

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

Analyse ioneninduzierter Ausfallmechanismen in hochintegrierten CMOS-Speicherzellen

Yvonne Gawlina-Schmidl

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

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

Prüfer der Dissertation:

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

2. Univ.-Prof. Dr. phil. nat. D. Silber,
Universität Bremen

Die Dissertation wurde am 12.04.2011 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 10.10.2014 angenommen.

Kurzzusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden zwei Arten von Ausfällen bei CMOS-SRAMs (Static Random Access Memorys), durch Ionenstrahlung verursachte Soft Errors und Single Event Latchups, mit numerischen 3D-Simulationen analysiert.

Die Ionenstrahlung besteht zu einem Teil aus Alphateilchen, die vom Gehäusematerial emittiert werden, zum anderen aus Produkten der Kernreaktion von kosmischen Neutronen mit dem Silizium des Bauelements. Die Ionen erzeugen entlang ihres Pfades ein hochkonzentriertes Ladungsträgerplasma, welches an den Kontakten des Bauelements abgeführt wird.

Bei einem Soft Error wird durch den ionengenerierten Strompuls eine Spannungsänderung an den kritischen Knoten des SRAMs provoziert, und die Information der Zelle kippt. Für die 3D-Simulationen wurden sowohl einzelne n-Kanal-MOSFETs als auch mehrere benachbarte n-Kanal-Transistoren unterschiedlicher SRAM-Zellen modelliert, um parasitäre Effekte zwischen verschiedenen Zellen zu untersuchen, wie etwa einen parasitären Bipolartransistor, der zu einer Entladung des Nachbarknotens und damit zu Mehrzellenausfällen führen kann.

Für die Betrachtung des Single Event Latchups, bei welchem durch Ladungsinjektion ein parasitärer Thyristor zündet, wurde der Thyristorpfad eines Inverters des SRAMs, bestehend aus Source des n-Kanal-MOSFETs, p-Substrat, Source des p-Kanal-MOSFETs und n-Wanne, modelliert.

Diese Arbeit beschreibt die transienten Strompulse, unter Variation der wichtigen Parameter, und bestimmt die Sensitivität des Bauelements auf Soft Errors und Single Event Latchups. Dabei wurde die Temperatur des Bauelements und die Versorgungsspannung im Rahmen der realen Arbeitsbedingungen variiert. Des weiteren wurde der Einschlag von Ionen mit unterschiedlichen Energieverlusten pro Wegstrecke und unterschiedlichen Eindringtiefen simuliert. Damit kann die Auswirkung unterschiedlichster Ionen auf das Bauelement abgeschätzt werden. Zusätzlich wurde die Sensitivität auf Ioneneinschläge in unterschiedliche Bereiche des SRAMs betrachtet.

Die Ergebnisse der vorgestellten Simulationen konnten anhand realer Ausfallraten, durch Versuche an verschiedenen Partikelstrahlungsquellen, verifiziert werden.

Abstract

In this dissertation two kinds of failures of CMOS SRAMs (Static Random Access Memories), Soft Errors and Single Event Latchups, caused by ions, were analyzed by means of numerical 3D-simulations.

Ion radiation consists on the one hand of alpha particles emitted from the package, on the other hand of products of nuclear reaction of cosmic neutrons with the silicon of the device. The ions create a highly concentrated carrier plasma along their path which is collected at the contacts.

For Soft Errors an ion generated current pulse induces a voltage change at the critical knots and the information of the cell is flipped. For the 3D-simulation single n-channel-MOSFETS were modelled, but also neighbouring n-channel-transistors of different SRAM cells, in order to study parasitic effects on the adjoining cells like parasitic bipolar transistors, which cause a discharge of the neighbouring knot and thus lead to multi cell upsets.

For the Single Event Latchup, where charge injection causes a parasitic thyristor to ignite, the thyristor path of a SRAM inverter, consisting of source of the n-channel-MOSFET, p-substrate, source of the p-channel-MOSFET and n-well, was modelled.

This dissertation describes the transient current pulses under variation of important parameters, in order to study the sensitivity of the device to Soft Errors and Single Event Latchups. Temperatur and voltage were varied in the scale of real working conditions. Furthermore ions with different energy loss per unit length and different depths were discussed. Thus the result of various ions on the device can be estimated. The sensitivity of ion hits on different parts of the SRAM was studied.

The results of these simulations were verified with real failure rates from experiments at various particle radiation sources.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Wechselwirkung ionisierender Partikelstrahlung mit Logikbauelementen	1
1.2	Ziel und Inhalt der Arbeit	2
2	Kernphysikalische Grundlagen der Partikelstrahlung	5
2.1	Ausfallverursachende Strahlung: Alphastrahlung und Neutronen	5
2.1.1	Entstehung von Alphastrahlung	5
2.1.2	Höhenstrahlung	7
2.1.2.1	Herkunft und Ursprung der Höhenstrahlung	7
2.1.2.2	Sekundärteilchen der Höhenstrahlung und ihr Fluss	9
2.1.2.3	Wechselwirkung der Sekundärteilchen	10
2.1.2.4	Neutronenfluss	12
2.2	Kernreaktionen von Neutronen mit Silizium und daraus resultierende Ionen	13
2.2.1	Kernreaktion	13
2.2.1.1	Elastischer Stoß	14
2.2.1.2	Inelastischer Stoß	15
2.2.2	Energieverlust und Ladungsträgergeneration	16
2.2.2.1	Energieverlust entlang der Ionentrajektorie	16
2.2.2.2	Radiale Ausdehnung des erzeugten Ladungsträgerplasmas	21
3	Strahlungsbedingte Ausfallmechanismen	25
3.1	Funktionsweise eines Static Random Access Memorys (SRAM)	25
3.2	Experimentelle Verifikation von Soft Errors und Single Event Latchups	27
3.3	Ladungssammlung am pn-Übergang	33

3.4	Entstehung von Soft Errors	35
3.4.1	Einzelausfälle in SRAMs: Single-Cell-Upsets	35
3.4.2	Mehrzellenausfälle in SRAMs: Multi-Cell-Upsets	38
3.4.3	Einsatz von Multiplexern zur Vermeidung von Multi-Bit-Upsets	43
3.5	Mechanismus des Single Event Latchup	44
4	Computergestützte Analyse strahlungsinduzierter Ausfälle	49
4.1	Physikalische Modelle für den numerischen Simulator	49
4.2	Simulation von Soft Errors	53
4.2.1	Modellierung von SRAM-Speicherzellen	54
4.2.2	Transienter Stromfluss durch Einzeltransistoren	56
4.2.2.1	Modellierung eines Einzeltransistors	56
4.2.2.2	Variation der Eindringtiefe des Ions	57
4.2.2.3	Auswirkung des Energieverlustes der Ionen auf die transiente Stromkurve	60
4.2.3	Strahlungsinduzierte Mehrzellenausfälle	62
4.2.3.1	Modellierung benachbarter Transistoren in einem SRAM-Zellenfeld	62
4.2.3.2	Auswirkung des Ioneneinschlages auf benachbarte Transistoren	63
4.2.3.3	Temperaturabhängigkeit des transienten Stromes durch benachbarte Transistoren	71
4.2.3.4	Stromfluss in Abhängigkeit des Energieverlustes des Ions	74
4.2.3.5	Spannungsabhängigkeit des Stromflusses durch be- nachbarte Transistoren	78
4.2.3.6	Auswirkung des Einschlagortes auf die Ladungssamm- lung	81
4.2.3.7	Variation des Einschlagortes bei vier benachbarten Transistoren	82
4.3	Single Event Latchups	84
4.3.1	Modellierung eines Single Event Latchups	85
4.3.2	Temperaturabhängigkeit des Zündmechanismus eines Single Event Latchups	86
4.3.3	Einfluss des Energieverlustes auf die Single Event Latchup-Rate	89

4.3.4	Simulation der Spannungsabhängigkeit unter besonderer Betrachtung der Haltespannung V_H	91
4.3.5	Sensitivität der einzelnen Zellenbereiche auf Ionen	92
4.3.6	Einfluss der Eindringtiefe auf das Zünden eines Latchups	99
5	Zusammenfassung und Ausblick	103
	Anhang	107
	Diskretisierung der Bauelemente	109
	Simulationsmodelle	112
	Glossar und Symbolverzeichnis	117
	Literaturverzeichnis	121
	Danksagung	131

1 Einleitung

Seitdem der erste Transistor durch Bardeen, Brattain und Schockley [BB48] [Sho49] entwickelt wurde, schreitet die Entwicklung von Halbleiterbauelementen rasant voran.

Gemäß dem Moore'schen Gesetz verdoppelt sich die Integrationsdichte von hochintegrierten Schaltungen, wie z.B. Prozessoren, alle 18 Monate [Moo65] [Moo75]. Moores Beobachtung ist getrieben durch den Zwang zu immer niedrigeren Herstellungskosten und höherer Systemperformance. Dies ist auch heute noch die Triebfeder für die Entwicklungspläne vieler Integrated Device Manufacturers (IDM), wie IBM, Intel, AMD oder Samsung neben den großen Vertragsfertigern (Foundries) TSMC, Global Foundries und UMC.

Die Miniaturisierung geht einher mit einer kontinuierlichen Verringerung der Versorgungsspannung, bei gleichzeitiger Erhöhung der Taktfrequenz. In diesem Zusammenhang können neuartige Ausfallmechanismen auftreten.

1.1 Wechselwirkung ionisierender Partikelstrahlung mit Logikbauelementen

Einige dieser auftretenden Ausfälle werden durch die Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit dem Halbleitermaterial verursacht.

In den späten 70er Jahren kam es zu unerwarteten Ausfällen in 16 kB großen Dynamic Random Access Memorys (DRAMs). Dabei ging die gespeicherte Information einzelner Bits verloren, obwohl die Zellen an sich nicht physikalisch zerstört wurden. Die Zellen lassen sich nach einem Fehler wieder normal beschreiben und behalten ihre vorgesehene Information. Diese Ausfälle wurden deshalb als „Soft Errors“ bezeichnet. Mit den herkömmlichen, damals bekannten Ausfallmechanismen konnten die Soft Errors nicht erklärt werden.

May et al. [MW79] konnten nachweisen, dass Alphateilchen und die durch sie verursachte Ladungsgeneration im Bauelement für diese Ausfälle verantwortlich sind. Dabei stammen die Alphateilchen aus radioaktiven Verunreinigungen in Gehäuse- und Prozessmaterialien, welche bei ihrem Zerfall die Alphastrahlung freisetzen.

Nachdem der Fehlermechanismus verstanden war, wurden verschiedene Maßnahmen ergriffen, um die Fehlerrate zu minimieren. So wurden z.B. die Kapazitäten im DRAM erhöht und für die Gehäuse Materialien und Prozesse verwendet, die den Eintrag radioaktiver Stoffe minimierten [Bau05b]. Dabei stellt aber die Verwendung von „Low-Alpha-Gehäusekomponenten“ einen erheblichen Kostennachteil dar. Mit voranschreitender Miniaturisierung wurden auch weitere Schaltungselemente anfällig für die schon bei den

DRAMs beobachteten, ioneninduzierten Ausfälle [ZL79].

Seit etwa 10 Jahren sind Ausfälle von SRAMs, bedingt durch Alphastrahlung, ein Problem für die Zuverlässigkeit dieser Bauelemente [Bau02] [Bau03]. Neben DRAMs und SRAMs sind seit einigen Jahren auch die ähnlich aufgebauten Flip-Flops und Latches von strahlungsbedingten Ausfällen betroffen [Bau05b], aber auch die Core-Logik von Mikroprozessoren ist gegen Soft Errors nicht resistent [SMLH01].

Ziegler und Lanford [ZL79] beschrieben kurz nach May und Woods 1979 [MW79], dass die kosmische Höhenstrahlung zu Soft Errors auf der Erdoberfläche führen kann. Die in der Atmosphäre durch die kosmische Höhenstrahlung generierten Neutronen erreichen den Erdboden und können mit dem Siliziummaterial der Bauelemente über Stöße wechselwirken. Die dabei entstehenden Ionen können dann zum Soft Error führen. So hatte die Firma SUN um das Jahr 2000 mit einer großen Zahl an Ausfällen ihrer Server durch kosmische Höhenstrahlung zu kämpfen. Die Ausfälle betrafen unter anderem America Online und Ebay [Bau05a].

Neben Logikanwendungen ist aber auch z.B. die Leistungselektronik von ICE-Zügen betroffen [NZZ01]. Bei der Analyse ausgefallener Baugruppen stellte sich heraus, dass Dioden und GTOs durch kosmische Strahlung spontan ausfielen. Durch die zeitweise in den Bauteilen vorhandene große Feldstärke wird die durch das Ion injizierte Ladung über Avalanche-Generation multipliziert. Es kommt so zu einem fatalen Kurzschluss mit anschließender Zerstörung des Bauelements [Kai05].

Eine Abschirmung der Neutronen ist praktisch nicht durchführbar. "Dicke Wände" schirmen nur einen Teil dieser Strahlung ab und sind für viele Anwendungsgebiete auch nicht realisierbar, so dass sowohl Alpha- als auch Neutronenstrahlung für reale Anwendungen nicht vollkommen vermieden werden können.

1.2 Ziel und Inhalt der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist es, die Auswirkungen ioneninduzierter Ladungspulse auf Schaltungselemente einer SRAM-Speicherzelle des 65 nm Technologieknotens mit Hilfe von Computersimulationen zu analysieren. Aufgrund der komplexen Zusammenhänge und der in Länge und Breite unterschiedlichen Strukturen führt nur eine 3D-Simulation zu aussagekräftigen Ergebnissen. Simulationen bieten die Möglichkeit, verschiedenste Effekte in Halbleiterbauelementen detailliert nachzubilden, ohne eine Vielzahl zeitaufwändiger Experimente durchführen zu müssen. So ermöglichten erst effektive Simulationen den rasanten Fortschritt der Halbleiterentwicklung, da nicht jeder Entwicklungsstand gefertigt und anschließend charakterisiert werden muss. Es können z.B. die Auswirkungen verschiedener Dotierungsprofile schnell und effizient verglichen werden. Die verschiedenen Designmaßnahmen können so beurteilt und das Bauelement kann optimiert werden.

Die Sensitivität von komplexen Schaltungen (6-20 Transistoren) kann über SPICE-Simulationen bewertet werden. Dabei ist in der SPICE-Simulation die Form der Stromkurve maßgebend für das Auftreten eines Soft Errors. Des weiteren können Simulationen durchgeführt werden, um Maßnahmen im Package zu beurteilen.

Für die Bauelementsimulation stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Die Wahl

der Methode hängt im wesentlichen von der zugrundeliegenden Problemstellung und der damit verbundenen Anforderung an die Genauigkeit ab.

Kompaktmodelle erfordern den geringsten Rechenaufwand. Sie beschreiben - mittels, analytischer Beziehungen - die auftretenden Klemmenspannungen und -ströme.

Die mikroskopische Bauelementsimulation ist deutlich komplexer. Sie erfordert die Beschreibung der physikalischen Prozesse im Inneren des Halbleiters. Dabei müssen dann auch unter Umständen quantenmechanische Effekte oder das Verhalten einzelner Ladungsträger, z.B. über Monte Carlo-Simulationen berücksichtigt werden. Finite-Element-Simulationen eignen sich hervorragend, um das mikroskopische Verhalten zu studieren: Das elektrische Potential als auch die Dichten von Elektronen und Löchern werden kontinuierlich in Ort und Zeit betrachtet. Durch die geeignete Wahl der Stützstellendichte können einzelne Bereiche sehr detailliert simuliert werden. Dies ist besonders für sehr kleine Bauelementstrukturen von großem Vorteil.

Bereits 1967 führten van Lint et al. [vLANW67] erste 1D-Simulationen über das Verhalten eines pn-Übergangs bei einem ioneninduzierten Strompuls durch. Mit steigender Computerkapazität konnten dann auch komplexere Strukturen, wie z.B. MOSFETS und deren Verhalten, unter Ioneneinfall in 2D simuliert werden [Sal05]. Um aber das Bauteilverhalten unter Ionenbestrahlung genau zu beschreiben, ist es notwendig, die Simulationen in 3D durchzuführen:

Kreskovsky et al. [KG86] befassten sich mit dieser Thematik. Sie modellierten einen Ioneneinschlag in einem einfachen pn-Übergang, sowohl in 2D als auch in 3D. Qualitativ lieferten die Simulationen die gleichen Effekte wie z.B. das Zusammenbrechen des elektrischen Feldes am pn-Übergang. Quantitativ aber wurden große Unterschiede beobachtet. So war die Dauer der Ladungssammlung in der 2D-Simulation deutlich länger als in der 3D-Simulation. Des weiteren wurde auch eine größere Feldverzerrung in den 2D-Simulationen beobachtet. Bruguir et al. [BP96] führten Simulationen durch, die den Single Event Latchup in SRAMs nachbilden sollten. Auch sie rechneten sowohl in 2D als auch in 3D. Der Vergleich ergab einen größeren Unterschied im nötigen Energieverlust des Ions, um einen Latchup auszulösen.

2D-Betrachtungen haben durch ihren Aufbau entscheidende Nachteile und bieten somit nicht die gewünschte quantitative Genauigkeit: 2D-Simulationen nehmen implizit eine Streifengeometrie an. Dadurch wird die Ladungsträgerkonzentration an vielen Stellen überschätzt. Dies trifft auch für die durch Ionen injizierte Ladung zu. Die radiale Form des erzeugten Elektron-Loch-Plasmas wird in einer 2D-Simulation nicht korrekt dargestellt. Ferner werden auch Wannens- und Substratkontaktierungen nicht realistisch wiedergegeben. Es müssen Kontakte hinzugefügt werden, die nicht dem Layout entsprechen. Dadurch kann es zu einer Verfälschung der Ergebnisse kommen, da etwaige parasitäre Effekte nicht mehr auftreten können.

