

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6735

**Optimierungsregeln für Halbleiteröffnungsschalter
in Hochspannungspulsgeneratoren sehr hoher
Leistung***

Andrey Engelko

Institut für Hochleistungsimpuls- und Mikrowellentechnik

Programm Nachhaltigkeit, Energie- und Umwelttechnik

*Von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Universität
Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
2002

Optimierungsregeln für Halbleiteröffnungsschalter in Hochspannungspulsenergiegeneratoren sehr hoher Leistung

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTOR-INGENIEURS
von der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Fridericiana Karlsruhe
genehmigte

DISSERTATION

von Dipl.-Phys. Andrey Engelko
aus Sankt-Petersburg

Tag der mündlichen Prüfung	31.01.2002
Hauptreferent:	Prof. Dr. rer. nat. M. Thumm
Korreferenten:	Priv. Doz. Dr.-Ing. habil. H. Bluhm Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. mult. Adolf J. Schwab

Karlsruhe 2002

Optimierungsregeln für Halbleiteröffnungsschalter in Hochspannungspulsgeneratoren sehr hoher Leistung

Kurzfassung

Halbleiteröffnungsschalter (SOS) erlauben eine Unterbrechung von Stromdichten bis zu 10 kA/cm² in weniger als 10 ns. Sie können bei Frequenzen bis zu 1 kHz eingesetzt werden und haben eine Lebensdauer von 10¹¹ Impulsen. Als Stapel geschichtet weisen SOS-Dioden eine Durchbruchspannung von einigen 100 kV auf. Aus diesen Gründen sind sie ideal für die Entwicklung von kompakten industrietauglichen Spannungsgeneratoren mit Leistungen im GW-Bereich geeignet.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung des Stromunterbrechungsprozesses in Halbleiterdioden vom SOS-Typ, die ein $p^+-p-n-n^+$ Dotierungsprofil aufweisen, welches durch Oberflächendiffusion eingestellt wird. Um die physikalischen Vorgänge im Inneren der Diode zu simulieren, wurde ein Code namens POSEOSS entwickelt. Dieser Code basiert auf einem ausführlichen physikalischen Modell des Ladungsträgertransportes unter dem Einfluss des elektrischen Feldes und der Dichtegradienten. Alle für die Aufgabe relevanten Rekombinations- und Generationsmechanismen wurden berücksichtigt. Durch seinen flexiblen Aufbau erlaubt POSEOSS verschiedene Parameteruntersuchungen, um die für den Einsatz als Öffnungsschalter optimale Dotierungs- und Störstellenprofile zu ermitteln.

Mit dem Code wurden interessante neue Erkenntnisse bezüglich der Plasmadynamik während des Öffnungsprozesses gewonnen. So konnte zum Beispiel durch Einsatz eines realistischen Beweglichkeitsmodells festgestellt werden, dass der Öffnungsvorgang erst an der $n-n^+$ -Grenze der Diodenbasis beginnt. Außerdem wurden die physikalischen Voraussetzungen für den SOS-Effekt ermittelt.

Die Simulationsergebnisse dienen des weiteren als Basis für einen vereinfachten SOS-Ersatzschaltkreis, der in Beschaltungssimulatoren wie PSpice eingesetzt werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine neue Impulsgeneratorbeschaltung vorgeschlagen, die auf induktiven Energiespeichern basiert. Die Leistungsmultiplikation wird durch parallele Entladung der Induktivitäten erreicht, die zuvor seriell aufgeladen wurden. Diese Schaltung kann als induktives Analogon des Marx-Generators betrachtet werden. Eine PSpice-Simulation dieses Generatortyps mit Halbleiteröffnungsschalter wird in dieser Arbeit vorgestellt.

Zur Prüfung der Simulationsergebnisse wurde eine experimentelle Anlage aufgebaut, die auf einem 100 kV SOS-Diodenschalter basiert. Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit mittels POSEOSS erzielten Resultaten.

Weitere Verbesserungen der Funktionsweise von Halbleiteröffnungsschaltern können durch eine spezielle Anpassung der Struktur der Halbleiteröffnungsschalter an die gewünschten Eigenschafteneigenschaften erreicht werden.

Optimisation Rules for Semiconductor Opening Switches in High Voltage Pulse Generators of Very Large Power

Abstract

Semiconductor opening switches (SOS) are able to interrupt currents at density levels of up to 10 kA/cm² in less than 10 ns, operate at repetition rates up to 1 kHz, and possess lifetimes of more than 10¹¹ pulses. If stacked, SOS diodes can hold off voltage levels above a few 100 kV. They are therefore ideal for the design of compact high voltage pulse generators of the GW-class for industrial applications.

The aim of this work was to improve our understanding of the opening process in a semiconductor diode of SOS-type with a doping profile of p⁺pnn⁺ structure, obtainable through diffusion from the surfaces. To simulate the physical processes inside this diode the code POSEOSS was developed. It contains a detailed physical model of charge carrier transport under the influence of density gradients and electric fields and considers all relevant generation and recombination processes. It possess a large degree of flexibility and is easy to apply and thus allows to carry out parameter studies to determine the influence of different physical quantities, like doping and impurity levels, on the performance of the device.

Applying the code some new interesting results concerning the plasma dynamics during the opening process in the switch have been found. Especially, using realistic values for the charge carrier mobility, it was found that the opening process starts first at the n-n⁺ boundary. Also it has been possible to derive the physical conditions for the occurrence of the SOS-effect.

Based on the simulation results a simplified SOS equivalent circuit model has been developed. This model can be used in the circuit simulation program PSpice. A new pulse generator scheme based on inductive storage is proposed, in which power multiplication is achieved by unloading the inductors, previously charged in series, in parallel. This scheme can be considered as the inductive equivalent of a Marx-generator. PSpice simulations of such a scheme based on semiconductor opening switches are presented.

The theoretical results were compared to measurements obtained with a simple experimental set-up using two 100 kV SOS-switches. The measurements showed good agreement with the simulation results.

Further improvements seem possible by adapting the SOS device structure to the specific generator circuit.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Zielsetzung	3
2. Grundlagen und Literaturüberblick	5
2.1. Prinzipieller Aufbau und Eigenschaften von Hochleistungsimpulsgeneratoren	5
2.2. Vergleich existierender Öffnungsschalter	6
2.3. Physik der Halbleiteröffnungsschalter	9
2.3.1. Funktionsprinzip	9
2.3.2. Ladevorgang in Vorwärtsrichtung	10
2.3.3. Entladevorgang (Inverser Stromfluss)	11
2.3.3.1. Ideale Diode	11
2.3.3.2. Drift Step Recovery Diode	13
2.3.3.3. Semiconductor Opening Switch	14
2.3.4. Zusammenfassung	17
2.4. Schaltungseigenschaften von Generatoren mit induktiven Energiespeichern (IES) und Halbleiteröffnungsschaltern.	18
2.4.1. Allgemeine Eigenschaften von Generatoren mit IES	18
2.4.2. Generator mit DSRD als Öffnungsschalter	20
2.4.3. Generatoren mit SOS als Öffnungsschalter	22
2.4.3.1. Prinzipieller Aufbau eines Generators mit SOS	22
2.4.3.2. Der „Sibiria“ – Generator	24
2.4.3.3. Der „URT-0,5“ – Generator	25
3. Numerische Simulation der physikalischen Vorgänge im Inneren eines Halbleiteröffnungsschalters	27
3.1. Modell der Halbleiterdiode	27
3.1.1. VanRoosbroeck Gleichungssystem	27
3.1.2. Einschränkungen	28
3.1.3. Diskretisierung	29
3.1.4. Randbedingungen	30
3.2. Simulationsergebnisse	32
3.2.1. Ablauf des Öffnungsvorgangs in einer SOS-Diode	32
3.2.2. Einfluß des Beweglichkeitsmodells auf die Ergebnisse der Simulation	37
3.2.3. Untersuchungen zum Einfluß der Dotierungsverteilung auf den Öffnungsvorgang	46
3.2.4. Untersuchung des Einflusses der Verteilung von Rekombinationsstörstellen auf den Öffnungsvorgang	49
3.2.5. Einfluss der Eigenschaften des Pump- und des Sperrstromimpulses auf die Prozesse im Inneren der Diode.	51
3.3. Zusammenfassung	55

4. Modell des Halbleiteröffnungsschalters für den Einsatz in PSpice.	57
4.1. Zeitlicher Verlauf des Öffnungsvorgangs in der SOS-Diode	57
4.2. PSpice-Modell der SOS-Diode	60
4.3. Simulationsvorgang für einen Generator	67
4.4. Generator mit aufgetrennten Induktivitäten	67
5. Experimentelle Untersuchungen zum Halbleiteröffnungsschalter und Vergleich mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen	71
5.1. Experimenteller Aufbau	71
5.2. Variation des Lastwiderstands	73
5.3. Ergebnisse mit magnetischem Schließschalter	77
5.4. Vergleich der Simulationsergebnisse mit dem Experiment	79
6. Zusammenfassung	83
Anhang A. Der POSEOSS Code.	85
A.1. POSEOSS Eingabedatei.	85
A.1.1. Rekombinationsberechnung	87
A.1.2. Beweglichkeitsberechnung	88
A.2. POSEOSS Ausgabedateien.	89
A.3. POSEOSS Benutzeroberfläche.	89
Anhang B. Programmablauf und Codestruktur.	94
B.1. Programmablauf	94
B.2. Codeorganisation	98
Anhang C. PSpice Libraray File für das Modell einer SOS-Diode.	100
Anhang D. Formelzeichen	101
Danksagungen	103
Literaturverzeichnis	104

1. Einleitung und Zielsetzung

In den letzten Jahren hat die Hochleistungsimpulstechnik zunehmend industrielle Anwendungen in Gebieten wie der Elektroimpulszerlegung von Verbundwerkstoffen und Werkstoffverbänden für das Recycling der hochwertigen Komponenten [40], der Zerstörung chemisch toxischer Substanzen durch die Erzeugung von Oxidantien in Plasmaentladungen, der Oberflächenbehandlung von Werkstoffen mit gepulsten Teilchenstrahlen [41, 42], und der irreversiblen Elektroporation biologischer Zellen mit Hilfe starker gepulster elektrischer Felder gefunden [8]. Für diesen industriellen Einsatz werden zuverlässige und kompakte Hochspannungsimpulsgeneratoren mit hoher Repetitionsrate, langer Lebensdauer und geringen Anlagenkosten benötigt.

Eine attraktive Möglichkeit, diesen Anforderungen gerecht zu werden, bieten Generatoren mit induktiven Energiespeichern, in denen die elektrische Energie im Magnetfeld zwischengespeichert wird. Gegenüber der kapazitiven Speicherung im elektrischen Feld besitzt diese Art der Energiespeicherung eine um bis zu zwei Größenordnungen höhere Speicherdichte und die Möglichkeit auf einfache Weise eine sehr hohe zeitliche Kompression der Energiefreisetzung zu erreichen. Obwohl die vollständige Realisierung dieses Prinzips immer noch mit vielen Problemen verbunden ist, kann die Kompressionseigenschaft dieser Speicher bereits heute vorteilhaft in der Ausgangsstufe von Generatoren eingesetzt und eine erhebliche Reduktion der Generatorabmessungen erreicht werden.

Für die Verwendung induktiver Energiespeicher ist der Einsatz von Öffnungsschaltern erforderlich. Unter den möglichen Öffnungsschaltertypen sind Halbleiteröffnungsschalter für den Einsatz in industriellen Generatoren am besten geeignet. Sie sind relativ einfach zu handhaben und besitzen eine praktisch unbegrenzte Lebensdauer von bis zu 10^{11} Impulsen. Außerdem ermöglichen sie Schaltraten von bis zu 1 kHz.

Als aussichtsreichster Typ unter den Halbleiteröffnungsschaltern gilt der sogenannte Semiconductor Opening Switch (SOS), der vor ca. 10 Jahren erstmals experimentell vorgestellt wurde. Mit diesem Schalter können Stromdichten von bis zu 60 kA/cm^2 innerhalb von wenigen Nanosekunden unterbrochen werden.

Obwohl es mehrere experimentelle und theoretische Untersuchungen über SOS gibt [11], sind einige Aspekte des Schaltverhaltens immer noch unklar. Vor allem fehlt eine genauere Untersuchung der physikalischen Vorgänge während der Stromunterbrechung. Außerdem wurde der Zusammenhang zwischen der äußeren Beschaltung und den physikalischen Prozessen innerhalb der Diode bisher ungenügend untersucht. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit war es, ein einfaches und dennoch genaues Modell des Schalters für die Verwendung in Schaltungssimulatoren wie PSpice zu entwickeln.

Im einzelnen wurden im Rahmen dieser Arbeit die folgenden Ziele verfolgt:

-
- Entwicklung eines Simulationscodes zur Untersuchung der physikalischen Prozesse innerhalb des Halbleiteröffnungsschalters.
 - Eine detaillierte Untersuchung der Stromunterbrechung in diesen Schaltern mit Hilfe des entwickelten Codes, zur Bestimmung des Einflusses der Halbleiterstruktur auf den Öffnungsprozess.
 - Entwicklung eines vereinfachten Modells des Schalters für den Einsatz in kommerziellen Schaltungssimulatoren.
 - Untersuchung möglicher Schaltungen für den Einsatz der Halbleiteröffnungsschalter.
 - Experimentelle Untersuchungen der SOS-Halbleiterschalter.

Die Arbeit gliedert sich in sechs Kapitel.

Im zweiten Teil werden die Grundlagen der Impulserzeugung mit kapazitiven und induktiven Energiespeichern beschrieben und dabei verschiedene Öffnungsschaltervarianten verglichen. Weiterhin werden in diesem Kapitel die grundlegenden physikalischen Prozesse im Inneren des Halbleiteröffnungsschalters beschrieben und mögliche, für den Betrieb mit Halbleiteröffnungsschaltern geeignete Schaltungslösungen diskutiert.

Im dritten Kapitel wird das Simulationsmodell zur Abbildung der physikalischen Vorgänge im Halbleiteröffnungsschalter beschrieben, das die Basis für den Simulationscode POSEOSS darstellt. Weiterhin werden in diesem Kapitel die mit dem Code POSEOSS erzielten Simulationsergebnisse dargestellt und der Einfluss verschiedener Eigenschaften der Diodenstruktur auf den Öffnungsvorgang untersucht. Dabei werden auch die Zusammenhänge zwischen der Beschaltung und der Halbleiterstruktur betrachtet.

Im vierten Kapitel werden die POSEOSS Simulationsergebnisse zur Formulierung eines Schaltermodells für die Verwendung in dem Schaltungssimulator PSpice benutzt. Das PSpice - Modell kann zur Simulation von realen Generatoren eingesetzt werden. Außerdem wird in diesem Kapitel ein neuer Generatortyp vorgestellt, der aus einer seriellen Anordnung von Halbleiteröffnungsschaltern und Induktivitäten besteht und die nach dem Öffnen der Schalter parallel entladen wird. Die Vorteile dieser Generatoranordnung werden diskutiert.

Das fünfte Kapitel beschreibt die experimentellen Untersuchungen an Halbleiteröffnungsschaltern und den Vergleich mit den Simulationsergebnissen.

Das letzte Kapitel schließt die Arbeit mit einer Diskussion der Ergebnisse ab.

Die Anhänge A und B enthalten Informationen über die Bedienung und Organisation von POSEOSS. Im Anhang C ist der Inhalt der PSpice Bibliotheksdatei des Halbleiteröffnungsschalter dargestellt.

2. Grundlagen und Literaturüberblick

2.1. Prinzipieller Aufbau und Eigenschaften von Hochleistungsimpulsenergiegeneratoren

Jeder Generator zur Erzeugung von Hochleistungsimpulsen beruht darauf, dass ein Energiespeicher bei relativ geringer Ladeleistung langsam aufgeladen und durch Betätigen eines Schalters schnell entladen wird. Dadurch wird stets eine Leistungsmultiplikation erzeugt. Um den gewünschten Multiplikationsfaktor zu erreichen, muss dieser Vorgang unter Umständen mehrfach hintereinander ausgeführt werden.

Eine Hochleistungsimpulsanlage beinhaltet also eine oder mehrere Kompressionsstufen, von denen jede im wesentlichen aus einem Energiespeicher und einem Schalter besteht. Die elektrische Energie kann entweder kapazitiv im elektrischen Feld oder induktiv im magnetischen Feld gespeichert werden. In Abb. 2-1 sind die möglichen Kompressionsstufen dargestellt. Als Last kann dabei eine weitere Kompressionsstufe eingesetzt werden.

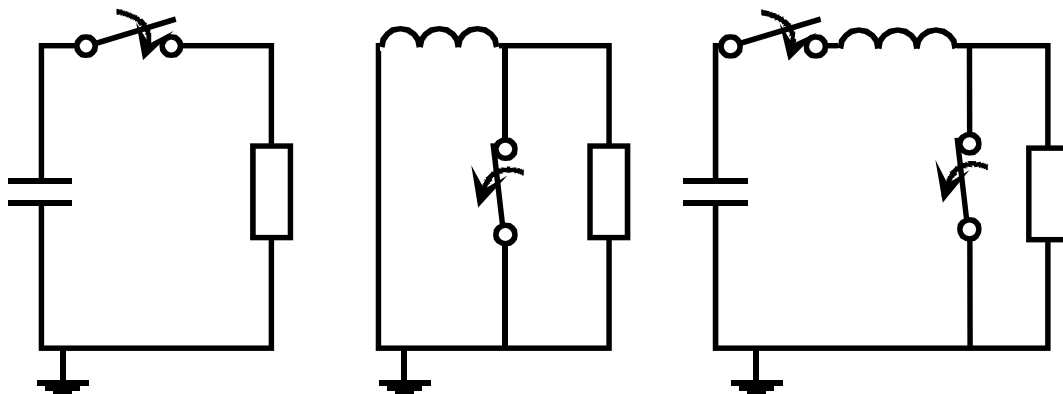


Abb. 2-1. Schematische Darstellung der Energiekompressionsstufen
a) Mit einem kapazitiven Energiespeicher
b) Mit einem induktiven Energiespeicher
c) Mit einem induktiven Energiezwischenspeicher.

Die induktive (Abb. 2-1b) bietet im Vergleich zur kapazitiven Energiespeicherung bedeutende Vorteile:

1. Die Energiedichte in einem induktiven Energiespeicher (IES) ist theoretisch um zwei Größenordnungen höher als in einem kapazitiven Energiespeicher (KES) [1]. Da der Energiespeicher i.a. den voluminösesten Teil darstellt, erlaubt der Einsatz eines induktiven Energiespeichers eine erhebliche Verkleinerung des Generators. Dieser Vorteil lässt sich auch in der Ausgangsstufe eines Generators nutzen. Dabei wird ein induktiver

Energiespeicher zusammen mit dem Öffnungsschalter anstelle der impulsformenden Leitung verwendet.

2. Weiter kann man die parasitären Induktivitäten, die für einen KES ein großes Problem darstellen, als Teil des IES verwenden. Dabei werden teure und platzraubende Elemente wie Wasserkondensatoren, die in einem Generator mit KES oft zur Energie-zwischenspeicherung nötig sind, vermeidbar.
3. Die Verwendung von IES erfolgt normalerweise bei geringeren Spannungen, was den Aufbau und Betrieb einer Anlage vereinfacht [2].

Es gibt aber auch Probleme (meist technischer Art), die den Einsatz eines IES zur Erzeugung von Leistungsimpulsen erschweren:

1. Die Realisierung eines Öffnungsschalters, der für die schnelle Stromunterbrechung beim Einsatz eines IES notwendig ist, stellt allgemein ein technisches Problem dar, das wesentlich komplizierter ist, als die Herstellung eines Schließschalters.
2. Wegen der hohen Verluste ist die Energiespeicherung in einem gewöhnlichen IES nicht für lange Zeiten möglich. Das ist aber für manche Anwendungen wünschenswert.
3. Der theoretisch maximale Wirkungsgrad der Energieübertragung zwischen zwei Kompressionsstufen mit IES ist halb so groß wie der zwischen zwei KES – Stufen (siehe dazu Abschnitt 2.4.1).

Aus diesen Gründen lässt sich der attraktive Vorteil eines IES, nämlich die hohe Energiespeicherdichte, bis jetzt kaum nutzen. Die anderen vorteilhaften Eigenschaften des IES (2-4 oben) lassen sich jedoch nutzen, indem man die letzte Kompressionsstufe des Generators nach dem Schema der Abb. 2-1c aufbaut. Dieses Konzept wird seit einiger Zeit sowohl in großen Einzelpulsanlagen [4, 5, 6] als auch in industriellen Generatoren [7, 8] vielfältig eingesetzt.

Bei der Verwendung eines IES in der letzte Kompressionsstufe haben die Probleme, die unter 2 und 3 angesprochen wurden, keine große Bedeutung, da die Energie nur für eine kurze Zeitdauer induktiv gespeichert werden muss und die Energieübertragung in die i.a. niederinduktive Last mit hohem Wirkungsgrad erfolgt. Die entscheidende Rolle in solchen Anordnungen kommt dem Öffnungsschalter zu, der hier als Ausgangsverstärker wirkt.

2.2. Vergleich existierender Öffnungsschalter

Zu den aussichtsreichsten Typen von Öffnungsschaltern, gehören Drahtexplosionsschalter [9], Plasmaöffnungsschalter [10], Halbleiterschalter [11] und die relativ neuen Diamantschalter

[12], wobei die ersten zwei Typen meistens für große Einzelpulsanlagen und die letzten beiden für Industrieanwendungen geeignet erscheinen.

Die ersten Öffnungsschalter, die zur Impulserzeugung in einer Schaltung mit induktivem Energiespeicher eingesetzt wurden, basierten auf dem Prinzip der elektrischen Drahtexplosion. Dabei führen hohe Ströme (Stromdichten von 10^5 - 10^9 A/cm²) in einem dünnen elektrischen Leiter zu einer Überhitzung und explosionsartigen Verdampfung des Leitermaterials. Dabei verliert der Leiter schnell an Leitfähigkeit, was zur Stromunterbrechung und zum Spannungsanstieg an der Kreisinduktivität führt [13]. Da der eigentliche Schalter bei der Stromunterbrechung zerstört wird, ist hier ein Betrieb mit hoher Wiederholungsfrequenz prinzipiell unmöglich. Allerdings sind mechanische Anordnungen zum schnellen Drahtwechsel verfügbar, die Repetitionsraten von einigen Hertz ermöglichen [9].

Das Grundprinzip des Plasmaöffnungsschalters besteht darin, dass eine Vakuumstrecke zwischen zwei Elektroden vor dem Generatorimpuls mit Plasma überbrückt wird. Diese Plasmabrücke wird mit Hilfe eines externen Plasmagenerators erzeugt. Der zu unterbrechende Strom entfernt dann das Plasma aus der Strecke entweder durch Erosion oder durch den magnetischen Druck des Stromes. Die Plasmaentfernung führt zur Stromunterbrechung und zur Energieübertragung an die Last [13]. Mit einem Plasmaschalter ist es möglich, Pulsströme von einigen MA zu unterbrechen. Deswegen werden Plasmaschalter, die man zur Impulserzeugung sowohl in Mikrosekunden- [2] als auch in Nanosekundenbereichen [4] einsetzen kann, in fast jeder großen Versuchsanlage als Ausgangsverstärker verwendet [4, 5, 6]. Die Physik der Prozesse in einem Plasmaschalter hat sich als äußerst komplex herausgestellt und ist schon seit längerem Gegenstand intensiver Forschung.

In der Arbeit von Krishnan et al. [12] wurden die Möglichkeiten untersucht, Diamant als Schaltelement zur Stromunterbrechung zu verwenden. Die günstigen Eigenschaften von Diamant, wie die sehr hohe elektrische Durchbruchfestigkeit (eine 10 mm dicke Struktur kann einer Spannung von etwa 25-50 kV isolieren), die sehr hohe thermische Leitfähigkeit, die hohe Betriebstemperatur sowie hervorragende mechanische Eigenschaften machen seine Anwendung als Öffnungsschalter sehr attraktiv. Da es heute möglich ist geeignete Diamantstrukturen künstlich herzustellen, erscheinen die Kosten eines solchen Schalters ebenfalls akzeptabel. Um die elektrische Leitfähigkeit eines Diamantschalters während der Leitungsphase zu kontrollieren, wird ein Elektronenstrahl eingesetzt. Wenn der Strahl dann magnetisch von der Oberfläche des Schalters abgelenkt wird, kommt es zum Stromabbruch. Da die Untersuchungen zu diesem Thema noch am Anfang stehen, lassen sich gegenwärtig die Einsatzmöglichkeiten des Diamantschalters noch nicht abschließend bewerten. Allerdings ist die Notwendigkeit eines Elektronenstrahls ein erhebliches Handikap.

Den Einsatz einer Halbleiterdiode als Öffnungsschalter zur Erzeugung von Hochleistungsimpulsen wurde erstmals von Grekhov et al. [14] vorgeschlagen. Um den Strom

zu unterbrechen wird eine Diode zuerst durch einen Impuls in Durchlassrichtung mit Ladungsträgern gepumpt, die dann während des Arbeitsimpulses aus der Basis entfernt werden. Das führt zu einer starken Verringerung der Leitfähigkeit und zur Energieübergabe an die Last. Es kann gezeigt werden, dass durch eine entsprechende Auswahl der Impulscharakteristiken und durch Einstellung eines geeigneten Dotierungsprofils in der Diode, die Öffnungszeit sehr kurz (~ 1 ns) gemacht werden kann (siehe auch weiter unten). Dieser Effekt wurde bei der Entwicklung von sogenannten Drift Step Recovery Diodes (DSRD) ausgenutzt. Eine solche Diode kann aber nur eine maximale Stromdichte von etwa 200 A/cm^2 unterbrechen [11], was für die Ziele der Hochleistungsimpulstechnik unzureichend ist. Mit der Entdeckung des Semiconductor Opening Switch (SOS) Effekts [15] ist es jedoch möglich geworden, Schalter auf der Basis von Halbleiterdioden zu bauen, die Ströme bei Stromdichten von bis zu 10^4 A/cm^2 in einer Zeit von $0.1 - 10$ ns unterbrechen können. Über die Verwendung von SOS – Dioden in Impulsgeneratoren wurde in zahlreichen Arbeiten berichtet [16, 17, 18].

In Tabelle 1 sind die wichtigsten Eigenschaften der hier kurz vorgestellten Typen von Öffnungsschaltern zusammengefasst.

Tabelle 2-1. Eigenschaften der Öffnungsschalter.

	Drahtexplosions-schalter	Plasmaschalter	Diamantschalter	Halbleiterschalter
Öffnungszeit	$\mu\text{s-ms}$	Je nach Typ im $\mu\text{s-}$ oder ns-Bereich	$1-10 \text{ ns}$	$0.1 - 10 \text{ ns}$
Unterbrechbare Ströme	MA	MA	einige kA	einige kA
			zur Stromerhöhung können mehrere Schalter parallel geschaltet werden	
Arbeitsfrequenz	Geringe Repetitionsfrequenz	Geringe Repetitionsfrequenz	10 Hz	Bis zu 1 kHz
Lebensdauer	einen Schuss	Begrenzt (Elektrodenerosion)	?	Praktisch unbegrenzt (10^{11})
Aufbau	Nachführmechanik erforderlich	Zur Plasmaerzeugung sind externe Geräte notwendig	Extern erzeugter Elektronenstrahl erforderlich	Einfacher Aufbau, spezielles Dotierungsprofil

Wie man aus der Tabelle erkennen kann, sind Halbleiteröffnungsschalter durch ihre hohe Arbeitsfrequenz und Lebensdauer und auch durch ihren relativ einfachen Aufbau gekennzeichnet. Das macht ihre Verwendung in industriellen Anlagen besonders vorteilhaft.

In weiteren Abschnitten dieses Kapitels werden verschiedene Aspekte der Anwendung von Halbleiteröffnungsschaltern näher erläutert.

2.3. Physik der Halbleiteröffnungsschalter

2.3.1. Funktionsprinzip

Ein Halbleiteröffnungsschalter stellt im allgemeinem Fall eine $p^+ - s - n^+$ - Struktur da, wobei mit s eine im Vergleich zu den Randgebieten schwachdotierte Basis bezeichnet ist. Die Auswahl einer solchen Geometrie ist dadurch bestimmt, dass der einfache pn -Gleichrichter die Forderungen nach möglichst großer Sperrfähigkeit und nach möglichst hoher Stromtragfähigkeit nicht gleichzeitig erfüllen kann [19]. Die Anwesenheit der Dotierung in der Basis unterscheidet die hier betrachteten Strukturen von so genannten $p-i-n$ - Gleichrichtern.

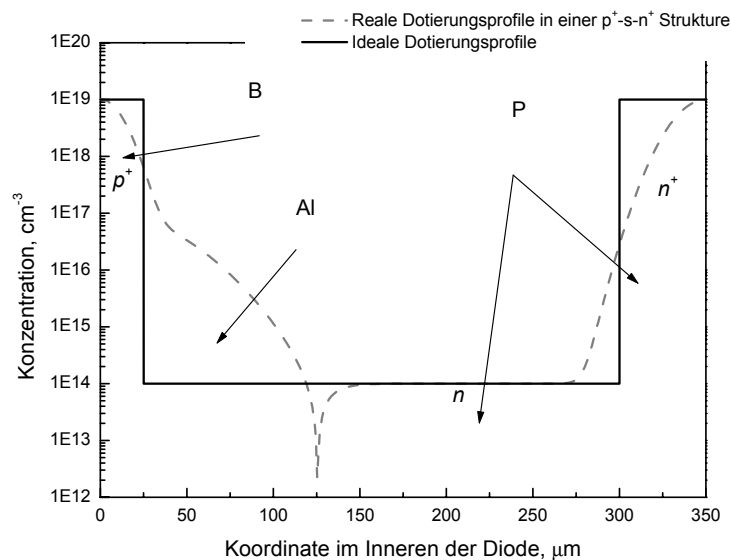


Abb. 2-2. Dotierungsprofil in $p-i-n$ und $p^+ - s - n^+$ - Strukturen (hier mit einer n -Typ-Basis).

Der zu unterbrechende Impuls wird in Sperrichtung an die Diode angelegt. Um den Strom vor der Unterbrechung anwachsen zu lassen, muss die Diode für eine bestimmte Zeit in Sperrichtung eine hohe Leitfähigkeit besitzen. Das wird dadurch erreicht, dass man zuerst einen Impuls in Durchlassrichtung anlegt, der die Basis der Diode mit Ladungsträgern füllt. Diesen Vorimpuls in Durchlassrichtung bezeichnet man als Ladevorgang in Vorwärtsrichtung, den darauf folgenden Impuls in Sperrichtung, der die Ladungsträger aus der Basis entfernt und den Diodenwiderstand wiederherstellen soll, wird als Entladevorgang bezeichnet.

2.3.2. Ladevorgang in Vorwärtsrichtung

Während des Pumpvorgangs in Durchlassrichtung dringen Ladungsträger aus den hochdotierten Randgebieten in die schwachdotierte Basis der Diode ein. Da sogar kleine Unterschiede in der Konzentration von Elektronen und Defektelektronen zur Entstehung von sehr hohen elektrischen Feldern führen [19], kann man annehmen, dass in der Basis der Diode elektrische Neutralität herrscht, also überall in der Basis gilt: $n(x) = p(x)$. Dabei sind $n(x)$ die Konzentration der Elektronen und $p(x)$ die Konzentration der Löcher. Die elektrisch neutrale Menge der injizierten Ladungsträger wird dabei als Plasma bezeichnet.

Die zeitliche Abhängigkeit der Plasmakonzentration während des Pumpvorgangs wurde in den Arbeiten [21, 14] untersucht. Unter Annahme einiger Vereinfachungen, von denen die wichtigste die Vernachlässigung von Diffusionseffekten ist [21], kann das Eindringen von Plasma aus der hochdotierten p^+ -Region in die n -Basis durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$\frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = - \frac{bN_d i(t)}{e[(b+1)n(x,t) + bN_d]^2} \frac{\partial P(x,t)}{\partial x} \quad (2-1)$$

wobei e - die Elementarladung, $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$, μ_n, μ_p - die Elektronen-, beziehungsweise Defektelektronenbeweglichkeit, N_d - die Dotierungskonzentration der Basis (hier Donatoren), $i(t)$ - die Stromdichte und $P(x, t)$ - die Konzentration des injizierten Plasmas sind.

Mit zunehmender Füllung der Basis mit Plasma sinkt der Widerstand der Diode. Dieser Effekt wird als Leitfähigkeitsmodulation bezeichnet und führt während des Pumpvorgangs in einem Schaltkreis mit Halbleiteröffnungsschalter zu einem geringen Strom in der Last (siehe dazu auch die weiteren Kapitel).

Unter quasistationären Bedingungen (d.h., wenn der Strom in Durchlassrichtung konstant bleibt) kann die Plasmaverteilung in der Basis einer idealen p - i - n Diode durch Gleichung 2-2 beschrieben werden [22]:

$$P(x) = \frac{\tau}{2eL_{amb}} i_F \left[\frac{\cosh \frac{x}{L_{amb}}}{\sinh \frac{d_M}{L_{amb}}} - B \frac{\sinh \frac{x}{L_{amb}}}{\cosh \frac{d_M}{L_{amb}}} \right] \quad (2-2)$$

$B = \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p}$, $\vartheta = \frac{kT}{e}$ - thermisches Potential, i_F - konstante Stromdichte,

$L_{amb} = \sqrt{2 \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n + \mu_p}} \vartheta \tau$ - ambipolare Diffusionslänge, wobei τ die Lebensdauer der Ladungsträger ist.

Mit der Einführung der mittleren Ladungsträgerkonzentration: $\bar{n} = \frac{1}{2d_M} \int_{-d_M}^{d_M} P(x) dx$ erhält man für die Stromdichte in Durchlassrichtung:

$$i_F = \frac{2d_M e \bar{n}}{\tau} \quad (2-3)$$

Aus der letzten Gleichung wird klar, dass die Stromdichte in Durchlassrichtung dadurch verursacht wird, dass die Ladung $2d_M e \bar{n}$ innerhalb der Lebensdauer τ genau einmal durch Rekombination vernichtet wird.

Obwohl die oben dargestellte Betrachtung sich auf den vereinfachsten Fall einer idealisierten Diode bezieht, lassen sich daraus einige allgemeine Schlussfolgerungen ziehen:

- Die injizierten Ladungsträger konzentrieren sich an den Basisgrenzen. Wobei das Verhältnis der Ladungsträgerkonzentrationen an den p^+ und n^+ Grenzen etwa dem Verhältnis der Beweglichkeiten entspricht.
- Durch Rekombination vernichtete Ladung bedeutet Energieverluste. Um diese Verluste so gering wie möglich zu halten, muss die Rekombinationszeit in den Halbleiteröffnungsschaltern möglichst groß gemacht werden. Weiter müssen die Pump- und Stromtragzeiten viel kürzer als die mittlere Lebensdauer der injizierten Ladungsträger sein.

2.3.3. Entladevorgang (Inverser Stromfluss)

Die theoretische Beschreibung des Rückwärtspumpvorgangs in einem Halbleiteröffnungsschalter ist wesentlich komplizierter als die des Pumpvorgangs in Vorwärtsrichtung, da erstens die Neutralität des mittleren Gebiets teilweise nicht erhalten bleibt und zweitens ein stationärer Zustand nicht mehr möglich ist [22]. Im allgemeinen Fall müssen hier auch die Rekombinationseffekte berücksichtigt werden.

2.3.3.1. Ideale Diode

Für eine ideale Diode wurde die Analyse der Plasmaentfernung durch den Sperrstrom aus dem stationären Zustand 2-2, unter der Bedingung, dass die Sperrstromdichte i_R konstant bleibt und $i_R \gg i_F$ gilt, von Benda et al. [22] durchgeführt. Die wichtigsten Ergebnisse dieser Untersuchung, die auch für den allgemeineren Fall interessant sind, werden hier zusammengefasst.

Der Strom an den Grenzen der Basis wird durch Diffusion verursacht, weil das elektrische Feld wegen der hohen Ladungsträgerkonzentration dort minimal ist. An der p^+ Grenze wird dieser Strom durch Defektelektronen und an der n^+ -Grenze durch Elektronen getragen. Wenn die Stromdichte entlang der Diode konstant bleibt, folgt daraus:

$$D_n \left. \frac{\partial P}{\partial x} \right|_{x=+d} = D_p \left. \frac{\partial P}{\partial x} \right|_{x=-d} \rightarrow \frac{\partial P / \partial x|_{x=-d}}{\partial P / \partial x|_{x=+d}} = \frac{D_n}{D_p} \quad (2-4)$$

Das heißt, dass am p^+ Rand der Basis der Plasmarand steiler abfällt, da fast immer $D_n > D_p$ gilt. Damit wird am p^+ Rand die Plasmakonzentration früher auf Null sinken. In dem Gebiet wo die Plasmakonzentration bis auf die Substratkonzentration gesunken ist, kann die Neutralität nicht mehr aufrechterhalten werden und es bildet sich dort eine Raumladungszone aus.

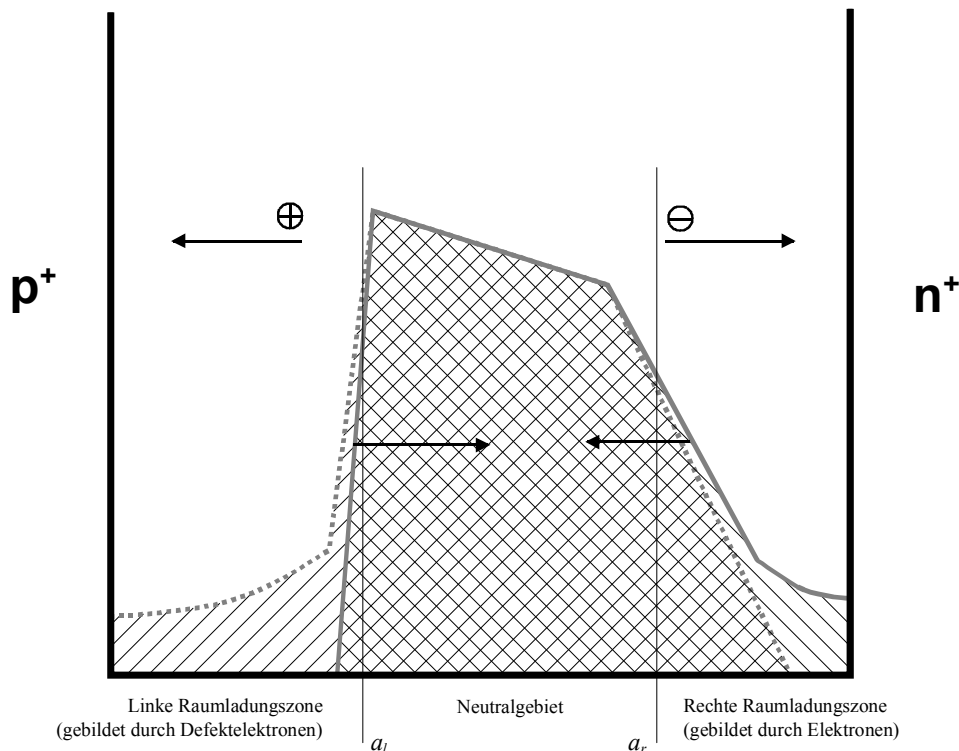


Abb. 2-3. *Entwicklung der Plasmakonzentration in der Basis einer idealen Diode. Dicke schwarze Linie in dieser Abbildung bezeichnet den Dotierungsverlauf in einer idealen Diode.*

Die Grenzen des Neutralitätsgebiets bewegen sich dann mit folgenden Geschwindigkeiten aufeinander zu (siehe Abb. 2-3):

$$\left| \frac{da_l}{dt} \right| = \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} \frac{i_R}{e\bar{n}}; \quad \left| \frac{da_r}{dt} \right| = \frac{\mu_p}{\mu_n + \mu_p} \frac{i_R}{e\bar{n}} \quad (2-5)$$

Die Spannungsverteilung über dem mittleren Gebiet hängt dabei von der Substratkonzentration ab und ist am Rand des pn -Übergangs größer.

Zu einer Stromunterbrechung kommt es nach diesem Modell, wenn die beiden Grenzen des Neutralgebiets aneinander stoßen und damit die injizierten Ladungsträger aus der Basis der Diode entfernt worden sind. Um einen Eindruck von der Dauer dieses Prozesses zu gewinnen, setzt man für die mittlere Teilchendichte und die Stromdichte typische Werte an, z. B. $\bar{n} = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $i_R = 10^3 \text{ A/cm}^2$. Für eine Diode mit einer Basis von $300 \mu\text{m}$ Breite erhält man dann eine Zeitdauer von ca. $1 \mu\text{s}$, die notwendig ist, um die Basis von injizierten Ladungsträgern zu befreien. Diese relativ lange Zeitdauer ist für den Einsatz als Öffnungsschalter ungeeignet. Die lange Öffnungszeit ist dabei eine Folge der zu großen Füllung des mittleren Gebiets mit injizierten Ladungsträgern.

2.3.3.2. Drift Step Recovery Diode

Um den Entladevorgang zu beschleunigen wurde von Grekhov [14] vorgeschlagen, die Diode mit einem kurzen Impuls zu pumpen. Die Pumpimpulsdauer wird dabei durch folgende Ungleichung bestimmt:

$$t_F \ll \frac{\epsilon\epsilon_0}{eN_d} \cdot \frac{U}{\vartheta} \cdot \frac{\mu_n + \mu_p}{\mu_n\mu_p} \quad (2-6)$$

Die Bedingung (2-6) fordert, dass die Pumpimpulsdauer so zu wählen ist, dass die Breite der Plasmaschicht am $p^+ - s_n$ Rand viel kleiner als die Breite der Raumladungszone ist, die beim Anlegen der Ausgangsspannung U entsteht.

