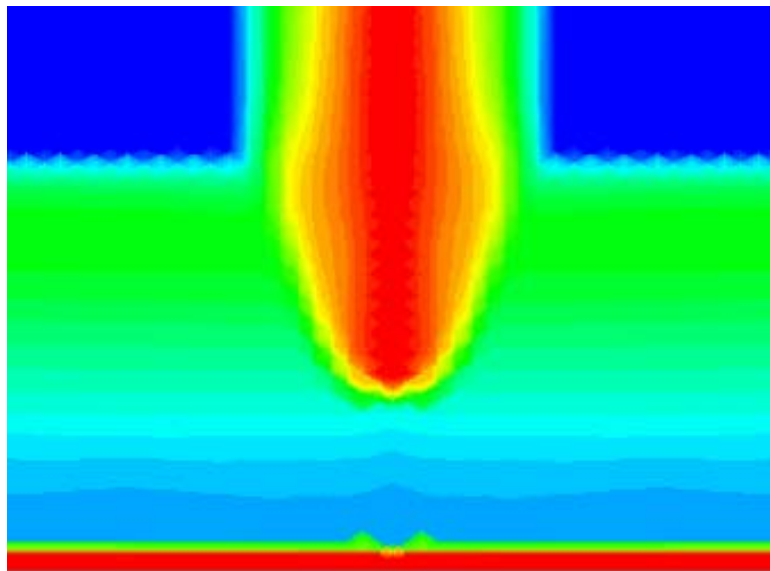


**Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München
Lehrstuhl für Technische Elektrophysik**

Höhenstrahlungsresistenz von Silizium-Hochleistungsbauelementen

Christoph Weiß



**Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München
Lehrstuhl für Technische Elektrophysik**

Höhenstrahlungsresistenz von Silizium-Hochleistungsbauelementen

Christoph Martin Weiß

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr. Josef Kindersberger

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. Gerhard Wachutka
2. apl. Prof. Dr. Martin S. Brandt
3. Univ.-Prof. Dr. Nando Kaminski,
Universität Bremen

Die Dissertation wurde am 25.02.2013 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 24.11.2014 angenommen.

Kurzzusammenfassung

Als die kosmische Strahlung in den frühen 1990er Jahren als Ursache für spontane Ausfälle von Silizium-Leistungsbau-elementen identifiziert werden konnte, wurden die möglichen Fehlermechanismen in zahlreichen experimentellen und numerischen Studien untersucht. Eine durchgängige konsistente physikalische Erklärung der Prozesse, die vom Teilcheneinschlag bis zur thermischen Zerstörung eines Bauelements führen, konnte bis vor kurzem nicht gegeben werden.

In dieser Dissertation wird ein physikalisches Modell vorgestellt, das das mikroskopische Verhalten im Inneren von Silizium-Leistungsbau-elementen - basierend auf numerischen Simulationen - beschreibt und dabei ein tiefes Verständnis des Fehlermechanismus liefert.

Das Modell ermöglicht eine prädiktive Fehler- und Robustheitsanalyse verschiedener Bauelement-Designs.

Abstract

Since cosmic radiation had been identified as a cause for spontaneous failures in silicon high power devices in the early 1990s, the failure mechanisms were investigated by a multitude of experimental and numerical studies. However, a fundamental physical explanation of the consecutive processes, which lead from the impact of a cosmic particle to the thermal breakdown of the device, was not yet established.

In this dissertation a physical model is presented which describes the microscopic behavior inside silicon power devices on the basis of numerical simulation and, in this way, gains a detailed insight into and understanding of the failure mechanism.

The model makes a predictive failure and robustness analysis of different device designs possible.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1 Hochleistungsbauelemente	1
1.2 Ausfallmechanismen von Hochleistungsbauelementen	1
1.3 Numerische Bauelementesimulation	2
1.4 Ziele und Inhalte dieser Arbeit	3
2. Grundlagen	5
2.1 Ausfallproblematik	5
2.2 Wechselwirkung von Höhenstrahlung mit Silizium	6
2.2.1 Für den Ausfall relevante Elementarteilchen	7
2.2.2 Eindringtiefe von leichten Ionen in Silizium	8
2.3 Die sperrgepolte <i>pin</i> -Diode	10
2.4 Kurzfassung des Ausfallmechanismus	13
3. Experimente	17
3.1 Ausfallratenbestimmung durch Nukleonenbestrahlung	18
3.2 Ionenbestrahlungsexperimente	19
4. Simulation des Ausfallmechanismus	21
4.1 Simulationsmodelle	21
4.1.1 Drift-Diffusions-Modell	21
4.1.2 Physikalische Parametermodelle	23
4.1.2.1 Beweglichkeiten	24
4.1.2.2 Träger-Rekombination	25
4.1.2.3 Träger-Generation durch ionisierendes Teilchen	26

4.1.2.4	Stoßionisation	27
4.1.3	Berechnung der lokalen Erwärmung	30
4.1.3.1	Elektrothermisch selbstkonsistente Kopplung	32
4.1.3.2	Abschätzung mit einer <i>a-posteriori</i> -Methode	33
4.1.4	Simulationsgebiet, Diskretisierung und Randbedingungen	35
4.1.4.1	Zylindersymmetrisches Simulationsgebiet	35
4.1.4.2	Diskretisierung	36
4.1.4.3	Randbedingungen	37
4.2	Simulationsergebnisse	39
4.2.1	Isotherme Simulationen	39
4.2.2	Untersuchung von Zerstörungsmechanismen mit Hilfe elektro- thermisch gekoppelter Simulationen	45
4.2.2.1	Kritischer Bereich 1: Die Anode	45
4.2.2.2	Kritischer Bereich 2: Die Diodenmitte	46
4.2.2.3	Kritischer Bereich 3: Die Kathode	47
4.2.2.4	Zusammenfassung der Zerstörungsmechanismen	50
4.3	Kritische Diskussion der verwendeten Modelle und Näherungen	51
4.3.1	Anwendbarkeit des thermodynamischen Transportmodells	51
4.3.2	Stoßionisation als lokales Modell	53
4.3.3	Geschwindigkeit der elektrischen Feldspitze	55
5.	Robustheit gegen höhenstrahlungsinduzierte Ausfälle	57
5.1	Leistungsdioden	57
5.1.1	Einfluss der Substratdotierung	58
5.1.2	Einfluss der Basisdicke	60
5.1.3	Einfluss des Kathodendesigns	62
5.1.4	Einfluss des Feldstopps	64
5.1.5	Einfluss des Anodendesigns	65
5.1.6	Zusammenfassung und Designempfehlungen	70
5.2	Insulated Gate Bipolar Transistoren (IGBT)	71
5.2.1	Grundlagen	71

5.2.2	Simulation des Teilcheneinfalls in eine IGBT-Zelle	72
5.3	Superjunction-MOS-Transistoren (CoolMOS)	75
5.3.1	Grundlagen	75
5.3.2	Vereinfachte Geometrie zur Simulation des Teilcheneinfalls	77
5.3.3	Simulationsergebnisse	77
5.3.4	Grenzen der Simulationsmethodik	79
6.	Zusammenfassung	81
7.	Ausblick	83
	Literaturverzeichnis	84
	Danke	93

1. Einleitung

Die Leistungselektronik ist eine Schlüsseltechnologie mit großer Bedeutung für viele Bereiche der modernen elektrischen Energietechnik, wie zum Beispiel Energieerzeugung, industrielle Automatisierung und Verkehrstechnik (Automobile und schienengebundene Fahrzeuge). Während heute bereits etwa 40% der weltweit verbrauchten Energie aus elektrischer Energie besteht, wird dieser Anteil Schätzungen zufolge bis 2040 auf 60% ansteigen [1]. Dank innovativer Leistungselektronik soll die elektrische Energie effizienter genutzt werden. Dazu ist eine Minimierung der Verluste, die bei der Umformung oder Verteilung elektrischer Energie entstehen, notwendig.

Neben der Verlustoptimierung spielt auch die Robustheit von leistungselektronischen Schaltungen bei der Entwicklung eine entscheidende Rolle, da in der Anwendung oft ein jahrzehntelanger störungsfreier Betrieb gewährleistet werden muss.

1.1 Hochleistungsbauelemente

Ein typisches Leistungsmodul zur Umformung elektrischer Energie besteht aus Schaltern und Dioden. Diese Bauelemente müssen, je nach Anwendung, in der Lage sein, Spannungen von mehreren 1000 V und Ströme von mehreren 100 A zu schalten. Unterschiedliche Bauelementkonzepte sind dabei abhängig von der benötigten Spannungsklasse und der gewünschten Schaltfrequenz von Vorteil. Die wichtigsten Schalter sind der Thyristor, der MOS-Transistor und der *Insultated-Gate-Bipolar-Transistor* (IGBT). Bei den Dioden unterscheidet man Schottky-Dioden und pin-Dioden [2]. Das Standardmaterial für Halbleiterleistungsbauelemente ist Silizium (Si). Vor allem aber in Spezialanwendungen werden Strukturen aus Gallium-Arsenid (GaAs), Gallium-Nitrid (GaN) oder Silizium-Carbid (SiC) immer wichtiger.

1.2 Ausfallmechanismen von Hochleistungsbauelementen

Verschiedene physikalische Effekte, die alle letztendlich einen Ausfall durch lokale Temperaturerhöhung zur Folge haben, können zur Zerstörung eines Halbleiterleistungsbauelements führen. Einen ausführlichen Überblick über diese Zerstörungsmechanismen bietet das Lehrbuch von J. Lutz [3]. Zu unterscheiden sind hierbei statische Überbelastungen wie das Überschreiten der Sperrfähigkeit oder eine zu hohe Strombelastung im angeschalteten

Zustand und dynamische Effekte, die zum Beispiel bei Schaltvorgängen auftreten können. Insbesondere die verschiedenen Varianten des dynamischen Lawinendurchbruchs beim Abschalten von Leistungsbau-elementen wurden in den letzten Jahrzehnten immer wieder Themen aktueller Forschung [4, 5, 6, 7, 8].

Bei elektrischen Lokomotiven, in deren Stromrichtern hochsperrende, abschaltbare Bauelemente verwendet werden, wurde in den 90er Jahren des 20. Jahrhunderts ein neuer Ausfallmechanismus festgestellt: Der Einschlag eines Teilchens aus der kosmischen Höhenstrahlung kann ein in Sperrichtung geschaltetes Bauelement zerstören. Dieser hochdynamische Effekt ist Thema dieser Arbeit und wird ausführlich untersucht.

1.3 Numerische Bauelementesimulation

Bei der Entwicklung von Halbleiterbauelementen spielt die Simulation eine immer wichtigere Rolle. Sie liefert ein Werkzeug, um verschiedenste Probleme zu behandeln. Von der elektrischen Charakterisierung einzelner Bauelemente bis zur Konzeption ganzer Schaltungen unter Einbeziehung der thermischen Belastung findet die numerische Analyse mit Hilfe von Computersimulationen eine breite Anwendung. Da die reale Fertigung und Vermessung von Strukturen sehr zeitaufwendig und teuer ist, tragen prädiktive Simulationstechniken enorm zur Kostenreduktion in der industriellen Entwicklung bei. Beim Design und bei der Optimierung kann so die Anzahl von experimentellen Entwicklungszyklen massiv reduziert werden.

Desweiteren ermöglichen Simulationen einen sehr tiefen Einblick in die physikalischen Vorgänge innerhalb eines Bauelements. Insbesondere hochdynamische Effekte mit sehr kleiner räumlicher Ausdehnung können experimentell oft gar nicht oder nur sehr aufwendig erfasst werden. Dieses tiefe Verständnis hilft schließlich, Messergebnisse zu verstehen und unter Einbeziehung dieses Wissens gezielt Verbesserungen vornehmen zu können. Während man zum Beispiel beim höhenstrahlungsinduzierten Ausfall von Leistungsbau-elementen experimentell vor allem die thermische Zerstörung innerhalb eines Schmelzkanals im aktiven Bereich der Struktur ermitteln kann, erlauben Simulationen die detaillierte Analyse der transienten Vorgänge. Auf diese Art und Weise können die Schwachstellen von Designs gefunden und behoben werden.

Dazu müssen gewisse Anforderungen an die entsprechenden Simulationsprogramme gestellt werden. Alle physikalischen Effekte, die für die zu untersuchenden Mechanismen relevant sind, müssen in Form von physikalisch basierten, mathematischen Modellen implementiert sein. Da die Simulationswerkzeuge insbesondere für Silizium-Bauelemente schon seit vielen Jahrzehnten intensiv entwickelt werden, stehen viele, zum Großteil gut etablierte Modelle für die unterschiedlichen physikalischen Effekte zur Verfügung. Die Modellparameter müssen dabei durch Kalibrierung an Messungen bestimmt werden.

1.4 Ziele und Inhalte dieser Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es, durch elektro-thermisch gekoppelte Simulationen ein tiefes Verständnis für die physikalischen Vorgänge beim Ausfall von Leistungsbau-elementen nach dem Einschlag von kosmischen Teilchen zu entwickeln. Dieses Verständnis soll dann verwendet werden, um den Effekt von Designänderungen auf die Höhenstrahlungsresistenz durch prädiktive Simulationstechniken vorhersagen zu können.

Nach dieser Einleitung im Kapitel 1 werden im Kapitel 2 die physikalischen Grundlagen zum höhenstrahlungsinduzierten Ausfall erläutert. Die Eigenschaften der Höhenstrahlung sowie ihre Wechselwirkungen mit Silizium werden beschrieben, bevor die Leistungsdiode als grundlegende Struktur der Untersuchungen dieser Arbeit eingeführt wird. Schließlich wird der gesamte Zerstörungsmechanismus Schritt für Schritt qualitativ in einer Kurzfassung dargestellt.

Im Kapitel 3 werden die experimentellen Zugänge zur Analyse der Höhenstrahlungsrobustheit vorgestellt, wobei insbesondere die Möglichkeiten von Ionen- und Nukleonenbestrahlungsexperimenten diskutiert werden.

Das Kapitel 4 liefert den Kernpunkt dieser Arbeit. Die physikalischen Modelle und Methoden, die zur Simulation des höhenstrahlungsinduzierten Ausfalls von Leistungsbau-elementen verwendet wurden, werden detailliert beschrieben und auf ihre Anwendbarkeit und Grenzen untersucht. Neben der rein isotherm elektrischen Rechnung ist hierbei insbesondere die Kopplung zwischen elektrischer und thermischer Energiedomäne von Bedeutung. Zwei verschiedene Alternativen zur Abschätzung der lokalen im Bauelement auftretenden Temperatur werden eingeführt. Die Ergebnisse der Simulationen werden an einer Beispielstruktur ausführlich dargelegt, diskutiert und anhand experimenteller Resultate validiert. Dadurch können die kritischen Stellen für die Zerstörung identifiziert werden.

Die Anwendung der Simulationsmethodik auf unterschiedlichste Leistungsbau-elemente wird im Kapitel 5 gezeigt. Nach der Analyse verschiedener Designvarianten von Leistungsdiolen auf ihre Robustheit gegen höhenstrahlungsinduzierte Ausfälle wird die Übertragbarkeit der Modelle auf andere Leistungsbau-elemente (IGBTs und *Superjunction-MOSFETs* (CoolMOS)) überprüft.

Die Arbeit wird im Kapitel 6 mit einer Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse und in Kapitel 7 mit einem Ausblick auf weitere Forschungsansätze bezüglich dieses Themas abgeschlossen.

2. Grundlagen zum höhenstrahlungsinduzierten Ausfall von Leistungsbau-elementen

2.1 Ausfallproblematik

Anfang der 90er Jahre des 20. Jahrhunderts trat ein bis dahin unbekannter Ausfall bei verschiedenen Halbleiter-Leistungsbau-elementen auf. Ohne vorherige Anzeichen wurden Bauelemente zerstört, ihre Sperrfähigkeit ging unwiederbringlich verloren. Die Fehlerorte konzentrierten sich hierbei nicht auf Randbereiche, sondern konnten auf der gesamten aktiven Fläche der Strukturen lokalisiert werden und waren als Schmelzkanal durch die gesamte Tiefe des Bauelements sichtbar. Abb. 2.1 zeigt Aufnahmen eines solchen Schmelzkanals. 1994 veröffentlichten gleich drei Forschungsgruppen das Auftreten dieses Schadensbildes und identifizierten die Höhenstrahlung als Ursache für die Ausfälle [10, 11, 12]. Einen Hinweis auf diese Interpretation lieferte ein Experiment, dessen Ergebnisse in Abb. 2.2 gezeigt sind. Dabei wurden 18 Bauelemente bei angelegter Sperrspannung beobachtet und die Ausfälle als Funktion der Bauelementstunden (Produkt aus

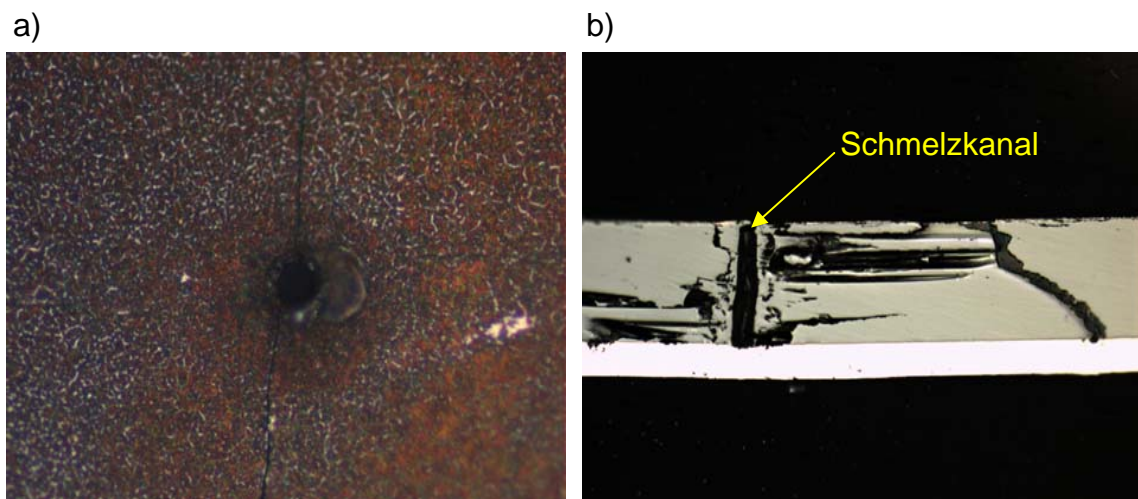


Abb. 2.1: a) Lichtbild des Schmelzkanals in einer Leistungsdiode nach der höhenstrahlungsinduzierten Zerstörung in der Draufsicht [9]. b) Schnitt durch den Schmelzkanal. [9].

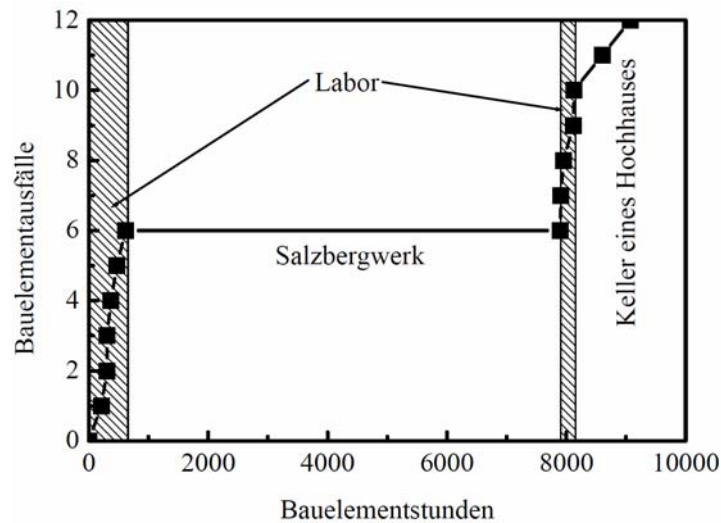


Abb. 2.2: Bauelementausfälle als Funktion der Bauelementstandzeit (Produkt aus Anzahl der Bauelemente und Belastungszeit)[10].

Anzahl der belasteten Bauelemente und Belastungszeit) registriert. Als nach etwa 700 Bauelementstunden sechs der Bauelemente ausgefallen war, transferierte man den gesamten Versuchsaufbau in ein Salzbergwerk, wo, geschützt vor kosmischer Höhenstrahlung, über 7000 Bauelementstunden lang kein weiteres Bauteil ausfiel. Zurück im Labor stellte sich die gleiche Ausfallrate wie zu Beginn des Experiments ein, bevor zwei weitere Bauelemente im Keller eines Hochhauses deutlich später als im Labor erwartet zerstört wurden.

Seit dieser Zeit wurde in zahlreichen Forschungsarbeiten versucht, den Zerstörungsmechanismus zu verstehen und Lösungen zur Steigerung der Robustheit von Leistungsbau-elementen gegen Höhenstrahlung zu finden [13, 14, 15, 16, 17].

2.2 Wechselwirkung von Höhenstrahlung mit Silizium

Die Höhenstrahlung wurde 1912 von Viktor Hess entdeckt, wofür er 1935 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet wurde. Mittlerweile sind die Komponenten dieser Strahlung gut erforscht. Zu unterscheiden sind die hochenergetische Primärstrahlung, die im Weltall auftritt, und die sekundäre Höhenstrahlung, die durch Wechselwirkung der Primärstrahlung mit der Erdatmosphäre entsteht und bis zur Erdoberfläche vordringt. Die kern- und atomphysikalischen Grundlagen zur Entstehung der Höhenstrahlung sowie die wichtigsten Wechselwirkungsmechanismen von Höhenstrahlung mit Silizium sind ausführlich in der Dissertation von Winfried Kaindl beschrieben [16]. In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die für den Ausfall verantwortlichen Teilchen gegeben und deren Wechselwirkung mit Silizium diskutiert.

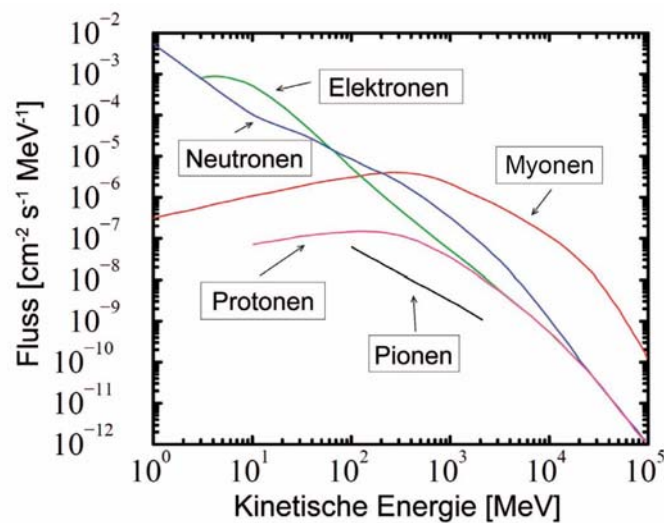


Abb. 2.3: Theoretisch berechneter Sekundärteilchenfluss verschiedener Teilchen der Höhenstrahlung in Abhängigkeit von ihrer kinetischen Energie in New York [18].

2.2.1 Für den Ausfall relevante Elementarteilchen

Die Primärstrahlung umfasst im Wesentlichen hochenergetische Protonen und Alpha-Teilchen. Da sie die Erdatmosphäre nicht durchdringen können, kommen sie als Ursache für den Ausfall von Leistungsbau-elementen höchstens bei Anwendungen in der Welt-raumtechnik in Frage. Durch elastische und inelastische Wechselwirkungsprozesse mit den Molekülen und Atomen der Erdatmosphäre entsteht ein Teilchenschauer, die Sekun-därstrahlung. In Abb. 2.3 sind die Flüsse der wichtigsten Teilchen der Sekun-därstrahlung als Funktion ihrer kinetischen Energie dargestellt. Dabei handelt es sich um theoretische Berechnungen für den Ort New York (USA). Neben diesen Teilchen treffen im wesentli-chen Neutrinos und Gamma-Quanten auf die Erde.

Prinzipiell können diese Teilchen über die vier fundamentalen Kräfte der Physik mit Si-lizium wechselwirken, die elektromagnetische Wechselwirkung, die starke Wechselwir-kung, die schwache Wechselwirkung und die Gravitation. Im Folgenden soll kurz aufge-zeigt werden, welche Teilchensorten und Wechselwirkungen relevant sind, um den Aus-fall von Leistungsbau-elementen auf Meeresniveau zu erklären [16].

- **Neutrinos:** Da der Wirkungsquerschnitt von Neutrinos mit Silizium sehr klein ist, findet fast keine Wechselwirkung statt [19]. Als auslösende Teilchen für den Ausfall kommen sie also nicht in Frage.
- **Gamma-Strahlung:** Photonen können mit Siliziumkernen über den Photoeffekt [20], den Compton-Effekt [21] und Paarbildung wechselwirken, wobei bei Energi-en von mehreren MeV die Paarbildung dominiert. Für die Bildung eines Elektron-Positron-Paars wird eine Energie von 1,022 MeV benötigt. Die Gesamtzahl der so

erzeugten Ladungsträger kann das Bauelement somit nicht nennenswert beeinflussen.

- **Elektronen:** Die Wechselwirkung von Elektronen mit Atomen des Siliziumkristallgitters kann lediglich über Coulomb-Streuprozesse an Valenzelektronen erfolgen. Die dabei deponierte Energie ist zu gering, um zu Ausfällen des Bauelements zu führen.
- **Myonen:** Ähnlich wie bei Elektronen ist die Energiedeposition von Myonen durch Stöße mit Valenzelektronen sehr gering. Durch die vielfach höhere Masse sind allerdings noch andere Wechselwirkungen denkbar, wie zum Beispiel Einfangprozesse oder Coulomb-Streuung an Siliziumkernen [22, 23]. Ein Ausfall des Bauelements aufgrund solcher Effekte ist möglich, wegen des sehr geringen Wirkungsquerschnitts aber unwahrscheinlich.
- **Pionen:** Pionen können als Vertreter der Hadronen im Gegensatz zu den Leptonen direkt über die starke Wechselwirkung mit Siliziumkernen wechselwirken und ihre gesamte Energie deponieren. Aufgrund der sehr kurzen Lebensdauer erreichen aber nur wenige Pionen die Erdoberfläche, sie spielen als Ursache für Ausfälle von Leistungsbauelementen eine untergeordnete Rolle.
- **Nukleonen:** Protonen und Neutronen können inelastisch über die starke Wechselwirkung mit Siliziumkernen stoßen. Durch diese Streuung werden Kernreaktionen initiiert, bei denen mit hoher Wahrscheinlichkeit Rückstoßionen im Energiebereich zwischen 10 und 100 MeV erzeugt werden. Diese Rückstoßionen erzeugen auf ihrem Weg durch das Bauelement massiv Elektron-Loch-Paare. Es bildet sich ein hoch lokalisierter Plasmakanal entlang dieses Weges, der das Bauelement entscheidend beeinflussen und prinzipiell zerstören kann. Im relevanten Energiebereich kann die Coulomb-Wechselwirkung vernachlässigt werden, die Wirkung von Protonen und Neutronen ist also identisch. Da auf der Erdoberfläche deutlich mehr Neutronen als Protonen ankommen und da Protonen im Gegensatz zu Neutronen sehr leicht abschirmbar sind, sind Neutronen die für Bauelementausfälle hauptsächlich verantwortlichen Teilchen.

2.2.2 Eindringtiefe von leichten Ionen in Silizium

Bei der Kernreaktion eines Siliziumkerns, die durch den Einfang eines Nukleons initiiert wird, entstehen leichte Ionen mit kinetischen Energien zwischen 10 und 100 MeV. Möglich sind hierbei sämtliche Ionensorten zwischen Wasserstoff und Phosphor. Diese Ionen wandern durch das Bauelement und geben ihre Energie durch Stöße mit Valenzelektronen ab, bis sie schließlich ganz abgebremst werden. Der Energieverlust der Ionen geschieht im Wesentlichen durch Generation von Elektron-Loch-Paaren. Um die Dichte dieses initialen Elektron-Loch-Plasmas entlang des Weges des Ions berechnen zu können, benötigt man Kenntnisse über Energieverlust und Eindringtiefe der entsprechenden Ionen in Silizium. Diese Größen können mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen berechnet werden. Hierzu wurde der Simulator SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*) verwendet [24].

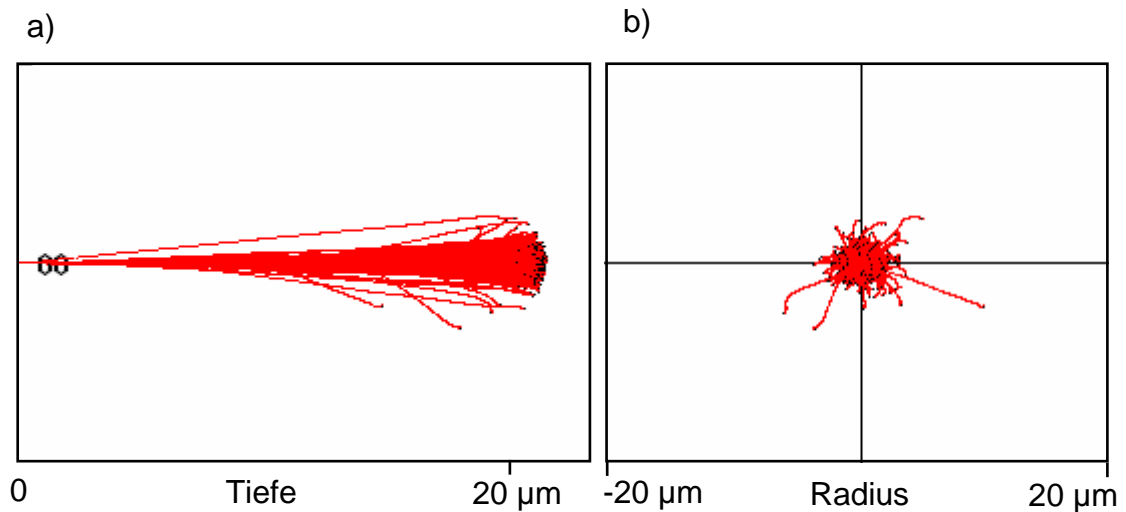


Abb. 2.4: Mit SRIM berechnete Trajektorien von 1000 ^{16}O -Ionen mit initialen kinetischen Energien von 30 MeV in Silizium mit Blick von der Seite (a) und mit Blick von vorne (b).

Damit können die Trajektorien beliebiger Ionen mit frei wählbaren Anfangsenergien in Materie berechnet werden.

Abb. 2.4 zeigt die Trajektorien von 1000 Sauerstoffionen mit kinetischen Anfangsenergien von 30 MeV auf ihrem Weg durch Silizium in longitudinaler Richtung (“von der Seite”, a) und lateraler Richtung (“von vorne”, b). Aufgrund der Statistik der Streuprozesse gibt es sehr viele mögliche Trajektorien. Allerdings bleibt die laterale Ablenkung zur Seite bis auf wenige Ausreißer im Bereich von weniger als 2 μm . Die Eindringtiefe z_0 dieser Ionen in Silizium beträgt etwas mehr als 20 μm . Man kann also in guter Näherung den Weg der Ionen durch Silizium als einen geraden Weg in Einschussrichtung durch das Bauelement betrachten.

Entscheidend für die lokale Dichte der vom Ion erzeugten Elektron-Loch-Paare ist die Energieverlustfunktion $\frac{dE_{kin}}{dz}$. Diese ist in Abb. 2.5 als Funktion der Tiefe z für drei verschiedene kinetische Anfangsenergien aufgetragen. Man erkennt den charakteristischen Verlauf mit einem Maximalwert (*Bragg-Peak*) kurz vor dem gänzlichen Abbremsen des Ions. Das Integral über die Energieverlustfunktion ergibt die kinetische Anfangsenergie der Ionen:

$$E_{kin} = \int_0^{z_0} \frac{dE_{kin}}{dz}(z) dz \quad (2.1)$$

Erwartungsgemäß kann das Ion weiter in das Silizium eindringen, wenn es eine höhere kinetische Anfangsenergie besitzt.

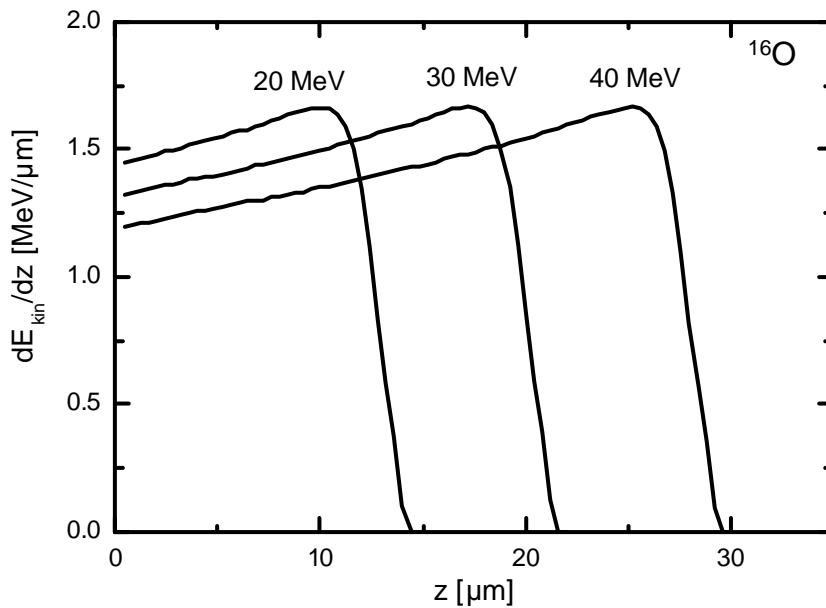


Abb. 2.5: Energieverlustfunktion $\frac{dE_{kin}}{dz}(z)$ von ^{16}O -Ionen mit initialen kinetischen Energien von 20 MeV, 30 MeV und 40 MeV in Silizium, berechnet mit SRIM.

2.3 Die sperrgepolte *pin*-Diode

Die Untersuchungen zur Robustheit von Halbleiterleistungsbau-elementen gegen Höhenstrahlung werden in dieser Arbeit zunächst an Silizium-Leistungsdioden durchgeführt. Kritisch ist hierbei vor allem der statische sperrgepolte Zustand. Da sich die elektrischen Feldverläufe im Sperrfall (oder im ausgeschalteten Zustand bei Halbleiter-Schaltern) für die meisten Leistungsbau-elemente sehr ähneln, können viele der Ergebnisse auch auf andere Strukturen übertragen werden.

Bei typischen Leistungsdioden handelt es sich um vertikale *pin*-Strukturen. Dabei steht das *i* für einen sehr schwach *n*-dotierten (fast intrinsischen) Bereich. Diese sogenannte Basiszone wird an der Anodenseite von einer hohen *p*-Dotierung und an der Kathodenseite von einer hohen *n*-Dotierung begrenzt.

Abb. 2.6a zeigt schematisch den Aufbau einer solchen vertikalen *pin*-Diode. Bringt man nun bei geerdeter Anode die Kathode auf ein positives elektrisches Potential U , so wird der *pn*-Übergang der Diode in Sperrrichtung betrieben. Die gesamte angelegte Spannung muss nun in Form eines elektrischen Feldes in der Struktur aufgenommen werden, so dass gilt

$$U = \int_0^d E_z dz \quad (2.2)$$

mit dem elektrischen Feld $\vec{E} = E_z \cdot \vec{e}_z$. Dieses Feld hat hierbei aus Symmetriegründen lediglich eine Komponente in *z*-Richtung. Die räumliche Verteilung der elektrischen

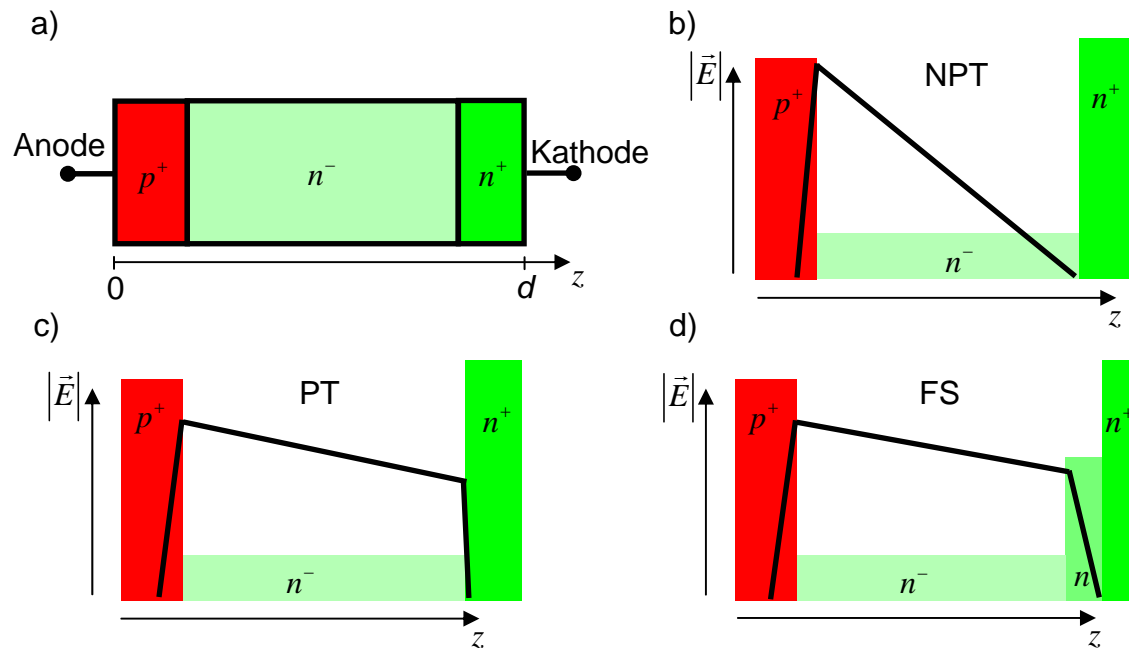


Abb. 2.6: a) Schematischer Aufbau einer *pin*-Diode mit Bezeichnung der Kontakte.
 b)-d) Schematischer Verlauf der elektrischen Feldstärke bei angelegter Sperrspannung für Leistungsdioden mit *non-punch-through*- (b), *punch-through*- (c) und Feldstopp-Design (d).