Diffusionseffekte werden in 3D realistischer beschrieben. Die Ladungsträger können in alle Richtungen diffundieren und der für weitergehende SPICE-Simulationen wichtige zeitliche Verlauf der Ladungssammlung wird besser wiedergegeben.

Durch die nunmehr zur Verfügung stehende Rechenleistung moderner PC-Computer ist es mittlerweile möglich, auch komplexe 3D Strukturen in akzeptabler Rechenzeit zu simulieren, so dass auch die erhöhte Rechendauer im Vergleich zur 2D-Simulation kein unüberwindliches Hindernis mehr bildet.

2 Kernphysikalische Grundlagen der Partikelstrahlung

Soft Errors und Single Event Latchups entstehen beim Durchgang ionisierender Strahlung durch Speicherelemente aus Silizium. Um die Fehlermechanismen eines Soft Errors oder eines Single Event Latchups zu beschreiben, sind Kenntnisse über die Art der Strahlung, ihre Entstehung sowie ihre Wechselwirkung mit Silizium unabdingbar.

Die Strahlung besteht zum einen aus Alphastrahlung aus dem Gehäuse. Deren Entstehung wird im folgenden Kapitel näher betrachtet.

Auch Teilchen der Höhenstrahlung können zu Ausfällen führen. Im folgenden Kapitel soll auch geklärt werden, welche Teilchen der Höhenstrahlung relevant für Ausfälle von Speicherelementen sind. Die Zusammensetzung des Strahlungsflusses der Höhenstrahlung soll ebenso betrachtet werden wie seine zeitliche und räumliche Schwankung auf der Erdoberfläche. Anschließend soll die kernphysikalische Wechselwirkung der Teilchen mit dem Silizium des Bauelements näher betrachtet werden. Dabei entstehen Ionen verschiedener Energien. Entlang ihres Pfades erzeugen diese ein hochkonzentriertes Elektronen-Loch-Plasma. Die entstandene Ladung ist dabei stark von der Energie und der Art des Ions abhängig. Für die Ausfälle von Bauelementen ist die örtliche und zeitliche Verteilung dieses Ladungsträgerplasmas von großer Bedeutung.

2.1 Ausfallverursachende Strahlung: Alphastrahlung und Neutronen

2.1.1 Entstehung von Alphastrahlung

Der größte Teil der verwendeten Halbleiterbauelemente ist von einem Gehäuse umgeben. Dieses besteht zumeist noch aus einem Metallträger, dem Leadframe, und einer Vergussmasse, dem Mold Compound. Die Vergussmasse besteht zum größten Teil aus „Sand“ als Füllstoff und nur zu einem kleinen Teil aus duroplastischen Harzen zur Bindung und Formgebung. Radioaktive Verunreinigungen in den Füllstoffen können Alphastrahlung emittieren.

Eine große Zahl der schweren Elemente ist radioaktiv und zerfällt über einen Alphazerfall. Der Alphazerfall lässt sich über eine energetische Betrachtung gut erklären. Nukleonen, sowohl Protonen als auch Neutronen, sind im Kern mit einer Energie von

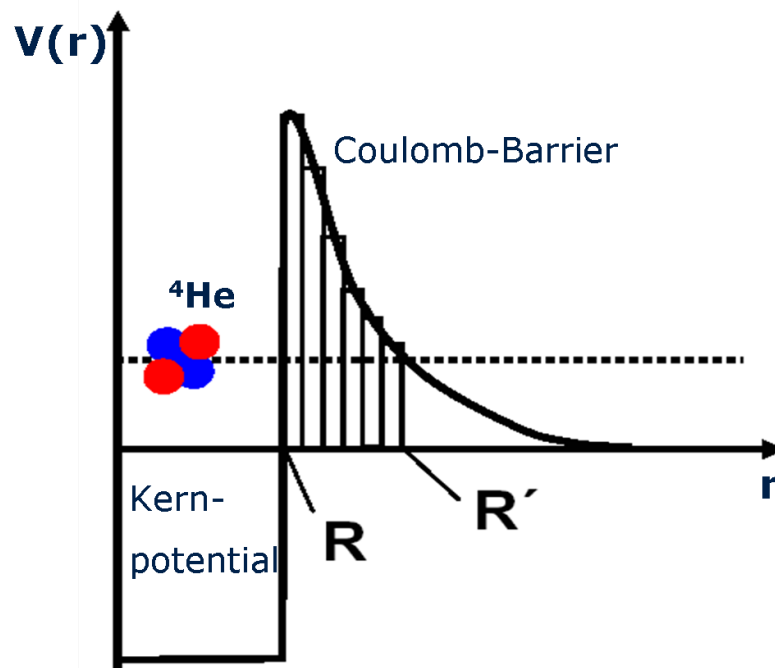


Abbildung 2.1: Das stark anziehende Kernpotential bildet einen tiefen „Potentialtopf“. Heliumionen, deren Energie über dem Potentialtopf liegt, müssen durch das Coulombpotential tunneln, um aus dem Kern zu entweichen. Modifiziert aus [Kro].

7 - 8 MeV gebunden. Einzelnen Nukleonen ist es energetisch nicht möglich, diesen stabilen Kernverband zu verlassen. Ein gebundenes System aus mehreren Nukleonen kann jedoch die Kernbindung überwinden, da diesem System die Bindungsenergie der einzelnen Nukleonen zur Verfügung steht. Die Wahrscheinlichkeit für die Bildung eines solchen gebundenen Systems nimmt mit der Anzahl der Nukleonen allerdings rapide ab.

In Abbildung 2.1 ist das Potential eines Kerns dargestellt. Es bildet einen „Potentialtopf“, bestehend aus Kernpotential und Coulombbarriere. Der ${}^4_2\text{He}$ -Kern, das sogenannte Alphateilchen, hat durch seine Entstehung ausreichend Energie, um aus dem Potentialtopf zu entweichen. Um jedoch die Coulombbarriere zu überwinden, muss der Kern durch eben diese tunneln. Das Teilchen kann aus dem Kern gelangen [PRSZ94]. Man spricht in diesem Fall vom Alphazerfall.

Es wird ferner mit einer ausreichend hohen Wahrscheinlichkeit gebildet, um auch von praktischer Bedeutung zu sein.

Als Alphastrahler werden Kerne bezeichnet, die durch Alphazerfall radioaktiv zerfallen und dabei ein Alphateilchen emittieren. Durch die vermehrte Coulomb-Abstoßung der im Kern enthaltenen Protonen nimmt die Bindungsenergie der Kernnukleonen mit zunehmender Nukleonenzahl ab. Deswegen können schwere Teilchen, ab einer Massenzahl von ca. 140, zu Alphastrahlern werden.

Zusammenfassend erfolgt ein Alphazerfall nach folgendem Schema:



Dabei ist X der ursprüngliche Kern, Y der Tochterkern, Z die Protonenzahl und A ist die Nukleonenzahl. Das Alphateilchen, das entsteht, kann bei den jeweiligen Alpha-Zerfällen nur bestimmte Energien annehmen [DG83].

Typische Alphastrahler emittieren ihre Alphateilchen mit einer Energie von 6-7 MeV. Diese Energie ist ausreichend, um den aktiven Bereich von Logiktechnologien vollständig zu durchdringen.

2.1.2 Höhenstrahlung

Neben den Alphateilchen können auch Neutronen Soft Errors und Single Event Latchups verursachen. Die ausfallverursachenden Neutronen entstehen dabei nicht wie die Alphateilchen durch den Zerfall radioaktiver Elemente, sondern entstehen als Folgeprodukte der kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre. Ihre Herkunft und Wechselwirkung soll nun im nachfolgenden Abschnitt behandelt werden.

2.1.2.1 Herkunft und Ursprung der Höhenstrahlung

1912 entdeckte V. Hess [Hes12] die Höhenstrahlung. Mit Hilfe von Ballonfahrten konnte er Messungen bis auf eine Höhe von 5000 m durchführen. Dabei beobachtete er die Sekundärstrahlung der Höhenstrahlung und wies die Änderung der Intensität mit der Höhe nach. Dafür bekam er 1936 den Nobelpreis verliehen.

Die Höhenstrahlung kommt aus zwei unterschiedlichen Quellen:

Man kann zwischen der Strahlung, die aus den Tiefen des Weltalls, und der Strahlung, die von unserer Sonne kommt, unterscheiden. Die Energie der Teilchen erlaubt eine Zuordnung zu den entsprechenden Quellen. Teilchen mit Energien kleiner als 10 GeV stammen von der Sonne. Bei Teilchen mit höheren Energien wird davon ausgegangen, dass es sich um kosmische Teilchen handelt.

Der differentielle Fluss ist stark von der Energie der Teilchen abhängig und nimmt exponentiell mit der Energie ab, wie in Abbildung 2.2 gezeigt wird.

Der differentielle Teilchenfluss dieser Primärstrahlung $\frac{dN}{dE_{kin}}$ kann über ein Potenzgesetz für die einzelnen Bereiche angenähert werden:

$$\frac{dN}{dE_{kin}} \propto E_{kin}^{-\delta} \quad (2.2)$$

Dabei ist E_{kin} die kinetische Energie der Teilchen. Der Exponent δ variiert über die einzelnen Energiebereiche.

Der Exponent γ beträgt für Energien kleiner $4 \cdot 10^{15}$ eV ca. 2,7 und für höhere Energien ca. 3,1. Der Übergang zwischen den beiden Energiebereichen wird als „Knie“ bezeichnet. Ab einer Teilchenenergie von 10^{19} eV spricht man vom „Knöchel“.

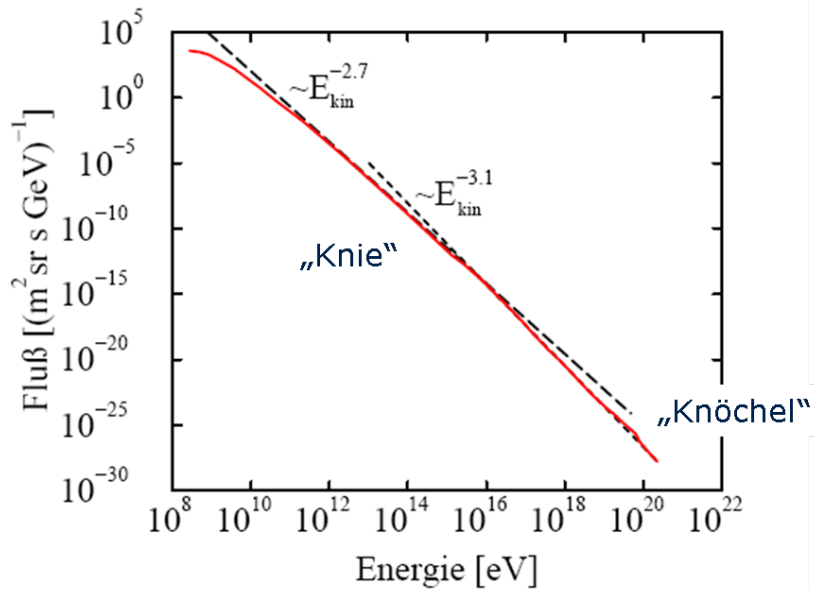


Abbildung 2.2: Fluss der Primärstrahlung: Der Fluss nimmt exponentiell mit zunehmender Energie ab. Es sind mehrere Bereiche zu sehen, die durch das „Knie“ und den „Knöchel“ voneinander getrennt sind [BK00].

Atomare Zusammensetzung der galaktischen kosmischen Teilchen
Energie ~ 2 GeV/Nukleon, normalisiert auf Silizium = 10^6

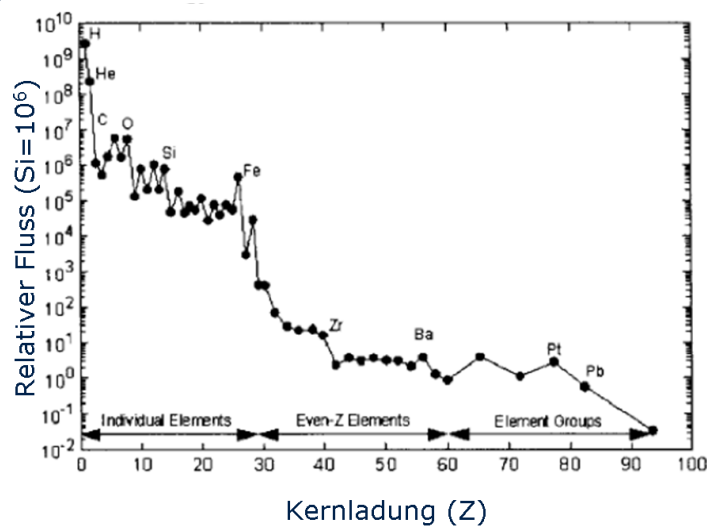


Abbildung 2.3: Relativer Fluss der kosmische Ionen bei einer Energie von 2 GeV/Nukleon. 87 % der Ionen sind Protonen, 12 % sind Helium. Schwere Ionen werden nur sehr selten beobachtet [Bar97].

Abbildung 2.3 zeigt den relativen Fluss der einzelnen Bestandteile bei einer Energie von 2 GeV/Nukleon. Dort ist klar erkennbar, dass der Teilchenfluss für schwere Ionen rapide abnimmt. Es werden kaum Elemente schwerer als Eisen nachgewiesen. All diese Elemen-

te sind vollkommen ionisiert, da sie durch interstellares Gas fliegen [Bar97].

Es existiert außerdem ein hoher Fluss an solaren Teilchen mit Energien kleiner als 10 GeV:

Durch Verdampfen der Sonnenkorona entsteht der Sonnenwind. Seine Bestandteile sind Elektronen, Protonen und ca. 7-8 % Helium. Die Energie dieser Teilchen liegt meist unterhalb von 1 GeV. Die Dichte beträgt 10^5 bis $5 \cdot 10^6 \frac{\text{Teilchen}}{\text{m}^3}$ [DG83].

2.1.2.2 Sekundärteilchen der Höhenstrahlung und ihr Fluss

Die meisten Teilchen der solaren oder kosmischen Quellen erreichen jedoch nicht die Erdoberfläche. Sie streuen an den Molekülen der Atmosphäre, vornehmlich an Sauerstoff und Stickstoff [Bar97].

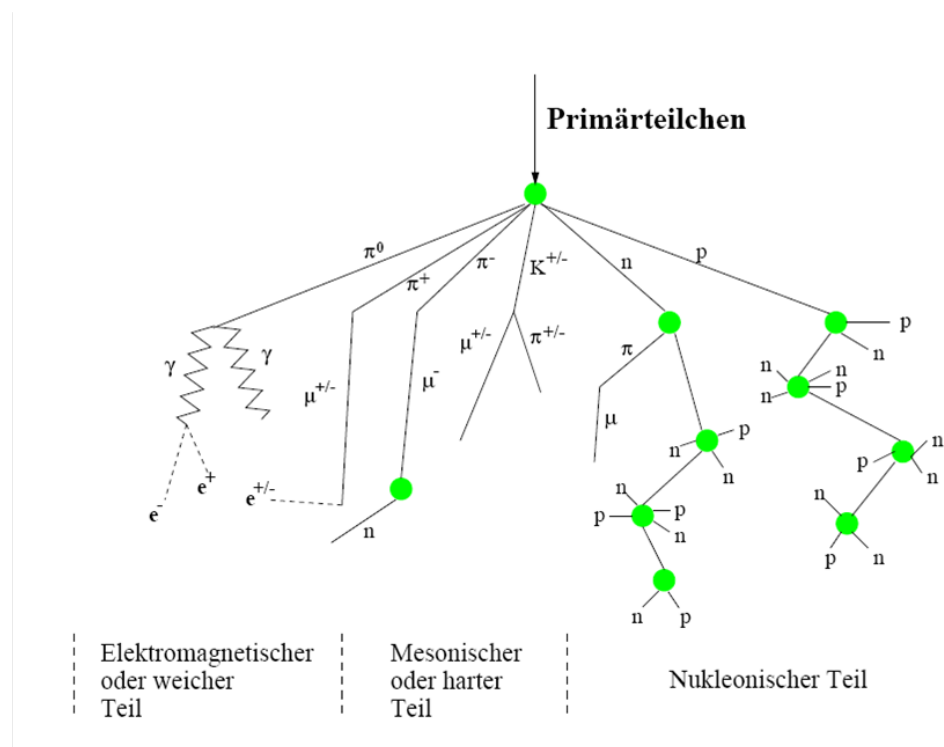


Abbildung 2.4: Sekundärteilchen, erzeugt durch ein hochenergetisches Primärteilchen: Verschiedene Teilchen entstehen von γ -Quanten über Mesonen bis zu Nucleonen [Zie98].

Das Resultat ist eine große Anzahl an unterschiedlichen Sekundärteilchen. Viele der entstandenen Teilchen interagieren nun ebenfalls mit der Atmosphäre und erzeugen weitere Teilchen (Tertiärteilchen). So entsteht ein Teilchenschauer. Beispielsweise erzeugt ein Proton mit einer Energie von 10^{15} eV ca. 10^6 Sekundärteilchen, welche zu 80 % aus Photonen, zu 18 % aus Elektronen und Positronen, zu 1,7 % aus Myonen und zu 0,3 % aus Hadronen, wie Protonen, Neutronen, Pionen und Kaonen bestehen [BK00]. Solch ein Teilchenschauer ist in Abbildung 2.4 gezeigt.

Die entstandenen Teilchen erfahren, je nach Energie und Teilchenart, eine unterschiedliche Streuung vom Pfad des Primäratoms [BK00]. Schwere Teilchen mit hoher Energie werden weniger gestreut als leichte Teilchen wie Elektronen oder Müonen, die mehrere Kilometer weit abgelenkt werden können.