Wenn diese Bedingung erfüllt ist, werden die injizierten Ladungsträger, während der Phase hoher Leitfähigkeit bei Polung in Sperrichtung, aus der Mitte der Basis gleichzeitig mit der Vernichtung der Plasmaschicht am $p^+ - s_n$ Rand entfernt. Die danach erfolgende Entfernung der intrinsischen Ladungsträger aus der Basis und damit die Stromunterbrechung, vollzieht sich in der Zeit $t_{\text{off}} = d/V_S$. Dabei steht V_S für die Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger, die etwa 10^7 cm/s beträgt. Dieser Effekt wird in sogenannten Drift Step Recovery Dioden (DSRD) benutzt, die man als Halbleiteröffnungsschalter einsetzen kann [11, 23].

Das Problem beim Einsatz von DSRD besteht darin, dass gerade vor dem Öffnen der Diode der Strom durch Majoritätsträger getragen wird, was die maximale zu unterbrechende Stromdichte $J_m = eN_d V_S$ auf etwa 200 A/cm^2 beschränkt. Aus diesem Grund sind ihre Einsatzmöglichkeiten in der Impulsleistungstechnik begrenzt.

2.3.3.3. Semiconductor Opening Switch

Seit Mitte der neunziger Jahre ist bekannt, dass bei bestimmten Bedingungen während der Lade- und Entladevorgänge in Halbleiterdioden mit einem Diffusionsdotierungsprofil eine schnelle Unterbrechung von sehr hohen Stromdichten möglich ist. Bei den beschriebenen Untersuchungen wurden Stromdichten von bis zu 10^4 A/cm² und Stromabbrisszeiten von etwa 10 ns realisiert. Dieser Befund wird als Semiconductor Opening Switch (SOS) Effekt bezeichnet [15].

Die Ergebnisse der Untersuchungen, die zur Entdeckung des SOS-Effekts geführt haben, sind in Abb. 2-4 dargestellt [24]. Für diese Untersuchungen wurde die Diode mit parallel geschalteter Widerstandslast in einen Schwingkreis eingebaut. Der Pumpvorgang in Durchlassrichtung entsprach dabei der ersten Halbperiode der Schwingung. Während der zweiten Halbperiode wurde der Strom unterbrochen. Für die Untersuchungen wurden die Periode und die Stromamplitude der Schwingungen variiert (Kurven 1 in der Abb. 2-4). Bei bestimmten Verhältnissen zwischen diesen beiden Parametern (die entsprechenden Bereiche sind in der Abb. 2-4 durch die Rechtecke in der linken oberen Ecke gekennzeichnet) fand die Stromunterbrechung sehr schnell statt (Kurve 2 in Abb. 2-4).

Die Halbleiterdioden mit den Bezeichnungen SDL und KC, die in diesen Untersuchungen verwendet wurden, sind in Russland gebräuchliche Typen. Im Vergleich zu den SDL-Dioden besitzen jene vom Typ KC eine halb so große Basisbreite und eine um eine Größenordnung geringere Lebensdauer der Ladungsträger. Entsprechend ist auch der Arbeitsbereich zu kürzeren Pumpzeiten und höheren Pumpströmen hin verschoben.

Weitere Untersuchungen [18, 25] haben gezeigt, dass unter SOS Betriebsbedingungen, der Strom nicht in der Basis der Diode unterbrochen wird, sondern in den hochdotierten Randbereichen. Dabei bleibt die Basis der Diode mit Plasma gefüllt, was eigentlich die Unterbrechung noch höherer Ströme erlauben würde. Die Anwesenheit von Ladungsträgern in der Basis zum Zeitpunkt der Öffnung bedeutet auch, dass beim SOS-Effekt keine vollständige Stromunterbrechung stattfindet. Der Strom durch die Diode nimmt wegen eines schnellen Anwachsens des Widerstands in den hochdotierten Regionen von einigen kA auf einige zehn A ab. Für die Impulserzeugung an der Last spielt das keine große Rolle, da es dabei auf eine hohe Stromänderungsrate di/dt ankommt und die ist mit 10^{12} A/cm² s ausreichend groß.

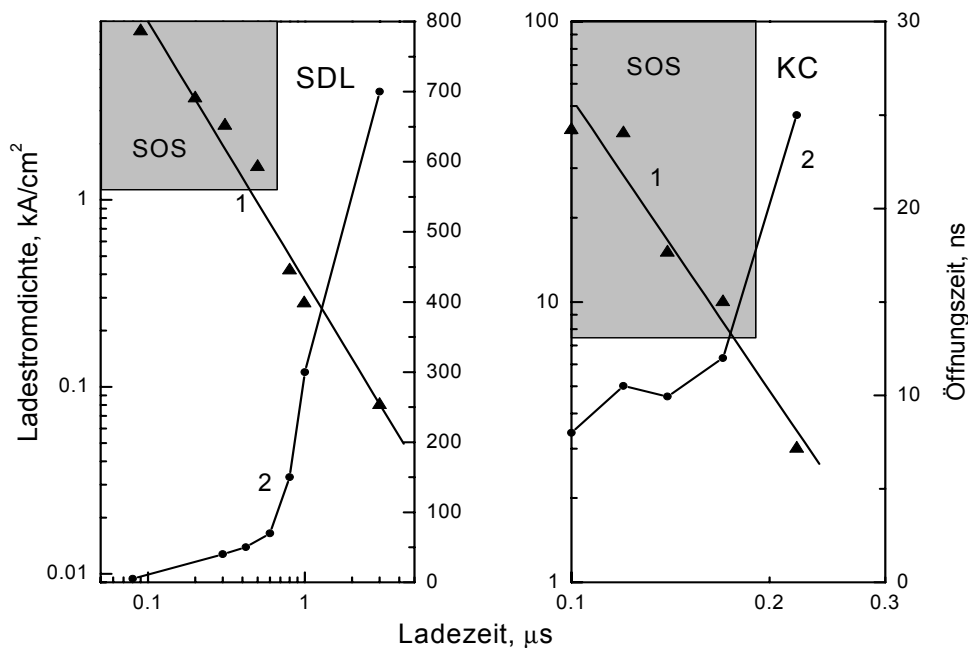


Abb. 2-4. Experimentell bestimmte Parameterbereiche in denen der SOS-Effekt beobachtet wurde. Dargestellt sind die Ergebnisse für zwei verschiedene Diodentypen (SDL und KC). Kurve 1: Ladestromdichte (linke Skala), Kurve 2: Öffnungszeit (rechte Skala).

Die nicht notwendige vollständige Plasmaentfernung aus der Basis der SOS-Diode bringt noch einen weiteren wesentlichen Vorteil mit sich, und zwar, dass für das Pumpen bei Polung in Durchlass- bzw. Sperrrichtung derselbe Schwingkreis verwendet werden kann. Die Ladungsmenge, die aus der SOS-Diode entfernt werden muss, um den Strom zu unterbrechen, ist kleiner, als die während des Pumpvorgangs durch die in Durchlassrichtung gepolte Diode geflossene. Deswegen findet die Stromunterbrechung im Schwingkreis bereits zu einem Zeitpunkt statt, an dem der Strom noch nicht Null geworden ist. Ein großer Teil der Energie ist dann noch im magnetischen Feld gespeichert und kann in die Last übertragen werden. Im Fall einer DSRD-Diode ist dies prinzipiell unmöglich, da hier die gesamte eingebrachte Ladung entfernt worden sein muss bevor die Stromunterbrechung beginnt.

Es hat sich aber gezeigt, dass in einer Anordnung mit nur einem Schwingkreis die Stromübergabe von einem induktiven Energiespeicher in die Last nicht mit optimalem Wirkungsgrad stattfindet. Um die Effizienz zu verbessern, müssen die Schwingkreise für beide Polungen verschieden sein, so dass die Ladungsträgererosion mit einer im Vergleich zum Injektionsimpuls höheren Stromamplitude und in einer verkürzten Zeit erfolgen kann. Die speziellen Schaltungslösungen, die das ermöglichen, werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

Man muss aber auch anmerken, dass die Ladungsträger, die in der Diodenbasis hinterlassen wurden, dann durch Rekombination verschwinden müssen, bevor der Schalter wieder einsatzbereit ist. Die mit diesen Ladungsträgern verbundene Energie geht dabei verloren. Man kann also keinen zu hohen Wirkungsgrad beim Einsatz der SOS-Dioden als Öffnungsschalter erwarten.

Eine Möglichkeit den Wirkungsgrad der SOS-Dioden zu steigern, besteht in der Verkürzung der Öffnungszeit.

Es konnte gezeigt werden, dass eine Vergrößerung des p^+ - Bereichs in der Basis der Diode zu einer Verkürzung der Öffnungszeit führt [26]. Die Eigenschaften der auf diese Weise verbesserten Halbleiteröffnungsschalter sind in der Tabelle 1 zusammengefasst.

Eine weitere Reduzierung der Öffnungszeit ist durch Verkürzung des Erosionsimpulses möglich. Mit einem Impuls von 10-15 ns Dauer wurde dabei eine Stromunterbrechungszeit von 600 ps erreicht. Der Erosionsimpuls wird dabei mit einer anderen SOS - Kompressionsstufe erzeugt [27].

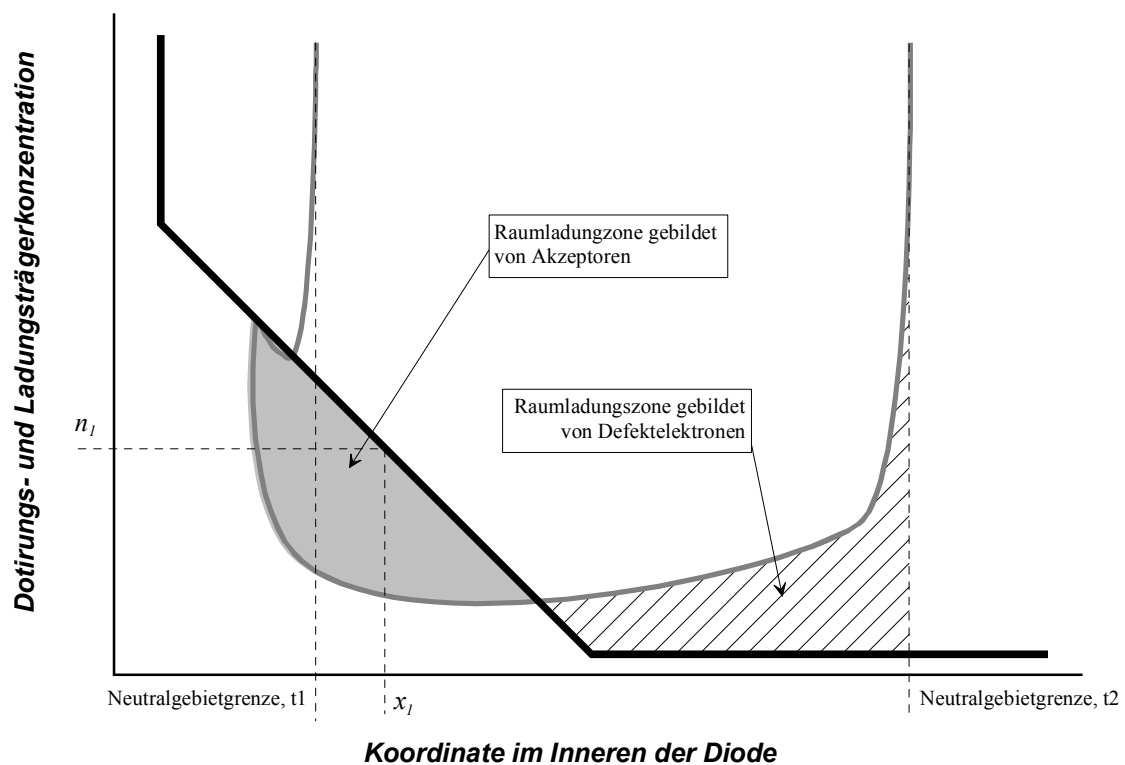


Abb. 2-5. Entstehung einer Raumladungszone mit hohem Widerstand in einer hochdotierten Region.

Die physikalischen Vorgänge in stark dotierten Regionen wurden in den Arbeiten von Benda und Spenke [22] und in der Arbeit von H. Benda und F. Dannhäuser [28] untersucht. Nach diesen Untersuchungen wird der Strom im plasmafreien Teil des p^+ -Gebietes durch Majoritätsträger getragen. Mit der Zeit bewegt sich die Plasmagrenze ins Innere der Diode

hinein und gelangt dabei in Regionen, die immer niedriger dotiert sind und damit auch eine immer geringere Zahl eigener Ladungsträger besitzen (Abb. 2-5). Irgendwann wird der Punkt erreicht (Punkt $nI-xI$ in der Abb. 2-5), wo alle zur Verfügung stehenden eigenen Ladungsträger notwendig sind, um die vorgegebene Stromdichte aufrecht zu erhalten. Mit weiterem Plasmarückgang aus dem hochdotierten Gebiet entsteht eine Raumladungszone und die Stromdichte nimmt ab, weil immer weniger Ladungsträger vorhanden sind. Man kann sagen, dass in diesem Fall der Widerstand der Diode mit der Abnahme der Dotierung anwächst. Die Geschwindigkeit dieses Wachstums wird durch die Geschwindigkeit der Plasmafronterosion bestimmt.

Weitere Untersuchungen zu diesem Thema werden im Kapitel 3 vorgestellt.

Eine einzelne SOS – Diode kann in Sperrichtung eine Spannung von etwa einem kV isolieren und eine Stromdichte von etwa 10^4 A/cm² unterbrechen, was bei den üblichen Querschnitten einem Strom von etwa einem kA entspricht. Um Impulsspannungen von einigen hunderte kV in der Last zu erzeugen, müssen mehrere Dioden in Serie geschaltet werden, während man eine Stromerhöhung durch parallele Schaltung von mehreren Dioden erreicht.

Die Synchronisation der einzelnen Dioden in einer parallelen Schaltung erfolgt automatisch dadurch, dass bei einer vorzeitigen Stromunterbrechung in einer Diode der Strom durch die anderen parallel geschalteten Dioden erhöht und damit der Öffnungsvorgang dort beschleunigt wird. Für die Synchronisation in der Serienschaltung sorgt eine verstärkte Erzeugung von Ladungsträger durch Stoßionisation, die in einer Diode mit vorzeitiger Öffnung stattfindet und zu einem Ausgleich der Spannungsverteilung über den in Serie geschalteten Dioden führt. Um eine gute Synchronisation zu erreichen, müssen allerdings die einzelnen Dioden passend ausgewählt werden [26].

2.3.4. Zusammenfassung

Aus dem hier vorgestellten Überblick kann man schließen, dass die Physik der Vorgänge, die in Halbleiterdioden stattfinden, zwar generell gut bekannt ist, dass der in den letzten Jahren entdeckte SOS-Effekt aber bis heute theoretisch unzureichend beschrieben wurde:

- Insbesondere fehlt bisher eine Verknüpfung zwischen den Parametern der Lade- und Entladevorgänge und den physikalischen Prozessen im Inneren des Schalters.
- Die Möglichkeiten durch Anpassung des Dotierungsprofils zu einer Verkürzung der Öffnungszeiten zu gelangen wurden nicht ausreichend untersucht.
- Der Einfluss der lokalen Rekombinationseigenschaften, die z.B. durch lokale Bestrahlung der Halbleiterstruktur mit Elektronen- oder Protonenstrahlen verändert werden können, auf das Schalterverhalten, wurde nicht untersucht.

In den weiteren Kapiteln der vorliegenden Arbeit werden diese Fragen behandelt.

2.4. Schaltungseigenschaften von Generatoren mit induktiven Energiespeichern (IES) und Halbleiteröffnungsschaltern.

2.4.1. Allgemeine Eigenschaften von Generatoren mit IES

Unabhängig vom Typ des verwendeten Öffnungsschalters besitzen Generatoren mit induktivem Energiespeicher einige Eigenschaften, deren Kenntnis für einen effizienten Einsatz von entscheidender Bedeutung ist. Ein sehr wichtiger Parameter jeder Kompressionsstufe in einem Impulsgenerator ist der Wirkungsgrad, mit dem die gespeicherte Energie an die Last (oder an eine weitere Kompressionsstufe) übertragen werden kann.

Der Wirkungsgrad einer Schaltung mit IES wird im wesentlichen durch die Art der Last bestimmt. Eine ausführliche Analyse für die verschiedenen Lasttypen wurde in zahlreichen Arbeiten [13, 29] durchgeführt, deswegen werden hier nur die Schlussfolgerungen dieser Untersuchungen zusammengefasst. In Tabelle 2 sind die theoretisch maximalen Wirkungsgrade für die drei wichtigsten Lasttypen gezeigt:

Tabelle 2-2. Wirkungsgrad des IES bei verschiedenen Lasttypen.

Last	Wirkungsgrad des Energietransfers
C (kapazitive Last)	Bis 100 %
R (resistive Last)	Der Wirkungsgrad wird vor allem durch den Schalter bestimmt und kann in Abhängigkeit von dessen Öffnungszeit und dessen Restwiderstand sehr unterschiedlich sein. Dieser Fall wird weiter unten näher betrachtet.
L (induktive Last)	25 % (50 % der gespeicherten Energie wird dabei im Schalter umgesetzt) [13, 29]

Im Fall einer kapazitiven Last kann mit einer idealen, von ohmschen Verlusten freien Anordnung ein maximaler Wirkungsgrad von 100 % erreicht werden. Leider sind reale Anwendungen, bei denen eine Kapazität in der Last eine entscheidende Rolle spielt, ziemlich selten. Man kann aber den hohen Wirkungsgrad dieser Anordnung zur Verbesserung der Energieübertragung bei anderen Lastarten nutzen, indem man zwischen dem IES und der eigentlichen Last eine kapazitive Zwischenstufe vorsieht. Das wurde in der Arbeit [13] diskutiert. Das Problem dabei besteht darin, dass mit dem Einbau eines Zwischenspeicherkondensators der wichtigste Vorteil der magnetischen Energiespeicherung, nämlich die hohe Energiedichte, wieder verloren geht, weil die Energie zwischenzeitlich im elektrischen Feld gespeichert werden muss.

Die geringe Energieübergabe von einer Kompressionsstufe mit IES an eine weitere induktive Last stellt ein Hindernis beim Aufbau von Generatoren mit ausschließlich magnetischen Energiespeichersystemen dar. Im Fall der kapazitiven Energiespeicherung ist der maximal mögliche Wirkungsgrad der Energieübertragung doppelt so groß. Das heißt, dass bei einer um zwei Größenordnungen höheren Energiedichte in einem IES, 4 bis 5 aufeinander folgende IES - Kompressionsstufen ausreichen, um diesen Vorteil wieder aufzuzehren.

Das ist auch der Grund, warum in realen Anlagen Öffnungsschalter fast ausschließlich als Ausgangsverstärker verwendet werden. Der Ausgang der IES – Stufe wird dabei direkt (oder über ein pulsformendes Netzwerk) an eine normalerweise im wesentlichen resistive Last angeschlossen. Bei einer solchen Anordnung hängt die Energieübertragungsrate stark von der Öffnungszeit des Schalters ab.

Um einen möglichst hohen Wirkungsgrad zu erreichen, muss die Öffnungszeit des Schalters τ_s bei resistiver Last folgende Ungleichung erfüllen:

$$\tau_s \ll L/R \quad (2-7)$$

wobei L für die Induktivität des Speichers und R für den Widerstand der Last stehen. Die Öffnungszeit lässt sich aber nicht beliebig verkürzen, da wegen der Anwesenheit parasitärer Kapazitäten die Verbesserung der Energieübertragung begrenzt ist, so dass als untere Grenze für die Öffnungszeit die folgende Ungleichung gilt:

$$C_p R \leq \tau_s \quad (2-8)$$

wobei C_p eine parallel zur Last angeschlossene parasitäre Kapazität darstellt. Wenn die Öffnungszeit eines Schalters unter dieser Grenze liegt, wird die Energieübergabe durch die Schaltungseigenschaften und nicht mehr durch den Schalter bestimmt.

Um die Abhängigkeit der Ausgangsimpulsparameter von der Öffnungszeit des Schalters zu illustrieren, kann hier der Fall eines exponentiellen Stromabfalls durch den Schalter angenommen werden [29].

Bei der Annahme, dass der Schalterstrom vom Zeitpunkt 0 sich nach $I_s = I_0 e^{-t/\tau_s}$ verändert und mit der Bezeichnung $\tau_0 = L/R$, wobei L die Induktivität des Speichers und R den Widerstand der Last darstellen (siehe Abb. 1b) erhält man für die Charakteristiken des Ausgangsimpulses [29]:

$$I_{\max} = I_0 f\left(\frac{\tau_s}{\tau_0}\right) \quad (2-9)$$

$$U_{\max} = I_0 R f\left(\frac{\tau_s}{\tau_0}\right) \quad (2-10)$$

$$P_{\max} = I_0^2 R f^2\left(\frac{\tau_s}{\tau_0}\right) \quad (2-11)$$

$$Q = Q_0 \frac{\tau_0}{\tau_0 + \tau_s} \quad (2-12)$$

wobei I_{\max} für den maximalen Impulsstrom, U_{\max} für die maximale Impulsspannung, P_{\max} für die maximale Impulsleistung und Q für die übertragende Energie stehen und $Q_0 = \frac{LI_0^2}{2}$ ist.

Die Funktion f ist hier durch $f\left(\frac{\tau_s}{\tau_0}\right) = \left(\frac{\tau_s}{\tau_0}\right)^{\frac{\tau_0}{1-\tau_s/\tau_0}}$ definiert.

Man sieht, dass abhängig vom Verhältnis τ_s/τ_0 der Wirkungsgrad der Energieübertragung sehr unterschiedliche Werte annehmen kann. Ein weiteres Merkmal dieses Systems ist dass mit der Vergrößerung des Lastwiderstands auch die maximale Spannung an der Last wächst. Der maximale Strom wird dabei aber immer kleiner. Das führt dazu, dass bei vorgegebener Speicherinduktivität und Schalteröffnungszeit die maximale Impulsleistung ein vom Lastwiderstand abhängiges Maximum besitzt.

Die Merkmale von Schaltungen, in denen Halbleiteröffnungsschalter verwendet werden, werden in den folgenden Abschnitten näher betrachtet.

2.4.2. Generator mit DSRD als Öffnungsschalter

Wie bereits weiter oben erwähnt, ist für die Öffnung der DSRD unabdingbar, dass die gesamte Ladung, die während des Pumpvorgangs in der Basis der Diode gespeichert wurde, vor der eigentlichen Stromunterbrechung entfernt werden muss. Dieses Prinzip wird im NPG-80 Generator [23] dazu verwendet, um Impulse mit einer Spannungsamplitude von 80 kV, einer Impulsdauer von 2 ns, einer Impulsanstiegszeit von 0.9 ns und einer Repetitionsfrequenz von bis zu 1 kHz herzustellen.

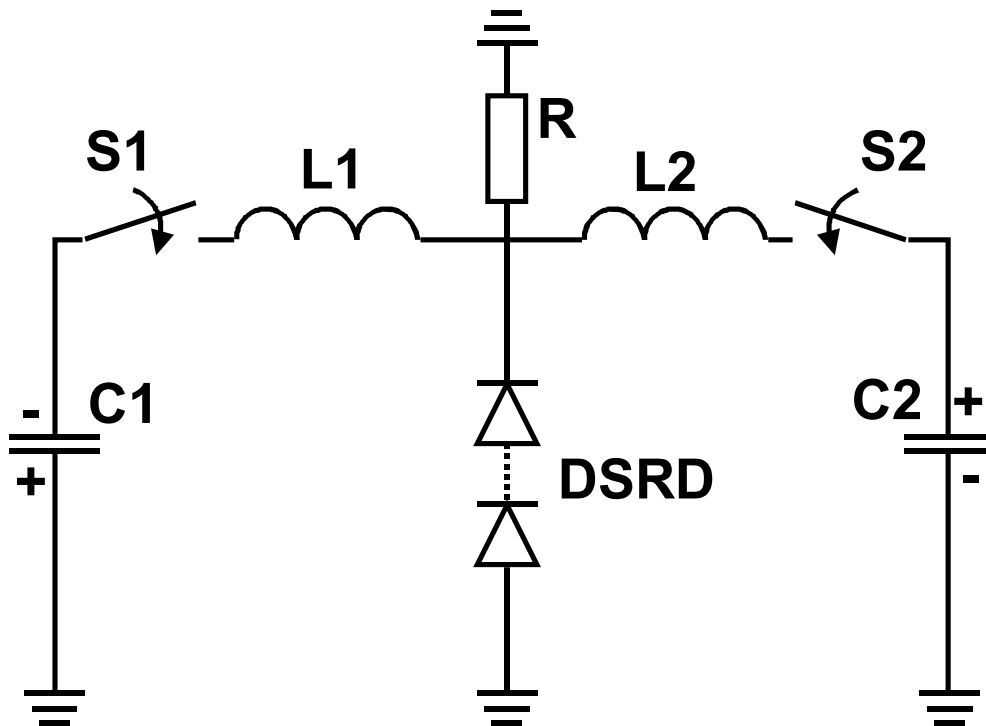


Abb. 2-6. Schaltungsanordnung eines Generators mit DSRD.

Das Funktionsprinzip des Generators ist in Abb. 2-6 dargestellt.

Der Generator besteht aus zwei identischen Schwingkreisen L1-C1 und L2-C2 mit DSRD im gemeinsamen Zweig. Im Ausgangszustand sind die beiden Kondensatoren auf gleiche Spannung aber mit entgegengesetzter Polarität geladen. Wenn der Schalter S1 schließt, entlädt sich der Kondensator C1 über die DSRD, die jetzt in Durchlaßrichtung geschaltet ist. Dabei wird die Diode mit Plasma gefüllt. Wenn der Strom im Schwingkreis L1-C1 seinen Nulldurchgang erreicht, schließt Schalter S2 und die Plasmaentfernung aus der DSRD findet mit verdoppelter Stromamplitude statt. Das bedeutet, dass zu dem Zeitpunkt wo der Sperrstrom durch die DSRD sein Maximum erreicht, die gesamte gespeicherte Ladung aus der DSRD entfernt wurde. Die Öffnung der Diode führt schließlich zur Stromübertragung in die Last und damit zu einem Spannungsimpuls.

Als Schließschalter wurden in dem Generator NPG-80 sogenannte Fast Ionization Dynistors verwendet. Wegen der Verluste im Schalter S1 während des Pumpvorgangs müssen die Parameter der Schwingkreise C1-L1 und C2-L2 in Wirklichkeit etwas unterschiedlich gewählt werden.

Die Effizienz des Generators beträgt 35%. Der Jitter beträgt weniger als 100 ps und wird durch die Ladeinheit bestimmt. Zur Kühlung wird Transformatorenöl verwendet. Bis zu Impulsfrequenzen von 300 Hz ist Luftkühlung ausreichend.

2.4.3. Generatoren mit SOS als Öffnungsschalter

2.4.3.1. Prinzipieller Aufbau eines Generators mit SOS

Im Vergleich zu DSRD - Dioden erlaubt der Einsatz von SOS-Dioden als Öffnungsschalter die Unterbrechung viel höherer Ströme, was den Aufbau von Anlagen mit Ausgangsspannungen von Hunderten von kV ermöglicht. Um solche Anlagen mit Repetitionsfrequenzen bis zu kHz und mit Lebensdauern von 10^{11} Impulsen betreiben zu können, muss das gesamte Kommutationssystem auf die Basis von Festkörperschaltern ausgeführt werden.

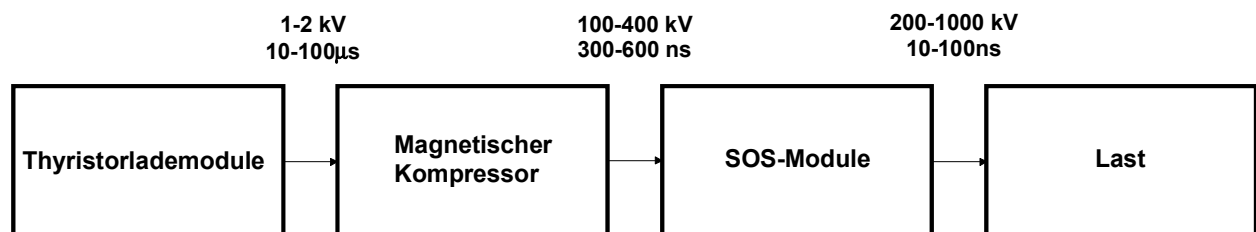


Abb. 2-7. *Prinzipieller Aufbau eines Generators mit SOS-Öffnungsschalter.*

In der Abb. 2-7 ist ein Schema des prinzipiellen Aufbaus eines Generators mit SOS - Diode als Ausgangsverstärker dargestellt, das in der Arbeit [18, 26] vorgeschlagen wurde.

Die Thyristor gesteuerte Ladeeinheit (TLM) nimmt die für den Impuls notwendige Energie aus dem Netz auf. Sie besteht aus einem kapazitiven Energiespeicher mit einem (oder mehreren) Thyristorschließschaltern.

Aus dem TLM wird die Energie mit 1-2 kV und einer Pulslänge von 10-100 µs in die magnetische Kompressionsstufe übertragen. Hier wird eine Impulskompression auf bis zu 300-600 ns und eine Spannungserhöhung auf bis zu 400 kV erreicht. Der SOS - Modul dient als Ausgangsverstärker, der die Spannung nochmals um einen Faktor 2 bis 3 und die Leistung um einen Faktor 10-20 erhöht.

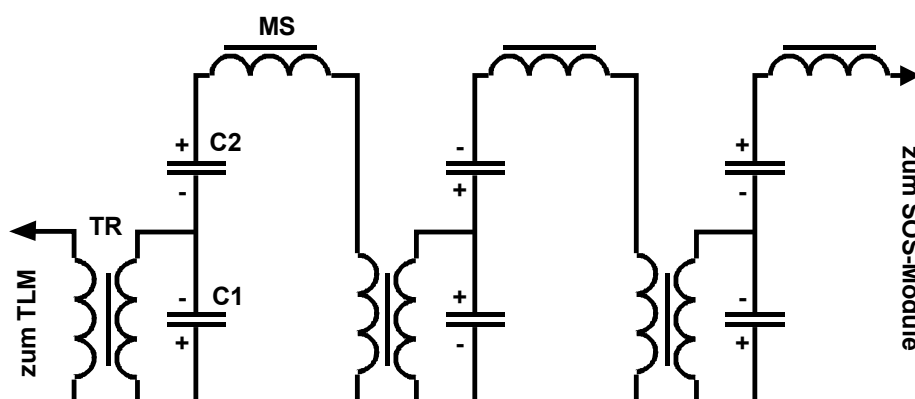


Abb. 2-7. *Prinzipieller Aufbau eines magnetischen Kompressors [26].*

Der Aufbau eines geeigneten magnetischen Kompressors ist in der Abb. 2-7 dargestellt.

Der Kompressor besteht aus ähnlich aufgebauten Stufen, die durch einen Impulstransformator miteinander verbunden sind (anstelle des Transformators kann man auch einen magnetischen Schalter einsetzen). Am Beispiel der ersten Stufe kann das Funktionsprinzip wie folgt erklärt werden:

Über den Transformator TR werden die Kondensatoren C1 und C2 bis zur gewünschten Spannung aufgeladen. Gegen Ende des Ladevorgang, erreicht der magnetische Kern des Transformators TR die Sättigung. Das führt zur schnellen Umpolung der Spannung an C1 über die sekundäre Wicklung des TR und verdoppelt das Potential im Punkt U. Zu diesem Zeitpunkt schließt der Magnetschalter MS und die verdoppelte Spannung wird an die folgende Stufe übertragen. Mit Hilfe des Ausgangstransformators dieser Stufe wird die Spannung noch weiter erhöht.

Um eine Energiekompression von zwei Größenordnungen bei einem Kompressionsfaktor des magnetischen Schalters von 3-4 zu erreichen, genügen bereits zwei derartige Stufen. Vorteilhaft ist, dass in dieser Schaltung keine zusätzlichen Einrichtungen zur Ummagnetisierung der Kerne notwendig sind, da wegen der unterschiedlichen Richtungen des Ladungs- und Entladungsstroms in jedem Schalter die Ummagnetisierung automatisch stattfindet.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Trennung der Schwingkreise für den Lade- und Entladevorgang des SOS, die für einen hohen Wirkungsgrad der Anordnung notwendig ist. Die Abb. 2-8 zeigt die in der Arbeit [26] vorgeschlagene Lösung:

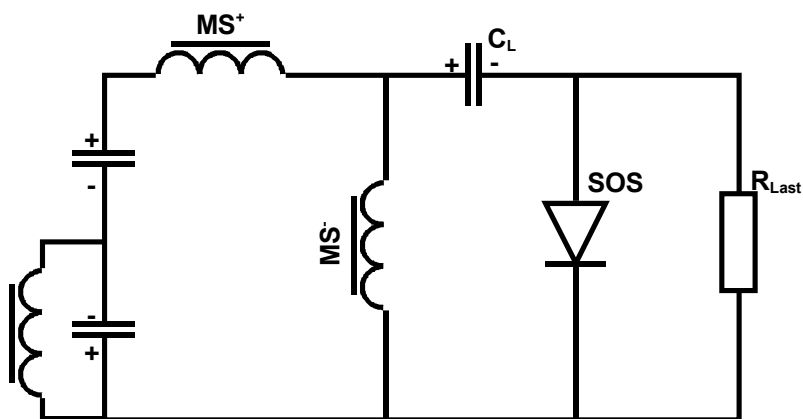


Abb. 2-8. Pumpschema einer SOS-Diode.

Nach dem Schließen des magnetischen Schalters MS⁺, der als Ausgangsschalter des magnetischen Kompressors dient, wird die Energie aus der letzten Stufe des MK in den Kondensator C_L übertragen. Der Ladestrom des Kondensators C_P ist gleichzeitig der

Ladestrom für die SOS. Der Spannungsanstieg an C_L führt zur Ummagnetisierung und zum Schließen des MS^- . Nach dem Schließen fließt der inverse Strom durch die SOS über den MS^-C_p -Kreis und die Energie wird in die Induktivität dieses Schwingkreises übertragen. Wegen des Unterschieds in den Induktivitäten von MS^+ und MS^- , ist der Entladestrom dabei wesentlich höher als der Vorwärtspumpstrom. Wenn dann der Strom durch die SOS-Diode unterbrochen wird, wird die Energie in die Last übertragen.

2.4.3.2. Der „Sibiria“ – Generator

Die oben beschriebenen Prinzipien wurden beim Aufbau des „Sibiria“ –Beschleunigers zugrunde gelegt, der in [18] beschrieben wird. Der prinzipielle Aufbau dieses Beschleunigers ist in Abb. 2-9 dargestellt.

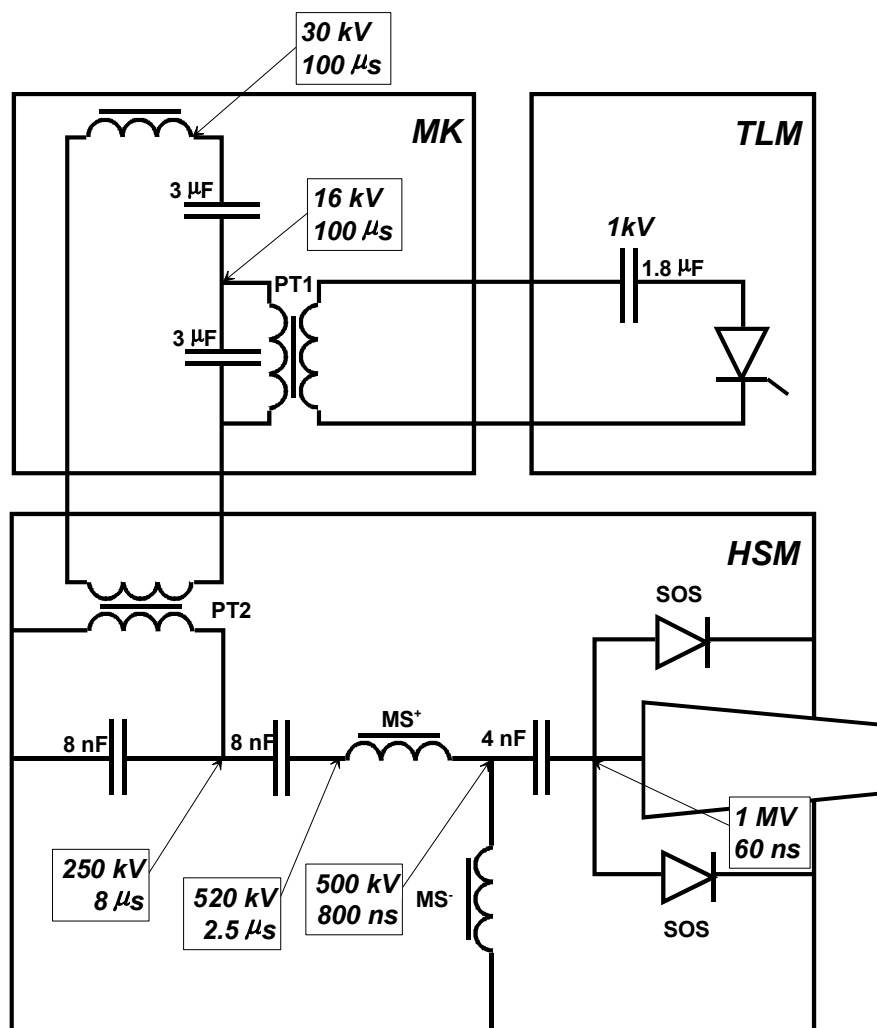


Abb. 2-9. Schaltungsschema des "Sibiria"-Beschleunigers.

Der Generator besteht aus drei Stufen: der Thyristorladeeinheit (TLM), der magnetischen Kompressionsstufe (MK) und der Hochspannungsstufe (HSM). Als Last dient eine Vakuumdiode, deren Impedanz zwischen 100 und 150 Ω variiert.

Die Ladeinheit (TLM) liefert einen Impuls mit einer Spannungsamplitude von 15 kV und einer Dauer von 100 ms an den Eingang der MK-Stufe. Nach zwei Kompressionsstufen wird der Pumpkondensator innerhalb von 800 ns auf 500 kV aufgeladen. Der Ladestrom beträgt dabei 3.8 kA, der Entladestrom 11 kA. Der Strom, der in die Diode übertragen wird, liegt bei 8 kA.

Die SOS-Anordnung besteht aus 12 Einheiten, die parallel zueinander und parallel zu einer Vakuumelektronendiode angeschlossen sind. Jede Einheit besteht aus 1088 Halbleiterdioden mit einem Querschnitt von 0.2 mm².

Der Generator liefert einen Impuls mit einer Spannungsamplitude von 1MV, einem Strom von 8 kA bei einer Impulsdauer von 50-60 ns in die Elektronendiode. Die Impulswiederholungsrate beträgt 150 Impulse/Sekunde.

Die Hochspannungsstufe (HSM) befindet sich in einem mit Transformatoröl gefüllten Tank, dessen Abmessungen 3,7 x 1,4 x 1,2 m³ betragen. TLM und MK werden mit Luft gekühlt.

2.4.3.3. Der „URT-0,5“ – Generator

Wie bereits früher erwähnt, ist eine magnetische Kompressionsstufe notwendig, da die Parameter des Ausgangsimpulses der Ladeinheit (TLM) auf die für den Betrieb der SOS Halbleiteröffnungsschalter notwendigen Impulsparameter abgestimmt werden müssen. Der Ausgangsimpuls der Ladeinheit wird durch die Eigenschaften der verwendenden Thyristoren bestimmt, die die Ausgangsspannung auf einige kV und die Anstiegszeiten auf einige zehn µs begrenzen. Durch Verwendung anderer Schließschalter ist es möglich, die Ladeinheit direkt an die SOS-Stufe anzuschließen, was zur Vereinfachung und zur Verkleinerung des Generators führt.

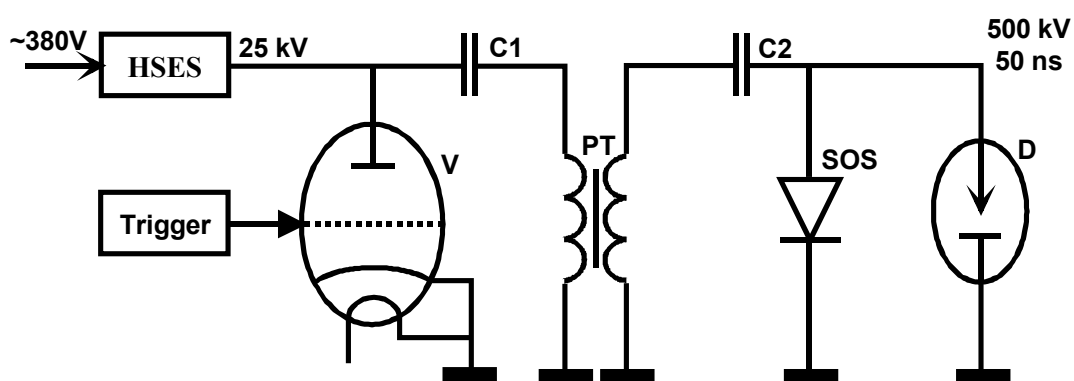


Abb. 2-10. Schaltschema des URT-0,5 Generators.

Das wurde in der Arbeit von [16] demonstriert. Für den dort vorgestellten Generator wurde in der ersten Kompressionsstufe ein Thyatron benutzt. Die elektrische Schaltung dieses Generators ist in Abb. 2-10 skizziert.