Feldstärke kann mit Hilfe des Gaußschen Gesetzes berechnet werden:

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho = e (p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad (2.3)$$

Hierbei bezeichnet e die Elementarladung, \vec{D} die dielektrische Verschiebungsdichte und ρ die Raumladungsdichte, die bei einem Halbleiter erzeugt wird durch die Löcherdichte p , die Elektronendichte n , die Dichte ionisierter Donatoren N_D^+ und die Dichte ionisierter Akzeptoren N_A^- . Die angelegte Sperrspannung wird fast ausschließlich innerhalb der schwach dotierten Basiszone aufgenommen. In der sich dort ausbildenden Raumladungszone gilt für die z -Komponente E_z des elektrischen Feldes (unter Verwendung von $\vec{D} = \varepsilon_{Si} \vec{E}$, wobei ε_{Si} die Dielektrizitätskonstante von Silizium ist):

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = e \frac{N_D^+}{\varepsilon_{Si}} \quad (2.4)$$

Die Dotierstoffkonzentration in der Basiszone definiert also die Steigung des elektrischen Feldverlaufes. Gl. (2.2) und (2.3) ergeben gemeinsam das typische dreiecksförmige Feldprofil, wie es in Abb. 2.6b gezeigt ist.

Prinzipiell lassen sich drei verschiedene Arten von *pin*-Dioden unterscheiden. Wenn das elektrische Feld selbst bei maximaler Sperrspannung nicht bis zur Kathodendotierung

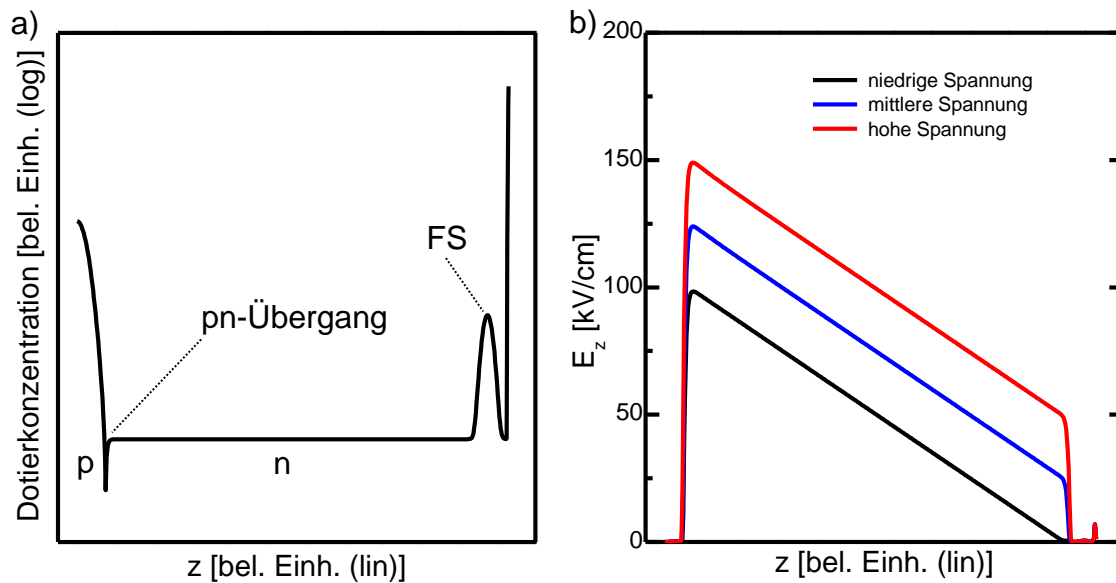


Abb. 2.7: a) Reales vertikales Dotierprofil einer typischen FS-Leistungsdiode (Durchbruchsspannung ca. 1200 V). b) Verlauf der z -Komponente des elektrischen Feldes in der Diode aus a) für drei verschiedene Sperrspannungen (aus Simulationen).

durchdringt, dann spricht man von einer *non-punch-through*-Diode (NPT). Um die Verlustleistung im Durchlassbetrieb zu minimieren, kann die Dicke der Basiszone reduziert werden. Das elektrische Feld dringt dann bis in die hohe n -Dotierung am Kathodenkontakt ein, was zu einem trapezförmigen Feldverlauf führt. Diese Art wird als *punch-through*-Diode (PT) bezeichnet (Abb. 2.6c). Um das elektrische Feld kontrolliert vor der Kathode zu reduzieren, kann man einen Bereich mittlerer n -Dotierung zwischen Basiszone und Kathode einbauen (Abb. 2.6d). Dieser Bereich heißt Feldstopp (FS), bei der sich dadurch ergebende FS-Diode handelt es sich um das in der jüngsten Praxis am häufigsten gefertigte Design von Silizium-Leistungsdioden.

Real werden Silizium-Leistungsdioden aus einem schwach n -dotierten Substrat gefertigt, in das über Implantation und Diffusion die höher dotierten Bereiche eingebracht werden. Dadurch ergeben sich gaußförmige Profile. Das vertikale Dotierprofil einer realen FS-Teststruktur ist in Abb. 2.7a abgebildet. Bei dieser Teststruktur handelt es sich um eine Diode der Spannungsklasse 1,2 kV; das heißt, die Durchbruchsspannung im Sperrfall liegt bei mindestens 1200 V. Abb. 2.7b zeigt die z -Komponente des elektrischen Feldes als Funktion der Tiefe z dieser Teststruktur bei drei verschiedenen Sperrspannungen. Bei den höheren Spannungen erkennt man gut den charakteristischen trapezförmigen Feldverlauf der FS-Diode. Die typische maximale Feldstärke im statischen Sperrzustand liegt im Bereich zwischen 150 kV/cm und 200 kV/cm. Bei dieser Struktur handelt es sich um die Diode, die im Rahmen dieser Arbeit als Standardstruktur zur Anpassung von Simulationsmodellen (Kap. 4) verwendet wurde.

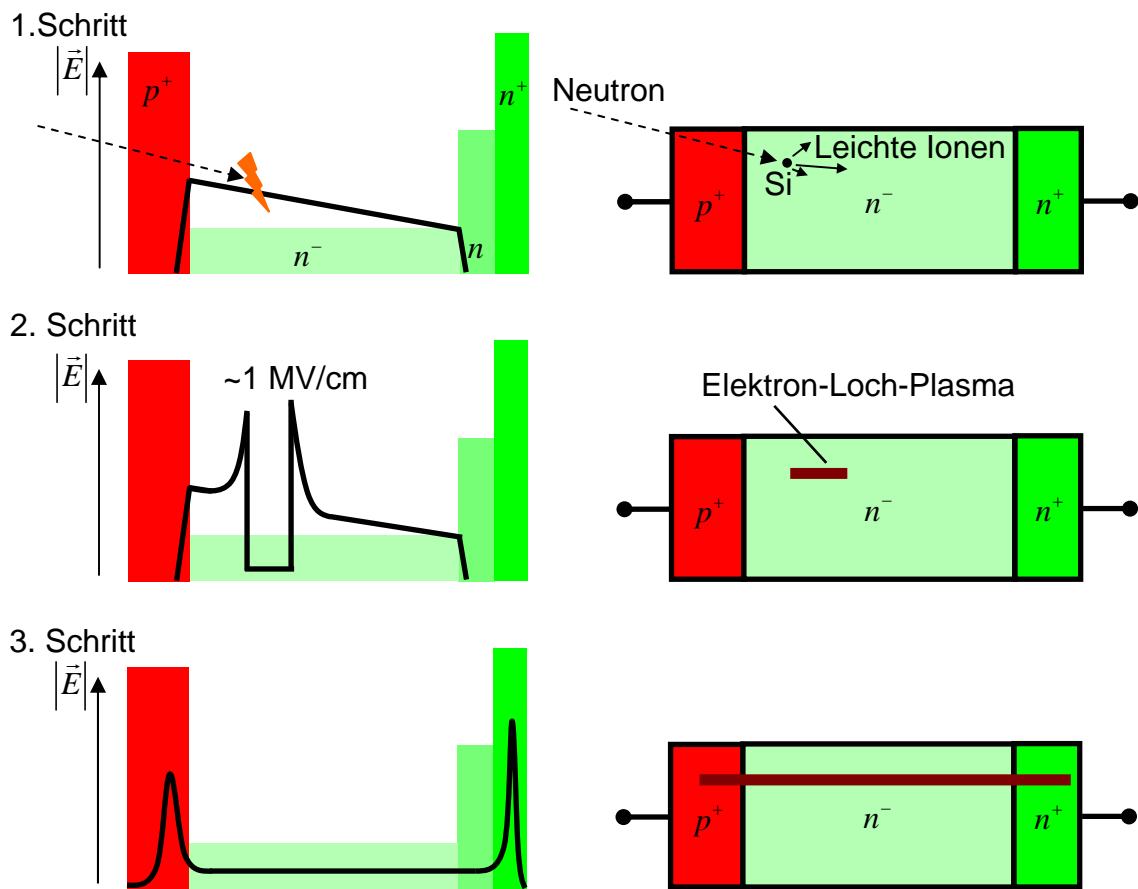


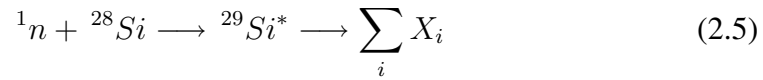
Abb. 2.8: Schematische Kurzdarstellung der drei Schritte des höhenstrahlungsinduzierten Zerstörungsmechanismus in Leistungsdioden. Links: Elektrisches Feld; Rechts: Elektron-Loch-Plasma.

2.4 Kurzfassung des Ausfallmechanismus

In diesem Unterkapitel wird der Mechanismus, der vom Einschlag eines Neutrons in die Basiszone einer sperrgepolten Silizium-*pin*-Diode bis zum Ausfall des Bauelements führt, kurz zusammengefasst. Der Zerstörungsprozess lässt sich grob in drei Schritte unterteilen, die sich durch die dominanten physikalischen Effekte und durch die Zeitskalen, auf denen sie stattfinden, unterscheiden. Abb. 2.8 zeigt schematisch das Verhalten von elektrischem Feld und Elektron-Loch-Plasma im Bauelement während dieser Schritte.

- **Schritt 1: Der Neutroneneinschlag.** Wenn ein Neutron aus der kosmischen Höhenstrahlung in die Raumladungzone einer sperrgepolten Leistungsdiode eindringt, so gibt es eine kleine Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Neutron von einem ^{28}Si -Kern des Kristallgitters eingefangen wird. Der so entstehende ^{29}Si -Kern ist hoch angeregt und zerfällt sehr schnell in leichte Ionen (z.B. Alpha-Teilchen,

Kohlenstoffionen, Sauerstoffionen, etc.).



Diese leichten Ionen haben kinetische Anfangsenergien zwischen 10 und 100 MeV, wandern durch das Bauelement und deponieren ihre Energie über Elektron-Loch-Paar-Generation im Bauelement. Diese Kernreaktion und das Abbremsen der leichten Ionen geschieht sehr schnell in den ersten 10 ps nach dem Neutroneneinschlag.

- **Schritt 2: Der Streamer.** Durch das Abbremsen der leichten Ionen entsteht entlang ihres Weges durch das Bauelement ein hoch konzentriertes, hoch lokalisiertes Elektron-Loch-Plasma mit Plasmadichten, die um Größenordnungen größer sind als die Dotierkonzentration. Innerhalb des Plasmas herrscht somit nahezu Ladungsneutralität, das elektrische Feld bricht ein. An den Rändern des Plasmas allerdings entstehen durch die unterschiedlichen Beweglichkeiten von Elektronen und Löchern massive Raumladungsdichten, die zu extrem steilen, stark lokalisierten Feldspitzen führen. Die Höhe dieser Feldspitzen ist mit etwa 1 MV/cm um eine Größenordnung größer als die statischen Felder im normalen Betriebszustand. Innerhalb dieser Feldspitzen werden die Ladungsträger beschleunigt und generieren über Stoßionisation neue Ladungsträger, wodurch der Plasmakanal verlängert wird. Ab einer gewissen Schwellenspannung kann so ein stabiler Zustand entstehen, bei dem die Feldspitzen durch das gesamte Bauelement laufen und die Diode durch den Plasmakanal kurzgeschlossen wird. Dieser Effekt wird als Streamer bezeichnet und wurde zum ersten Mal in Leistungsdioden von Kaindl 2004 anhand von Simulationen untersucht [14]. Er ist dem bei Gasentladungen bekannten Streamer-Effekt sehr ähnlich [25, 26, 27, 28, 29]. Der Streamer braucht bei einer 1,2 kV-Diode etwa 200 ps, um nach dem Neutroneneinschlag das gesamte Bauelement kurzzuschließen. In dieser kurzen Zeit spielen thermische Effekte noch keine Rolle, so dass die Selbsterwärmung im Plasmakanal hier noch vernachlässigt werden kann. Um einen thermischen Ausfall der Diode erklären zu können, muss man das Verhalten in der Zeit nach dem Streamer-Durchlauf betrachten (Schritt 3).
- **Schritt 3: Die Selbsterwärmung im Plasmakanal.** Nachdem der Streamer durch das Bauelement gelaufen ist, schließt ein hoch leitfähiger Plasmakanal die Diode kurz. Die hoch dotierten Bereiche an Anode und Kathode wirken als Ladungsträgerkompensationszonen, wodurch hohe Raumladungsdichten und damit Feldüberhöhungen nahe der Kontakte entstehen. Ein solcher Verlauf der elektrischen Feldstärke wurde schon 1966 von Egawa als mögliche Ursache von Bauelementausfällen identifiziert [7]. Die Ladungsträger im Plasmakanal diffundieren nun in lateraler Richtung, wodurch sich die Plasmadichte im Kanal langsam verringert. Neue Ladungsträger werden nun nur noch in recht geringer Anzahl in den Feldspitzen nahe der Kontakte über Stoßionisation generiert. Schließlich werden die Ladungsträger von den entsprechenden Kontakten abgesaugt, nach etwa 20 ns ist der Plasmakanal verschwunden, die Diode kann wieder in den Ausgangsperrzustand gelangen. Allerdings führt in diesen 20 ns die Joulesche Wärme innerhalb des Plasmakanals zu einem drastischen Temperaturanstieg, insbesondere in den Hochfeldbereichen

nahe der Kontakte. Dabei kann lokal die Schmelztemperatur von Silizium erreicht werden, wodurch das Bauelement zerstört wird.

Diese drei Schritte werden in Kap. 4 anhand von elektro-thermisch gekoppelten Simulationen ausführlich untersucht, um quantitative Kriterien für die Ausfallgefahr von Leistungsbaulementen zu erhalten.

3. Experimentelle Untersuchungen zum höhenstrahlungsinduzierten Ausfall von Leistungsbauerelementen

Um die Robustheit von Leistungsbauerelementen gegen höhenstrahlungsinduzierte Ausfälle zu analysieren, gibt es verschiedene experimentelle Ansätze. Die einfachste Möglichkeit sind Lagerversuche. Hierbei wird eine bestimmte Anzahl von Bauelementen mit angelegter Sperrspannung beobachtet und jeder Ausfall registriert. Der Vorteil dieser Methode ist der sehr realistische Versuchsaufbau, der die Bauelemente der tatsächlich auf der Erde vorhandenen Höhenstrahlung aussetzt. Allerdings sind die Fehlerraten hierbei derart gering, dass man selbst bei sehr langen Messzeiten und hohen Sperrspannungen nur eine sehr geringe statistische Genauigkeit der Fehlerwahrscheinlichkeit erhält. Eine leichte Beschleunigung erzielt man durch die Verlegung des Versuchsaufbaus auf hochgelegene Berggipfel. Entsprechende Laboratorien stehen zum Beispiel bei der Umweltforschungsstation Schneeferner auf der Zugspitze zur Verfügung [30].

Um auch bei niedrigen Sperrspannungen Fehlerraten mit guter Statistik messen zu können, werden Nukleonenbestrahlungsexperimente durchgeführt [13]. Hierbei bieten Laboratorien wie das *Svedberg Laboratory* (TSL) in Uppsala (Schweden) oder das *Los Alamos Neutron Science Center* (USA) Teilchenstrahlen, deren Teilchenfluss bis zu einem Faktor 10^8 höher ist als der der natürlichen Höhenstrahlung.

Eine dritte Möglichkeit, um den Einfluss von Höhenstrahlung auf Leistungsbauerelemente zu untersuchen, sind Ionenbestrahlungsexperimente [31, 15]. Die Bauelemente werden mit leichten Ionen (α -Teilchen, Kohlenstoffionen, Sauerstoffionen, ...) bestrahlt, wobei die gesamte erzeugte Ladung während eines Ioneneinschlags bis zum Ausfall des Bauelements gemessen wird. Dieser Ansatz hat den Vorteil, dass der statistische Prozess der Kernreaktion zwischen Nukleon und Siliziumkern (siehe Kap. 2) übersprungen wird. Definierte Versuchsbedingungen in Bezug auf Ionensorte, Ionenenergie und Aufschlagsort ermöglichen die Eichung der Simulationsmodelle anhand der Messresultate.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Ergebnisse von Nukleonenbestrahlungen und von Ionenbestrahlungsexperimenten gezeigt. Die Ionenbestrahlungsergebnisse wurden hierbei zur Kalibrierung der Simulationsmodelle verwendet, während anhand von Nukleonenbestrahlungen die Einflüsse verschiedener Design-Parameter von Leistungsdioden auf die Höhenstrahlungsrobustheit untersucht wurden.

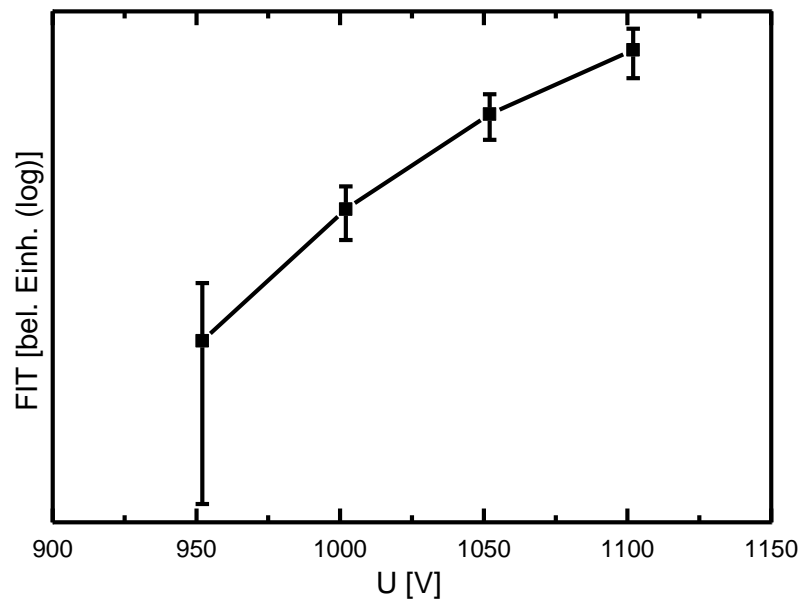


Abb. 3.1: Fehlerrate (FIT) als Funktion der Sperrspannung U einer typischen Leistungsdiode, gemessen durch Protonenbestrahlung.

3.1 Ausfallratenbestimmung durch Nukleonenbestrahlung

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse von Nukleonenbestrahlungen an Leistungsdioden wurden von Gerald Sölkner (Infineon Technologies AG) am *Svedberg Laboratory* in Uppsala aufgenommen, wobei ein monoenergetischer Protonenstrahl verwendet wurde. Die Messgröße für die Ausfallwahrscheinlichkeit ist FIT (*Failure in Time*). Ein FIT entspricht hierbei einem Ausfall in 10^9 Stunden. Durch den hohen Protonenfluss im Bestrahlungsexperiment ist es möglich, Fehlerraten bis hinunter zu 10 FIT in wenigen Minuten zu messen.

Abb. 3.1 zeigt die gemessene Ausfallrate einer typischen Leistungsdiode (spezifizierte Durchbruchspannung 1200 V) als Funktion der Sperrspannung. Hierbei wurde eine große Zahl an Bauelementen auf Meereshöhe bei Raumtemperatur getestet. Die Fehlerbalken kennzeichnen den statistischen Fehler. In der logarithmischen Darstellung erkennt man einen fast exponentiellen Anstieg der Fehlerwahrscheinlichkeit mit der Sperrspannung. In Kap. 5 dieser Arbeit wird die Robustheit verschiedener Designs anhand solcher Protonenbestrahlungsergebnisse diskutiert.

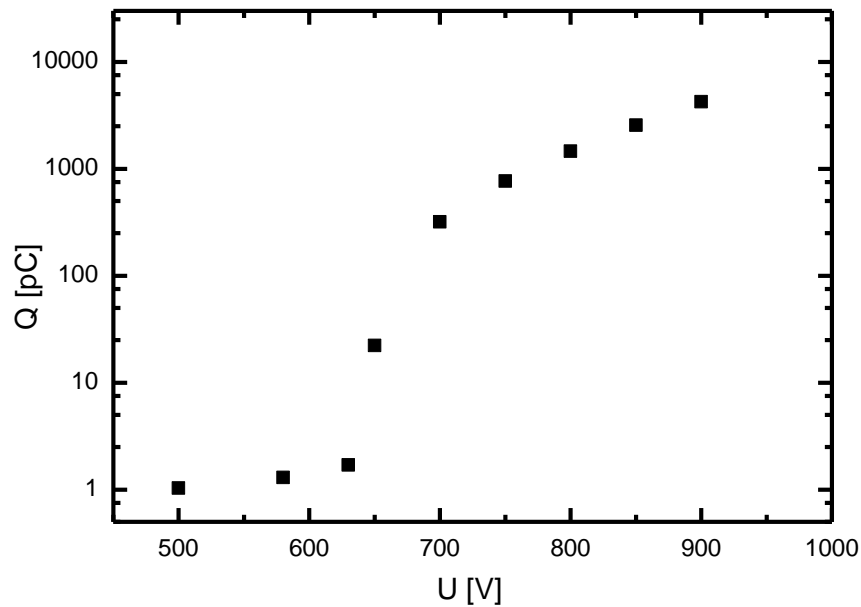


Abb. 3.2: Typisches Messergebnis eines Ionenbestrahlungsexperiments: Die maximal erzeugte Ladung Q nach dem Einschlag eines Ions ist aufgetragen in Abhängigkeit der angelegten Sperrspannung U .

3.2 Ionenbestrahlungsexperimente

Die Ionenbestrahlungsexperimente wurden von Stefan Aschauer im Rahmen seiner Diplomarbeit am Tandembeschleuniger des Maier-Leibniz-Laboratoriums (MLL) in Garching bei München durchgeführt [32]. Dabei wurden ^{16}O -Ionen auf eine kinetische Energie von 55 MeV beschleunigt, über eine variabel einstellbare Luftstrecke auf eine definierte kinetische Energie abgebremst und auf die sperrgepolte Leistungsdiode geschossen. Der durch ein eintreffendes Ion erzeugte Strompuls $I(t)$ wird an der Anode gemessen, die dabei insgesamt erzeugte Ladung Q kann durch Integration über den Strompuls

$$Q = \int_0^{\infty} I(t) dt \quad (3.1)$$

berechnet werden. Da bei Polung in Sperrrichtung die Löcher an der Anode angezogen werden, misst man auf die Art die Anzahl P der insgesamt erzeugten Löcher: $Q = P \cdot e$ mit der Elementarladung e .

In Abb. 3.2 ist die maximal erzeugte Ladung als Funktion der Sperrspannung dargestellt. Dabei wurden ^{16}O -Ionen mit der kinetischen Energie $E_{kin} = 30,6$ MeV auf eine Leistungsdiode (spezifizierte Durchbruchsspannung 1200 V) geschossen. Bei kleinen Sperrspannungen wird nur eine sehr geringe Ladung von ca. 1 pC erzeugt. Diese Ladung wird direkt vom Ion auf dessen Weg durch das Bauelement generiert und kann folgendermaßen abgeschätzt werden: In Silizium benötigt man eine Energie $E_p = 3,6$ eV, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen [33]. Wenn das Ion seine gesamte kinetische Energie auf

dem Weg durch die Diode durch Elektron-Loch-Paar-Bildung verliert, werden insgesamt $P = \frac{E_{kin}}{E_p}$ Löcher erzeugt.

Die zu erwartende Ladungsmenge berechnet sich dann zu

$$Q = \frac{E_{kin}}{E_p} \cdot e = \frac{30,6 \cdot 10^6}{3,6} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 1,36 \text{ pC} \quad (3.2)$$

in guter Übereinstimmung mit den Messungen bei niedrigen Spannungen. Der leichte Anstieg der erzeugten Ladung zwischen 500 V und 630 V kann dadurch erklärt werden, dass in den Feldspitzen an den Rändern des Plasmakanals durch Stoßionisation weitere Ladungsträger generiert werden.

Bei der Schwellspannung von 650 V werden massiv weitere Ladungsträger generiert und die gesamte erzeugte Ladung steigt bei höheren Spannungen um Größenordnungen an. Grund hierfür ist das Auftreten eines Streamers (siehe Abs. 2.2). Dabei werden die Feldspitzen an den Rändern des Plasmakanals so hoch, dass durch weitere Generation von Ladungsträgern über Stoßionisation ein stabiler Zustand erreicht wird; die Feldspitze erhält sich selbst und wandert durch das gesamte Bauelement. Die Diode wird so über einen hoch leitfähigen Plasmakanal für einen sehr kurzen Zeitraum kurzgeschlossen, bevor die radiale Diffusion von Ladungsträgern dem Bauelement in den Ursprungszustand verhilft. Diese Ereignisse massiver Ladungsträgermultiplikation werden in Abs. 4.2.1 im Detail diskutiert.

Entscheidend für diese Arbeit ist insbesondere der letzte Messpunkt bei 900 V. Dieser kennzeichnet, dass das Bauelement bei höheren Spannungen irreversibel zerstört wurde. Eine Messung der erzeugten Ladung war nicht mehr möglich.

Diese Messergebnisse wurden verwendet, um die Simulationsmodelle zu verifizieren (siehe Kap. 4), da Ionenbestrahlungsexperimente sehr gut zur Durchführung als virtuelles Experiment am PC geeignet sind.

4. Simulation des Ausfallmechanismus

In diesem Kapitel werden die Simulationsmethoden, die zur Untersuchung des höhenstrahlungsinduzierten Ausfalls von Leistungsbau-elementen verwendet wurden, vorgestellt. Nach einer ausführlichen Beschreibung der Modelle wird anhand von Simulationsergebnissen der Ausfallmechanismus beschrieben.

Sämtliche Simulationen in dieser Arbeit wurden mit der Software *Sentaurus Device* von Synopsys durchgeführt [34]. Dieses Programm verwendet die Methode der *finiten Volumina* zur Ortsdiskretisierung [35, 36]. Dazu wird das Simulationsgebiet in eine endliche Anzahl von kleinen Volumenelementen unterteilt; die kontinuumstheoretischen Ladungsträgertransportgleichungen werden in diskretisierter Form numerisch auf diesen Elementen zu diskreten Zeitschritten gelöst.

4.1 Simulationsmodelle

Um die Zerstörung von Bauelementen durch Selbsterwärmung simulationstechnisch analysieren zu können, muss die elektrische Energiedomäne mit der thermischen Energiedomäne gekoppelt betrachtet werden. Ausgehend von den Grundgleichungen des Drift-Diffusions-Modells (Abs. 4.1.1) werden in Abs. 4.1.2 die nötigen physikalischen Größen und die sie beschreibenden Modelle eingeführt. In Abs. 4.1.3 werden zwei Methoden gezeigt, mit deren Hilfe die lokale Erwärmung in einem Plasmakanal, der nach dem Einschlag eines kosmischen Teilchens entsteht, abgeschätzt werden kann. Das Simulationsgebiet, die Diskretisierung der Struktur (*Mesh*) sowie die physikalischen Randbedingungen werden abschließend in Abs. 4.1.4 aufgezeigt.

4.1.1 Drift-Diffusions-Modell

Unter der Annahme, dass sich Elektronen und Löcher mit dem Atomgitter des Siliziumkristalls in der Nähe des thermodynamischen Gleichgewichts befinden, liefert das Drift-Diffusions-Modell die Grundlage zur Berechnung der elektronischen Transporteigenschaften eines Halbleiters. Dieses Modell wurde erstmals 1950 von van Roosbroeck formuliert [37].

Die Grundgleichungen des Drift-Diffusions-Modells müssen mit den vier Maxwell-Gleichungen konsistent sein [35].

Daher gilt zwischen dem elektrostatischen Potential Φ und der Raumladungsdichte ρ die Poisson-Gleichung

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi = -\frac{\rho}{\varepsilon_{Si}} = \frac{e}{\varepsilon_{Si}} (n - p - N_D^+ + N_A^-). \quad (4.1)$$

Das elektrische Feld kann mit

$$\vec{E} = -\operatorname{grad} \Phi \quad (4.2)$$

aus der Lösung Φ der Poissongleichung berechnet werden.

Da es sich bei den Ladungsträgern um extensive Größen handelt, gelten die Bilanzgleichungen für die Elektronendichte n

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n = G - R \quad (4.3)$$

und die Löcherdichte p

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_p = G - R. \quad (4.4)$$

Hierbei bezeichnen \vec{j}_n die Elektronenstromdichte, \vec{j}_p die Löcherstromdichte und G und R die Generations- bzw. die Rekombinationsrate. Die Zahl der Ladungsträger in einem beliebigen Volumen kann sich über die Zeit also nur ändern, indem entweder Ladungsträger hinein oder heraus fließen oder neue Ladungsträger generiert werden oder rekombinieren.

In der isothermen Näherung (d.h. unter Vernachlässigung von Selbsterwärmungseffekten) haben die Stromrelationen für Elektronen- und Löcherstromdichte die Form [35]:

$$\vec{j}_n = e\mu_n n \vec{E} + eD_n \nabla n \quad (4.5)$$

$$\vec{j}_p = e\mu_p p \vec{E} - eD_p \nabla p \quad (4.6)$$

Die Stromdichten lassen sich also in einen Driftstrom (proportional zum elektrischen Feld) und einen Diffusionsstrom (proportional zum Ladungsträgerdichtegradienten) zerlegen. Dabei gelten für die Beweglichkeiten von Elektronen und Löchern μ_n und μ_p und die Diffusionskonstanten D_n und D_p die Einsteinrelationen $\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_b T}{e}$ mit der Boltzmann-Konstante k_b und der Temperatur T .

Einen Zusammenhang zwischen den Ladungsträgerdichten und dem Potential kann näherungsweise unter Verwendung der Boltzmann-Statistik gefunden werden: ¹

¹ Korrekterweise müsste hier die Fermi-Dirac-Statistik verwendet werden. Für den Fall nicht-entarteter Halbleiter liefert jedoch die Boltzmann-Statistik eine gute Näherung [38].

$$n = n_i \exp\left(\frac{e(\Phi - \varphi_n)}{k_b T}\right) \quad (4.7)$$

$$p = n_i \exp\left(\frac{e(\varphi_p - \Phi)}{k_b T}\right) \quad (4.8)$$

Mit φ_n und φ_p werden hierbei die Quasifermipotentiale der Elektronen und Löcher bezeichnet. Die intrinsische Ladungsträgerdichte n_i berechnet sich aus den effektiven Zustandsdichten von Leitungsband N_c und Valenzband N_v sowie der Bandlücke E_g zu

$$n_i = \sqrt{N_c(T)N_v(T)} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_b T}\right). \quad (4.9)$$

Setzt man nun die Gleichungen 4.2, 4.7 und 4.8 in die Stromrelationen 4.5 und 4.6 ein, lassen sich die Stromdichten als Gradient der Quasifermipotentiale darstellen:

$$\vec{j}_n = -e\mu_n n \nabla \varphi_n \quad (4.10)$$

$$\vec{j}_p = -e\mu_p p \nabla \varphi_p \quad (4.11)$$

Im Ergebnis erhält man einen geschlossenen Satz partieller Differentialgleichungen für die Ladungsträgerdichten oder, äquivalent dazu, für die Quasifermipotentiale.

4.1.2 Physikalische Parametermodelle

Um das Gleichungssystem für n , p , \vec{j}_n , \vec{j}_p und Φ lösen zu können, müssen die Dichten ionisierter Dopanden (N_D^+ , N_A^-), die Beweglichkeiten (μ_n , μ_p), die Generationsrate G sowie die Rekombinationsrate R bekannt sein. Da in Silizium bereits bei Raumtemperatur nahezu alle Dotieratome ionisiert sind, sind die Dichten ionisierter Dopanden durch das Dotierprofil der Struktur fest vorgegeben. Die übrigen Parameter sind im Allgemeinen von sehr vielen physikalischen Größen (elektrisches Feld, Temperatur, Störstellendichten, ...) abhängig. Diese Abhängigkeiten sollen in Modellen korrekt wiedergegeben werden. Da es sich bei diesen Modellen in der Regel um Näherungen oder semi-empirische Gleichungen handelt, muss der Geltungsbereich der Modelle berücksichtigt werden.

Im Folgenden werden die wichtigsten physikalischen Modelle, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, vorgestellt und diskutiert. Dabei wurden für die Beweglichkeiten sowie die Rekombinationsrate ausschließlich Standardmodelle mit Parametern aus der Literatur verwendet. Die für die hier zu untersuchenden Effekte relevanten Generationsmechanismen sind die Generation durch ionisierende Teilchen (G_{ion}) sowie die Stoßionisation (G_{ava}):

$$G = G_{ion} + G_{ava} \quad (4.12)$$

Diese Generationsmodelle wurden angepasst, um die Messdaten aus Ionenbestrahlungsexperimenten abbilden zu können.

4.1.2.1 Beweglichkeiten

Die Beweglichkeit von Ladungsträgern stellt einen Zusammenhang zwischen der Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_{n,p}$ und dem elektrischen Feld her:

$$\vec{v}_{n,p} = \text{sgn}(q) \cdot \mu_{n,p} \cdot \vec{E} \quad (4.13)$$

Die Bewegung von Ladungsträgern wird durch verschiedene Stoßprozesse behindert. So begrenzen zum Beispiel Stöße mit Phononen, an ionisierten Störstellen (Dotieratome) oder mit anderen Ladungsträgern die Beweglichkeit. Konkurrieren voneinander unabhängige physikalische Mechanismen, die zu Beweglichkeiten μ_1, μ_2, \dots führen würden, so kann man die gesamte Beweglichkeit μ mit Hilfe der Matthiessen Regel berechnen [35]:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} + \dots \quad (4.14)$$

Um die Abhängigkeit der Beweglichkeiten von der Temperatur und von der Dotierkonzentration zu berücksichtigen, wird in dieser Arbeit ein Modell von Arora et al. verwendet [39]. Es basiert auf empirischen Gleichungen von Caughey und Thomas [40], deren Parameter an Messwerte angepasst wurden. Nach diesem Modell gilt für die Dotierabhängigkeit der Beweglichkeiten die für Elektronen und Löcher identische Form

$$\mu_\alpha = \mu_\alpha^{min} + \frac{\mu_\alpha^{(0)}}{1 + (N/N_\alpha^{ref})^\gamma} \quad (\alpha = n, p). \quad (4.15)$$

$N = N_A + N_D$ bezeichnet hierbei die gesamte Dichte an Dopanden, bestehend aus Akzeptoren N_A und Donatoren N_D . Bei μ_α^{min} , $\mu_\alpha^{(0)}$, N_α^{ref} und γ handelt es sich um temperaturabhängige Parameter mit unterschiedlichen Werten für Elektronen und Löcher.

