE Solid-State Device Research Conf.*, Juni 17-19, 1968.
- [Sch98] **Schroder D.K.** *Semiconductor material and device characterization*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1998.
- [Sch00] **Schulze H.-J., Frohnmeier A., Niedernostheide F.-J., Hille F., Tütto P., Pavelka T., Wachutka G.** „Carrier lifetime control and characterization of high-resistivity silicon used for high-power devices“. *Electrochemical Society Proc.*, Vol. 2000-17,

pp. 414-424, 2000.

- [Sch03] **Schmitt M., Schulze H.-J., Schlögl A., Vossebürger M., Willmeroth A.** „Halbleiterbauelement mit erhöhter Avalanche-Festigkeit“. *Deutsche Patentschrift*, DE 101 20 656 C2, 2003.
- [SSS02] **Schmitt M., Schulze H.-J., Schlögl A., Vossebürger M., Willmeroth A., Deboy G., Wachutka G.** „A Comparison of Electron, Proton and Helium Ion Irradiation for the Optimization of the CoolMOS™ Body Diode“. *Proceedings of the 14th International Symposium on Power Semiconductor Devices & ICs (ISPSD) 2002, Santa Fe, New Mexico*, pp. 229-232, 2002.
- [SNS02] **Schulze H.-J., Niedernostheide F.-J., Schmitt M., Kellner-Werdehausen U., Wachutka G.** „Influence of Irradiation-Induced Defects on the Electrical Performance of Power Devices“. *Electrochemical Society Proceedings*, Vol. 2002-02, pp. 320-335, 2002.
- [Sel84] **Selberherr S.** *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Springer, Wien-New York, 1984.
- [She99] **Shenoy P.M., Bhalla A., and Dolny G.M.** „Analysis of the Effect of Charge Imbalance on the Static and Dynamic Characteristics of the Super Junction MOSFET“. *Proc. ISPSD 1999*, pp. 99-102, 1999.
- [Shi59] **Shields J.** „Breakdown in Silicon pn Junctions“. *J. Electron. Control*, No. 6, pp. 130 ff., 1959.
- [Sho52] **Shockley W., Read W.T.** „Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons“. *Phys. Rev.*, Vol. 87, pp. 835-842, 1952.
- [Sim96] **Simoen E., Vanhellefont J., Claeys C., Kaniava A., and Gaubas E.** „The response of Si p-n junction diodes to proton irradiation“. *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 11, pp. 1434-1442, 1996.
- [Slo77] **Slotboom J.W.** „The pn Product in Silicon“. *Solid-State Electronics*, Vol. 20, pp. 279-283, 1977.
- [Ste90] **Stein H.J., Hahn S.** *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 56, p. 63, 1990.
- [Ste92] **Stengl J.-P., Tihanyi J.** *Leistungs-MOS-FET-Praxis*. 2.Auflage, Pflaum, München, 1992.
- [Ste94] **Stein H.J., Hahn S.** *J. Appl. Phys.*, Vol. 75, p. 3477, 1994.
- [Str00] **Strollo A.G.M., Napoli E.** „Analytical Modeling of Breakdown Voltage of Superjunction Power Devices“. *Proc. ISPS 2000*, pp. 113-120, 2000.
- [Sve99] **Svensson B.G.** „Energy levels, structure and properties of point defects induced by ion implantation and electron irradiation of c-Si“. In *Properties of Crystalline Silicon*, ed. Hull R., pp. 763-772, INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London, UK, 1999.
- [Sze81] **Sze S.M.** *Physics of Semiconductor Devices*. 2nd ed, John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [Tih80] **Tihanyi J.** „A Qualitative Study of the DC Performance of SIPMOS Transistors“.

Siemens Forsch.- u. Entwickl.-Ber., Bd. 9, Nr.4, Springer-Verlag, 1980.