Der Kondensator C1 wird von dem Hochspannungsenergiespeicher (HSES) auf 25 kV geladen. Danach wird das Thyatron (V) gezündet und die Kapazität C1 über den Transformator (PT) entladen. Dadurch wird der Kondensator C2 innerhalb von 350 ns auf 250 kV geladen. Der Ladestrom von C2 dient als Pumpstrom für die SOS-Dioden. Wenn die Spannung an C2 ihr Maximum erreicht hat, geht der Magnetkern des Transformators PT in Sättigung und C2 entlädt sich über die SOS. Die Stromunterbrechung durch die SOS führt zu einem Spannungsimpuls von 500 kV und 50 ns Dauer an der Elektronendiode.

Die Verwendung von Thyatrons vereinfacht den Aufbau des Generators begrenzt jedoch die Lebensdauer des gesamten Systems, da die Lebensdauer eines Thyatrons nur ca 500 Stunden beträgt.

3. Numerische Simulation der physikalischen Vorgänge im Inneren eines Halbleiteröffnungsschalters

Wie im zweiten Kapitel gezeigt wurde, spielen in einer Schaltung mit Halbleiteröffnungsschalter sowohl der Schaltungsaufbau als auch die innere Struktur des Schalters eine wichtige Rolle. Der Schaltungsaufbau bestimmt die Parameter der Durchlass- und Sperrstromimpulse und ermöglicht damit eine schnelle Stromunterbrechung. Charakteristika der Stromunterbrechung wie die Öffnungszeit und die maximal mögliche Haltespannung ohne Rückzündung, werden im wesentlichen durch die Diodenstruktur, d. h. durch die Dotierungs- und Störstellenprofile bestimmt. Die Kenntnis der Zusammenhänge zwischen dem Schaltungsaufbau, den physikalischen Prozessen im Inneren der Diode und dem Einfluß der Diodenstruktur auf diese Prozesse ist für den optimalen Einsatz der Halbleiteröffnungsschalter unerlässlich.

Zur Untersuchung der Vorgänge in Halbleiterdioden, die als Öffnungsschalter eingesetzt werden, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Simulationscode entwickelt. Mit Hilfe dieses Codes wurden parametrische Studien durchgeführt, um die für den Einsatz als Öffnungsschalter wichtigsten Diodeneigenschaften zu ermitteln und zu optimieren und um so eine detaillierte Vorstellung von den Grundlagen und den Beschränkungen des SOS-Effekts zu gewinnen.

Im vorliegenden Kapitel wird das physikalische Modell einer Halbleiterdiode, das als Grundlage für die Simulation gewählt wurde, beschrieben und die Simulationsergebnisse dargestellt und diskutiert. Des weiteren wird auch ein Vergleich zu den aus der Literatur bekannten Simulationsergebnissen von Mesyats et al. [25, 30] gegeben.

3.1. Modell der Halbleiterdiode

3.1.1. VanRoosbroeck Gleichungssystem

Wenn Quanteneffekte vernachlässigt werden können, wird zur Beschreibung der physikalischen Vorgänge in einer Halbleiterstruktur ein Gleichungssystem verwendet, das zuerst von VanRoosbroeck vorgeschlagen wurde [32]:

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad}\varphi) = \frac{e}{\varepsilon}(n - p - N) \quad \text{Poisson Gleichung} \quad (3-1)$$

$$\operatorname{div}(\vec{i}_n) - e \frac{\partial n}{\partial t} = eR \quad \text{Kontinuitätsgleichung für Elektronen} \quad (3-2)$$

$$\operatorname{div}(\vec{i}_p) + e \frac{\partial p}{\partial t} = eR \quad \text{Kontinuitätsgleichung für Defektelektronen} \quad (3-3)$$

$$\vec{i}_n = en\mu_n \vec{E}_n + eD_n \operatorname{grad}(n) \quad \text{Elektronenstromdichte} \quad (3-4)$$

$$\vec{i}_p = ep\mu_p \vec{E}_p - eD_p \operatorname{grad}(p) \quad \text{Defektelektronenstromdichte} \quad (3-5)$$

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - h = \operatorname{div}(k)T \operatorname{grad}(T) \quad \text{Wärmetransportgleichung} \quad (3-6)$$

In diesem Gleichungssystem sind n und p die Elektronen- bzw. Defektelektronenkonzentrationen, N – die Dotierungskonzentration, φ – das Potential, i_n und i_p die Elektronen- bzw. Defektelektronenstromdichten, $\mu_{n,p}$ und $D_{n,p}$ die Beweglichkeiten und Diffusionskoeffizienten der Elektronen bzw. Defektelektronen, T die Temperatur, R beschreibt die Generation und Rekombination der Ladungsträger, h die Wärmequellendichte und k die thermische Leitfähigkeit. $\vec{E}_{n,p}$ sind effektive elektrische Feldstärken, die auch thermische Effekte und Korrekturen berücksichtigen, die bei sehr hohen Dotierungskonzentrationen auftreten können.

In der vorliegenden Arbeit wurde dieses System benutzt, um den Öffnungsvorgang in einer Halbleiterdiode im Einzelpulsbetrieb zu untersuchen. Die charakteristische Zeit der hier betrachteten Prozesse liegt bei etwa einer Mikrosekunde. Wegen der kurzen Zeiten spielen Temperatursgleichungseffekte keine wichtige Rolle, so dass Gleichung (3-6) vernachlässigt werden kann. Sehr hohe Dotierungskonzentrationen (mehr als 10^{19} cm^{-3}) existieren nur an den Rändern der Strukturen, die als Öffnungsschalter eingesetzt werden, und die damit verbundenen Effekte werden daher hier auch nicht betrachtet. Deshalb entspricht $\vec{E}_{n,p}$ im obigen Gleichungssystem dem einfachen elektrischen Feld.

Eine ausführliche Herleitung des VanRoosbroeck'schen Gleichungssystems findet man zum Beispiel in [31]. Dort werden auch verschiedene empirische Modelle zur Beschreibung der Ladungsträger-Erzeugung, -Rekombination, und -Beweglichkeit dargestellt.

Eine mathematische Untersuchung dieses Gleichungssystems findet man in [33, 34].

3.1.2. Einschränkungen

Das Gleichungssystem (3-1 – 3-6) beinhaltet schon einige Vereinfachungen, die seinen Einsatz begrenzen. Eine ausführliche Diskussion der bei der Herleitung des Systems gemachten Vernachlässigungen findet man in [31]. Hier werden nur die für das betrachtete Problem der Halbleiteröffnungsschalter relevanten Aspekte dargestellt:

- Es wurde angenommen, dass alle Streuprozesse elastisch sind. Unelastische Streuprozesse spielen zum Beispiel in GaAs eine wichtige Rolle.

-
- Das System (3-1 – 3-6) setzt voraus, dass die Variationen des elektrischen Feldes und der Dotierungskonzentration über die freie Weglänge der Ladungsträger klein bleibt.
 - Es wird die Gleichheit der Ladungsträgertemperatur und der Gittertemperatur vorausgesetzt. Das heißt, dass Effekte, die mit sogenannten heißen Elektronen verbunden sind, mit diesem System nicht richtig beschrieben werden können.
 - Es wird eine Halbleiterstruktur von unendlicher Ausdehnung angenommen. Das bedeutet, dass an den Grenzen der realen Strukturen (einige freie Weglängen) das Gleichungssystem (3-1 – 3-6) nicht anwendbar ist.
 - Degenerierte Halbleiter werden mit diesem System nicht korrekt beschrieben.

Trotz der hier dargestellten Einschränkungen bietet das Gleichungssystem (3-1 – 3-6) einen akzeptablen Kompromiss zwischen Komplexität und Korrektheit und wird deswegen zur Simulation der Vorgänge im Inneren eines Halbleiterbauelements breit eingesetzt [31].

3.1.3. Diskretisierung

Außer in einigen stark vereinfachten Fällen (vor allem mit konstanten Beweglichkeiten und ohne Berücksichtigung der Rekombination) ist das VanRoosbroeck Gleichungssystem (3-1 – 3-6) analytisch nicht lösbar und wird zur numerischen Simulation verwendet. Eine einfache Diskretisierung und Linearisierung des Systems führt in der Regel zu großen Fehlern in der Lösung. Das ist damit verbunden, dass das Verhältnis zwischen den Ladungsträgerkonzentrationen und dem elektrischen Potential eine exponentielle Abhängigkeit aufweist, die schlecht zu linearisieren ist. Um exponentielle Abhängigkeiten mit einem geringen Fehler zu linearisieren braucht man ein sehr feines Gitter, was die Lösung des Problems sehr aufwendig gestaltet.

Ein Ausweg wird in der Arbeit von Scharfetter und Gummel [35] vorgeschlagen. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass nach einigen Umrechnungen die Elektronenstromdichte zwischen zwei Gitterpunkten wie folgt dargestellt werden kann:

$$i_n \Big|_{i+1/2} = D_n \Big|_{i+1/2} \frac{B(\varphi_i - \varphi_{i+1}) \cdot n_i - B(\varphi_{i+1} - \varphi_i) \cdot n_{i+1}}{h_i} \quad (3-7)$$

wobei D_n der Elektronendiffusionskoeffizient und h_i der Abstand zwischen den Gitterpunkten i und $i+1$ sind. φ und n sind das Potential und die Elektronenkonzentration in den entsprechenden Gitterpunkten. Und $B(x) = \frac{x}{e^x - 1}$ ist die Bernoulli Funktion.

Wenn man außerdem beachtet, dass $B(-x) = B(x) + x$ gilt und die Bezeichnung $\Delta\varphi_i = \varphi_{i+1} - \varphi_i$ einführt, kann das diskretisierte Gleichungssystem (3-1 – 3-6) im Gitterpunkt i wie folgt dargestellt werden:

$$\frac{2}{h_i + h_{i-1}} \left[D_{i+1/2}^n \frac{B(\Delta\varphi_{i-1})(n_{i-1} - n_i) + \Delta\varphi_{i-1}n_{i-1}}{h_{i-1}} - D_{i+1/2}^n \frac{B(\Delta\varphi_i)(n_i - n_{i+1}) + \Delta\varphi_i n_i}{h_i} \right] \quad (3-8)$$

$$- R(\varphi_i^{prev}, n_i^{prev}, p_i^{prev}) = \frac{n_i - n_i^{prev}}{\Delta t}$$

$$\frac{2}{h_i + h_{i-1}} \left[D_{i+1/2}^p \frac{B(\Delta\varphi_i)(p_{i+1} - p_i) + \Delta\varphi_i p_{i+1}}{h_i} - D_{i+1/2}^p \frac{B(\Delta\varphi_{i-1})(p_i - p_{i-1}) + \Delta\varphi_{i-1} p_i}{h_{i-1}} \right] \quad (3-9)$$

$$- R(\varphi_i^{prev}, n_i^{prev}, p_i^{prev}) = \frac{p_i - p_i^{prev}}{\Delta t}$$

$$\lambda^2 \frac{2}{h_i + h_{i-1}} \left[\frac{\Delta\varphi_i}{h_i} - \frac{\Delta\varphi_{i-1}}{h_{i-1}} \right] - n_i + p_i + N_i = 0 \quad (3-10)$$

Der Index *prev* steht hier für die Werte aus dem vorherigen Zeitschritt. Dieses Diskretisierungsschema benutzt finite Differenzen-Verfahren für die räumliche Diskretisierung und die *backward Euler* – Methode für die Zeitdiskretisierung. Die hier dargestellte Diskretisierung ist eindimensional. Für das hier verfolgte Ziel, der Untersuchungen der Stromunterbrechung und der Stromabbruchzeit in der Halbleiterdiode, ist die eindimensionale Behandlung ausreichend.

3.1.4. Randbedingungen

Im Fall des Halbleiteröffnungsschalters, der hier betrachtet wird, ist die Schaltung nach den im Abschnitt 2.4.3.1 des zweiten Kapitels (Abb. 2-8) dargestellten Prinzipien aufgebaut. Diese Schaltung ist in Abb. 3-1a nochmals wiedergegeben. Offensichtlich lässt sie sich in zwei Teile aufspalten: Der Schaltkreis C1-L1-L2-C2 dient zur Ausbildung des Pumpstromimpulses und der Schaltkreis C2-L2 zur Ausbildung des Sperrstromimpulses.

Diese Beschaltung wird durch die Randbedingungen in der Simulation berücksichtigt. Für die hier beschriebene Schaltung lautet die entsprechende diskretisierte Gleichung wie folgt:

$$C \frac{U^i - U^{i-1}}{\Delta t^i} + L \cdot C \left(\frac{V^i - V^{i-1}}{\Delta t^i (\Delta t^i + \Delta t^{i-1})} - \frac{V^{i-1} - V^{i-2}}{\Delta t^{i-1} (\Delta t^i + \Delta t^{i-1})} \right) + V^i = 0 \quad (3-11)$$

wobei $V = I + \frac{U}{R}$, U die Spannung an der Diode und I der Strom durch Diode sind, C , L und R sind die Schaltungsparameter. Es werden jeweils U und I zum i -ten Schritt gesucht, unter Verwendung der bekannten vorherigen Werte.

Die beiden Schaltkreise werden dabei durch einen Schwingkreis mit einem parallel zur Diode angeschlossenen Lastwiderstand ersetzt (Abb. 3-1b). Die Ladungsträger- und Potentialverteilungen, die nach der Simulation des Pumpvorgangs in Durchlassrichtung mit dem ersten Schwingkreis entstanden sind, können dann als Anfangsbedingungen für den

Entladevorgang bei Polung in Sperrrichtung mit unterschiedlichen Schwingkreiseigenschaften verwendet werden.

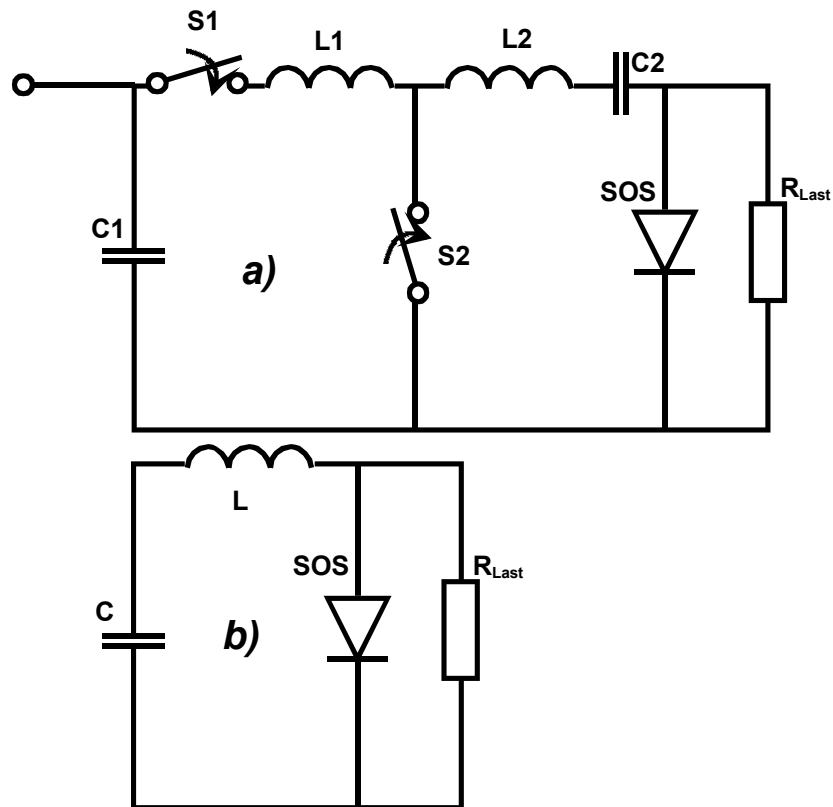


Abb. 3-1 a) Vereinfachte reale Schaltung für den Einsatz der SOS – Öffnungsschalter
b) In der Simulation verwendete Beschaltung.

Der reale Aufbau unterscheidet sich von der hier beschriebenen Simulationsschaltung durch das Vorhandensein verschiedener parasitärer Effekte. Die wichtigsten sind:

- Die Schalter S1 und S2 sind keine idealen Schalter, sondern besitzen eine endliche Öffnungszeit und verursachen Energieverluste;
- Die Diode und die Verbindungsleitungen besitzen parasitäre Induktivitäten.

Diese Effekte beeinflussen zwar die Eigenschaften des Ausgangsimpulses (siehe dazu auch Kapitel 5) sind aber für die physikalischen Vorgänge im Inneren der Diode unerheblich und werden bei der Simulation zunächst nicht betrachtet.

Nach dem oben beschriebenen mathematisch-physikalischen Modell wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Simulationscode entwickelt, der im folgenden zur Beschreibung der physikalischen Vorgänge im Inneren von Halbleiterdioden eingesetzt wird. Eine ausführliche Beschreibung des Programms ist im Anhang A gegeben.

3.2. Simulationsergebnisse

3.2.1. Ablauf des Öffnungsvorgangs in einer SOS-Diode

Bevor hier der Einfluss der Diodenstruktur auf den Öffnungsvorgang beschreiben wird, soll zuerst ein kurzer Überblick über die Prozesse im Inneren der Diode während des Entladevorgangs gegeben werden. In Abb. 3-2 sind der zeitliche Verlauf der Diodenspannung und der Stromdichte dargestellt. Der Verlauf wurde aus der Simulation einer Schaltung mit folgenden Parametern ermittelt: der Schwingkreis des Ladevorgangs besteht aus einer Induktivität von 10 μH und einer Kapazität von 1.7 nF. Die Entladung erfolgt mit einer Induktivität von 1 μH und einer Kapazität von 3.4 nF. Die Anfangsspannung an den Kondensatoren beträgt in beiden Fällen 30 kV und die Energie wird an eine Last von 24 Ω übertragen. Der Diodendurchmesser in dieser Simulation betrug 0.25 cm^2 . Die Gesamtanzahl der seriell geschalteten Dioden in der Simulation war 100. In der Abb. ist die Spannung an einer beliebigen Diode dargestellt, da die Dioden im Aufbau als identisch betrachtet werden. Für die Simulation wurden die Schaltungsparameter so ausgewählt, dass ein Vergleich mit den experimentellen Untersuchungen, in Kapitel 5 möglich ist.

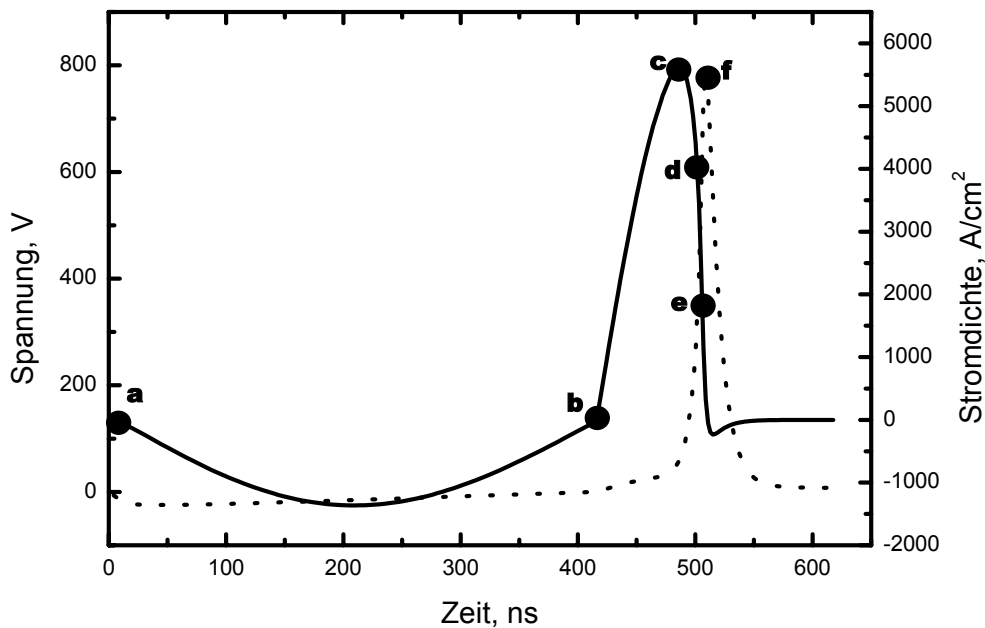


Abb. 3-2 *Typisches Simulationsergebnis für den Spannungsverlauf an der Last und für die Stromdichte durch die Diode. Mit den Buchstaben sind die Zeitpunkte gekennzeichnet für die in Abb. 3-3 die Ladungsträgerkonzentrationen und das elektrische Feld in der Diode dargestellt sind.*

Für die verschiedenen in Abb. 3-2 markierten Zeitpunkte ist in Abb. 3-3 die Verteilung der Ladungsträgerkonzentrationen und der Verlauf des elektrischen Feldes in der Diode dargestellt.

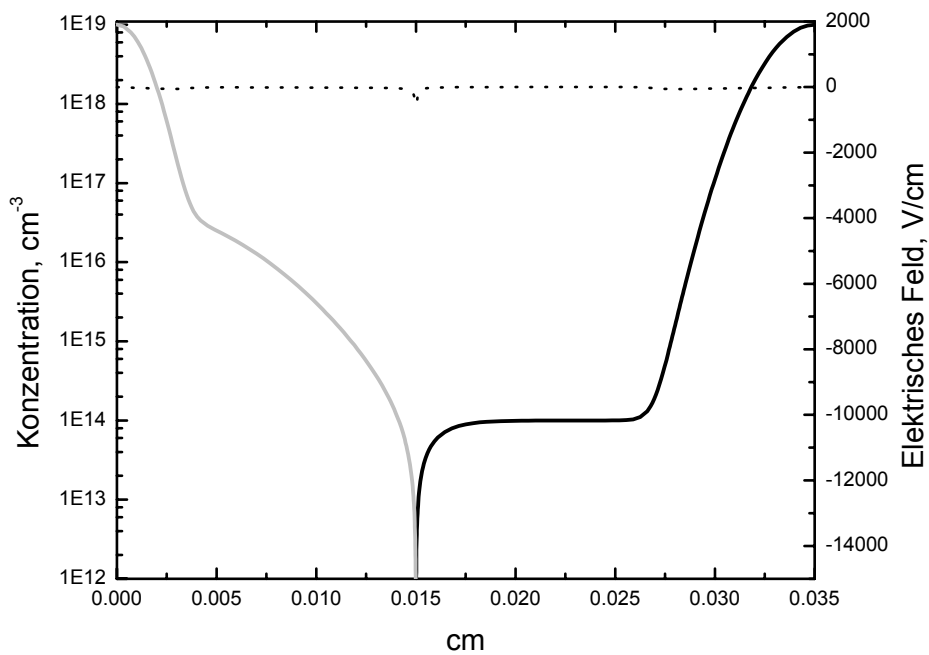


Abb. 3-3a Elektrisches Feld (gestrichelt), Elektronenkonzentration (schwarz, dick), Löcherkonzentration (grau) und Dotierungsprofil (dünne Kurve, bei dem hier dargestellten Gleichgewichtszustand von der Ladungsträgerkonzentrationen nicht zu unterscheiden) zum Zeitpunkt *a* in Abb. 3-2.

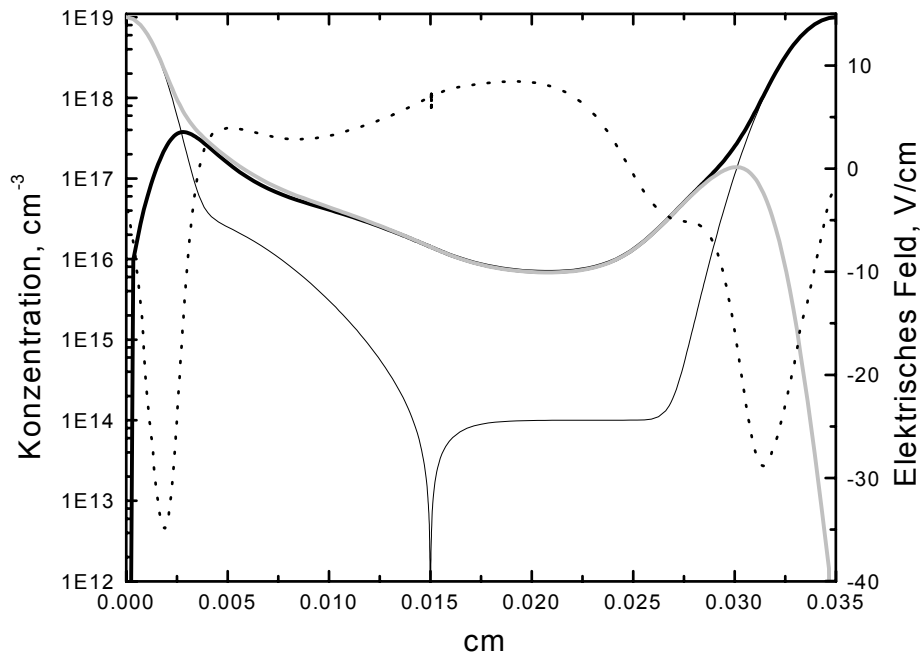


Abb. 3-3b Elektrisches Feld (gestrichelt), Elektronenkonzentration (schwarz, dick), Löcherkonzentration (grau) und Dotierungsprofil (schwarz, dünn) zum Zeitpunkt b in Abb. 3-2.

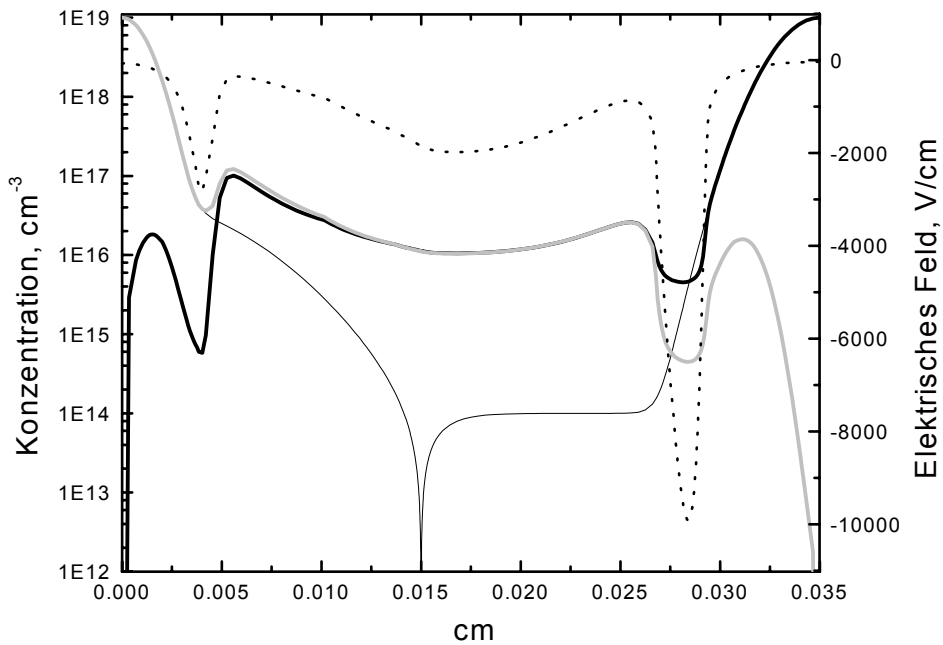


Abb. 3-3c Elektrisches Feld (gestrichelt), Elektronenkonzentration (schwarz, dick), Löcherkonzentration (grau) und Dotierungsprofil (schwarz, dünn) zum Zeitpunkt c in Abb. 3-2.

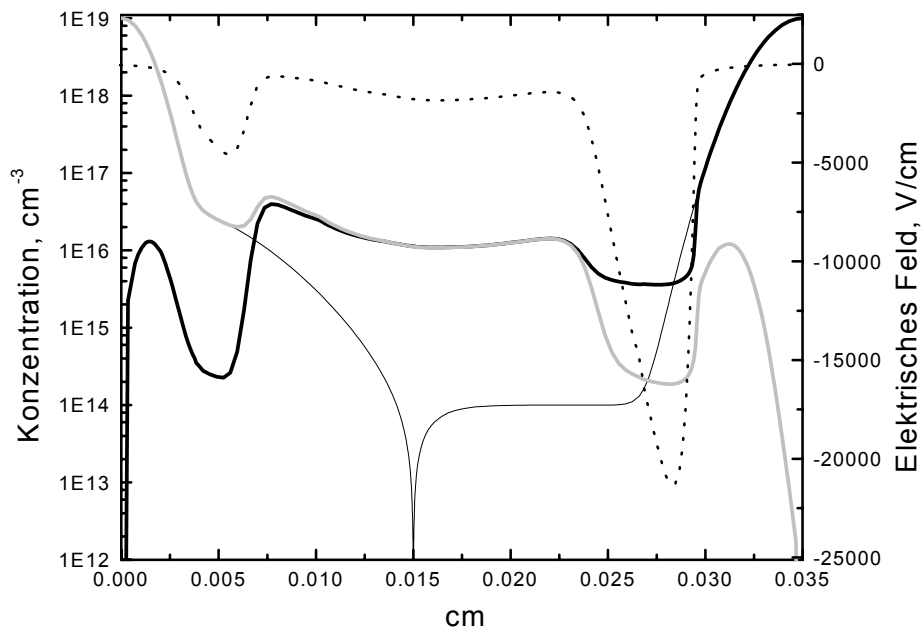


Abb. 3-3d *Elektrisches Feld (gestrichelt), Elektronenkonzentration (schwarz, dick), Löcherkonzentration (grau) und Dotierungsprofil (schwarz, dünn) zum Zeitpunkt d in Abb. 3-2.*

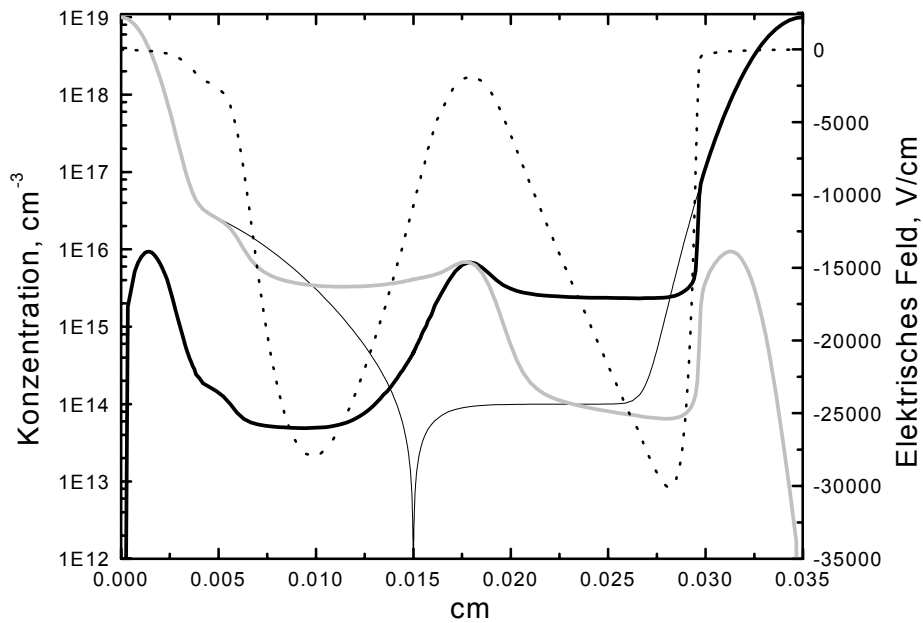


Abb. 3-3e *Elektrisches Feld (gestrichelt), Elektronenkonzentration (schwarz, dick), Löcherkonzentration (grau) und Dotierungsprofil (schwarz, dünn) zum Zeitpunkt e in Abb. 3-2.*

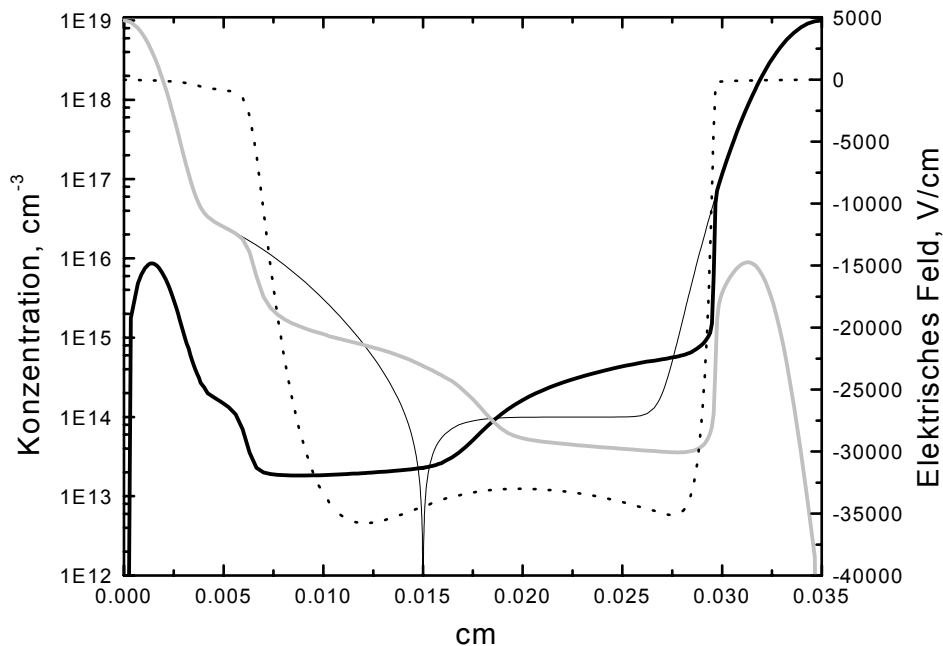


Abb. 3-3f *Elektrisches Feld (gestrichelt), Elektronenkonzentration (schwarz, dick), Löcherkonzentration (grau) und Dotierungsprofil (schwarz, dünn) zum Zeitpunkt f in Abb. 3-2.*

Abb. 3-3 zeigt die Veränderungen der Ladungsträgerkonzentrationen und des elektrischen Feldes während des Impulses von Abb.3-2. Die erste Abb. (Abb. 3-3a) entspricht dem Gleichgewichtszustand, der als Anfangsbedingung angenommen wird. Die Ladungsträgerkonzentration wird hier aus den Dotierungsprofilen analytisch berechnet. Ihr Verlauf folgt im wesentlichen dem Dotierungsprofil. Die geringfügigen Unterschiede vor allem am p-n-Übergang (bei 0,015 cm) lassen sich nicht auflösen. Die nächste Abb. 3-3b zeigt den Zustand der Diode nach dem Ladeimpuls. Man sieht, dass die Basis der Diode hier mit einem Elektronen-Loch-Plasma gefüllt ist, dessen Konzentration mit ca. 10^{16} cm^{-3} die Grunddotierung um etwa zwei Größenordnungen überschreitet. Dies führt dazu, dass die Diode auch in Sperrrichtung anfangs eine sehr hohe Leitfähigkeit besitzt. Die dritte Abb. (3-3c) zeigt die Verteilungen zu Beginn der Stromunterbrechung. Man sieht deutlich, dass sich das Plasma in das Innere der Basis bewegt und dabei zwei Zonen mit einem wachsenden elektrischen Feld hinterlässt. In der linken Zone ist die Dotierungskonzentration hoch und die Konzentration der Majoritätsträger ist daher ausreichend, um die erforderliche Stromdichte aufrechtzuerhalten. An der rechten Seite fällt die Dotierung schnell auf die Basiskonzentration ab und der Strom wird von Elektronen aus dem Plasma getragen, deren Konzentration im Vergleich zur Dotierungskonzentration an der linken Seite klein ist (man beachte den logarithmischen Maßstab). Das führt dazu, dass das elektrische Feld am n^+ -Rand höher ist und zu diesem Zeitpunkt schneller wächst, was in Abb. 3-3d sichtbar wird. Die Raumladungszone an der rechten Seite wird durch bewegliche Elektronen gebildet. Sie ist vergleichsweise

schmal und verbreitert sich relativ langsam. Deswegen ist die gesamte Spannung an der Diode zu diesem Zeitpunkt klein.

Wenn der linke Rand des Plasmas den Punkt erreicht, wo die gesamte Konzentration der Majoritätsträger, in diesem Fall der Defektelektronen, gebraucht wird, um die Stromdichte aufrecht zu erhalten, beginnt sich auch eine Raumladungszone auszubilden (Abb 3-3e). Diese Zone bildet sich sehr schnell, da der Gradient der Dotierung ein zusätzliches elektrisches Feld bereitstellt, das das Plasma beschleunigt abbaut. Dieser Effekt zusammen mit den anderen Prozessen, die weiter unten beschrieben werden, führt dazu, dass die linke Raumladungszone sich sehr schnell bildet. Dabei wird fast die gesamte Diode mit einem hohen elektrischen Feld überbrückt, was zu einem Spannungssprung an der Diode führt. Man bemerkt auch, dass obwohl zu diesem Zeitpunkt die Spannung an der Diode nahe bei ihrem Maximum liegt und die Stromunterbrechung fast beendet ist, der eigentlichen p-n-Übergang immer noch mit Plasma gefüllt ist (Abb. 3-3e).

Die letzte Abb. (3-3f) zeigt, dass die beiden Spitzen des elektrischen Feldes sich treffen und die gesamte Basis der Diode mit einem hohen Feld überbrückt wird. Durch dieses hohe elektrische Feld werden die Reste der zugeführten Ladungsträger sehr schnell entfernt und die Raumladungszone dehnt sich über die Diode aus. Die Stromunterbrechung ist damit abgeschlossen.

An dieser Stelle soll auch das Begriff des Abschaltpunktes definiert werden, der im weiteren häufig verwendet wird. Hierunter verstehen wir den Ort auf der Koordinatenachse, an dem die Bildung der linken Raumladungszone beginnt (Abb. 3-3c). Das Vorhandensein und die Lage dieses Punktes sind allerdings nicht nur Eigenschaften der Diode allein, sondern der gesamten Schaltung.

3.2.2. Einfluß des Beweglichkeitsmodells auf die Ergebnisse der Simulation

Für eine realitätsnahe Simulation des SOS-Effektes ist die Wahl der physikalischen Modelle zur Beschreibung der Ladungsträgerbeweglichkeiten und der Ladungsträgerrekombination von großer Bedeutung. Die Verwendung verschiedener Mobilitätsmodelle haben während dieser Arbeit überraschende Auswirkungen auf die Simulationsergebnisse ergeben. Es hat sich gezeigt, dass der Einfluss der Ladungsträger- und Dotierungskonzentration auf die Mobilität unter den SOS-üblichen Bedingungen eine große Rolle bei der Plasmaentfernung spielt. Diese Abhängigkeit wurde in früheren Untersuchungen völlig vernachlässigt.

Im zweiten Kapitel wurde ein Überblick über die Mechanismen der Stromunterbrechung in einer p-s-n Diode gegeben. Dabei wurde auf zwei Arbeiten Bezug genommen, die bei der Entwicklung der Theorie des SOS-Effekts eine große Rolle gespielt haben: die analytischen Untersuchungen von Benda et al. [22] und die Simulationsrechnungen von Rukin [30]. Beide Arbeiten basieren auf vereinfachten Modellen der Beweglichkeit. In [22] wurde konstante Beweglichkeit angenommen und in [30] wurde lediglich die Abhängigkeit von der Stärke des elektrischen Feld berücksichtigt. Es ist aber bekannt [31], dass die Ladungsträger-

beweglichkeiten sowohl von der Dotierungskonzentration als auch von der Konzentration der Ladungsträger selbst abhängig sind. Um festzustellen, ob die beiden genannten Effekte einen Einfluss auf die Vorgänge bei den für Halbleiteröffnungsschalter üblichen Bedingungen während der Stromunterbrechung haben, wurden die Berechnungen durchgeführt, die in diesem Abschnitt beschrieben werden.

Die für diese Simulationen verwendete Diodenstruktur ist in Abb. 3-4 dargestellt. Da das Dotierungsprofil einen großen Einfluss auf die Plasmadynamik hat, wurde hier eine Dotierungsverteilung verwendet, die sich der in einer idealen Diode annähert, um die mit verschiedenen Beweglichkeitsmodellen verbundenen Effekte deutlicher zu machen.

Mit dieser Struktur wurden zwei Berechnungen durchgeführt: einmal mit konstanten Beweglichkeiten und zum anderen mit einem Beweglichkeitsmodell, das die Abhängigkeit von der Dotierungskonzentration, den Ladungsträgerkonzentrationen und dem elektrischen Feld berücksichtigt und durch die Gleichungen (3-12) – (3-15) beschrieben wird.

$$\mu_{n,p}^{LI} = \frac{\mu_{n,p}^L}{\sqrt{1 + \frac{N}{C_{n,p}^{ref} + \frac{N}{S_{n,p}}}}} \quad (3-12)$$

$$\mu^C = \frac{1.428 \cdot 10^{20}}{\sqrt{np} \cdot \ln\left(1 + 4.54 \cdot 10^{11} (n \cdot p)^{\frac{1}{3}}\right)} \quad (3-13)$$

$$\mu_{n,p}^{LIC} = \frac{\mu_{n,p}^{LI} \cdot \mu^C}{\mu_{n,p}^{LI} + \mu^C} \quad (3-14)$$

$$\mu_{n,p}^{LICE} = \frac{\mu_{n,p}^{LIC}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu_{n,p}^{LIC} E}{v^{ac}}\right)^2 \cdot \left(\frac{v^{ac}}{\mu_{n,p}^{LIC} E + F v^{ac}}\right) + \left(\frac{\mu_{n,p}^{LIC} E}{v^{sat}}\right)^2}} \quad (3-15)$$

wobei $\mu_{n,p}^{LI}$ die Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Dotierungskonzentration beschreibt, μ^C für Abhängigkeit der Beweglichkeit von der Ladungsträgerkonzentration steht, $\mu_{n,p}^{LIC}$ die Kombination der beiden Streumechanismen ist und $\mu_{n,p}^{LICE}$ der endgültige Ausdruck ist, der auch noch die Abhängigkeit vom elektrischen Feld einschließt. N ist die Dotierungskonzentration, n und p sind die Konzentrationen der Elektronen und Löcher und E ist das elektrische Feld. Die anderen Koeffizienten sind in der Tabelle 3-1 zusammengefasst.