Dieses Modell kann für Temperaturen bis zu 500 K und für Dotierkonzentrationen bis zu 10^{20} cm^{-3} verwendet werden.

Ein erweitertes Modell, das einen Gültigkeitsbereich bis zu Temperaturen von 700 K abdeckt, wurde von Reggiani et al. an der Universität Bologna (Italien) entwickelt [41, 42]. Testsimulationen mit Verwendung dieser beiden Beweglichkeitsmodelle zeigten jedoch keine nennenswerten Unterschiede für den Streamer-Verlauf.

Da in einem Plasmakanal sehr hohe Ladungsträgerdichten auftreten, können Stöße zwischen Ladungsträgern nicht vernachlässigt werden. Diese Träger-Träger-Streuung führt

zu einem Beitrag zur Gesamtbeweglichkeit, der hier nach einem Modell von Fletcher berechnet wird [43]. Dieses Modell basiert auf der Theorie von Conwell und Weisskopf [44], welche die Rutherford-Streuung an geladenen Teilchen berücksichtigt. Dieses theoretische Modell ist prinzipiell für den gesamten Temperaturbereich gültig.

Bei sehr hohen elektrischen Feldern, wie sie in den Feldspitzen am Rand eines Plasmakanals vorkommen können, ist die Drift-Geschwindigkeit der Ladungsträger nicht mehr proportional zum elektrischen Feld. Es stellt sich eine maximale Sättigungsgeschwindigkeit v_{sat} ein. Nach Gl. 4.13 muss dazu die Beweglichkeit feldabhängig werden; sie sinkt mit steigendem elektrischen Feld im Bereich sehr hoher Felder. Dieses Verhalten wird mit einem Modell von Canali et al. berücksichtigt [45].

4.1.2.2 Träger-Rekombination

Die rechten Seiten der Ladungsträgerbilanzgleichungen 4.3 und 4.4 beschreiben Rekombinations- und Generationseffekte. Aufgrund der Ladungserhaltung können Elektronen und Löcher nur gleichzeitig generiert oder vernichtet werden. Da die optische Rekombination unter Aussendung eines Photons in Silizium wegen der indirekten Bandlücke sehr unwahrscheinlich ist, wird die Ladungsträgerrekombination von anderen Effekten dominiert. Der wichtigste Mechanismus hierbei ist die Rekombination über tiefe Störstellen. Dabei handelt es sich um Rekombinationszentren, deren Energieniveaus nahe der Mitte der Bandlücke liegen. Das Standardmodell, um diesen Effekt zu modellieren, ist das *Shockley-Read-Hall-Modell* [46, 47]. Hiernach berechnet sich die Rekombinationsrate über

$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_0) + \tau_n(p + p_0)}. \quad (4.16)$$

Dabei sind n_i die intrinsische Ladungsträgerdichte, τ_n und τ_p die Minoritätslebensdauern von Elektronen und Löchern und n_0 und p_0 die Dichten der Ladungsträger im Leitungs- bzw. Valenzband für den Fall, dass die Fermienergie mit den Störstellen-Energieniveaus übereinstimmt. Die Dotierungsabhängigkeit der Lebensdauern $\tau_{n,p}$ wird mit der *Scharfetter-Relation* berechnet [48].

Ein weiterer Rekombinationseffekt ist die Auger-Rekombination. Dieser Drei-Teilchen-Mechanismus wird bei hohen Ladungsträgerdichten und gleichzeitig kleinen Stromdichten relevant [35]. Da innerhalb des Plasmakanals sehr hohe Stromdichten und außerhalb des Plasmakanals sehr geringe Ladungsträgerdichten vorherrschen, kann die Auger-Rekombination bei den in dieser Arbeit untersuchten Effekten vernachlässigt werden.²

Auch die Rekombination an Oberflächen, die in [35] beschrieben wird, muss nicht berücksichtigt werden, weil der Streamer in der Regel im Volumen des Bauelements entsteht.

² Dies wurde anhand von Testsimulationen überprüft: Berücksichtigung der Auger-Rekombination verändert das Simulationsergebnis nicht nennenswert.

4.1.2.3 Träger-Generation durch ionisierendes Teilchen

Wenn ein leichtes Ion (z.B. Sauerstoffion), das durch die Reaktion eines kosmischen Neutrons mit einem Siliziumkern entsteht, durch das Bauelement wandert, verliert es seine kinetische Energie durch Stöße mit Valenzelektronen, wodurch Elektron-Loch-Paare entlang seines Weges erzeugt werden. Die Generation dieser Ladungsträger wird durch den Term G_{ion} beschrieben. Monte-Carlo-Simulationen mit *SRIM* haben gezeigt, dass dieser Weg als Gerade in Einschussrichtung genähert werden kann (vgl. Abs. 2.2.2). Die Generationsrate besteht aus mehreren Einzeltermen, die das örtliche und zeitliche Profil der vom Ion erzeugten Ladungsträgerverteilung beschreiben. In Zylinderkoordinaten (r, φ, z) wird sie durch folgende Gleichungen modelliert, wenn das Ion zur Zeit $t = t_0$ in die Diode einschlägt:

$$G_{ion}(r, z, t) = G_z(z) \cdot R(r) \cdot T(t) \quad (4.17)$$

$$G_z(z) = A \cdot \frac{dE_z}{dz} \quad (4.18)$$

$$R(r) = \exp\left(-\left(\frac{r}{r_i}\right)^2\right) \quad (4.19)$$

$$T(t) = \frac{2 \cdot \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{\sqrt{2} \cdot t_i}\right)^2\right)}{\sqrt{2} \cdot t_i \sqrt{\pi} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{t_0}{\sqrt{2} \cdot t_i}\right)\right)} \quad (4.20)$$

wobei der Faktor A über die Normierungsbedingung

$$\int_0^\infty \int_V G_{ion}(r, z, t) d^3r dt = \frac{E_{kin}}{E_p} \quad (4.21)$$

bestimmt wird.

Beim zeitlichen und beim radialen Profil handelt es sich also um Gauß-Verteilungen mit den Breiten $r_i = 20$ nm und $t_i = 1$ ps. Diese Werte wurden aus dem Modell von Kaindl übernommen [16]. In Einschlagrichtung definiert die Energieverlustfunktion dE_z/dz die Ladungsträgergeneration. Durch die Normierungsbedingung 4.21 wird sichergestellt, dass die Gesamtzahl an generierten Elektron-Loch-Paaren dem Quotienten aus initialer kinetischer Ionenenergie und E_p (Energie zur Generations eines Elektron-Loch-Paares) entspricht.

Näherungsweise kann die Energieverlustfunktion als Konstante C_{EVF} bis zur Eindringtiefe z_0 betrachtet werden. Dadurch folgt:

$$G_z(z) = \begin{cases} A \cdot C_{EVF} & \text{für } z \leq z_0 \\ 0 & \text{für } z > z_0 \end{cases} \quad (4.22)$$

Die Eindringtiefe kann mit Hilfe von *SRIM* für jede in Betracht gezogene Ionensorte mit beliebigen kinetischen Anfangsenergien bestimmt werden (vgl. Abs. 2.2.2).

4.1.2.4 Stoßionisation

Wenn Ladungsträger in elektrischen Feldern beschleunigt werden, können sie genügend kinetische Energie aufnehmen, um durch Stöße mit Valenzelektronen neue Elektron-Loch-Paare zu generieren. Dieser Effekt wird auch als Lawineneffekt (*Avalanche-Generation*) bezeichnet. Die Generationsrate ergibt sich aus den Stromdichten $\vec{j}_{n,p}$ zu [35]

$$G_{ava} = \alpha_n \cdot \frac{|\vec{j}_n|}{e} + \alpha_p \cdot \frac{|\vec{j}_p|}{e} \quad (4.23)$$

mit den Stoßionisationskoeffizienten α_n und α_p . Diese Koeffizienten sind stark abhängig von der elektrischen Feldstärke und von der Temperatur. Mit unterschiedlichen Modellen wird versucht, diese Abhängigkeiten mathematisch zu beschreiben [49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 57].

Bei Raumtemperatur und bei über große Volumina verteilten statischen elektrischen Feldern sind die Modelle gut validiert. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Effekte überschreiten aber die Gültigkeitsbereiche der üblichen Modelle bei Weitem. So sind die Parameter für sehr hohe, stark lokalisierte, schnell laufende Feldspitzen, wie sie am Rande des Ladungsträgerplasmas vorkommen, bisher nicht vollständig untersucht (dies ist aber relevant für den Schritt 2, vgl. Abs. 2.4). Die Schwierigkeit besteht vor allem darin, dass man einen nicht-lokalen Effekt (bei der Stoßionisation spielt die Vorgeschichte der Ladungsträger, also die Beschleunigungsstrecke, eine Rolle) durch eine lokale Feldabhängigkeit beschreiben muss.

In Schritt 3 des Zerstörungsmechanismus (vgl. Abs. 2.4) findet genau an den Stellen massive Selbsterwärmung statt, an denen die Feldüberhöhungen nahe der Kontakte auftreten. An diesen Feldspitzen wiederum werden neue Ladungsträger über Stoßionisation erzeugt. Um nun die Temperaturerhöhung bis zum Schmelzpunkt von Silizium (ca. 1683 K [58]) korrekt berechnen zu können, müssten die feldabhängigen Stoßionisationskoeffizienten für den gesamten Temperaturbereich bekannt sein. Da sie aber nur bis maximal 773 K experimentell bestimmt werden konnten [57], können sie für den Temperaturbereich darüber lediglich extrapoliert oder durch andere Methoden approximiert werden.

Die Stoßionisationskoeffizienten sind von zentraler Bedeutung für die in dieser Arbeit untersuchten Effekte. Die beiden verwendeten Modelle werden nun im Detail beschrieben und analysiert.

Das Chynoweth - Modell:

Nach einem Modell, das A. G. Chynoweth 1958 veröffentlichte, berechnen sich die Stoßionisationskoeffizienten $\alpha_{n,p}$ wie folgt [50]:

$$\alpha_{n,p} = a_{n,p} \cdot \exp\left(\frac{-b_{n,p}}{E_{n,p}^{ava}}\right) \quad (4.24)$$

Bei $a_{n,p}$ und $b_{n,p}$ handelt es sich um Parameter, die an Messwerte angepasst werden müssen. Physikalisch beschreiben $a_{n,p}$ die maximal pro Längeneinheit generierbaren Ladungsträger und $b_{n,p}$ für die Stoßionisation charakteristische elektrische Felder. Die Größen E_n^{ava} und E_p^{ava} bezeichnen die elektrische Feldkomponente in Stromrichtung, also

$$E_{n,p}^{ava} = \frac{\vec{E} \cdot \vec{j}_{n,p}}{|\vec{j}_{n,p}|}. \quad (4.25)$$

Eine Temperaturabhängigkeit wird in diesem Modell nicht berücksichtigt. Für Feldstärken bis 640 kV/cm ist der meist verwendete Parametersatz von R. van Overstraeten und H. de Man für die Stoßionisation bei Raumtemperatur ermittelt worden [51]. Hierbei werden die Parameter abschnittsweise für einen Hochfeld- und einen Niedrigfeldbereich definiert:

$$a_{n,p} = \begin{cases} a_{n,p}^l & \text{für } E_{n,p}^{ava} \leq E_{n,p}^0 \\ a_{n,p}^h & \text{für } E_{n,p}^{ava} > E_{n,p}^0 \end{cases} \quad \text{und} \quad b_{n,p} = \begin{cases} b_{n,p}^l & \text{für } E_{n,p}^{ava} \leq E_{n,p}^0 \\ b_{n,p}^h & \text{für } E_{n,p}^{ava} > E_{n,p}^0 \end{cases} \quad (4.26)$$

Dieses Modell ist sehr gut zur Modellierung des Bauelementverhaltens während des Streamer-Durchlaufs geeignet. In den sehr kurzen Zeitskalen, in denen die Feldspitzen durch das Bauelement wandern, spielen thermische Effekte keine Rolle; die Temperaturabhängigkeit der Stoßionisation kann vernachlässigt werden. Da die Grenzfeldstärken $E_{n,p}^0$ oberhalb der im normalen Betriebszustand der Dioden erreichten Feldstärken liegen, können die Parameter für sehr hohe Feldstärken an Messungen angepasst werden, ohne das normale Sperrverhalten des Bauelements zu beeinflussen.

Folgende Tabelle zeigt die für den Streamer-Durchlauf in dieser Arbeit verwendeten Parameter (weiss) im Vergleich zu den Standardparametern von van Overstraeten und de Man (vOdM). Die geänderten Parameter sind fett markiert.

Modell	i	$a_i^l [cm^{-1}]$	$b_i^l [V/cm]$	$a_i^h [cm^{-1}]$	$b_i^h [V/cm]$	$E_i^0 [kV/cm]$
vOdM	n	7.03e5	1.231e6	7.03e5	1.231e6	-
vOdM	p	1.582e6	2.036e6	6.71e5	1.693e6	400
weiss	n	7.03e5	1.231e6	8.5e5	0.85e6	180
weiss	p	1.582e6	2.036e6	6.71e5	1.693e6	400

Während die Parameter für die von Löchern verursachte Stoßionisation unverändert blieben, mussten die Parameter für den Elektronenanteil für Felder höher als 180 kV/cm angepasst werden. Die Abweichung von den Standardparametern beträgt maximal 30 %. Dadurch konnte das bestehende Modell für die Anwendung des isothermen Drift-Diffusions-Modells im Fall schnell laufender, stark lokalisierter Feldspitzen erweitert werden. Da der Parameter b_n^h invers exponentiell in den Stoßionisationskoeffizienten aus Gl. 4.24 eingeht, führt der verkleinerte Parameter zu einer erhöhten Generationsrate verglichen mit den Standardparametern. Damit werden unter anderem Fehler, die man zum Beispiel durch die Verwendung eines Transportmodells auf Basis des thermodynamischen Gleichgewichts macht, kompensiert (vgl. hierzu die Diskussion in Abs. 4.3).

Um die Selbsterwärmung in den Bereichen überhöhter Felder nahe der Kontakte nach dem Streamer-Durchlauf korrekt berechnen zu können, ist die genaue Kenntnis über die Temperaturabhängigkeit der Stoßionisationsparameter notwendig. In *Sentaurus Device* wird dazu das *Chynoweth*-Modell um einen Faktor γ ergänzt:

$$\alpha_{n,p}(T) = \gamma \cdot a_{n,p} \cdot \exp\left(\frac{-\gamma \cdot b_{n,p}}{E_{n,p}^{ava}}\right) \quad (4.27)$$

$$\gamma = \frac{\tanh\left(\frac{\hbar\omega_{opt}}{2k_b T_0}\right)}{\tanh\left(\frac{\hbar\omega_{opt}}{2k_b T}\right)} \quad (4.28)$$

mit der Energie optischer Phononen $\hbar\omega_{opt}$, der Raumtemperatur T_0 und der Boltzmann-Konstanten k_b . Diese Idee entstammt Theorien von Shockley [59] sowie Crowell und Sze [60], nach denen die Stoßionisation bei höheren Temperaturen wegen Stößen mit optischen Phononen abnimmt. Da diese Temperaturabhängigkeit allerdings nie experimentell validiert wurde und um Größenordnungen von anderen temperaturabhängigen Stoßionisationsmodellen abweicht, sind quantitative Ergebnisse bei höheren Temperaturen mit diesem Modell sehr kritisch zu beurteilen (vgl. Abb. 4.1).

Das *Universität Bologna* - Modell:

Um die Stoßionisationskoeffizienten bei höheren Temperaturen mittels eines Bauelementsimulators akkurat berechnen zu können, wurde 2004 an der Universität Bologna ein Modell entwickelt, das auf numerischen Analysen beruht, die die wichtigsten Stoßmechanismen sowie die volle Bandstruktur des Siliziumkristalls berücksichtigen [56, 57]. Nach diesem Modell gilt

$$\alpha_{n,p}(E_{n,p}^{ava}, T) = \frac{E_{n,p}^{ava}}{a_{n,p}(T) + b_{n,p}(T) \cdot \exp\left[\frac{d_{n,p}(T)}{E_{n,p}^{ava} + c_{n,p}(T)}\right]} \quad (4.29)$$

mit den temperaturabhängigen Parametern $a_{n,p}(T)$, $b_{n,p}(T)$, $c_{n,p}(T)$ und $d_{n,p}(T)$. Diese Parameter wurden anhand von Messungen bis 773 K durch Polynome (bis zu zehnter Ordnung) in der Temperatur bestimmt. Somit benötigt man insgesamt 46 experimentell ermittelte Konstanten, um die Temperatur- und Feldabhängigkeit der Stoßionisation für Temperaturen zwischen 300 K und 773 K zu berechnen. Eine Extrapolation zu höheren Temperaturen ist bestenfalls für qualitative Betrachtungen sinnvoll.

Abb. 4.1 zeigt die Temperaturabhängigkeit der beiden vorgestellten Modelle für zwei verschiedene elektrische Feldstärken. Man erkennt, dass sich bereits bei Temperaturen knapp über der Raumtemperatur die Stoßionisationskoeffizienten beider Modelle massiv unterscheiden. Korrekte quantitative Simulationen bei hohen Temperaturen sind also nur unter Verwendung des *Universität Bologna*-Modells und bis zu ca. 800 K möglich.

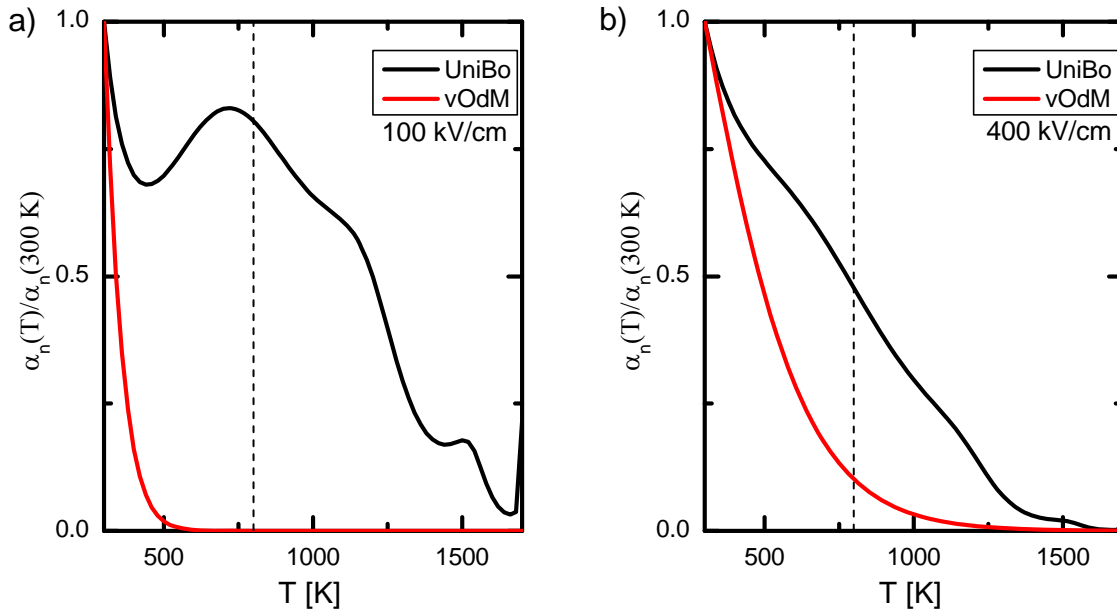


Abb. 4.1: Elektronen-Stoßionisationskoeffizienten α_n als Funktion der Temperatur, berechnet nach dem *Chynoweth*-Modell (vOdM) und dem *Universität Bologna*-Modell (UniBo) für die elektrischen Feldstärken 100 kV/cm (a) und 400 kV/cm (b), normiert auf die Koeffizienten bei 300 K. Gestrichelt ist die Temperatur von 773 K gekennzeichnet, bis zu der das *Universität Bologna*-Modell validiert ist.

Anwendung der Modelle im Rahmen dieser Arbeit:

In dieser Arbeit wurde zur Simulation des Streamer-Durchlaufs in den ersten ca. 200 ps das *Chynoweth*-Modell mit den oben beschriebenen angepassten Parametern verwendet. Die Berechnung des Bauelementverhaltens im Anschluss an die Bildung des Plasmakanals wurde im Falle isothermer Simulationen mit dem *Chynoweth*-Modell (Standardparameter) und im Falle elektro-thermischer Simulationen mit dem *Universität Bologna*-Modell durchgeführt.

4.1.3 Berechnung der lokalen Erwärmung

Um die zeitabhängige Temperaturverteilung im Bauelement berechnen zu können, muss neben den elektrischen Gleichungen (vgl. Abs. 4.1.1) die Wärmediffusionsgleichung gelöst werden:

$$c_L \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div}(\kappa \text{grad} T) = \Pi_Q \quad (4.30)$$

Hierbei bezeichnet c_L die spezifische Wärmekapazität und κ die Wärmeleitfähigkeit des jeweiligen Materials, Π_Q ist die Wärmegenerationsrate. Verschiedene Wärmegenerations-

terme koppeln die elektrische Energiedomäne an die thermische Energiedomäne. Umgekehrt wirkt eine Temperaturänderung im Bauelement zurück auf die elektrischen Eigenschaften des Siliziums. Die für diese Arbeit wichtigsten Kopplungsmechanismen sollen im Folgenden kurz diskutiert werden.

- **Joulesche Wärme:** Die Joulesche Wärme beschreibt die Tatsache, dass Ladungsträger, die sich in einem elektrischen Feld bewegen, durch Stöße mit Phononen oder Störstellen Energie im Kristallgitter deponieren. Dies führt zu einer Erhöhung der Gittertemperatur. Die entsprechende Wärmegenerationsrate Π_J berechnet sich als [61]

$$\Pi_J = \frac{|\vec{j}_n|^2}{n e \mu_n} + \frac{|\vec{j}_p|^2}{p e \mu_p}. \quad (4.31)$$

Die Joulesche Wärme ist der dominierende Wärmegenerationsmechanismus innerhalb eines Plasmakanals, wie er nach dem Auftreffen eines kosmischen Teilchens auf eine sperrgepolte Leistungsdiode entstehen kann.

- **Rekombinationswärme:** Rekombiniert ein Elektron aus dem Leitungsband mit einem Loch aus dem Valenzband, so wird Energie in der Größenordnung der Bandlücke frei. Diese Energie kann bei einem direkten Halbleiter in Form eines Photons ausgesendet werden. Bei Silizium als indirekten Halbleiter ist dieser optische Übergang aufgrund der Impulserhaltung sehr unwahrscheinlich; die Energie wird in Form von Phononen an das Kristallgitter abgegeben. Die durch Rekombination hervorgerufene Wärmegenerationsrate Π_R ist somit direkt proportional zur Rekombinationsrate R und zur Bandlücke E_g . Innerhalb eines Plasmakanals ist diese Wärmegeneration allerdings um mehrere Größenordnungen kleiner als die Joulesche Wärmegeneration, weshalb sie im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt werden kann.
- **Thermische Ladungsträgergeneration:** Elektronen können durch ihre thermische Energie vom Valenzband ins Leitungsband angeregt werden. Die Dichte der so generierten Ladungsträger nennt man intrinsische Ladungsträgerdichte n_i . Sie hat bei Raumtemperatur einen Wert von $n_i = 1,02 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ und ist damit vernachlässigbar gegenüber den über Dotierstoffe eingebrachten Ladungsträgerdichten [3]. Allerdings steigt die Ladungsträgerdichte exponentiell mit der Temperatur gemäß $n_i = \sqrt{N_C(T) \cdot N_V(T)} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2k_i T}\right)$ an. $N_C(T)$ und $N_V(T)$ sind die effektiven Zustandsdichten im Leitungs- bzw. Valenzband. Damit die intrinsische Ladungsträgerdichte den Plasmakanal nennenswert beeinflusst, muss sie in die gleiche Größenordnung wie die Ladungsträgerdichte im Plasmakanal gelangen (ca. 10^{19} cm^{-3}). Dies geschieht bei etwa 1500 K und damit erst kurz vor Erreichen des Schmelzpunktes von Silizium. Außerhalb des Plasmakanals findet nahezu keine Selbsterwärmung statt (vgl. Abs. 4.2.2). Zur Abschätzung der maximalen Temperatur bis zur Bauelement-Zerstörung ist die thermische Ladungsträgergeneration also nur von untergeordneter Bedeutung.

- **Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeiten:** Mit zunehmender Temperatur steigt die Wahrscheinlichkeit für Stöße zwischen Ladungsträgern und Phononen. Die mittleren freien Weglängen und damit die Beweglichkeiten nehmen ab. Diese Temperaturabhängigkeiten werden bei den gewählten Beweglichkeitsmodellen berücksichtigt, können allerdings für Temperaturen über 700 K nur extrapoliert werden (vgl. Abs. 4.1.2.1).
- **Temperaturabhängigkeit der Stoßionisationskoeffizienten:** Die Verringerung der mittleren freien Weglänge bei steigender Temperatur führt im Allgemeinen auch zu einer Reduzierung der Stoßionisationskoeffizienten. Allerdings haben Messungen von Reggiani et al. für bestimmte Temperatur- und Feldbereiche auch einen positiven Temperaturgang für Silizium ermittelt [57]. Die Temperaturabhängigkeit der Stoßionisation muss ebenfalls durch die entsprechenden Modelle erfasst werden, wobei sie bis maximal 773 K validiert ist (vgl. Abs. 4.1.2.4).

Die lokale Selbsterwärmung innerhalb einer Silizium-Leistungsdioden wird in dieser Arbeit mit zwei unterschiedlichen Methoden berechnet. Die Grundsätze dieser Methoden sowie ihre Vor- und Nachteile werden nun ausführlich beschrieben.

4.1.3.1 Elektrothermisch selbstkonsistente Kopplung

Eine vereinheitlichte Theorie, die neben den oben beschriebenen Kopplungseffekten auch weitere Effekte wie Thomson-Wärme oder Strahlungsverluste berücksichtigt, wird von Wachutka vorgeschlagen [61]. Sie basiert auf den Grundsätzen der irreversiblen Thermodynamik. Eine wesentliche Annahme ist hierbei, dass sich die Ladungsträger mit Trägertemperaturen T_e und T_h im thermodynamischen Gleichgewicht mit dem Wirtsgitter (Gittertemperatur T_L) befinden. Man kann das System dadurch mit einer gemeinsamen Temperatur $T = T_L = T_e = T_h$ beschreiben. Die elektrischen Gleichungen werden dann zu jedem Zeitschritt einer transienten Simulation zusammen mit der Wärmediffusionsgleichung 4.30 selbstkonsistent gelöst. Das Modell ist als thermodynamisches Transportmodell etabliert und in *Sentaurus Device* implementiert.

Diese elektrothermische Simulationsmethode bietet den Vorteil einer vollständigen, in sich geschlossenen Theorie, die alle relevanten Effekte berücksichtigt und die Energieerhaltung als entscheidenden Satz der Physik einbezieht. Nachteilig wirkt sich die deutlich verlängerte Simulationszeit im Vergleich zu rein isothermen Berechnungen aus. Besonders problematisch allerdings gestaltet sich die Berechnung der Temperatur mit Hilfe dieser Methode bei sehr hohen Temperaturen, wenn der Geltungsbereich der physikalischen Modelle überschritten wird. Wie im Kapitel 4.2 gezeigt wird, führt insbesondere die Extrapolation der Stoßionisationsmodelle zu Temperaturen über 1000 K zu unrealistischen Ergebnissen.

Eine sehr einfache Methode, die unter bestimmten Voraussetzungen sehr gut zur Abschätzung der maximalen Temperatur im Bauelement geeignet ist, liefert die im Folgenden beschriebene *a-posteriori*-Methode.

4.1.3.2 Abschätzung mit einer *a-posteriori*-Methode

Innerhalb des Plasmakanals, in dem sehr hohe Stromdichten von bis zu $3 \cdot 10^6 \text{ Acm}^{-2}$ herrschen, ist die Joulesche Wärme der dominierende Wärmeerzeugungseffekt. Man kann die Wärmegenerationsrate also in sehr guter Näherung abschätzen: $\Pi_Q \approx \Pi_J$.

Bei der *a-posteriori*-Methode werden die elektrischen Gleichungen des Drift-Diffusions-Modells (vgl. Abs. 4.1.1) isotherm bei Raumtemperatur selbstkonsistent gelöst. Nach jedem Zeitschritt der transienten elektrischen Simulation wird in einem nachgeordneten Verfahren die Wärmediffusionsgleichung 4.30 gelöst, wobei der Wärmeerzeugungsterm Π_J aus dem aktuellen Fortschritt der elektrischen Simulation entnommen wird. Diese Entkopplung der Berechnung von elektrischen und thermischen Gleichungen führt zu einer sehr effizienten und stabilen Simulationsmethode, deren Rechenzeiten nur geringfügig über denen von rein elektrischen Simulationen liegen. Allerdings wird dabei die Rückkopplung einer Temperaturänderung auf sämtliche elektrische Effekte und Parameter komplett vernachlässigt. Dies führt im Allgemeinen zu einer sehr schlechten Abschätzung der tatsächlichen Temperatur, da sich die Temperaturabhängigkeiten von Beweglichkeiten und Stoßionisationskoeffizienten direkt auf die elektrischen Felder und damit auf die Joulesche Wärmegeneration auswirken. In bestimmten Fällen, insbesondere bei zeitlich und räumlich stark lokalisierten Effekten, erlaubt diese Vernachlässigung dennoch eine gute und zuverlässige Näherung für die lokale Selbsterwärmung im Bauelement. Die Qualität der Abschätzung muss dabei stets genau überprüft werden.

Im Abs. 4.2 wird gezeigt, dass die *a-posteriori*-Methode ein geeignetes Mittel zur Abschätzung der maximalen Temperatur einer Leistungsdioden im Plasmakanal nach Einschlag eines kosmischen Teilchens liefert.

Da eine solche entkoppelte Lösung von elektrischen Gleichungen und Wärmediffusionsgleichung in *Sentaurus Device* nicht vorgesehen ist, musste die Simulationssoftware um diese Funktion erweitert werden. Hierbei bietet ein *Physical Model Interface* die Schnittstelle, um selbstprogrammierte Modelle zu implementieren. Die Wärmediffusionsgleichung wird numerisch mit Hilfe des Eulerschen Polygonzugverfahrens gelöst [62]. Dabei handelt es sich um ein explizites Einschrittverfahren, das in der Physik auch oft als *Methode der kleinen Schritte* bezeichnet wird. Es ist die einfachste Methode zur Lösung partieller Differentialgleichungen.

Für jeden diskreten Gitterpunkt wird nach jedem Zeitschritt t_n ($n \in \mathbb{N}$) der transienten elektrischen Simulation die folgende Gleichung für die *a-posteriori* berechnete Temperatur $T_{ap,n}$ gelöst, die sich direkt aus der Wärmediffusionsgleichung 4.30 unter der Annahme räumlich und zeitlich konstanter Materialparameter κ und c_L ergibt:

$$T_{ap,n}(\vec{r}) = T_{ap,n-1}(\vec{r}) + \underbrace{\frac{\kappa}{c_L} \Delta T_{ap,n-1}(\vec{r}) \cdot (t_n - t_{n-1})}_{\text{Wärmediffusion}} + \underbrace{\frac{1}{c_L} \Pi_{J,n} \cdot (t_n - t_{n-1})}_{\text{Joulesche Wärme}} \quad (4.32)$$

Die Temperatur an jedem Gitterpunkt ergibt sich also als Summe der Temperatur nach dem vorherigen Zeitschritt $T_{ap,n-1}$, der Temperaturänderung aufgrund von Wärmediffu-

sion und der Temperaturänderung aufgrund von Joulescher Wärme-generation. Der Laplace-Operator angewandt auf die vorherige Temperaturverteilung $\Delta T_{ap,n-1}$ muss mit Hilfe der geometrischen Maßfaktoren für jedes Element des räumlichen Gitters bestimmt werden. Die Joulesche Wärme-generation kann gemäß Gl. 4.31 direkt aus der aktuellen elektrischen Simulation entnommen werden.

Dieses numerische explizite Einschrittverfahren liefert dann eine vernünftige Abschätzung für die Lösung der Wärmediffusionsgleichung, wenn die Zeitabstände $t_n - t_{n-1}$ deutlich kleiner sind als die Zeitskalen, auf denen sich die thermischen Effekte abspielen. Das ist bei den Simulationen dieser Arbeit stets der Fall.³

Auf diese Art und Weise erhält man die zeitliche und örtliche Verteilung einer *a-posteriori* berechneten Temperatur $T_{ap}(\vec{r}, t)$, deren Aussagekraft getrennt für die jeweilige Situation beurteilt werden muss.

³ Dies wurde sichergestellt, indem gezeigt werden konnte, dass eine weitere Verkürzung der Zeitschritte das selbe Ergebnis liefert.

4.1.4 Simulationsgebiet, Diskretisierung und Randbedingungen

Bei der Entstehung eines hoch konzentrierten, hoch lokalisierten Plasmakanals durch einen Streamer handelt es sich um einen dreidimensionalen Effekt. Um einen beliebigen Teilcheneinschlag in ein Leistungsbaulement korrekt simulationstechnisch zu erfassen, ist eine vollständige 3D-Simulation notwendig. Aufgrund der extrem steilen Feldspitzen bei der Streamer-Formation (Feldanstiege von bis zu 1 MV/cm in 500 nm) muss das Simulationsgebiet dabei in Gebiete mit Kantenlängen von wenigen zehn Nanometern diskretisiert werden. Würde man beispielsweise einen $50\ \mu\text{m}$ auf $50\ \mu\text{m}$ großen Ausschnitt einer 1,2 kV-Leistungsdioden (Dicke ca. $100\ \mu\text{m}$) auf Elemente der Kantenlänge 50 nm aufteilen, wären dafür etwa 2 Milliarden Gitterpunkte nötig. Eine solche Anzahl an Freiheitsgraden ist mit der heutigen Computertechnik bei Weitem nicht berechenbar. Man muss also durch Ausnutzen von Symmetrien und Aufteilen des Simulationsgebiets in Bereiche unterschiedlich starker räumlicher Diskretisierung die Anzahl der Gitterpunkte massiv reduzieren.

Die zeitliche Diskretisierung sollte stets mindestens eine Größenordnung kleiner sein als die Zeitskala der physikalischen Effekte, die zu den jeweiligen Zeitpunkten beobachtet werden sollen.

Schließlich müssen die Randbedingungen für elektrische und thermische Größen so gewählt werden, dass sie die Realität der entsprechenden Experimente möglichst detailliert wiedergeben.

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie das Gebiet für die Simulationen dieser Arbeit gestaltet und diskretisiert wurde. Außerdem werden die unterschiedlichen Randbedingungen diskutiert.

4.1.4.1 Zylindersymmetrisches Simulationsgebiet

Alle Simulationen dieser Arbeit wurden zylindersymmetrisch mit den Koordinaten (r, φ, z) durchgeführt. Dadurch wird das geometrisch dreidimensionale Problem auf ein mathematisch zweidimensionales Problem reduziert. Das ionisierende Teilchen schlägt hierbei direkt in z -Richtung bei $r = 0$ in die Symmetrieachse ein. Unter der Annahme eines vollständig rotationssymmetrischen Effekts (alle φ -Abhängigkeiten verschwinden) kann so die Bildung des Plasmakanals in einer "Quasi-3D"-Simulation abgebildet werden. Allerdings sind sämtliche Berechnungen dabei auf senkrecht zur Bauelementoberfläche eintreffende Teilchen beschränkt. Das zylinderförmige Simulationsgebiet ist in Abb. 4.2a schematisch abgebildet. Abb. 4.2b zeigt den zweidimensionalen Ausschnitt der 3D-Struktur, auf der die physikalischen Gleichungen zylindersymmetrisch gelöst werden.