Die meisten der entstandenen Teilchen haben nur eine geringe Lebensdauer. Sie zerfallen nach kurzer Zeit oder werden aufgrund ihrer geringen Energie von der Atmosphäre nach wenigen Stößen „absorbiert“. Damit hängt der Sekundärteilchenfluss stark von der Höhe ab [Pfo36]. Die sogenannte Pfozterkurve, gezeigt in Abbildung 2.5, erreicht in 15 km Höhe ein deutliches Maximum. Zum Meeresspiegel hin nimmt der Fluss ab. Theoretisch konnte dieses Verhalten über Monte-Carlo-Simulationen bestätigt werden [BFPV04].

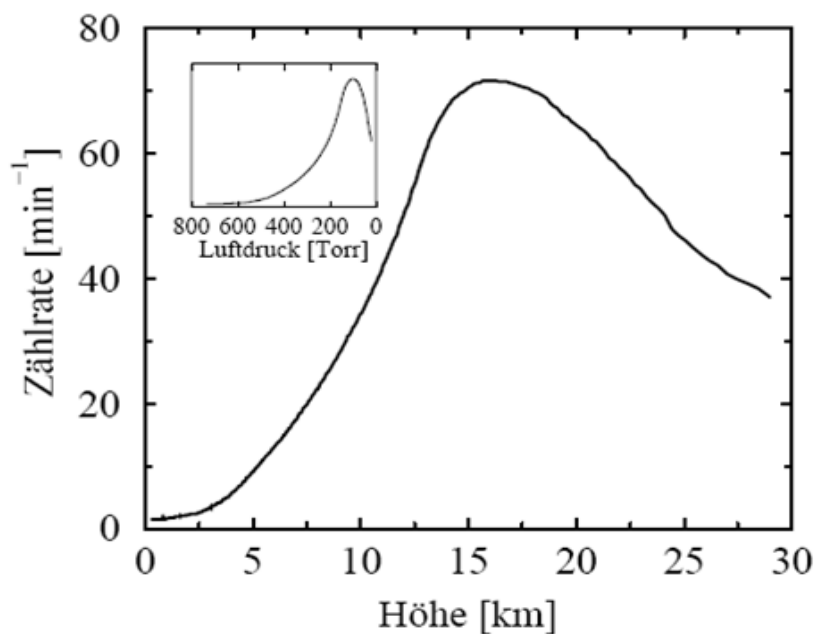


Abbildung 2.5: Pfozterkurve: Der Teilchenfluss hat in 15 km Höhe sein Maximum und nimmt zur Meereshöhe hin ab [Pfo36].

2.1.2.3 Wechselwirkung der Sekundärteilchen

Nur wenige der unterschiedlichen Sekundärteilchen sind relevant für die Betrachtung von strahlungsbedingten Ausfällen.

In Abbildung 2.6 ist der differentielle Fluss über der kinetischen Energie für verschiedene Teilchensorten der Sekundärstrahlung dargestellt. Der Fluss der Teilchen nimmt mit zunehmender Energie ab.

Geladene Teilchen können ihre Energie über Stöße mit den Hüllenelektronen an einen Festkörper abgeben. Dabei werden Ladungsträger erzeugt. In einem Halbleiterbauelement kann dies zum Ausfall führen.

Bei Elektronen oder Müonen reicht die Menge der maximal generierten Ladungsträger

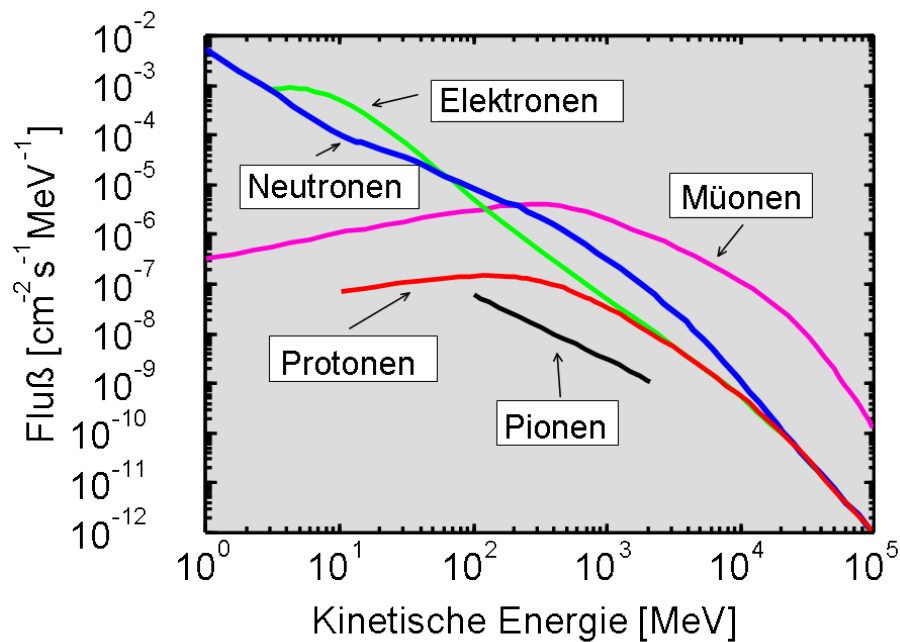


Abbildung 2.6: Differentieller Fluss der wichtigsten Sekundärteilchen, wie Elektronen, Müonen, Pionen, Protonen und Neutronen [ZL81] [Zie96].

jedoch nicht aus, um die Information einer SRAM-Zelle oder ein anderes empfindliches Schaltelement kippen zu lassen bzw. um einen Single Event Latchup im Bauelement zu provozieren.

Auch bei Protonen und Pionen reicht die direkt erzeugte Gesamtladung nicht aus, um einen Fehler zu erzeugen.

Pionen können allerdings, ebenso wie die Protonen, über elastische und inelastische Stöße mit Atomkernen Sekundärionen im Bauteil erzeugen. Diese generieren dann ausreichend Ladung, um einen Fehler zu verursachen. Gelderloos et al. [GPNZ97] konnten so Ausfälle durch Pionen in DRAMs nachweisen.

Neutronen sind der hadronische Hauptbestandteil der Sekundärteilchenstrahlung auf der Erdoberfläche. Als ungeladene Teilchen können sie nur über Kernstöße mit dem Bauteil wechselwirken und dabei Sekundärionen erzeugen. Diese können wiederum einen Fehler verursachen [ZNS⁺98]. Messungen, wie am Los Alamos Neutron Science Center, zeigten, dass ein großer Teil der Ausfälle auf Neutronen zurückzuführen ist [Tak06].

Aus Figur 2.6 kann man entnehmen, dass der Fluss der Neutronen ähnlich hoch ist wie der Fluss der Elektronen. Für kleine Energien ist er sehr hoch und nimmt mit steigender Energie über mehrere Größenordnungen ab.

Im Gegensatz zu den geladenen Sekundärteilchen der kosmischen Strahlung lassen sich Neutronen nur schwer abschirmen. Da für viele Applikationen von Halbleiterbauelementen die Mobilität und Kosteneffizienz im Vordergrund steht, sei es bei hochintegrierten Bauteilen im Handy oder bei IGBTs im Energieversorgungssystem eines ICE, ist eine schwere und kostenintensive Abschirmung nicht möglich.

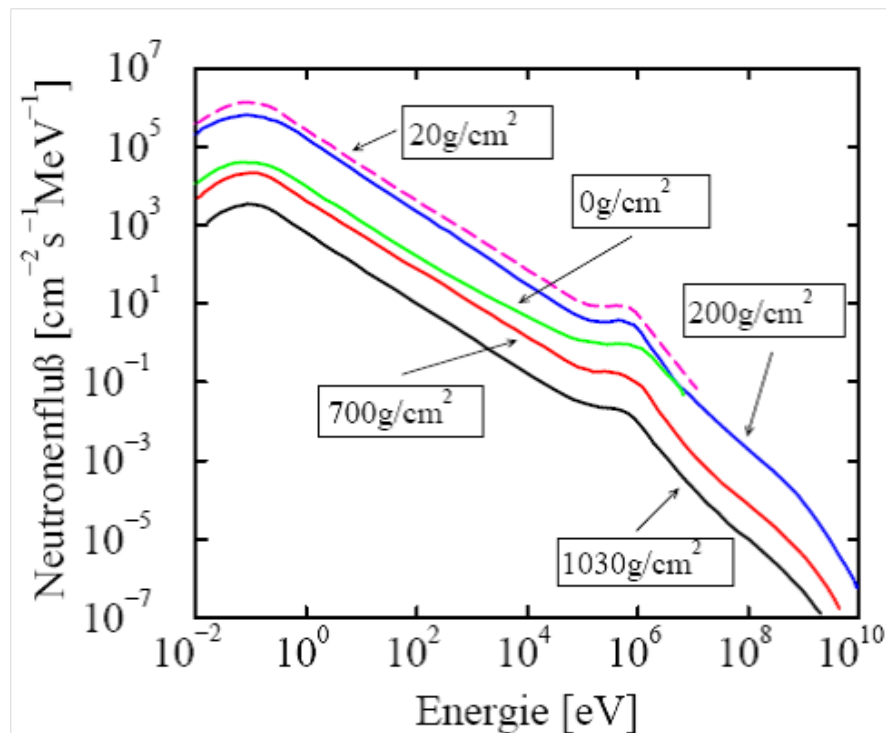


Abbildung 2.7: Neutronenfluß in Abhängigkeit von Energie und Partialdruck [Pfo36]. Der Partialdruck ist höhenabhängig.

2.1.2.4 Neutronenfluß

In Abbildung 2.7 ist der differentielle Neutronenfluß über der Energie für verschiedene Partialdrücke dargestellt. Über die barometrische Höhenformel kann der Druck in eine Höhe umgerechnet werden. Dabei entspricht 0 g/cm^2 Weltraumbedingungen und 1030 g/cm^2 dem Meeresniveau. Die Kurvenform ändert sich nur gering mit der Höhe, der Fluß aber gemäß der Pfozkerkurve (Abbildung 2.5).

Abbildung 2.8 stellt als Maß des Sekundärteilchenflusses die Neutronenintensität in Abhängigkeit des Breitengrades dar. An den Polen ist der Neutronenfluß maximal. Magnetfeld und Bewegungsrichtung der geladenen Teilchen verlaufen parallel, eine Ablenkung findet dadurch nicht statt. Die entstehenden Teilchenschauer können direkt Richtung Erdoberfläche fliegen.

Eine weitere Modulation des Sekundärteilchenflusses auf der Erdoberfläche wird durch die mit einer Periode von 11 Jahren zyklisch variierende Sonnenaktivität verursacht. Die Anzahl der Sonnenflecken gibt eine Aussage über die Aktivität der Sonne. Je höher die Anzahl der Sonnenflecken ist, umso aktiver ist die Sonne.

Die auf der Erde gemessene Neutronenintensität und die Anzahl der Sonnenflecken sind in Abbildung 2.9 dargestellt. Die Minima des Neutronenflusses korrespondieren mit den Maxima der Sonnenflecken.

Das heißt, bei besonders aktiver Sonne ist der Neutronenfluß auf der Erde minimal.

Der Grund hierfür liegt im Abschirmverhalten des Erdmagnetfeldes. Während der akti-

ven Zeiten der Sonne kann es bis zu einem 10^6 mal höheren Teilchenfluss als zu ruhigeren Zeiten kommen. Die vielfache Menge der geladenen Teilchen des Sonnenwindes bei hoher Sonnenaktivität verstärkt das Erdmagnetfeld, das somit die Teilchen besser abschirmt. Dies erklärt das antizyklische Verhalten der Neutronenintensität gegenüber der Sonnenfleckenanzahl.

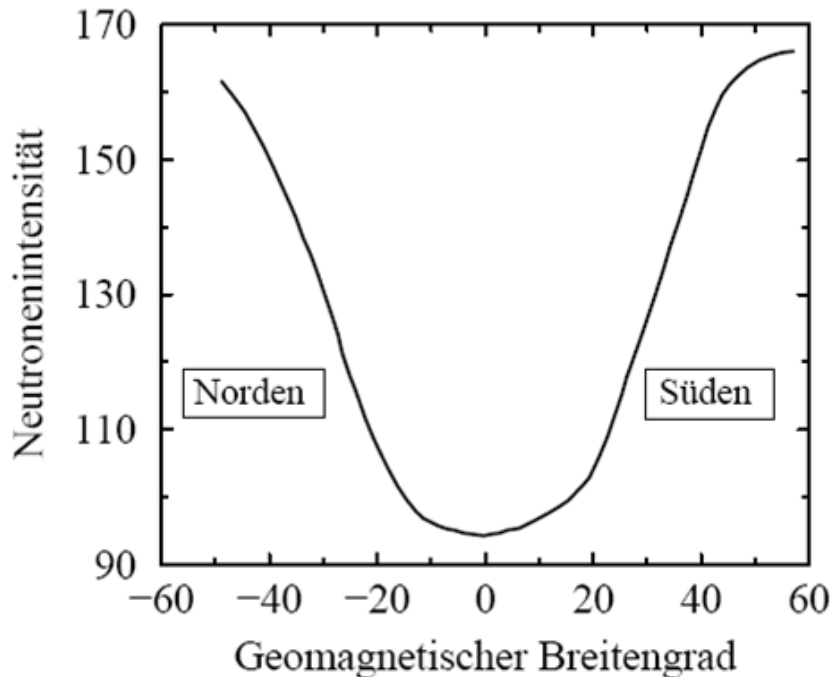


Abbildung 2.8: Neutronenintensität in Abhängigkeit vom Breitengrad. Am Äquator herrscht ein Minimum [RFKS56].

2.2 Kernreaktionen von Neutronen mit Silizium und daraus resultierende Ionen

Durch die Kernreaktion von Neutronen mit Silizium entstehen verschiedene Ionen. Diese weisen unterschiedliche Energiespektren auf und entstehen mit verschiedener Häufigkeit. Da die unterschiedlichen Ionen in Abhängigkeit ihrer kinetischen Energie einen unterschiedlichen Energieverlust pro Wegstrecke aufweisen, generieren sie eine unterschiedliche Menge an Ladungsträgern.

2.2.1 Kernreaktion

Als ungeladenes, aber mit einem magnetischen Moment versehenes Teilchen kann das Neutron über Kernkräfte auch über das magnetische Feld wechselwirken. Durch die magnetische Wechselwirkung werden keine Elektronen-Loch-Paare erzeugt, da der Ener-

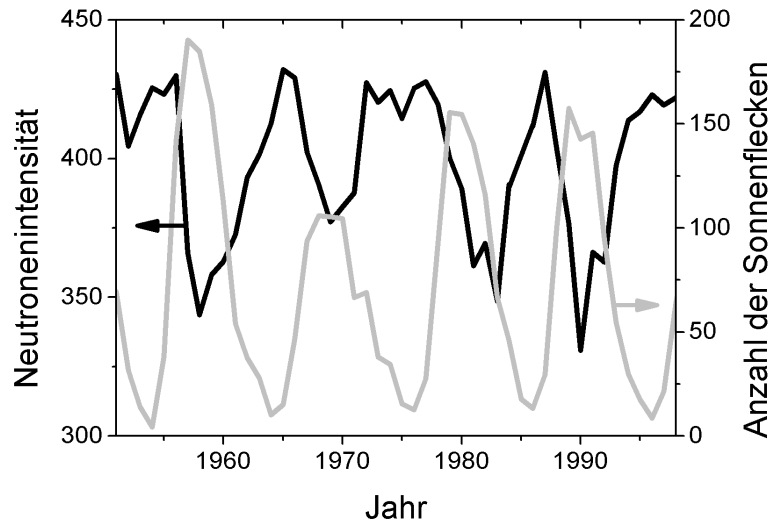


Abbildung 2.9: Anzahl der Sonnenflecken gegenüber der Sekundärneutronenintensität [UNH [son].

gieübertrag zu gering ist. Dieser Mechanismus wird daher für diese Arbeit vernachlässigt. Beim elastischen Stoß des Neutrons mit einem Kern werden Impuls und Energie gemäß den Erhaltungssätzen auf den Kern übertragen. Der getroffene Kern wird aus seiner Ruheposition gestoßen und bewegt sich als Ion durch das Bauteil. Beim inelastischen Stoß des Neutrons mit Silizium, auch bekannt als induzierte Spaltung, entstehen im Ausgangskanal durch die starke Wechselwirkung neue Teilchen, vom Proton bis zum Phosphor.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Kernreaktion wird durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dE_{kin}}$ beschrieben. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die inelastische Neutronenstreuung ist stark von Energie und Stoßpartner abhängig. Verschiedene Gruppen haben sich mit der Berechnung von Wirkungsquerschnitten beschäftigt [OHMO92b] [OHMO92a] [CBC⁺99] [TSA90] [STM94].

2.2.1.1 Elastischer Stoß

Zunächst soll der elastische Stoß betrachtet werden. Hierbei wird sowohl kinetische Energie als auch Impuls vom Neutron auf einen Siliziumkern übertragen. Dabei müssen sowohl Energie- als auch Impulserhaltung beachtet werden. Es kann das folgendermaßen ausgedrückt werden:



Dabei bezeichnet n' und ${}^{28}\text{Si}'$ jeweils die Teilchen nach dem Stoß.