Tabelle 3-1. Werte der Koeffizienten in dem verwendeten Beweglichkeitsmodell.

Koeffizient	N	P
μ^L	1448 cm ² /Vs	473 cm ² /Vs
C^{ef}	3 · 10 ¹⁶ cm ⁻³	4 · 10 ¹⁶ cm ⁻³
S	350	81
v^{ac}	5,068 · 10 ⁶ cm/s	2,885 · 10 ⁶ cm/s
F	8,8	1,6
v^{sat}	1,04 · 10 ⁷ cm/s	1,2 · 10 ⁷ cm/s

Eine ausführliche Diskussion der verwendeten Ausdrücke und der physikalischen Bedeutung der Parameter findet man in [31].

Das Modell von Rukin et al. [30] ist hier nicht explizit dargestellt worden. Die deutlichsten Unterschiede zwischen beiden Modellen zeigen sich gerade in der Anfangsphase der Plasmaentfernung. Das elektrische Feld ist zu diesem Zeitpunkt noch zu gering, um einen großen Einfluss auf die Beweglichkeit zu haben. Das Modell von Rukin verhält sich unter diesen Umständen wie bei Annahme einer konstanten Mobilität.

Die Parameter der Durchlassstrom- und Sperrstromimpulse werden in beiden Fällen gleich gewählt: der Ladeimpuls wurde von einem Schwingkreis mit einer Kapazität von 1,7 nF und einer Induktivität von 10 µH erzeugt. Die Anfangsspannung am Kondensator beträgt für den Lade- und Entladevorgang 30 kV. Die Parameter des Entladeschwingkreises sind C = 3,5 nF und L = 1 µH. Diese Bedingungen entsprechen denen der später dargestellten experimentellen Untersuchungen. Die Last beträgt in beiden Fällen 50 Ω.

Abb. 3-5 zeigt die Ergebnisse dieser Simulation. Es zeigt sich, dass für den Fall konstanter Beweglichkeiten höhere Stromdichten und kürzere Stromunterbrechungszeiten, und damit höhere Maximalspannungen an der Last erreicht werden.

Um den Unterschied zwischen den beiden Beweglichkeitsmodellen zu erläutern, sind in den Abbildungen 3-6(a-d) die räumlichen Verteilungen der Ladungsträger und das elektrische Feld während des Öffnungsvorgang dargestellt. Die einzelnen Abbildungen entsprechen dabei den in Abb. 3-5 markierten Zeitpunkten.

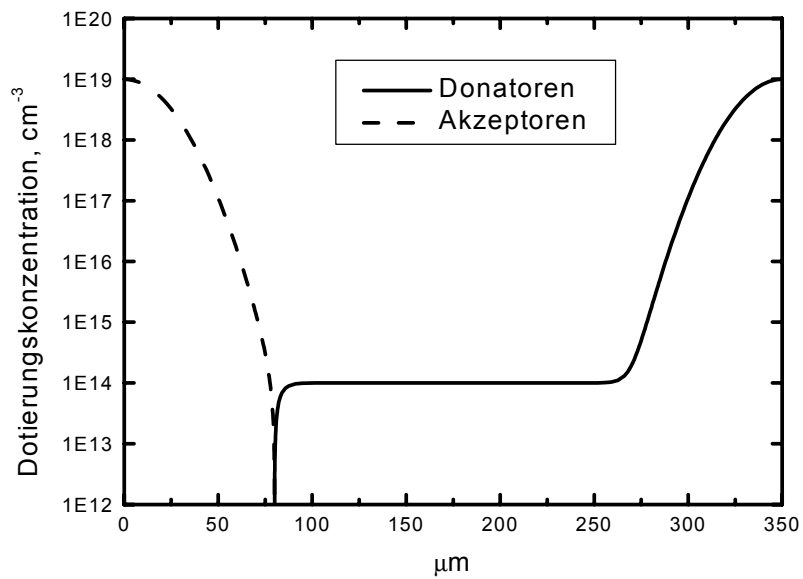


Abb. 3-4 Das für die Berechnung des Einflusses verschiedener Beweglichkeitsmodelle verwendete Dotierungsprofil.

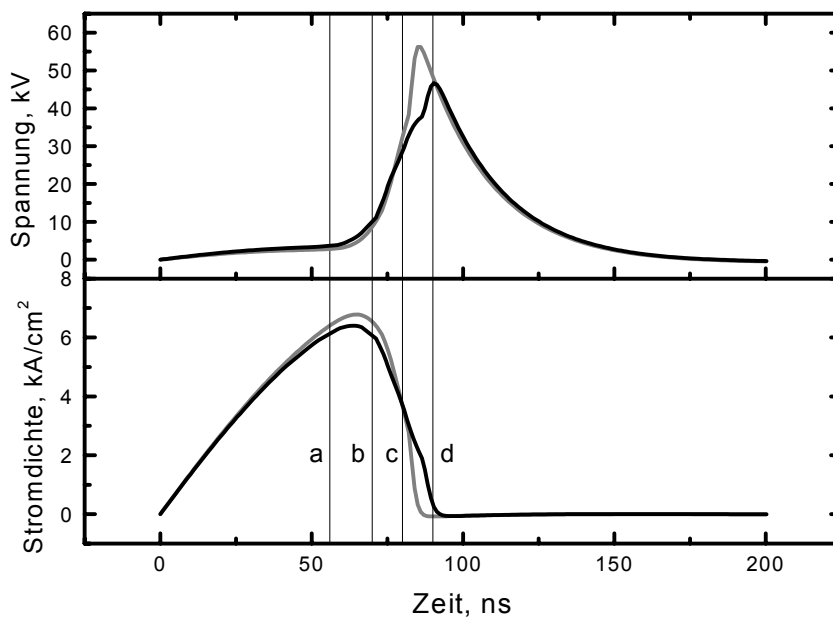


Abb. 3-5 Berechneter Spannungsverlauf an der Last und Stromdichte durch die Diode für zwei unterschiedliche Beweglichkeitsmodelle (schwarze Kurven – Beweglichkeitsmodell unter Berücksichtigung von Streuungen, graue Kurven – konstante Beweglichkeit).

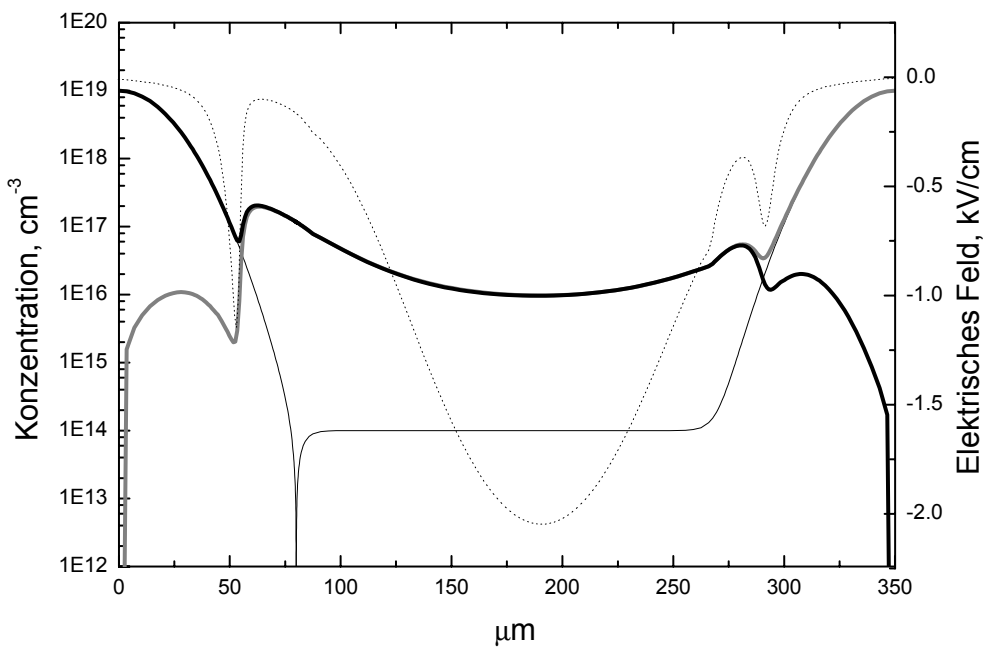
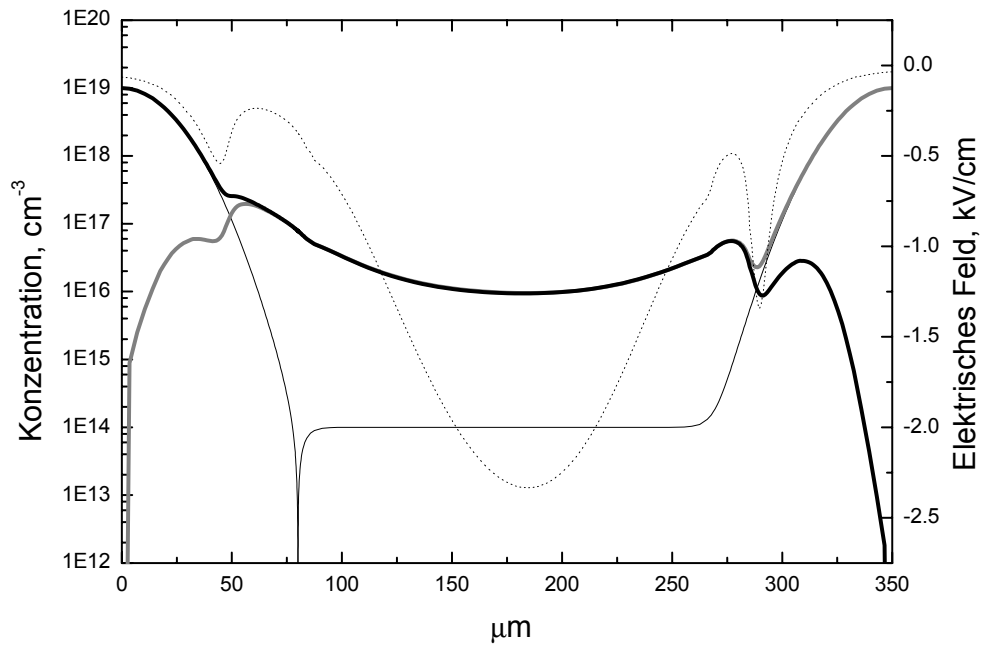


Abb. 3-6a *Elektrisches Feld (gestrichelt), Elektronenkonzentration (schwarz, dick), Löcherkonzentration (grau) und Dotierungsprofil (schwarz, dünn) zum Zeitpunkt a in Abb. 3-5. Oben- Beweglichkeit unter Berücksichtigung von Streueffekten; unten – konstante Beweglichkeit.*

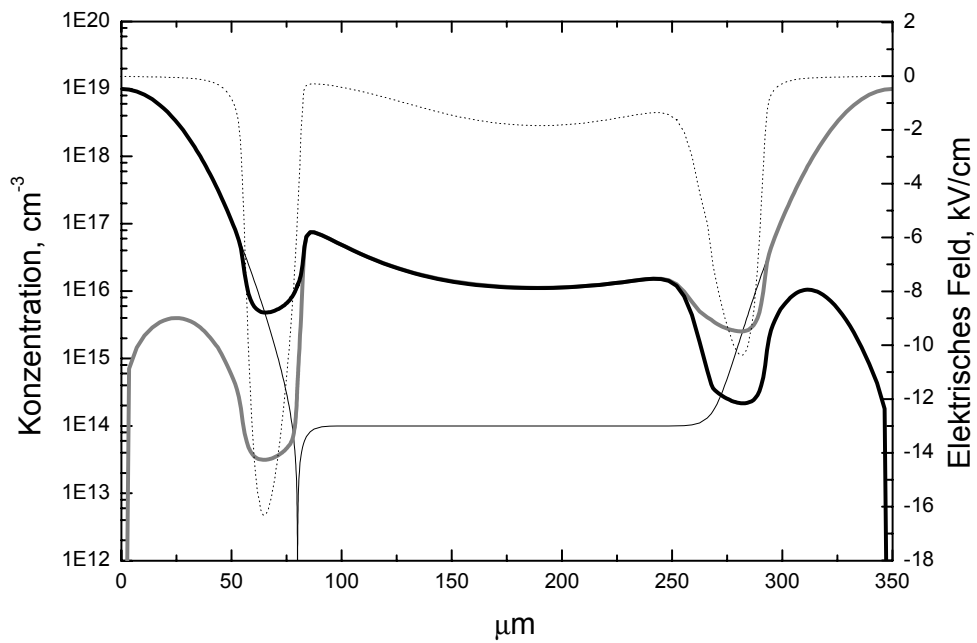
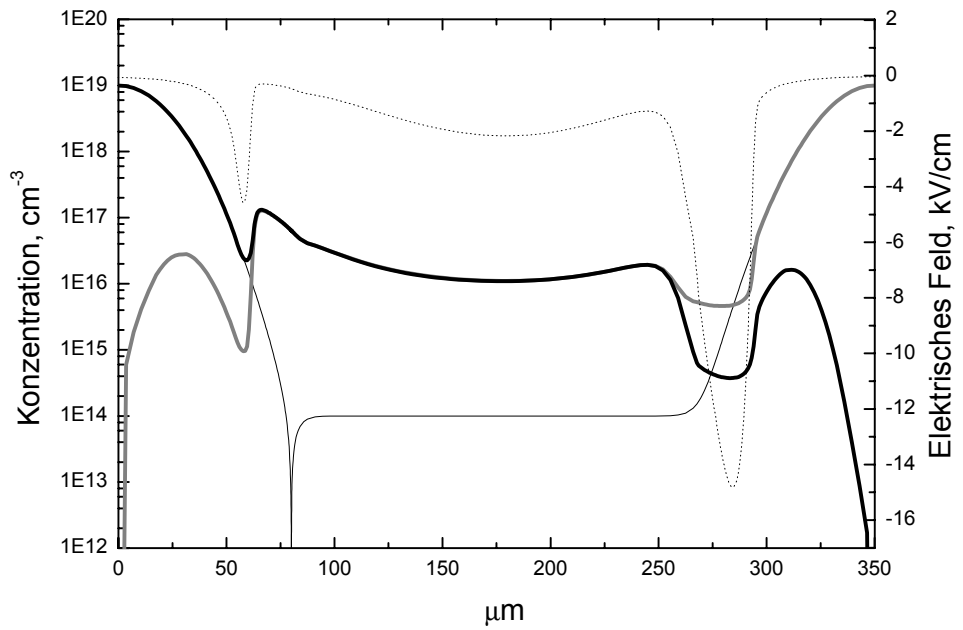


Abb. 3-6b *Elektrisches Feld (gestrichelt), Elektronenkonzentration (schwarz, dick), Löcherkonzentration (grau) und Dotierungsprofil (schwarz, dünn) zum Zeitpunkt b in Abb. 3-5. Oben- Beweglichkeit unter Berücksichtigung von Streueffekten; unten – konstante Beweglichkeit.*

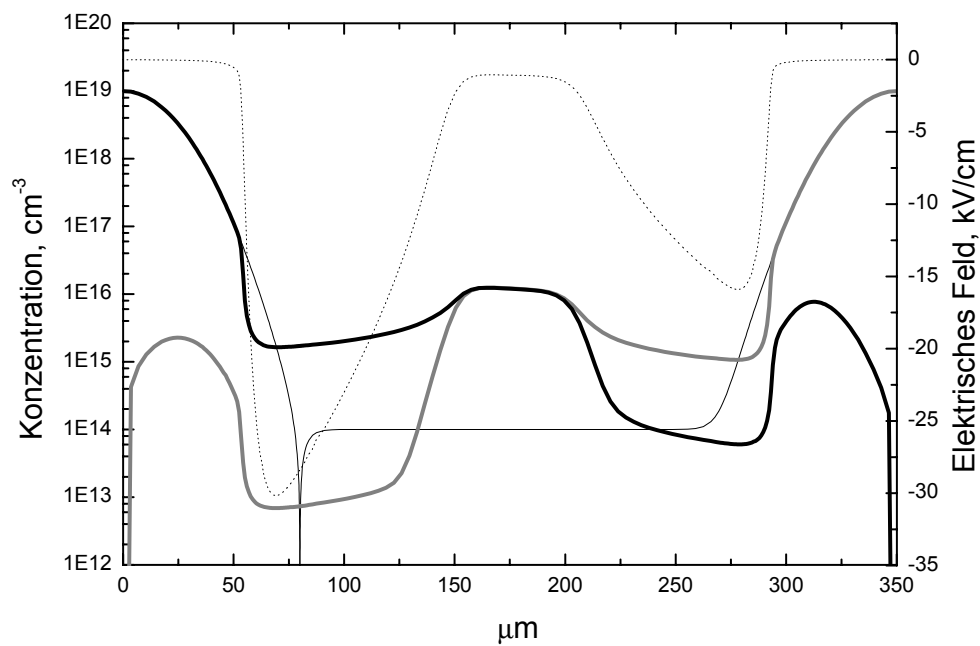
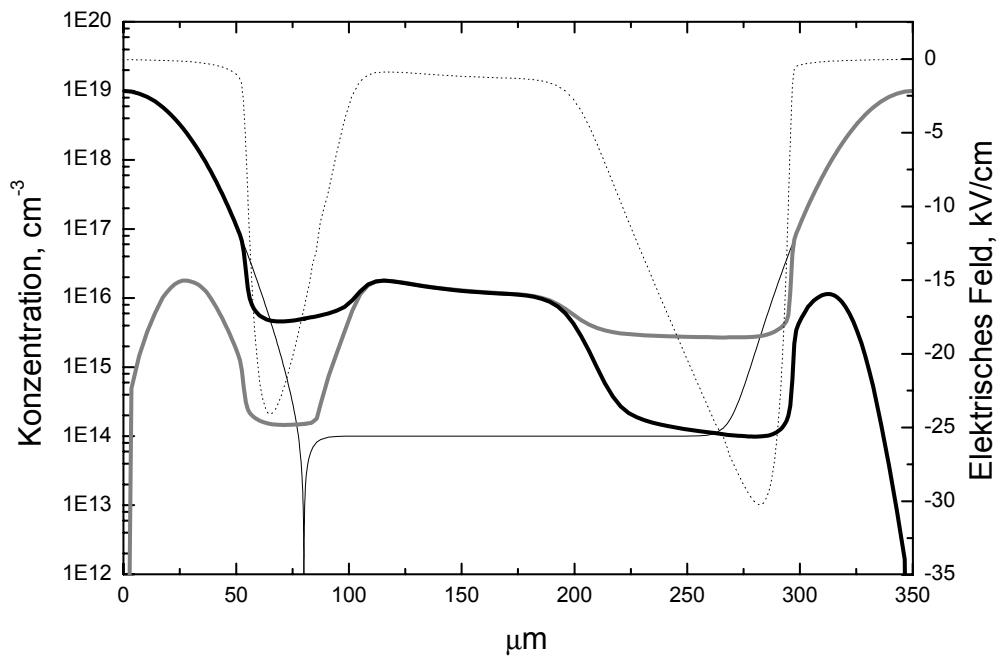


Abb. 3-6c Elektrisches Feld (gestrichelt), Elektronenkonzentration (schwarz, dick), Löcherkonzentration (grau) und Dotierungsprofil (schwarz, dünn) zum Zeitpunkt c in Abb. 3-5. Oben- Beweglichkeit unter Berücksichtigung von Streueffekten; unten – konstante Beweglichkeit.

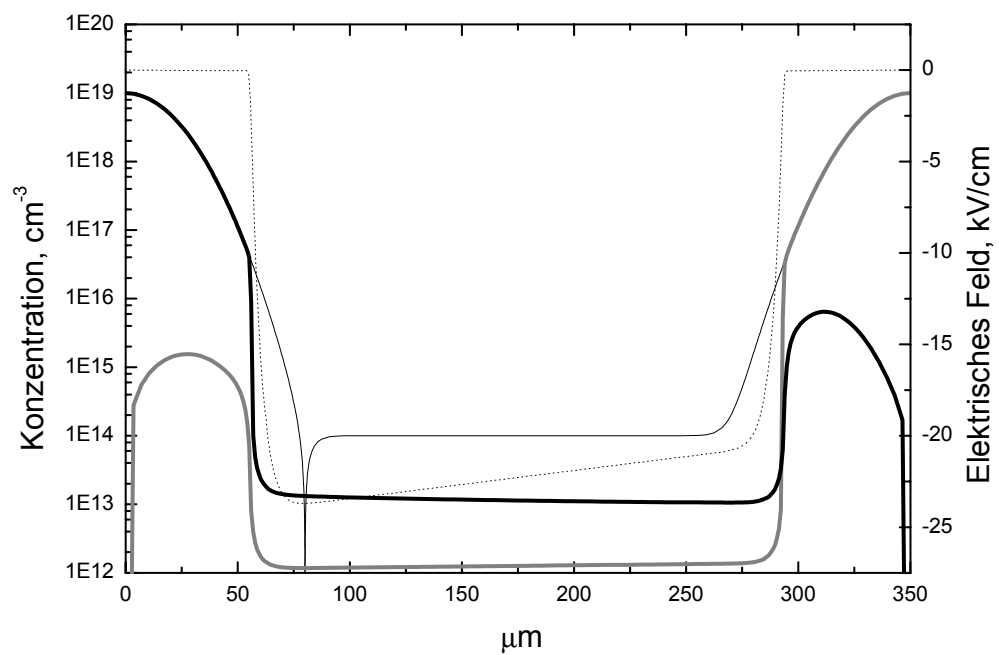
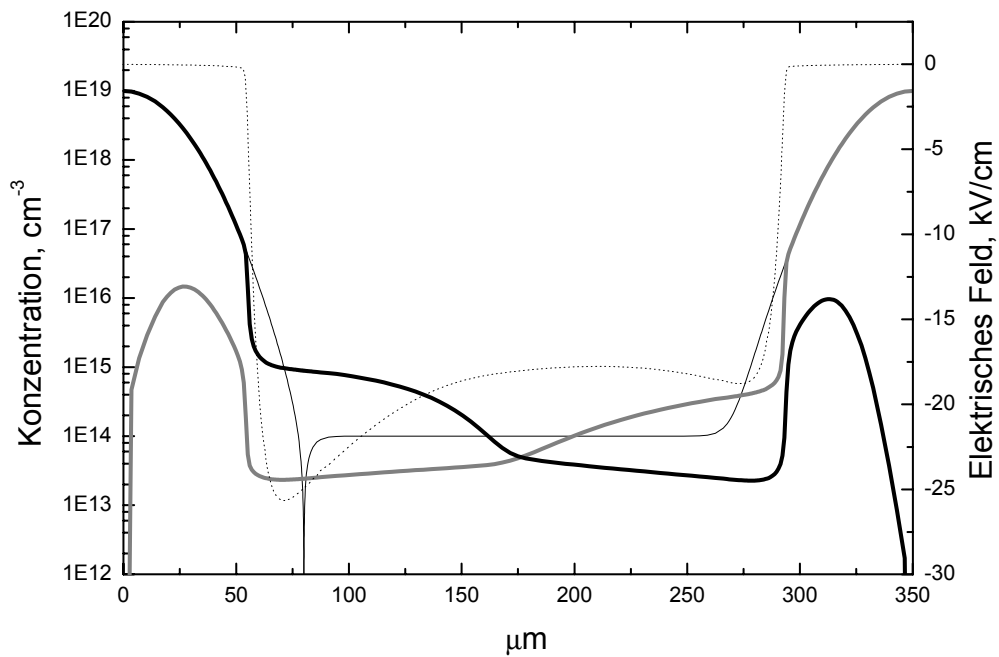


Abb. 3-6d Elektrisches Feld (gestrichelt), Elektronenkonzentration (schwarz, dick), Löcherkonzentration (grau) und Dotierungsprofil (schwarz, dünn) zum Zeitpunkt d in Abb. 3-5. Oben- Beweglichkeit unter Berücksichtigung von Streueffekten; unten – konstante Beweglichkeit.

Man erkennt deutlich, dass die Plasmaentfernung aus der Diodebasis in beiden Fällen unterschiedlich verläuft. Im Fall konstanter Ladungsträger-Beweglichkeit erodiert das Plasma am linken Rand etwas schneller als am rechten, was mit der im Kapitel 2 dargestellten vereinfachten theoretischen Betrachtung übereinstimmt. Wenn bei der Berechnung der Beweglichkeit auch die Abhängigkeit von den Dotierungs- und Ladungsträgerkonzentrationen berücksichtigt wird, weicht dagegen der rechte Rand des Plasmas schneller zurück.

Die ortsabhängige Beweglichkeit zum Zeitpunkt b in Abb. 3-5 ist in der Abb. 3-7 dargestellt.

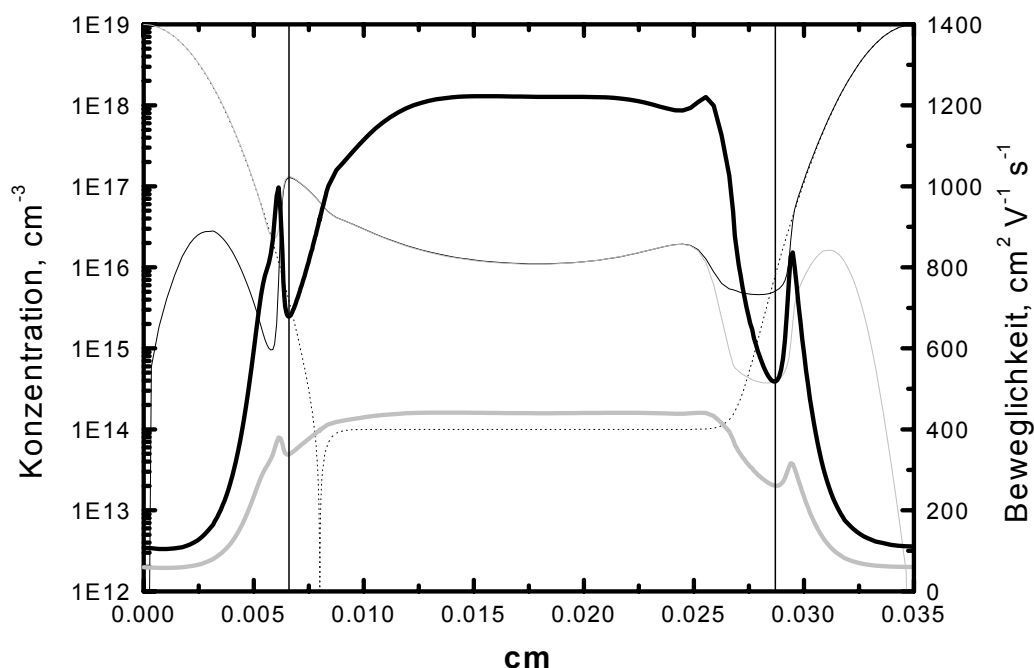


Abb. 3-7 Ladungsträger-Beweglichkeiten und -Konzentrationen zum Zeitpunkt b in Abb. 3-5. Die Beweglichkeiten sind mit fetten Kurven dargestellt: schwarz – für die Elektronen und grau – für die Löcher. Die entsprechenden dünnen Kurven geben die Teilchenkonzentrationen und die gestrichelte Kurve die Dotierungskonzentration wieder.

Man erkennt zwei Minima im Verlauf der Beweglichkeiten: am linken und am rechten Rand (durch vertikale Geraden markiert). Die Ursachen für ihr Auftreten sind unterschiedlich. Auf der rechten Seite wird das Beweglichkeitsminimum durch das elektrische Feld verursacht und fällt daher räumlich mit dem Maximum des Feldes zusammen. Auf der linken Seite dagegen ist die höhere Konzentration der Ladungsträger für das Minimum in der Mobilität verantwortlich. Im Driftgebiet ist die Beweglichkeit deswegen höher als an der Plasmagrenze. Auf der rechten Seite sind umso mehr Ladungsträger zur Gewährleistung der gleichen Stromdichte notwendig, je weiter man in das Driftgebiet vordringt, da die Mobilität dort ständig kleiner wird. Auf der anderen Seite wird die Plasmabewegung dadurch verlangsamt,

dass im Driftgebiet dieselbe Stromdichte, wegen der dort höheren Mobilität, mit weniger Ladungsträgern bereitgestellt werden kann als an der Plasmagrenze. Das führt zu einer Verstopfung des Plasmas im p^+ -Gebiet zu Beginn des Sperrstroms.

Dieses Verhalten unterscheidet sich prinzipiell von den Ergebnissen der vereinfachten analytischen Betrachtung, die in [22] dargestellt und im vorherigen Kapitel ausführlich erläutert wurde. Aus den dort dargestellten Überlegungen folgt, dass das Plasma an der p^+ -Seite stets schneller erodieren sollte. Die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen zeigen hingegen, dass dies nur bei kleinen Plasmakonzentrationen zutrifft, bei denen die Mobilitätsabhängigkeit von der Konzentration der Ladungsträger vernachlässigt werden kann.

3.2.3. Untersuchungen zum Einfluß der Dotierungsverteilung auf den Öffnungsvorgang

Da die Eigenschaften der Halbleiter-Dioden stark von den Dotierungsprofilen bestimmt werden, muss dieser Einfluss gründlich untersucht werden. Eine für den Einsatz als SOS - Öffnungsschalter typische Dotierungsverteilung in Halbleiterdioden ist in Abb. 3-8 dargestellt. Die wichtigsten Parameter dieser Verteilung sind die Lage der $p^+ - n$ (Punkt B in der Abb. 3-8) und $n - n^+$ (Punkt C in der Abb. 3-8) Übergänge und die Akzeptorkonzentration im Punkt A in Abb. 3-8. Das Gebiet A-B in der Abb. 3-8 wird als das p-Arbeitsgebiet bezeichnet.

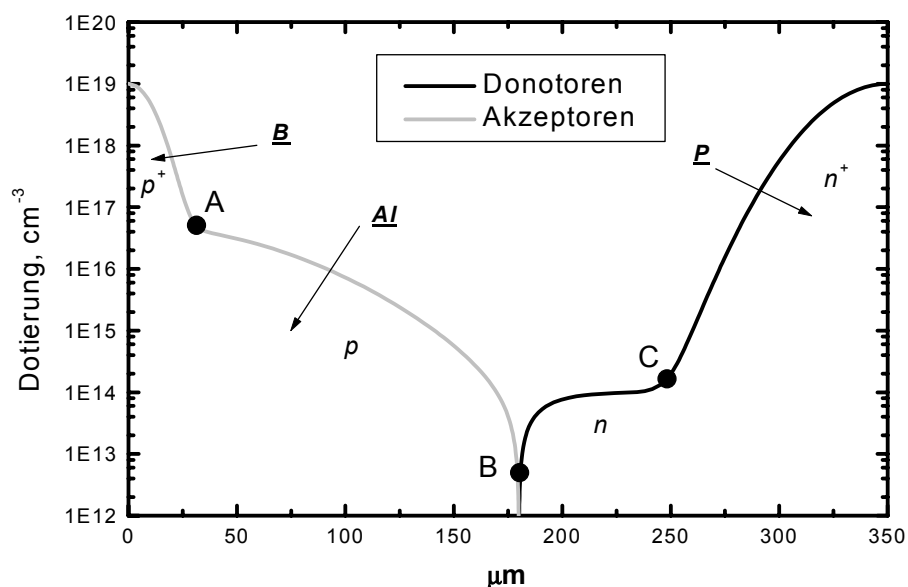


Abb. 3-8 Darstellung der Dotierungsverteilung und der herausgehobenen Ortspunkte in einer SOS-Diode.

Es ist bekannt [26, 28], dass das Plasma umso schneller aus der Diode entfernt wird, je weiter der p-n Übergang (B) in Abb. 3-8 nach rechts verschoben wird. Der Grund hierfür ist das durch die positiv geladenen Akzeptoren hervorgerufene elektrische Feld. Dieses elektrische Feld kann den Öffnungsvorgang erheblich beschleunigen. Das in Abb. 3-9 dargestellte Simulationsergebnis bestätigt diese Schlussfolgerung. Sie zeigt, dass umso kürzere Öffnungszeiten und umso höhere Ausgangsspannungen an der Last erzielt werden können, je ausgedehnter das p-Gebiet ist (d.h. je weiter rechts der p-n-Übergang liegt).

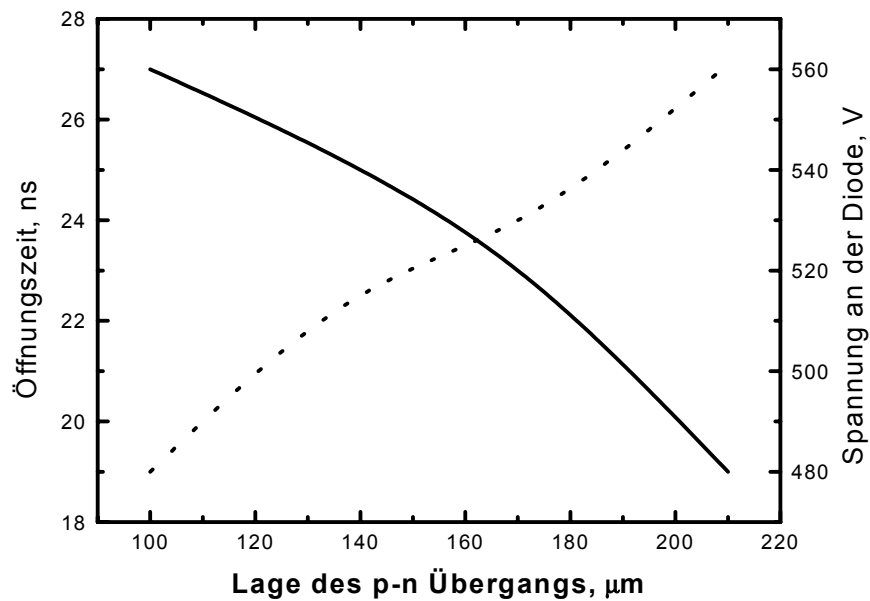


Abb. 3-9 *Abhängigkeit der Öffnungszeit der Diode und der maximalen Spannung des Ausgangsimpulses von der Lage des p-n-Übergangs. (Öffnungszeit durchgezogen; Spannung gestrichelt). Die Gesamtlänge der Diode beträgt hier 350 μm .*

Für die Optimierung der Dotierungskonzentration ist allerdings auch zu berücksichtigen [19, 20], dass hohe Dotierungskonzentrationen in der Diodenbasis zur Verringerung der Durchbruchspannung führen, da diese der Dotierungskonzentration umgekehrt proportional ist. Die Abhängigkeit der Durchbruchspannung von der Lage des p-n Übergangs ist in der Abb. 3-10 dargestellt.

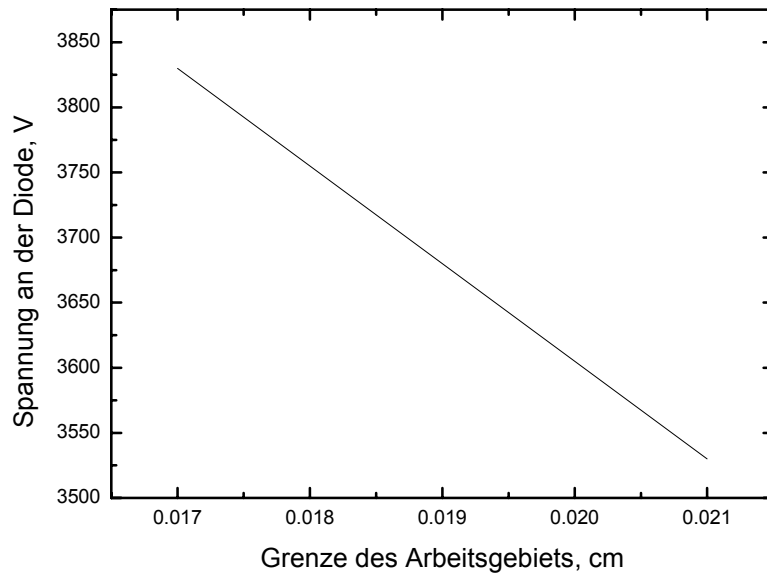


Abb. 3-10 *Abhängigkeit der Durchbruchspannung einer Diode von der Ausdehnung des p-Gebiets.*

Man sieht deutlich, dass die Durchbruchspannung umso kleiner wird, je mehr sich der p-n-Übergang dem n^+ -Gebiet nähert. Die relativ hohen Werte der Durchbruchspannung sind eine Folge der kurzen Impulszeiten. Die Impulsdauer liegt im Normalbetrieb eines SOS-Öffnungsschalters bei etwa 10-20 ns. Diese Zeit ist mit der Zeit vergleichbar, die die Ladungsträger brauchen, um die Basis der Diode mit der Sättigungsgeschwindigkeit zu durchlaufen. Es ist daher offensichtlich, dass die Durchbruchspannungen unter diesen Bedingungen beträchtlich höher liegen müssen, als bei normalem Betrieb. Die Idealität des hier betrachteten Modells in Bezug auf Defekte kann natürlich auch eine Erhöhung der Spannungsfestigkeit vortäuschen. Gitterfehler in realen Dioden können Ausgangspunkte für einen Spannungsdurchbruch darstellen.

Die Raumladungszone im p -Gebiet bildet sich aus, wenn das Plasma den Ort erreicht hat, an dem alle verfügbaren Gleichgewichtsladungsträger benötigt werden, um die erforderliche Stromdichte aufrecht zu erhalten (Abschaltzeitpunkt). Durch die Gestaltung des Dotierungsprofils im p -Gebiet ist es möglich die Position dieser Raumladungszone und den Zeitpunkt ihres Aufbaus zu beeinflussen. Da die Dotierung der Halbleiteröffnungsschalter i.a. durch Diffusion erzeugt wird, kann man die Akzeptorenkonzentration am Ort A in Abb. 3-8 als charakteristischen Parameter dieses Vorgangs betrachten. Je geringer diese Konzentration ist, umso früher entsteht eine Raumladungszone im p -Gebiet und umso näher liegt sie an der linken Grenze der Diode.

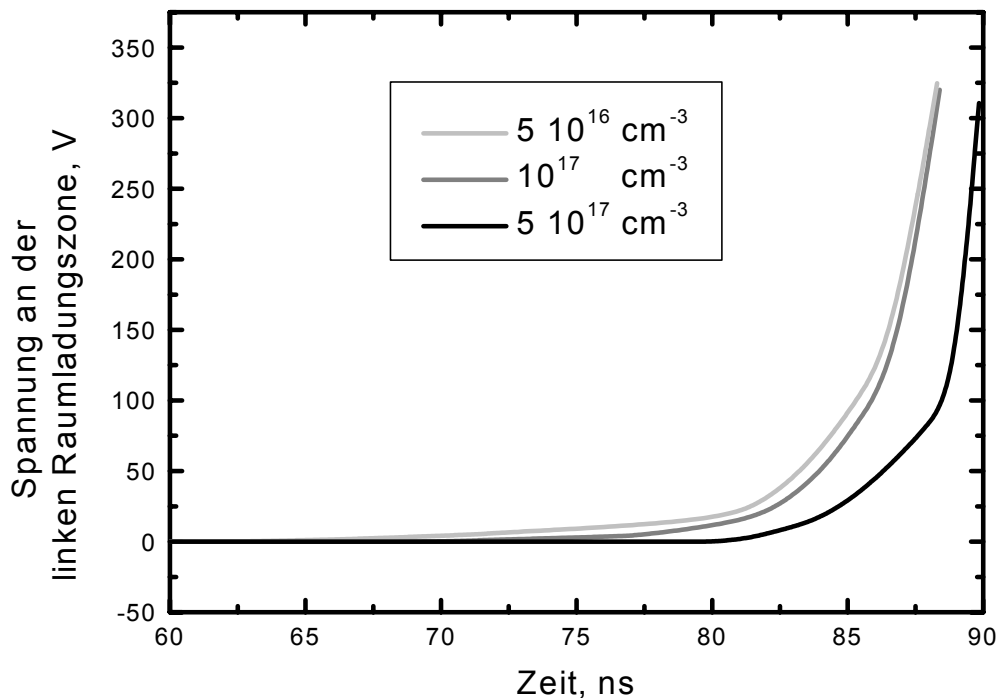


Abb. 3-11 *Zeitliche Entwicklung der Spannung an der p^+ -Raumladungszone für verschiedene Akzeptorkonzentrationen am Ort A in Abb 3-8.*

Abb. 3-11 zeigt die zeitliche Entwicklung des Spannungsabfalls an der linken Raumladungszone für verschiedene Werte der Akzeptorenkonzentration am Ort A in Abb.3-8. Man sieht deutlich, dass sich bei geringeren Dotierungen die Raumladungszone und die Spannung früher bilden, sich dann aber auch langsamer entwickeln. Die langsamere Entwicklung der Raumladungszone bei niedrigeren Akzeptorenkonzentrationen führt dazu, dass die Diode sich langsamer öffnet und folglich die Ausgangsspannung kleiner wird.

3.2.4. Untersuchung des Einflusses der Verteilung von Rekombinationsstörstellen auf den Öffnungsvorgang

Eine weitere Möglichkeit den Öffnungsvorgang in einer Diode zu beschleunigen besteht darin, dass man die Lebensdauer der Ladungsträger verringert. Da eine kurze Lebensdauer in der gesamten Diode allerdings zu hohen Verlusten in Durchlassrichtung führen würde (siehe dazu Kapitel 2), muss man ein Störstellenprofil erzeugen, das die Rekombination nur lokal erhöht. Die Idee ist in Abb. 3-12 dargestellt. Solche Störstellenprofile lassen sich zum Beispiel durch die Bearbeitung mit einem Elektronenstrahl erzeugen [31]. Hier wird für die Störstellenverteilung ein ideales Gaußprofil angenommen, da zunächst die Idee selbst überprüft werden soll.