- [Tih94] **Tihanyi J.** *United States Patent*. 5,438,215, 1994.
- [Tih97] **Tihanyi J., Deboy G.** *Deutsche Patentschrift*. DE 197 30 759 C 1, 1997.
- [Tok98a] **Tokuda Y., and Shimada H.** „Formation of Hydrogen-Related Traps in Electron-Irradiated N-Type Silicon by Wet Chemical Etching“. *Materials Research Society Symp. Proc.*, Vol. 513, pp. 363-368, 2001.
- [Tok98b] **Tokuda Y., Ito A., and Ohshima H.** „Study of shallow donor formation in hydrogen-implanted n-type silicon“. *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 13, pp. 194-199, 1998.
- [Van01] **Van Dalen R., Rochefort C., Hurkx G.A.M.** „Breaking the Silicon limit using semi-insulating Resurf layers“. *Proc. ISPSD 2001*, pp. 391-394, 2001.
- [Van69] **Van Overstraeten R., De Man H.** „Measurement of the Ionization Rates in Diffused Silicon p-n Junctions“. *Solid-State Electronics*, Vol. 13, pp. 553 ff., 1969.
- [Vos] mündliche Mitteilung von Dr. M. Vossebürger, Infineon Technologies AG.
- [Wan78] **Wang K.L., Lee Y.H., and Corbett J.W.** „Defect distribution near the surface of electron-irradiated silicon“. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 33, No. 6, pp. 547-548, 1978.
- [Won85a] **Wondrak W.** „Erzeugung von Strahlenschäden in Silizium durch hochenergetische Elektronen und Protonen“. *Dissertation*, Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, Frankfurt am Main, 1985.
- [Won85b] **Wondrak W., and Silber D.** „Buried Recombination Layers with Enhanced N-type Conductivity for Silicon Power Devices“. *Physica*, 129B, pp. 322-326, 1985.
- [Wu00] **Wu T., Zhou M.J.** „Schneller schalten mit weniger Leistung“. *Elektronik*, Heft 19, pp. 76-81, 2000.
- [Zie85] **Ziegler J.F., Biersack J.P., and Littmark U.** *The Stopping and Range of Ions in Solids*. Pergamon Press, New York, 1985.
- [Zhu98] **Zhu R., and Chow T.P.** „Proton Implantation of the Power MOSFET to Improve its Built-in Diode Reverse Recovery“. *Proc. ISPSD 1998*, pp. 321-324, 1998.
- [Zin01] **Zingg R.P.** „New Benchmark for RESURF, SOI, and Super-Junction Power Devices“. *Proc. ISPSD 2001*, pp. 343-346, 2001.

Danksagung

Diese Arbeit wurde von Herr Prof. Dr. G. Wachutka am Lehrstuhl für Technische Elektrophysik der Technischen Universität München wissenschaftlich betreut. Ihm gilt mein besonders herzlicher Dank für die fruchtbaren Diskussionen und zahlreichen Anregungen, die entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. B.O. Kolbesen vom Institut für Anorganische Chemie der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität in Frankfurt am Main sei herzlich gedankt für die bereitwillige Übernahme des Zweitgutachtens.

Meinem Betreuer Herrn Dr. H.-J. Schulze möchte ich besonders herzlich danken für seinen unermüdlichen Einsatz zum Wohle dieser Arbeit. Er nahm sich immer gerne Zeit, um über auftretende Probleme und Fragen zu diskutieren und konnte aufgrund seines großen Erfahrungsschatzes oftmals eine Lösung vorschlagen. Darüberhinaus waren seine zahlreichen Kontakte zu Kollegen aus dem gesamten Umfeld der Leistungselektronik sehr hilfreich.

Auch Herrn Dr. A. Schlögl, der im ersten Jahr neben Herrn Schulze die Arbeit betreut hat, gilt mein besonderer Dank. Zum einen waren seine Vorarbeiten zur Rückwärtsdiode eine sehr gute Ausgangsbasis, zum anderen flossen zahlreiche seiner Anregungen in diese Arbeit ein. Darüberhinaus danke ich ihm für seine stets freundschaftliche Unterstützung auch über das Ende der eigentlichen Betreuungsphase hinaus.

Mein ausdrücklicher Dank geht an die Herren Prof. Dr. E. Wolfgang und Dr. G. Miller., die die Durchführung der Arbeit in den Abteilungen ZT MS 4 der Siemens AG bzw. AI PS DD der Infineon Technologies AG ermöglicht und den Fortgang der Arbeit stets mit großem Interesse verfolgt haben.

Dem Leiter der CoolMOS-Gruppe, Herrn Dr. G. Deboy, danke ich ganz herzlich, dass ich im Verlauf der drei Jahre äußerst spannende Fragestellungen an einem Bauelementkonzept untersuchen konnte, das derzeit das heißeste Thema in der Leistungselektronikwelt darstellt. Sein exklusives Wissen über die Technologie der Kompensationsbauelemente war ein ausgezeichneter Ratgeber bei vielen Problemen und seine konstruktiven Vorschläge haben die Arbeit wesentlich mitbestimmt.