Durch den Energie- und Impulsübertrag kann sich das Siliziumatom aus seinem Gitterplatz lösen und verliert als Siliziumion, unter Stößen an Elektronen und weiteren Si-

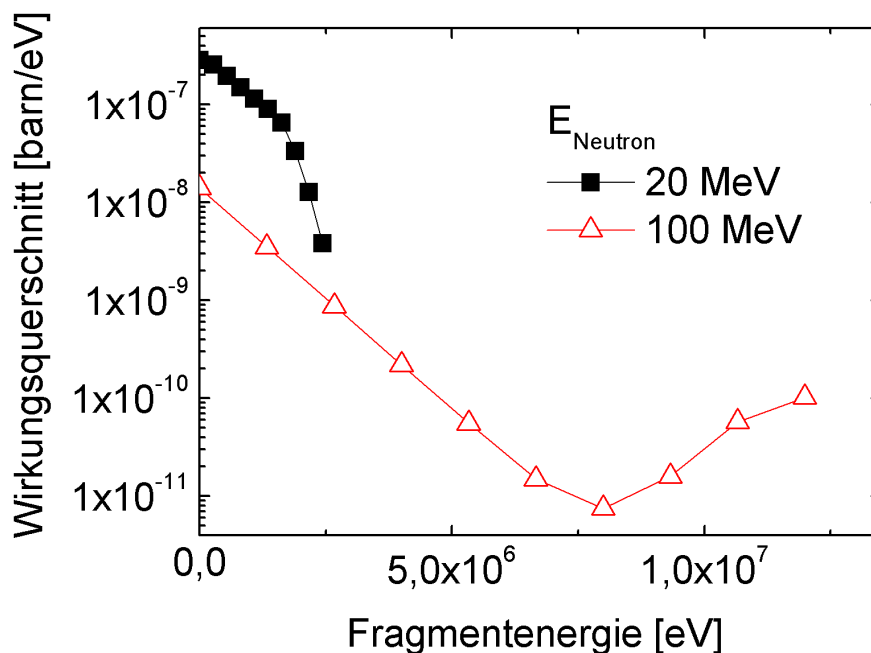


Abbildung 2.10: Wirkungsquerschnitt für den elastischen Stoß zwischen Neutronen mit jeweils 20 MeV und 100 MeV und Silizium. Die Fragmentenergie ist die kinetische Energie des Siliziumions [END].

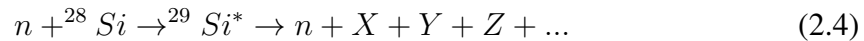
liziumkernen, seine Energie. Die beim Stoß übertragene Energie ist vom Streuwinkel abhängig. Der maximale Energieübertrag findet beim zentralen Stoß unter einem Streuwinkel von 180° statt. Da alle Streuwinkel erlaubt sind, ergibt sich ein kontinuierliches Energiespektrum des Siliziumions.

Abbildung 2.10 zeigt den Wirkungsquerschnitt des elastischen Stoßes eines Neutrons mit Silizium für Neutronenenergien von 20 MeV und 100 MeV. Der frei zugänglichen Evaluated Nuclear Data File (ENDF)-Datenbank kann man Daten über den Energieübertrag und den Wirkungsquerschnitt für Stöße von Neutronen mit Silizium entnehmen [CN99] [END]. Für ein Neutron mit einer Energie von 100 MeV beträgt der maximale Energieübertrag auf den Siliziumkern 13 MeV, für ein 20 MeV Neutron lediglich 2,7 MeV. Der Wirkungsquerschnitt variiert über mehrere Größenordnungen bezüglich der übertragenen Energie. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das resultierende Siliziumion nur eine geringe Energie erhält, ist höher als die Wahrscheinlichkeit für einen großen Energieübertrag.

2.2.1.2 Inelastischer Stoß

Im Gegensatz zum elastischen Stoß werden beim inelastischen Stoß auch innere Freiheitsgrade im Stoßsystem angeregt. Es kommt zu einer Kernreaktion.

Der angeregte Siliziumkern kann nun entweder durch Emission eines Neutrons und eines Photons wieder in seinen Grundzustand übergehen oder aber in leichtere Fragmente zerfallen. Begrenzt ist die Anzahl der entstehenden Teilchen nur durch die zur Verfügung stehende Zahl von Neutronen und Protonen des Siliziumkerns. Dies wird als induzierte Spaltung bezeichnet, im Gegensatz zur spontanen Spaltung bei radioaktiven Materialien. Vereinfacht stellt sich die Reaktion eines Neutrons mit einem Siliziumkern folgendermaßen dar:



Dabei entspricht ${}^{29}\text{Si}^*$ dem angeregten Zustand des Siliziumkerns inklusive des enthaltenen Streuneutrons. X , Y und Z stehen für beliebige Spallationsprodukte. Beispielsweise könnte als Spallationsprodukt ein ${}^{28}\text{Al}$ und ein Proton entstehen oder auch ein Neutron, ein Alphateilchen und ein ${}^{24}\text{Mg}$. Des Weiteren kann der angeregte Zustand auch elektromagnetisch unter Aussendung eines γ -Quants direkt in den ${}^{29}\text{Si}$ Grundzustand zerfallen.

Sowohl die Bildungswahrscheinlichkeiten für unterschiedliche Fragmente als auch ihre kinetischen Energien variieren sehr stark. Das Beispiel der Neutronen mit einer Energie von 60 MeV in Abbildung 2.11 und der Neutronen mit einer Energie von 150 MeV in Graphik 2.12 zeigt dies anschaulich. Die elastischen Streuwirkungsquerschnitte wurden ebenfalls eingezeichnet. Die Entstehung unterschiedlicher Ionen hängt dabei von der Neutronenenergie ab.

Abbildung 2.13 zeigt Wirkungsquerschnitte für die Entstehung von ${}^{27}\text{Al}$ bei Neutronenenergien von 45 MeV bis 150 MeV. Insbesondere die maximale Fragmentenergie hängt stark von der Neutronenenergie ab.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Entstehung der verschiedenen Ionen von der Neutronenenergie abhängt.

2.2.2 Energieverlust und Ladungsträgergeneration

Als geladene Teilchen verlieren die erzeugten Ionen im Silizium ihre Energie und erzeugen dabei Ladungsträger. Es ergibt sich ein Elektron-Loch-Plasma mit einer gewissen radialen Form. Die Strukturbreiten von heutigen Logikelementen, wie etwa SRAMs, DRAMs und Flip-Flops, sind mittlerweile auf deutlich unter 100 nm geschrumpft.

Aus diesem Grund ist es wichtig, die radiale Ausdehnung und Form des durch das Ion erzeugten Elektron-Loch-Plasmas zu kennen. Je nach Ausdehnung kann die „Plasmawolke“ bei aktuellen Strukturbreiten mehr als ein Bauelement überstreichen.

2.2.2.1 Energieverlust entlang der Ionentrajektorie

Der Energieverlust von Ionen in Materie ist ein diskreter und stochastischer Prozess. Bei einer großen Zahl von aufeinanderfolgenden Stößen kann die resultierende Energiever-

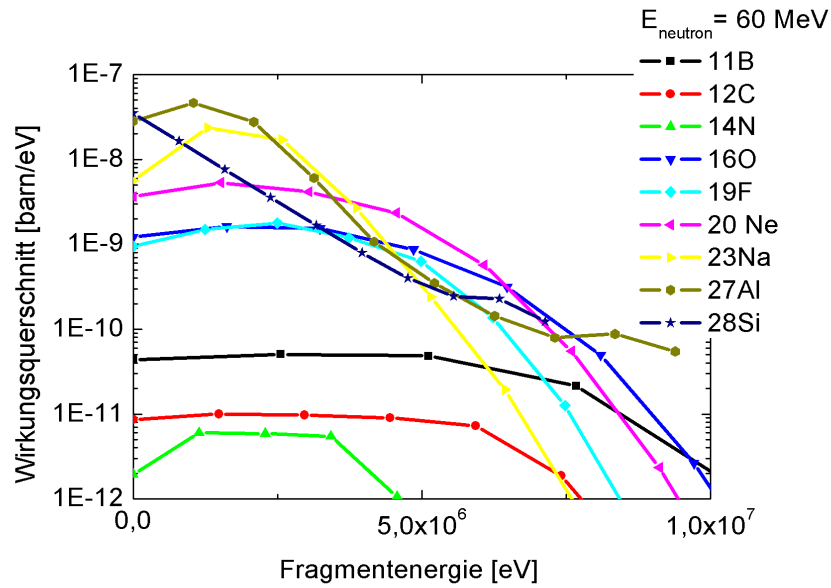


Abbildung 2.11: $^{28}\text{Si}+n$: Wirkungsquerschnitt bei $E_{\text{Neutron}} = 60 \text{ MeV}$ für verschiedene Spaltungsprodukte [END].

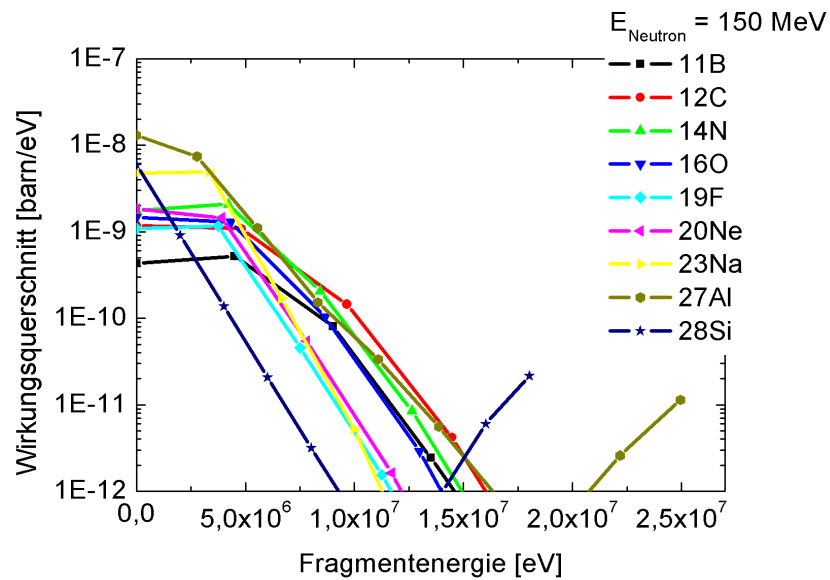


Abbildung 2.12: $^{28}\text{Si}+n$: Wirkungsquerschnitt bei $E_{\text{Neutron}} = 150 \text{ MeV}$ für verschiedene Spaltungsprodukte [END].

lustverteilung durch einen mittleren Energieverlust und dessen Varianz beschrieben werden.

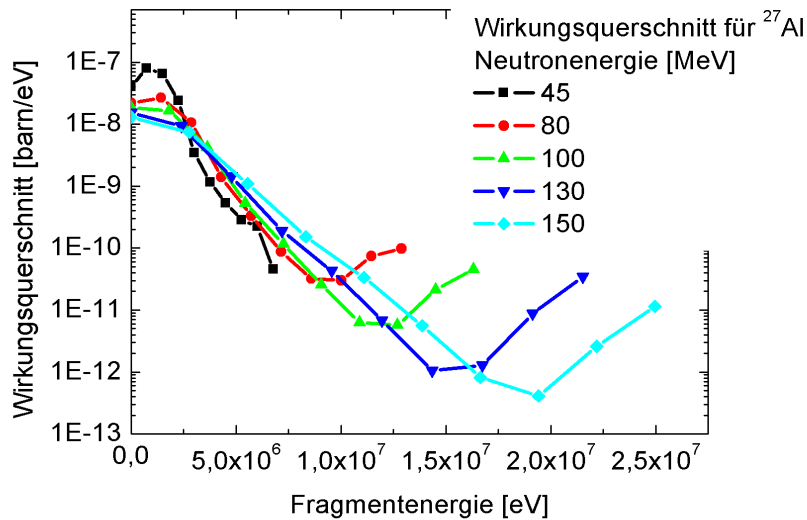


Abbildung 2.13: Wirkungsquerschnitt für ^{27}Al bei der Reaktion von Neutronen mit Energien von 45 MeV bis 150 MeV mit Silizium [END].

Bethe stellte für den nichtrelativistischen Fall des Energieverlustes eine Gleichung auf: Nach dieser ist der Energieverlust pro Wegstrecke $\frac{dE}{dx}$ des Ions proportional zur Elektronendichte n_e des Targetmaterials und dem Quadrat der Kernladung Z des einfallenden Ions.

$$-\frac{dE}{dx} \propto n_e Z^2 \quad (2.5)$$

Dieser Energieverlust wird auch als differentieller Energieverlust oder auch Linear Energy Transfer (LET) bezeichnet. $\frac{dE}{dx}$ und LET werden im folgenden als Synonyme betrachtet. Beide bezeichnen den Energieverlust pro Wegstrecke.

Im Geltungsbereich der Bethe-Formel findet der Energietransfer durch Stöße mit den Hüllenelektronen des Targets statt.

Bei kleinen Energien kommen zu den Stößen mit den Hüllenelektronen auch Stöße mit den Targetkernen hinzu, die zu großen Streuwinkeln und auch Versetzungen von Targetkernen führen können. Bei hohen Energien kann der Energieverlust auch über Bremsstrahlung stattfinden. Diese beiden Effekte sind in der Bethe-Formel nicht berücksichtigt.

Der Energieverlust von Ionen in verschiedenste Targetmaterialien wurde von Ziegler, Biersack und Littmark tabelliert [ZBL85]. Biersack und Ziegler entwickelten ferner auf Grundlage dieser Tabellierung das Standardprogramm TRIM (Transport of Ions in Matter) um den Energieverlust numerisch auf einem PC berechnen zu können [Kai05]. TRIM löst die Bewegungsgleichung des Ions beim Durchgang durch das Targetmaterial mit einer Monte-Carlo-Methode. Der Gesamtenergieverlust pro Wegstrecke LET_{tot} setzt sich aus LET_{el} , Stößen mit Elektronen, und LET_{nk} , Kernstößen, zusammen:

$$LET_{tot} = LET_{el} + LET_{nk} \quad (2.6)$$

Beim elektronischen Anteil werden verschiedene Effekte berücksichtigt, wie etwa elastische Streuung am Gitter, die zu Anregungen von Phononen führt.

Neben einer einfachen Angabe des Energieverlustes in Abhängigkeit der Ionenenergie und -ladung kann TRIM auch Ionentrajektorien berechnen.

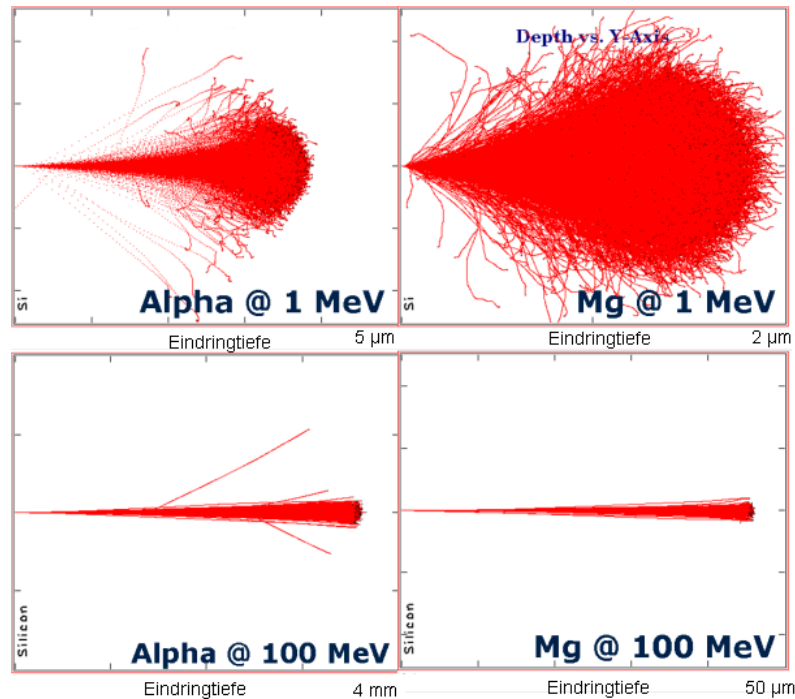


Abbildung 2.14: TRIM-Berechnung mit jeweils 10 000 Trajektorien für Helium und Magnesium mit jeweils 1 MeV und 100 MeV in Silizium. Das leichte Heliumion hat bei gleicher Energie eine weit höhere Eindringtiefe als das schwere Magnesiumion.

TRIM kann dabei eine beliebige Anzahl von Trajektorien berechnen. Eine gute Genauigkeit bei gleichzeitig akzeptabler Zeitdauer sind Berechnungen mit ca. 10 000 Trajektorien für eine Ionensorte und Energie. Eine längere Rechendauer mit einer größeren Anzahl von Trajektorien bietet nur eine sehr geringe Verbesserung der Genauigkeit.

Beispiel 2.14 zeigt TRIM-Berechnungen für Helium und Magnesium in Silizium mit Ionenenergien von jeweils 1 MeV und 100 MeV. In dieser Graphik treffen die Ionen von links auf das Silizium. Einige Ionen werden durch Kernstöße mit dem Silizium schon frühzeitig stark abgelenkt. Man sieht deutlich, dass die Eindringtiefe, bei gleicher Energie, für das schwere Magnesium deutlich kleiner ist als für das leichte Helium. Für das Alphateilchen mit einer kinetischen Energie von 1 MeV beträgt die Reichweite im Durchschnitt $3,51 \mu\text{m}$, während hingegen für Magnesium bei der gleichen Energie nur eine Reichweite von $1,46 \mu\text{m}$ berechnet wird. Für 100 MeV dringt das Alphateilchen $3,56 \text{ mm}$ weit in das Silizium ein, das Magnesiumion, bei gleicher Energie, jedoch nur $45,4 \mu\text{m}$. Leichte Ionen können somit deutlich tiefer in das Bauelement eindringen. Betrachtet man das laterale

Stragglings, die Ablenkung senkrecht zur Anfangsbewegungsrichtung, so werden leichte Ionen bei gleichen Energien stärker abgelenkt als schwere Ionen. Bei kleinen Energien wird der Energieverlust durch Kernstöße dominant.