Die günstigste Position des Verteilungsmaximums kann auf Grund der oben dargestellten Prinzipien der Plasmaerosion gewählt werden. Da die schnelle Stromunterbrechung mit dem Aufbau einer Raumladungszone im p-Gebiet beginnt, wäre es vorteilhaft den Aufbau dieser Zone zu beschleunigen. Dazu muss das Maximum der Störstellenverteilung direkt hinter dem Abschaltpunkt gewählt werden. Die genaue Lage dieses Ortes hängt vom Stromverlauf ab. Man kann allerdings für die verwendeten Parameter des Erosionsimpulses (eine Stromdichte von etwa 5 kA wird in etwa 50-100 ns erreicht) annehmen, dass dieser Punkt bei einer Dotierkonzentration von $1-3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ liegt.

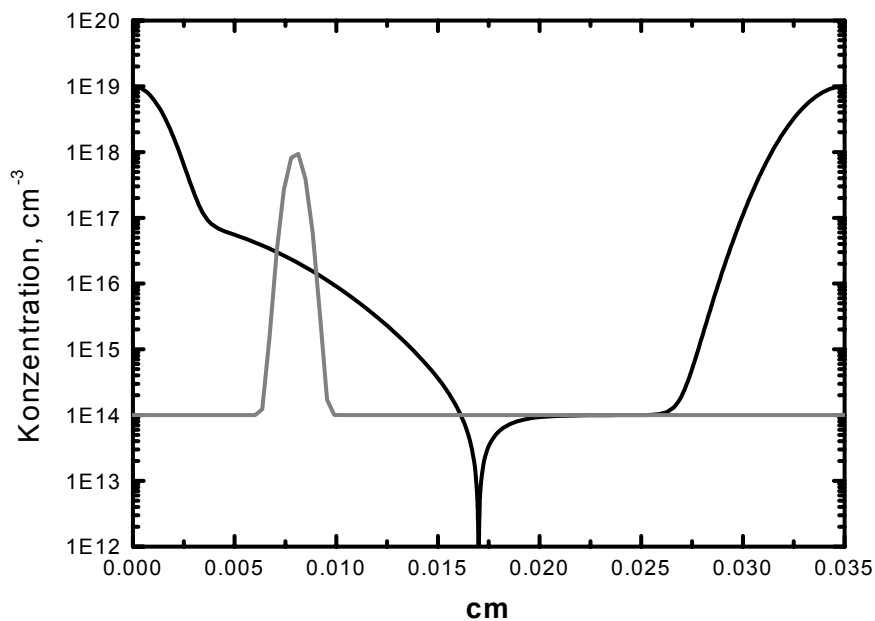


Abb. 3-12 *In der Arbeit verwendetes Störstellenprofil (grau) zusammen mit dem Dotierungsprofil (schwarz).*

Die Simulationsergebnisse für verschiedene Werte des Maximums der Störstellenverteilung sind in Abb. 3-13 dargestellt.

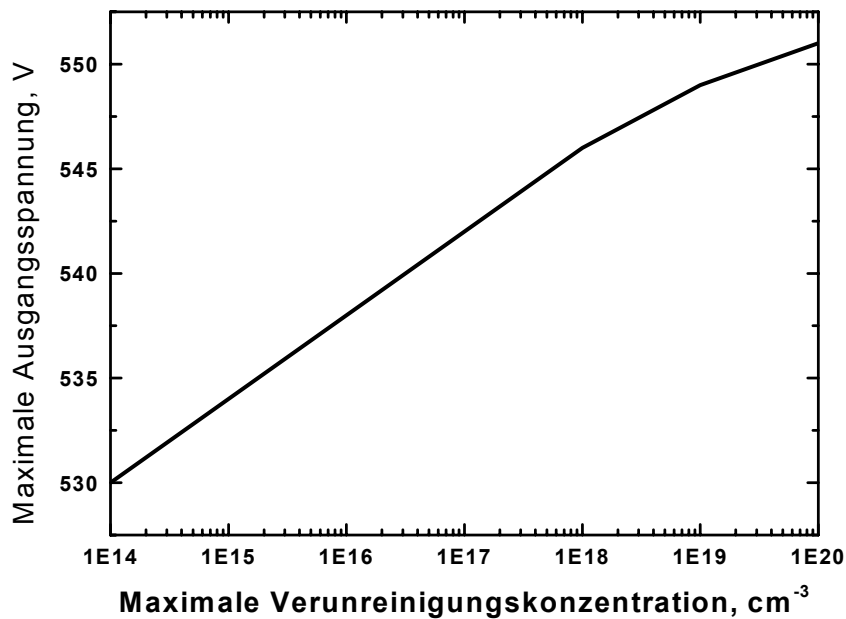


Abb. 3-13 *Abhängigkeit der Ausgangsspannung vom Maximum der Störstellenkonzentration.*

Man sieht zwar, dass sich die Öffnungszeit der Diode wie erwartet verringert und daher die Ausgangsspannung ansteigt. Leider ist diese Steigerung jedoch nur von theoretischem Interesse, da selbst bei einer Erhöhung des Störstellenmaximums um sechs Größenordnungen die Ausgangsspannung nur um etwa 4% steigt.

3.2.5. Einfluss der Eigenschaften des Pump- und des Sperrstromimpulses auf die Prozesse im Inneren der Diode.

Die Dauer und die Amplitude des Stromimpulses sowohl in Durchlass- als auch in Sperrrichtung spielen eine entscheidende Rolle beim Öffnungsvorgang der SOS-Diode. Prinzipiell kann man mit einer passenden Auswahl der Stromimpulsparameter in fast jeder Halbleiterdiode mit einem Diffusionsprofil der Dotierungen eine SOS-Betriebsart erreichen. Die im vorherigen Abschnitt diskutierten Diodeneigenschaften erlauben eine wesentliche Verkürzung der Öffnungszeit, wenn die Impulsparametern richtig gewählt werden.

Obwohl günstige Beschaltungsparameter (und damit die Parameter des Stromimpulses) in der Literatur beschrieben worden sind [26, 24], wurden diese bisher nur rein empirisch experimentell ermittelt. Die physikalischen Zusammenhänge zwischen dem Diodenaufbau und den erforderlichen Stromparametern wurden nicht untersucht. Zur Erklärung der experimentell ermittelten Zusammenhängen beizutragen, ist das Ziel dieses Abschnitts.

Wie bereits oben mehrmals erwähnt, bildet sich eine Raumladungszone im p^+ -Gebiet nur dann aus, wenn die Plasmagrenze den Ort erreicht hat, an dem die gesamte Anzahl der eigenen Ladungsträger für den Stromtransport benötigt wird. Dies führt zu der prinzipiellen Anforderung an den Sperrstromimpuls, dass seine Amplitude so ausgewählt werden muss, dass der entsprechende Abschaltpunkt innerhalb des p^+ -Gebiets entsteht.

Es erscheint günstig, wenn die Raumladungszone sich nahe der Mitte des p^+ -Gebiets bildet, da in diesem Fall wegen des durch Akzeptoren verursachten elektrischen Feldes, eine hohe Wachstumsgeschwindigkeit erwartet werden kann und da sich diese Zone dort auch ausreichend verbreitern kann, um den gewünschten hohen Spannungsabfall zu erzielen. Das bedeutet, dass der entsprechende Abschaltpunkt für die Dotierungsverteilung von Abb. 3-3 bei einer Akzeptorenkonzentration von etwa $N_p = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ liegen muss. Wenn man annimmt, dass die Ladungsträger sich in der Raumladungszone mit der Sättigungsgeschwindigkeit V_s bewegen, erhält man eine Bedingung für die Amplitude des Sperrstromimpulses:

$$i_R = eV_s N_p \quad (3-16)$$

Wenn man für die Sättigungsgeschwindigkeit einen typischen Wert von $5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ annimmt, ergibt sich die entsprechende Stromdichte zu 5000 A/cm^2 .

Eine weitere physikalische Überlegung, die Konsequenzen für die Impulsparameter nach sich zieht, ist die folgende: Wenn die Plasmagrenze den Abschaltpunkt erreicht hat, wird der Stromtransport durch die Ladungsträger in der linken Raumladungszone bestimmt. Das bedeutet, dass die minimale Ladungsträgerkonzentration in der Basis der Diode ausreichend hoch sein muss.

Die Plasmadynamik während des Pumpimpulses wird durch Gleichung 2-1 aus Kapitel 2 beschrieben. Diese Gleichung beschreibt das Eindringen des Plasmas in ein Gebiet mit niedriger Dotierungskonzentration aus einem Emissionsgebiet unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes. Diffusionseffekte können bei diesem Prozess vernachlässigt werden [21]. Mit der Anfangsbedingung (3-17) und der Randbedingung (3-18) ist die Gleichung unabhängig von der Form der Stromdichte lösbar [14]. Die Lösung ist durch Gleichung 3-19 gegeben.

$$P(0, x) = 0 \quad (3-17)$$

$$P(t, 0) \approx \frac{i}{E(t, 0)} \rightarrow \infty \quad (3-18)$$

$$P(x, t) = \frac{1}{b+1} \left(\sqrt{\frac{bN_d Q(t)}{ex}} - bN_d \right) \quad (3-19)$$

wobei $Q(t) = \int_0^t i dt$ und $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$. Dabei ist $P(x,t)$ die Plasmakonzentration, $i(x,t)$ die Stromdichte und N_d ist die Dotierungskonzentration in der Diodenbasis.

Gleichung (3-19) gilt für das p^+ - Emissionsgebiet. Für den Fall des n^+ - Gebiets werden bei gleicher Stromdichte weniger Ladungsträger benötigt, da der Strom im Plasma hauptsächlich durch die emittierten Teilchen getragen wird und Elektronen bekanntlich beweglicher sind. In Gleichung (3-19) muss dann natürlich unter der Wurzel durch b dividiert anstatt multipliziert werden.

Man erhält dann für die Plasmadynamik bei Emission von beiden Seiten:

$$P(x,t) = \frac{1}{b+1} \left(\sqrt{\frac{bN_d Q(t)}{ex}} + \sqrt{\frac{N_d Q(t)}{be(L-x)}} \right) - \frac{2bN_d}{b+1} \quad (3-20)$$

wobei L die Länge der Basis ist.

Diese Gleichung muss allerdings als eine Näherung betrachtet werden, da viele Effekte vernachlässigt wurden. Es wird angenommen, dass die Emission an jeder Seite unabhängig von der anderen stattfindet, was offensichtlich nicht der Fall ist. Bei den hier durchgeführten Untersuchungen hat sich aber gezeigt, dass die Ergebnisse die man mit (3-20) erhält recht gut mit denen der Simulation übereinstimmen.

Durch Differenzieren von (3-20) findet man die Stelle in der Basis, wo die Konzentration ihr Minimum erreicht:

$$x_m = \frac{L}{1+b^2} \left(b^2 + b^{\frac{2}{3}} - b^{\frac{4}{3}} \right) \quad (3-21)$$

Mit $b = 3$ (Si) findet man, dass das Konzentrationsminimum bei etwa 0.67 L liegt. Die Simulation liefert einen Wert von etwa 0.65, was man als eine gute Übereinstimmung betrachten kann.

Aus (3-20) und (3-21) ergibt sich der Ausdruck für die Ladungsmenge, die man während des Stromflusses in Durchlassrichtung in die Diode hineinbringen sollte, um die gewünschte minimale Ladungsträgerkonzentration $P(x_m)$ in der Basis der Diode zu erreichen:

$$Q = \frac{1}{N_d} \left[\frac{(b+1)P(x_m) + 2bN_d}{\sqrt{\frac{b}{ex_m}} + \sqrt{\frac{1}{be(L-x_m)}}} \right]^2 \quad (3-22)$$

Wie oben beschrieben, soll diese Konzentration ausreichend groß sein, so dass die Prozesse während des Öffnungsvorgangs nicht durch die Basis der Diode, sondern durch die hochdotierten Regionen bestimmt werden. Das heißt, dass die minimale Ladungsträgerkonzentration in der Basis vergleichbar mit der Konzentration der eigenen Ladungsträger am Abschaltzeitpunkt (die dort gleich der Dotierungskonzentration ist) sein muss.

Bezüglich $P(x_m)$ müssen aber noch zwei Bemerkungen gemacht werden. Zuerst wird der Strom in der Basis der Diode hauptsächlich durch Elektronen getragen, während der Strom im hochdotierten p-Gebiet durch Löcher getragen wird. Da die Elektronenbeweglichkeit etwa 3 mal höher ist, kann die minimale Plasmakonzentration in der Basis etwa 3 mal geringer sein als die Dotierungskonzentration am Abschaltzeitpunkt. Zweitens wurde bei (3-20) und (3-21) das p-Gebiet A-B der Abb. 3-8 vernachlässigt. Es hat sich aus der Simulation gezeigt, dass in guter Näherung die gesamte Ladungsmenge, die durch die Akzeptoren in A-B gebildet wird, einfach gleichmäßig über die Basis verteilt werden kann. Man kann also annehmen, dass die Dotierung des Mittelgebiets N_d in 3-7 etwa $3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ beträgt anstatt 10^{14} cm^{-3} .

Unter diesen Bedingungen erhält man aus (3-22) für die Ladungsmenge, die in die Diode hineingebracht werden muss, den Wert von etwa $1,2 \cdot 10^{-4} \text{ C}$. Das ist die Ladung, die mit der Halbperiode eines Sinusimpulses mit der Amplitude der Stromdichte von 1000 A/cm^2 und der Periode von $1 \mu\text{s}$ erreicht werden kann. Impulse mit diesen Parametern werden normalerweise auch für den Stromdurchgang in Durchlassrichtung verwendet (siehe dazu auch Kapitel 5).

Eine weitere Forderung an den Pumpstromimpuls wurde schon im zweiten Kapitel erwähnt: die Impulsdauer muss wesentlich unter der Lebensdauer der Ladungsträger in der Basis liegen, um Rekombinationsverluste zu vermeiden.

Für die Amplitude des Sperrstromimpulses existiert schon die Bedingung (3-16). Hinzu kommt noch die weitere Forderung, dass alle eingebrachten Ladungsträger, die sich vor dem Abschaltzeitpunkt befinden, durch den Sperrstromimpuls aus der Diode entfernt worden sein müssen bevor die Plasmagrenze diesen Punkt erreicht. Aus diesen Anforderungen lässt sich auch die Dauer des Sperrstromimpulses abschätzen:

$$\int_0^{T/4} i_R \sin\left(\frac{t}{T}\right) dt = e \int_0^{x_p} P(x) dx \quad (3-23)$$

$$T = \frac{e}{0.31 J_A (b+1)} \left(2 \sqrt{\frac{b N_d x_p Q}{e}} - b N_d x_p \right) \quad (3-24)$$

Für die Plasmakonzentration verwendet man dabei Gleichung (3-19). Und mit einer Ladung von 10^{-4} Coulomb erhält man dann für T einen Wert von 100-300 ns, was auch den experimentellen Ergebnissen entspricht. Damit sind alle empirisch gefundenen vorteilhaften Eigenschaften der Stromimpulse durch die physikalischen Vorgänge in der Diode erklärt.

3.3. Zusammenfassung

Zum Schluss dieses Kapitels seien die wichtigsten Ergebnisse der oben beschriebenen Simulationen des Halbleiter-Öffnungsschalters nochmals zusammengefasst:

- Streuungen, die aus der Wechselwirkung der Ladungsträger untereinander und mit dem Kristallgitter resultieren, spielen für die physikalische Beschreibung der Stromunterbrechung in Halbleiterdioden im SOS-Betrieb eine wichtige, nicht zu vernachlässigende Rolle. Die Plasmadynamik in der Diode unter Berücksichtigung realer Ladungsträger-Beweglichkeiten unterscheidet sich wesentlich von dem vereinfachten Fall mit konstanter Beweglichkeit: Die Raumladungszone bildet sich zuerst oder erheblich früher an der n^+ -Grenze.
- Mit der richtigen Wahl der Dotierungsverteilung ist es möglich, die Öffnungszeit der Diode beträchtlich zu verkürzen. Die wichtigste Rolle spielt dabei die Ausdehnung des p-Arbeitsgebietes in der Basis der Diode. Es muss allerdings berücksichtigt werden, dass mit einer Verbreiterung dieses Gebiets auch eine Verringerung der Durchbruchspannung einhergeht, so dass ein Kompromiss zwischen möglichst kurzer Öffnungszeit und maximaler Durchbruchspannung gefunden werden muss.
- Durch Einführung eines Rekombinationsstörstellenprofils kann zwar die Öffnungszeit verkürzt, aber nur eine unwesentliche Erhöhung der Ausgangsspannung erzielt werden.

Um den SOS-Effekt zu optimieren, muss die äußere Beschaltung der Halbleiteröffnungsschalter auf die Diodeneigenschaften abgestimmt werden.

- Die Amplitude des zu unterbrechenden Stromimpulses muss so gewählt werden, dass es zur Ausbildung eines Abschaltpunktes im Arbeitsgebiet der Diode kommt.
- Der Pumpstromimpuls muss eine ausreichend große Ladungsmenge in die Diode einbringen, so dass das Minimum der Plasmakonzentration in der Basis der Diode in der Größenordnung der Dotierungskonzentration am Abschaltpunkt liegt.
- Die Zeitdauer des Stromimpulses in Sperrrichtung muss so gewählt werden, dass alle eingebrachten Ladungsträger, die vor dem Abschaltpunkt liegen, während des Stromanstiegs in der Diode entfernt werden.

4. Modell des Halbleiteröffnungsschalters für den Einsatz in PSpice.

Im vorherigen Kapitel wurde ein detailliertes Modell des Halbleiteröffnungsschalters vorgestellt und darauf basierend das Simulationsprogramm POSEOSS entwickelt. Dieses Simulationsprogramm ermöglicht die gründliche Untersuchung der physikalischen Vorgänge im Inneren des Schalters insbesondere während des Öffnungsvorgangs. Obwohl POSEOSS alle Informationen liefert, die für die vollständige Berechnung eines auf SOS basierenden Generators notwendig sind, ist sein Einsatz in einer realen Generatorsimulation durch die Komplexität des verwendeten Modells und die daraus resultierende lange Rechenzeit sehr aufwendig. Ein zusätzliches Problem stellt die Einbindung der realen Schaltung in den Lösungsalgorithmus von POSEOSS dar. Um den Halbleiteröffnungsschalter leicht in bestehende Schaltungssimulatoren (wie z. B. PSpice) integrieren zu können, ist daher ein vereinfachtes empirisches Modell des Schalters wünschenswert. Die Entwicklung eines solchen Modells wird in diesem Kapitel beschrieben.

Ein weiteres Thema dieses Kapitels ist der Einsatz von mehreren Öffnungsschaltern zur Erhöhung des an die Last zu übergebenden Stroms. Wie bereits im zweiten Kapitel erwähnt, ist die maximale Stromdichte in einem SOS-Öffnungsschalter auf etwa 10 kA/cm^2 beschränkt. Bei den üblichen Querschnitten der verwendenden Dioden entspricht dies einem Strom von wenigen kA. Zur Erhöhung des Stromes lassen sich mehrere Dioden parallel schalten allerdings mit dem Nachteil, dass die Ladespannung der Kondensatoren ebenfalls proportional erhöht werden muss. Eine Erhöhung des Stroms durch Veränderung der Induktivitäten und Kapazitäten in der Schaltung ist hier nicht immer anwendbar da die Periode des Schwingkreises durch die Anforderungen an die Lade- und Entladevorgänge in den Dioden festgelegt ist. Um diesen Nachteil auszugleichen wird hier ein neues Generatorkonzept, mit durch Halbleiteröffnungsschaltern getrennten Teilinduktivitäten vorgeschlagen. Der Vorteil dieses Konzepts besteht darin, dass die gewünschte Stromsteigerung erzielt werden kann, ohne die Spannung an den Ladekondensatoren zu erhöhen.

4.1. Zeitlicher Verlauf des Öffnungsvorgangs in der SOS-Diode

Ganz allgemein lässt sich der Stromunterbrechungsprozess in einer SOS-Diode in zwei Phasen unterteilen. Zur Illustration der beiden Phasen dienen die Abb. 4-1 und 4-2. In der ersten Phase existieren im Inneren der Diode zwei getrennte Raumladungszonen die zur Diodenspannung beitragen. Diese Zonen sind in Abb. 4-1 markiert. Der Aufbau dieser Zonen ist unterschiedlich: an der linken p-Seite besteht die Raumladungszone zum großen Teil aus unbeweglichen ionisierten Dotierungsatomen. Den größten Teil der rechten Zone bilden

Elektronen, die frei beweglich sind. Während des Öffnungsvorgangs verbreitern sich diese Zonen in die Diodenbasis hinein und bilden eine gemeinsame Raumladungszone, die sich über die ganze Basis der Diode erstreckt. Damit beginnt die zweite Phase des Öffnungsvorgangs (Abb. 4-2), in der die Spannung über die ganze Basis der Diode verteilt ist.

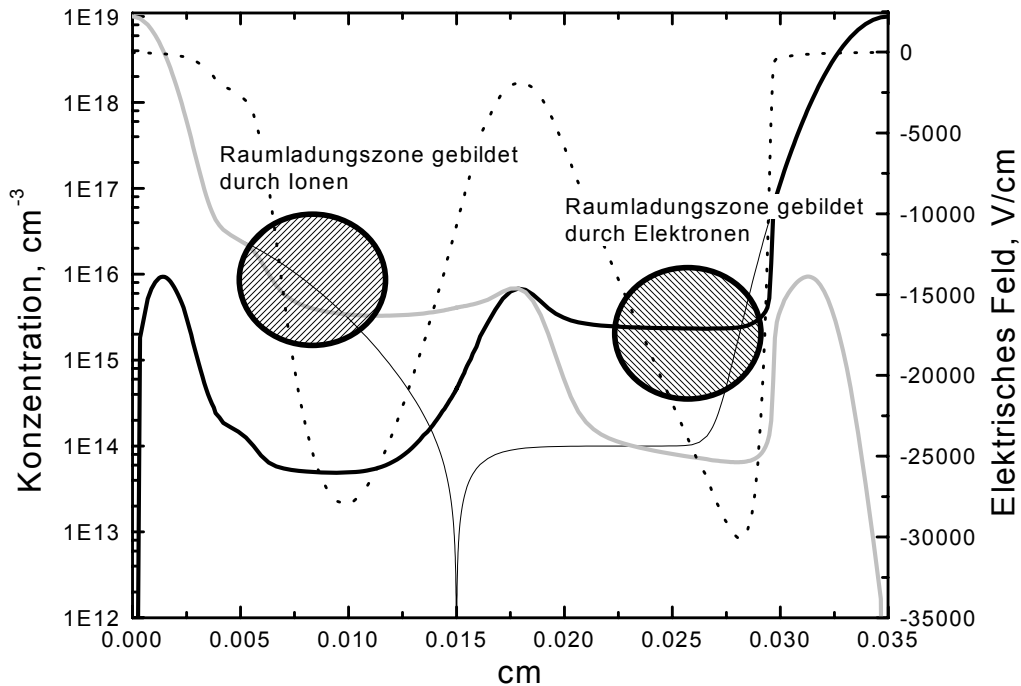


Abb. 4-1 Erste Phase des Öffnungsvorgangs in einer SOS-Diode berechnet mit dem POSEOSS-Code. Die dünne Linie entspricht dem Dotierungsprofil. Die dicke schwarze Kurve zeigt die Elektronenverteilung und die graue Kurve – die Verteilung von Defektelektronen. Die gestrichelte Kurve zeigt das elektrische Feld. Man kann die beiden Raumladungszonen in den p^{+-} und n^{+} -Gebieten deutlich unterscheiden.

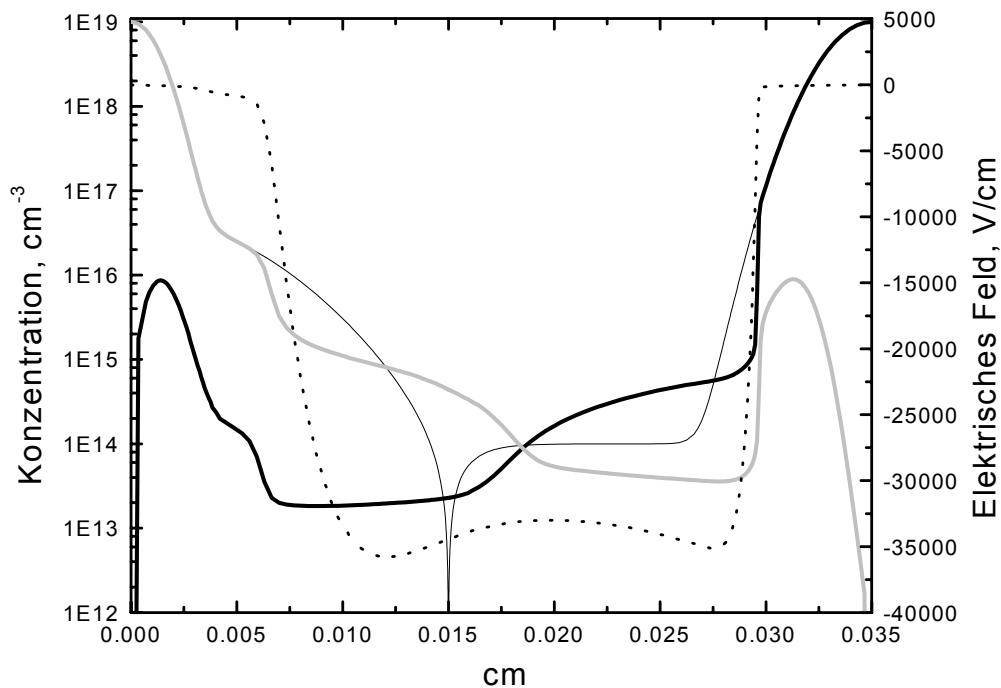


Abb. 4-2 *Zweite Phase des Öffnungsvorgangs in einer SOS-Diode berechnet mit dem POSEOSS-Code. Die dünne Linie beschreibt das Dotierungsprofil. Die dicke schwarze Kurve zeigt die Elektronenverteilung und die graue Kurve – die Verteilung von Defektelektronen. Die gestrichelte Kurve zeigt das elektrische Feld, das sich nun über die gesamte Diodenbasis ausdehnt.*

Abb. 4-3 zeigt die zeitliche Entwicklung der Spannung in den beiden Raumladungszonen einschließlich des Übergangs in die zweite Phase, wenn sich beide Gebiete nicht mehr trennen lassen. Den jeweiligen Spannungsabfall an den Raumladungszonen zeigen die hellgraue Kurve (n^+ -Gebiet) und die graue Kurve (p^+ -Gebiet). Der Unterschied im Spannungsaufbau ist deutlich zu sehen. An der n^+ -Seite baut sich die Spannung früher auf und steigt vergleichsweise langsam an. Der Spannungsanstieg im p^+ -Gebiet beginnt zu einem späteren Zeitpunkt, wobei der Anstieg aber wesentlich schneller erfolgt.

Die schwarze Kurve zeigt die Gesamtspannung an der Diode. Bis zum Zeitpunkt A besteht sie aus der Summe beider Teilspannungen (hellgraue und graue Kurven) und einem konstanten Zusatzbetrag, der durch den Spannungsabfall am neutralen Plasma der Diodenbasis verursacht wird. Der Verlauf der Kurve rechts von Punkt A (vertikale Linie) zeigt die weitere Entwicklung der Spannung an der Diode, wenn die gesamte Basis ein elektrisches Feld aufweist. Die beiden Raumladungszonen sind hier nicht mehr zu trennen, deswegen werden auch die entsprechenden Kurven nicht mehr gezeigt. Ab diesem Zeitpunkt wächst die Spannung schneller, da es kaum noch Plasma in der Diode gibt und der Strom nur durch eigene Ladungsträger getragen wird.

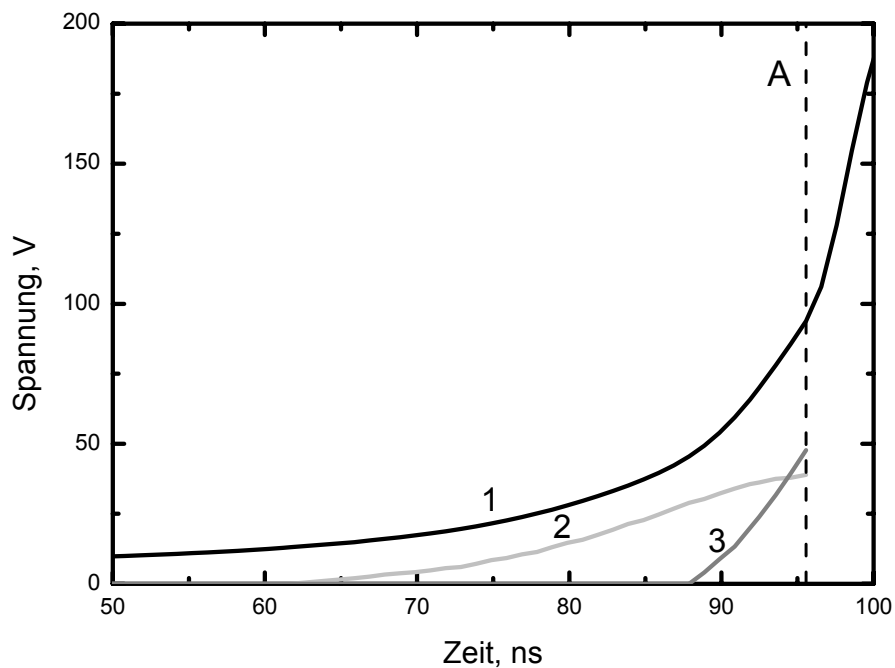


Abb. 4-3 *Spannungsanstieg an der Diode während des Öffnungsvorgangs. Schwarze Kurve (1) – Gesamtspannung, hellgraue Kurve (2) – Spannungsabfall im n⁺-Gebiet, graue Kurve (3) – Spannungsabfall im p⁺-Gebiet. Punkt A (vertikale gestrichelte Linie) markiert den Anfang der zweiten Phase.*

4.2. PSpice-Modell der SOS-Diode

Die oben beschriebene zeitliche Entwicklung der Spannung an der Diode ist leider für ein funktionsfähiges Modell in einem Schaltungssimulator wie PSpice aus folgenden Gründen nicht anwendbar: Erstens gibt es in PSpice keine Möglichkeit den Zeitpunkt der Stromumschaltung zu speichern, so dass dieser für weitere notwendige Berechnungen nicht mehr zu Verfügung steht. Zweitens ist es nicht möglich eine allein von der Zeit abhängige Spannungsquelle sinnvoll in die Schaltung zu integrieren, da die Parameter dieser Quelle dann für jede Beschaltung speziell berechnet werden müssten.

Deshalb benötigt man eine weitere unabhängige Variable, deren momentaner Wert auch durch die Schaltungseigenschaften bestimmt ist. Als solche eignet sich die Ladungsmenge, die während des Öffnungsvorgangs aus der Diode entfernt wird.

Zur Implementierung der SOS-Diode in PSpice- muss die Spannungsquelle zusätzlich stromgesteuert sein. Andernfalls würde sie auch nach dem Ende des Sperrstromimpulses noch eine durch die entfernte Ladungsmenge bestimmte Spannung liefern. Die Stromabhängigkeit

erreicht man am einfachsten, indem man die Diode als Pseudowiderstand $R_D(Q)$ darstellt: $U_D = \frac{U_D(Q)}{I} I = R_D(Q) I$. Dadurch wird erreicht, dass die Diode wirklich als Schalter funktioniert.

Die Abhängigkeit des Pseudowiderstands von der entfernten Ladung ist in Abb. 4-4 (p^+ -Zone) und 4-5 (n^+ -Zone) dargestellt. Die Kurven sind mit dem POSEOSS berechnet worden. Die Abbildungen zeigen, dass die Abhängigkeit des Pseudowiderstandes der Diode von der Amplitude des Sperrstromimpulses schwach ist. In guter Näherung kann man für den Einsatz in PSpice innerhalb der hier betrachteten Grenzen zwischen 800 und 1200 A den Pseudowiderstand als unabhängig von dieser Stromdichte ansehen.

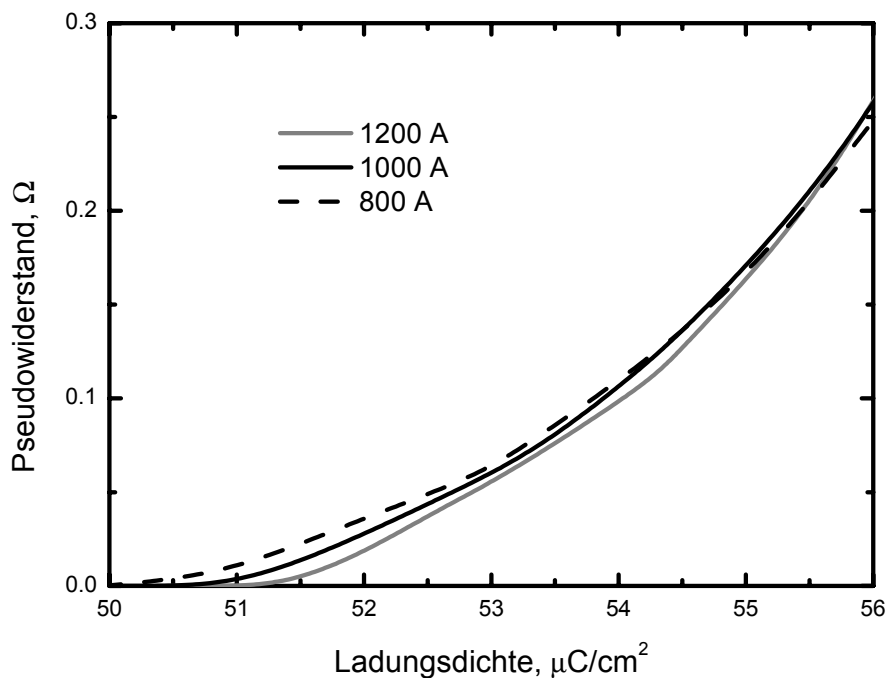


Abb. 4-4 *Entwicklung des Pseudowiderstandes im p^+ -Gebiet in Abhängigkeit von der entfernten Ladung für verschiedene Amplituden des Sperrstroms.*

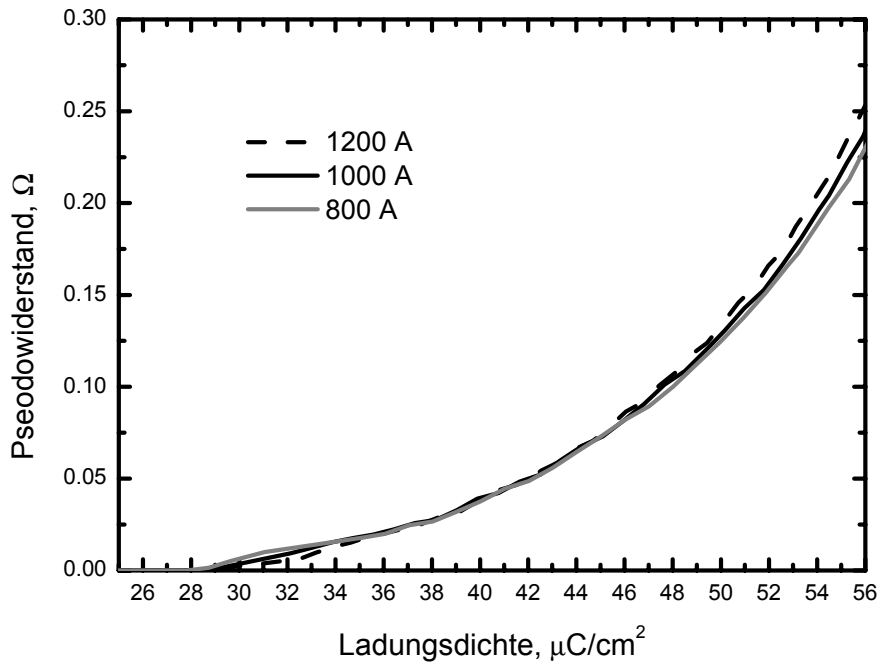


Abb. 4-5 Entwicklung des Pseudowiderstandes im n^+ -Gebiet in Abhängigkeit von der entfernten Ladung für verschiedene Amplituden des Sperrstroms.

Eine Vorstellung von den für das Modell geeigneten Approximationsfunktionen geben folgende Überlegungen:

In der ersten Phase, wenn zwei getrennte Raumladungszonen im n^+ - und p^+ -Gebiet existieren, kann man beide Zonen durch die Poisson-Gleichungen beschreiben:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = eN_D \quad \text{für die } p^+\text{-Zone} \quad (4-1)$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = en \quad \text{für die } n^+\text{-Zone} \quad (4-2)$$

wobei e für eine Elementarladung steht, N_D für die Dotierungskonzentration im p^+ -Gebiet und n für die Elektronenkonzentration in der n^+ -Raumladungszone.

Mit der Vereinfachung, dass N_D konstant bleibt, lässt sich die Gleichung für das p^+ -Gebiet sofort lösen. Für die zweite Gleichung ergibt sich n aus $i = e\mu n E(x)$, wobei i von x unabhängig ist und mit μ die Elektronenbeweglichkeit gemeint ist, die hier auch als konstant angenommen wird. Unter diesen Bedingungen kann die zweite Gleichung in der Form

$E \frac{dE}{dx} = \frac{i}{\mu}$ geschrieben werden. Damit erhält man in guter Näherung für die beiden Spannungen:

$$U_p \approx A_p L_p^2 \quad \text{für die } p^+ \text{-Zone} \quad (4-3)$$

$$U_n \approx A_n \sqrt{i} L_n \quad \text{für die } n^+ \text{-Zone} \quad (4-4)$$

wobei L die Ausdehnung der entsprechenden Raumladungszone ist. Die Länge der jeweiligen Raumladungszone kann unter Verwendung der Beziehung 2-5 aus dem zweiten Kapitel wie folgt dargestellt werden:

$$L_{p,n} = \int_0^t v_{p,n} dt \approx C_{p,n} \int_0^t i(t) dt = C_{p,n} Q \quad (4-5)$$

Somit erhält man für den Pseudowiderstand in beiden Zonen die folgenden näherungsweise gültigen Beziehungen:

$$R_p \approx K_p Q^2 i^{-1} \quad (4-6)$$

$$R_n \approx K_n Q i^{-\frac{1}{2}} \quad (4-7)$$

Mit der Annahme, dass die Abhängigkeit des Stromes von der Ladung durch eine Potenzfunktion approximiert werden kann, gelangt man zu einer Approximationsfunktion der Form aQ^b für den Pseudowiderstand.

Die Ergebnisse der Approximation des mit dem POSEOSS berechneten Pseudowiderstandes durch diese Funktion zeigen die Abbildungen 4-6 und 4-7. Für die Approximationen wurde für beide Zonen der Verlauf des Sperrstroms mit einer Amplitude von 1000 A aus den Abbildungen 4-4 und 4-5 entnommen. Die Abbildungen zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Kurven, der relative Fehler für beiden Zonen beträgt weniger als 0.05. Die Kurven sind hier im Vergleich zu den Abbildungen 4-4 und 4-5 so verschoben, dass der Anstieg des Widerstands jeweils bei 0Ω beginnt.

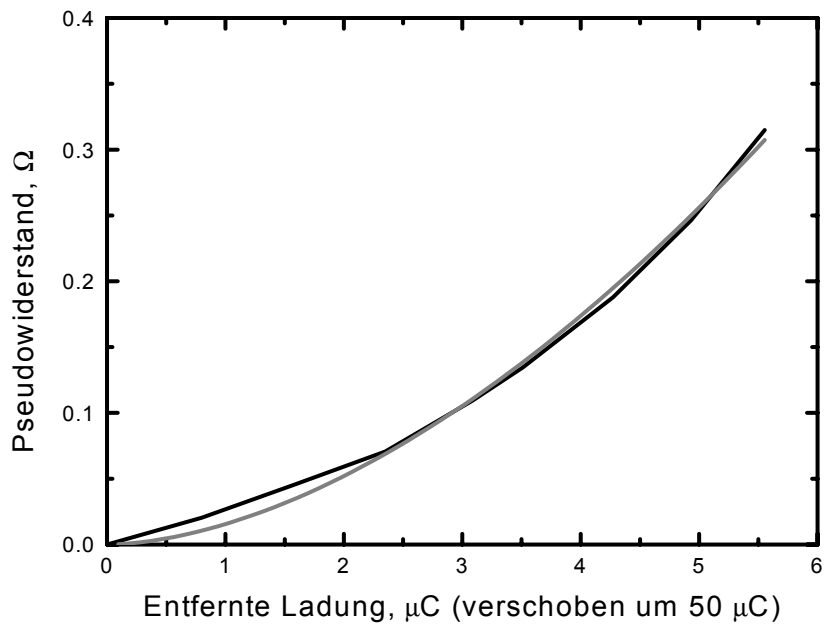


Abb. 4-6 Pseudowiderstand des p^+ -Gebiets in Abhängigkeit von der entfernten Ladung (schwarze Kurve). Approximation mit der Funktion $1.6 \cdot 10^{-2} (Q-50)^{1.74}$ - graue Kurve (Ladung in μC).