Der Simulationsbereich besteht aus einem Siliziumgebiet, das in z -Richtung die originale Abmessung des entsprechenden Bauelements besitzt. In radialer Richtung hat es eine Ausdehnung von $50\ \mu\text{m}$. Dieser Zylinderradius ist groß genug, damit die Randbedingungen an der Mantelfläche des Zylinders die Entwicklung des Plasmakanals nicht

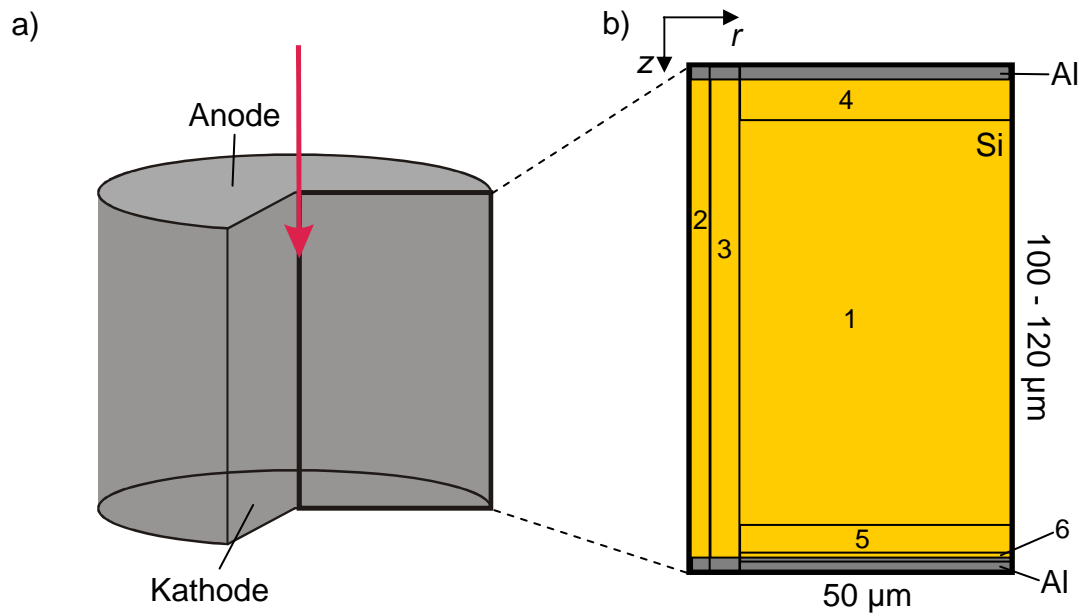


Abb. 4.2: Schematische Darstellung des Simulationsgebiets. a) Ausschnitt der zylindrischen dreidimensionalen Geometrie. Der rote Pfeil kennzeichnet die Einschlagrichtung des kosmischen Teilchens. Das numerische Simulationsgebiet ist zweidimensional. b) Simulationsgebiet inklusive Abmessungen, Materialien und Bereichen unterschiedlicher Ortsdiskretisierung (1-6).

beeinflussen.⁴ An der Anodenseite sowie an der Kathodenseite ist das Simulationsgebiet um jeweils eine $2 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumschicht erweitert. Diese Metallschicht, die auf die elektrischen Eigenschaften des Siliziums keine Auswirkung hat, modelliert die thermische Kapazität einer Metallisierung zur Kontaktierung des Bauelements.

4.1.4.2 Diskretisierung

Die Diskretisierungen zur numerischen Lösung der Differentialgleichungen wurden nach dem Grundsatz “so fein wie nötig, so grob wie möglich” gestaltet. Es muss hierbei ein Kompromiss zwischen tolerabler Simulationszeit und möglichst genauen Ergebnissen gefunden werden. Das räumliche Gitter bei einer $1,2 \text{ kV}$ Diode beinhaltet in dieser Arbeit etwa $200\,000$ Gitterpunkte. Dabei ergeben sich auf handelsüblichen PCs bei paralleler Nutzung von vier Prozessorkernen Rechenzeiten von etwa zwei Tagen bei isothermen Simulationen (inkl. *a-posteriori*-Temperaturabschätzung) und etwa sieben Tagen bei elektro-thermisch gekoppelten selbstkonsistenten Rechnungen.

⁴ Dies wurde verifiziert, in dem eine Testsimulation mit doppeltem Radius durchgeführt wurde, die das selbe Ergebnis lieferte.

Räumliche Diskretisierung

Das räumliche Gitter besteht größtenteils aus rechteckigen Elementen. Das Simulationsgebiet wird hierbei in insgesamt sechs Bereiche aufgeteilt, die unterschiedlich fein diskretisiert sind. Der Bereich entlang der Symmetrieachse, in dem sich der Streamer ausbreitet, ist hierbei besonders fein diskretisiert. Auch die Bereiche mit großen Dotierkonzentrationsgradienten sind mit entsprechend kleinen Gitterpunktständen versehen. Die sechs Diskretisierungsbereiche sind schematisch in Abb. 4.2b dargestellt. Die folgende Tabelle zeigt die maximalen Gitterpunktstände in radialer Richtung Δr und in z -Richtung Δz für diese Bereiche:

Bereich	Δr in μm	Δz in μm
1	0,8	0,9
2	0,05	0,06
3	0,2	0,25
4	0,4	0,5
5	0,2	0,1
6	0,05	0,015

Abb. 4.3a zeigt das gesamte tatsächliche Simulationsgebiet inkl. Diskretisierungsgitter einer 1,2 kV Diode. Die elektrische Feldspitze, die bei einer Streamer-Formation durch das Bauelement läuft, ist zusammen mit dem Diskretisierungsgitter in Abb. 4.3b dargestellt. Man kann erkennen, dass sich die gesamte Feldspitze innerhalb des sehr fein diskretisierten Bereichs 2 bewegt. Während ihres gesamten Weges durch die Diode durchläuft sie somit keinen Diskretisierungswechsel.

Zeitliche Diskretisierung

Bei einer transienten Simulation wird die Zeit in diskrete Zeitpunkte mit den Abständen Δt unterteilt, zu denen die partiellen Differentialgleichungen numerisch auf dem Ortsgitter gelöst werden. Die maximalen Zeitabstände richten sich dabei nach den Zeitskalen, auf denen sich die jeweiligen Effekte abspielen. Vom Einschlag eines ionisierenden Teilchens $t = 0$ bis zu dem Zeitpunkt, zu dem die elektrische Feldspitze komplett durch das Bauelement gelaufen ist (ca. 200 ps) werden maximale Zeitabstände von 0,1 ps zugelassen. In diesem Zeitraum ist die sehr schnelle Stoßionisation der dominante physikalische Effekt. Nach der vollständigen Ausbildung des Plasmakanals dominiert die recht langsame Ladungsträgerdiffusion das elektrische Verhalten des Bauelements. Bis zum vollständigen Verschwinden des Plasmakanals nach etwa 20 ns wird deshalb mit maximalen Zeitabständen von bis zu 100 ps gerechnet.

4.1.4.3 Randbedingungen

Damit die zu lösenden Differentialgleichungen auf dem Simulationsgebiet eine eindeutig bestimmte Lösung haben, müssen auf allen Rändern des Gebiets Vorgaben gemacht werden - die Randbedingungen. Sie sollen die tatsächliche physikalische Situation möglichst exakt widerspiegeln.

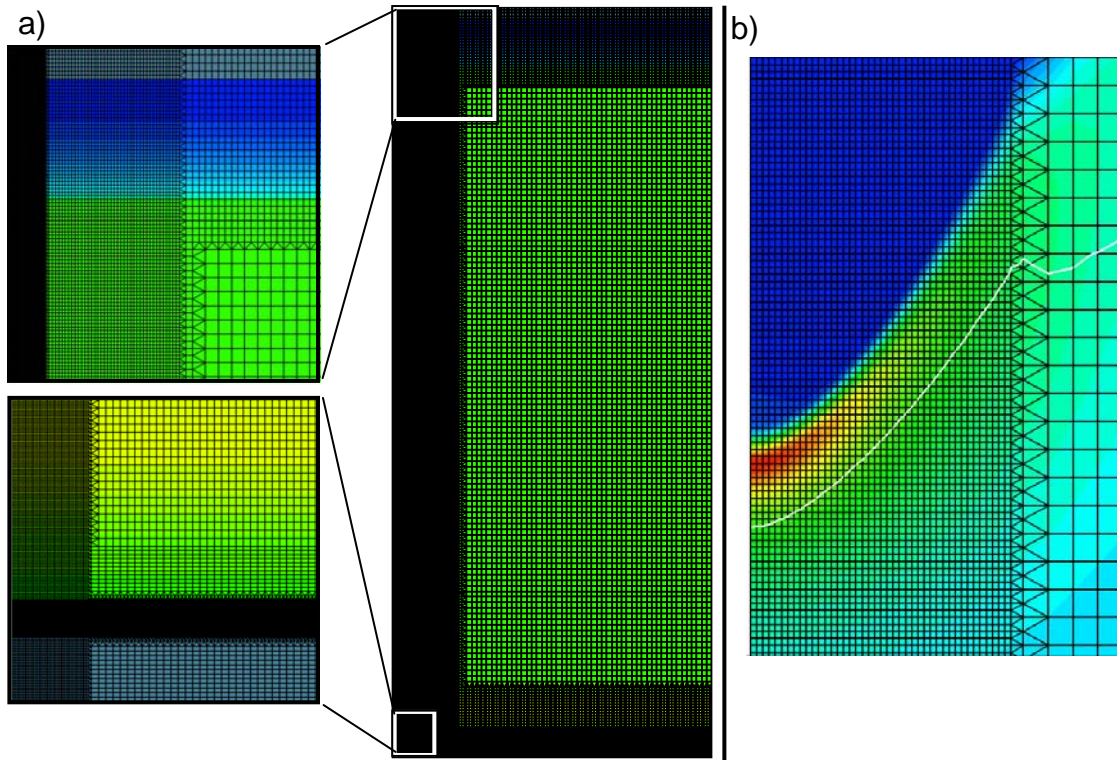


Abb. 4.3: a) Simulationsgebiet und Ortsdiskretisierung einer 1200 V Diode. In der Farbskala ist das Dotierprofil des Bauelements dargestellt. Es handelt sich um die Diode, die in Abs. 2.3 vorgestellt wurde (vgl. Abb. 2.7a). b) Elektrische Feldspitze während der Streamer-Formation inkl. räumlicher Diskretisierung.

Elektrische Randbedingungen

Die elektrischen Kontakte der Diode (Anode und Kathode) werden als Ohmsche Kontakte mit Dirichlet-Randbedingungen für das elektrische Potential Φ betrachtet. Mit $\Phi|_{Anode} = 0$ und $\Phi|_{Kathode} = U > 0$ ist der p-n-Übergang in Sperrrichtung gepolt. Im Simulator wird der Ohmsche Kontakt über die Neutralitäts- und Gleichgewichtsbedingung für die Ladungsträgerdichten realisiert. Auf den Kontakten gilt daher:

$$n - p = N_D^+ - N_A^- \quad \text{und} \quad n \cdot p = n_i^2 \quad (4.33)$$

Diese Neutralitätsbedingung kann bei Diodendesigns mit sehr flachen Anodendotierungen zu numerischen Problemen führen. Dies wird beim Vergleich verschiedener Diodendesigns im Kapitel 5 ausführlich diskutiert.

Auf der Mantelfläche des zylinderförmigen Simulationsbereichs gelten reflektierende (oder homogene Neumann-) Randbedingungen:

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right|_{Mantel} = 0 \quad \text{und} \quad \vec{j}_n \cdot \vec{e}_r = \vec{j}_p \cdot \vec{e}_r = 0 \quad (4.34)$$

Thermische Randbedingungen

Für die Temperatur wurden an den Kontakten zwei Grenzfälle der realen Situation betrachtet: Ideal wärmeleitend (Temperatur an den Kontakten fest auf 300 K, entspricht inhomogener Dirichlet-Randbedingung) und ideal wärmeisolierend (kein Wärmestrom durch die Kontakte, "floating", entspricht homogener Neumann-Randbedingung). Die Wärmekapazität der Aluminiumschicht ist jedoch so groß, dass sich die Temperatur im Silizium durch die Wahl der Randbedingungen nur sehr geringfügig ändert. Es kann also mit beiden Randbedingungen gerechnet werden.

4.2 Simulationsergebnisse

In diesem Kapitel werden die Simulationsergebnisse zur Erklärung des höhenstrahlungs-induzierten Ausfalls von Silizium-Leistungsbau-elementen im Detail beschrieben. Sämtliche hier gezeigten Resultate beziehen sich auf die 1,2 kV - Feldstopp-Diode, deren Doterprofil im Abs. 2.3 als Standard-Design dieser Arbeit eingeführt wurde. Zunächst wird anhand isothermer Simulationen das elektrische Verhalten diskutiert und mit Messergebnissen aus Ionenbestrahlungsexperimenten verglichen. Anschließend werden die möglichen Zerstörungsmechanismen mit Hilfe der elektro-thermischen Näherungsverfahren untersucht.

4.2.1 Isotherme Simulationen

Rein isotherme Simulationen dienen dazu, das Simulationsmodell durch Vergleich mit Messergebnissen zu validieren. Dabei wird die Temperatur während der gesamten Simulation konstant auf Raumtemperatur (300 K) festgehalten. Sämtliche im Abs. 4.1.3 beschriebenen Kopplungsmechanismen zwischen thermischer und elektrischer Energiedomäne werden dabei vernachlässigt. Im Ionenbestrahlungsexperiment wurden die Dioden bei variablen angelegten Sperrspannungen mit Sauerstoffionen mit kinetischen Energien von 30,6 MeV beschossen. Mit SRIM (vgl. Abs. 2.2.2) wurde die Eindringtiefe für diese Ionen in Silizium auf $z_0 = 19,8 \mu\text{m}$ bestimmt. Nach den Gleichungen 4.17 - 4.22 sind dadurch alle Parameter zur Angabe der Ladungsträgergeneration durch das einschlagende Ion bekannt. Ansonsten wurden die im Abs. 4.1 beschriebenen Modelle und Parameter verwendet.

Abb. 4.4 zeigt das Messergebnis aus Abs. 3.2 im Vergleich zu den Simulationsresultaten. Die gesamte generierte Ladung nach dem Einschlag des Ions ist hierbei als Funktion der angelegten Sperrspannung dargestellt. Man erkennt sowohl in der linearen Darstellung (a) als auch in der logarithmischen Darstellung (b) eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment, insbesondere in Bezug auf die Schwellspannung für die Streamer-Bildung bei 650 V und die Gesamtladung im Bereich der Zerstörung bei ca. 900 V. Diese Übereinstimmung, die in ähnlicher Form auch für andere Diodendesigns erreicht werden konnte, lässt den Schluss zu, dass das Simulationsmodell das elektrische

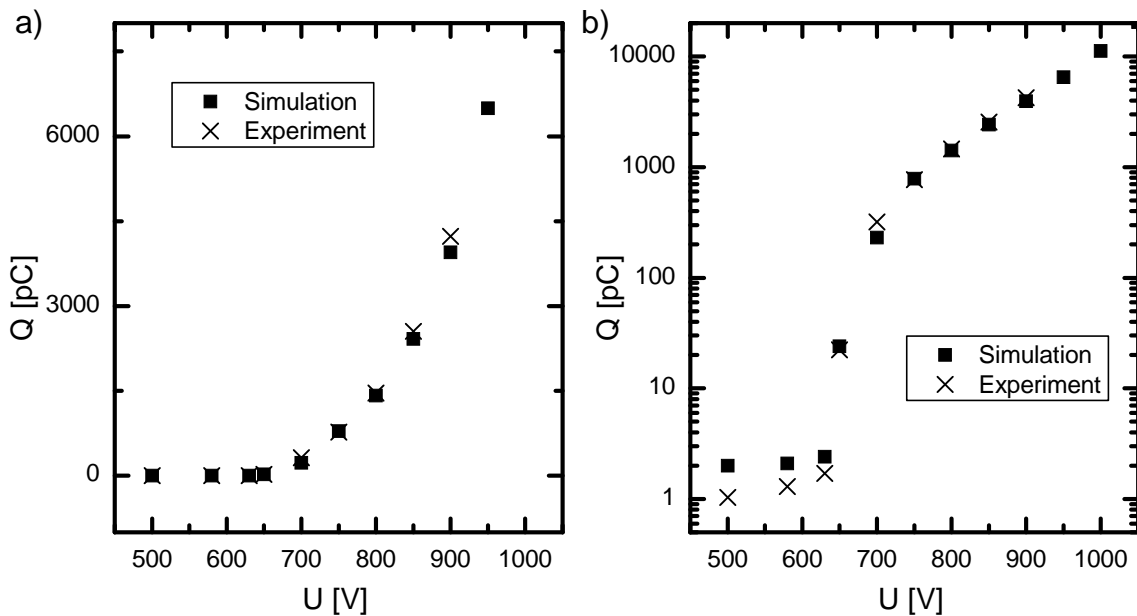


Abb. 4.4: Gesamte generierte Ladung Q als Funktion der angelegten Sperrspannung U nach dem Einschlag eines Sauerstoffions mit der kinetischen Energie von 30,6 MeV in die in Abs. 2.3 beschriebene Standarddiode. Vergleichend sind hier die Ergebnisse aus Protonenbestrahlungsexperimenten und Simulationen in linearer (a) und logarithmischer (b) Darstellung gezeigt.

Verhalten des Bauelements nach dem Einschlag eines Ions korrekt beschreibt. Im Gegensatz zur Messung, bei der das Bauelement irreversibel thermisch zerstört wird, kann die Simulation auch bei höheren Spannungen (> 900 V) durchgeführt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit, die den thermischen Ausfall eines Bauelements beschreiben soll, sind vor allem die Simulationen bei hohen Spannungen nahe der Zerstörung von Interesse. Deshalb soll im Folgenden das Verhalten bei einer Sperrspannung von 900 V näher untersucht werden.

Abb. 4.5 zeigt die räumliche Verteilung der elektrischen Feldstärke in den ersten 200 ps nach dem Einschlag des Ions. In Analogie zu den Ergebnissen von Kaindl [16] bildet sich ein Streamer aus. Die elektrische Feldspitze läuft stabil innerhalb von ca. 200 ps durch das gesamte Bauelement. Sie läuft dabei schneller als die Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger. Der Streamer wird also durch fortlaufende Generation von Ladungsträgern an der Vorderfront des Plasmas aufrecht erhalten, nicht durch die Bewegung von Ladungsträgern. Die korrespondierende Plasmadichte ist in Form der Elektronendichte in Abb. 4.6 für die gleichen Zeitpunkte gezeigt. Man erkennt deutlich, wie nach ca. 200 ps das Bauelement von Anode bis Kathode durch einen hoch leitfähigen, stark lokalisierten Plasmakanal kurzgeschlossen wird.

Innerhalb dieser kurzen Zeit, während der sich der Plasmakanal ausbildet, spielen thermische Effekte keine Rolle. Um den thermischen Ausfall später erklären zu können, ist also die Situation in der Zeit danach relevant. Innerhalb des Plasmakanals bricht das ele-

krische Feld aufgrund der hohen Leitfähigkeit und der elektrischen Neutralität stark ein. Die hoch dotierten Bereiche nahe der Kontakte wirken als Ladungsträgerkompensationszonen, wodurch hohe Raumladungsdichten und elektrische Feldüberhöhungen entstehen, in denen nahezu die gesamte äußere Spannung aufgenommen wird. Die Ladungsträger beginnen, lateral zu diffundieren, was zu einer langsamen Reduktion der Ladungsträgerdichten im Kanal führt. Die lateral diffundierten Ladungsträger werden von den Kontakten abgesaugt, nach etwa 20 ns befindet sich das Bauelement wieder im Ausgangszustand. Gleichzeitig werden in den Bereichen überhöhter Felder nahe der Kontakte über Stoßionisation neue Ladungsträger generiert.

Diese Situation, die über mehrere Nanosekunden stabil ist, ist in Abb. 4.7 in Form der elektrischen Stromdichte (a) und der elektrischen Feldverteilung (b) dargestellt. Es ist zu erwarten, dass in den Bereichen, in denen gleichzeitig ein hohes elektrisches Feld und eine hohe Stromdichte vorhanden sind, durch Joulesche Wärme (vgl. 4.1.3) eine massive Selbsterwärmung auftritt. Diese Bereiche werden im Abschnitt 4.2.2 getrennt diskutiert.

Einen weiteren Einblick in die verschiedenen Effekte, die nach dem Einschlag eines Ions in eine sperrgepolte Leistungsdiode auftreten, liefert der zeitliche Verlauf des elektrischen Stromes. Er ist in Abb. 4.8 gezeigt. Das Integral über diesen Stromverlauf ergibt die in Abb. 4.4 aufgetragene Gesamtladung. Wie in der Darstellung mit linearer Zeitachse zu erkennen ist, führt der Einschlag des Teilchens zu einem Strompuls mit einem Maximalwert von etwa 0,3 A bei einer Dauer von etwa 20 ns. Diese simulierten Kenngrößen stimmen sehr gut mit den von S. Aschauer gemessenen Strompulsen überein [32].

Die physikalischen Abläufe mit unterschiedlichen Zeitskalen werden in der Darstellung mit logarithmischer Zeitachse (Abb. 4.8b) deutlich. Der Streamer führt zu einem massiven Stromanstieg in den ersten 200 ps. Beim Auftreffen der Feldspitze am rückseitigen Kontakt bricht der Strom zunächst wieder ein. Ab dann konkurrieren zwei Effekte: Die Stoßionisation in den feldüberhöhten Bereichen nahe der Kontakte führt zunächst zu einem weiteren Anstieg des Stromes, bevor die laterale Diffusion der Ladungsträger dominiert und der Strom bis auf seinen Ausgangswert abnimmt.

Dieses isotherme elektrische Simulationsmodell ist die Grundlage für alle weiteren Diskussionen hinsichtlich der höhenstrahlungsinduzierten Zerstörung von Leistungsbauelementen.

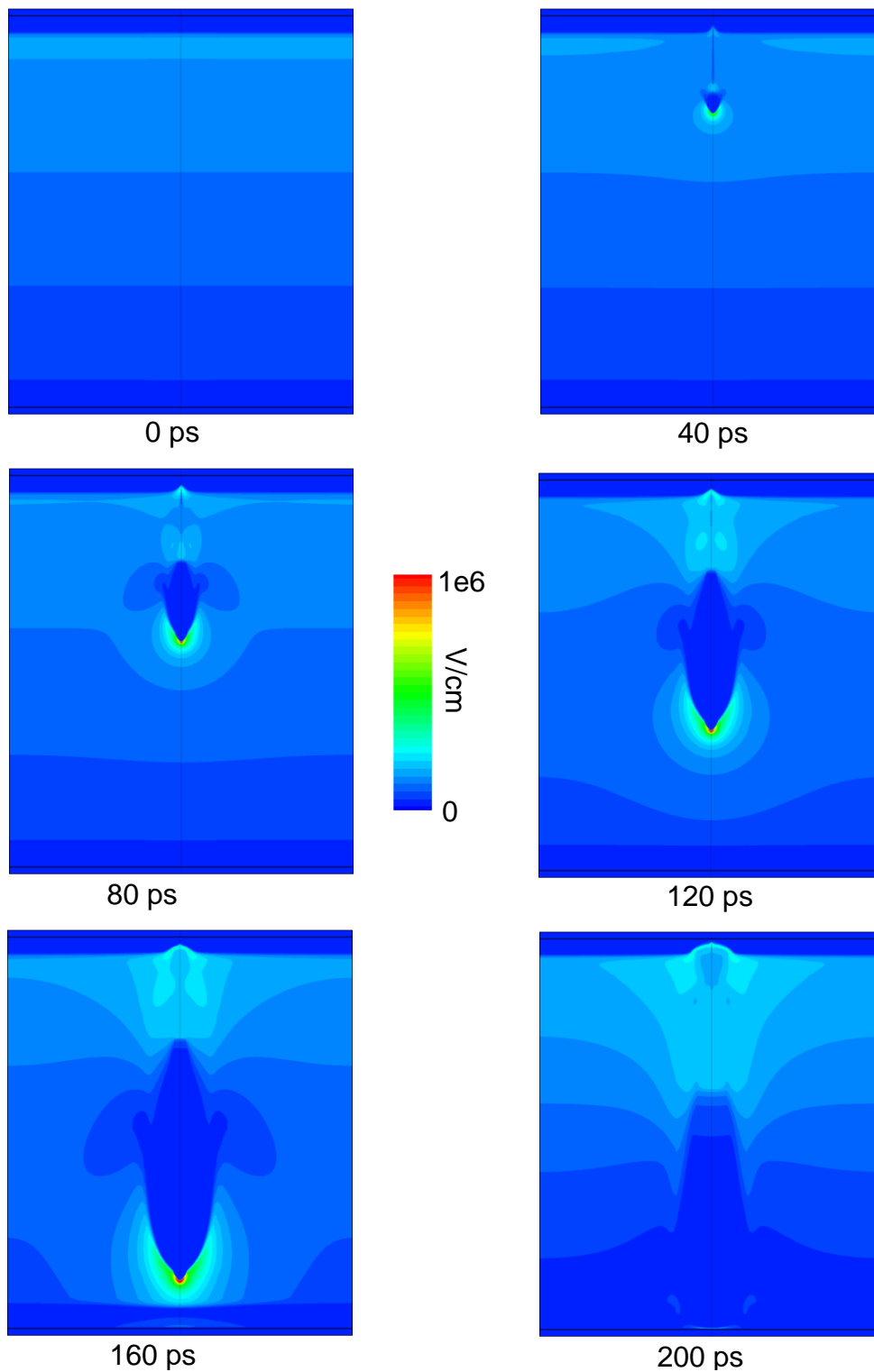


Abb. 4.5: Simulierte örtliche Verteilung der elektrischen Feldstärke zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Einschlag eines Sauerstoffions in die Standarddiode (angelegte Sperrspannung 900 V).

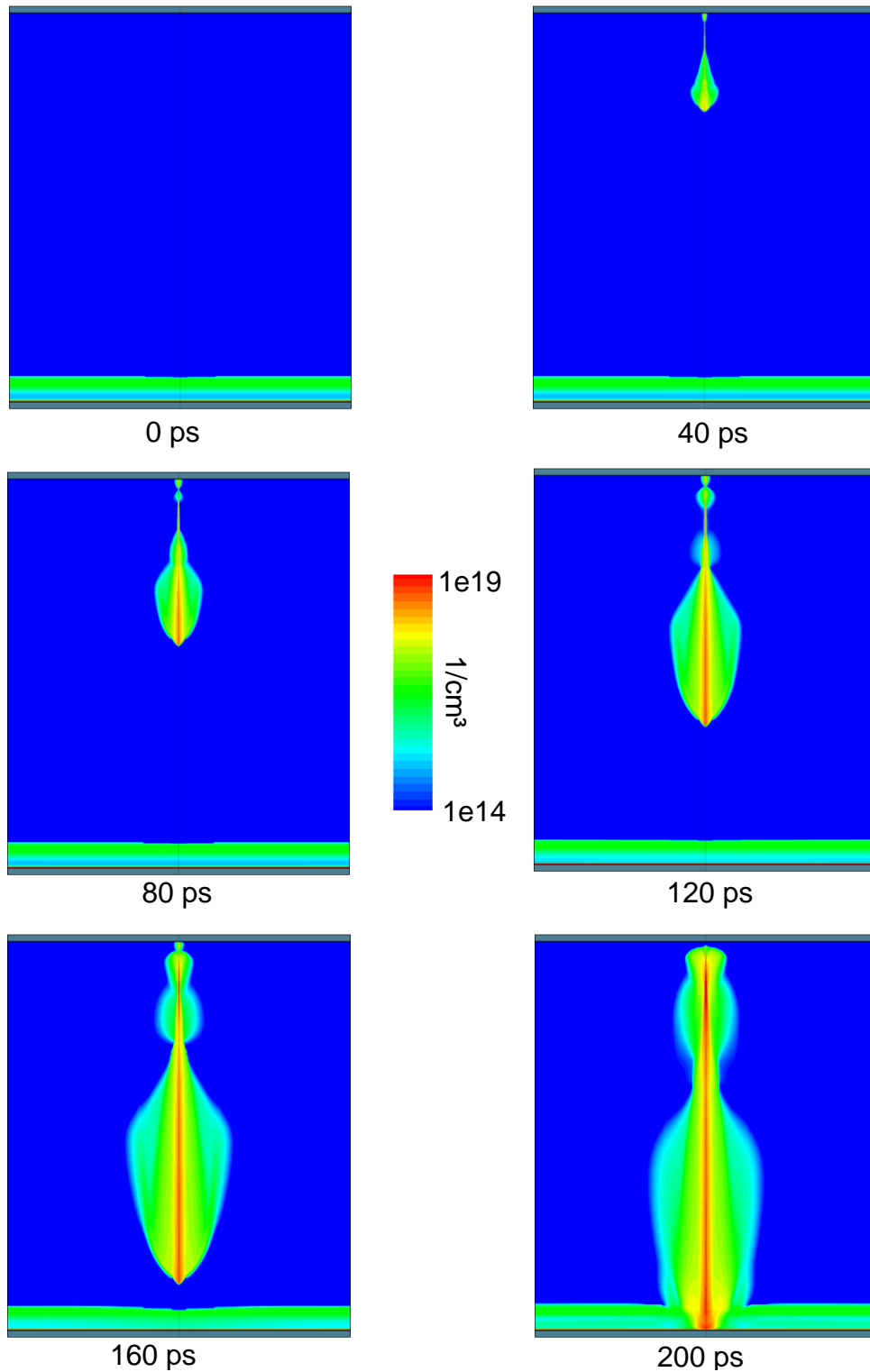


Abb. 4.6: Simulierte örtliche Verteilung der Elektronendichte zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Einschlag eines Sauerstoffions in die Standarddiode (angelegte Sperrspannung 900 V).

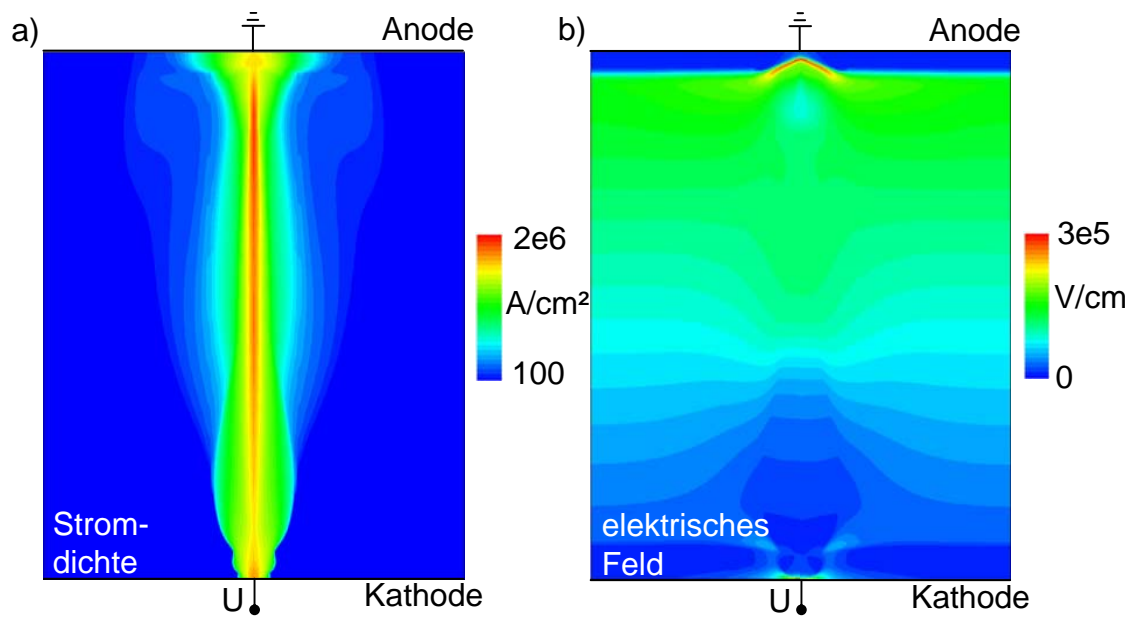


Abb. 4.7: Simulierte örtliche Verteilungen der Stromdichte (a) und der elektrischen Feldstärke (b) 1 ns nach dem Einschlag eines Sauerstoffions in die Standarddiode (angelegte Sperrspannung 900 V).

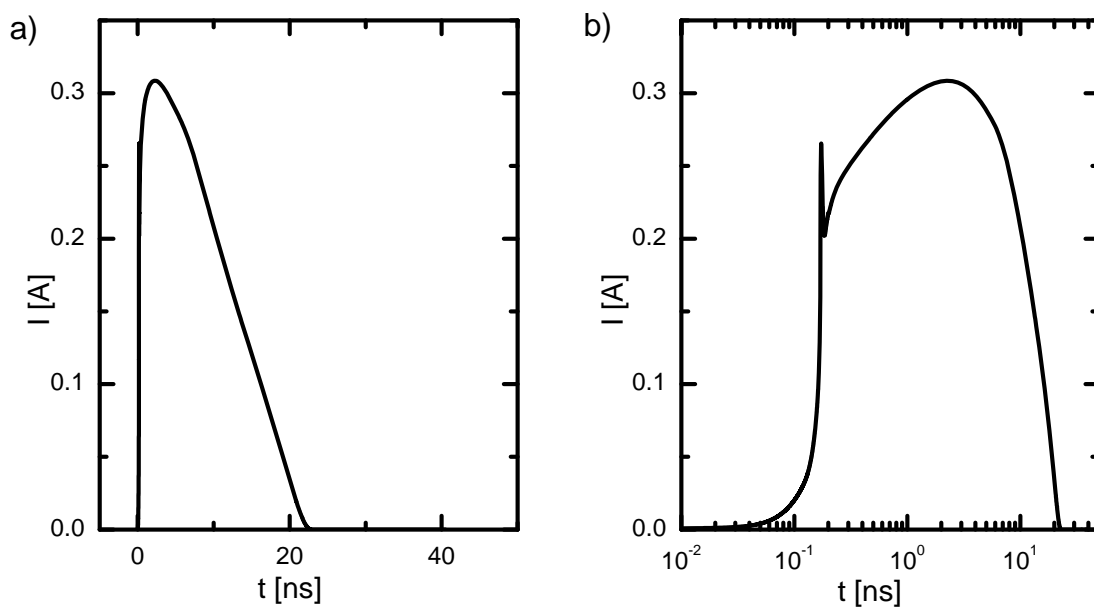


Abb. 4.8: Zeitlicher Verlauf des an der Kathode abfließenden elektrischen Stroms nach dem Einschlag eines Sauerstoffions in die Standarddiode (angelegte Sperrspannung 900 V) mit linearer (a) und logarithmischer (b) Zeitachse.

4.2.2 Untersuchung von Zerstörungsmechanismen mit Hilfe elektrothermisch gekoppelter Simulationen

Die räumliche Verteilung von Stromdichte und elektrischem Feld, die für einige zehn Nanosekunden nach dem Einschlag des Ions vorherrscht (siehe Abb. 4.7) legt die Vermutung nahe, dass es für einen Ausfall des Bauelements insgesamt drei kritische Bereiche gibt. Die Feldüberhöhung an der Anode, den Bereich maximal konzentrierter Stromdichte im oberen Bereich des Plasmakanals sowie die Feldüberhöhung an der Kathode. Um die Lokalisierung eventueller thermischer *Hotspots* zu überprüfen, wurden vollständig elektrothermisch selbstkonsistent gekoppelte Simulationen durchgeführt [61]. Für die Beweglichkeiten und die Stoßionisationskoeffizienten wurden die aktuellsten Modelle (entwickelt an der Universität Bologna) verwendet, die für den derzeit größten Temperaturbereich validiert sind [42, 57]. Da aber selbst diese Modelle nur bis maximal 800 K ausgelegt sind, müssen sie für höhere Temperaturen extrapoliert werden. Die Aussagekraft der so erhaltenen Resultate geht damit zunächst nicht über eine erste qualitative Abschätzung hinaus.

Abb. 4.9 zeigt die so berechnete räumliche Temperaturverteilung etwa 10 ns nach dem Ioneneinschlag. Nach dieser Zeit herrschen die größten Temperaturen im Bauelement, bevor die Wärmediffusion als dominierender Effekt zu einer Abnahme der maximalen Temperaturen führt. Es ist zu erkennen, dass zwei Temperaturmaxima in der Diode auftreten: Maximum 1 im Bereich der maximalen Stromdichte und Maximum 2 im Bereich des überhöhten Feldes nahe der Kathode. Die dort erreichten Temperaturen überschreiten den Geltungsbereich der Simulationsmodelle bei Weitem, so dass eine detaillierte kritische Beurteilung der Ergebnisse notwendig ist.

Die drei kritischen Bereiche für den Bauelementausfall werden im Folgenden getrennt analysiert.