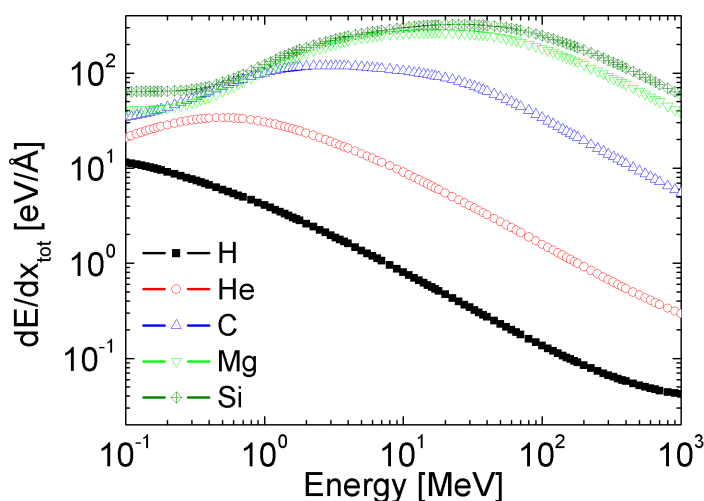


Abbildung 2.15: Gesamtenergieverlust pro Wegstrecke LET_{tot} für verschiedene Ionen in Silizium in Abhängigkeit von ihrer Energie.

Im Durchschnitt werden 3,6 eV benötigt, um ein Elektron-Loch-Paar im Silizium zu erzeugen. Die indirekte Bandlücke im Silizium beträgt jedoch 1,1 eV. Allerdings trägt das Ion einen sehr großen Impuls und kann deswegen einen fast beliebigen Impuls an die Elektron-Loch-Paare abgeben. Es sind also quasi alle Bandübergänge möglich. Im Mittel ergeben sich die erwähnten 3,6 eV pro Ladungsträgerpaar. Je höher der LET ist, umso mehr Ladung wird erzeugt.

In Abbildung 2.15 ist der Energieverlust pro Wegstrecke für verschiedene Ionen unterschiedlicher Energien dargestellt. Der Gesamtenergieverlust pro Wegstrecke LET_{tot} ist vom Ion und dessen Energie abhängig. Jedes Ion hat ein energieabhängiges Maximum in LET_{tot} , dass für schwere Ionen zu höheren Energien verschoben wird.

In Abbildung 2.16 ist der elektronische Energieverlust (Erzeugung von Ladungsträgern), LET_{el} , dem Energieverlust durch Kernstöße, LET_{nk} , für ein Alphateilchen in Silizium gegenübergestellt. Dabei ist zu erkennen, dass der LET_{nk} -Anteil um Größenordnungen kleiner ist als der LET_{el} -Anteil, welcher damit praktisch den gesamten Energieverlust definiert.

Betrachtet man hingegen ein Magnesiumion in Silizium, wie in Abbildung 2.17, so kann man deutlich erkennen, dass für kleine Energien LET_{el} und LET_{nk} die gleiche Größenordnung haben und somit für die Betrachtung von LET_{tot} keiner der beiden Anteile zu vernachlässigen ist. Mit steigender Energie nimmt jedoch der LET_{nk} -Anteil ab und man

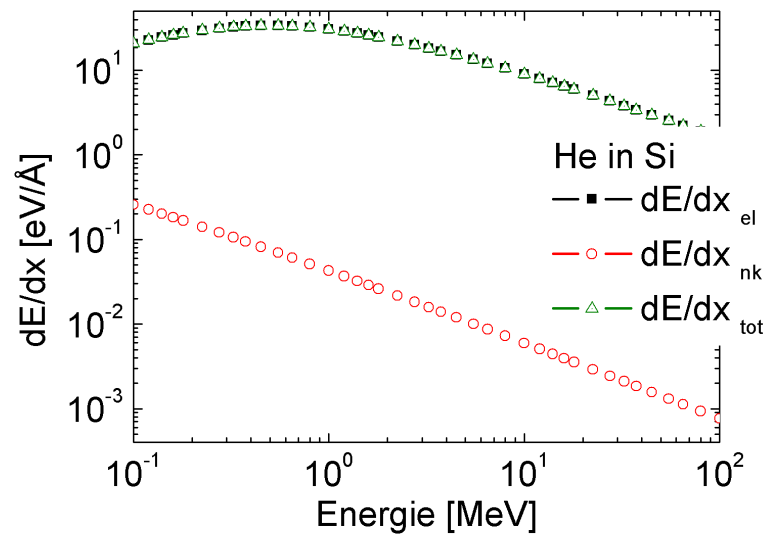


Abbildung 2.16: Vergleich zwischen LET_{el} ($= \frac{dE}{dx_{el}}$) und LET_{nk} ($= \frac{dE}{dx_{nk}}$) für ein Heliumion in Silizium. LET_{nk} ist um Größenordnungen kleiner als LET_{el} .

kann LET_{tot} durch den elektronischen Anteil beschreiben.

In Abbildung 2.18 wird der Energieverlust pro Wegstrecke für ein Alphateilchen mit einer Energie von 100 MeV entlang der Wegstrecke dargestellt. Es bildet sich ein Maximum der Ionisation, der Braggpeak, kurz vor der maximalen Reichweite heraus. Die Ausbildung eines Braggpeaks läßt sich mit Grafik 2.16 anschaulich erklären: Der Energieverlust des Heliums ist energieabhängig und erreicht bei ca. 700 keV sein Maximum. Das korrespondiert mit der Energie an dieser Stelle des Ionenpfades.

2.2.2.2 Radiale Ausdehnung des erzeugten Ladungsträgerplasmas

Die Messung der Energiedichteverteilung durch den Energieverlust von Ionen in Materie ist schwierig und liefert nur qualitative Ergebnisse [AB02]. Deshalb wurde schon frühzeitig mit der Modellentwicklung begonnen.

Kobetich und Katz [KK68] entwickelten das erste Modell über die Verteilung der Ladungsträgerdichte entlang einer Ionenspur. Die kontinuierliche Dosisverteilung $D(r)$ nimmt radial mit $D(r) \propto r^{-2}$ ab.

Stapor und McDonald [SM88] entwickelten auf der Modellgrundlage von Kobetich und Katz ein Programm, dass auf einfache und schnelle Weise die Energiedichte entlang einer Ionentrajektorie berechnet.

Hamm et al. [HTWR79] führten Monte-Carlo-Rechnungen durch, um die radiale Ausdehnung zu bestimmen.

Fageha, Howard und Block [FHB94] entwickelten ein Programm namens REDCHP

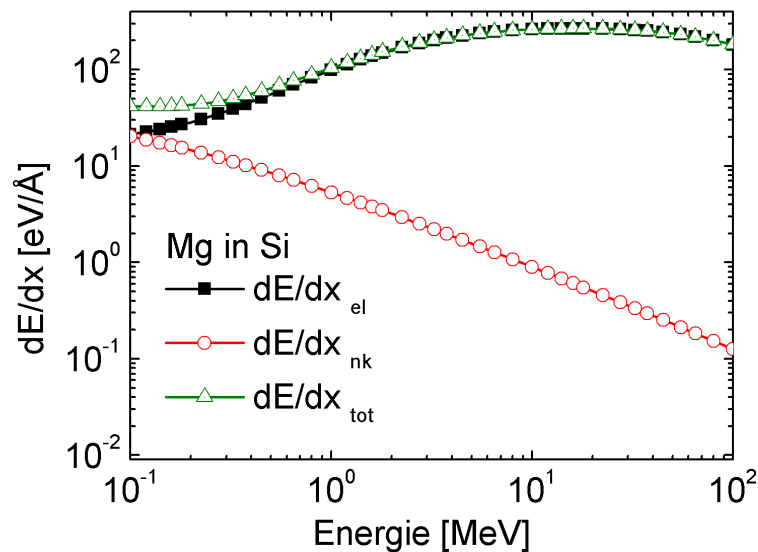


Abbildung 2.17: Vergleich zwischen LET_{el} ($= \frac{dE}{dx_{el}}$) und LET_{nk} ($= \frac{dE}{dx_{nk}}$) für ein Magnesiumion in Silizium. LET_{el} und LET_{nk} sind für kleine Energien in der gleichen Größenordnung. Für größere Energien ist jedoch LET_{nk} um mehrere Größenordnungen kleiner und damit vernachlässigbar.

(Radial Energy Deposition of CHarged Particles), dessen Grundlage die Rutherford-Formel bildet.

Die zur Zeit anerkanntesten Rechnungen stammen von Akkermann et al. [AB02] [AB03] [EAJ04] mit Monte-Carlo-Transportkalkulationen. Um die Wechselwirkung der geladenen Teilchen untereinander zu beschreiben, nutzten sie die „Linear Dielectric Response Theory“. Der radiale Abfall der Energiedosis $D(r)$ wurde zu $D(r) \propto r^{-2,33}$ berechnet. Für Abstände kleiner als 1 nm nahmen sie die Ladungsträgerdichte als konstant an. Ab diesem Abstand spielen Quanteneffekte eine Rolle, die über den Rahmen der Berechnungen hinausgehen.

Abbildung 2.19 zeigt einen Vergleich der einzelnen Modelle für ein Kohlenstoffion mit einer Energie von 15 MeV.

Will man allerdings ioneninduzierte Ausfälle von Bauelementen in komplexen Bauelementsimulationen beschreiben, so müssen oft Vereinfachungen vorgenommen werden, um in vertretbarer Zeit Ergebnisse zu erhalten. In Abbildung 2.20 ist der Unterschied zwischen dem Modell von Akkerman [AB02] [AB03] und Gauß- bzw. Exponentialfunktionen, mit unterschiedlichen Halbwertsbreiten w_t , für ein Heliumion mit einer Energie von 4 MeV visualisiert. Das Integral über die Dosis liefert in allen Fällen den gleichen Wert, d. h. die injizierte Gesamtenergie ist gleich.

Für die Betrachtung der Auswirkung auf Logikbauelemente ist der Bereich bis $10 \mu\text{m}$ relevant. Des Weiteren ist die maximale Höhe der Dosis wichtig für weitere Simulationen.

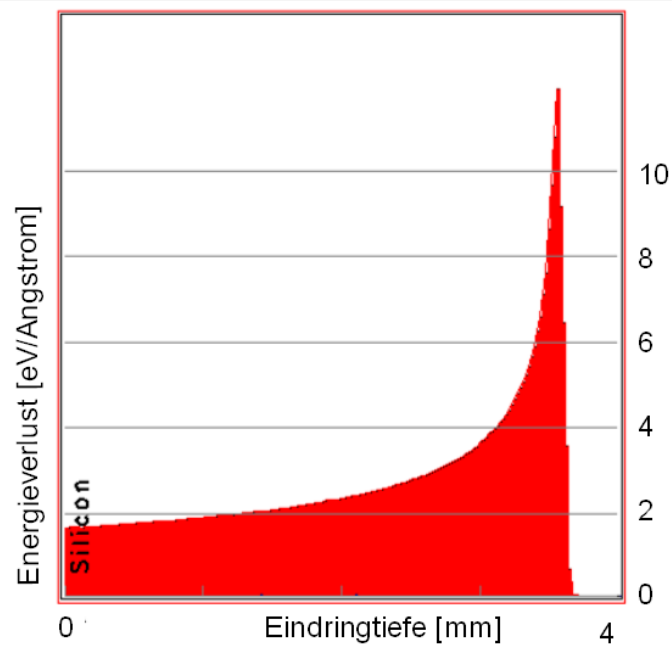


Abbildung 2.18: Ionisierung durch ein Heliumion mit einer Initialenergie von 100 MeV in Silizium. Kurz vor dem Ende der Reichweite bildet sich der Braggpeak aus. Zur verbesserten Sichtbarkeit wurde die Höhe des Braggpeaks nicht vollständig wiedergegeben.

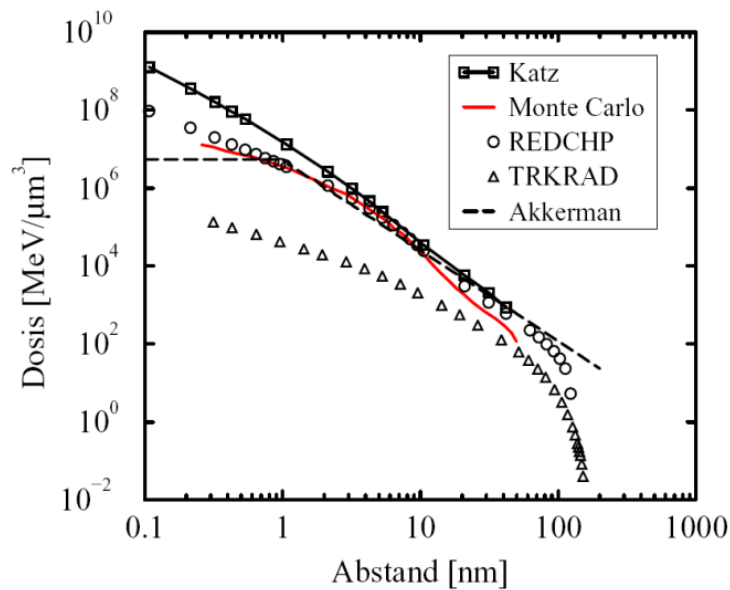


Abbildung 2.19: Vergleich der unterschiedlichen Modelle für die radiale Energiedistribution $D(r)$ für Kohlenstoffionen mit 15 MeV [Kai05].

Dussault et al. [DHB⁺93] simulierten 1993 erstmals in 3D das Verhalten einer p^+n -Diode unter Ioneneinfall. Dabei wurde die radiale Ausdehnung des resultierenden Ladungsträgerplasmas mit konstanter, Gauß- und einer Potenzgesetz-Form angenommen. Der simulierte transiente Strom schwankte dabei zwischen den Simulationen im Bereich

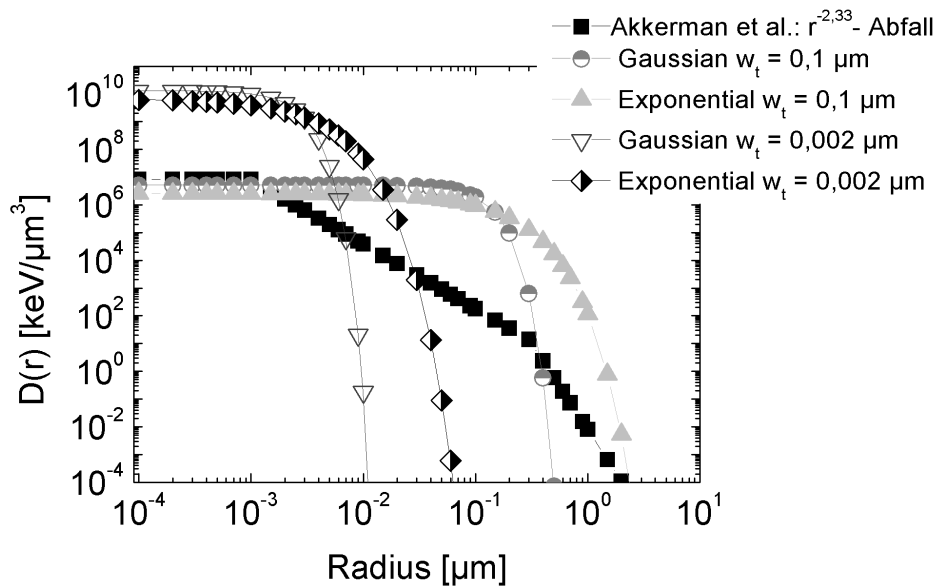


Abbildung 2.20: Energiedosisverteilung verschiedener Modelle: Modell von Akkermann im Vergleich zu einem Gaußschen und einem Exponentialabfall mit $w_t = 0,1 \mu\text{m}$ und $0,002 \mu\text{m}$ für ein 4 MeV Heliumion [AB02] [AB03].

von 5-20%. Die größten Abweichungen von den anderen Stromflüssen zeigte das radial konstante Ladungsprofil. Gauß- und Potenzgesetzform wiesen nur geringe Abweichungen voneinander im Stromfluss auf.

Für die Gewährleistung der Stabilität der Simulationen wurde für diese Arbeit eine exponentielle Form für den Ioneneinfall gewählt. Das benutzte Simulationsprogramm konnte mit einem solchen Abfall stabil und schnell rechnen. Um ein Ion zu injizieren, dessen erzeugtes Elektron-Loch-Plasma der Form von Akkerman et al. entspricht, müsste eine aufwändige Programmierung durchgeführt werden, die den Rahmen der Arbeit übersteigen würden.

3 Strahlungsbedingte Ausfallmechanismen

Logikelemente und Speicherelemente, wie z.B. Flip-Flops oder SRAMs (Static Random Access Memories) sind anfällig für die gleichen strahlungsbedingten Fehlermechanismen. Die relevanten Fehlermechanismen sind der Soft Error (SER) sowie der Single Event Latchup (SEL). Sie werden durch ionisierende Strahlung, Alphateilchen aus dem Gehäuse oder Neutronen als Sekundärteilchen der kosmischen Höhenstrahlung ausgelöst. Ein Soft Error führt zu einer Informationskorruption in einem oder einigen wenigen Elementen. Das Zünden eines parasitären Thyristors beim Single Event Latchup führt zu einer lokal stark erhöhten Stromdichte. Geschieht dies in einem SRAM, so können große Bereiche ihre Daten verlieren.