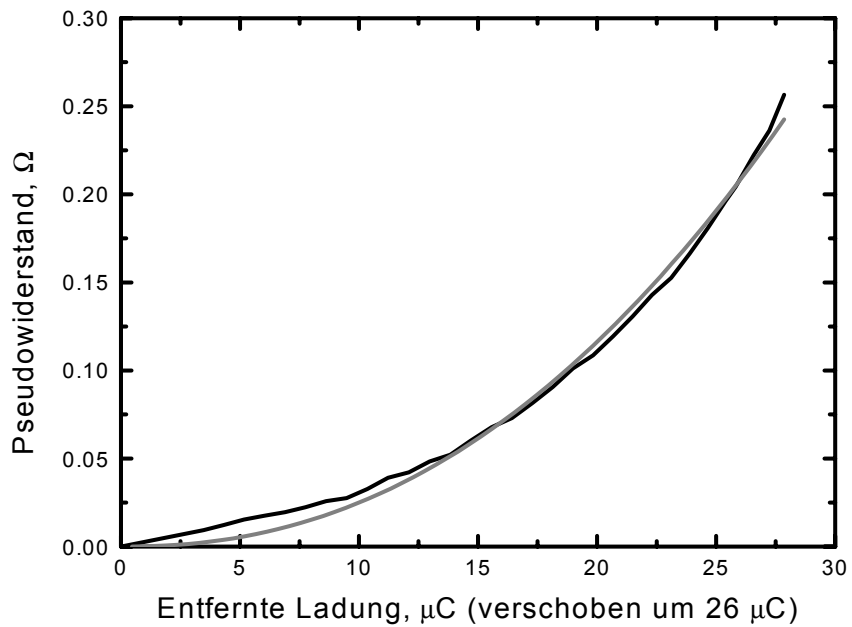


Abb. 4-7 Pseudowiderstand des n^+ -Gebiets in Abhängigkeit von der entfernten Ladung (schwarze Kurve). Approximation mit der Funktion $1.5 \cdot 10^{-4} (Q-20)^{2.22}$ - graue Kurve (Ladung in μC).

Für die zweite Phase des Öffnungsvorgangs in der SOS-Diode ist es schwieriger eine physikalisch begründete Aussage über die Art der Approximationsfunktion zu machen. Das Problem besteht darin, dass zu Beginn der zweiten Phase, wenn die beiden Raumladungszonen nicht mehr zu trennen sind, die Basis der Diode noch neutrales Plasma enthält, was die Beschreibung des Prozesses kompliziert. Zur Approximation des Pseudowiderstandes in dieser Phase wird der tatsächliche Verlauf mittels POSEOSS berechnet und eine entsprechende Fittfunktion ermittelt. Abb. 4-8 zeigt, dass mit einer Funktion der Form $\frac{1+aQ}{b-cQ}$ eine sehr gute Annäherung an den wirklichen Verlauf des Widerstandes erzielt werden kann. Diese Funktion modelliert die Tatsache gut, dass der Pseudowiderstand der Diode enorm ansteigt, wenn die gesamte Ladung, die während des Pumpvorgangs in die Diode gebracht worden war, wieder entfernt wurde.

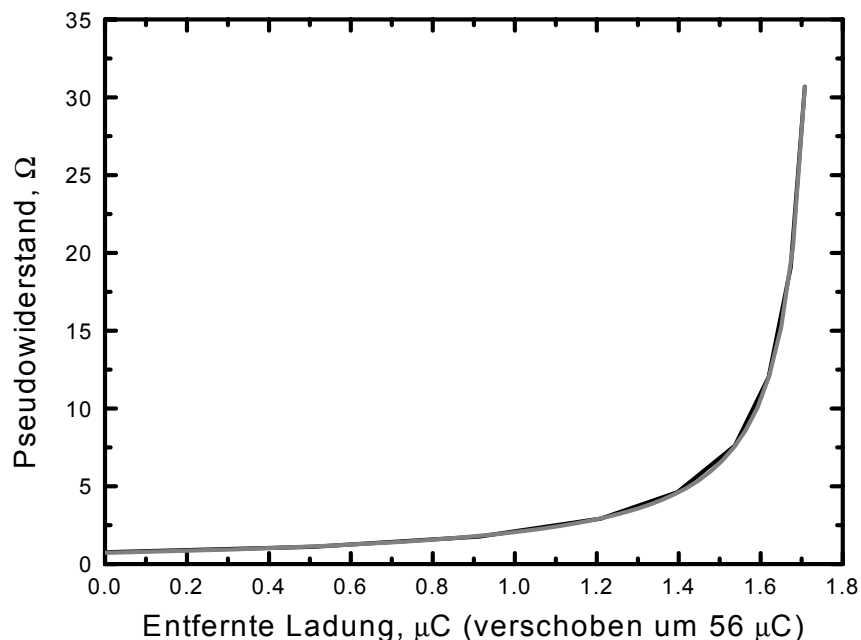


Abb. 4-8 Pseudowiderstand der gesamten Diode in der zweiten Phase in Abhängigkeit von der entfernten Ladung (schwarze Kurve). Approximation mit der Funktion $(1+0.23(Q-59))/(1.37-0.77(Q-59))$ - graue Kurve.

Die vorgestellten empirischen Approximationen lassen sich für das PSpice-Modell verwenden, das in Abb. 4-9 zu sehen ist.

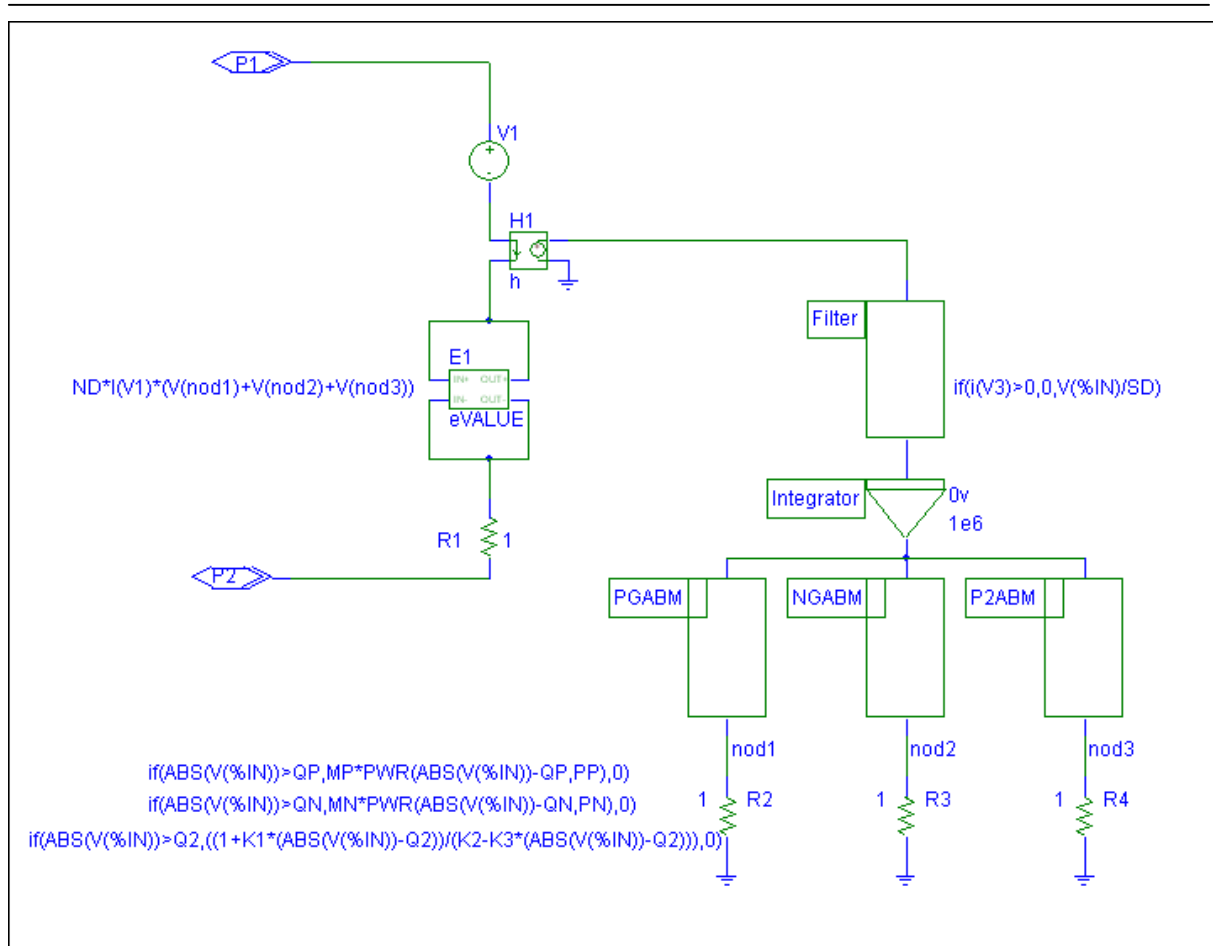


Abb. 4-9 PSpice-Modell der SOS-Diode.

Der Kern des Modells besteht aus drei ABM (*Analog Behaviour Model*) Teilen [38]: PGABM, NGABM und P2ABM. Jedes Teil liefert am Ausgang eine Spannung, die einem Teil des approximierten Pseudowiderstands entspricht. Der erste Teil PGABM simuliert den Widerstand des n^+ -Gebietes, der zweite Teil NGABM – den des p^+ -Gebietes und der dritte Teil (P2ABM) liefert den Widerstand der Diode in der zweiten Phase. Jeder Teil ist nur in einem Wertebereich der entfernten Ladung aktiv, was durch die *if*-Bedingungen in den entsprechenden Ausdrücken gesteuert wird. Den Input für die einzelnen Teile liefert der Integrator. Der Input für den Integrator wird seinerseits nur für den Sperrstromimpuls geöffnet, was durch das weitere ABM Teil mit der Bezeichnung Filter erreicht wird. Der Filter sorgt auch dafür, dass die Ladung auf die Diodenoberfläche normiert wird.

Der EVALUE Teil E1 [38] summiert anschließend die von PGABM, NGABM und P2ABM berechneten Werte, multipliziert sie mit dem Strom und der Diodenzahl und liefert die resultierende Spannung als Ausgang. Die fiktive Spannungsquelle dient dazu, den Stromwert zu bestimmen. Beide Schaltkreise, der EVALUE Teil und der Berechnungsteil, sind voneinander durch die stromabhängige Spannungsquelle H1 getrennt.

Die Modellbeschreibung, die in einer PSpice-Bibliothek (lib-File) verwendet wird, findet man zusammen mit den Beschreibungen der einzelnen Parameter im Anhang B dieser Arbeit. Der Vergleich der experimentellen Ergebnissen, mit der POSEOSS Simulation und der PSpice-Rechnung wird im nächsten Kapitel diskutiert.

4.3. Simulationsvorgang für einen Generator

Mit dem hier vorgestellten Modell der SOS-Diode und den Ergebnissen aus dem dritten Kapitel ergibt sich folgende Vorgehensweise für die vollständige Berechnung eines Generators mit SOS:

1. Anhand der gewünschten Stromamplitude in der Last werden die Parameter des Pumpvorgangs und des Unterbrechungsstroms und damit die Eigenschaften der Testschaltung festgelegt. Die dazu notwendigen Überlegungen wurden im dritten Kapitel beschrieben.
2. Mit dieser Testschaltung wird dann eine POSEOSS-Simulation durchgeführt, um die für das PSpice-Modell notwendigen Parameter zu gewinnen.
3. Das damit erstellte PSpice-Modell wird dann für die Simulation des wirklichen Generators verwendet.

4.4. Generator mit aufgetrennten Induktivitäten

Wie zu Beginn dieses Kapitels erwähnt wurde, stellt die Erhöhung des Ausgangsstroms für Generatoren mit Öffnungsschalter ein grundsätzliches Problem dar. Das Problem besteht darin, dass die Stromerhöhung nur durch eine entsprechende Steigerung der Spannung in der letzten Kommutationsstufe erreichbar ist.

Um diesen Nachteil auszugleichen wird hier eine Schaltung vorgeschlagen, die als Generator mit aufgetrennter Induktivität bezeichnet werden kann. Die Idee besteht darin, die Induktivität, die als letzter Energiezwischenspeicher in der Generatoranordnung dient, nach Aufladung mit dem Pumpstrom in mehrere Induktivitäten aufzutrennen und diese Teilinduktivitäten dann parallel in die Last zu entladen. Ein auf die Eigenschaften der SOS-Schalter zugeschnittener Aufbau ist in Abb. 4-11 dargestellt. Das Prinzip ist jedoch allgemeingültig und unabhängig vom verwendeten Öffnungsschalterttyp. Abb. 4-10 zeigt nochmals die herkömmliche Anordnung, mit SOS-Schalter deren Funktionsweise in Kapitel 2 erläutert wurde. Der SOS-Teil entspricht in beiden Schaltungen dem in diesem Kapitel beschriebenen PSpice-Modell der SOS-Diode.

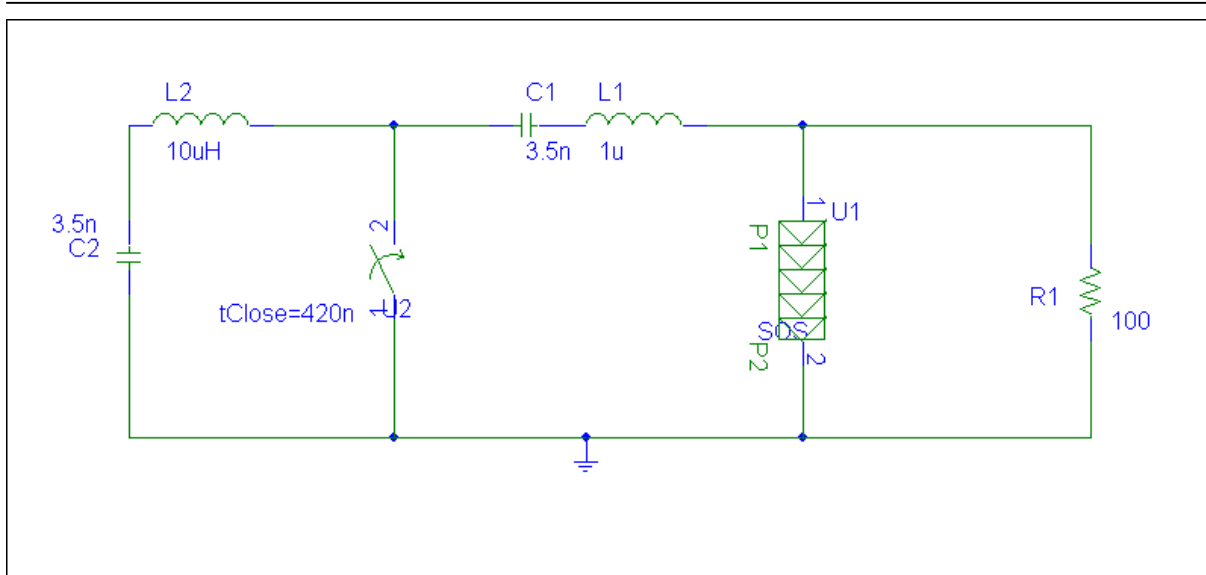


Abb. 4-10 *Herkömmliche Schaltung für den Einsatz der SOS-Schalter.*

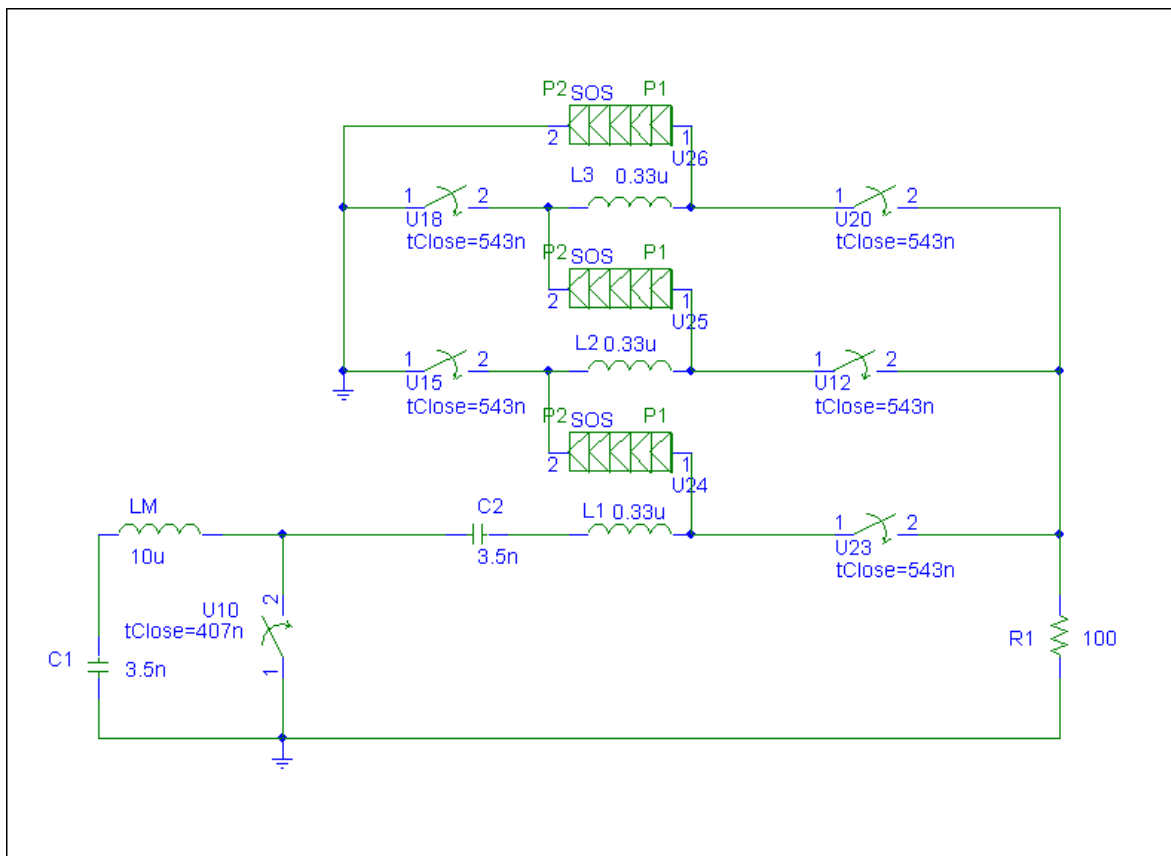


Abb. 4-11 *Generator mit aufgetrennten Induktivitäten. Die Werte der Bauelemente (Kondensatoren und Induktivitäten) entsprechen denen des Generators in Abb. 4-10.*

Die Schaltung in Abb. 4-11 unterscheidet sich von der herkömmlichen Schaltung dadurch, dass die Induktivität L1 von 4-10 in die 3 Induktivitäten L1-L3 aufgespalten wurde. Die

Schaltung funktioniert auf folgende Weise: Der Kondensator C1, der anfänglich auf die Ausgangsspannung V1 aufgeladen wurde, entlädt sich über LM-C2-L1-SOS-L2-SOS-L3-SOS. Dadurch steigt die Spannung an C2 und die SOS-Schalter werden mit Plasma gefüllt. Wenn die Spannung an C2 ihr Maximum erreicht, schließt der Schalter U1 und der Stromfluss in Sperrrichtung beginnt. Der Strom fließt dabei wieder über die L-SOS-Kombinationen, C2 und U1 in umgekehrter Richtung. Zum Zeitpunkt der Stromunterbrechung in den SOS-Dioden schließen sich auch die Schalter U11-U15 und der Strom aus den drei nun parallel geschalteten Induktivitäten L1-L3 wird an die Last R1 übergeben. Die Stromwege sind dabei: U12-L3-U13-R1, U11-L2-U14-R1 und U1-C2-L1-U15-R1. Damit wird theoretisch eine Verdreifachung des Laststroms erreicht, wobei die Ausgangsspannung V1 an C1 gleich der Ausgangsspannung in der Schaltung 4-9 bleibt.

Die mit PSpice für beide Schaltungen berechneten Spannungsimpulse an der Last zeigen die Abbildungen 4-12 und 4-13.

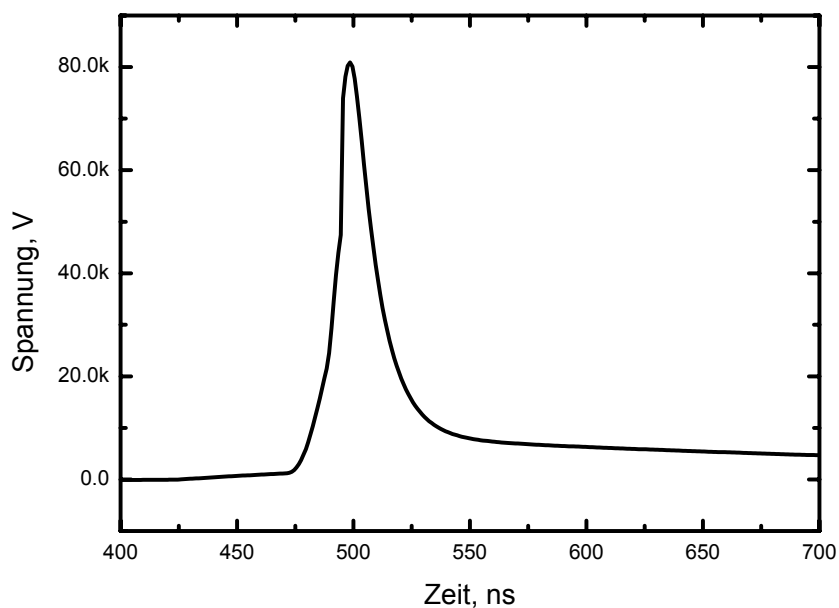


Abb. 4-12 *Ausgangsimpuls eines Generators mit herkömmlicher Schaltung (Abb. 4-10.)*

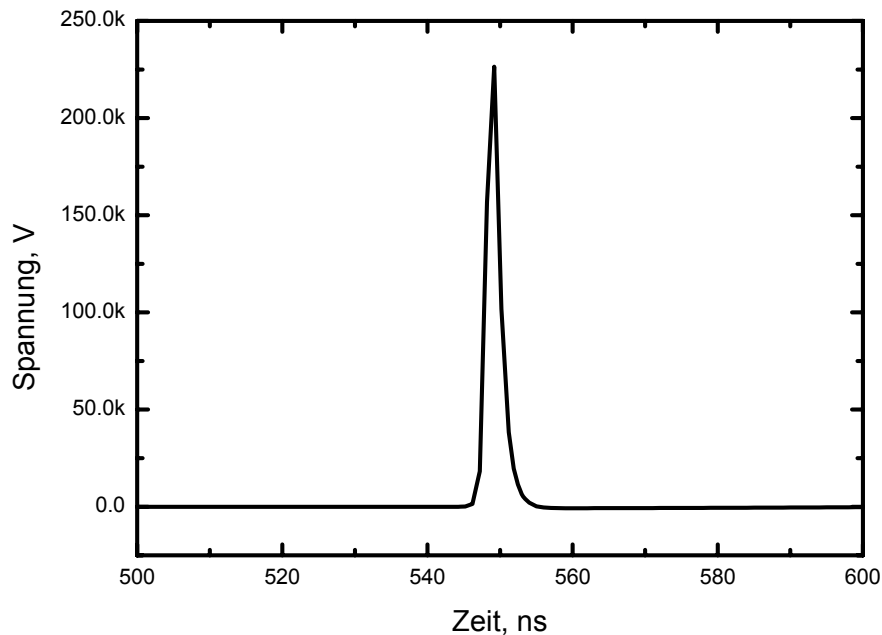


Abb. 4-13 *Ausgangsimpuls des Generators nach Parallelschaltung der Teilinduktivitäten. (Schaltung von Abb. 4-11).*

Man sieht, wie erwartet, dass die Impulsspannung sich verdreifacht hat, obwohl die Anfangsspannung an C1 in beiden Fällen 30kV betrug. Da hier keine richtige Verlustbetrachtung durchgeführt wurde, entspricht die erreichte Spannungsmultiplikation dem theoretisch zu erwartenden Wert. Man sieht auch, dass die Impulsdauer sich bei der beschriebenen Anordnung entsprechend verkürzt hat.

Es ist auch wichtig zu bemerken, dass jeder von den parallelgeschalteten Schaltern die gesamte Impulsspannung an der Last aushalten muss. Dazu muss die Anzahl der gestapelten Dioden in jedem Schalter entsprechend erhöht werden. Das ist allerdings ein allgemeines Problem bei der Beschaltungen mit einem induktiven Energiespeicher, da in solchen Beschaltungen der Schalter immer parallel zu der Last geschaltet ist. Die Erhöhung der Ausgangsspannung in solchen Anordnungen ist deswegen immer mit den entsprechenden Maßnahmen zur Erhöhung der Spannungsfestigkeit des Schalters verbunden.

Die Schaltung eines Generators mit aufgetrennten Induktivitäten ist zwar etwas komplexer im Vergleich mit dem Generator der Abb. 4-10, bietet aber eine elegante Möglichkeit die Ausgangsspannung zu erhöhen ohne den gesamten Generator neu zu konzipieren, da nur die letzte Kompressionsstufe geändert werden muss. Als Schließschalter kann man entweder Magnetschalter oder Laser getriggerte Funkenstrecken verwenden, da hier an die Synchronisation der Schließschalter hohe Anforderungen gestellt werden müssen.

5. Experimentelle Untersuchungen zum Halbleiteröffnungsschalter und Vergleich mit den Ergebnissen der Simulationsrechnungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Experimente Dioden vom Typ SOS-100-1 dargestellt. Ziel dieser Untersuchungen war es, die Merkmale des Schalters experimentell zu ermitteln und die Simulationsergebnisse des POSEOSS-Codes und des PSpice-Modells zu überprüfen.

Es wurde bereits erwähnt, dass die Parameter einer Schaltung, in der ein bestimmter Halbleiteröffnungsschalter eingesetzt werden soll, durch die innere Struktur des Schalters weitgehend bestimmt sind. Insbesondere liegen die optimalen Werte der Kapazitäten, der Induktivitäten und der Ladespannung fest. Von Interesse ist daher vor allem das Verhalten der Anordnung bei verschiedenen Lastwerten, da diese einen großen Einfluss auf alle Charakteristiken des Schalters ausüben. Deswegen wurden die Messungen des Diodenstroms und des Laststroms für fünf verschiedene Lastwerte zwischen 24 und 975 Ω durchgeführt.

Als Schließschalter wurden sowohl Funkenstrecken als auch Magnetschalter eingesetzt, um den Einfluss verschiedener Schließschaltercharakteristiken auf die Ergebnisse zu untersuchen.

5.1. Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau entspricht der im dritten Kapitel beschriebenen Schaltung (Abb. 3-1a.). Sie wird in Abb. 5-1 nochmals etwas detaillierter dargestellt.

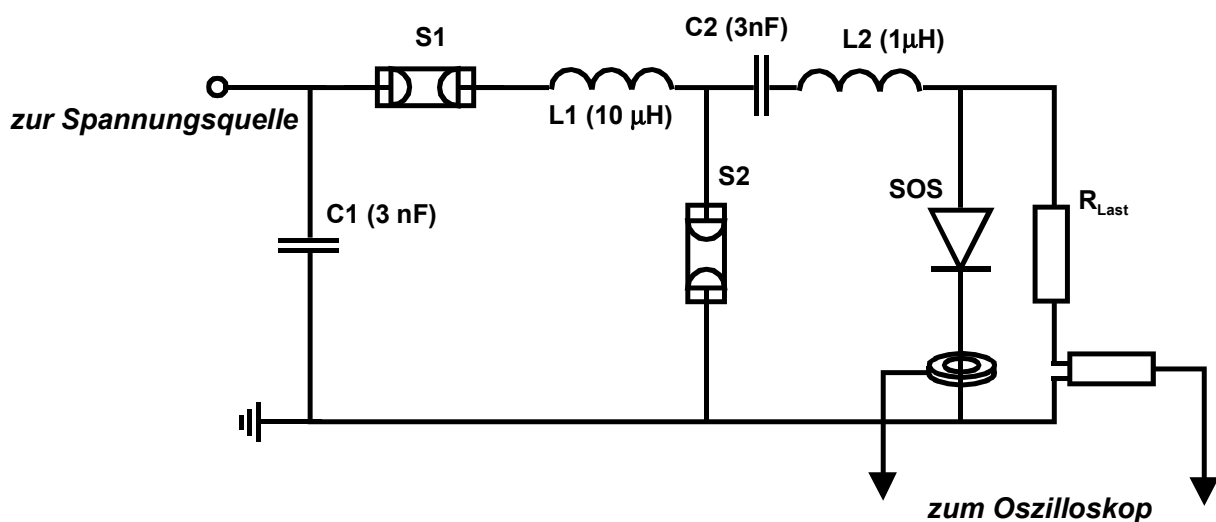


Abb. 5-1 *Anordnung zur experimentellen Untersuchung der Eigenschaften eines SOS-Schalters.*

Zum Laden des ersten Kondensators C1 wurde ein Ladegerät (Heinzinger HNC 30000-10) eingesetzt, das eine Spannung von maximal 30 kV liefern kann.

Als Schließschalter wurden zunächst zwei selbstzündende Luftfunkenstrecken verwendet. Ihre Konstruktion erlaubte eine grobe Voreinstellung der Durchbruchspannung, durch Variation des Elektrodenabstands.

Als Last R wurden Widerstände vom Typ TVO60 eingesetzt. Sie zeichnen sich durch eine sehr kleine Induktivität (<5 nH) aus. Dadurch ist für die hier auftretenden Schaltzeiten von ~ 10 ns und für die abzuschaltenden Ströme von ~ 1 kA die Spannung an der Last einfach durch $R \cdot I$ gegeben.

Der Diodenstrom wurde mit einer Rogowski Spule (Physics International PIM 220-7.5x) gemessen. Diese Spule ist laut Spezifikation für Anstiegszeiten bis zu 1 ns geeignet und liefert eine Ausgangsspannung von 1 V pro 1.47 kA Messstrom. Die Eichung der Spule wurde vor den Experimenten mit Hilfe eines Testgenerators geprüft.

Für die Messungen des Laststroms wurde ein Shunt von HILO-Test eingesetzt. Dieser Shunt ist für Ströme bis 5 kA und Anstiegszeiten von einigen ns konzipiert und besitzt einen Folienwiderstand von 5 m Ω . Der Shunt besitzt für die hier betrachteten Impulse vernachlässigbar kleine parasitäre Induktivitäten und Kapazitäten. Dies wird durch eine spezielle Konstruktion des Shunts erreicht, die in [39] ausführlich beschrieben ist.

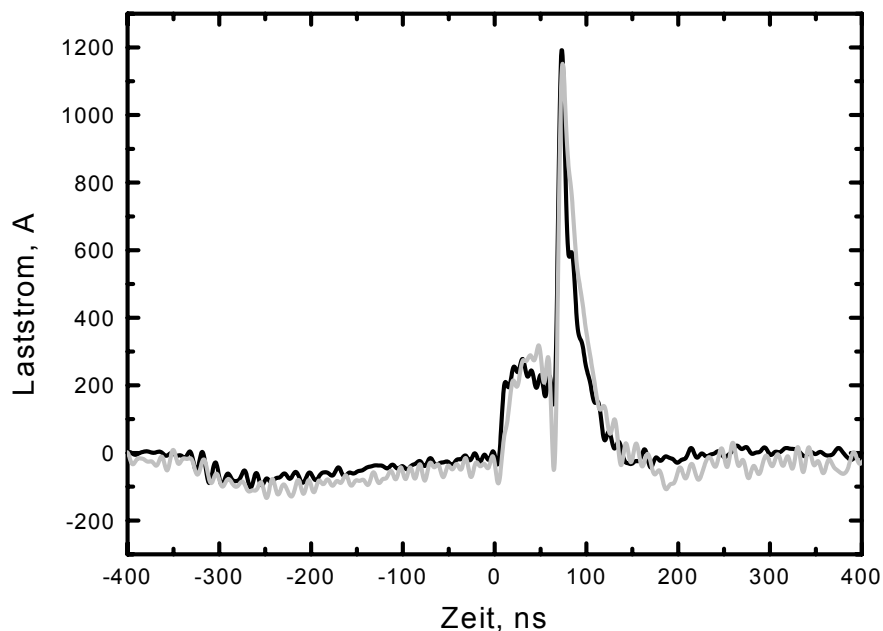


Abb. 5-2 *Vergleich zwischen dem Shuntsignal (graue Kurve) und dem Messsignal des Spannungsteilers (schwarze Kurve) für die 24Ω Last.*

Zur Überprüfung der Shuntergebnisse wurde die Spannung an der Last zusätzlich mit einem schnellen Spannungsteiler vom Typ Tektronix P6015A bestimmt. Abbildung 5-2 zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden gemessenen Signalen. Da die maximale Einsatzspannung des Teilers auf 40 kV begrenzt war, konnte er nur bei Experimenten mit 24 Ω Lastwiderstand eingesetzt werden.

Die von der Rogowski Spule und dem Shunt gelieferten Signale wurden mit einem digitalen Oszilloskop (Tektronix TDS640A) aufgezeichnet.

Abb. 5-3 zeigt den in den Experimenten verwendeten Diodenstapel.

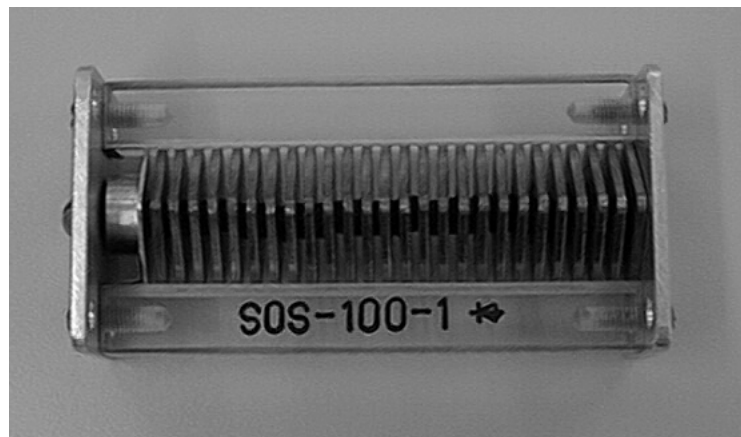


Abb. 5-3 *Äußere Erscheinung des in den Experimenten verwendeten Diodenstapel. Die Gesamtlänge der Anordnung betrug 10 cm.*

5.2. Variation des Lastwiderstands

Abb. 5-4 zeigt den gemessenen Stromverlauf durch den Schalter für verschiedene Lastwiderstände. Man sieht deutlich, dass die Kurven sich kaum unterscheiden. Dieses Ergebnis bestätigt, dass der Öffnungsvorgang in erster Linie durch die innere Struktur der Dioden bestimmt wird. In Abb. 5-5 sind die entsprechenden Stromimpulse in der Last dargestellt. Mit der Erhöhung des Lastwiderstandes wird die Stromamplitude kleiner und die Zeitdauer des Impulses kürzer.

Der Stromverlauf in Abb. 5-5 zeigt deutliche Vorimpulse, besonders bei kleinen Lastwiderständen. Diese Vorimpulse sind auf die parasitäre Induktivität des Schalters zurückzuführen, was durch PSpice-Simulationen bestätigt wurde. Die parasitäre Schalterinduktivität wurde zu 100 nH abgeschätzt. Die Experimente zeigen eine starke Abhängigkeit des Ausgangsimpulses von parasitären Induktivitäten sowohl des Schalters als auch der Last. Um den Einfluss parasitärer Induktivitäten auszuschalten, müssen diese mindestens um eine Größenordnung kleiner sein als die Speicherinduktivität L2 in Abb. 5-1.

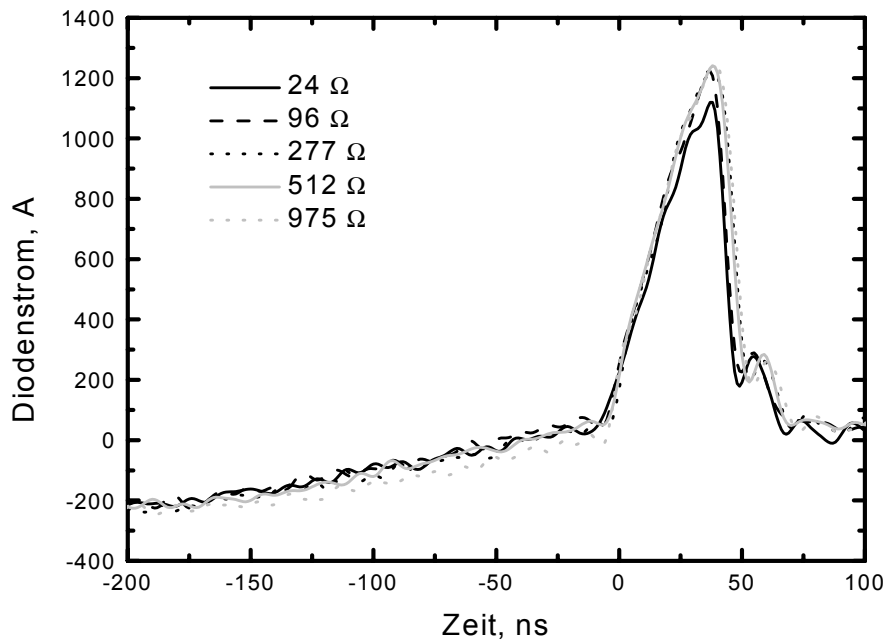


Abb. 5-4 *Gemessener Stromverlauf durch den Schalter für verschiedene Lastwiderstände.*

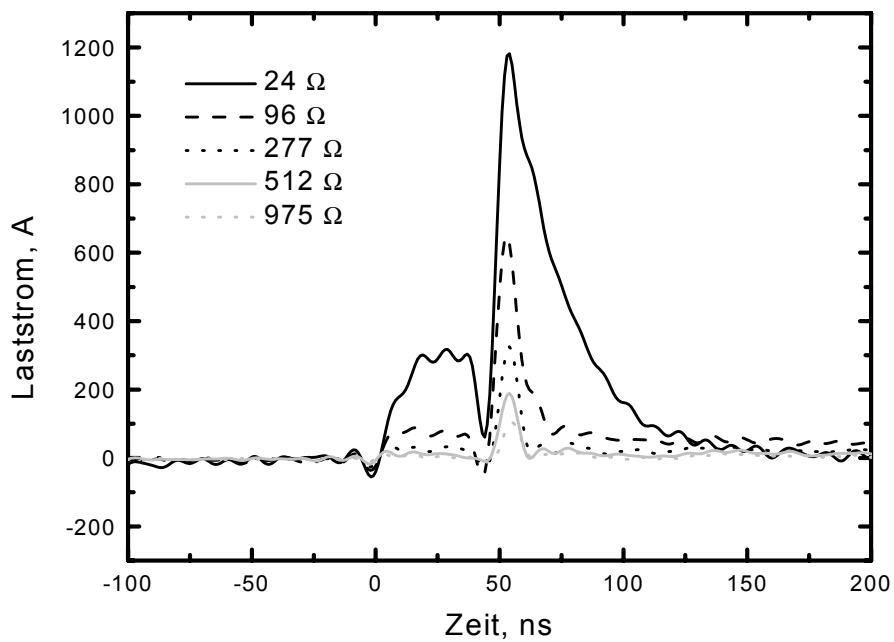


Abb. 5-5 *Gemessener Stromverlauf durch die Last für verschiedene Lastwiderstände.*

Abb. 5-6 zeigt die Variation des Spitzenstroms und der Impulsdauer als Funktion des Lastwiderstands. Mit Erhöhung des Widerstandes erreichen beide Größen eine Art Sättigung. Dieser Effekt kann auf folgende Weise erklärt werden: Ohne Berücksichtigung von Kapazitäten ist die Impulsdauer durch die Zeitkonstante $\tau_i=L/R_{Last}$ bestimmt. Der Wert von $\tau_i=L/R_{Last}$ nimmt mit zunehmendem Lastwiderstand R_{Last} ab. Andererseits existiert in der Schaltung parallel zur Last und zum Schalter immer eine parasitäre Kapazität, deren Größe die untere Grenze der Impulsdauer bei gegebenem Lastwiderstand bestimmt: $\tau_m=C_pR_{Last}$. Die Impulsdauer ändert sich kaum noch, wenn $\tau_m=\tau_i$ wird. Für den hier benutzten experimentellen Aufbau ergab sich eine parasitäre Kapazität von ca. 10 pF.

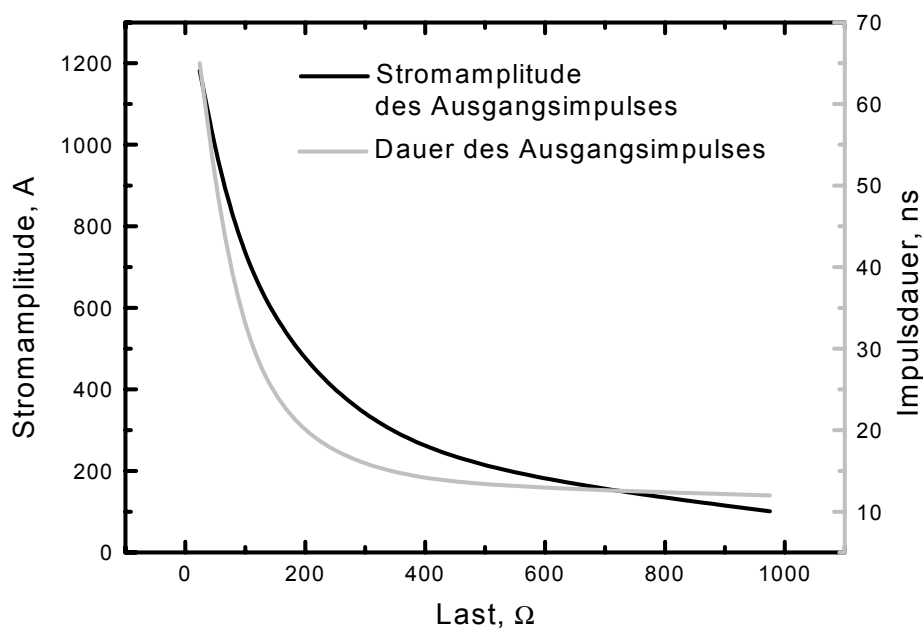


Abb. 5-6 *Stromamplitude und Dauer des Ausgangsimpulses in Abhängigkeit vom Lastwiderstand.*

In Abb. 5-7 ist die Abhängigkeit der Spitzenspannung vom Lastwiderstand dargestellt. Des weiteren enthält die Abbildung den Faktor der Spannungsmultiplikation, der als das Verhältnis von Spitzenspannung und Ladespannung definiert wird. Die maximal mögliche Spannung, die mit dieser Anordnung erreicht werden kann, ist durch die Speicherinduktivität und die Stromänderungsrate gegeben: $U_{max}=L \, dI/dt$. Für die kürzeste Impulsdauer von Abb. 5-6 ergibt sich eine Spitzenspannung von etwa 100 kV bei einer Stromamplitude von 1 kA.