4.2.2.1 Kritischer Bereich 1: Die Anode

Abb. 4.9 zeigt, dass es in dem feldüberhöhten Bereich nahe der Anode keinen Temperaturanstieg gibt, der in die Größenordnung der beiden Temperaturmaxima gelangt. Grund hierfür ist die relativ große räumliche Ausdehnung der Feldspitze, die auf den recht kleinen Dotierkonzentrationsgradienten der Anodendotierung zurückzuführen ist. Die Joulesche Wärmegeneration verteilt sich auf ein größeres Volumen, was eine relativ geringe maximale Endtemperatur zur Folge hat. Ein lokales Aufschmelzen des Siliziums kommt an dieser Stelle also nicht für den Grund des Diodenausfalls in Frage.

Wenn aber die Anodendotierung zu flach gewählt wird (also der Abstand von Metallisierung bis pn-Übergang zu kurz wird), kann es vorkommen, dass das elektrische Feld bis zum metallischen Kontakt durchschlägt. Der zwischen Metall und Silizium auftretende Schottky-Kontakt injiziert dann durch einen massiven Spannungsabfall in Vorwärtsrichtung Elektronen in das p-Gebiet der Diode; der pn-Übergang wird kurzgeschlossen. Werden auf diese Art und Weise mehr Elektronen injiziert als über Ladungsträgerdiffusion in lateraler Richtung weggeführt werden können, gelangen immer mehr Ladungsträger in

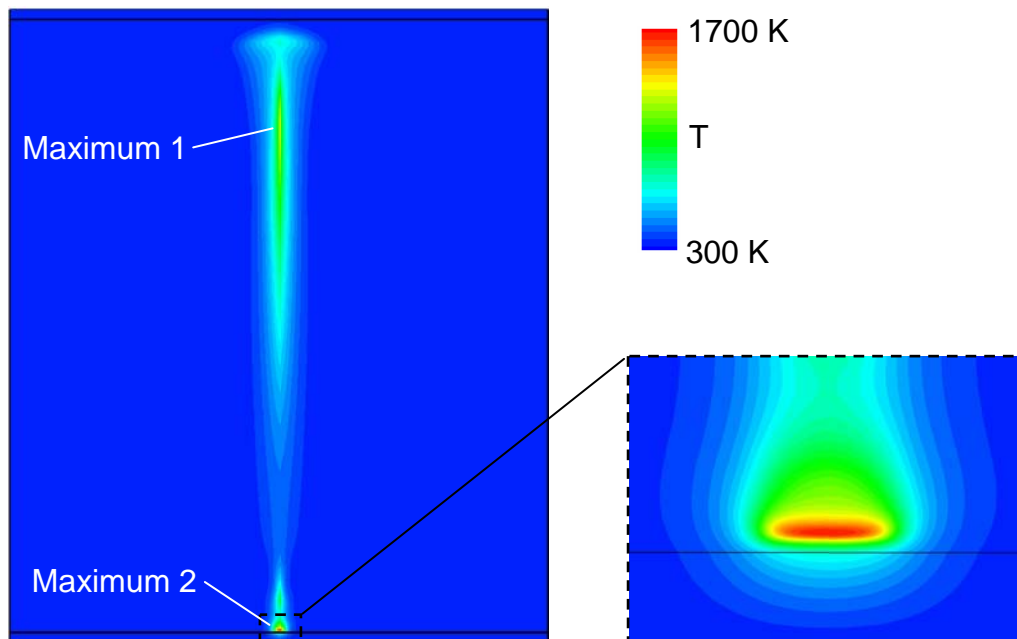


Abb. 4.9: Räumliche Temperaturverteilung zum Zeitpunkt maximaler Temperatur berechnet mit einer elektro-thermisch selbstkonsistenten Simulation.

das Bauelement. Der Strom steigt dann unaufhörlich an, was in diesem Fall unweigerlich zu einer enormen Selbsterwärmung in der gesamten Struktur und damit zur thermischen Zerstörung führen muss. Dieser Fehlermechanismus kann durch eine Änderung der Anodendotierung, indem man sie “tief genug” auslegt, recht einfach verhindert werden. Dieser Effekt wird in Kap. 5 beim Vergleich verschiedener Strukturen genauer betrachtet.

4.2.2.2 Kritischer Bereich 2: Die Diodenmitte

Prinzipiell kann eine Silizium-Leistungsdioden durch Erhitzen und lokales Schmelzen mitten im Plasmakanal (im Maximum 1) zerstört werden. Dafür muss die maximale Temperatur den Schmelzpunkt von Silizium erreichen. In diesem Bereich sehr hoher Stromdichten bei mäßigen elektrischen Feldstärken kann die Temperatur recht gut mit Hilfe elektrothermisch selbstkonsistenter Simulationen abgeschätzt werden. Während die Stoßionisation aufgrund des geringen elektrischen Feldes vernachlässigt werden kann, dominiert bei den Ladungsträgerbeweglichkeiten die Träger-Träger-Streuung wegen der sehr hohen Ladungsträgerdichten. Für die Beweglichkeiten, die von diesem Streumechanismus dominiert werden, steht mit dem Modell von Conwell und Weisskopf [44] eine physikalische Theorie zur Verfügung, die den gesamten Temperaturbereich abdecken kann. Eine Abschätzung mit der *a-posteriori*-Methode liefert in diesem Bereich keine brauchbaren Ergebnisse, da die Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit starken Einfluss auf die elektrische Feldstärke und damit auf die maximale Endtemperatur hat.

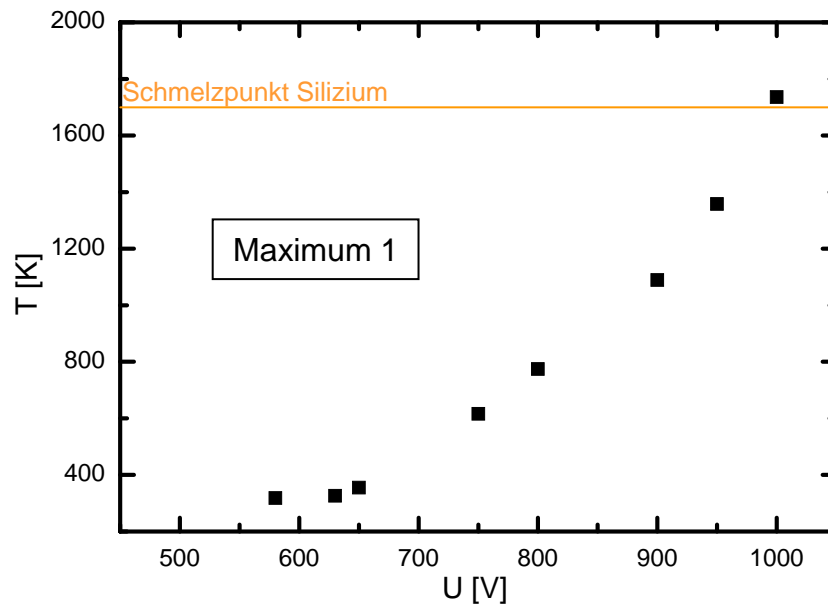


Abb. 4.10: Maximale Temperatur in der Kanalmitte (Maximum 1 bzw. Bereich größter Stromdichte) als Funktion der angelegten Sperrspannung. Die Ergebnisse stammen aus elektro-thermisch selbstkonsistenten Simulationen.

Abb. 4.10 zeigt die maximale Temperatur im Maximum 1 als Funktion der angelegten Spannung. Ab der Schwellspannung für die Streamer-Bildung steigt die Temperatur mit der Spannung steil an. Den Schmelzpunkt von Silizium erreicht sie allerdings erst bei etwa 1000 V. Der experimentell ermittelte Ausfall des Bauelements zwischen 900 V und 950 V kann somit nicht quantitativ durch ein lokales Aufschmelzen im Maximum 1 erklärt werden.

4.2.2.3 Kritischer Bereich 3: Die Kathode

Im Temperaturmaximum 2, nahe der Kathode, ist die physikalische Situation grundlegend anders. Neben einer hohen Stromdichte herrscht hier ein stark lokalisiertes, hohes elektrisches Feld. Die Joulesche Wärmegeneration kann hier nahezu als punktförmig betrachtet werden. Die erreichte elektrische Feldstärke wird in erster Linie von der Stoßionisation begrenzt. Setzt nun eine Erwärmung im Bereich dieser Feldspitze ein, so führt die Temperaturabhängigkeit der Stoßionisationsmodelle zu einer Reduktion der Stoßionisationsrate. Dadurch wird wiederum eine höhere elektrische Feldstärke ermöglicht, die eine verstärkte Joulesche Erwärmung zur Folge hat. Dieser sich selbst verstärkende Effekt sorgt dafür, dass sich die Fehler, die bei der Extrapolation der Stoßionisationsmodelle zu Temperaturen über den eigentlichen Geltungsbereich hinaus entstehen, exponentiell verstärken. Da die Parameter des Modells der Universität Bologna mit Polynomen bis zu zehnter Ordnung bezüglich der Temperatur an Messungen angepasst sind, ist das Modell bei Temperaturen über 800 K nicht mehr anwendbar.

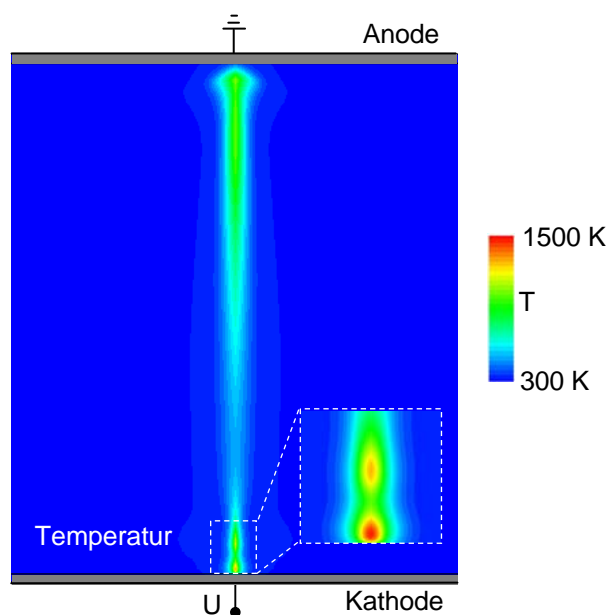


Abb. 4.11: Räumliche Temperaturverteilung 20 ns nach dem Ioneneinschlag, berechnet mit der *a-posteriori*-Methode bei einer Sperrspannung von 900 V.

Um diesen sich selbst verstärkenden Effekt und damit den exponentiell wachsenden Fehler zu vermeiden, wird die Temperaturabhängigkeit der Stoßionisation (und anderer physikalischer Modelle) vernachlässigt. Die Qualität der daraus resultierenden Temperaturberechnung kann abgeschätzt werden, indem die Temperaturabhängigkeiten kontrolliert bis zum maximalen Geltungsbereich der entsprechenden Modelle berücksichtigt werden, und das Ergebnis mit der Rechnung ohne Temperaturabhängigkeiten verglichen wird.

Diese Möglichkeit bietet die im Abs. 4.1.3.2 vorgestellte *a-posteriori*-Methode. Die räumliche Temperaturverteilung 20 ns nach dem Einschlag des Ions in die Leistungsdiode ist in Abb. 4.11 dargestellt. Man erkennt nahe an der Kathodenmetallisierung das Temperaturmaximum. Direkt darüber, im Bereich des Feldstopps, befindet sich ein weiteres, kleineres Maximum. Dieses Maximum stammt von dem leicht erhöhten elektrischen Feld, das aufgrund der Ladungsträgerkompensation im mäßig n-dotierten Feldstopp auftritt.

Abb. 4.12a zeigt den elektrischen Stromverlauf, wie er schon aus Abb. 4.8 bekannt ist, zusammen mit dem zeitlichen Verlauf der Temperatur im Maximum 2 nahe der Kathode. Der Temperaturanstieg läuft dem elektrischen Strom um etwa 10 ns hinterher. Nach 20 ns findet aufgrund des abgeklungenen Strompulses keine weitere Erwärmung mehr statt. Die Diffusion der Wärme ins Silizium sowie in die Aluminiumschicht führt zur Abnahme der Temperatur im Maximum. Die maximale nach der *a-posteriori*-Methode berechnete Temperatur, die nahe der Kathode auftritt, ist als Funktion der Sperrspannung in Abb. 4.12b dargestellt. Der Schmelzpunkt von Silizium wird zwischen 900 V und 950 V überschritten. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit der experimentell ermittelten Ausfallspannung.

Um die Aussagekraft dieser Temperaturabschätzung quantitativ zu überprüfen, wurden

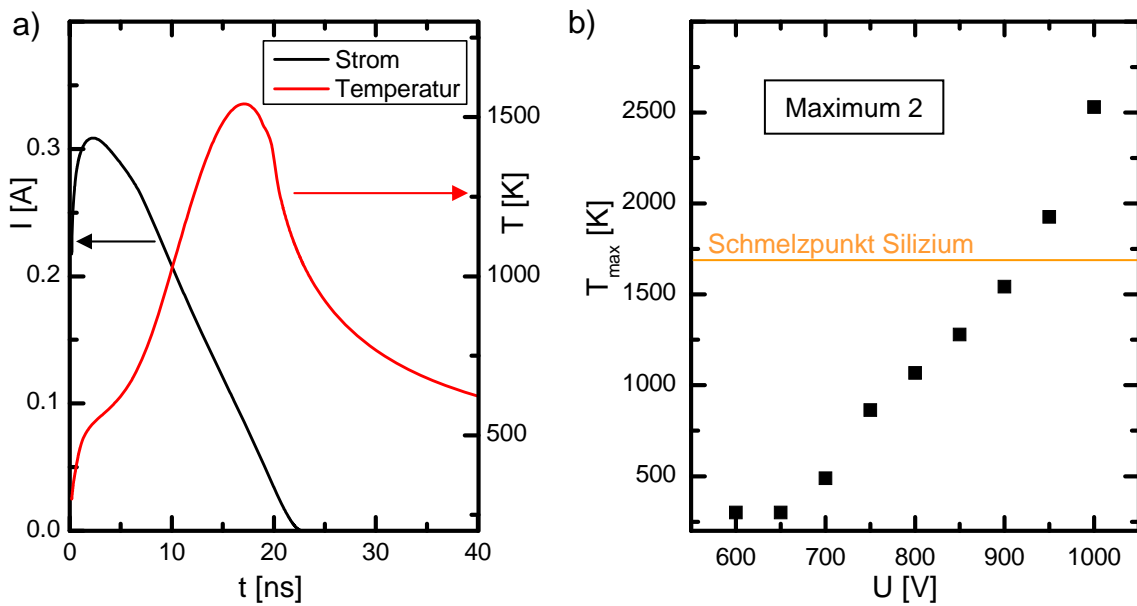


Abb. 4.12: a) Zeitlicher Verlauf des Stromes und der Temperatur im Maximum 2 nach dem Einschlag des Ions bei einer angelegter Sperrspannung von 900 V. b) Maximale Temperatur im Bereich der Kathode (Maximum 2) als Funktion der angelegten Sperrspannung. Temperaturberechnung nach dem *a-posteriori*-Verfahren.

verschiedene Testsimulationen durchgeführt. Dabei wurden die Temperaturabhängigkeiten der physikalischen Modelle bis zu einer bestimmten Grenztemperatur T_C berücksichtigt. Beim lokalen Überschreiten dieser Grenztemperatur wurden die entsprechenden Modelle bei ihren Werten für T_C festgehalten.

Abb. 4.13 zeigt die Resultate dieser Testsimulationen. Abgebildet ist die maximale Temperatur nahe der Kathode als Funktion der insgesamt beim Ioneneinschlag generierten Ladung für verschiedene Grenztemperaturen T_C von 300 K bis 1000 K. Verwendet wurden sowohl für die Beweglichkeiten als auch für die Stoßionisationskoeffizienten die Modelle der Universität Bologna, die den größten Temperaturbereich bis etwa 800 K abdecken. Man erkennt, dass die Resultate aller Testsimulationen bis zum Schmelzpunkt von Silizium recht gut auf einer gemeinsamen Kurve liegen. Beim Vernachlässigen der Temperaturabhängigkeit ($T_C = 300$ K, schwarze Quadrate) macht man also nur einen sehr kleinen Fehler verglichen mit der Rechnung unter Berücksichtigung sämtlicher Temperaturabhängigkeiten bis 1000 K. Physikalisch kann diese Tatsache folgendermaßen erklärt werden: Der Ort massiver Wärmegeneration als Produkt aus elektrischem Feld und Stromdichte ist hier stark lokalisiert. Die Wärmediffusionsgleichung glättet diese nahezu punktförmige Wärmequelle. Durch diese integral glättende Wirkung ist die exakte räumliche Verteilung der Wärmegenerationsrate nicht mehr entscheidend. Maßgeblich für die resultierende Endtemperatur ist in erster Linie die gesamte Ladung, die als Strom durch die elektrische Feldspitze fließt.

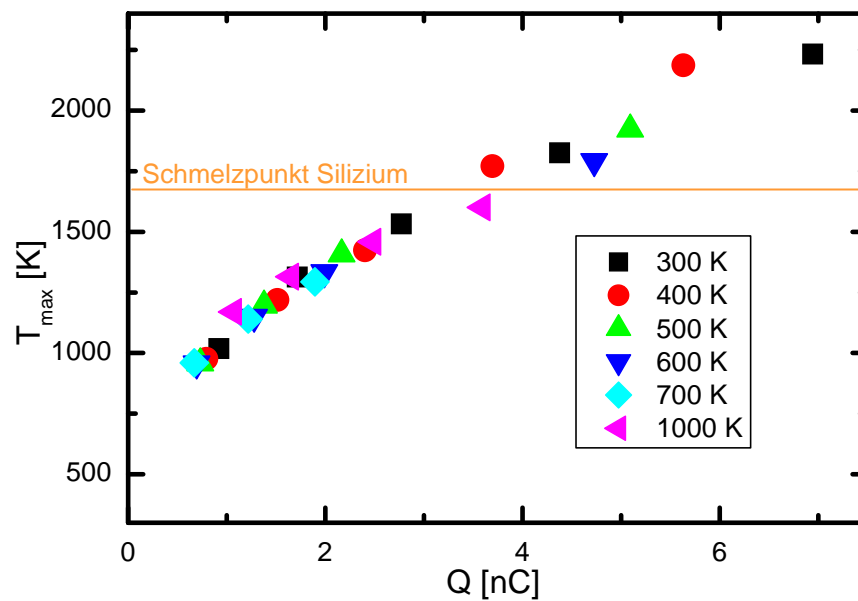


Abb. 4.13: Maximale Temperatur im Bereich der Kathode (Maximum 2) als Funktion der insgesamt beim Ioneneinschlag generierten Ladung. Verglichen werden verschiedene Testsimulationen, bei denen in der *a-posteriori*-Methode die Temperaturabhängigkeiten der physikalischen Modelle bis zu einer Grenztemperatur voll berücksichtigt werden.

Diese Betrachtung sowie die bemerkenswert gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung legen den Schluss nahe, dass mit der *a-posteriori*-Methode die maximale Temperatur nahe der Kathode in guter Näherung abgeschätzt werden kann.

4.2.2.4 Zusammenfassung der Zerstörungsmechanismen

Bei Feldstopp-Leistungsdioden der in dieser Arbeit betrachteten Bauart sind insgesamt drei unterschiedliche Effekte als Ursache für den höhenstrahlungsbedingten Ausfall möglich. Bei zu flacher Anodendotierung kann das elektrische Feldmaximum nahe der Anode bis zur Metallisierung vordringen. Dadurch werden massiv Elektronen vom Metall in das p-Gebiet der Diode injiziert. Dies kann unter Umständen zum “Weglaufen” des Stromes und damit zum zwangsläufigen thermischen Ausfall des Bauelements führen.

Wird dieses Durchschlagen des elektrischen Feldes zum Anodenkontakt durch entsprechende Designmaßnahmen verhindert, dann führt ein lokales Aufschmelzen des Siliziums innerhalb des hoch leitfähigen Plasmakanals zur Zerstörung der Diode. Hierfür kommen zwei Orte in Frage: Der Bereich maximaler Stromdichte und der Hochfeldbereich nahe der Kathode. An welchem Ort die Schmelztemperatur von Silizium zuerst überschritten wird, hängt dabei sehr stark vom Design der Kathodendotierung ab. Bei den Teststrukturen dieser Arbeit, die eine sehr flache, und daher sehr steil ansteigende n^{++} -Dotierung an ihrer Kathodenseite besitzen, wird im Bereich des hohen elektrischen Feldes nahe der

Kathode die höhere Temperatur erreicht.

4.3 Kritische Diskussion der verwendeten Modelle und Näherungen

Mit den verwendeten Simulationsmethoden können die Messergebnisse zum höhenstrahlungsbedingten Ausfall von Leistungsdioden in guter quantitativer Übereinstimmung erklärt und vorhergesagt werden.

Dennoch werden im Rahmen der Rechnungen physikalische Modelle und Näherungen verwendet, deren Anwendbarkeit für diese Problemstellung sehr kritisch zu hinterfragen ist und die gemäß dem Motto “der Zweck heiligt die Mittel” dennoch eingesetzt wurden. Einige solcher Aspekte sollen in diesem Unterkapitel in Form von qualitativen Diskussionen auf ihre Plausibilität hin untersucht werden.

4.3.1 Anwendbarkeit des thermodynamischen Transportmodells

Das in dieser Arbeit verwendete thermodynamische Transportmodell (Drift-Diffusions-Modell) ist das etablierte Standardmodell zur Simulation von Halbleiter-Bauelementen. Ein geschlossener Satz von partiellen Differentialgleichungen in Raum und Zeit ermöglicht die effektive Berechnung unter Berücksichtigung der wesentlichen Effekte. Bei der Herleitung dieser Modellgleichungen muss allerdings auf eine Reihe von Näherungen zurückgegriffen werden. Einige davon werden in diesem Unterkapitel beschrieben und diskutiert.

Für eine näherungsfreie korrekte Berechnung der quantenmechanischen Aufenthaltswahrscheinlichkeiten aller vorhandenen Teilchen müsste die vollständige Schrödingergleichung gelöst werden [63]. Bei einer Partikeldichte von etwa 10^{23} pro Kubikzentimeter in einem Siliziumkristall ist dies mit der heutigen Rechentechnik nicht möglich. Eine massive Reduktion der Freiheitsgrade durch statistische Mittelung ist unumgänglich. Unter anderem unter Verwendung der folgenden Näherungen kann so die semiklassische Boltzmann-Transportgleichung begründet werden [35]:

- Stöße zwischen Ladungsträgern und Störstellen sind instantan, d.h. sie sind wesentlich schneller als die durchschnittliche freie Bewegungszeit von Teilchen.
- Externe Kräfte sind konstant über die Länge eines quantenmechanischen Wellenpakets, das die Bewegung eines Teilchens beschreibt.
- Die Bandtheorie zusammen mit dem Effektive-Massen-Theorem für Halbleiter wird verwendet.

Die Boltzmann-Gleichung kann für einige wenige Ladungsträger in Spezialanwendungen mikroskopisch mit Monte-Carlo-Simulationen gelöst werden [64, 65]. Solche Methoden sind aber zur Berechnung des Verhaltens von Leistungsbau-elementen nicht anwendbar.

Aus der Boltzmann-Transportgleichung kann schließlich das Drift-Diffusions-Modell hergeleitet werden, indem folgende zentrale Annahmen und Näherungen getroffen werden [35]:

- Alle Streuprozesse sind elastisch.
- Die Dotierkonzentration ändert sich kaum über die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger.
- Die Energiebänder sind parabolisch.
- Das Bauelement ist unendlich groß.
- Der Halbleiter befindet sich in der Nähe des thermodynamischen Gleichgewichts eines aus Ladungsträgern und Wirtsgitter gebildeten thermodynamischen Systems. Insbesondere existieren eine Gittertemperatur sowie Ladungsträgertemperaturen, die als gleich angenommen werden.

Während die Anwendbarkeit der ersten vier Punkte der Näherungen als Prämisse für diese Arbeit genau wie für die Simulation des Verhaltens sonstiger Halbleiterbauelemente gewährleistet werden kann, muss insbesondere der letzte Punkt, das lokale thermodynamische Gleichgewicht, kritisch hinterfragt werden.

Im Allgemeinen findet die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren, wie sie bei der Stoßionisation vorkommt, nicht zwischen Valenzbandmaximum und Leitungsbandminimum statt. Prinzipiell kann ein Elektron in einen beliebig gelegenen energetisch höheren Zustand im Leitungsband bzw. tiefer gelegenen Zustand im Valenzband gelangen. Man spricht dann von heißen Ladungsträgern. Diese heißen Ladungsträger thermalisieren durch Stöße mit Phononen ins Minimum bzw. Maximum von Leitungs- bzw. Valenzband und geben dabei ihre Energie an das Gitter ab. Der Prozess ist in Abb. 4.14 schematisch dargestellt. Nur wenn diese Thermalisierung deutlich schneller stattfindet als die zu betrachtenden wesentlichen physikalischen Effekte, kann die Näherung des thermodynamischen Gleichgewichts gerechtfertigt werden.

Tatsächlich handelt es sich bei der Thermalisierung um einen sehr schnellen Prozess. Typische Zeitskalen sind hierbei einige hundert Femtosekunden bis wenige zehn Picosekunden [66]. Genau auf dieser Zeitskala nach dem Einschlag eines Ions in die Leistungsdiode wird der Streamer ausgelöst. Streng genommen müsste also in der Phase während des Durchlaufs der Feldspitze zwischen der Gittertemperatur T_L und den Ladungsträgertemperaturen T_e sowie T_h unterschieden werden.

Die Trennung dieser unterschiedlichen Temperaturen wird im hydrodynamischen Transportmodell berücksichtigt [67, 68]. Es ist in *Sentaurus Device* implementiert und kann

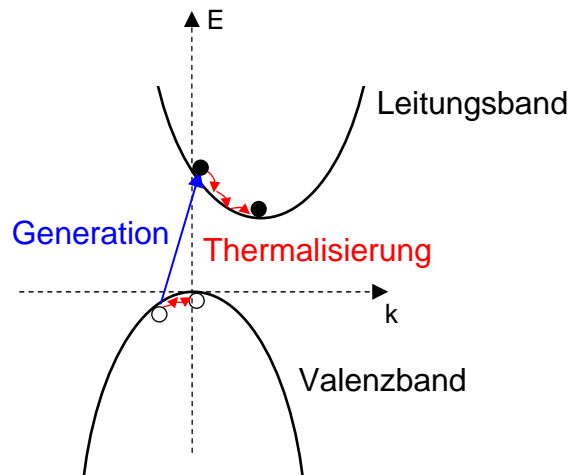


Abb. 4.14: Schematische Abbildung der Generation eines heißen Elektrons mit anschließender Thermalisierung ins Minimum des Leitungsbands.

zur Simulation des Ioneneinschlags in ein Leistungsbauelement verwendet werden. Allerdings birgt diese Simulationemethode zwei entscheidende Nachteile: Die Simulationszeit verlängert sich immens und die physikalischen Modelle sind bei Weitem nicht so gut validiert wie im Falle des etablierten thermodynamischen Transportmodells. Eine Testsimulation des Ioneneinschlags in die Standarddiode bei einer angelegten Sperrspannung von 900 V unter Verwendung des hydrodynamischen Transportmodells (Rechenzeit etwa drei Wochen) führte zu qualitativ gleichen Resultaten während des Streamerdurchlaufs verglichen mit den Rechnungen unter Verwendung des thermodynamischen Transportmodells.

Das thermodynamische Drift-Diffusions-Modell ist also zur Simulation des Streamers ebenso geeignet wie das hydrodynamische Modell. Der Effekt einer durch heiße Ladungsträger erhöhten Generationsrate wird durch Anpassung der Stoßionisationskoeffizienten kompensiert. Natürlich bleibt die Frage offen, ob überhaupt das Elektronen- und das Löchergas mit energetisch verschobenen Fermi-Dirac-Verteilungen adäquat beschrieben werden können, was ja die Voraussetzung für das Konzept von Trägertemperaturen T_e und T_h ist.

4.3.2 Stoßionisation als lokales Modell

Bei der Stoßionisation handelt es sich um einen nicht-lokalen Effekt. Für eine korrekte Berechnung müsste die Vergangenheit der Ladungsträger, also ihre Beschleunigungsstrecke, berücksichtigt werden. Dies ist prinzipiell mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen zur Lösung der Boltzmann-Gleichung möglich. Im Drift-Diffusions-Modell allerdings

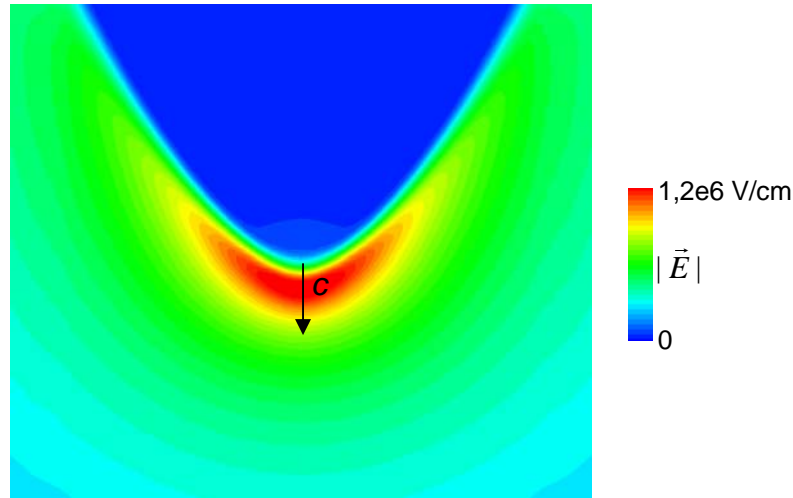


Abb. 4.15: Typische elektrische Feldspitze während des Streamerdurchlaufs mit Kennzeichnung des Integrationswegs c .

können ausschließlich lokale Modelle implementiert werden. Die lokale Generationsrate wird durch Mittelung über einen genügend großen räumlichen Bereich aus dem lokalen elektrischen Feld bestimmt. Eine solche lokale Berechnung der Stoßionisationsrate kann zu deutlich überschätzten Generationsraten führen, wenn hohe, sehr stark lokalisierte Feldspitzen auftreten, bei deren Durchlaufen die Ladungsträger insgesamt nicht genügend kinetische Energie aufnehmen können, um neue Elektron-Loch-Paare zu generieren. Ein solcher Fehler wurde zum Beispiel bei der Simulation von Tunneltransistoren mit Abmessungen von wenigen Nanometern beobachtet [69].

Ob dieses Problem bei der Feldspitze während des Streamerdurchlaufs auftritt, kann überprüft werden, indem man die gesamte kinetische Energie E_{kin} , die ein Ladungsträger auf seinem Weg durch die Feldspitze erreichen kann, mit der zur Elektron-Loch-Paar-Bildung benötigten Energie E_p vergleicht.

Es gilt

$$E_{kin} = e \int_C \vec{E} d\vec{r} \quad (4.35)$$

mit dem Weg C durch die Feldspitze (siehe Abb. 4.15). Für eine typische elektrische Feldspitze während des Streamerdurchlaufs kann man auf diese Art und Weise die maximal erreichbare kinetische Energie zu $E_{kin} \approx 130$ eV berechnen. Zur Generation eines Elektron-Loch-Paares benötigt man im Mittel die Energie $E_p = 3,6$ eV [33]. Ein Ladungsträger kann also im Bereich der Feldspitze mehrere zehn neue Elektron-Loch-Paare erzeugen. Die Verwendung eines lokalen Modells zur Berechnung der Stoßionisationsrate erscheint daher plausibel.

4.3.3 Geschwindigkeit der elektrischen Feldspitze

Die elektrische Feldspitze, die als Streamer durch das Bauelement läuft, erreicht nach etwa 200 ps den kathodenseitigen Kontakt. Bei einer Diodendicke von etwa 100 μm entspricht dies einer mittleren Feldspitzengeschwindigkeit v_{str} von

$$v_{str} = \frac{100 \mu\text{m}}{200 \text{ ps}} = 5 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}. \quad (4.36)$$

Dies ist etwa fünfmal so schnell wie die Sättigungsgeschwindigkeit von Elektronen v_{sat} bei Raumtemperatur [45]. Der Transportmechanismus des Streamers kann also nicht durch den Transport von Ladungsträgern erklärt werden. Vielmehr ist die fortlaufende Trägergeneration an den beiden Enden des Plasmakanals für die Propagation verantwortlich. Die Geschwindigkeit der Feldspitze kann nach einer Rechnung von Kaindl abgeschätzt werden [16]:

$$v_{str} = 2v_{sat} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(E_z(z)) dz \quad (4.37)$$

α bezeichnet dabei den Stoßionisationskoeffizienten, der nach dem Gesetz von Chynoweth gemäß Gl. 4.24 exponentiell vom elektrischen Feld abhängt. Bei lokal sehr hohen elektrischen Feldern wird das Ionisationsintegral in 4.37 deutlich größer als 1. Die Feldspitzengeschwindigkeit wird dadurch schneller als die Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger.

5. Robustheit gegen höhenstrahlungsinduzierte Ausfälle

Die in Kap. 4 ausführlich vorgestellte Simulationsmethodik wird in diesem Kapitel verwendet, um die Robustheit von verschiedenen Silizium-Leistungsbau-elementen gegen Höhenstrahlung zu untersuchen. Zunächst werden unterschiedliche Designvarianten von Leistungsdioden verglichen. Anschließend wird die Anwendbarkeit des Simulationsmodells auf Transistoren wie IGBTs und CoolMOS-Strukturen diskutiert.

5.1 Leistungsdioden

Alle bisher gezeigten Simulationsergebnisse bezogen sich auf die 1,2 kV-Leistungsdiode, die in Abs. 2.3 eingeführt wurde. Um ein solches Bauelement im Bezug auf seine Höhenstrahlungsfestigkeit zu optimieren, können verschiedene Designparameter variiert werden:

- Die Höhe der Substratdotierung (in der n- Schicht)
- Die Dicke der Basiszone (zwischen pn-Übergang und Feldstopp)
- Das Kathodendesign (Tiefe bzw. Höhe der Dotierung)
- Der Ort des Feldstopps
- Das Anodendesign

Das Standarddotierprofil ist noch einmal in Abb. 5.1 gezeigt. Farblich gekennzeichnet sind in schematischer Darstellung die variierten Designparameter. Während einige der im Folgenden gezeigten Teststrukturen tatsächlich gefertigt und auf ihre Höhenstrahlungsfestigkeit experimentell untersucht wurden, handelt es sich bei anderen lediglich um Konzeptstudien, auf deren Realisierung unter anderem auf Grund dieser prädiktiven Simulationsergebnisse verzichtet wurde.

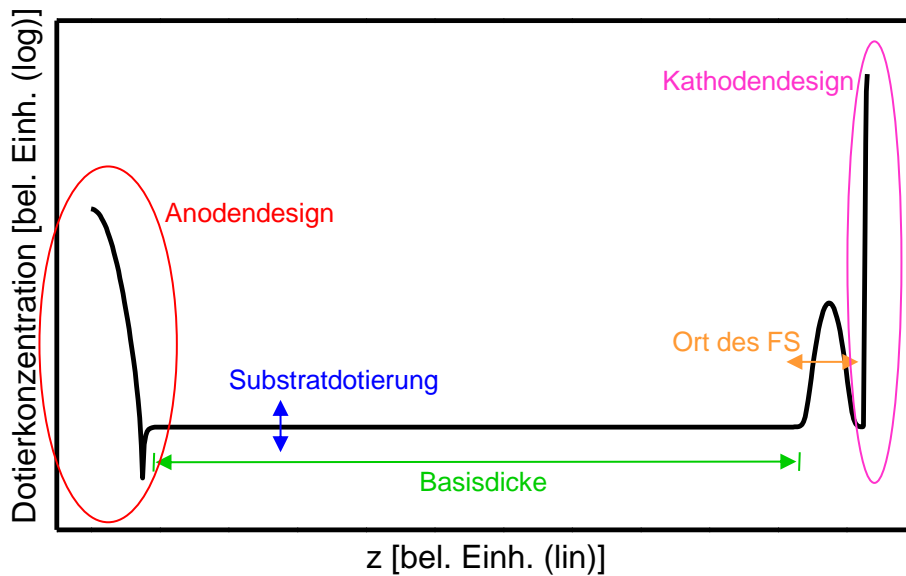


Abb. 5.1: Eindimensionales Dotierprofil in z -Richtung der Standarddiode aus Kap. 4. Farblich sind die Regionen gekennzeichnet, die zur Untersuchung der Höhenstrahlungsrobustheit verschiedener Diodendesigns variiert wurden.