3.1 Funktionsweise eines Static Random Access Memorys (SRAM)

Zunächst wird die Funktionsweise einer modernen 6 Transistor SRAM-Zelle vorgestellt (vgl. Abbildung 3.1). Sie besteht aus 4 normally-off n-Kanal-MOSFETs (NMOS) und 2 normally-on p-Kanal-MOSFETs (PMOS).

Die beiden starken, über die Wordleitung WL gesteuerten, NMOS-Access-Transistoren T_1 und T_6 binden die Zelle über die Bitline BL bzw. die komplementäre Leitung BLB an das Zellenfeld an.

Das eigentliche SRAM besteht aus zwei ineinandergeschalteten Invertern. Diese werden aus dem PMOS-Transistor T_2 und dem NMOS-Transistor T_3 bzw. dem PMOS T_4 und dem NMOS T_5 gebildet. Liegt z.B. der Knoten S auf Erdpotential V_{SS} , einer „0“, so liegt der Knoten SB auf der Versorgungsspannung V_{DD} , einer „1“. Durch die Kopplung sind beide Knoten komplementär zueinander. Wenn nun S auf „0“ und SB auf „1“ liegt, so sind T_2 und T_5 nicht leitend sowie T_3 und T_4 leitend.

Das SRAM speichert die vorhandene Information, so lange die Versorgungsspannung V_{DD} angelegt bleibt. Die Accesstransistoren T_1 und T_6 sind zu diesem Zeitpunkt gesperrt. Es ist kein Auffrischen der Information notwendig.

Um die Speicherzelle auszulesen, werden zunächst beide Bitlines, BL und BLB, mit einer „1“ vorgeladen. Anschließend werden die Wordlines mit einer „1“ angesteuert und somit die Accesstransistoren T_1 und T_6 leitend. Angenommen S sei auf „0“ und SB auf „1“, so wird die Bitline BL über den offenen NMOS T_3 entladen. Der Knoten SB behält sein Potential. Ein mit den Bitlines verbundener Senseamplifier (Komparator) wertet die Potentialdifferenz aus und gibt die gelesene Information verstärkt zur Verarbeitung weiter.

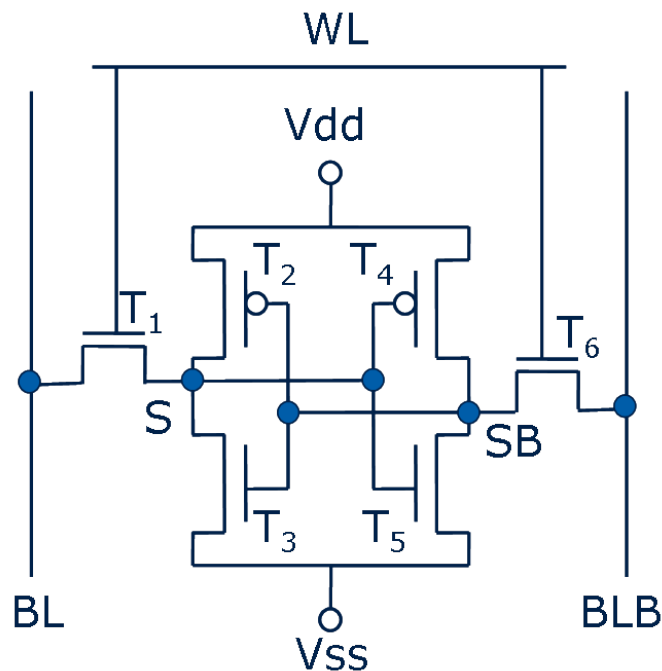


Abbildung 3.1: 6 Transistor SRAM-Zelle mit Wordline (WL) und Bitline (BL, BLB). T_1 und T_6 sind die Access-Transistoren. V_{dd} liegt typisch zwischen 0,8V bis 1,4V und V_{ss} auf Erdpotential (0V). Die Knoten S und SB sind im logisch komplementären Zustand zueinander.

Ist der Lesevorgang abgeschlossen, werden die Accesstransistoren über die Wordleitung wieder gesperrt.

Um eine SRAM-Zelle zu beschreiben, werden die beiden Bitlines, auf komplementäre Potentiale gelegt, z.B. BL auf „1“ und BLB auf „0“. Der Knoten S liegt auf „0“, Knoten SB auf „1“. Durch Ansteuern der Wordline werden anschließend T_1 und T_6 geöffnet. Der Knoten SB wird sich über BLB entladen und der Knoten S wird auf das Potential von BL gezogen. Da die Knoten komplementär zueinander sind, reicht es aus, wenn ein Knoten die Schaltschwelle überschreitet. Die SRAM-Zelle wird dann in ihren neuen Zustand kippen. Dies funktioniert, da die Accesstransistoren größer dimensioniert sind und mehr Strom liefern, als die Transistoren der beiden Inverter, die versuchen die Information stabil zu halten.

SRAM-Zellen sind in einer zweidimensionalen Matrix angeordnet. In einer Richtung befinden sich die Decoder der Wordleitungen, senkrecht dazu die der Bitleitungen. Periphere Schaltelemente, wie z.B. Decoder oder Senseamplifier nehmen ca. 40 % der Gesamtfläche eines Speicherchips ein [Geo].

Ioneninduzierte Effekte auf die peripheren Schaltelemente sind nicht Teil dieser Arbeit, da ihre Betrachtung den Rahmen sprengen würde.

3.2 Experimentelle Verifikation von Soft Errors und Single Event Latchups

Die durch Ionen bedingte Fehlerrate wird heute zumeist noch durch Messungen bestimmt. Um verlässliche Daten zu erhalten, müssen für jede neue Technologiegeneration oder für Zelländerungen neue Messungen durchgeführt werden [Bau02]. Die Einflüsse der voranschreitenden Miniaturisierung, Änderungen im Dotierungsprofil oder unterschiedliche Wannenkonzeppte, auf die ioneninduzierten Fehler, lassen sich bis heute noch am schnellsten durch beschleunigte Messungen bewerten.

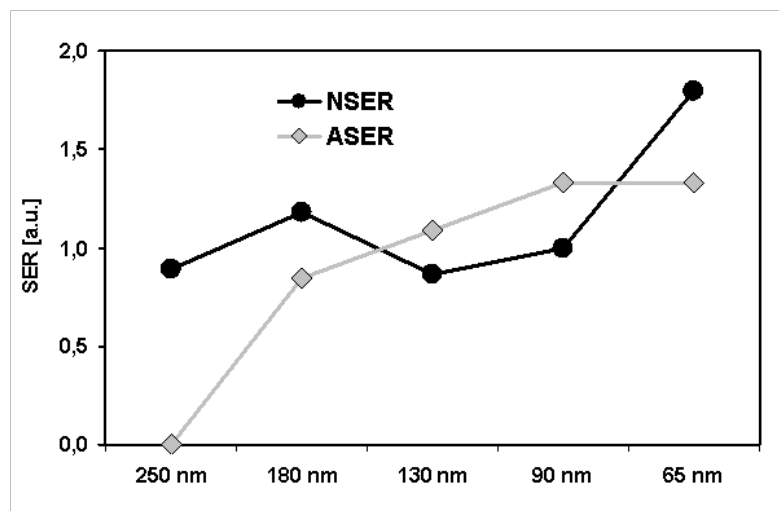


Abbildung 3.2: ASER- und NSER-Werte für SRAMs mit Strukturbreiten von 250 nm bis 65 nm [RG07].

Typisch wird die Ausfallrate, die Soft Error Rate (SER), in FIT/MBit angegeben. Dabei entspricht ein FIT (failure in time) einem Fehler in 10^9 Bauteilstunden. Die Fehlerrate setzt sich zusammen aus Ausfällen durch Alphastrahlung, den sogenannten ASER (Alpha SER), und aus Ausfällen durch Neutronenstrahlung, den NSER (Neutronen SER). Abbildung 3.2 zeigt ASER- und NSER-Werte für verschiedene Technologieknoten von 250 nm bis 65 nm. Dabei kann man erkennen, dass die ASER-Werte mit zunehmender Miniaturisierung bis 90 nm stark ansteigen, um dann bis zum 65 nm-Knoten nur noch wenig zu variieren. Die NSER-Werte blieben hingegen über die „alten“ Technologien hinweg bis zum 90 nm-Knoten nahezu konstant. Bei den Messdaten für SRAMs des 65nm-Technologieknotens ist dann fast eine Verdopplung der Rate zu beobachten.

Um ASER-Werte zu messen, können unbeschleunigte oder beschleunigte Messungen durchgeführt werden. Bei den unbeschleunigten Realtime-Messungen wird eine große Anzahl von Bauteilen über eine lange Zeit (Wochen bis Monate) parallel betrieben. Für beschleunigte Messungen wird eine Alphaquelle bekannter Aktivität verwendet. Durch eine höhere Bestrahlungsintensität müssen nur wenige Bauteile für eine kurze Zeit bestrahlt werden. Typisch werden pro Datenpunkt bei beschleunigten Messungen 5 Bauteile für ca. 30s bestrahlt. Das im SRAM abgelegte Datenmuster wird bei beiden Messtypen

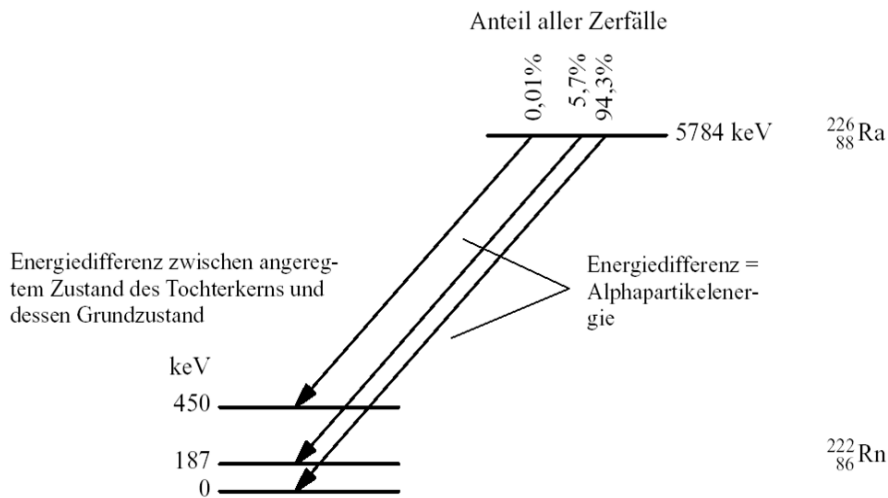


Abbildung 3.3: ^{226}Ra -Zerfall in ^{222}Rn . Drei diskrete Alphaenergien können beobachtet werden. Zu 94,3 % wird ein Alphateilchen mit der höchstmöglichen Energie erzeugt [Juh03].

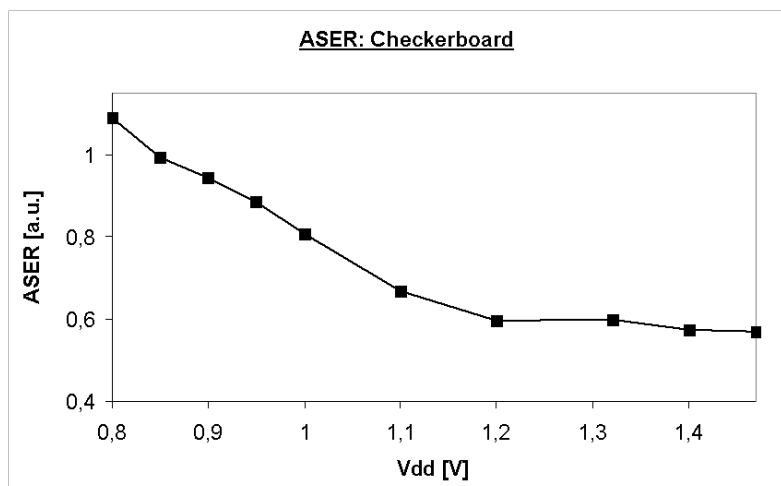


Abbildung 3.4: Spannungsabhängigkeit der ASER-Werte für ein SRAM mit einer Strukturbreite von 65nm.

von Zeit zu Zeit ausgelesen und mit dem Ursprungsmuster verglichen. Die Abweichungen werden gezählt. Mit vertretbarem Aufwand ist gleiche statistische Signifikanz (Fehleranzahl) bei Realtime-Messungen nicht erreichbar. Durch die kurzen Messzeiten kann bei beschleunigten Messungen auch leicht die Spannungsabhängigkeit der ASER-Werte ermittelt werden. Im Infineon SER-Labor wird für die Bestimmung der ASER-Werte ein ^{226}Ra -Strahler verwendet. Die Aktivität der Quelle ist ca. 10^{11} -mal größer als die typische Aktivität von Standardpressmassen, die in der Halbleiterindustrie als Gehäusematerialien verwendet werden. ^{226}Ra ist ein Bestandteil der Zerfallsreihe des Uranisotops ^{238}U . Es zerfällt unter Aussendung eines Alphateilchens in ^{222}Rn . In Abbildung 3.3 ist dieser Zerfall gezeigt. Die erzeugten Alphateilchen weisen drei diskrete Energien auf, wobei zu 94,3 % Alphateilchen mit der höchsten Energie emittiert werden [Juh03]. Da Alphateil-

chen nur eine geringe Eindringtiefe haben, muss die Messung bei geöffneten Gehäuse durchgeführt werden. Zur Messung wird der Alphastrahler mit minimalem Abstand auf die Gehäuseöffnung gelegt. Figur 3.4 zeigt die Ergebnisse einer spannungsabhängigen Messreihe für ein SRAM mit einer Strukturweite von 65nm. Deutlich sieht man die exponentielle Spannungsabhängigkeit. Mit zunehmender Spannung V_{dd} sinkt die Rate der ASER.

Die Messung von NSER-Werten ist etwas aufwändiger.

Bei Realtime-Messungen kann zwar eine Beschleunigung um $\approx 10-15$ durch die Wahl des Lagerortes durchgeführt werden, eine entscheidende Verbesserung zu nichtbeschleunigten Messungen kann so aber nicht erreicht werden.

Für beschleunigte Messungen muss deshalb auf großtechnische Anlagen zurückgegriffen werden. Für Neutronenquellen wird ein hochenergetischer Protonenstrahl auf ein Spallationstarget, z.B. Wolfram, gelenkt. Trifft ein hochenergetisches Proton einen Targetkern, so werden dessen Hadronen förmlich aus dem Kern heraus „verdampft“. Durch die Wahl des Beobachtungswinkels kann ein geeignetes Neutronenspektrum extrahiert und für beschleunigte NSER-Messungen verwendet werden. Neben Neutronen können aber auch hochenergetische Protonen ab einer Energie von ca. 50 MeV für NSER-Messungen genutzt werden. Bei diesen Energien wird die Wechselwirkung durch die Kernkraft dominiert. Die Coulombwechselwirkung ist zu vernachlässigen [ZL79] [ZL81]. Dyer et al. [DCS⁺04] bestätigten dieses Verhalten 2004 bei Messungen an SRAMs. Sie beobachteten Unterschiede zwischen den Messungen mit Neutronen und Protonen sogar erst ab einer Teilchenenergie kleiner 20 MeV.

Kommerziell stehen weltweit einige Quellen für NSER-Messungen zur Verfügung. Ein Beispiel für ein solches Labor ist das The Svedberg Labor in Uppsala, Schweden [Lab]. Soft Error-Messungen sind dort möglich, sowohl mit monoenergetischen Neutronen als auch mit Protonen. Um die Fehlerraten über das ganze Energiespektrum zu erhalten, sind mehrere Messungen bei unterschiedlichen Energien nötig [PPB⁺05] [OPG05] [GO06] [DCS⁺04].

Auch am TRIUMF (Tri-University Meson Facility), dem Beschleuniger an der Universität von British Columbia, können Ausfallraten gemessen werden [Bla00] [DCS⁺04].

Als JEDEC Standardneutronenquelle [JES06] bietet das Los Alamos Neutron Science Center (LANSCE) ein Spektrum, das dem terrestrischen Spektrum für Neutronenenergien $E_{Neutron} > 2MeV$ sehr ähnlich ist, wie aus Abbildung 3.5 hervorgeht. Der Beschleunigungsfaktor beträgt ca. 10^8 im Vergleich zum Referenzort New York City. Die Maximalenergie der Neutronen wird durch die Maximalenergie der zur Neutronenerzeugung verwendeten Protonen bestimmt und beträgt 800 MeV. Minimal werden Neutronen mit einer Energie von ca. 2 MeV zur Verfügung gestellt [Tak06]. Deshalb wurden für diese Arbeit beschleunigte NSER Messungen nur am LANSCE durchgeführt. Skalierungen oder Mehrfachmessungen bei unterschiedlichen Energien werden nicht benötigt.