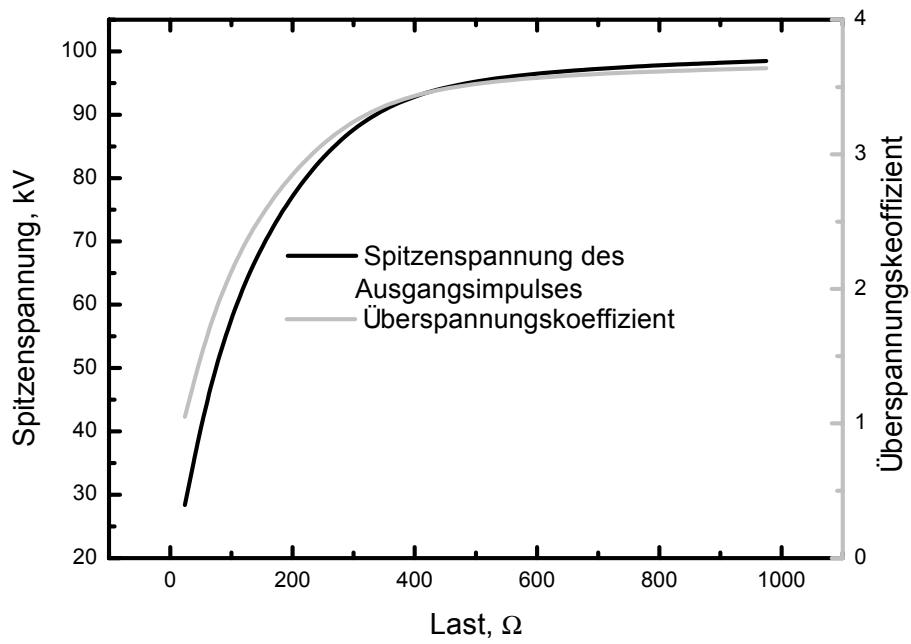


Abb. 5-7 Maximale Impulsspannung und der Überspannungskoeffizient in Abhängigkeit vom Lastwiderstand.

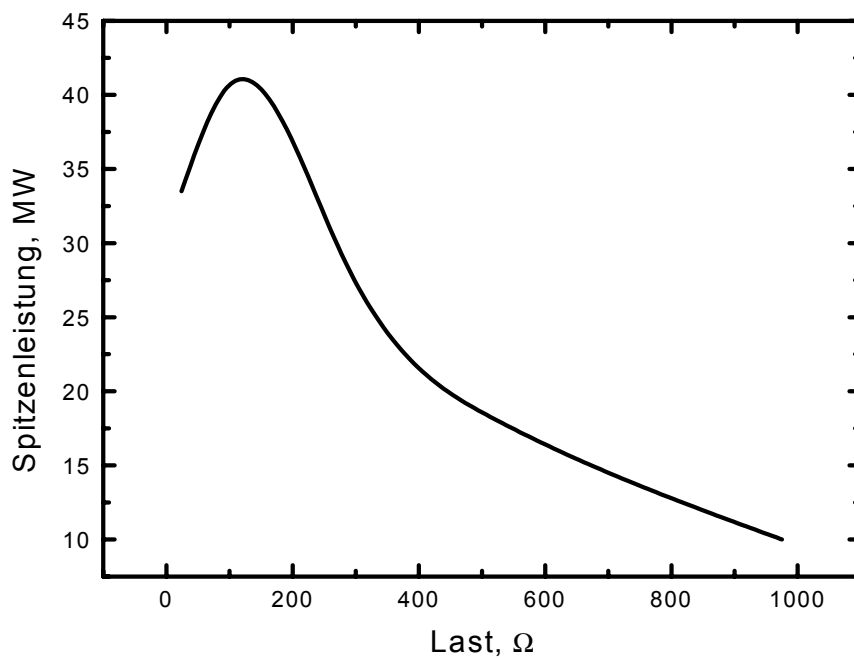


Abb. 5-8 Maximale Impulsleistung in Abhängigkeit vom Lastwiderstand.

Abb. 5-8 zeigt die maximale Impulsleistung als Funktion des Lastwiderstands. Das Leistungsmaximum, wird bei einer Last von etwa 120Ω erreicht. Wie schon im zweiten Kapitel erwähnt, ist die Existenz eines lastabhängigen Leistungsmaximums eine generelle Eigenschaft von Generatoren mit Öffnungsschalter.

5.3. Ergebnisse mit magnetischem Schließschalter

Um den Einfluss der Schließschaltereigenschaften auf die Ergebnisse zu untersuchen, wurde in der Schaltung von Abb. 5-1 die Funkenstrecke bei S2 durch einen magnetischen Schalter ersetzt, der auf der Sättigung eines ferromagnetischen Kerns beruht. Ähnliche Anordnungen wurden in den meisten publizierten Schaltungen von Generatoren mit Halbleiteröffnungsschaltern verwendet. Als Magnetkern diente in dem hier verwendeten Schalter ein Ringbandkern aus VITROVAK 7600Z (Vakuumschmelze Hanau) mit folgenden Abmessungen: Äußerer Radius: 80 mm, innerer Radius: 60 mm und Bandbreite: 35 mm. Die Eigenschaften dieses Materials und das Aufbau des Ringbandkerns sind in [38] ausführlich beschrieben. Die Abbildungen 5-9 und 5-10 zeigen wiederum die Messergebnisse für verschiedene Lastwiderstände.

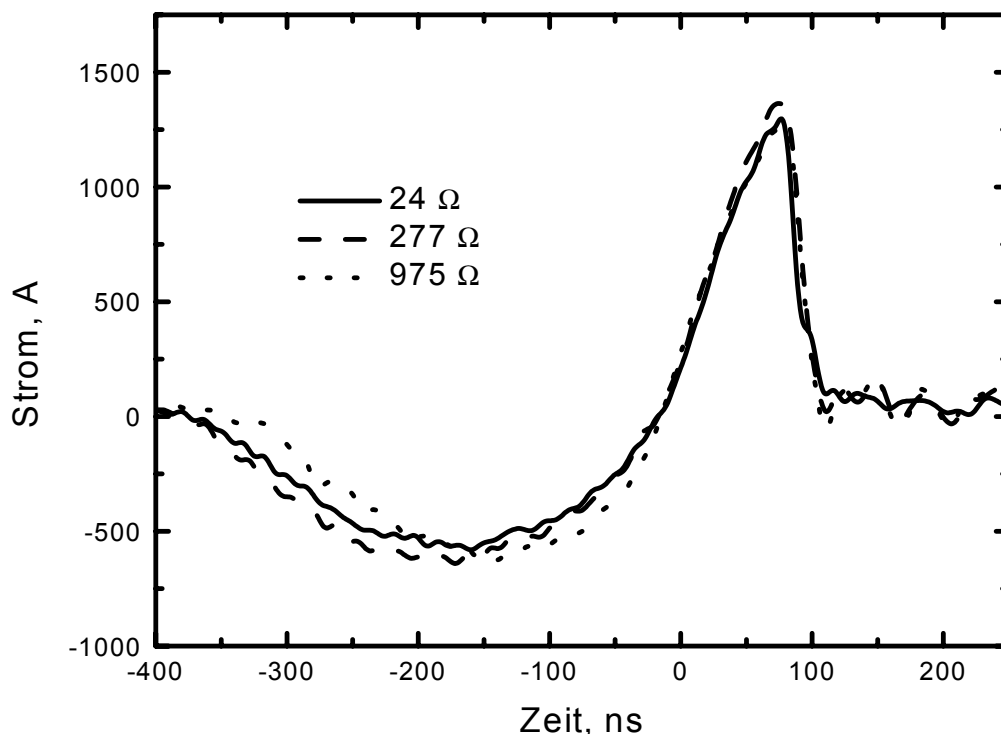


Abb. 5-9 *Stromverlauf durch den SOS-Schalter für verschiedene Lastwiderstände und bei Verwendung eines Magnetschalters bei S2 (Abb. 5-1).*

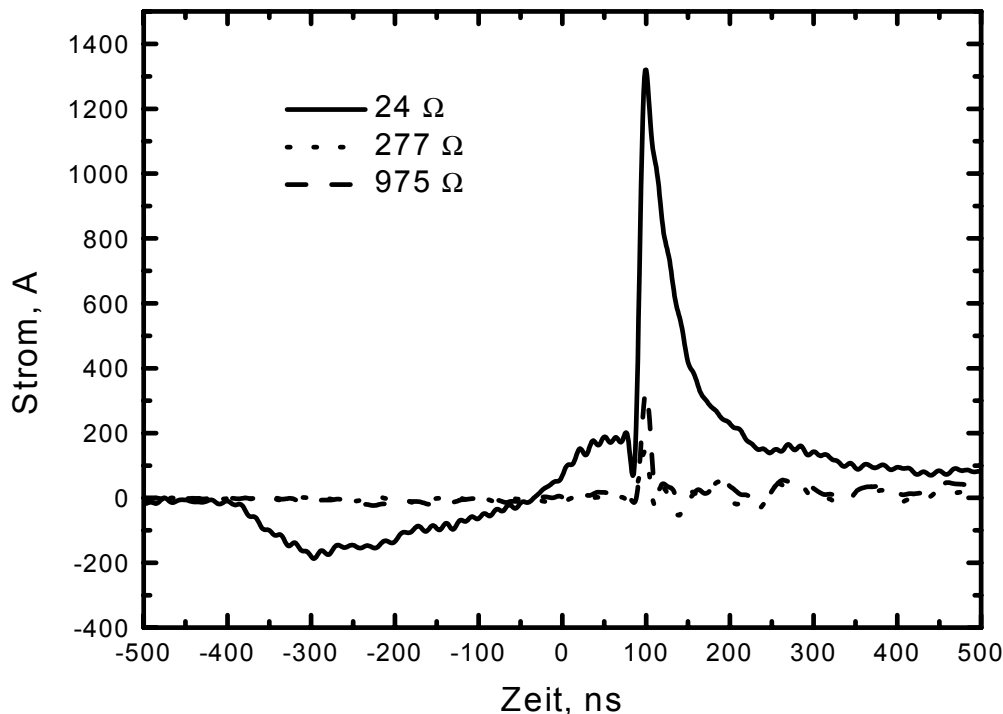


Abb. 5-10 *Stromverlauf durch die Last für verschiedene Lastwiderstände und bei Verwendung eines Magnetschalters bei S2 (Abb. 5-1).*

Der Verlauf der Kurven in Abb. 5-9 und 5-10 unterscheidet sich wenig von denen in den Abb. 5-4 und 5-5. Im Vergleich zu der Anordnung mit Funkenstreckenschalter sind hier sowohl der Lade- als auch Entladestrom etwas höher. Das war notwendig um den Kern des Schalters ummagnetisieren zu können.

Der wesentliche Unterschied beim Einsatz des Magnetschalters gegenüber der Funkenstrecke, besteht in der Stabilität und Reproduzierbarkeit der Impulse. Während mit der Funkenstrecke nur ca. jeder vierte Versuch einen brauchbaren Impuls lieferte, führte hier jeder Lade- und Entladevorgang zu einem Stromabbruch in der Diode. Der Stromverlauf zwischen einzelnen Impulsen zeigte außerdem keine Streuung. Für die Ummagnetisierung des Schalters in den Ausgangszustand wurde in der hier verwendeten Anordnung jedoch ein zusätzlicher Impuls benötigt. Prinzipiell ist es möglich die Ummagnetisierung des Schalters mit Hilfe des Entladevorgangs durchzuführen [26]. Damit ist der Einsatz von Magnetschaltern wegen ihrer besseren Reproduzierbarkeit im Vergleich zu Funkenstrecken klar vorzuziehen, zumal sie auch eine praktisch unbegrenzte Lebensdauer besitzen. Der hier verwendete Extra-Impuls für die Ummagnetisierung war notwendig, da die Auslegungsdaten des verwendeten Schalters

nicht für den hier realisierten Einsatz optimiert waren. (Der Kern war ursprünglich für andere Zwecke gebaut worden).

5.4. Vergleich der Simulationsergebnisse mit dem Experiment

In Abb. 5-11 ist für eine Last von $24\ \Omega$ der gemessene, der mit dem POSEOSS-Code berechnete und der aus PSpice-Simulationen ermittelte Stromverlauf in der Diode dargestellt.

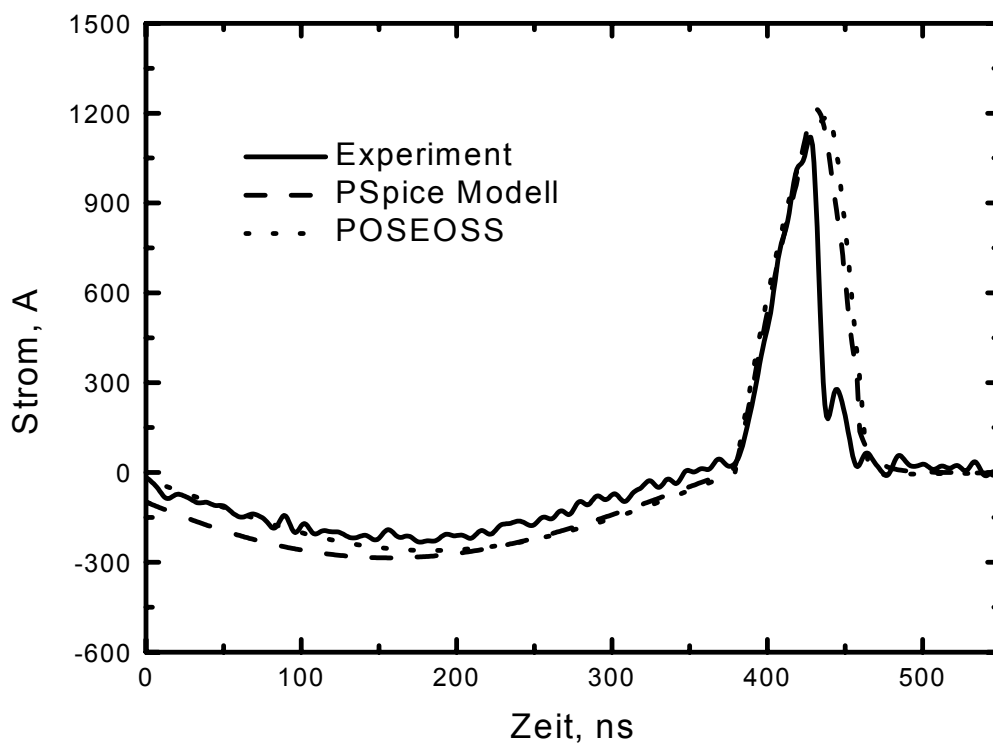


Abb. 5-11 *Stromverlauf durch die Diode gemessen und berechnet mit PSpice und POSEOSS.*

Wie zu erwarten stimmen die mit POSEOSS und PSpice berechneten Kurven sehr gut überein, da das PSpice-Modell auf den Ergebnissen der POSEOSS-Simulationsrechnungen beruht. Der kleine Unterschied während des Ladevorgangs ist dadurch zu erklären, dass das PSpice-Modell das Verhalten der Diode während des Pumpvorgangs einfach als geöffneten Schalter simuliert. Das führt zu etwas höheren Strömen.

Trotz der im allgemeinen guten Übereinstimmung zwischen den Simulationsergebnissen und der Messung während des Betriebs in Sperrrichtung erkennt man, dass die Stromunter-

brechung in der Messung früher beginnt und etwas schneller abläuft. Oder anders ausgedrückt, dass die Ladungsmenge, die aus der Diode entfernt werden muss um die Stromunterbrechung einzuleiten, in den Simulationen größer ist. Der Unterschied in Abb.5-11 beträgt etwa $2 \cdot 10^{-5}$ Coulomb.

Dieses Ergebnis besitzt eine einfache Erklärung. In den Simulationsrechnungen werden die Ergebnisse für eine einzelne Diode zur Modellierung der Eigenschaften des Gesamtschalters mit der entsprechenden Zahl der Dioden im Schalterstapel multipliziert. Diese Vorgehensweise vernachlässigt jedoch, dass Rekombinationsverluste in allen Dioden des Stapels entstehen. Diese Rekombinationsverluste können auf einfache Weise abgeschätzt werden. Bei einer mittleren Rekombinationszeit von $1 \mu\text{s}$ (siehe dazu Kapitel 2) und einer mittleren Konzentrationsdifferenz von 10^{15} cm^{-3} zwischen Plasma und Minoritätsträger-Ladungsdichte, erhält man für eine Diode einen Ladungsverlust von 100 Cb/s . Mit der Dauer des gemessenen Entladevorgangs von 50 ns sind das $5 \cdot 10^{-7} \text{ Cb}$ pro Diode oder $5 \cdot 10^{-5} \text{ Cb}$ für den Stapel aus 100 Dioden. Dieser abgeschätzte Wert von $5 \cdot 10^{-5} \text{ Cb}$ stimmt recht gut mit dem oben ermittelten Wert von $2 \cdot 10^{-5} \text{ Cb}$ überein, der sich aus dem Vergleich zwischen Experiment und Simulationen ergibt.

Es ist physikalisch nicht möglich in die Simulation einer einzelnen Diode die Rekombinationsverluste aller Dioden des Stapels einzubeziehen. Dies würde zu einer drastischen Verringerung der Ladungsträgerkonzentrationen führen und damit zu einer falschen Betrachtung des Öffnungsvorgangs. Man muss offensichtlich diesen Unterschied zwischen den Berechnungen und der Realität im nachhinein korrigieren.

Abb. 5-12 zeigt den gemessenen und den mit POSEOSS und PSpice berechneten Ausgangsimpuls in der Last. Wie beim Diodenimpuls (Abb. 5-11) sind auch hier die mit POSEOSS und PSpice berechneten Impulse, bis auf kleine Unterschiede, die vom Ladevorgang herrühren, fast identisch.

Verglichen mit dem Messergebnis liefern die Simulationen hier einen etwas verschobenen Impuls mit etwas kleineren Amplituden. Die Ursachen sind eine Folge der oben diskutierten Unterschieden in den Stromimpulsen durch den Schalter. Der gemessene Ausgangsimpuls ist deswegen steiler und etwas höher.

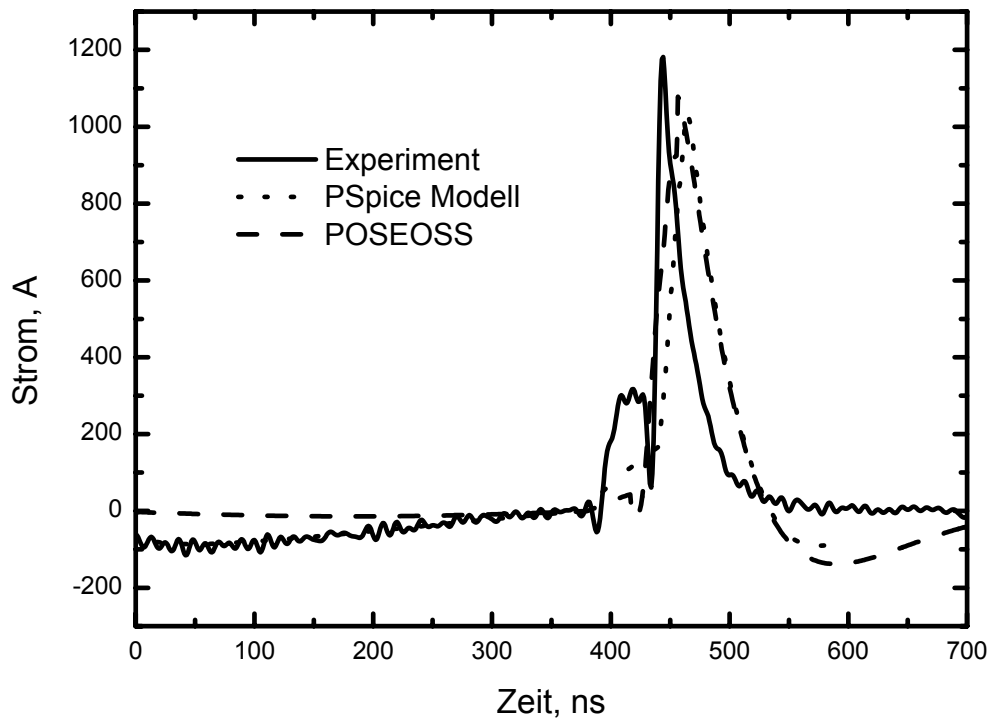


Abb. 5-12 *Vergleich der gemessenen und der mit PSpice und POSEOSS berechneten Ausgangsimpulse an der Last.*

Insgesamt bestätigt die zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen den Simulationsergebnissen und dem Experiment die Richtigkeit der Modellannahmen in POSEOSS und die Brauchbarkeit des darauf basierenden Schalterentwurfs für PSpice.

6. Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde hauptsächlich das Ziel verfolgt, die Physik der Stromunterbrechung in einer Halbleiterdiode mit Diffusionsdotierungsprofilen zu untersuchen. Die betrachteten Prozesse sind durch eine Stromdichte von bis zu 10 kA/cm^2 und eine Zeitdauer von etwa 10 ns charakterisiert. Dazu wurde der Simulationscode POSEOSS entwickelt, der eine detaillierte Untersuchung der physikalischen Prozesse innerhalb der Diode ermöglicht. Mit Hilfe dieses neuen Codes konnte nachgewiesen werden, dass bei den für diese Prozesse üblichen Konzentrationen der injizierten Ladungsträger von über 10^{17} cm^{-3} die Abhängigkeit der Beweglichkeit der Ladungsträger von der Ladungsträgerkonzentration eine große Rolle spielt. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass die Berücksichtigung dieser Abhängigkeit zu einem Verlauf des Öffnungsvorgangs führt, der sich von dem bisher in der Literatur diskutierten Modell grundsätzlich unterscheidet. Die durch die hohe Ladungsträgerkonzentration verursachte Beweglichkeitsverringerung und der Verlauf des elektrischen Feldes führen zu einer Verlangsamung der Plasmabewegung im Grenzbereich zwischen der p^+ -Zone und der Diodenbasis. Deswegen beginnt der Öffnungsvorgang im Unterschied zu den bisherigen Vorstellungen an der n^+ -Seite. Eine weitere physikalische Erkenntnis, die aus den POSEOSS-Simulationen in dieser Arbeit gewonnen wurde, betrifft den Einfluss des Störstellenprofils auf den Öffnungsvorgang. Es konnte gezeigt werden, dass eine Erhöhung der Konzentration von Rekombinationszentren im Arbeitsgebiet der Diode nur zu einer geringfügigen Verkürzung der Öffnungszeit führt. Selbst bei einer Steigerung der Konzentration der Rekombinationszentren um vier Größenordnungen tritt nur eine Verkürzung der Öffnungszeit um 5% ein.

Ein weiteres wichtiges Ergebnis dieser Arbeit ist die Beschreibung des Zusammenhangs zwischen der äußeren Beschaltung und den Charakteristiken des Halbleiteröffnungsschalters selbst. In Abhängigkeit von den Dotierungsprofilen in der Diode wurde ermittelt welche zeitliche Form und welche Amplituden die Pump- und Sperrströme besitzen müssen, damit der SOS-Effekt eintritt. Das genaue Verständnis dieser Zusammenhänge erlaubt eine zuverlässige Beurteilung des Potentials verschiedener Diodenstrukturen und eine verlässliche Konzeption verschiedener Generatorprototypen.

Um den Einsatz von Halbleiteröffnungsschaltern in praktischen Anwendungen zu erleichtern wurde ein vereinfachtes empirisches Modell des Schalters vorgeschlagen, das für die Verwendung in Schaltungssimulatoren wie PSpice geeignet ist. Detaillierte Simulationscodes wie POSEOSS benötigen erhebliche Rechenzeiten und besitzen die kaum zu lösende Schwierigkeit, die gesamte Generatorschaltung in die Simulation einzubinden. Die Basis des vereinfachten Modells bildet eine Approximation der mit POSEOSS berechneten Abhängigkeiten der Spannung von der aus der Diode entfernten Ladung. Dabei werden die Verläufe der Teilspannungen an den p^+ -n und n^+ -n Übergängen getrennt approximiert, was die Genauigkeit des Modells beträchtlich erhöht. Für die Verwendung des Modells in einer konkreten Schaltungssimulation müssen zuvor die Modellparameter aus einer Rechnung mit

dem POSEOSS Code unter Berücksichtigung der entsprechenden Diodenstruktur und unter Verwendung vergleichbarer Schaltungsparameter gewonnen werden.

Weiter wurde in dieser Arbeit ein neuer Generatortyp vorgeschlagen, der auf der Verwendung von Halbleiteröffnungsschaltern beruht. Die Grundidee dieses Generators besteht darin, eine aus mehreren Teilinduktivitäten und Halbleiteröffnungsschaltern bestehende Anordnung seriell zu laden und die Teilinduktivitäten nach Öffnen der Schalter parallel zu entladen. Theoretisch ist damit eine Stromerhöhung in der Last möglich, die der Anzahl der parallelen Teilinduktivitäten proportional ist. Diese Konfiguration ist speziell für den Einsatz von Halbleiteröffnungsschaltern interessant, da die verhältnismäßig kleinen Ausgangsströme in manchen Anwendungen einen Nachteil dieser Schalter darstellen können. Der Generator erfordert allerdings auch ein ziemlich aufwendiges Schließschaltersystem, was seinen industriellen Einsatz erschweren kann. Für spezielle Generatoren in der Forschung bietet dieses Prinzip jedoch eine einfache Möglichkeit den Ausgangsstrom und die Ausgangsspannung zu variieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch experimentelle Untersuchungen der Halbleiteröffnungsschalter durchgeführt. Das Ziel dieser Untersuchungen war die Überprüfung der Simulationsergebnisse. Es hat sich gezeigt, dass sowohl die Ergebnisse des POSEOSS Codes als auch das darauf basierende empirische Modell für PSPICE eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen liefern. Die geringen erkennbaren Unterschiede sind auf eine prinzipielle Beschränkung der Simulationen zurückzuführen. Der POSEOSS Code simuliert eine serielle Anordnung mehrerer Dioden durch eine einfache Extrapolation der für eine Diode gewonnenen Ergebnissen. Dies ist allerdings nur begrenzt zulässig, da in allen Dioden Rekombinationsverluste stattfinden. Bei der üblichen Zusammensetzung von etwa 100 Dioden in einem Schalterstapel sind die Rekombinationsverluste in den einzelnen Dioden nicht mehr vernachlässigbar. Wegen dieser erhöhten Verlustrate öffnen sich die Dioden etwas früher und schneller als von POSEOSS vorhergesagt. Diese Ungenauigkeit ist leider nur durch eine äußerst aufwendige Simulation des gesamten Stapels zu vermeiden.

Anhang A. Der POSEOSS Code.

A.1. POSEOSS Eingabedatei.

Die für eine Simulation notwendigen Parameter wie Kristalleigenschaften, Randbedingungen usw. werden an das Programm in einer Datei übergeben, die normalerweise die Erweiterung *.sif trägt. Dies ist eine ASCII Datei, die aus mehreren Abschnitten besteht, von denen jeder ein Merkmal der Simulation beschreibt. Ein Beispiel dieser Datei mit den notwendigen Erläuterungen ist in der Tabelle A-1 gegeben.

Tabelle A-1. POSEOSS Eingabeparameter.

[Common]	Beschreibung allgemeiner Kristalleigenschaften.
Cross section of crystal = 0.25	Kristallquerschnitt, cm ²
Effective mass of electrons = 1.5	Effektive Masse der Elektronen. Mit diesem Koeffizient wird die normale Elektronenmasse multipliziert.
Energy gap = 1	Bandabstand zwischen Leitungs- und Valenzband, eV
Effective mass of holes = 0.5	Effektive Masse der Löcher.
Length of crystal = 0.035	Kristalllänge, cm
Mobility scale = 2000	Normierungskoeffizient für die Beweglichkeit
Permittivity = 13	Dielektrizitätskonstante für Silizium
Directory of results = ...	Wird nicht benutzt.
Temperature = 300	Temperatur [K]
[Boundary Conditions]	Beschreibung der Beschaltung.
Type = LCR	Die im dritten Kapitel dieser Arbeit beschriebene Schaltung, die aus einem LC Schwingkreis und einem parallel zur Diode geschaltetem Lastwiderstand besteht. Zu Testzwecken wurden auch andere Schaltungen implementiert, deren Eigenschaften aus dem Quelltext entnommen werden können. (Dateien bounds.h und bounds.cpp)
C = 1.7e-09	Kapazität, F
L = 1e-05	Induktivität, H
R = 0.24	Durch die Anzahl der seriell verbundenen Dioden geteilte Lastwiderstand, Ω
Recommended time step = 4.12e-09	Anfangszeitschritt, s
Scale = 100	Anzahl der Dioden im Stapel.
U0 = -30000	Anfangsspannung am Kondensator.
[Numeric]	Kontrollparameter für den Iterationsprozess.
End time = 4.13e-07	Simulationszeit, s
Max damping = 10	Wenn ein Simulationsschritt nicht zur Verringerung des Fehlers geführt hat, wird der Lösungsvektor durch 2 geteilt (gedämpft) und das Ergebnis neu berechnet. Dieser Parameter bestimmt die maximale Anzahl der Dämpfungen für jeden Schritt.
Max iterations = 70	Maximalzahl der Iterationsschritte für einen Zeitschritt. Wenn mit der durch diesen Parameter festgelegten Anzahl der Iterationsschritte keine Lösung gefunden wird, wird den Zeitschritt automatisch geändert.
Max time step = 1e-09	Maximal erlaubte Zeitschritt, s. Wird nicht verwendet.
Min time step = 1e-14	Minimal erlaubter Zeitschritt, s

Precision = 1e-07	Maximal erlaubter absoluter Fehler. Eine Lösung für einen Zeitschritt ist gefunden, wenn der Fehler kleiner ist als der durch diesen Parameter festgelegte Wert.
[Doping]	Dotierungsbeschreibung.
Background = 1e+14	Grunddotierung des Kristalls, cm ⁻³ . Positive Werte entsprechen n-Dotierung, negative – p-Dotierung.
Len = 0.035	Kristalllänge, cm. Dieser Parameter muss gleich dem entsprechenden Wert im Common – Abschnitt sein .
Profiles count = 3	Anzahl der Dotierungsprofile.
[Doping profile 1]	Beschreibung eines Dotierungsprofils.
Type = Gauss	Typ des Dotierungsprofils. Zur Zeit nur Gauss. Damit wird ein Dotierungsprofil simuliert, das durch Diffusion in einem Kristall entsteht. Für die Berechnung des Profils sind zwei Punkte notwendig, bei denen die Koordinate im Kristall und die Dotierungskonzentration bekannt sind. Normalerweise wird der Punkt an der Grenze genommen, wo die Konzentration maximal ist und als zweiten Punkt, die Stelle, wo die Konzentration bis auf die Grunddotierung sinkt.
Begins at = 0	Anfangsposition, cm. Gibt an, an welcher Seite des Kristalls die Diffusion durchgeführt wurde.
Concentration at beginning = 1e+19	Dotierungskonzentration an der Anfangsposition, cm ⁻³
Concentration at end = 1e+14	Dotierungskonzentration im zweiten Punkt, cm ⁻³
Doping type = Acceptor	Dotierungstyp, entweder Donatoren oder Akzeptoren.
Ends at = 0.005	Koordinate des zweiten Punktes, cm
[Recombination]	Beschreibung der Rekombination. Siehe Abschnitt Rekombinationsberechnung weiter unten.
Profiles count = 1	
Type = Full	
[Impurity Profile 1]	Beschreibung der Beweglichkeit. Siehe Abschnitt Beweglichkeitsberechnung weiter unten.
Concentration = 1e+14	
Energy = 0.5	
Type = Constant	
[Electron mobility]	Beschreibung der Beweglichkeit. Siehe Abschnitt Beweglichkeitsberechnung weiter unten.
Type = Full	
[Hole mobility]	Beschreibung der Beweglichkeit. Siehe Abschnitt Beweglichkeitsberechnung weiter unten.
Type = Full	
[Mesh]	Beschreibung des Gitters.
Type = Doping Adaptive	Typ des Gitters. Der einzige zur Zeit benutzte Typ ist „Doping Adaptive“. Es wird versucht die Gitterpunkte im Kristall so zu verteilen, das die Dotierungsveränderung in jedem Abstand gleich ist.
Accurasy = 0.2	Maximale relative Dotierungsveränderung in jedem Abstand.
Minimal step = 1e-05	Minimal erlaubter Abstand, als Teil der Gesamtlänge.
Start points = 100	Anzahl der Anfangspunkte.

A.1.1. Rekombinationsberechnung

Folgende Rekombinationstypen können verwendet werden:

1. *Type = No Recombination.* Rekombination wird nicht berücksichtigt.
2. *Type = Simple SRH.* Rekombinationkoeffizient wird nach folgendem Ausdruck berechnet:

$$R = \frac{np - n_0 p_0}{n + p + 2\sqrt{n_0 p_0}} \frac{1}{\tau},$$

wobei n und p die Ladungsträgerkonzentrationen sind, n_0 und p_0 die eigenen Ladungsträgerkonzentrationen und τ die mittlere Lebenszeit der Ladungsträger sind.

Parameter:

- *Lifetime.* Die mittlere Lebenszeit der Ladungsträger
3. *Type = Full.* Es werden alle Rekombinationsmechanismen berücksichtigt, die für das eindimensionale Modell relevant sind. Die Berechnungen erfolgen nach den Gleichungen:

$$R_{SRH} = \frac{N_t}{2.5 \cdot 10^{12}} \frac{np - n_0 p_0}{n + p + n_0 e^{\frac{E_i - E_t}{kT}} + p_0 e^{\frac{E_t - E_i}{kT}}}$$

$$R_{Auger} = (np - n_0 p_0) (2.8 \cdot 10^{-31} n + 9.9 \cdot 10^{-32} p)$$

$$R_I = - \left[2.2 \cdot 10^6 e^{\frac{1.54 \cdot 10^6}{|E|}} |i_n| + 1.0 \cdot 10^6 e^{\frac{2.22 \cdot 10^6}{|E|}} |i_p| \right] \frac{1}{e}$$

$$R = R_{SRH} + R_{Auger} + R_I,$$

wobei N_t die Konzentration der Störstellen, E_i der Bandabstand zwischen Leitungs- und Valenzband und E_t das Energieniveau der Verunreinigungen sind. E ist das elektrische Feld und i_n und i_p sind die Elektronen- bzw. Lochanteile der Stromdichte.

Die Verunreinigungskonzentration und das Energieniveau werden durch Verunreinigungsprofile bestimmt. Es gibt zwei Typen solcher Profile in POSEOSS:

1. *Type = Constant.* Verunreinigungen sind gleichmäßig über die Diode verteilt.
Parameter:

- *Concentration.*

-
- *Energy*.
2. *Type = Gauss peak*. Gauss-Verteilung der Verunreinigungen. Die Verteilung wird nach folgender Gleichung berechnet:

$$N = N_b + N_{\max} e^{-\left(\frac{x-x_0}{\sigma}\right)^2}.$$

Parameter:

- *Base impurities concentration*. Entspricht N_b .
- *Impurities concentration at gauss peak*. Entspricht N_{\max} .
- *Peak position*. Entspricht x_0 .
- *Sigma*. Entspricht σ .
- *Energy*.

A.1.2. Beweglichkeitsberechnung

Für die Beweglichkeitsberechnung sind in POSEOSS drei Möglichkeiten implementiert:

1. *Type = Constant*. Es wird mit einer konstanten Beweglichkeit gerechnet.

Parameter:

- *Value* entspricht dem Beweglichkeitswert.
2. *Type = Full*. Es werden alle relevanten Streumechanismen berücksichtigt. Die Beweglichkeit wird dabei nach Gleichung (3-12) – (3-15) des dritten Kapitels berechnet.
3. *Type = Mesjac*. Die Beweglichkeiten werden entsprechend den in der Arbeit [30] vorgestellten Gleichungen berechnet:

$$\mu_{n,p} = \frac{V_{n,p}}{Es_{n,p}} \left(1 + \left[\frac{|E|}{Es_{n,p}} \right]^{\beta_{n,p}} \right)^{-\frac{1}{\beta_{n,p}}},$$

wobei V die gesättigte Geschwindigkeit und Es das charakteristische elektrische Feld sind. β ist ein Koeffizient. Wenn das elektrische Feld kleiner als das charakteristische Feld ist, werden konstante Beweglichkeiten verwendet.

Parameter:

- *Base electron mobility*. Elektronenbeweglichkeit bei elektrischen Feldern, die kleiner als das charakteristische Feld sind.

-
- *Base hole mobility*. Löcherbeweglichkeit bei elektrischen Feldern, die kleiner als das charakteristische Feld sind.
 - *Electron saturation velocity*. Sättigungsgeschwindigkeit der Elektronen.
 - *Hole saturation velocity*. Sättigungsgeschwindigkeit der Löcher.
 - *Electron characteristic field*. Charakteristisches elektrisches Feld für Elektronen.
 - *Hole characteristic field*. Charakteristisches elektrisches Feld für Löcher.
 - *Electron beta*. β für Elektronen.
 - *Hole beta*. β für Löcher.

A.2. POSEOSS Ausgabedateien.

Als Simulationsergebnis werden bei POSEOSS mehrere Dateien erzeugt. Die Dateien werden in einem Verzeichnis abgelegt, das mit der Benutzeroberfläche festgelegt wird (siehe dazu den nächsten Abschnitt). Die Ausgabedateien sind:

- *input.sif* ist eine Kopie der Eingabedatei.
- *tvc.dat* enthält die Zeitwerte für jeden Schritt, den Strom durch die Diode und die Spannung an der Diode zu jedem Zeitschritt.
- *stepXXXX.dat* wobei XXXX die Nummer des Zeitschritts darstellt. Eine Datei dieser Art wird für jeden Zeitschritt angelegt. Sie beinhaltet die Ladungsträgerverteilung in der Diode. Es können auch andere Verteilungen in diese Datei geschrieben werden, die in der Benutzeroberfläche ausgewählt wurden (siehe nächsten Abschnitt).

A.3. POSEOSS Benutzeroberfläche.

Abb. A-1 zeigt die POSEOSS Benutzeroberfläche. Das Fenster ist in zwei Bereiche unterteilt: links ist die Eingabe- und Steuerungskontrolle untergebracht (weiterhin als Kontrollpanel bezeichnet) und auf der rechten Seite werden die für die Simulation interessierenden Verteilungen dargestellt (Visualpanel). Visualpanel hat zwei Tabs. Auf dem Tab *Distributions* sieht man die Verteilungen verschiedener Werte im Inneren der Diode. Das zweite Tab *Voltage and Current* zeigt die zeitlichen Verläufe der Spannungen und Ströme in der Schaltung.

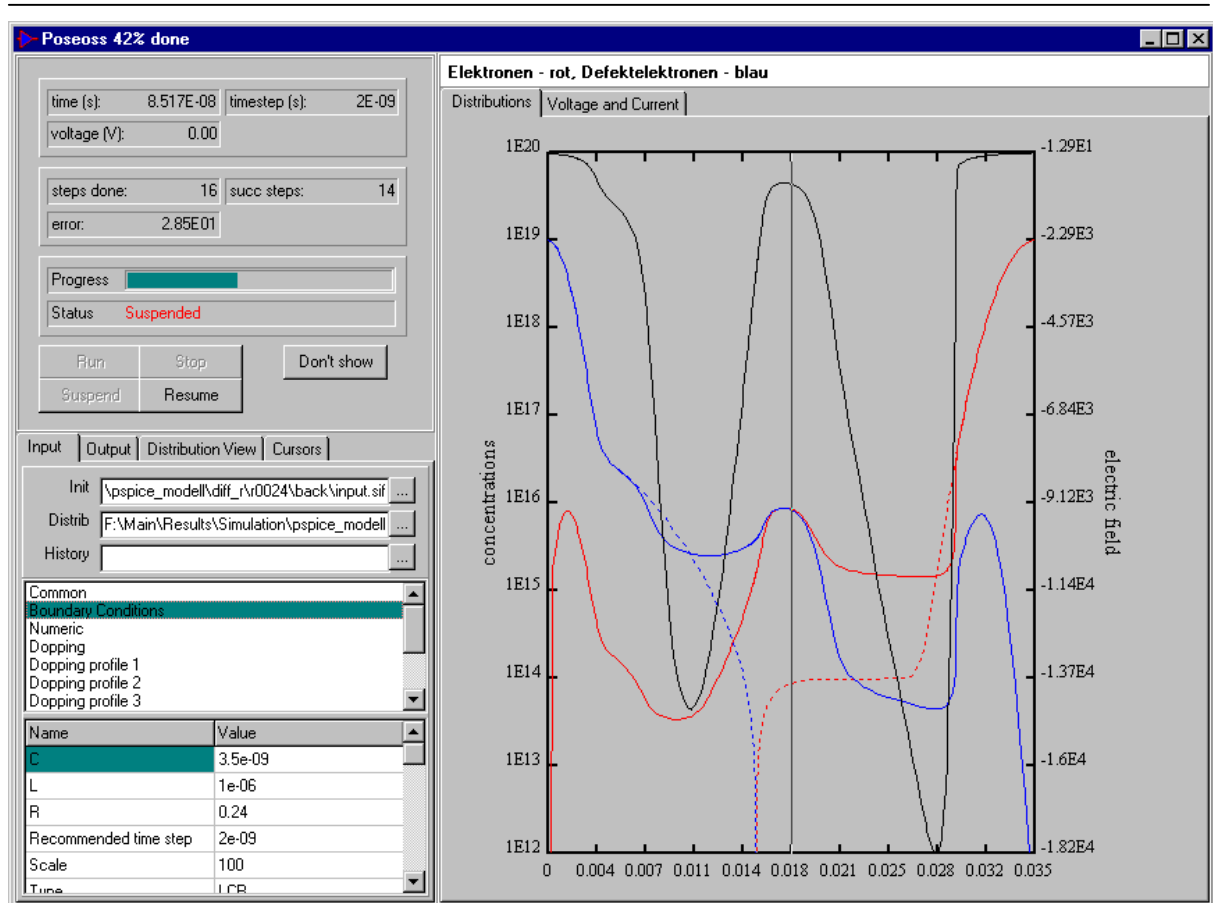


Abb. A-1 Die Benutzeroberfläche des POSEOSS-Codes.