5.1.1 Einfluss der Substratdotierung

Mit einer Variation der Grunddotierung in der Basiszone wird die Steigung des elektrischen Feldprofils in z -Richtung geändert (vgl. Gl. 2.4), da eine höhere Dotierung zu einer höheren Ladungsdichte in der ausgeräumten Raumladungszone führt. Als Maß für die Substratdotierung wird in der Industrie häufig der spezifische Widerstand ρ des Grundmaterials verwendet. Dieser ergibt sich aus der Dotierung N_D durch

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{n e \mu_n} = \frac{1}{N_D e \mu_n}. \quad (5.1)$$

In dieser Arbeit wurden vier Strukturen mit unterschiedlichen Substratdotierungen verglichen. Ausgehend von der Standardstruktur (*Dotierung 1*) mit einem relativ niedrigen spezifischen Widerstand wurde für drei weitere Strukturen der spezifische Widerstand sukzessive erhöht (*Dotierung 2* bis *Dotierung 4*). Die elektrischen Feldprofile in z -Richtung bei einer angelegten Sperrspannung von 900 V dieser vier Varianten sind in Abb. 5.2a abgebildet. Die unterschiedlichen Steigungen in der Basiszone sind deutlich erkennbar. Nach Gl. 2.2 muss das Integral über das Feldprofil bei gleicher Sperrspannung identisch sein. Dies führt unweigerlich zu einem höheren maximalen elektrischen Feld, je höher das Grundmaterial dotiert ist.

Für die Auslösung des Streamers hat das zur Folge, dass die Schwellspannung für die Streamerbildung mit niedrigerer Substratdotierung zu höheren Spannungen verschoben

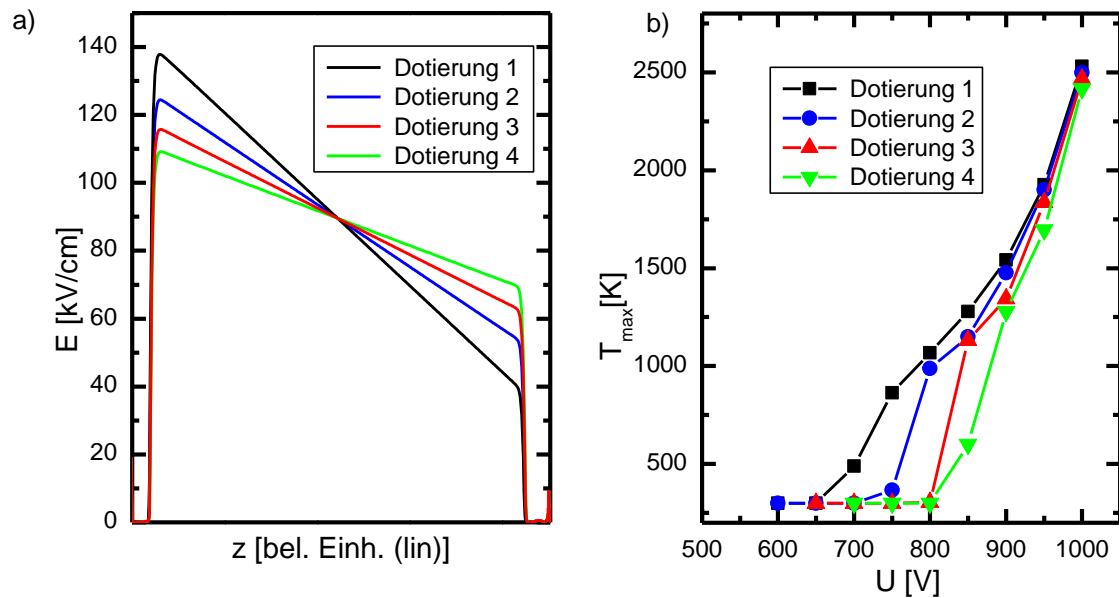


Abb. 5.2: a) Elektrische Feldstärke als Funktion der Tiefe z bei einer angelegten Sperrspannung von 900 V für Teststrukturen mit verschiedenen Substratdotierungen (spezifischen Widerständen). b) Maximale Temperatur nahe der Kathode als Funktion der angelegten Sperrspannung für die Teststrukturen mit Substratdotierungen aus a) berechnet mit der *a-posteriori* Methode.

wird.¹ Wenn die Schwellspannung für die Streamerbildung allerdings überschritten wird, ist für die Menge der insgesamt beim Streamerdurchlauf generierten Ladung vor allem der Mittelwert der elektrischen Feldstärke über den gesamten Streamerweg entscheidend. Dieser ist für alle vier Varianten nahezu identisch.

Auf diese Art und Weise können die in Abb. 5.2b gezeigten Simulationsergebnisse erklärt werden. Abgebildet ist die maximale Temperatur nahe der Kathode, berechnet mit der *a-posteriori*-Methode, als Funktion der angelegten Sperrspannung für die vier Diodenvarianten. Im Spannungsbereich zwischen 650 V und 850 V unterscheiden sich die Temperaturverläufe teilweise sehr stark. Eine signifikante Temperaturerhöhung nahe der Kathode setzt erst dann ein, wenn die jeweilige Schwellspannung für die Streamerbildung überschritten wird. Oberhalb von 850 V allerdings, noch bevor die Temperaturen in den Bereich des Schmelzpunktes von Silizium gelangen, nähern sich die Temperaturverläufe sehr stark an.

Der zu erwartende Einfluss auf die Höhenstrahlungsfestigkeit einer Designänderung kann aus diesem Diagramm einfach ermittelt werden, indem man die rechts-links-Verschiebung der Temperaturverläufe auf Höhe der Schmelztemperatur (bei ca. 1700 K) betrachtet. So würde man hier vermuten, dass die Variante mit dem höchsten spezifischen Substratwiderstand (*Dotierung 4*) um etwa 30-50 V besser ist als die Variante mit dem niedrigsten

¹ Maßgeblich für die Bildung des Streamers ist in erster Linie die elektrische Feldstärke an dem Ort, an dem das initiale Ladungsträgerplasma, das vom Ion erzeugt wird, endet (also bei $z = 19,8 \mu\text{m}$).

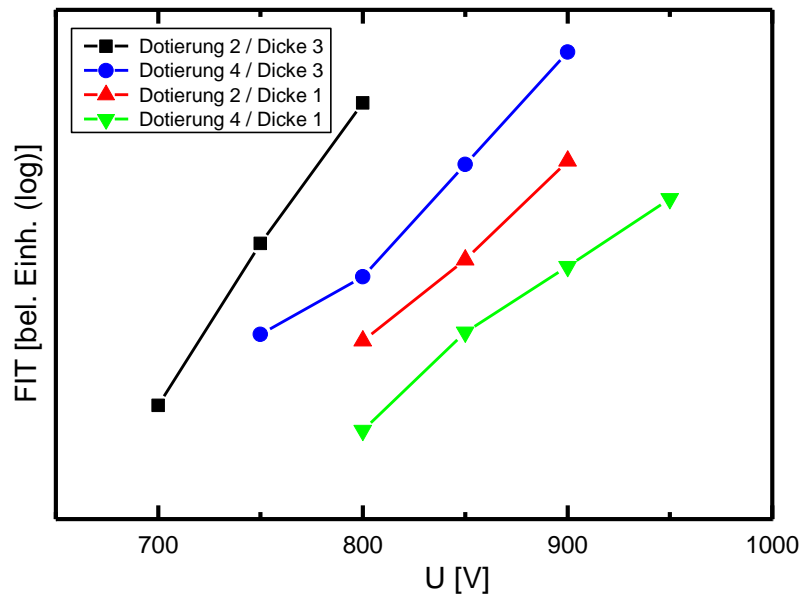


Abb. 5.3: Gemessene Fehlerraten (FIT) als Funktion der angelegten Sperrspannung für verschiedene Basiszonendesigns. Die Messergebnisse stammen aus Nukleonbestrahlungsexperimenten (vgl. Abs. 3.1).

spezifischen Substratwiderstand (*Dotierung 1*).²

Dieser Einfluss konnte experimentell bestätigt werden. Abb. 5.3 zeigt die gemessenen Ausfallraten (FIT-Raten) als Funktion der Sperrspannungen für verschiedene Basiszonendesigns (zwei Basisdicken und zwei Substratdotierungen). In der Tat verbessert eine Variation der Grunddotierung von einem niedrigen spezifischen Widerstand (*Dotierung 2*) zu einem hohen (*Dotierung 4*) die Höhenstrahlungsfestigkeit um etwa 50 V (vgl. hierzu die schwarze mit der blauen Linie, sowie die rote mit der grünen Linie). Die Simulationsergebnisse werden also durch die Messergebnisse voll bestätigt.

5.1.2 Einfluss der Basisdicke

Wird die Dicke der Basiszone, also der Abstand zwischen pn-Übergang und Feldstopp, vergrößert, so steht mehr Platz zur Aufnahme der angelegten Sperrspannung zur Verfügung. Dadurch wird sowohl die maximale Feldstärke, als auch die mittlere Feldstärke entlang des Streamerwegs reduziert. Das elektrische Feldprofil bei einer Sperrspannung von 900 V ist für drei unterschiedliche Basisdicken (*Dicke 1*, *Dicke 2* und *Dicke 3*) in Abb. 5.4a dargestellt. Das Integral über die Feldprofile entspricht auch hier der konstant gehaltenen Sperrspannung. Die reduzierte maximale elektrische Feldstärke bei dickeren Basiszonen führt dazu, dass die Schwellspannung für die Streamerbildung und damit die

² “Besser” bedeutet hier, dass eine bestimmte Ausfallrate erst bei entsprechend höheren Spannungen erreicht wird.

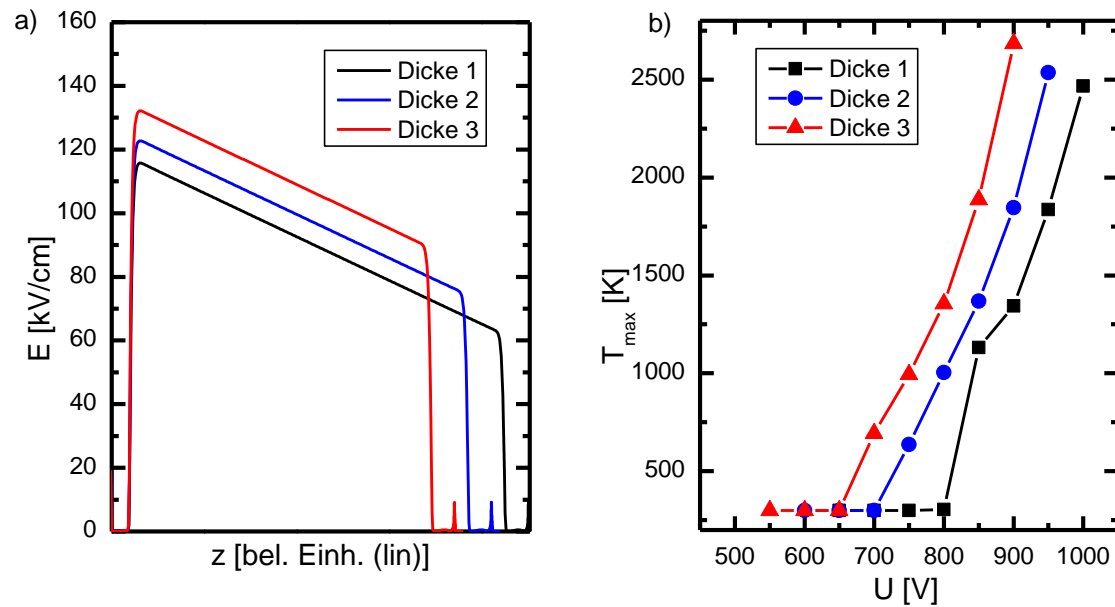


Abb. 5.4: a) Elektrische Feldstärke als Funktion der Tiefe z bei einer angelegten Sperrspannung von 900 V für Teststrukturen mit verschiedenen Basisdicken. b) Maximale Temperatur nahe der Kathode als Funktion der angelegten Sperrspannung für die Teststrukturen mit Basisdicken aus a) berechnet mit der *a-posteriori*-Methode.

massive Temperaturerhöhung nahe der Kathode zu höheren Sperrspannungen verschoben ist. Im Gegensatz zu den Variationen der Substratdottierung wird bei einer dickeren Basiszone auch bei höheren Spannungen deutlich weniger Ladung entlang des Streamers generiert, was zu einer reduzierten Maximaltemperatur führt.

Abb. 5.4b zeigt die maximale Temperatur nahe der Kathode als Funktion der Sperrspannung für die drei variierten Basisdicken. Der gesamte Temperaturverlauf ist bei dickeren Basiszonen zu höheren Spannungen hin verschoben. Im Vergleich zur Variante *Dicke 3* würde man bei der Variante *Dicke 1* aufgrund dieser Simulationen eine Verbesserung der Höhenstrahlungsfestigkeit von etwa 100 V erwarten.

In der Tat zeigen die Ergebnisse von Protonenbestrahlungsexperimenten eine Verbesserung in dieser Größenordnung, wie Abb. 5.3 zeigt (vgl. hierzu die schwarze mit der roten Linie, sowie die blaue mit der grünen Linie). Mit der Wahl der Basisdicke steht also ein Hebel mit unmittelbarer Auswirkung auf die Höhenstrahlungsfestigkeit zur Verfügung.

Hinsichtlich dieser beiden Variationsmöglichkeiten der Basiszone kommt man also zu dem Schluss, dass eine möglichst dicke Basiszone mit möglichst geringer Substratdottierung die bestmögliche Höhenstrahlungsfestigkeit bietet. Allerdings hat ein derartiges Design unerwünschte Konsequenzen für andere elektrische Eigenschaften des Bauelements (Durchlassverluste, Schaltverluste usw.). So wären zum Beispiel zur Optimierung der Leistungsverluste in Durchlassrichtung Dioden mit möglichst kurzer Basiszone ideal. Es muss also immer ein Kompromiss zwischen verschiedenen Zielgrößen gefunden

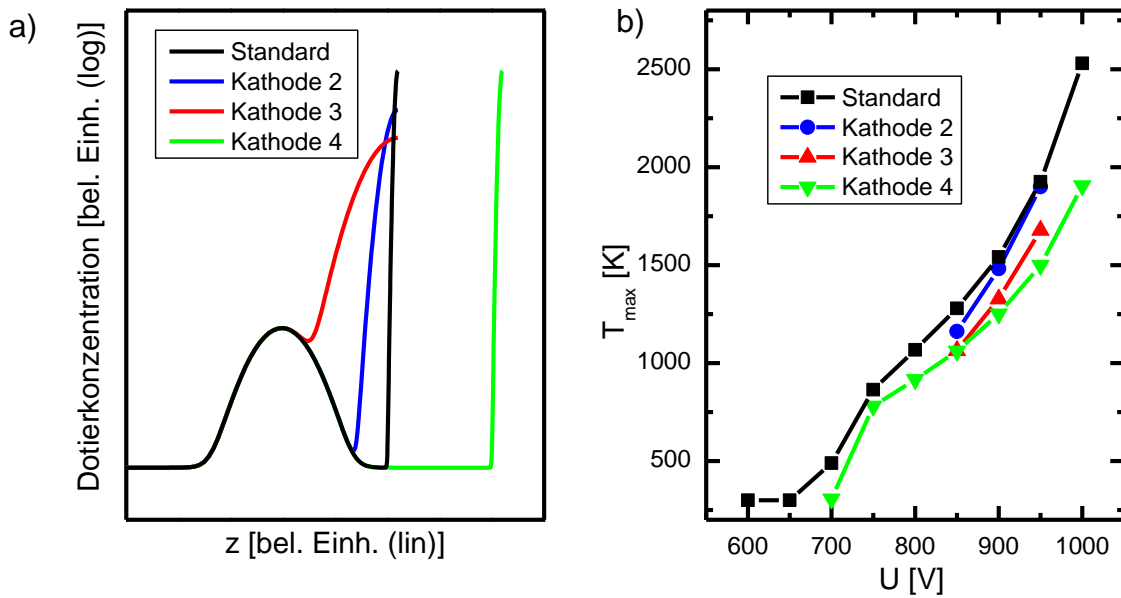


Abb. 5.5: a) Kathodenseitiges Dotierprofil für Teststrukturen mit verschiedenen Kathodendesigns. b) Maximale Temperatur nahe der Kathode als Funktion der angelegten Sperrspannung für die Teststrukturen mit Kathodendesigns aus a) berechnet mit der *a-posteriori*-Methode.

werden.

Mit der Absicht, die Höhenstrahlungsfestigkeit mit möglichst geringer Nebenwirkung auf die sonstigen elektrischen Eigenschaften zu verbessern, werden im Folgenden unterschiedliche Designs in den Kontaktregionen analysiert.

5.1.3 Einfluss des Kathodendesigns

Da die maximale Temperatur bei Leistungsdioden der hier betrachteten Bauart nach dem Einschlag eines kosmischen Teilchens im Bereich der Kathodendotierung auftritt, kann man durch Änderungen des Designs an dieser Stelle Einfluss auf den Ort und auf die räumliche Verteilung des Temperaturmaximums nehmen. Bei der Standarddiode aus Kap. 4 steigt die n-Dotierung zur Metallisierung hin vom Wert der Substratdotierung bis zum Konzentrationsmaximum innerhalb weniger 100 nm sehr steil an. Durch diesen hohen Dotierkonzentrationsgradienten ergibt sich der sehr stark lokalisierte Bereich hoher elektrischer Feldstärke nahe dem Kathodenkontakt, der zu einem großen Beitrag Joulescher Erwärmung und damit zu einer hohen lokalen Temperatur führt.

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, welchen Einfluss eine tiefer diffundierte Kathodendotierung auf die maximale Temperatur und damit auf die Ausfallwahrscheinlichkeit nach einem Teilcheneinschlag hat. Dazu wurden zunächst zwei Varianten mit unterschiedlich tiefen Dotierungen untersucht (*Kathode 2* und *Kathode 3*). Um die sonstigen

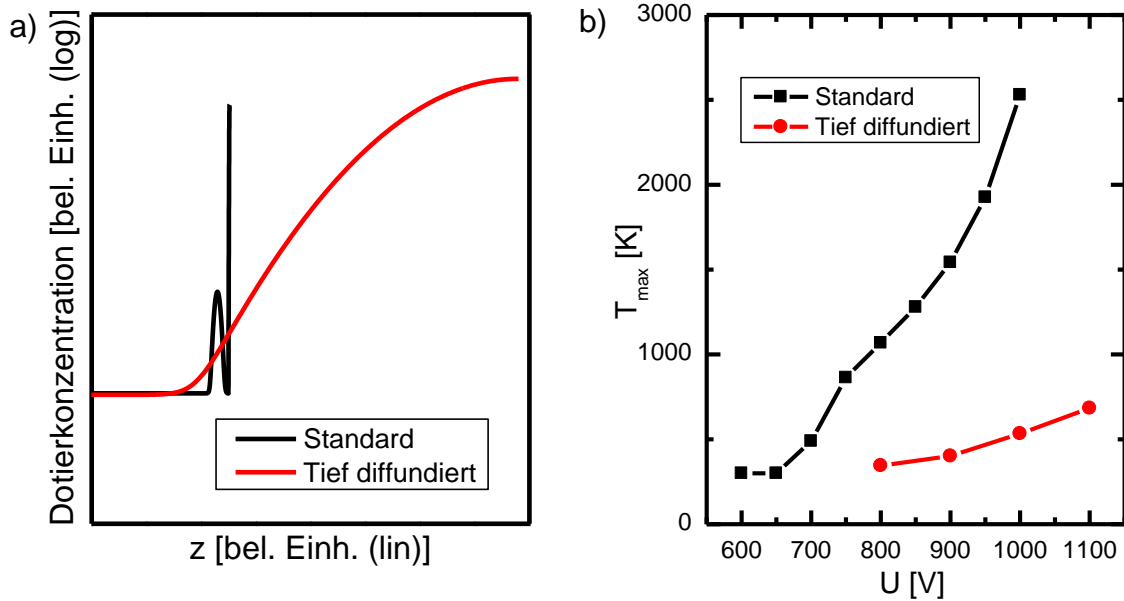


Abb. 5.6: a) Kathodenseitiges Dotierprofil der Diode mit tief diffundierter Kathode verglichen mit dem Dotierprofil der Standarddiode. b) Maximale Temperatur nahe der Kathode als Funktion der angelegten Sperrspannung für die Teststrukturen mit Kathodendesigns aus a) berechnet mit der *a-posteriori*-Methode.

elektrischen Eigenschaften so wenig wie möglich zu beeinflussen, wurde die Gesamtdosis der Dotierung hierbei konstant gehalten. Bei einer weiteren gestesteten Variante wurde die Kathode nach hinten versetzt, ohne die Basiszone von pn-Übergang bis Feldstopp zu verändern (*Kathode 4*). Dadurch soll das Temperaturmaximum am Feldstopp vom Temperaturmaximum an der Kathode räumlich weiter getrennt werden. Die Dotierprofile dieser insgesamt drei Kathodenvarianten sind zusammen mit der Standardstruktur in Abb. 5.5a gezeigt.

Wenn man die Verläufe der maximalen Temperatur als Funktion der angelegten Sperrspannung in Abb. 5.5b betrachtet, kann man den zu erwartenden Einfluss der Designänderungen auf die Höhenstrahlungsfestigkeit ablesen. Eine tiefer diffundierte Kathodendotierung hat nur einen sehr geringen Einfluss auf die maximale Temperatur. Die leichte Verbesserung bei der Variante *Kathode 3* ist auf das "sanftere" Abklingen des Streamers aufgrund des kleineren Dotierkonzentrationsgradienten und damit auf ein großflächiger verteiltes elektrisches Feldmaximum zurückzuführen. Da diese Strukturveränderung in der Fertigung sehr aufwendig und der zu erwartende Effekt auf die Höhenstrahlungsfestigkeit vernachlässigbar klein wäre, wurde auf die Realisierung solcher Diodendesigns verzichtet.

Die räumliche Trennung von Feldstopp und Kathode führt immerhin zu einer Verbesserung um etwa 50 V. Diese Tatsache wurde bereits bei Leistungsbau-elementen anderer Art experimentell bestätigt [70].

Neben diesen Varianten, die alle einen sehr abrupten Feldstopp und flache Kathodendo-

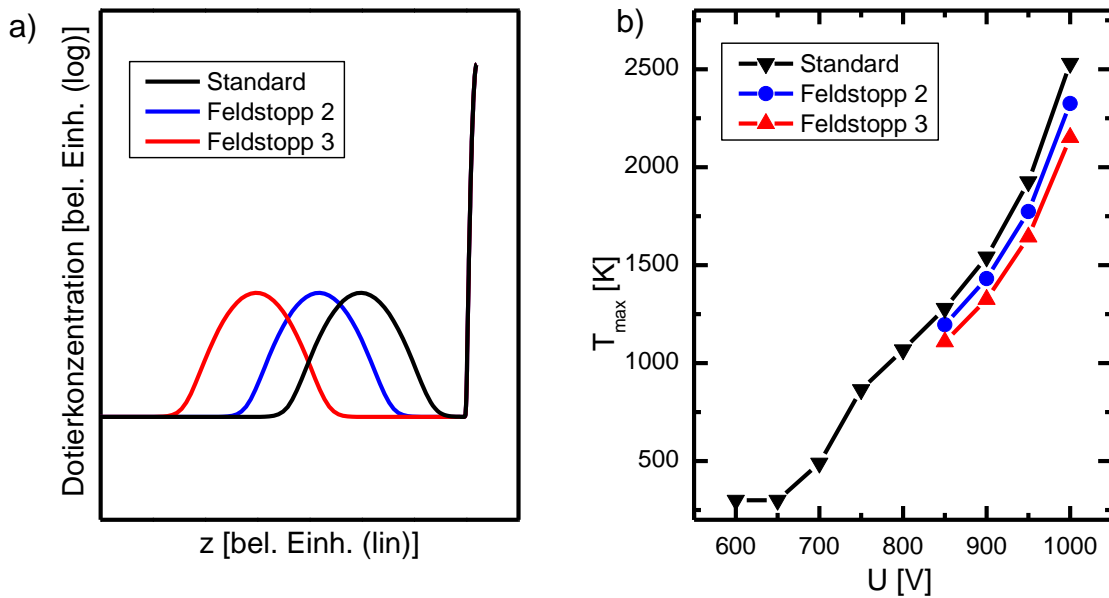


Abb. 5.7: a) Kathodenseitiges Dotierprofil für Teststrukturen mit verschiedenen Feldstopplokalisierungen. b) Maximale Temperatur nahe der Kathode als Funktion der angelegten Sperrspannung für die Teststrukturen mit Feldstopplokalisierungen aus a) berechnet mit der *a-posteriori*-Methode.

tierungen aufweisen, wurde eine Teststruktur mit einer sehr tief diffundierten Kathode untersucht. Die Dicke des gesamten Bauelements verdoppelt sich dabei etwa. Das Dotierprofil der Kathode dieser Teststruktur ist zusammen mit dem Profil der Standarddiode in Abb. 5.6a dargestellt.

Die maximale Temperatur im Kathodenbereich nach dem Einschlag eines Ions in die sperrgepolte Diode liegt bei dieser Variante deutlich unter den Temperaturen aller anderen Teststrukturen (siehe Abb. 5.6b). Selbst bei hohen Spannungen nahe des statischen Durchbruchs wird der Schmelzpunkt von Silizium bei Weitem nicht erreicht. Aufgrund dieser Simulationen würde man eine deutlich verbesserte Höhenstrahlungsresistenz dieser Struktur erwarten. Tatsächlich zeigen die Ergebnisse von Nukeonenbestrahlungsexperimenten, dass die Variante mit tief diffundierter Kathode bis zur Durchbruchsspannung von 1200 V keine höhenstrahlungsinduzierten Ausfälle zeigt [70].

Da aber vor allem die deutlich gesteigerte Dicke dieser Diodenart massiven negativen Einfluss auf die sonstigen elektrischen Eigenschaften wie Schaltverluste und Durchlassverluste zur Folge hat, wird an dem Grundkonzept der flachen Kathode festgehalten.

5.1.4 Einfluss des Feldstopps

Motiviert von der Verbesserung, die eine räumliche Trennung von Feldstopp und Kathode bewirken kann, wurde untersucht, welchen Einfluss eine Verschiebung des Feld-

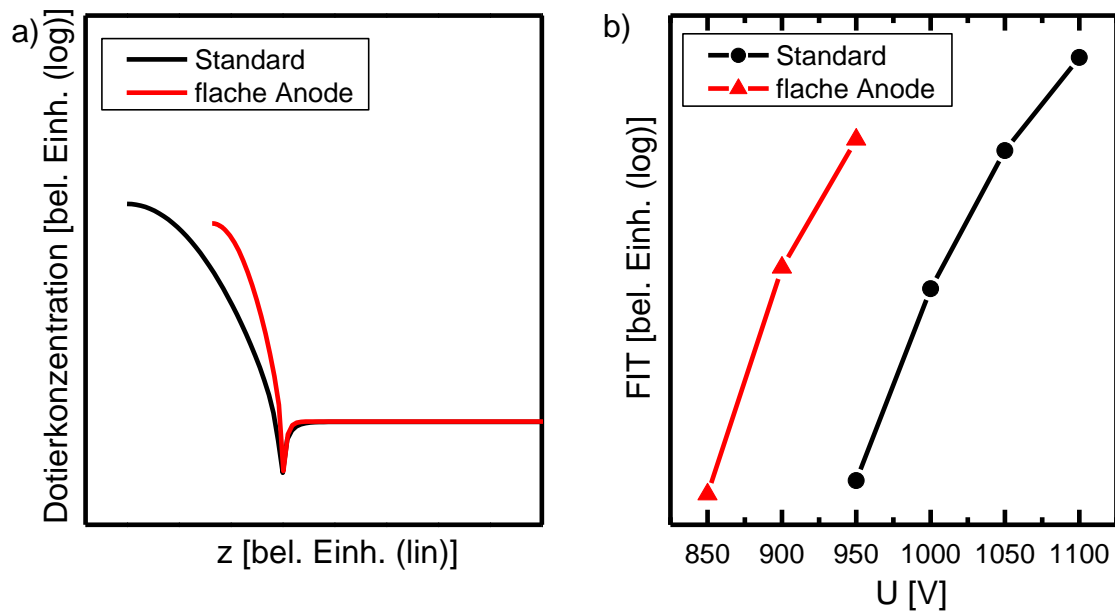


Abb. 5.8: a) Anodenseitiges Dotierprofil einer Teststruktur mit sehr flacher Anodendotierung verglichen mit der Standarddiode. b) Mit Protonenbestrahlungsexperimenten gemessene FIT-Raten der beiden Teststrukturen aus a) in Abhängigkeit der angelegten Sperrspannung.

stopps nach vorne hat. Die gesamte Dicke der Diode wurde dabei beibehalten. Der Feldstopp wurde, verglichen mit der Standardstruktur, in zwei Varianten nach vorne verlagert (*Feldstopp 2* und *Feldstopp 3*). Da hierbei die effektive Basiszone, in der die Spannung aufgenommen wird, verkleinert wird, konkurrieren hier zwei Effekte mit unterschiedlichen Auswirkungen auf die Höhenstrahlungsfestigkeit. Die Verkürzung der Basiszone verschlechtert das Bauelement (vgl. Abs. 5.1.2), während die räumliche Trennung eine Verbesserung bewirkt (vgl. Abs. 5.1.3).

Abb. 5.7a zeigt das Dotierprofil der getesteten Varianten und Abb. 5.7b die simulierten Temperaturverläufe nahe der Kathode als Funktion der angelegten Sperrspannung. Offensichtlich überwiegt hier der Effekt der räumlichen Trennung, Dioden mit nach vorne verlagertem Feldstopp weisen eine bessere Höhenstrahlungsfestigkeit auf. Allerdings ist die Verbesserung hier zu gering, um die sehr aufwendige Realisierung der Strukturen zu rechtfertigen.

5.1.5 Einfluss des Anodendesigns

Experimentelle Beobachtungen haben gezeigt, dass auch die Tiefe der eindiffundierten p-Dotierung an der Anodenseite einen Einfluss auf die Höhenstrahlungsrobustheit von Leistungsdioden haben kann. Ein solches Resultat zeigt Abb. 5.8. Dabei wird die gemessene Ausfallrate der Standarddiode (schwarz) mit der einer Teststruktur, die eine deutlich flachere Anodendotierung besitzt (rot), verglichen. Die Variante mit flacher Anode weist

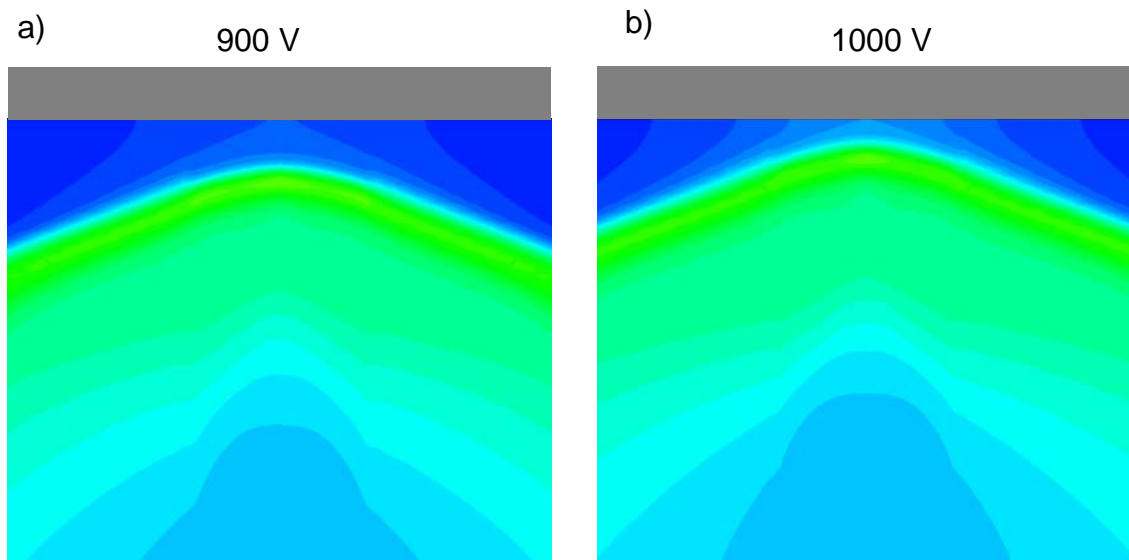


Abb. 5.9: Räumliche Verteilung der elektrischen Feldstärke am Anodenkontakt 1 ns nach dem Einschlag des Ions bei einer angelegten Sperrspannungen von 900 V (a) und 1000 V (b) in die Standarddiode (Anodentiefe oberhalb der kritischen Tiefe).

dabei eine deutlich schlechtere Höhenstrahlungsrobustheit auf. Dieser Unterschied kann mit den bisherigen Analysen hinsichtlich der maximalen Temperatur nahe der Kathode nicht erklärt werden. Beide Teststrukturen haben im statischen Sperrzustand den nahezu gleichen Verlauf des elektrischen Feldes, durch das identische Kathodenprofil ist die maximale Temperatur nahe der Kathode bei gleicher Sperrspannung für beide Varianten identisch.

Um diesen Effekt systematisch zu untersuchen, wurden weitere Teststrukturen auf ihre Ausfallraten experimentell analysiert [70]. Es stellt sich heraus, dass Strukturen, deren Diodentiefen einen kritischen Wert unterschreiten, bei deutlich geringeren Sperrspannungen ausfallen als man es nach der Berechnung der maximalen Temperatur erwarten würde. Strukturen, deren Anodendotierungen “tief genug” sind (d.h. über dem kritischen Wert), verhalten sich gemäß den bisher beschriebenen Simulationen.

Es muss also ein komplett anderer Effekt zum Ausfall von Bauelementen mit “zu flachen” Anoden führen. Als verantwortlich dafür konnte ein Durchschlag der elektrischen Feldspitze im Anodenbereich, die sich als Folge des Streamers ausbildet, bis zum Kontakt identifiziert werden. Dieser Effekt wird im Folgenden ausführlich beschrieben und die simulationstechnischen Möglichkeiten zur quantitativen Berechnung werden analysiert.

Die elektrische Feldspitze im Bereich der Anodendotierung dringt umso weiter in Richtung Kontakt in die p-Dotierung ein, je höher die angelegte Sperrspannung ist. Um diesen Effekt zu verdeutlichen, ist die Verteilung der elektrischen Feldstärke im Bereich der Anode für die Standarddiode in Abb. 5.9 gezeigt. Selbst bei einer Sperrspannung von 1000 V,

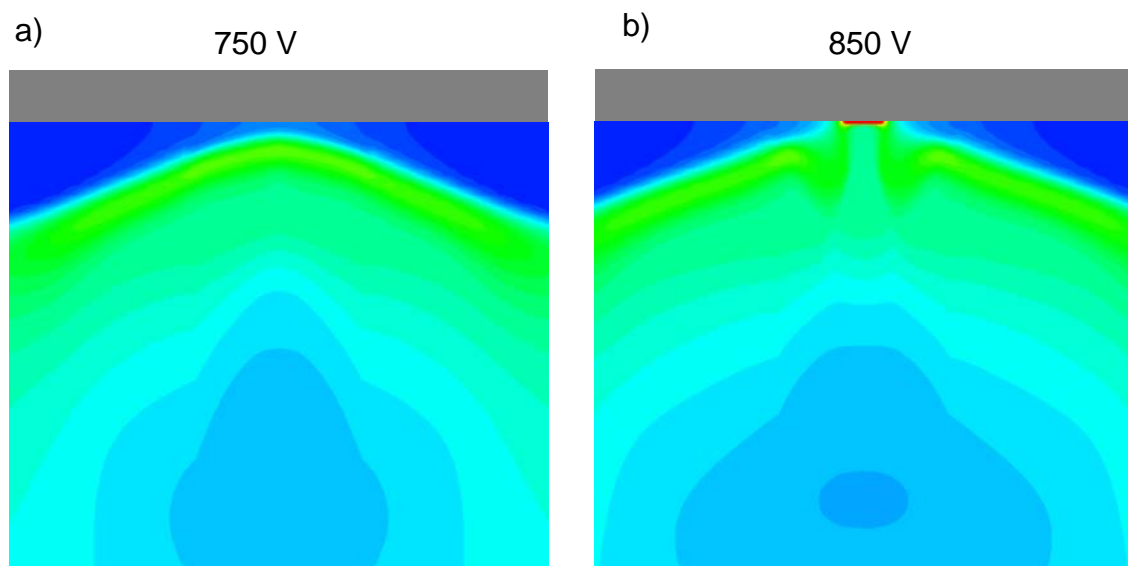


Abb. 5.10: Räumliche Verteilung der elektrischen Feldstärke am Anodenkontakt 1 ns nach dem Einschlag des Ions bei einer angelegten Sperrspannungen von 750 V (a) und 850 V (b) in eine Teststruktur (Anodentiefe unterhalb der kritischen Tiefe).

bei der das Bauelement im Experiment bereits zerstört ist, klingt das elektrische Feld noch vor der Kontaktmetallisierung ab. Der Anodenbereich ist hier nicht kritisch für den Ausfall des Bauelements.