In älteren Technologien mit Strukturweiten größer 180nm wurde ein ^{10}B haltiges BPSG verwendet. Da ^{10}B einen sehr hohen Einfangquerschnitt für thermische Neutronen besitzt und nach dem Neutroneneinfang in ein 7Li und ein Alphateilchen zerfällt, war bei den

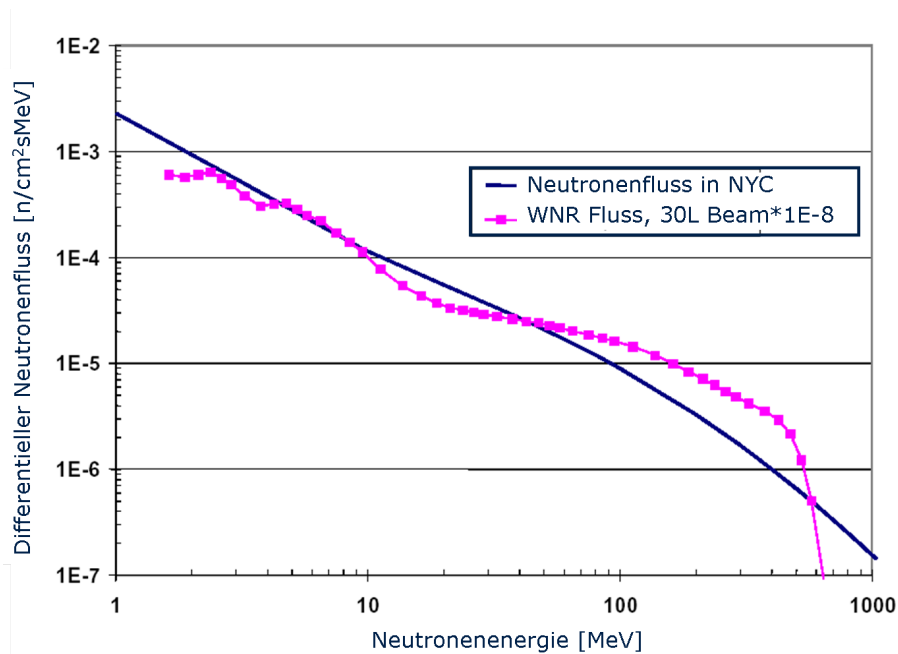


Abbildung 3.5: Neutronenspektrum am LANSCE $\cdot 10^{-8}$ im Vergleich mit dem natürlichen Neutronenfluss im Referenzort New York City [Tak06].

betroffenen Technologien auch eine Messung mit thermischen Neutronen notwendig. In neueren Technologien wird kein ^{10}B mehr verwendet, weshalb neuere Technologien für thermische Neutronen nicht mehr anfällig sind [OGO⁺06] [Bau02] [Bau05a]. Allerdings deuten neueste Erkenntnisse darauf hin, dass auch Neutronen mit Energien unter 10 MeV Ausfälle verursachen können [SWR⁺10].

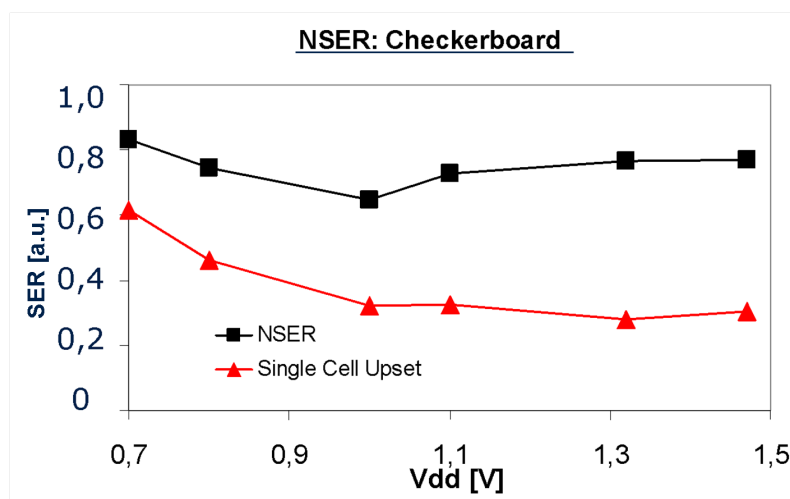


Abbildung 3.6: NSER-Werte für SRAMs mit einer Strukturbreite von 65nm für verschiedene Spannungen. Die Einzelausfälle, Single-Cell-Upsets, sind extra eingezeichnet. Die Messungen wurde am LANSCE durchgeführt.

In Abbildung 3.6 sind spannungsabhängige Messungen der NSER-Werte für SRAMs des

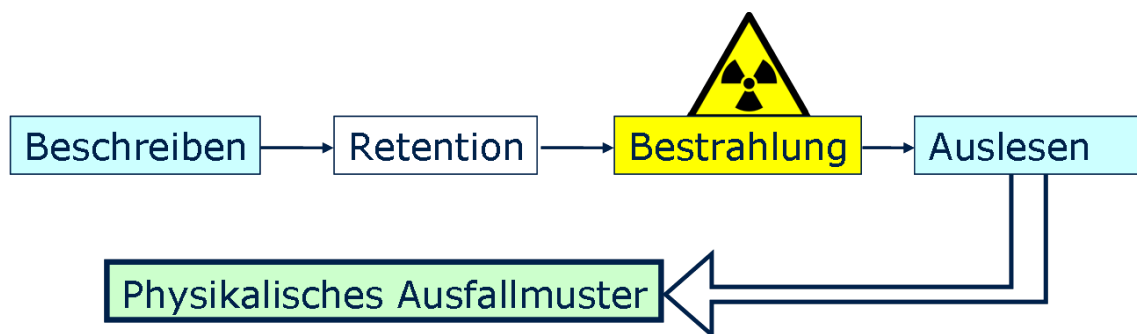


Abbildung 3.7: Messung der Ausfallraten durch Strahlung: Nach dem Beschreiben bei nomineller Versorgungsspannung wird zur Bestrahlung die Spannung auf einen zuvor festgelegten Wert (Retention) eingestellt. Nach der Bestrahlung wird das SRAM bei nomineller Spannung ausgelesen.

65 nm Technologieknotens dargestellt. Im Gegensatz zu den ASER-Werten, gezeigt in Grafik 3.4, steigt die Rate für höhere Spannungen wieder an, nachdem sie bis etwa 1,0 V abgesunken ist. Eine detaillierte Analyse zeigte, dass die Rate der Einzelausfälle, Single-Cell-Upsets, mit zunehmender Spannung abfällt. Die Rate der Mehrzellenausfälle, der sogenannten Multi-Cell-Upset, steigt aber an. Die Summe beider Effekte führt zu dem beobachteten Anstieg der NSER-Werte bei höheren Spannungen.

Die spannungsabhängige Messungen wurden nach dem in Abbildung 3.7 gezeigten Schema durchgeführt:

Zunächst wird das SRAM bei nomineller Versorgungsspannung mit einem Datenmuster beschrieben und durch einen Lesezugriff der korrekte Inhalt verifiziert. Ist das Taktsignal angehalten und die Spannung am SRAM auf die zu messende Spannung eingestellt, wird mit der Bestrahlung begonnen. Nach Bestrahlungsende wird der Prüfling wieder mit nomineller Versorgungsspannung betrieben und der Inhalt des SRAMs ausgelesen. Durch den Vergleich mit einem Referenzmuster kann über Word- und Bitleitung eine exakte Fehl-Bitmap erzeugt werden, die den physikalischen Ort des Fehlers im Zellenfeld wiedergibt. Mit Hilfe dieser Fehlerkarte kann dann nicht nur die Fehlerrate bestimmt werden, sondern es können auch Rückschlüsse auf die zugrunde liegenden Fehlermechanismen getroffen werden. Die im Fehl-Bitmap beobachteten Fehler sind dabei vom eingeschriebenen Muster abhängig. Untersucht werden standardmäßig die Abhängigkeiten für folgende Muster: All0, bei welchem das Zellenfeld nur mit „0“ beschrieben wird, All1, bei welchem das Zellenfeld nur mit „1“ beschrieben wird und Schachbrett (checkerboard), ein Muster bei dem „0“ und „1“ schachbrettförmig im Zellenfeld angeordnet sind.

In Abbildung 3.8 ist ein Ausschnitt einer Fehl-Bitmap für ein All0-Muster dargestellt. Die Fehler sind dunkel markiert. Neben den Einzelzellenausfällen, sogenannten Single-Cell-Upsets (SCU), sind auch Mehrzellenausfälle, sogenannte Multi-Cell-Upsets (MCU), vorhanden. Beginnend mit der 130nm Technologie sind diese Mehrzellenausfälle statistisch signifikant häufiger aufgetreten, als durch voneinander unabhängigen, benachbarte Einzelzellenausfälle erklärt werden konnte. Auch Maiz et al. [MHZPA03] haben dies, bei Messungen an SRAMs mit Strukturbreiten von 90 nm und 130 nm, erkannt. Die Häufigkeit der Multi-Cell-Upsets war dabei vom Datenmuster abhängig.

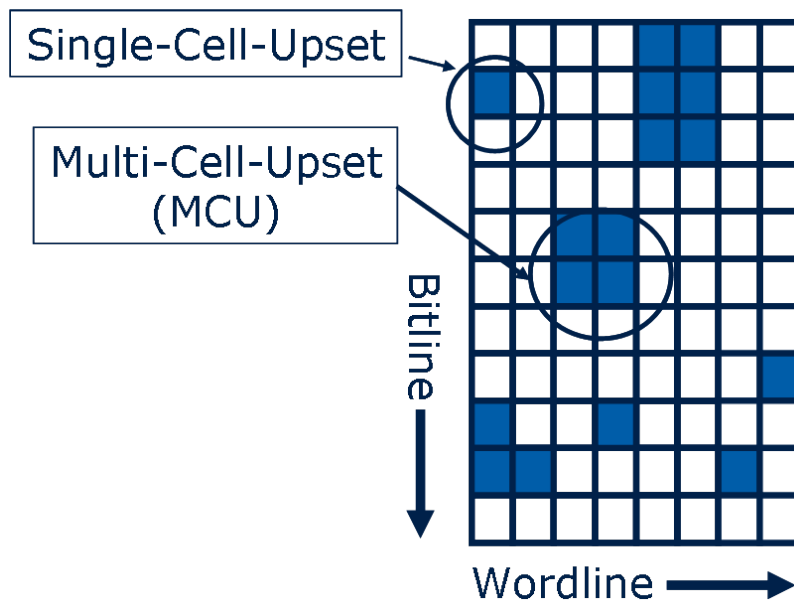


Abbildung 3.8: Ausschnitt aus einer Fehl-Bitmap mit All0-Mustern: Sowohl Single-Cell-Upsets als auch Multi-Cell-Upsets sind aufgetreten.

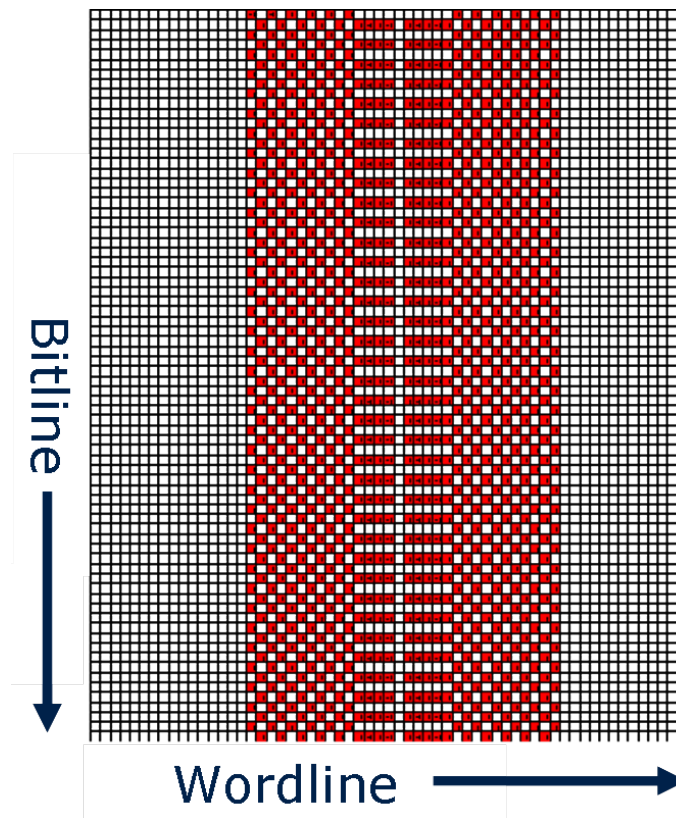


Abbildung 3.9: Ausschnitt einer Fehl-Bitmap aufgenommen bei 125°C und erhöhter Versorgungsspannung: weite Bereiche des Zellenfeldes sind ausgefallen. Das ist ein Hinweis auf einen Single Event Latchup.

Für die Entstehung von Mehrzellenausfällen können zwei verschiedene Effekte verantwortlich sein:

Beim „Charge Sharing“ [AWM⁺06] wird die durch ein Ion injizierte Ladung von mehr als einem Transistor gesammelt. Beim „Battery Effect“, werden parasitäre Bipolartransistoren so aufgesteuert, dass gleich mehrere Knoten kippen [OYSK04].

Abbildung 3.9 zeigt einen Ausschnitt einer weiteren Fehl-Bitmap. Die zugehörige Messung wurde bei einer Temperatur von 125°C durchgeführt. Es sind große Bereiche im SRAM-Zellenfeld ausgefallen, erklärbar durch einen lokal begrenzten nicht zerstörerischen Single Event Latchup. Eine erhöhte Stromaufnahme des Testchips bei diesem Ereignis konnte ebenfalls gemessen werden. Unter normalen Betriebsbedingungen konnte kein SEL beobachtet werden.

Weitere Messergebnisse zu strahlungsbedingten Ausfällen in SRAMs mit Strukturbreiten von 65 nm wurden in [RG07], [GHO⁺07] und [GBG08] veröffentlicht.

3.3 Ladungssammlung am pn-Übergang

Die Modellierung von ioneninduzierten Ausfällen erfordert eine genaue Beschreibung der zugrundeliegenden Mechanismen der Ladungssammlung. Ihr zeitlicher Verlauf hängt von einer Vielzahl von verschiedenen Parametern ab, wie etwa dem Einschlagsort oder der angelegten Spannung.

Betrachtet wird zunächst der direkte Einschlag eines Ions in einen pn-Übergang in Sperrpolung. Die erzeugte Ladung wird durch Diffusion und durch den driftbedingten Funnel-Effekt an den Kontakten gesammelt:

Durch die extrem hohe Ladungsträgerkonzentration wird das elektrische Feld am pn-Übergang trichterförmig zum Substrat hin verzerrt. Es bildet sich kurzzeitig der sogenannte Funnel aus. Skizze 3.10 stellt einen solchen Funnel schematisch dar: Durch Drift werden alle im Funnel befindlichen Ladungen am zugehörigen Kontakt des pn-Übergangs gesammelt. Ladung außerhalb dieses Funnels diffundiert zu beliebigen Kontakten. Der Funnel-Effekt wurde von Hsieh [HMO81] erstmals beschrieben. Hu [Hu82] lieferte bereits ein Jahr später theoretische Erklärungen für den Effekt. Weitere Modelle wurden von McLean und Oldham [MO82] und von Messenger [Mes82] entwickelt.

Die im Funnel gesammelte Ladung ist abhängig von seiner Ausdehnung. Je tiefer und breiter der Funnel ist, um so mehr Ladungsträger können in kurzer Zeit durch den Funnel gesammelt werden. Insbesondere für Ionen, die sehr tief in das Bauelement eindringen, ist die Tiefe des Funnels L_f entscheidend, wie viel der injizierten Ladung innerhalb von sehr kurzer Zeit gesammelt wird.

Durch ihre verschiedenen Ansätze variiert bei den einzelnen Modellen die theoretisch berechnete Funneltiefe stark. In Abbildung 3.11 werden für verschiedene Substratdotierungen bei einer Spannung von $V_{dd} = 1,45V$ die Funneltiefen für das Modell von Hu [Hu82] und das Modell von McLean und Oldham [MO82] verglichen. Mit zunehmender Dotierung nimmt die Funneltiefe ab.

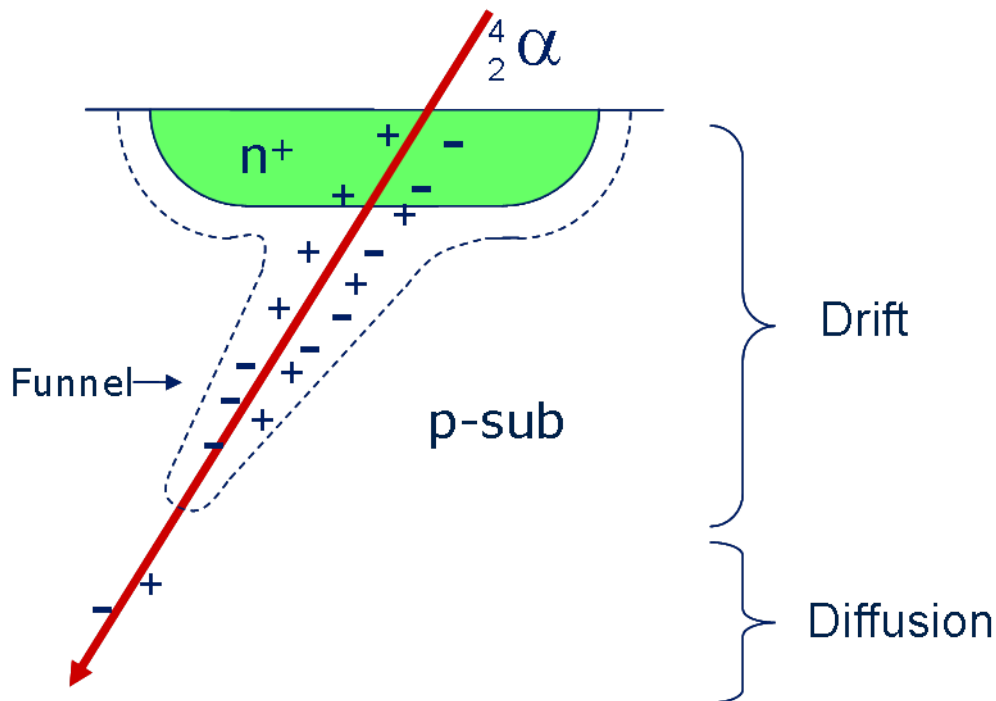


Abbildung 3.10: Durch den Ioneneinschlag in den pn-Übergang kommt es zu einer trichterförmigen Verzerrung des elektrischen Feldes in das Substrat, dem sogenannten Funnel.