Das Kontrollpanel unterteilt sich weiter in zwei Bereiche. Im oberen Teil werden unterschiedliche Ausgabefelder zum Monitoring der Simulation angezeigt:

- *time* zeigt den gegenwärtigen Zeitpunkt der Simulation,
- *timestep* zeigt den derzeitigen Zeitschritt,
- *voltage* zeigt die derzeitige Spannung an der Diode (wird nur mit spannungsbestimmten Randbedingungen verwendet),
- *steps done* ist die Anzahl der Iterationsschritte, die für den momentanen Zeitschritt durchgeführt wurden,
- *succ steps* ist die Anzahl der Iterationsschritte, die zur Verringerung des Fehlers geführt haben,
- und *error* gibt den derzeitigen Fehler an.

Außerdem zeigen zwei weitere Felder den erreichten Zeitschritt relativ zur gesamten Simulationszeit (*Progress*) und den Zustand in dem sich das Programm gerade befindet (*Status*). Der Programmzustand kann folgende Werte annehmen:

- *Waiting for input* signalisiert, dass noch keine Initialisierung stattgefunden hat,
- *Ready to run* bedeutet, dass die Simulation initialisiert wurde und gestartet werden kann.
- *Running* heißt, dass die Simulation gerade läuft.

-
- *Suspended* heißt, dass die Simulation angehalten wurde (um z. B. die Verteilungen zu analysieren). Sie kann danach wieder aufgenommen werden.
 - *Terminating* bedeutet, dass das Programm auf das Berechnungsthread wartet um die letzten Daten zu speichern bevor es abbricht.
 - *Terminated, waiting for input* zeigt an, dass die Simulation abgebrochen wurde und jetzt nur von Beginn an neu gestartet werden kann.
 - *Success* signalisiert, dass die Endzeit erreicht wurde und die Simulation erfolgreich beendet wurde.
 - *No convergence* bedeutet, dass die Simulation nicht vollständig durchgeführt wurde, weil in einem Zeitschritt keine Konvergenz erreicht werden konnte.

Weiter sieht man in der Abb. A-1 fünf Schaltflächen:

- *Run* startet die Simulation
- *Stop* bricht die Simulation ab
- *Suspend* hält die Simulation an
- *Resume* setzt die angehaltene Simulation wieder fort
- *Don't show/Show* gibt an, ob die Verteilungen im Visualpanel angezeigt werden sollen.

Unter den Schaltflächen befinden sich vier Tabs zur Eingabe und Steuerung des Programms. Der erste Tab *Input* (Abb. A-2) dient dazu, die Eingabeparameter für eine Simulation festzustellen. Hier muss man die entsprechende *.sif Datei angeben, die oben beschrieben wurde. Die einzelnen Abschnitte der Eingabedatei werden dann in der Liste unter den Eingabefeldern angezeigt. Die Parameterwerte der einzelnen Abschnitte entnimmt man der unteren Tabelle. Die Parameter können dann auch nachbearbeitet werden.

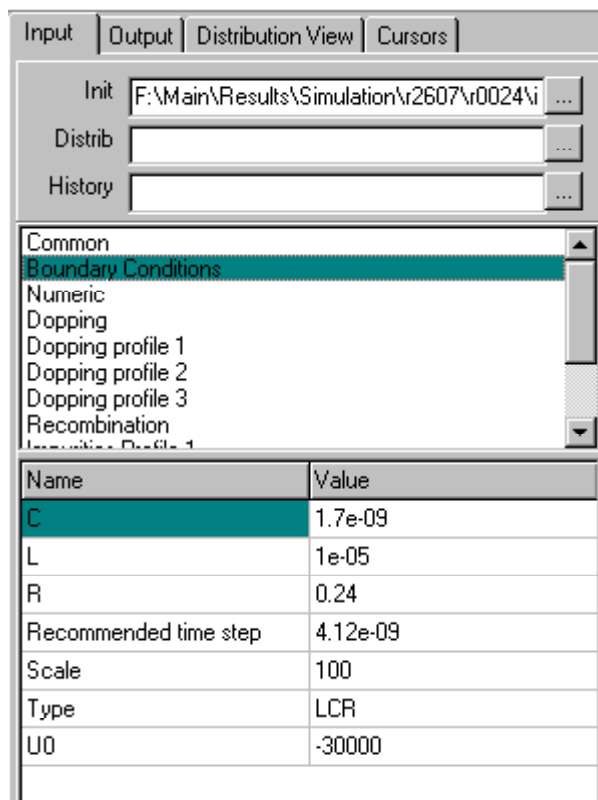


Abb. A-2.
Input-Tab der POSEOSS-Benutzeroberfläche.

Das Eingabefeld *Distrib* beinhaltet den Namen einer Datei mit der Anfangsverteilung der Ladungsträger in der Diode. Das ist nur notwendig, wenn man die Simulation nicht aus einem Gleichgewichtszustand anfangen kann, z. B. bei der Simulation des Entladevorgangs, wenn die Diode mit Plasma gefüllt ist.

Im letzten Tab Eingabefeld *History* kann eine Datei mit dem zeitlichen Verlauf der Simulation eingegeben werden, die als Anfangsbedingung für die neue Simulation dient.

Der nächste Tab *Output* ist in der Abb. A-3 dargestellt. Hier werden die Eingaben gemacht die die Ausgabedateien von POSEOSS kontrollieren. Die Ergebnisse werden nur dann gespeichert, wenn die Checkbox *Save results in* gesetzt ist. In dem Eingabefeld kann man dann das Verzeichnis auswählen, in dem die Daten gespeichert werden sollen. Unter *Options* kann man bestimmen, ob die Verteilungen zu jedem Zeitschritt gespeichert werden sollen oder nur die Verteilungen am Ende der Simulation festgehalten werden, was für eine Ladevorgangssimulation sinnvoll ist. In der Checkliste kann man feststellen welche Verteilungen mitgespeichert werden sollen.

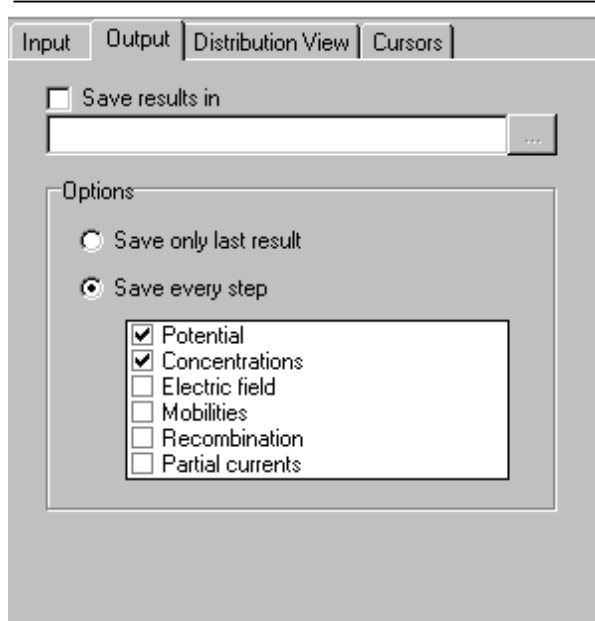


Abb. A-3.
Output-Tab der POSEOSS-Benutzeroberfläche.

Abb. A-4 zeigt das dritte Tab *Distribution View*. Hier kann man festlegen, welche Verteilungen auf dem *Distributions Tab* des *Visualpanels* gezeigt werden.

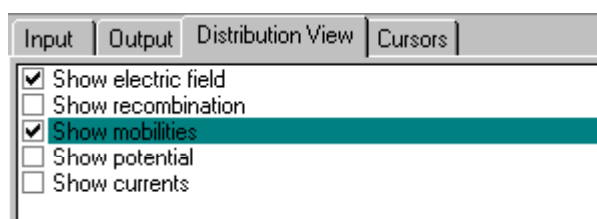


Abb. A-4.
Distribution View – Tab der POSEOSS -
Benutzeroberfläche.

Das letzte Tab *Cursors* sieht man in der Abb. A-5. In dem Kontextmenü jedes Tabs des *Visualpanels* kann man einen beweglichen Cursor aktivieren, um die Werte der Verteilungen anzuzeigen (vertikale Linie in der Abb. A-1). Diese Werte werden dann auf diesem Tab dargestellt.

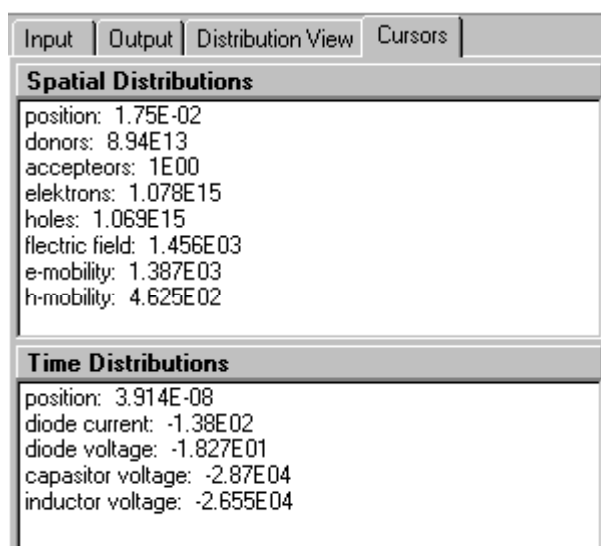


Abb. A-5.
Cursors-Tab der POSEOSS-Benutzeroberfläche.

Anhang B. Programmablauf und Codestruktur.

B.1. Programmablauf

Die Abbildungen B-1 bis B-3 zeigen den POSEOSS Programmablauf. Die dunklen Blöcke führen jeweils auf das nächste Flussdiagramm. Das Programm besteht im wesentlichen aus drei Schleifen: in der ersten Schleife (Abb. B-1) werden die Zeitschritte und der Zeitablauf kontrolliert, die nächste Schleife (Abb. B-2) führt die nötigen Iterationen für jeden Zeitschritt durch und die letzte Schleife (Abb. B-2) kontrolliert die Dämpfungsschritte für jeden Iterationsschritt.

Zur Lösung des Gleichungssystems wurde die etwas modifizierte Methode zur Lösung von Bandmatrizen aus [3] verwendet, die sich im Rahmen dieser Arbeit als gut geeignet und ausreichend schnell erwiesen hat. Es ist allerdings möglich andere Methoden zur Lösung von linearen Gleichungssystemen in POSEOSS einzubauen. Als Option wurde in POSEOSS auch die Gauss-Methode implementiert.

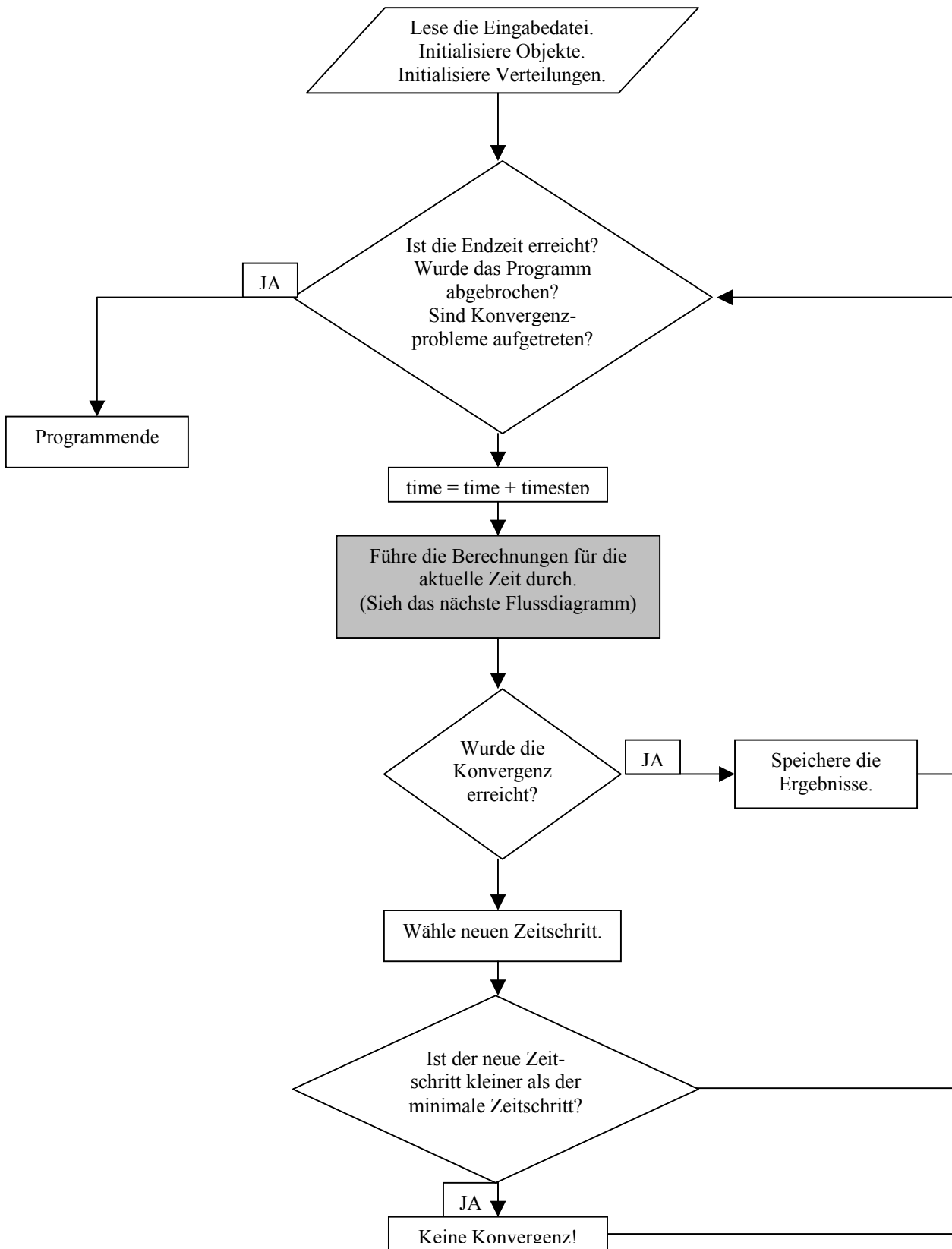


Abb. B-1 Flussdiagramm der Zeitschrittschleife. Implementiert in der Methode `execute` der Klasse `TSimThread` in den Dateien `simthr.h` und `simthr.cpp`.

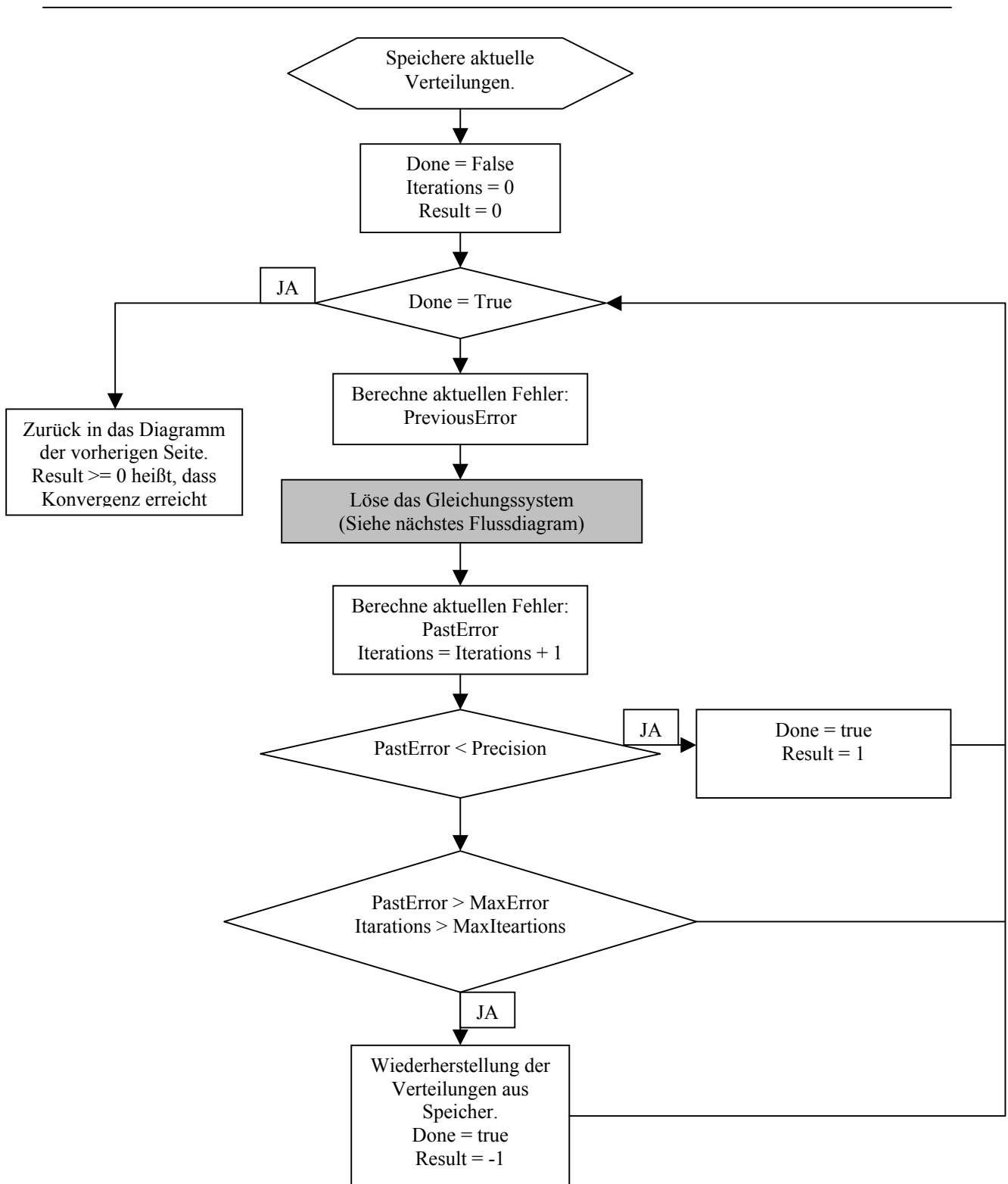


Abb. B-2 Flussdiagramm der Iterationstrittschleife. Implementiert in der Methode process der Klasse asimulation in den Dateien simul.h und simul.cpp.

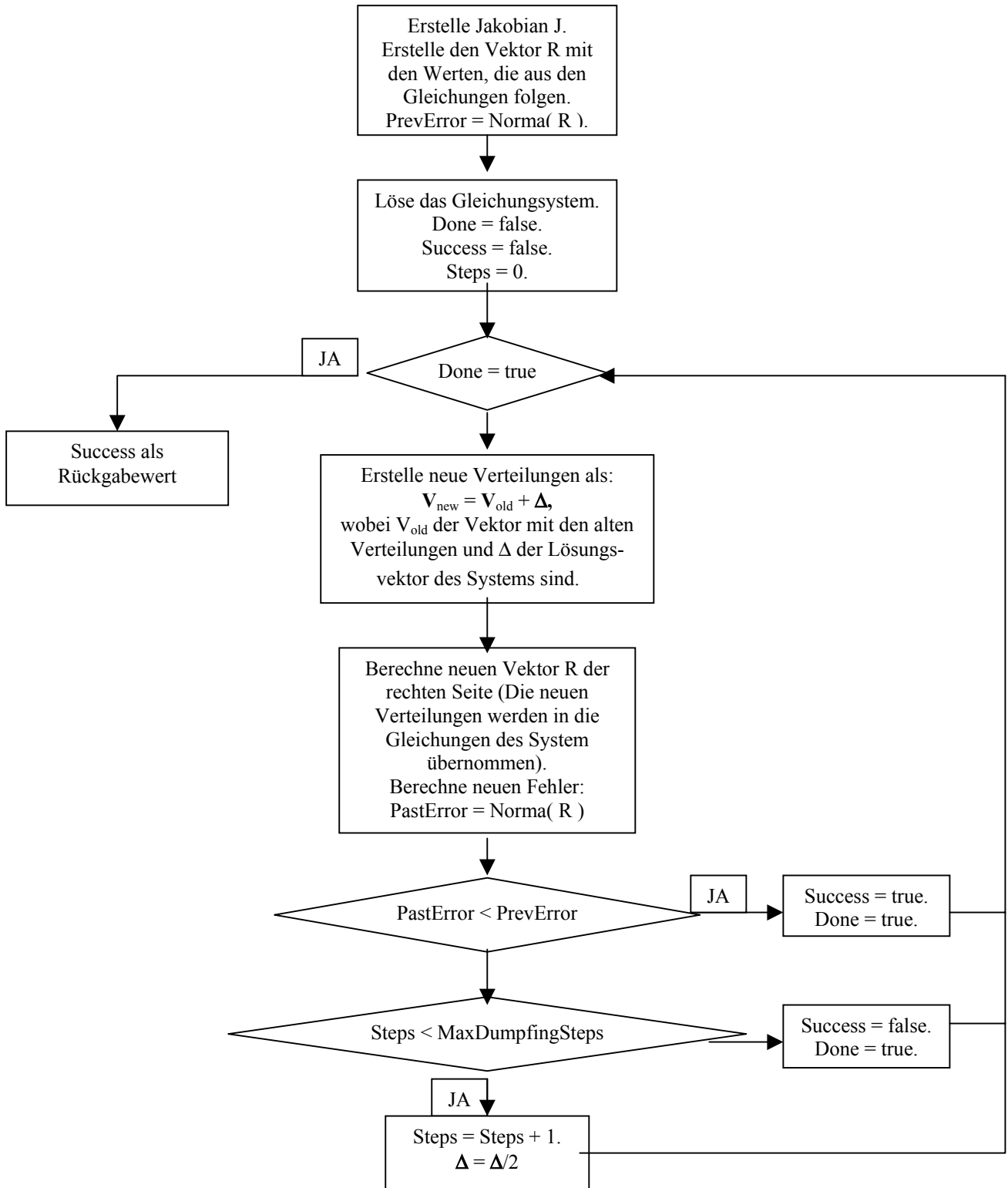


Abb. B-3 Flussdiagramm der Dämpfungsschleife. Implementiert in der Methode `step` der Klasse `asimulation` in den Dateien `simul.h` und `simul.cpp`.

B.2. Codeorganisation

POSEOSS wurde in C++ mit Borland C++Builder geschrieben. Der eigentliche Simulationscode ist zum größten Teil ANSI C++ kompatibel und kann auf beliebige Compiler exportiert werden, die diesem Standard entsprechen. Die Benutzeroberfläche und das Threading wurden mit Hilfe der Borland spezifischen Virtual Component Library entwickelt.

Im folgenden Überblick ist eine Beschreibung des Inhaltes von POSEOSS Dateien gegeben. Eine Beschreibung der einzelnen Klassen und ihrer Methoden findet man im Quelltext.

Tabelle B-1. POSEOSS Quellcodedateien.

Simios.h und simios.cpp	In diesen beiden Dateien sind die Deklarationen von allen Basisobjekten und Schnittstellen des POSEOSS untergebracht. In <i>simios.cpp</i> sind einige Objekte, die nicht erweitert werden müssen wie <i>adopping</i> implementiert.
simdataobj.h und simdataobj.cpp	In diesen Dateien ist die Klasse <i>asimdata</i> implementiert. Diese Klasse ist die zentrale Stelle in POSEOSS wo die Daten und andere Objekten verwaltet werden.
simul.h und simul.cpp	Implementierung der Klasse <i>asimulation</i> . Diese Klasse führt im wesentlichen die Lösung des Gleichungssystems mit der Newton-Methode aus.
Simthr.h und simthr.cpp	Hier ist die Thread Klasse implementiert, die als Einstieg in die Simulation agiert.
bounds.h und bounds.cpp	In diesen Dateien sind Klassen für verschiedene Randbedingungen untergebracht. Sie alle sind von der Klasse <i>abounds</i> abgeleitet, die in <i>simios.h</i> deklariert ist.
dprofil.h und drofil.cpp	Implementierung der Dotierungsprofile. Abgeleitet von <i>adoprofile</i> aus <i>simios.h</i> .
Fd1b.h und fd1b.cpp	Hier ist eine Implementierung der Klasse <i>adiscretshema</i> untergebracht. Die Aufgabe dieser Klasse ist die Jakobi Matrix für Gleichungssystem zu erstellen. Die hier erstellte Matrix wird mit dem Bandalgorithmus gelöst.
Fd1g.h und fd1g.cpp	Jakobi Matrix für Gauss-Algorithmus.
Meshs.h und meshs.cpp	Hier sind die Implementierungen des Gitters gesammelt. Abgeleitet von <i>amesh</i> aus <i>simios.h</i> .

	Abgeleitet von <i>amesh</i> aus <i>simios.h</i> .
<i>mobs.h</i> und <i>mobs.cpp</i>	Implementierung unterschiedlicher Beweglichkeitsmodelle. Jedes Modell muss von der Klasse <i>amobility</i> aus <i>simios.h</i> abgeleitet sein.
<i>Recoms.h</i> und <i>recoms.cpp</i>	Implementierung unterschiedlicher Rekombinationsmodelle. Jedes Modell muss von der Klasse <i>arecom</i> aus <i>simios.h</i> abgeleitet sein.
<i>poseoss.bpr</i> und <i>poseoss.cpp</i>	POSEOSS Projektdatei und Oberfläche.

Anhang C. PSpice Libraray File für das Modell einer SOS-Diode.

In der folgenden Auflistung ist der Inhalt der Datei sos.lib dargestellt, die das Modell des Halbleiteröffnungsschalters enthält. Das Modell an sich wurde ausführlich im vierten Kapitel dieser Arbeit beschrieben.

** Empirical model for Semiconductor Opening Switch
* Created by A.Engelko*

```
.SUBCKT SOS P1 P2
+PARAMS: ND=100 QN=29 QL=51 Q2=57 MN=2e-4 PN=2.2 ML=1.5e-2 PL=1.74 K1=0.23 K2=1.37 K3=0.78 SD=0.25

V_V1          P1 $N_0001 DC 0 AC 0 0

* summator
E_E1          $N_0002 $N_0003 VALUE { ND*I(V_V1)*(V(nod1)+V(nod2)+V(nod3)) }

R_R1          0 $N_0003 1
R_R2          0 $N_0004 1

H_H1          $N_0006 0 VH_H1 1
VH_H1        $N_0001 $N_0002 0V

R_R3          nod1 0 1
R_R4          nod2 0 1
R_R5          nod3 0 1

* filters
E_ABM11      $N_0007 0 VALUE { if(I(V_V1)>0,0,V($N_0006)) }
E_ABM12      $N_0005 0 VALUE { if(I(V_V1)>0,V($N_0006),0) }

*integrator for pumped charge
G_INTEG1     0 $$U_INTEG1 VALUE {V($N_0005)}
C_INTEG1     $$U_INTEG1 0 {1/1e6/SD}
R_INTEG1     $$U_INTEG1 0 1G
E_INTEG1     $N_0004 0 VALUE {V($$U_INTEG1)}
.IC          V($$U_INTEG1) = 0v

* integrator for removed charge
G_INTEG2     0 $$U_INTEG2 VALUE {V($N_0007)}
C_INTEG2     $$U_INTEG2 0 {1/1e6/SD}
R_INTEG2     $$U_INTEG2 0 1G
E_INTEG2     $N_0008 0 VALUE {V($$U_INTEG2)}
.IC          V($$U_INTEG2) = 0v

* pseudo resistance at the n+ side
E_ABM13      nod1 0 VALUE {
+             if(ABS(V($N_0008))>QN,MN*PWR(ABS(V($N_0008))-QN,PN),0) }

* pseudo resistance at the p+ side
E_ABM14      nod2 0 VALUE {
+             if(ABS(V($N_0008))>QL,ML*PWR(ABS(V($N_0008))-QL,PL),0) }

* pseudo resistance in the second phase
E_ABM15      nod3 0 VALUE {
+             if(ABS(V($N_0008))>Q2,(1 + K1*(ABS(V($N_0008))-Q2))/(K2 - K3*(ABS(V($N_0008))-Q2)),0) }

.ENDS SOS
```

Anhang D. Formelzeichen

n, p	Elektronen- bzw. Defektelektronenkonzentration, cm^{-3}
N, N_d	Dotierungskonzentration, cm^{-3}
b	Beweglichkeitsverhältnis
i	Stromdichte, A/cm^2
t	Zeit, s
e	Elementarladung, C
P	Plasmakonzentration, cm^{-3} ; Leistung, W
T	Temperatur, K
L_{amb}	ambipolare Diffusionslänge, cm
τ	Lebensdauer der Ladungsträger, s
D	Diffusionskoeffizient, $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
U, V	Spannung, V
ϑ	thermisches Potential, V
\bar{n}	mittlere Ladungsträgerkonzentration, cm^{-3}
V_S	Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger, cm/s
R	Widerstand, Ω ; Bezeichnung für Generation und Rekombination Gleichungsglieder
L	Induktivität, H
C	Kapazität, F
I	Strom, A
φ	Potenzial, V
B	Bernoulli Funktion
$\mu_{n,p}$	Elektronen- bzw. Defektelektronenbeweglichkeit, $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Q	Ladungsdichte, C/cm^2 ; Energie, J
N_t	Konzentration der Störstellen, cm^{-3}

E	Elektrisches Feld, V/cm
d_M	Länge der Diodenbasis geteilt durch 2, cm
d	Länge der Diodenbasis, cm
$i_{F,R}$	Stromdichte des Impulses in Durchlassrichtung bzw. Sperrichtung, A
$a_{l,r}$	Position der linken bzw. rechten Plasmagrenze, cm
τ_S	Öffnungszeit des Schalters, s
$E_{n,p}$	Effektives elektrisches Feld, V/cm
λ	Ein für eine gegebene Diskretisierung konstanter Koeffizient

Danksagungen

Ich möchte mich bei Herrn Prof. M. Thumm bedanken für die Übernahme des Hauptreferates. Herzlicher Dank geht ebenso an Herrn Dr. H. Bluhm und an Herrn Prof. A. Schwab für die Übernahme des Korreferates.

Insbesondere möchte ich mich bei den folgenden Personen bedanken, die alle dazu beigetragen haben, dass diese Arbeit gelingen konnte:

Prof. G. Keßler	für die Annahme als Doktorand und für die freundliche Unterstützung während der Arbeit,
Dr. V. Engelko	für alles,
Dr. G. Müller	für unglaublich viel Hilfe und permanente Unterstützung in allen Angelegenheiten,
Dr. H. Bluhm	für die Betreuung während der Doktorarbeit, zahlreiche fruchtbare Diskussionen und für die große Hilfe bei der Anfertigung des Manuskripts,
Prof. M. Thumm	für die große Hilfe bei der Anfertigung des Manuskripts und für vielseitige Unterstützung,
Prof. A. Schwab	für hilfreiche Kritik an den Messergebnissen,
Dr. A. Ludmirsky	für Hilfe und Unterstützung bei den experimentellen Untersuchungen,
Prof. I. Grekhov	für die Diskussion der Simulationsergebnisse,
Dr. P. Hoppe	für Rat und Unterstützung mit Messgeräten,
Dipl.-Phys. W. An	für hilfreiche Diskussionen,
Dipl.-Ing. F. Zimmermann	für Hilfe bei technischen Fragen und bei Softwareproblemen.

Literaturverzeichnis

1. H. Bluhm. Pulsed Power Systems (Principles and applications). Lecture notes for a course taught at the Faculty of Electrical Engineering at the University of Karlsruhe 1999.
2. A. Pokryvailo, V. Moron, D. Melnik, Review of opening switches for long-charge fieldable inductive storage systems. Proc. of 12th Int. Pulsed Power Conf., 1999, pp. 1341-1344.
3. G. Engeln-Müllges, F. Reutter, Numerik-Algorithmen in ANSI C. VDI Verlag GmbH, Düsseldorf, 1996.
4. F. Kovacs, SYRINX technological program, developments and recent results. Proc. of 11th Int. Pulsed Power Conf., 1997, pp. 47-57.
5. P. Syncerny, K. Childers, D. Kortbawi, I. Roth, C. Stallings, J. Riordan, B. Hoffman, DECADE QUAD design and testing status. Proc. of 11th Int. Pulsed Power Conf., 1997, pp. 698-701.
6. Kovalchuk B. M., Kokshenev V. A., Kim A. A., Kurmaev N. E., Loginov S. V., Fursov F. I., GIT16: state of project in 1995-1997. Proc. of 11th Int. Pulsed Power Conf., 1997, pp. 715-719.
7. Yu. A. Kotov, S. Yu. Sokovin, V. A. Skotnikov, Using X-Ray radiation to erase information from a CMOS programmable read-only memory. Proc. of 12th BEAMS Conf., 1998, pp 1045-1047.
8. Yu. A. Kotov, S. Yu. Sokovin, P. V. Kolotov, Using high-current nanosecond electron beams to sterilize bone meal. Proc. of 12th BEAMS Conf., 1998, pp 1001-1003.
9. S. Tsukamoto, S. Katasuki, H. Akiyama, Development of repetitive opening switches using exploding wires. Proc. of 11th Int. Pulsed Power Conf., 1997, pp. 1192-1195.
10. Burzev V.A., Kalinin N.V., Luchinskii A.V. Elektrische Drahtexplosion und ihre Anwendung in elektrophysikalischen Anlagen. Energoatomizdat, 1990 (auf russisch).
11. I. V. Grekhov, G. A. Mesyats, Physical basis for high power semiconductor nanosecond opening switches. Proc. of 12th Int. Pulsed Power Conf., 1999, pp. 1158-1161.
12. M. Krishnan, X. Xu, J. Schein, N. Qi, R. Prasad, S. Gensler, Fast opening diamond switch for high voltage, high average power inductive energy storage modulators. Proc. of 12th Int. Pulsed Power Conf., 1999, pp. 1122-1225.
13. A. H. Guenther, M. Kristiansen, T. H. Martin, Opening switches, Plenum Press, New York, 1987.
14. V. M. Tuchkevich, I. V. Grekhov, Neue Prinzipien der Hochleistungskommulation mit Halbleitergeräten. Nauka, 1988 (auf russisch).

-
15. S. K. Lyubutin, G. A. Mesyats, S. N. Rukin, B. G. Slovikovskii, A. M. Turov, New solid state opening switches for repetitive pulsed power technology. Proc. of 11th Int. Conf., On High Power Particle Beams, 1996, pp. 135-138.
 16. Yu. A. Kotov, S. Yu. Sokovnin, URT-0,5 repetitive pulsed electron accelerator. Proc. of 12th Int. Conf., on High Power Particle Beams, 1998, pp. 15-18.
 17. S. K. Lyubutin, G. A. Mesyats, S. N. Rukin, B. G. Slovikovsky, Repetitive short pulse SOS-generators. Proc. of 12th Int. Pulsed Power Conf., 1999, pp. 1226-1229.
 18. S. N. Rukin, Yu. A. Kotov, G. A. Mesyats, A. L. Filatov, S. K. Lyubutin, Ye. A. Alichkin, S. A. Darznez, V. A. Telnov, B. G. Slovikovskii, S. P. Timoshenkov, A. I. Bushlyakov, A. M. Turov, Pulsed power accelerator technology based on solid-state semiconductor opening switches (SOS), Proc. of 11th Int. Conf., on High Power Partical Beams, 1996, pp. 33-36.
 19. E. Spenke, pn-Übergänge, Herausgegeben von W. Heywang und R. Müller, Springer-Verlag, Berlin – Heidelberg – New York, 1979.
 20. W. Heywang, H. W. Pötzl, Bänderstruktur und Stromtransport, Herausgegeben von W. Heywang und R. Müller, Springer-Verlag, Berlin – Heidelberg – New York, 1991.
 21. R. H. Dean, Transient double injection in trap-free semiconductors. Journal of Applied Physics, Vol. 40, No. 2, 1969, pp. 585-595.
 22. H. Benda, E. Spenke, Reverse recovery processes in silicon power rectifiers. Proc. Of IEEE, Vol. 55, No. 8, 1967, pp. 1331-1354.
 23. V. M. Efanov, A. F. Kardo-Sysoev, M. A. Larionov, I. G. Tschashnikov, P. M. Yahrin, A. E. Kriklenko, Powerful semiconductor 80 kV nanosecond pulser. Proc. of 11th Int. Pulsed Power Conf., 1997, pp. 985-987.
 24. G. A. Mesyats, S. N. Rukin, S. K. Lyubutin, S. A. Darznez, Ye. A. Litvinov, V. A. Telnov, S. N. Tsiranov, A. M. Turov, Semiconductor opening switch research at IEP, Proc. of 11th Int. Conf., on High Power Particle Beams, 1996, pp. 298-305.
 25. S. A. Darznez, G. A. Mesyats, S. N. Rukin, S. N. Tsiranov, Theoretical model of the SOS effect. Proc. of 11th Int. Conf., on High Power Particle Beams, 1996, pp. 1241-1244.
 26. S. N. Rukin. Erzeugung von Hochleistungsimpulsen mit Nanosekundendauer auf der Basis von Halbleiterstromunterbrechern. Dissertation. Ekaterinburg, 1998 (auf russisch).
 27. S. K. Lyubutin, G. A. Mesyats, S. N. Rukin, B. G. Slovikovskii, Subnanosecond high-density current interruption in SOS diodes. Proc. of 11th Int. Pulsed Power Conf., 1997, pp. 663-666.
 28. H. Benda, F. Dannhäuser, Switching processes in diffused rectifiers – I. Solid-State Electronics, Pergamon Press, 1968, Vol. 11, pp 1-11.
 29. L.I.Rudakov, Erzeugung und Fokussierung von relativistischen Elektronenstrahlen sehr hoher Ströme. Herausgeber: Moskva Energoatomizdat.1990 (auf russisch).
-

-
30. S. A. Darznez, G. A. Mesyats, S. N. Rukin, Dynamik des Elektronen-Loch-Plasmas in Halbleiterstromunterbrechungsgeräten. JTF, Vol. 67, No. 10, 1997 (auf russisch).
 31. Siegfried Selberherr. Analysis and Simulation of Semiconductor Devices. 1984, Springer Verlag.
 32. W. van Roosbroek, Theory of flow of electrons and holes in germanium and other semiconductors. Bell System Tech. J. 29, 1950, pp. 560-607.
 33. H. Gajewski, Analysis und Numerik von Ladungstransport in Halbleitern. Institut für Angewandte Analysis und Stochastik, Report No. 6, Berlin 1993.
 34. M. S. Mock, Analysis of mathematical models of semiconductor devices. Boole Press Limited, 1983.
 35. D. L. Scharfetter, H. K. Gummel, Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator. IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 16, No. 1, 1969, pp. 64-77.
 36. M. J. Chudobiak, New approaches for designing high voltage, high current silicon step recovery diodes for pulse sharpening applications. Thesis, Ottawa-Carleton Institute for Electrical Engineering, 1996.
 37. MicroSim PSpice A/D. Reference Manual. Version 8.0, 1997.
 38. S. König Untersuchungen zu magnetischen Schaltern in koaxialen Impulsgeneratoren. Dissertation. TU Karlsruhe. 1998.
 39. Adolf J. Schwab. Hochspannungsmesstechnik. Meßgeräte und Meßverfahren. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1981.
 40. Bluhm, H., Frey, W., Giese, H., Hoppe P., Schultheiss, C., Strässner, R. Application of pulsed HV discharges to material fragmentation and recycling. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, 7(2000) pp.625-36.
 41. Bluhm, H.; Engelko, V.; Müller, G.; Schumacher, G.; Strauss, D.; Zimmermann, F. Design and application of pulsed electron beam facility GESA for surface treatment of materials. 9th Triennial ITG-Conf.on Displays and Vacuum Electronics, Garmisch-Partenkirchen, 2001, pp 309-314.
 42. V. Engelko, B. Yatsenko, G. Mueller, H. Bluhm, Pulsed electron beam facility (GESA) for surface treatment of materials, Vacuum, Vol 62/2-3, June 2001, pp. 211-216.

Lebenslauf

Name Andrey Engelko
Geburtsdatum 04.08.1973
Familienstand ledig
Staatsangehörigkeit russisch
Anschrift Zähringerstr. 20, 76131 Karlsruhe

Schulbildung

09/1980-06/1983 Grundschule, St. Petersburg
09/1983-06/1987 Gesamtschule, St. Petersburg
09/1987-06/1990 Gesamtschule mit vertiefter mathematisch -
naturwissenschaftlicher Ausrichtung, St. Petersburg

Hochschulausbildung

08/1990-06/1996 Studium der Physik und Elektrotechnik an der Technischen
Universität, St. Petersburg
18.06.1996 Abschluß als Diplomphysiker am Lehrstuhl für Physikalische
Elektronik

Promotion

09/1997-09/2000 Doktorand im Forschungszentrum Karlsruhe.
Prüfungstermin: 30.01.2002

Berufstätigkeit

seit 09/2000 Softwareentwickler bei der Firma SAP, Walldorf.