Ganz anders stellt sich die Situation im Falle einer Teststruktur mit flacherer Anode dar. Wie Abb. 5.10 zeigt, kann das elektrische Feld schon bei einer Sperrspannung von 850 V nicht mehr vor der Aluminiumschicht abgefangen werden. Es findet ein Durchbruch des Feldes bis zum Kontakt statt. Tatsächlich wird diese Teststruktur im Ionenbestrahlungsexperiment bei 850 V zerstört [32].

Um eine kritische Anodentiefe simulationstechnisch zu bestimmen, wurden vier Dioden mit unterschiedlichen Anodentiefen analysiert. Die folgende Tabelle zeigt für jede dieser Strukturen die Spannung U_{durch} an, ab der der Durchbruch des Feldes zum Anodenkontakt beobachtet werden kann. Die Anodentiefe ist dabei relativ zur Tiefe der Standardstruktur dargestellt.

Anodentiefe relativ zum Standard	U_{durch} in V
47%	700
61%	850
84%	1000
100%	>1100

Diese Simulationsergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Bei

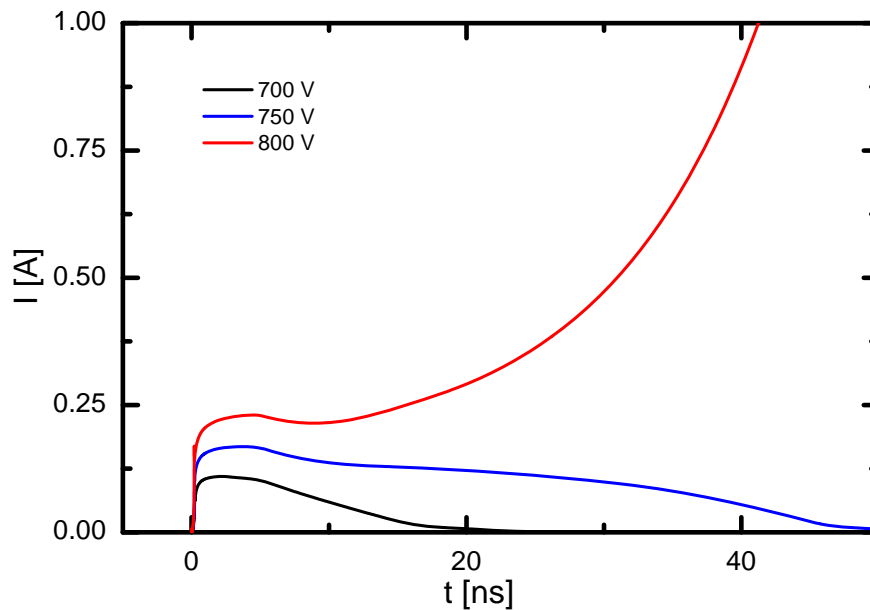


Abb. 5.11: Simulierter zeitlicher Verlauf des an der Kathode abfließenden Stroms nach dem Einschlag eines Ions in die Teststruktur mit einer Anodentiefe unterhalb der kritischen Tiefe für drei verschiedene Sperrspannungen. Die Aluminiumschicht ist bei diesen Rechnungen durch ein sehr hoch n-dotiertes Stück Silizium ersetzt.

Anodentiefen von mindestens $\sim 70\%$ der Standardanodentiefe geschieht die Zerstörung durch lokales Aufschmelzen nahe der Kathode (die Standarddiode wird beim Ionenbestrahlungsexperiment bei 950 V zerstört), eine zu flache Anodendotierung führt zu einer deutlich verschlechterten Höhenstrahlungsrobustheit.

An dieser Stelle muss darauf hingewiesen werden, dass die Beobachtung des zum Kontakt durchbrechenden Feldes in der Simulation zwar eine quantitative Analyse des Fehlers liefern kann, das tatsächliche Verhalten im Bauelement im Falle des Durchbruchs aber nicht korrekt berechnet wird. Bei dem extrem hohen elektrischen Feld direkt an der Metallisierung, wie es in Abb. 5.10 rechts zu sehen ist, handelt es sich um einen numerischen Effekt aufgrund der hier unrealistischen Annahme eines idealen Ohmschen Kontakts (vgl. Abs. 4.1.4.3). Die unrealistische Annahme von elektrischer Neutralität und thermodynamischem Gleichgewicht am Rand führt zusammen mit einer hohen Raumladungsdichte im angrenzenden Silizium zu einem extremen Feldanstieg innerhalb des ersten Gitterpunkts der räumlichen Diskretisierung.

In der Realität handelt es sich hier um einen Metall-Halbleiter-Übergang. Er verhält sich im Falle des durchbrechenden elektrischen Feldes wie ein in Durchlassrichtung gepolter Schottky-Kontakt. Massive Injektion von Elektronen in das p-Gebiet der Diode kann den pn-Übergang dermaßen überschwemmen, dass die Sperrfähigkeit verloren geht. Dieses Verhalten kann mit der Randbedingung des idealen Ohmschen Kontakts nicht wiedergegeben werden.

Die Berechnung des Stromtransports an einer Metall-Halbleiter-Grenzfläche mit Hilfe eines phänomenologischen Transportmodells ist eines der großen Herausforderungen der Festkörpertheorie, da unterschiedlichste physikalische Effekte einen Beitrag liefern [71]. Die wesentlichen Transportmechanismen sind hierbei die thermionische Emission von Majoritätsladungsträgern über die Energiebarriere mit anschließender Diffusion, das Tunneln durch die Energiebarriere und die Injektion von Minoritätsladungsträgern. Unter moderaten Bedingungen (nicht zu hohe Dotierkonzentrationen, Raumtemperatur, moderater Spannungsabfall über dem Kontakt) ist die thermionische Emission der dominante Stromtransportmechanismus [38]. Unter diesen Voraussetzungen kann die Randbedingung des Schottky-Kontakts mit einem in *Sentaurus Device* implementierten Modell von Crowell und Sze [72] beschrieben werden. Da aber in diesem Modell die Injektion von Minoritätsladungsträgern (in diesem Fall Elektronen vom Metall ins Silizium), die bei einem Durchschlag des elektrischen Feldes zum Kontakt relevant wird, nicht berücksichtigt wird, ist die Simulation dieses Falles als Randbedingung im Drift-Diffusions-Modell problematisch.

Um aber dennoch zumindest einen qualitativen Zugang zum Verhalten im Bauelement beim Durchschlag des elektrischen Feldes zu erhalten, wurde folgende Annahme gemacht: Da es sich bei einem Metall um ein Elektronenreservoir mit einer Ladungsträgerdichte der Größenordnung 10^{23} cm^{-3} handelt, wird die Aluminiumschicht in der Simulation durch ein Stück Silizium mit der Donatorkonzentration von 10^{23} cm^{-3} ersetzt. Dadurch können die Gleichungen des Drift-Diffusions-Modells ohne die Notwendigkeit einer Randbedingung am Übergang gelöst werden.

Das auf diese Art und Weise berechnete Verhalten des Bauelements nach dem Einschlag eines Ions kann durch Darstellung des Strom-Zeit-Verlaufs verdeutlicht werden, wie es in Abb. 5.11 für den Fall der Struktur mit flacher Anode (unterhalb der kritischen Tiefe) dargestellt ist. Ab einer gewissen Sperrspannung (hier 800 V) dominiert die Injektion von Elektronen in das p-Gebiet der Diode über die laterale Diffusion der Ladungsträger. Der gesamte pn-Übergang wird mit Elektronen überschemmt, die Sperrfähigkeit geht verloren, die thermische Zerstörung ist die logische Konsequenz. Auffällig ist hier, dass der Strompuls bei Spannungen unterhalb der Zerstörungsspannung (z.B. bei 750 V) deutlich länger ist als im Falle der Standardstruktur (etwa doppelt so lange wie im Vergleich mit Abb. 4.8). Dies ist qualitativ in sehr guter Übereinstimmung mit den Messungen von Stefan Aschauer [32]. Auch hier sind die gemessenen Strompulse bei Spannungen unterhalb der Zerstörung bei Dioden mit sehr flachen Anoden deutlich länger als bei Strukturen mit tieferen Anoden.

Nach Analyse dieser Simulationen kam die Idee auf, das Durchschlagen des elektrischen Feldes zum Kontakt durch eine sogenannte Kontaktimplantation (KI) zu verhindern. Dabei handelt es sich um eine extrem flache (etwa 100 nm tiefe), sehr hoch p-dotierte (etwa 10^{20} cm^{-3}) Schicht an der Grenzfläche zwischen Silizium und Metall.

Die Dotierprofile im Anodenbereich für zwei Teststrukturen mit sehr flachen Anoden mit und ohne KI sind in Abb. 5.12a abgebildet. Die sehr hohe Dotierung bei negativen z-Werten stellt den Siliziumbereich als Metalleersatz dar. Durch das Einbringen dieser Kontaktimplantation kann das Durchschlagen des elektrischen Feldes verhindert werden, der

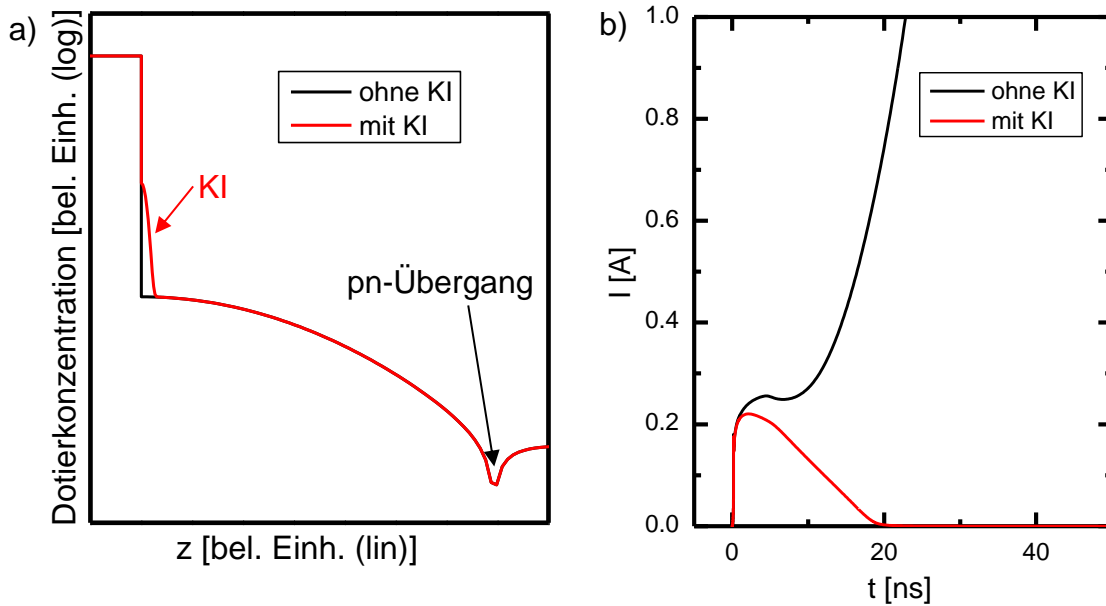


Abb. 5.12: a) Anodenseitige Dotierprofile von Teststrukturen mit flachen Anoden mit und ohne Kontaktimplantation. b) Simulierter zeitlicher Verlauf des an der Kathode abfließenden Stroms nach dem Einschlag eines Ions in die Teststrukturen mit flachen Anoden mit und ohne KI bei Sperrspannungen von 800 V.

pn-Übergang wird nicht mehr mit Elektronen aus dem Metall überschwemmt. Abb. 5.12b zeigt die Stromverläufe nach dem Einschlag eines Ions in die beiden Strukturen mit und ohne KI. Das Davonlaufen des Stroms durch den Verlust der Sperrfähigkeit wird in der Version mit KI nicht mehr beobachtet, eine deutlich verbesserte Höhenstrahlungsrobustheit ist zu erwarten.

Motiviert von diesen Simulationen wurden Diodenvarianten mit sehr flachen Anoden und zusätzlicher KI gefertigt. Tatsächlich konnte durch diese Maßnahme die Höhenstrahlungsfestigkeit signifikant verbessert werden [70].

Die prädiktive Anwendbarkeit der in dieser Arbeit eingeführten Simulationsmodelle wurde somit nachgewiesen.

5.1.6 Zusammenfassung und Designempfehlungen

Die Höhenstrahlungsfestigkeit von Silizium-Leistungsdioden kann durch Designmaßnahmen bezüglich des Dotierprofils massiv beeinflusst werden. Insbesondere die Basiszonendicke bietet einen starken Hebel zur Verbesserung. Eine dickere Diode allerdings stellt durch größere Leistungsverluste im Durchlassbetrieb oft einen schlechten Kompromiss dar. Es wird daher empfohlen, die Basiszone gemäß den elektrischen Anforderungen an das Bauelement zu wählen. Die Robustheit gegen höhenstrahlungsinduzierte Ausfälle kann dann durch die Kontaktzonen kontrolliert werden. Hierbei stellt sich eine Anodendo-

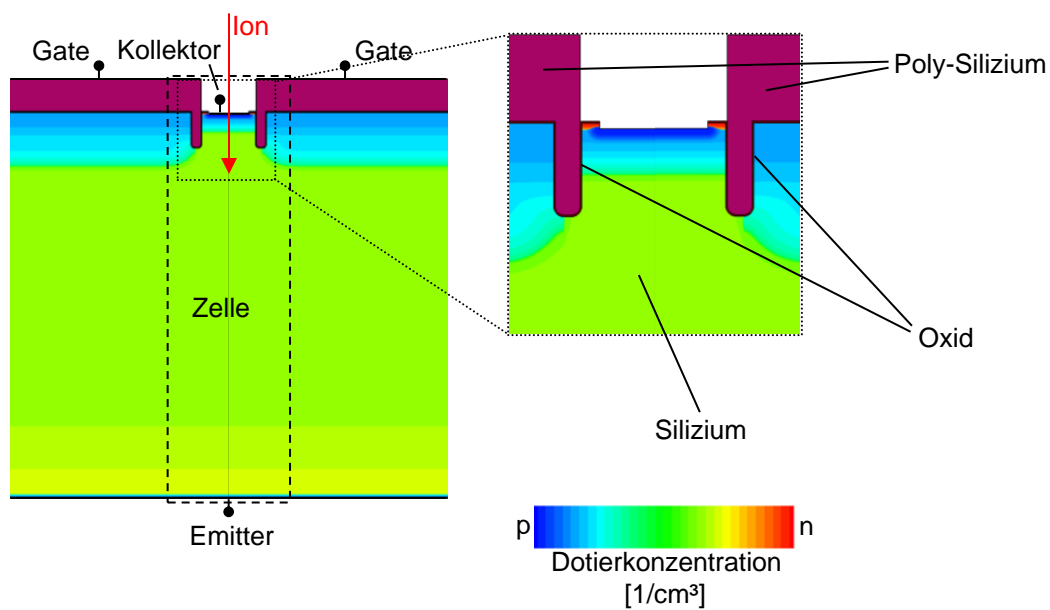


Abb. 5.13: Struktur und Dotierprofil eines 600 V - Trench-IGBTs. Gestrichelt ist die Abmessung einer Zelle gekennzeichnet.

tierung, die tief genug diffundiert werden muss, als zwingend erforderlich heraus. Leichte Verbesserungen können außerdem durch die Verlagerung des Feldstopps nach vorne oder durch etwas tiefere Kathodendotierungen erreicht werden. Sollte eine weitere drastische Steigerung der Höhenstrahlungsfestigkeit notwendig sein, muss das Konzept der flachen Kathode überdacht werden. Dioden mit sehr tief diffundierten Kathoden weisen eine deutlich reduzierte Anfälligkeit gegen Höhenstrahlung auf.

5.2 Insulated Gate Bipolar Transistoren (IGBT)

In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass das Modell zur Simulation des Einschlags kosmischer Teilchen in Dioden auch zur Analyse der Robustheit von Leistungsschaltern wie IGBTs verwendet werden kann.

5.2.1 Grundlagen

Die Funktionsweise des *Insulated Gate Bipolar Transistors* (IGBT) wurde 1979 zum ersten Mal demonstriert [3, 73, 74]. Er stellt den derzeit wichtigsten Leistungsschalter im mittleren Spannungs-, Leistungs- und Frequenzbereich dar [75] und gehört zur Klasse der bipolaren Bauelemente, bei denen sowohl Elektronen als auch Löcher gleichzeitig zum Stromtransport im angeschalteten Zustand beitragen. Mit verschiedenen Varianten wie Feldstopp-IGBT [76] und Trench-IGBT [77] ist die Entwicklung in den letzten Jahrzehn-

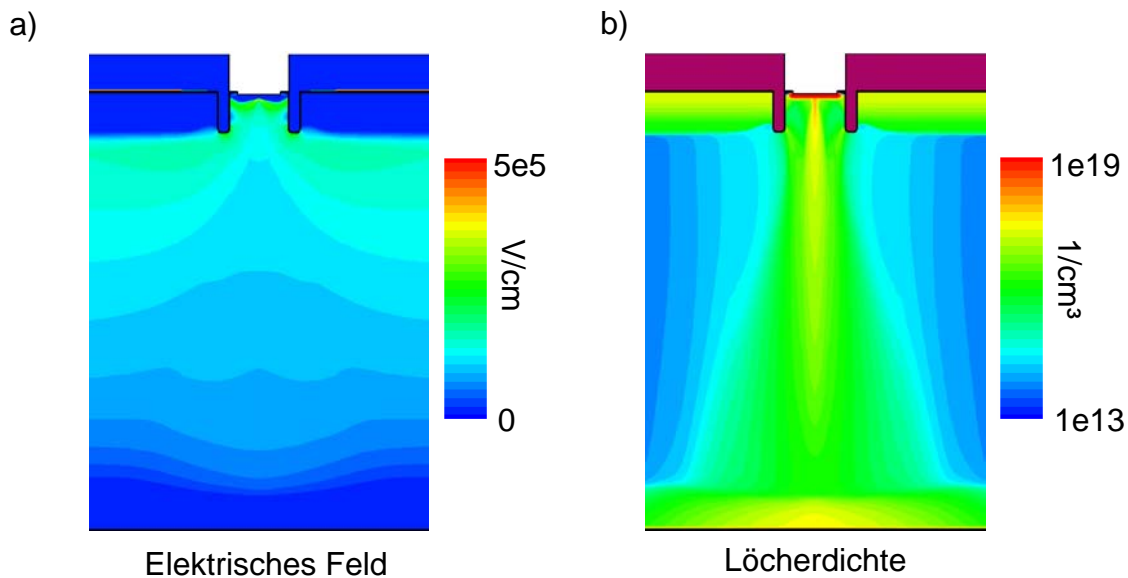


Abb. 5.14: a) Räumliche Verteilung der elektrischen Feldstärke 1 ns nach dem Einschlag eines Ions in eine IGBT-Zelle bei einer angelegter Sperrspannung von 500 V. b) Räumliche Verteilung der Löcherdichte 1 ns nach dem Einschlag eines Ions in eine IGBT-Zelle bei einer angelegten Sperrspannung von 500 V.

ten rasant fortgeschritten. Ein IGBT-Chip besteht, vergleichbar mit anderen Leistungsschaltern wie MOS-Transistoren, aus einem Array von vielen tausenden Zellen, die durch Parallelschaltung die erforderlichen Ströme im angeschalteten Zustand tragen können.

In diesem Abschnitt soll am Beispiel eines Trench-IGBTs der Spannungs-klasse 600 V gezeigt werden, dass das Modell zur Simulation höhenstrahlungsinduzierter Ausfälle prinzipiell auch zur Vorhersage des Verhaltens solcher Bauelemente anwendbar ist. Unter der Annahme, dass nicht mehrere kosmische Teilchen gleichzeitig eine Kernreaktion im Chip auslösen, kann man sich hierbei auf die Simulation einer einzelnen Zelle beschränken.

5.2.2 Simulation des Teilcheneinfalls in eine IGBT-Zelle

Abb. 5.13 zeigt die Struktur und das Dotierprofil des IGBTs, dessen Verhalten nach dem Einschlag eines Ions im Sperrzustand simuliert wurde. Gestrichelt ist die Abmessung einer einzelnen Zelle gekennzeichnet. Der Simulationsbereich wurde nach außen hin erweitert, um den Einfluss der Randbedingung an der Mantelfläche der zylindersymmetrischen Struktur zu minimieren. Es ist zu erwähnen, dass die Zellen solcher IGBTs in der Realität quadratisch sind und hier zur zylindersymmetrischen Simulation durch runde Zellen mit identischer Fläche ersetzt wurden. Das Ion schlägt bei der Simulation in die Zylinderachse ein. Sämtliche Simulationsmodelle und Parameter entsprechen denen der Diodensimulationen wie in den vorherigen Kapiteln beschrieben. Der IGBT wird im Sperrzustand betrieben, indem der Emitter auf ein positives Potential $U > 0$ gehoben wird, während

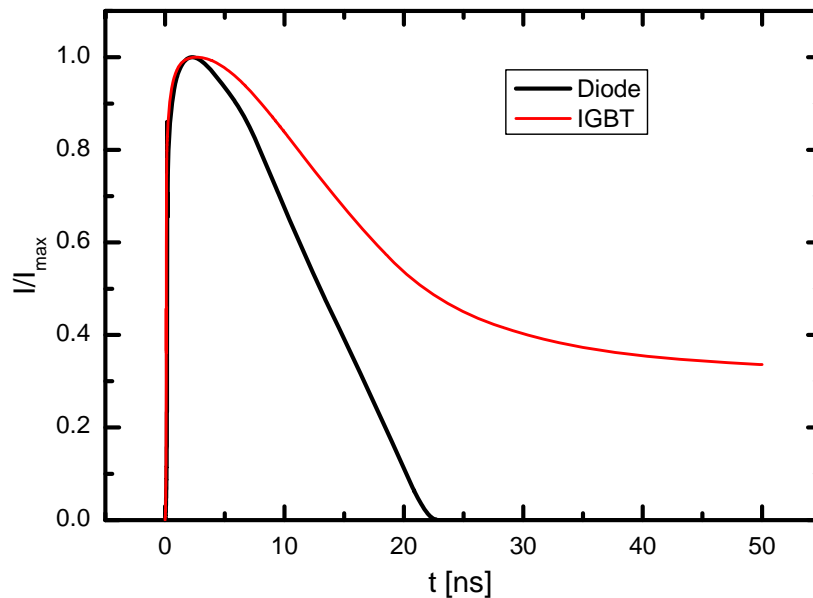


Abb. 5.15: Zeitverlauf des am Emitter bzw. an der Kathode abfließenden Stromes beim Einschlag eines Ions in eine Diode (bei 900 V) und einen Trench-IGBT (bei 550 V), normiert auf den Maximalstrom.

Kollektor und Gate geerdet sind. Der Verlauf der elektrischen Feldstärke ist dann sehr ähnlich dem einer sperrgepolten Leistungsdiode. Ein wesentlicher Unterschied im Bezug auf das vertikale Dotierprofil im Vergleich zur Diode ist die Dotierung an der Unterseite (Emitter). Während dort bei der Diode ein hoch n-dotierter Bereich den Übergang zur Metallisierung bildet, wird beim IGBT ein p-Emitter, also ein Bereich hoher p-Dotierung, verwendet.

Nach dem Einschlag des Ions in die Raumladungszone des sperrgepolten IGBTs bildet sich ab einer kritischen Spannung ein Streamer aus. Ein hoch leitfähiger Plasmakanal zwischen Kollektor und Emitter ist hier analog zu den Diodensimulationen die Folge. In Abb. 5.14a ist die räumliche Verteilung des elektrischen Feldes 1 ns nach dem Ioneneinschlag dargestellt. Im Gegensatz zur Situation bei den Dioden bildet sich an der Unterseite des Bauelements (hier am Emitter) keine elektrische Feldspitze aus. Der Joulesche Wärmegenerationsterm liefert hier nur einen kleinen Beitrag zur Temperaturerhöhung; es entsteht kein Hotspot an dieser Stelle. Der Grund dafür liegt darin, dass der dortige pn-Übergang in Durchlassrichtung gepolt ist. Dadurch führt eine intensive Injektion von Löchern vom p-Emitter in die Basiszone des Bauelements zu einer Abschwächung des elektrischen Feldes. Die Injektion von Löchern an der Unterseite wird in Abb. 5.14b deutlich, in der die räumliche Verteilung der Löcherdichte 1 ns nach dem Ioneneinschlag dargestellt ist. Werden auf diese Art und Weise mehr Ladungsträger injiziert, als über Diffusion ausgeräumt werden können, so führt ein sich selbst verstärkender Effekt zu einem immer weiteren Anstieg der Ladungsträgerkonzentration. Folglich führt der nicht abklingende Strom zum Ausfall des Bauelements. Dies entspricht einem ladungsgesteu-

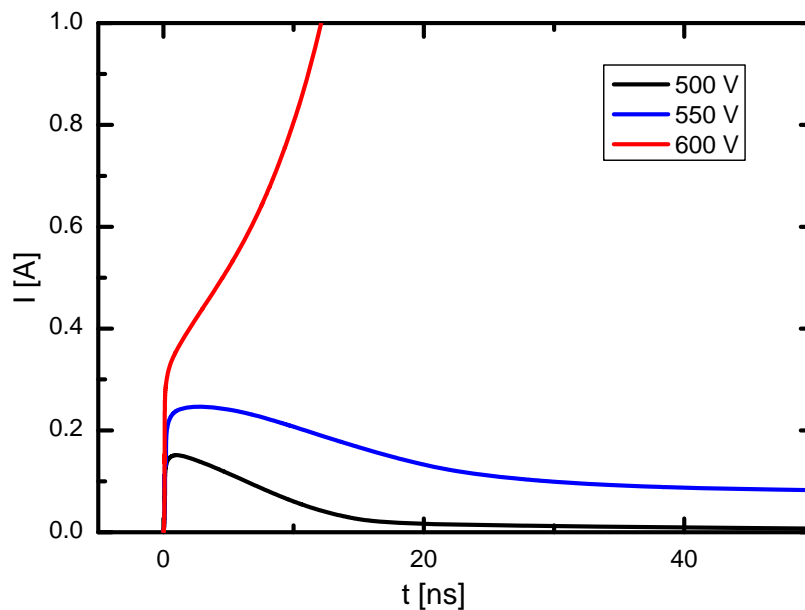


Abb. 5.16: Zeitverlauf des am Emitter abfließenden Stromes beim Einschlag eines Ions in einen Trench-IGBT bei drei verschiedenen Sperrspannungen.

erten Einschalten des parasitären pnp-Bipolartransistors zwischen Kollektor, Basiszone und Emitter.

Der Unterschied zwischen den Effekten bei Dioden und IGBTs wird bereits deutlich, wenn man die Strompulse, die die Einschläge von kosmischen Teilchen hervorrufen, im zerstörungsfreien Fall vergleicht. Sie sind in Abb. 5.15 gezeigt. Da es sich um Bauelemente aus verschiedenen Spannungsklassen handelt, wurde hier der Strom auf den jeweiligen Maximalstrom normiert, um die qualitativen Unterschiede zu verdeutlichen. In den ersten fünf Nanosekunden verhalten sich Diode und IGBT sehr ähnlich. Doch während bei einer Diode die Ladungsträger sehr schnell ausgeräumt werden und der Strompuls nach etwa 20 ns komplett abklingt, sorgt die zusätzliche Injektion von Löchern beim IGBT für einen deutlich verlängerten Stromfluss, der erst nach mehreren hundert Nanosekunden endet.

Wird eine gewisse angelegte Sperrspannung überschritten, so klingt der Strompuls nicht mehr ab, sondern wird durch die Überschwemmung des gesamten Bauelements mit Ladungsträgern immer weiter verstärkt. Bei der IGBT-Teststruktur, an der diese Untersuchungen durchgeführt wurden, tritt dieser Effekt ab einer Spannung von 600 V auf. In Abb. 5.16 sind die Stromverläufe für drei verschiedene Sperrspannungen nach dem Einschlag eines kosmischen Teilchens dargestellt.

Nach der Analyse dieser Simulationen würde man bei einem entsprechenden Ionenbestrahlungsexperiment erwarten, dass der IGBT bei einer Spannung zwischen 550 V und 600 V zerstört wird. Diese Simulationen bilden die Grundlage zur Optimierung der Bauelemente, indem man verschiedene Designs auf ihre Höhenstrahlungsfestigkeit untersucht.

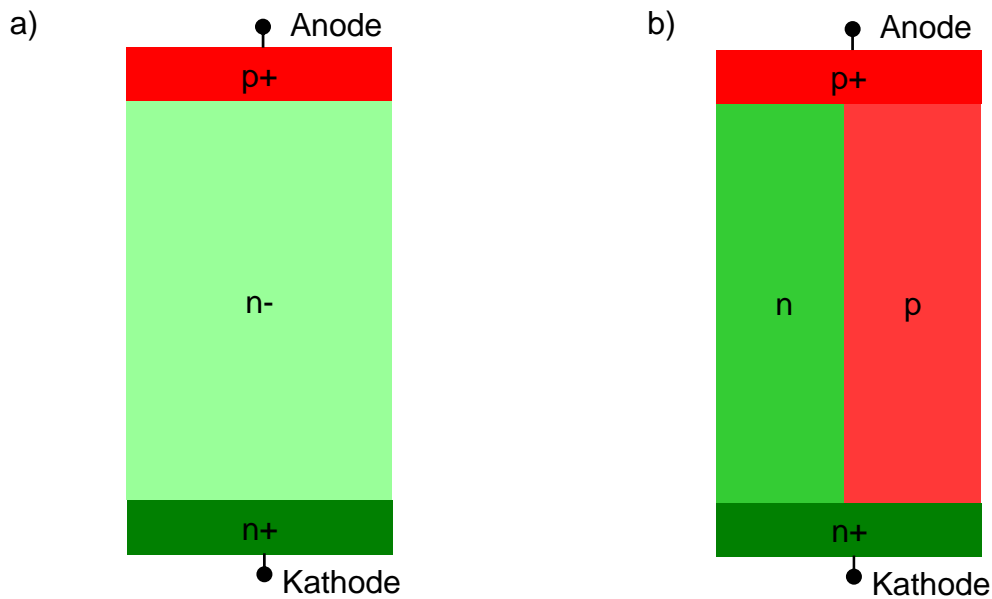


Abb. 5.17: Schematischer Vergleich einer pin-Diode (a) mit einer Superjunction-Diode (b).

Bis zum Abschluss dieser Arbeit wurden keine Messungen zur Verifizierung des Modells im Bezug auf die Anwendbarkeit auf IGBTs durchgeführt. Es lässt sich allerdings feststellen, dass der Einschlag von kosmischen Teilchen in IGBT-Chips mit den in dieser Arbeit vorgestellten Modellen prinzipiell simulationstechnisch erfasst werden kann.

5.3 Superjunction-MOS-Transistoren (CoolMOS)

Bei einem CoolMOS-Transistor handelt es sich um eine kommerzielle Variante des Superjunction-MOSFETs, die von der Firma Infineon Technologies AG entwickelt wurde [78]. Da bei diesem Bauelement die Dreidimensionalität der Struktur essentiell für die Funktionsweise ist, ist die Simulation eines Ioneneinschlags mittels einer zylindersymmetrischen Rechnung nicht adäquat. Dieses Kapitel beleuchtet die Möglichkeiten, durch geeignete Näherungen und Modellannahmen dennoch die Höhenstrahlungsfestigkeit von CoolMOS-Transistoren zu untersuchen.

5.3.1 Grundlagen

Bei vertikalen unipolaren Leistungselementen, die auf einer niedrig n-dotierten Mittelzone basieren (wie Leistungs-MOSFETs oder Schottky-Dioden), besteht ein physikalischer Zusammenhang zwischen Durchbruchsspannung im Sperrfall U_B und minimalem

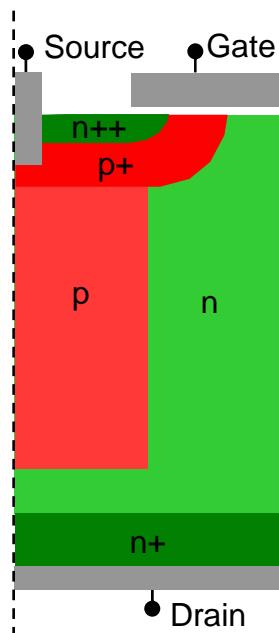


Abb. 5.18: Schematischer Aufbau eines CoolMOS-Transistors.

ohmschem Widerstand im Durchlassfall R_{on} . Sie sind ausschließlich über Materialparameter und die aktive Fläche A der Struktur gekoppelt. Dieser Zusammenhang, der auch als *Silicon Limit* bezeichnet wird, wurde erstmals von Chenming Hu aufgestellt und kann vereinfacht dargestellt werden als [79]

$$R_{on} \cdot A = 3,7 \cdot 10^{-9} \cdot U_B^{2,6} \Omega \text{ cm}^2. \quad (5.2)$$

Wird ein Design also auf eine höhere Sperrfähigkeit ausgelegt, so steigt damit automatisch auch der Durchlasswiderstand an. Grund hierfür ist die Tatsache, dass zur Aufnahme einer hohen Spannung eine möglichst breite, möglichst niedrig dotierte Basiszone ideal ist, was wiederum den Leitwert der Basiszone für den Durchlassfall erniedrigt.

Dieses *Silicon Limit* kann durch ein neuartiges Konzept durchbrochen werden [80]. Die niedrig n-dotierte Basiszone wird ersetzt durch eine Säulenstruktur, in der sich n- und p-dotierte Säulen abwechseln. Zum Vergleich sind die Strukturen einer pin-Diode und einer Superjunction-Diode schematisch in Abb. 5.17 dargestellt. Diese Säulen müssen derart kompensiert sein, dass in jeder lateralen Schnittebene die Gesamtzahl der Donatoren im Idealfall genau der Gesamtzahl der Akzeptoren entspricht. Bei einer angelegten Sperrspannung werden Elektronen und Löcher im elektrischen Feld getrennt, zurück bleiben die ionisierten Dotieratome. Diese stehen sich mit entgegengesetzten Ladungen gegenüber, die Nettoladung verhält sich wie ein ausgeräumtes, niedrig dotiertes Gebiet. Im Durchlassfall hingegen stehen die Ladungsträger zum Stromtransport zur Verfügung. Um aus diesem Konzept nun einen Transistor zu realisieren, wird die Struktur um ein hoch n-dotiertes Gebiet und ein durch Oxid getrenntes Gate an der Oberseite

ergänzt. Eine CoolMOS-Zelle zeigt Abb. 5.18 schematisch. Viele tausend solcher paralleler Zellen gewährleisten die Tragfähigkeit des benötigten Stromes im angeschalteten Zustand. Bei gleicher maximaler Sperrspannung kann mit diesem Kompensationskonzept der Widerstand um etwa einen Faktor fünf reduziert werden im Vergleich zu den klassischen vertikalen Bauelementen [80]. Die Optimierung elektrischer Eigenschaften solcher Superjunction-Bauelemente war in den letzten Jahren Schwerpunkt zahlreicher wissenschaftlicher Arbeiten [81, 82].

5.3.2 Vereinfachte Geometrie zur Simulation des Teilcheneinfalls

Die Simulation eines Teilcheneinschlags in einen CoolMOS-Transistor ist mit den in dieser Arbeit vorgestellten Mitteln nicht möglich. Um das Verhalten des gesamten Bauelements nach dem Einschlag korrekt berechnen zu können, wäre eine echte dreidimensionale Simulation nötig. Dies scheitert aus den in Abs. 4.1.4 genannten Gründen. Würde man versuchen, die Streifengeometrie in eine zylindersymmetrische Struktur zu übertragen, wäre die Kompensation, die insbesondere im Sperrfall wichtig ist, nicht gewährleistet. Da sich eine ideal kompensierte Streifengeometrie allerdings im Sperrfall wie intrinsisches Silizium verhält, wird sie für die Simulationen in dieser Arbeit durch eine Schicht Silizium mit Nettodotierung Null ersetzt. Außerdem wird die gesamte MOS-Zelle an der Oberseite vernachlässigt. Auch wenn die Simulation des Teilcheneinschlags in diese stark vereinfachte Geometrie nicht das vollständige Verhalten des tatsächlichen Bauelements (insbesondere einen Ausfall an der Oberseite) beschreiben kann, so ist zumindest eine gute Abschätzung der insgesamt erzeugten Ladung in der Struktur nach dem Teilcheneinschlag möglich. Unter der Annahme, dass es für jedes MOS-Zellen-Design eine kritische Maximalladung gibt, die das Bauteil aushält, kann man auf diese Art und Weise den Einfluss einer Designänderung im Sockelbereich auf die Höhenstrahlungsrobustheit untersuchen. Als Sockel bezeichnet man dabei das Profil nahe des Drain-Kontakts. Es stellt sich heraus, dass insbesondere die Tiefe des Sockels die Festigkeit von CoolMOS-Transistoren gegen Höhenstrahlung massiv beeinflussen kann.