Besonders herzlich danke ich Herrn Dr. F.-J. Niedernostheide, mit dem ich alle auftauchenden Probleme, vor allem im Bereich der Defektphysik, ausführlich diskutieren konnte. Seine Ideen und Vorschläge erwiesen sich wiederholt als äußerst wertvoll.

Allen Kollegen bei Infineon danke ich ganz herzlich für ihre ständige freundschaftliche Unterstützung und Hilfe: Herrn A. Willmeroth, der mein entscheidender Ansprechpartner bei allen Fragen der CoolMOS-Simulation war und auf dessen Anregung das optimierte Avalanchesimulationsprogramm beruht; Herrn Dr. M. Vossebürger für seine Hilfe bei den elektrischen Messungen und der Prozessabwicklung; den Herren Dr. D. Ahlers, Dr. U. Wahl, B. Moati und Dr. E. Griehl, mit deren Hilfe in zahlreichen Diskussionen das eine oder andere Problem gelöst wurde; Herrn R. Grundel für die Prozessabwicklung im Backend; den Herren J. Niedermeyer, J. Schenzler und S. Moebus für die Unterstützung bei messtechnischen Fragen.

Mein herzlicher Dank gilt Frau R. Bommersbach und Frau W. Zlabinger für ihre große Hilfsbereitschaft bei der Probenpräparation und Probenprozessierung sowie den SR-Messungen. Herrn B. Baur danke ich ebenfalls herzlich für zahlreiche Probentransporte und –prozessierungen sowie seine fundierten Ratschläge zur Prozessierung. Den Herren Dr. E. Falck, Dr. G. Sölkner, Dr. V. Kartal, F. Hille und A. Frohmeyer spreche ich meinen besonderen Dank für ihre Hilfe bei allen technischen, simulatorischen oder theoretischen Problemen aus.

Herrn Dr. C. Protop gilt mein besonderer Dank für die Organisation und Abwicklung der Elektronen- und Ionenbestrahlungen. Außerdem war er ein sehr wertvoller Gesprächspartner bei allen Fragen zur

Bestrahlung. Der Firma BGS in Bruchsal und Herrn Dr. von Borany am Forschungszentrum Rossendorf in Schönfeld-Weißig sei gedankt für die Durchführung der Elektronen- bzw. Ionenbestrahlungen.

Ich bedanke mich herzlich bei Herrn M. Rommel am Fraunhofer-Institut für Integrierte Schaltungen in Erlangen für seine große Einsatz- und Hilfsbereitschaft bei der Durchführung der DLTS-Messungen.

Ohne die Unterstützung der genannten Personen wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Ich bedanke mich nochmals ganz herzlich bei allen, dass sie zum Gelingen beigetragen haben.

Mein abschließender und besonders herzlicher Dank gilt meiner Frau Juliane, der ich in großer Liebe verbunden bin, sowie meinen Eltern Gusti und Gottfried Schmitt, die es mir ermöglicht haben, einen spannenden, wissenschaftlichen Beruf zu ergreifen und mich bei allen meinen bisherigen Entscheidungen unterstützt und geleitet haben.

Lebenslauf

geboren am	14. Mai 1973 in Wertheim
Familienstand	verheiratet
09/1979 - 07/1983	Brentano-Grundschule in Aschaffenburg
09/1983 - 07/1992	Karl-Theodor-v.-Dalberg-Gymnasium in Aschaffenburg: Allgemeine Hochschulreife
07/1992 – 06/1993	Grundwehrdienst in Hammelburg
10/1993 – 07/1996	Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg: Studiengang Physik Diplom
08/1996 – 06/1997	State University of New York in Stony Brook, USA, Department of Physics: Master of Arts
07/1997 – 09/1997	Werkstudent bei Siemens AG, ZT KM 6, in München
10/1997 - 09/1999	Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg: Fortsetzung des Physikstudiums Diplomarbeit: „InGaAs-Quantenpunktlaser mit verteilter Rückkopplung“ am Lehrstuhl für Technische Physik von Prof. Dr. Forchel
09/1999	Diplom
10/1999 – 09/2000	Doktorarbeit bei der Siemens AG, ZT MS 4, in München: „Optimierung dynamischer elektrischer Eigenschaften von Kompensationsbauelementen“ Betreuer: Prof. Dr. Wachutka am Lehrstuhl für Technische Elektrophysik der Technischen Universität München
10/2000 – 09/2002	Infineon Technologies AG, AI PS DD2 TD, in München: Weiterführung der Doktorarbeit
seit 10/2002	Entwicklungsingenieur bei Infineon Technologies AG in München