In Abb. 5.19 ist die Struktur und das Dotierprofil einer realen CoolMOS-Zelle zusammen mit der vereinfachten Geometrie dargestellt. Durch das eindimensionale Dotierprofil, das sich nur in vertikaler Richtung ändert, erlaubt die vereinfachte Geometrie wie bei den Dioden die Simulation mittels zylindersymmetrischer Rechnung. Das Dotierprofil sowohl nahe der Source als auch im Sockel, entspricht hierbei exakt dem des realen Bauteils.

5.3.3 Simulationsergebnisse

Für sämtliche in dieser Arbeit untersuchten CoolMOS-Teststrukturen können die von den Dioden bekannten Zerstörungsmechanismen durch die Simulationen ausgeschlossen werden. Es entsteht im relevanten Spannungsbereich weder ein lokaler Hotspot im Sockelbereich, dessen Temperatur in den Bereich des Schmelzpunkts von Silizium gelangt, noch konnte der Durchbruch des elektrischen Feldes zum Source-Kontakt beobachtet werden. Stattdessen wird vermutet, dass lokale Erwärmungseffekte im Kanalbereich

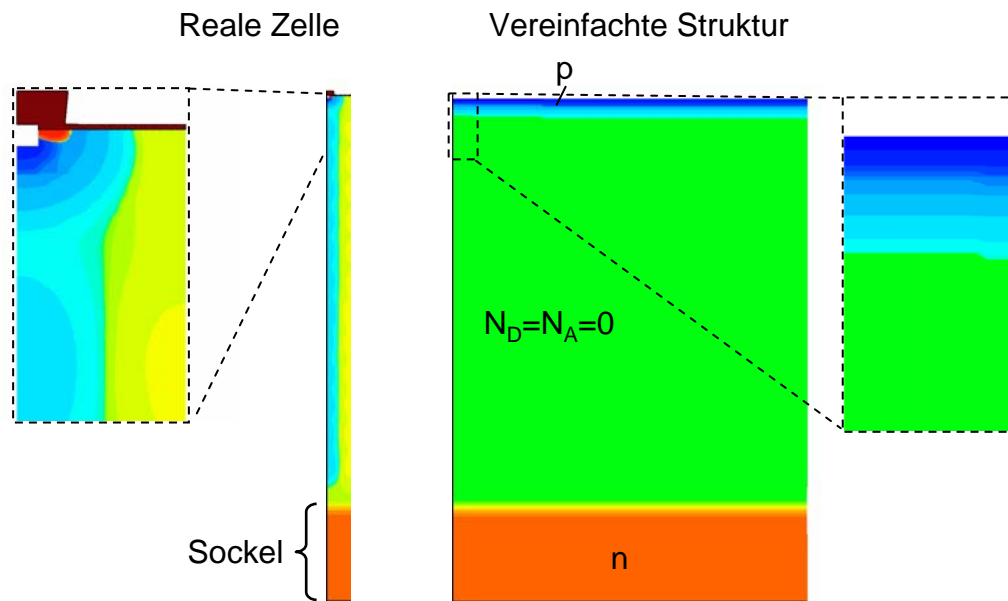


Abb. 5.19: Struktur und Dotierprofil einer CoolMOS-Zelle (links) im Vergleich zur vereinfachten Struktur für die Simulation des Teilcheneinschlags (rechts).

des MOSFETs oder das Einschalten eines parasitären npn-Bipolartransistors letztendlich zum Ausfall führen. In beiden Fällen wäre der Ausfall abhängig von einer kritischen Gesamtladung, die nach dem Teilcheneinschuss generiert wird. Durch eine Veränderung des Sockels kann die erzeugte Gesamtladung beeinflusst werden. Den Effekt, den eine Sockeländerung auf die Höhenstrahlungsfestigkeit des CoolMOS-Transistors hat, kann man somit zumindest qualitativ untersuchen. Dies kann durch prädiktive Simulationen nachgewiesen werden, was im Folgenden gezeigt wird. Für diverse Teststrukturen mit unterschiedlichen Sockeln, die sich in erster Linie durch die Sockeltiefen unterscheiden, wurden die erzeugten Ladungsmengen nach dem Teilcheneinschlag in Abhängigkeit von der angelegten Sperrspannung durch Simulationen bestimmt. Die Ergebnisse von drei dieser Varianten sind in Abb. 5.20a dargestellt. Wenn man von einem monoton steigenden Zusammenhang zwischen erzeugter Ladung und Ausfallwahrscheinlichkeit ausgeht, würde man aufgrund dieser Simulationen erwarten, dass die Variante mit dünnem Sockel deutlich öfter ausfällt als die beiden Varianten mit mittlerem und dickem Sockel, wobei die Variante mit dickem Sockel noch etwas robuster als die mit mittlerem Sockel sein sollte. Die Ausfallratenmessungen an dementsprechend gefertigten CoolMOS-Transistoren bestätigen diese Ergebnisse (siehe Abb. 5.20b).

Bemerkenswert ist hierbei, dass für die Simulation der verschiedenen Varianten insgesamt eine Simulationszeit von zwei Wochen nötig war, während für die Fertigung und Vermessung der Teststrukturen insgesamt mehr als ein halbes Jahr benötigt wurde. Durch die Analyse der Höhenstrahlungsfestigkeit mittels Simulationen ist hier also eine drastische

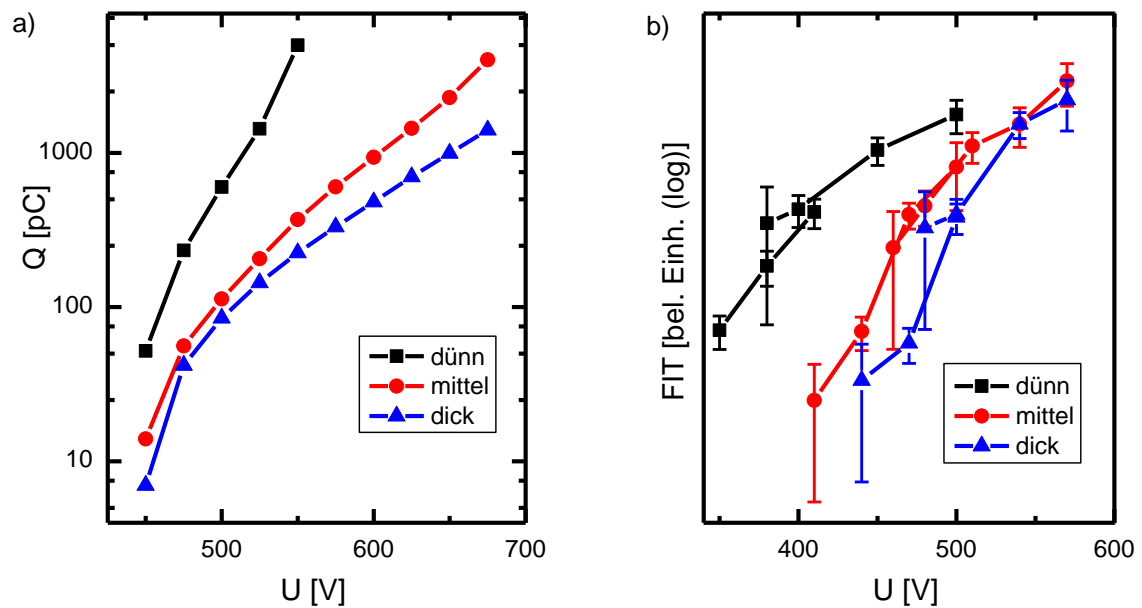


Abb. 5.20: a) Insgesamt erzeugte Ladung nach dem Einschlag eines Ions in CoolMOS-Teststrukturen mit unterschiedlichen Sockeltiefen (simuliert an der vereinfachten Struktur). b) Gemessene FIT-Raten der CoolMOS-Strukturen mit unterschiedlichen Sockeltiefen.

Zeit- und Kostenersparnis in der Entwicklung neuer Bauelementengenerationen möglich.

5.3.4 Grenzen der Simulationstechnik

Die Simulation des gesamten Verhaltens eines CoolMOS-Transistors nach dem Einschlag eines kosmischen Teilchens ist mit Hilfe der stark vereinfachten Struktur nicht möglich. Da der genaue Ausfallmechanismus, der an der Oberseite der MOS-Zelle lokalisiert werden kann, nicht bekannt ist, sind exakte quantitative Aussagen über die zu erwartenden Ausfallspannungen nicht zu treffen. Außerdem zeigen Experimente, dass Design-Änderungen im Bereich der MOS-Zelle Einfluss auf die Robustheit der Bauelemente haben. Diese Effekte können mit der hier vorgestellten Simulationstechnik nicht erfasst werden. Die Anwendbarkeit beschränkt sich ausschließlich auf veränderte Designs, die sich auf die Dicke der Basiszone und den Aufbau des Sockels beziehen. Ein Ansatz, der die Robustheit von CoolMOS-Transistoren gesamt simulationstechnisch beschreiben könnte, wäre die Aufspaltung des Problems in zwei Teilsimulationen. Dabei kann der Strompuls, den ein einfallendes Teilchen erzeugt, auf die vorher beschriebene Art und Weise berechnet werden. In einem zweiten Schritt kann man mittels echter 3D-Simulationen der Gesamtstruktur überprüfen, welche Art von Strompulsen das Bauteil gerade noch aushält. Durch die kombinierte Betrachtung der beiden Ergebnisse sind quantitative Aussagen über die Festigkeit gegen Höhenstrahlung möglich.

Des Weiteren spielen in realen Bauelementen weitere Effekte eine Rolle, die im Rah-

men solcher vereinfachter Simulationen nicht erfasst werden können. So entsteht beim CoolMOS-Transistor im Sperrzustand neben dem elektrischen Feld in vertikaler Richtung, dessen Integral die angelegte Spannung wiedergibt, auch ein elektrisches Feld in lateraler Richtung in der Raumladungszone zwischen p- und n-Säulen. Dieses laterale Feld könnte eine Ablenkung oder Verbreiterung des Streamers bewirken. Die eingebaute Diffusionsspannung eines pn-Übergangs mit mittleren Dotierungen liegt in der Größenordnung von 1 V, typische Raumladungszonen im Gleichgewichtszustand sind etwa $1 \mu\text{m}$ breit [83]. Daraus lässt sich ein mittleres elektrisches Feld von 10 kV/cm abschätzen. In vertikaler Richtung wird die angelegte Spannung mit der Größenordnung 500 V in der gesamten Mittelschicht (Dicke ca. $50 \mu\text{m}$) aufgenommen. Das mittlere elektrische Feld beträgt hier also etwa 100 kV/cm und ist damit um eine Größenordnung größer als das laterale Feld. Die Ausbreitung des Streamers wird also, wie in den Simulationen dieser Arbeit beschrieben, vor allem in vertikaler Richtung erfolgen. Ob der Einfluss des lateralen Feldes auf den Streamer und damit auf die Ladungsgeneration vernachlässigt werden kann, kann zunächst nur gemutmaßt werden.

Weit größere Fehler macht man möglicherweise durch die stark vereinfachte Annahme des intrinsischen Siliziums in der Mittelzone, die einen flachen elektrischen Feldverlauf mit konstanter Feldstärke zur Folge hat. Analysen von K. Permthammasin haben gezeigt, dass bereits kleinste Fehlanpassungen in der Kompensation, die in Halbleiterfertigungsprozessen jederzeit zu erwarten sind, massiven Einfluss auf die statische Durchbruchspannung haben [82]. Grund dafür sind Inhomogenitäten in den Dotierkonzentrationen, die zu starken Abweichungen vom idealen Feldverlauf führen können. Da die elektrische Feldstärke exponentiell in die Stoßionisationsrate eingeht (siehe Abs. 4.1.2.4), haben solche Schwankungen Einfluss auf die gesamte während des Streamerdurchlaufs generierte Ladung.

Trotz dieser Schwächen des Simulationsmodells liefert es eine Grundlage zur ersten qualitativen Analyse beim Vergleich der Höhenstrahlungsfestigkeit verschiedener CoolMOS-Varianten.

6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Robustheit von Leistungsbau-elementen gegen höhenstrahlungsinduzierte Ausfälle untersucht. Grundlage dazu bilden numerische Simulationen, die auf den Gleichungen des etablierten Drift-Diffusions-Modells basieren. Ziel war, das physikalische Verhalten im Inneren der Bauteile nach dem Einschlag eines kosmischen Teilchens bis hin zur thermischen Zerstörung zu verstehen und durch geeignete Designmaßnahmen positiven Einfluss auf die Höhenstrahlungsfestigkeit zu nehmen.

Dazu wurde zunächst ein isothermes Simulationsmodell entwickelt, das die Ergebnisse aus Ionenbestrahlungsexperimenten an Dioden im Bezug auf die insgesamt erzeugte Ladung nach einem Teilcheneinschlag mit guter Genauigkeit erklären und wiedergeben kann. Ab einer gewissen Schwellspannung, die in Sperrrichtung angelegt wird, steigt die insgesamt erzeugte Ladung um Größenordnungen an. Grund hierfür ist eine physikalische Erscheinung, die als Streamer bezeichnet wird und die nach sehr kurzer Zeit (ca. 200 ps) einen hochkonzentrierten, hochleitfähigen Elektron-Loch-Plasmakanal zwischen Anode und Kathode des Bauelements zur Folge hat. Das Modell wurde elektro-thermisch mit der Wärmediffusionsgleichung gekoppelt, um die lokale Temperaturverteilung nach dem Streamer berechnen zu können. Dabei wurden zwei Methoden getestet:

- Die elektro-thermisch selbst-konsistent gekoppelte Rechnung: Das Modell basiert auf den Konzepten der irreversiblen Thermodynamik und berücksichtigt die Energieerhaltung als entscheidenden Satz der Physik. Die Temperaturabhängigkeiten der elektrischen Eigenschaften werden einbezogen. Nachteilig wirkt sich hierbei die deutlich verlängerte Simulationszeit aus sowie die Tatsache, dass die Extrapolation zu Temperaturen oberhalb der Geltungsbereiche der Modelle sehr kritisch ist.
- Die *a-posteriori*-Methode: Bei dieser Methode wird die Wärmediffusionsgleichung nachgeordnet nach jedem Zeitschritt der isothermen elektrischen Simulation gelöst. Die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Parameter wird nicht berücksichtigt. Auf diese Art und Weise kann die lokale Temperaturverteilung sehr schnell und effektiv approximiert werden. Die Qualität der Abschätzung muss allerdings sehr genau überprüft werden.

Es zeigt sich, dass insbesondere die lokale Temperaturerhöhung nahe der Kathode, in einem Bereich erhöhter elektrischer Felder, kritisch für den Ausfall des Bauelements ist. Die Temperatur dort kann gut mit der *a-posteriori*-Methode abgeschätzt werden. Ein Übersteigen der Schmelztemperatur von Silizium nach dem Ioneneinschlag findet bei der glei-

chen angelegten Sperrspannung statt, bei der die Diode im Ionenbestrahlungsexperiment thermisch zerstört wird.

Diese Simulationsmethodik wurde angewendet, um zu untersuchen, inwieweit gewisse Designparameter einer Diode Einfluss auf die Höhenstrahlungsfestigkeit der Bauelemente haben. Die wesentlichen Ergebnisse sind im Folgenden kurz zusammengefasst:

- **Breite der Basiszone:** Eine verbreiterte Basiszone hat einen massiven Einfluss auf die Höhenstrahlungsfestigkeit und verbessert das Bauelement in dieser Hinsicht deutlich.
- **Dotierkonzentration des Substrats:** Durch eine verringerte Dotierkonzentration in der Basiszone kann eine leichte Verbesserung erzielt werden.
- **Tiefe der Kathodendotierung:** Eine sehr tiefe Dotierung an der Kathodenseite der Diode liefert einen sehr großen Hebel zur Verbesserung des Bauelements. Höhenstrahlungsbedingte Ausfälle können dadurch bei passendem Anodendesign nahezu ausgeschlossen werden. Da damit allerdings zumeist eine Technologieänderung verbunden ist und nicht akzeptable Nebeneffekte auf die übrigen elektrischen Eigenschaften auftreten, ist dieser Ansatz oft nicht praktikabel.
- **Tiefe der Anodendotierung:** Bei Dioden mit zu flachen Anoden können die Bauelemente durch einen Kurzschluss des pn-Übergangs mit dem Metallkontakt zerstört werden. Eine gewisse Mindestanodentiefe ist also in jedem Fall einzuhalten.

Alle diese Ergebnisse konnten experimentell verifiziert werden. Die prädiktive Anwendbarkeit der Simulationsmethodik wurde bewiesen. Da jede der oben genannten Designänderungen auch die elektrischen Eigenschaften im normalen Betriebszustand wie Durchlassverluste, Schaltverluste usw. beeinflusst, muss für jede Anwendung ein Kompromiss aus Robustheit und Leistungscharakteristik gefunden werden.

Schließlich wurde gezeigt, dass die Simulationsmodelle auch auf topographisch komplexere Leistungsbaulemente wie IGBTs oder CoolMOS-Transistoren angewendet werden können.

Die Arbeit konnte somit das physikalische Verständnis des Fehlermechanismus nach dem Einschlag eines kosmischen Teilchens verbessern. Durch prädiktive Simulationen kann die Höhenstrahlungsfestigkeit bereits in der Entwicklungsphase neuer Bauelemente schnell und kostengünstig analysiert werden.

7. Ausblick

Die Optimierung von Leistungsbauelementen bezüglich ihrer Robustheit wird in Zeiten, in denen die physikalischen Grenzen in der Entwicklung immer weiter ausgereizt werden, zunehmend an Bedeutung gewinnen. Die Verhinderung oder Reduzierung höhenstrahlungsinduzierter Ausfälle ist dabei ein entscheidender Faktor für eine hohe Zuverlässigkeit von Leistungsmodulen aller Art. Simulationsmethoden, die die Fehleranfälligkeit verschiedener Designideen bereits im Vorfeld abschätzen können, helfen, die hohen Anforderungen an die Zuverlässigkeit auch in Zukunft erfüllen zu können.

Für ein vollständiges Verständnis aller Ausfallmechanismen sind hierbei noch Fragen offen, die mit der hier vorgestellten Simulationsmethodik nicht untersucht werden konnten. Beispielsweise sind dies Fragen wie:

- Welchen Effekt hat die Dimensionalität der Strukturen auf die Streamer-Ausbreitung?
- Was ändert sich, wenn ein Teilchen schräg zur Symmetrieachse einschlägt?
- Welchen Einfluss hat der Randabschluss bei den verschiedenen Bauelementtypen auf die Höhenstrahlungsfestigkeit?

Diese Fragen könnten nur mit Hilfe echter dreidimensionaler Simulationen geklärt werden. Da gegenwärtig eine ausreichende Diskretisierung in einer 3D-Struktur mit Hilfe eines statischen Gitters auf PC-Ebene nicht möglich ist, wäre hierfür ein sogenanntes *Moving Grid* notwendig. Dabei handelt es sich um ein Gitter, dessen fein diskretisierte Bereiche automatisiert mit den Bereichen hoher Feldspitzen mitwandern. Bis zum Abschluss dieser Arbeit war ein solches *Moving Grid* nicht für die Simulation von Halbleiterleistungsbauelementen verfügbar.

Desweiteren würde eine vollständig elektro-thermisch gekoppelte Simulation bis zum Schmelzpunkt von Silizium die Genauigkeit der Temperaturabschätzung deutlich erhöhen. Dafür wären entsprechende Modelle für Beweglichkeiten und Stoßionisationskoeffizienten erforderlich, deren Gültigkeit auch im Falle sehr hoher Temperaturen validiert ist.

Literaturverzeichnis

- [1] Bundesministerium für Bildung und Forschung. www.bmbf.de.
- [2] B. Baliga. *Modern Power Devices*. Krieger Publishing Company, Malabar, 1987.
- [3] J. Lutz. *Halbleiter-Leistungsbaulemente*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2006.
- [4] U. Knipper. *Untersuchungen zur Robustheit von IGBT-Chips im Lawinendurchbruch*. 2011. Dissertation TUM.
- [5] A. Porst. Ultimate limits of an igbt (mct) for high voltage applications in conjunction with a diode. In *Power Semiconductor Devices and ICs, 1994. ISPSD '94. Proceedings of the 6th International Symposium on*, pages 163 –170, may-3 jun 1994.
- [6] J Oetjen, R Jungblut, U Kuhlmann, J Arkenau, and R Sittig. Current filamentation in bipolar power devices during dynamic avalanche breakdown. *Solid-State Electronics*, 44(1):117 – 123, 2000.
- [7] H. Egawa. Avalanche characteristics and failure mechanism of high voltage diodes. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 13(11):754 – 758, nov 1966.
- [8] M. Domeij, J. Lutz, and D. Silber. On the destruction limit of si power diodes during reverse recovery with dynamic avalanche. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 50(2):486 – 493, feb. 2003.
- [9] Infineon Technologies AG.
- [10] H. Kabza, H.-J. Schulze, Y. Gerstenmaier, P. Voss, J.W.W. Schmid, F. Pfirsch, and K. Platzoder. Cosmic radiation as a cause for power device failure and possible countermeasures. In *Power Semiconductor Devices and ICs, 1994. ISPSD '94. Proceedings of the 6th International Symposium on*, pages 9 –12, may-3 jun 1994.
- [11] H.R. Zeller. Cosmic ray induced breakdown in high voltage semiconductor devices, microscopic model and phenomenological lifetime prediction. In *Power Semiconductor Devices and ICs, 1994. ISPSD '94. Proceedings of the 6th International Symposium on*, pages 339 –340, may-3 jun 1994.
- [12] H. Matsuda, T. Fujiwara, M. Hiyoshi, K. Nishitani, A. Kuwako, and T. Ikehara. Analysis of gto failure mode during dc voltage blocking. In *Power Semiconductor*

- Devices and ICs, 1994. ISPSD '94. Proceedings of the 6th International Symposium on*, pages 221 –225, may-3 jun 1994.
- [13] H.-J. Schulze G. Soelkner, W. Kaindl and G. Wachutka. Reliability of power electronic devices against cosmic radiation-induced failure. *Microelectr. Reliability*, 44:1399–1406, 2004.
- [14] W. Kaindl, G. Solkner, H.W. Becker, J. Meijer, H.J. Schulze, and G. Wachutka. Physically based simulation of strong charge multiplication events in power devices triggered by incident ions. In *Power Semiconductor Devices and ICs, 2004. Proceedings. ISPSD '04. The 16th International Symposium on*, pages 257 – 260, may 2004.
- [15] G. Soelkner, P. Voss, W. Kaindl, G. Wachutka, K.H. Maier, and H.-W. Becker. Charge carrier avalanche multiplication in high-voltage diodes triggered by ionizing radiation. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 47(6):2365 –2372, dec 2000.
- [16] W. Kaindl. *Modellierung höhenstrahlungsinduzierter Ausfälle in Halbleiterleistungsbaulementen*. 2005. Dissertation TUM.
- [17] F. Pfirsch and G. Soelkner. Simulation of cosmic ray failures rates using semiempirical models. In *Power Semiconductor Devices IC's (ISPSD), 2010 22nd International Symposium on*, pages 125 –128, june 2010.
- [18] J. F. Ziegler and W. A. Lanford. The effect of sea level cosmic rays on electronic devices. *Journal of Applied Physics*, 52(6):4305 –4312, jun 1981.
- [19] K.; Scholz-C.; Zetsche F.; Povh, B.; Rith. *Teilchen und Kerne*. Springer-Lehrbuch, Berlin, 1994.
- [20] A. Einstein. Über einen die erzeugung und verwandlung des lichtes betreffenden heuristischen gesichtspunkt. *Annalen der Physik*, 322(6):132–148, 1905.
- [21] W. Franz. Über den compton-effekt am gebundenen elektron. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 90:623–649, 1934. 10.1007/BF01341208.
- [22] J. F. Ziegler and W. A. Lanford. Effect of cosmic rays on computer memories. *Science*, 206(4420):776–788, 1979.
- [23] J.F. Dicello, M. Paciotti, and M.E. Schillaci. An estimate of error rates in integrated circuits at aircraft altitudes and at sea level. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 40-41, Part 2(0):1295 – 1299, 1989.
- [24] James F. Ziegler, M.D. Ziegler, and J.P. Biersack. Srim - the stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(11-12):1818 – 1823, 2010. 19th International Conference on Ion Beam Analysis.

- [25] P. A. Vitello, B. M. Penetrante, and J. N. Bardsley. Simulation of negative-streamer dynamics in nitrogen. *Phys. Rev. E*, 49:5574–5598, Jun 1994.
- [26] A A Kulikovskiy. Positive streamer between parallel plate electrodes in atmospheric pressure air. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 30(3):441, 1997.
- [27] C. Wu and E. E. Kunhardt. Formation and propagation of streamers in n_2 and n_2 - sf_6 mixtures. *Phys. Rev. A*, 37:4396–4406, Jun 1988.
- [28] R Morrow and J J Lowke. Streamer propagation in air. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 30(4):614, 1997.
- [29] Ute Ebert, Wim van Saarloos, and Christiane Caroli. Streamer propagation as a pattern formation problem: Planar fronts. *Phys. Rev. Lett.*, 77:4178–4181, Nov 1996.
- [30] Umweltforschungsstation Schneefernerhaus. www.schneefernerhaus.de.
- [31] P. Voss, K.H. Maier, W. Meczynski, H.W. Becker, E. Normand, J.L. Wert, D.I. Oberg, and P.P. Majewski. Irradiation experiments with high-voltage power devices as a possible means to predict failure rates due to cosmic rays. In *Power Semiconductor Devices and IC's, 1997. ISPSD '97., 1997 IEEE International Symposium on*, pages 169–172, may 1997.
- [32] Stefan Aschauer. Diplomarbeit, TU München, 2009.
- [33] K. G. McKay and K. B. McAfee. Electron multiplication in silicon and germanium. *Phys. Rev.*, 91:1079–1084, Sep 1953.
- [34] Synopsys. Sentaurus Device User Guide, Version F-2011.09, September 2011.
- [35] S.; Selberherr. *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Springer-Verlag, Wien, New York, 1984.
- [36] O.C.; Zienkiewicz. *The Finite Element Method*. McGraw-Hill, London, 1977.
- [37] W.; van Roosbroeck. Theory of flow of electrons and holes in germanium and other semiconductors. *Bell System Technical Journal*, 29:560–607, 1950.
- [38] S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley and Sons, New York, 1981.
- [39] N.D. Arora, J.R. Hauser, and D.J. Roulston. Electron and hole mobilities in silicon as a function of concentration and temperature. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 29(2):292–295, feb 1982.
- [40] D.M. Caughey and R.E. Thomas. Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field. *Proceedings of the IEEE*, 55(12):2192–2193, dec. 1967.

- [41] S. Reggiani, M. Valdinoci, L. Colalongo, and G. Bacarani. A unified analytical model for bulk and surface mobility in si n- and p-channel mosfet's. In *Solid-State Device Research Conference, 1999. Proceeding of the 29th European*, volume 1, pages 240–243, sept. 1999.
- [42] S. Reggiani, M. Valdinoci, L. Colalongo, M. Rudan, G. Bacarani, A.D. Stricker, F. Illien, N. Felber, W. Fichtner, and L. Zullino. Electron and hole mobility in silicon at large operating temperatures. i. bulk mobility. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 49(3):490–499, mar 2002.
- [43] N.H. Fletcher. The high current limit for semiconductor junction devices. *Proceedings of the IRE*, 45(6):862–872, june 1957.
- [44] E. Conwell and V. F. Weisskopf. Theory of impurity scattering in semiconductors. *Phys. Rev.*, 77:388–390, Feb 1950.
- [45] C. Canali, G. Majni, R. Minder, and G. Ottaviani. Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 22(11):1045–1047, nov 1975.
- [46] W. Shockley and W. T. Read. Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Phys. Rev.*, 87:835–842, Sep 1952.
- [47] R. N. Hall. Electron-hole recombination in germanium. *Phys. Rev.*, 87:387–387, Jul 1952.
- [48] D.J. Roulston, N.D. Arora, and S.G. Chamberlain. Modeling and measurement of minority-carrier lifetime versus doping in diffused layers of n+-p silicon diodes. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 29(2):284–291, feb 1982.
- [49] P. A. Wolff. Theory of electron multiplication in silicon and germanium. *Phys. Rev.*, 95:1415–1420, Sep 1954.
- [50] A. G. Chynoweth. Ionization rates for electrons and holes in silicon. *Phys. Rev.*, 109:1537–1540, Mar 1958.
- [51] R. Van Overstraeten and H. De Man. Measurement of the ionization rates in diffused silicon p-n junctions. *Solid-State Electronics*, 13(5):583–608, 1970.
- [52] Y. Okuto and C.R. Crowell. Threshold energy effect on avalanche breakdown voltage in semiconductor junctions. *Solid-State Electronics*, 18(2):161–168, 1975.
- [53] T. Lackner. Avalanche multiplication in semiconductors: A modification of chynoweth's law. *Solid-State Electronics*, 34(1):33–42, 1991.
- [54] M. Valdinoci, D. Ventura, M.C. Vecchi, M. Rudan, G. Bacarani, F. Illien, A. Stricker, and L. Zullino. Impact-ionization in silicon at large operating temperature. In *Simulation of Semiconductor Processes and Devices, 1999. SISPAD '99. 1999 International Conference on*, pages 27–30, 1999.

- [55] E. Gnani, S. Reggiani, M. Rudan, and G. Baccarani. Extraction method for the impact-ionization multiplication factor in silicon at large operating temperatures. In *Solid-State Device Research Conference, 2002. Proceeding of the 32nd European*, pages 227 – 230, september 2002.
- [56] S. Reggiani, M. Rudan, E. Gnani, and G. Baccarani. Investigation about the high-temperature impact-ionization coefficient in silicon. In *Solid-State Device Research conference, 2004. ESSDERC 2004. Proceeding of the 34th European*, pages 245 – 248, sept. 2004.
- [57] S. Reggiani, E. Gnani, M. Rudan, G. Baccarani, C. Corvasce, D. Barlini, M. Ciappa, W. Fichtner, M. Denison, N. Jensen, G. Groos, and M. Stecher. Experimental extraction of the electron impact-ionization coefficient at large operating temperatures. In *Electron Devices Meeting, 2004. IEDM Technical Digest. IEEE International*, pages 407 – 410, dec. 2004.
- [58] G. W. C. Kaye; T. H. Laby. *Tables of Physical and Chemical Constants*. Longman, 16. edition, 1995.
- [59] William Shockley. Problems related to p-n junctions in silicon. *Solid-State Electronics*, 2(1):35 – 67, 1961.
- [60] C. R. Crowell and S. M. Sze. Temperature dependence of avalanche multiplication in semiconductors. *Applied Physics Letters*, 9(6):242 –244, sep 1966.
- [61] G.K. Wachutka. Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling. *Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, IEEE Transactions on*, 9(11):1141 –1149, nov 1990.
- [62] Schwetlik; Kretschmar. *Numerische Verfahren für Naturwissenschaftler und Ingenieure*. Fachbuchverlag Leipzig, 1. Auflage, 1991.
- [63] E. Schrödinger. Quantisierung als eigenwertproblem. *Annalen der Physik*, 385(13):437–490, 1926.
- [64] Massimo V. Fischetti and Steven E. Laux. Monte carlo analysis of electron transport in small semiconductor devices including band-structure and space-charge effects. *Phys. Rev. B*, 38:9721–9745, Nov 1988.
- [65] C.C. Moglestue. A self-consistent monte carlo particle model to analyze semiconductor microcomponents of any geometry. *Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, IEEE Transactions on*, 5(2):326 – 345, april 1986.
- [66] B. Rethfeld, K. Sokolowski-Tinten, D. von der Linde, and S.I. Anisimov. Timescales in the response of materials to femtosecond laser excitation. *Applied Physics A: Materials Science and Processing*, 79:767–769, 2004. 10.1007/s00339-004-2805-9.

- [67] R. Stratton. Diffusion of hot and cold electrons in semiconductor barriers. *Phys. Rev.*, 126:2002–2014, Jun 1962.
- [68] K. Blotekjaer. Transport equations for electrons in two-valley semiconductors. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 17(1):38 – 47, jan 1970.
- [69] Alexander Heigl. Private Mitteilung.
- [70] Frank Hille. Private Mitteilung.
- [71] A. Schenk. *Advanced Physical Models for Silicon Device Simulation*. Springer Verlag.
- [72] C.R. Crowell and S.M. Sze. Current transport in metal-semiconductor barriers. *Solid-State Electronics*, 9(11-12):1035 – 1048, 1966.
- [73] B. Jayant Baliga. Enhancement- and depletion-mode vertical-channel m.o.s. gated thyristors. *Electronics Letters*, 15(20):645 –647, 27 1979.
- [74] B.J. Baliga, M.S. Adler, R.P. Love, P.V. Gray, and N.D. Zommer. The insulated gate transistor: A new three-terminal mos-controlled bipolar power device. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 31(6):821 – 828, jun 1984.
- [75] D. Schröder. *Elektrische Antriebe 3 - Leistungselektronische Bauelemente*. Springer Lehrbuch.
- [76] T. Laska, M. Munzer, F. Pfirsch, C. Schaeffer, and T. Schmidt. The field stop igbt (fs igbt). a new power device concept with a great improvement potential. In *Power Semiconductor Devices and ICs, 2000. Proceedings. The 12th International Symposium on*, pages 355 –358, 2000.
- [77] E.R. Motto, J.F. Donlon, S. Mori, and T. Iida. New process technologies improve igbt module efficiency. In *Industry Applications Conference, 1995. Thirtieth IAS Annual Meeting, IAS '95., Conference Record of the 1995 IEEE*, volume 2, pages 991 –996 vol.2, oct 1995.
- [78] L. Lorenz, G. Deboy, A. Knapp, and M. Marz. Coolmostm-a new milestone in high voltage power mos. In *Power Semiconductor Devices and ICs, 1999. ISPSD '99. Proceedings., The 11th International Symposium on*, pages 3 –10, 1999.
- [79] Chenming Hu. Optimum doping profile for minimum ohmic resistance and high-breakdown voltage. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 26(3):243 – 244, mar 1979.
- [80] G. Deboy, N. Marz, J.-P. Stengl, H. Strack, J. Tihanyi, and H. Weber. A new generation of high voltage mosfets breaks the limit line of silicon. In *Electron Devices Meeting, 1998. IEDM '98 Technical Digest., International*, pages 683 –685, dec 1998.

-
- [81] M. Schmitt. *Optimierung dynamischer elektrischer Eigenschaften von Kompensationsbauelementen*. 2005. Dissertation TUM.
- [82] K. Permthammasin. *Optimierung der elektrischen Eigenschaften von lateralen Superjunction-Bauelementen*. 2007. Dissertation TUM.
- [83] S. M. Sze. *Semiconductor Devices, Physics and Technology, 2nd Edition*. John Wiley and Sons, New York, 2002.
- [84] S.P. Gaur and D.H. Navon. Two-dimensional carrier flow in a transistor structure under nonisothermal conditions. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 23(1):50 – 57, jan 1976.

Danke,

Gerhard Wachutka, Frank Pfirsch, Frank Hille, Andreas Härtl, Björn Fischer, Winfried Kaindl, Franz Wittmann, Gabriele Schrag, Martin Aigner, Stefan Aschauer, Tobias Binder, Enrico Bischur, Peter Borthen, Alexander Heigl, Georg Heinzerling, Ruslan Khalilyulin, Thomas Künzig, Lisa Lehmann, Johannes Manz, Martin Nießner, Julia Oberndörfer, Norbert Reinelt, Teresa Reutter, Stefan Schaub, Norbert Schwesinger, Maximilian Spornraft, Christopher Töchterle, Gisela Twietmeyer, Sandy Zähringer,

für eine fantastische Zeit am TEP. Ihr habt einen ganz wesentlichen Teil dazu beigetragen, dass ich nicht nur meine fachlichen Ziele erreichen konnte, sondern auch jeden Tag gerne zur Arbeit gekommen bin.