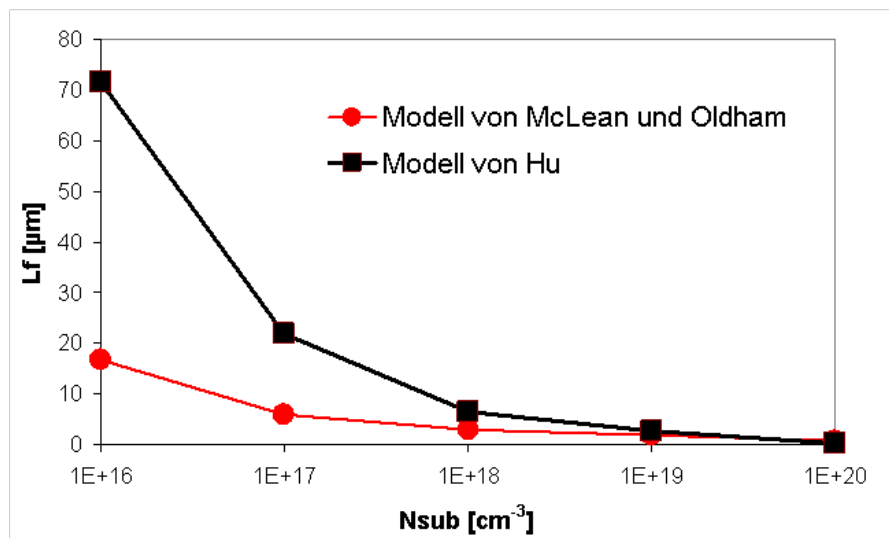


Abbildung 3.11: Vergleich der theoretischen Funneltiefen L_f für das Modell von Hu und das Modell von McLean und Oldham bei einer Spannung von $V_{dd} = 1,45$ V unter Variation der im Bauteil konstanten Substratdotation N_{Sub} .

Das Modell von Hu liefert eine größere Funneltiefe als das Modell von McLean und Oldham, obwohl beide das gleiche Phänomen beschreiben sollten. Da außerdem in modernen Bauelementtechnologien die Substratdotierungen in die Tiefe über mehrere Größenordnungen variieren können, ist eine Abschätzung der Funneltiefe analytisch nicht möglich.

Eine ausführliche und sehr gute Zusammenfassung der einzelnen Modelle zur Funneltiefe findet man in der Doktorarbeit von Juhnke [Juh03].

Neben dem schnellen Funneleffekt wird weitere Ladung, die sich außerhalb des Funnel befindet, langsam durch Diffusion gesammelt. Um dies zu beschreiben, entwickelte Kirkpatrick [Kir79] eine vereinfachte analytische Lösung. Ein weiterer Versuch, die gesamte Ladungssammlung analytisch zu lösen, wurde von Edmonds unternommen [Edm98] [Edm01].

Zusammenfassend kann man sagen, dass es durchaus „einfache“ Modelle zur Beschreibung der Ladungssammlung bei einem Ioneneinschlag in einem pn-Übergang gibt, diese Modelle allerdings sehr viele Vereinfachungen beinhalten.

Deswegen müssen zur genauen Untersuchung von ionenbedingten Ausfällen auf jeden Fall numerische Bauelementsimulationen durchgeführt werden.

3.4 Entstehung von Soft Errors

Der Trefferort und die sich ergebende Form der transienten Stromkurve entscheiden darüber, ob es zu einem Soft Error kommt oder nicht. Neben Single-Cell-Upsets, also Einzelzellenausfällen, sind auch Multi-Cell-Upsets, Mehrzellenausfälle, möglich.

3.4.1 Einzelausfälle in SRAMs: Single-Cell-Upsets

Ein Ion kann die unterschiedlichen pn-Übergänge einer SRAM-Zelle treffen. Die Auswirkungen auf die SRAM-Zelle sollen in diesem Kapitel genauer erläutert werden:

Abbildung 3.12 zeigt schematisch, einen durch einen Treffer im Drain-Diffusionsgebiet des NMOS-Transistors T_5 verursachten Ausfall.

Im Vergleich mit den verwendeten NMOS Transistoren ist der Sättigungsstrom der PMOS Transistoren deutlich kleiner.

Als Annahme sei der Knoten S mit einer „0“ und demnach SB mit einer „1“ geladen. „1“ entspricht dabei der Versorgungsspannung V_{dd} und „0“ entspricht der Erdung V_{ss} .

Das Draingebiet des NMOS T_5 liegt auf V_{dd} , seine Source hingegen auf V_{ss} . Das Gate ist über den Knoten S auf V_{ss} gelegen. Dieser NMOS ist im OFF-Zustand. Der zu diesem Inverter zugehörige PMOS T_4 ist im ON-Zustand.

Schlägt nun ein Ion in den Drain von T_5 ein, so wird das Potential des Knotens SB heruntergezogen. Für den geöffneten PMOS-Transistor T_4 besteht nun eine Potentialdifferenz zu V_{dd} , und somit muss dieser Ladung für den Knoten SB nachliefern. Abhängig von seiner Stromtragfähigkeit stellt sich dazu eine neue Spannung am Knoten SB ein. Diese Spannungsänderung am Knoten SB entscheidet nun, ob es zum Kippen der Information kommt: Ist die Spannungsänderung groß genug, so beginnt sich am gegenüberliegenden Inverter der PMOS-Transistor T_2 zu öffnen und der Transistor T_3 sich zu schließen. Über die Rückkopplung wird wiederum T_5 aufgesteuert und T_4 geschlossen. Die Schaltschwelle wurde erreicht und die Zelle kippt. Der transiente Ladungspuls ist zeitlich begrenzt. Ist

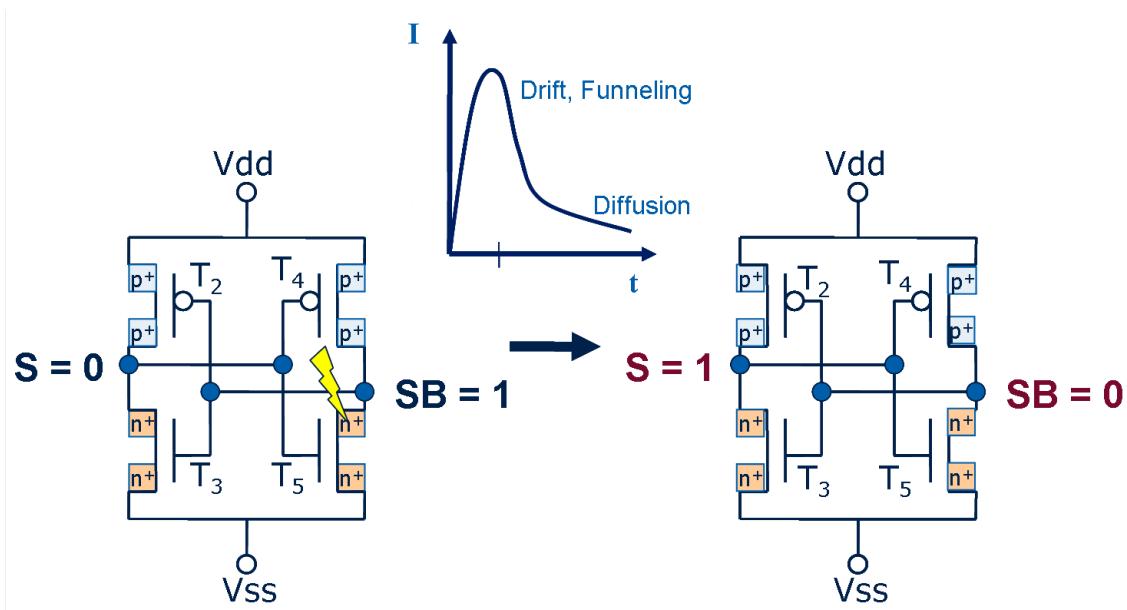


Abbildung 3.12: Soft Error Mechanismus in einer SRAM-Zelle: Ioneneinschlag in das Draingebiet des NMOS T_5 bei $SB=1$. Es fließt ein transienter Strom, der sich in einen Drift/Funnel-Anteil und einen Diffusions-Anteil gliedert und einen Spannungsabfall am Knoten SB bewirkt. Falls die Spannung unter die Schaltschwelle sinkt kippt die Information der Zelle und die Knoten werden umgeladen.

der maximale Ladungspuls zu klein, so kann der PMOS T_4 genügend Strom liefern, um den Knoten SB stabil zu halten. Die Information der Zelle bleibt erhalten.

Nun soll ein Einschlag in das Draingebiet des anderen NMOS, nämlich T_3 betrachtet werden. Dieser ist im ON-Zustand, da sein Gate auf dem Potential des zugehörigen Knotens SB, auf V_{dd} , liegt. Bei einem Ioneneinschlag fließt der größte Teil der Ladung schnell über den starken NMOS T_3 ab. Da aber auch T_3 nur eine begrenzte Menge an Strom liefern kann, führt der Rest der Ladung zu einem Abtauchen der Spannung am Knoten S unter V_{ss} . Die Stabilität der Zelle wird so gestärkt. Es kann zu keinem Soft Error kommen.

Ein Ioneneinschlag in das Sourcegebiet von PMOS T_4 führt ebenfalls zu keinem Soft Error:

Da der Knoten S auf V_{ss} liegt ist T_4 im ON-Zustand. Bei einem Ioneneinschlag in diesen Transistor fließt ein Teil der Ladung über diesen ab. Falls nicht die gesamte Ladung Richtung V_{dd} abfließen kann, kommt es zu einem Spannungsanstieg am Knoten SB und die Information der Zelle wird stabilisiert.

Ein Ionentreffer in die Source des PMOS T_2 wiederum zeigt ein ganz anderes Verhalten: Dieser Transistor ist im OFF-Zustand, während der zu diesem Inverter zugehörigen NMOS T_3 leitend ist. Bei einem Ioneneinschlag wird nun die Ladung über den NMOS T_3 , zumindest teilweise, abfließen. Da dieser NMOS im Vergleich mit einem PMOS sehr viel Strom tragen kann, wird bei den meisten Ioneneinschlägen der gesamte transiente Ladungspuls durch T_3 kompensiert werden. Nur bei großen Ladungspulsen, wie sie schwere

Ionen mit einem großen Energieverlust erzeugen können, ist es möglich dass die Stromtragfähigkeit von T_3 nicht ausreicht, um den Puls auszugleichen. Das Potential von S wird dabei hochgezogen. Über die Rückkopplung wird der NMOS T_5 aufgesteuert, der PMOS T_4 geschlossen. Ist die Schaltschwelle dabei erreicht, kippt die Zelle.

Zusammenfassend kann man sagen, dass nur Ioneneinschläge in den gesperrten NMOS T_5 und in den gesperrten PMOS T_2 Soft Errors auslösen können. Ioneneinschläge in T_3 und T_4 stabilisieren die Information in der SRAM-Zelle sogar.

Castellani-Couré et al. [CCSS⁺03] führten Simulationen zu Ioneneinschlägen an gesperrten NMOS und PMOS-Transistoren des 0,6 μm Technologieknotens durch. Bei Ionentreffern unter die Transistoren konnten die Autoren zeigen, dass PMOS-Transistoren weniger anfällig für das Auslösen eines Soft Errors sind als NMOS-Transistoren.

Mittels SPICE-Simulationen lassen sich kritische Ladungen Q_{crit} berechnen, die, falls sie überschritten werden, zu einem Kippen der SRAM-Zelleninformation führen. Bei den Simulationen wird der zeitliche Verlauf des Stromtransienten semiempirischen Werten angepasst: Ein schneller exponentieller Anstieg im Bereich weniger ps, gefolgt von einem langsamen Abfall im 10 ns-Bereich. Das Integral dieser Kurve ergibt die in den Knoten injizierte Ladung. Diese Ladung wird nun in der Simulation sukzessive erhöht, bis man ein Kippen der Zelle beobachtet. Für den PMOS T_2 und den NMOS T_5 ergeben sich sehr verschiedene Q_{crit} . Da bei einem Treffer in T_2 viel Strom über den NMOS T_3 abfließen kann, muss dort deutlich mehr Ladung injiziert werden, als bei einem Einschlag in T_5 , da der zugehörige PMOS T_4 nur wenig Strom liefern kann.

Einige Halbleiterhersteller geben für ihre Technologien kritische Ladungen an. Die Vorgehensweise ist aber unterschiedlich: Einige geben zwei Werte, nämlich $Q_{crit,NMOS}$ für den NMOS und $Q_{crit,PMOS}$ für den PMOS an, andere einen Mittelwert $\overline{Q_{crit}}$ der einzelnen Transistoren, wiederum andere nur das Q_{crit} des empfindlicheren Transistors, also T_5 , und wiederum andere berechnen eine gewichtete kritische Ladung.

Mit steigender Spannung V_{dd} steigt auch Q_{crit} , da die Transistoren mehr Strom liefern können und somit eine Spannungsänderung am Knoten besser kompensieren können. Das erklärt die Abnahme der ASER mit zunehmender Spannung aus Abbildung 3.4.

Die kritische Ladung Q_{crit} verkleinert sich mit zunehmender Miniaturisierung. Grob kann man von einer Halbierung der kritischen Ladung Q_{crit} bei jeder neuen Technologiegeneration sprechen.

In Kapitel 2 wurde gezeigt, dass sowohl der Energieverlust pro Wegstrecke (LET) für verschiedene Ionen als auch ihre Eindringtiefen unterschiedlich sein können. Das kann zur Folge haben, dass zwar die gesamte erzeugte Ladung Q , als Integral über die Eindringtiefe, gleich sein kann, aber die resultierenden Stromkurven eine unterschiedliche Form aufweisen. Bei gleicher injizierter Ladung kann es bei einer Kurvenform zu einem Ausfall kommen, bei einer anderen hingegen nicht. Eine steile, spitze Stromkurve ist bei gleicher Ladung „gefährlicher“ als eine flach ansteigende, mit einem ausgeprägten Maximum versehene Stromkurve. Bei dieser Stromkurve haben die leitenden Transistoren, T_3 oder T_4 , genügend Stromtragfähigkeit, um den benötigten Kompensationsstrom zu liefern, während bei einer steil ansteigenden Stromkurve nur ein geringer Anteil aufgrund

mangelnder Stromtragfähigkeit kompensiert werden kann. Für SPICE-Simulationen werden zusammengesetzte exponentielle Kurven genutzt, da die genaue Form der Stromkurven für die entsprechenden SRAM-Technologie nur ansatzweise bekannt ist.

Das Konzept der kritischen Ladung Q_{crit} muss also kritisch hinterfragt werden.

Ein Ziel dieser Doktorarbeit ist es, die genaue Form der transienten Stromkurven in Abhängigkeit vom Einschlagsort und dem Ion zu bestimmen, so dass die SPICE-Simulationen bessere Ergebnisse liefern können.

Der eben besprochene Ausfallmechanismus kann jedoch nur Einzelausfälle erklären. Seit einiger Zeit werden neben Einzelausfällen auch Mehrzellenausfälle beobachtet, wie schon in Abbildung 3.8 gezeigt. Der Mechanismus, der dafür verantwortlich ist, wird im folgenden Kapitel besprochen.

3.4.2 Mehrzellenausfälle in SRAMs: Multi-Cell-Upsets

Messungen von Maiz et al. [MHZPA03] mit Neutronen an SRAMs, welche Strukturbreiten von 130 nm und 90 nm aufwiesen, zeigten Ausfälle in benachbarten Zellen. Diese Mehrzellenausfälle werden als Multi-Cell-Upsets (MCU) bezeichnet.

Allgemein muss zwischen den Begriffen Multi-Bit-Upsets (MBU) und Multi-Cell-Upsets (MCU) unterschieden werden. MBUs bezeichnen Mehrfachfehler in einem Datenwort. MCUs hingegen sind Fehler in physikalisch benachbarten Zellen.

Ruckerbauer et al. [RG07] konnten einen hohen Anteil von MCUs, $\simeq 50\%$ von allen Ausfällen, für NSER-Messungen an SRAMs aus dem 65 nm Technologieknoten, nachweisen. Bei Messungen mit Alphateilchen hingegen wurde ein deutlich reduzierter Anteil von MCUs von $\simeq 10\%$ nachgewiesen. Georgakos et al. [GHO⁺07] haben die, bei diesen Messungen gewonnen Bitmaps, ausgewertet und dabei verschiedene Fehlbitmuster gefunden. Sie fanden, dass die Fehlbitmuster vom ursprünglichen Datenmuster abhängig sind, wie in Figur 3.13 gezeigt wird: Die Breite der Ausfallmuster entlang der Wordline (WL) beträgt immer zwei, während die Länge entlang der Bitline (BL) variiert. Zwischen All1 und All0 besteht nur ein Unterschied, bezüglich der Lage der Ausfallmuster entlang der Wordline: Bei All1 beginnt das Ausfallmuster immer an einem geraden Bit, bei All0 hingegen beginnt der Ausfall immer an einer ungeraden Zelle. Bei einem Schachbrettmuster, sind auch die Ausfälle schachbrettförmig verteilt.

Dieses Verhalten lässt sich einfach erklären:

Abbildung 3.14 zeigt oben das Layout einer 6 Transistor-SRAM-Zelle aus dem 65 nm Technologieknoten. Die beiden PMOS-Transistoren teilen sich die n-Wanne. Die beiden Zell-NMOS-Transistoren sind voneinander getrennt und liegen jeweils mit einem NMOS-Accesstransistor in einer p-Wanne. Darunter ist die Konfiguration der Knoten S und SB für sechs SRAM-Zellen gezeigt. P-Wanne und n-Wanne sind streifenförmig angeordnet. Dabei erkennt man deutlich, dass die NMOS-Transistoren von benachbarten Zellen sich die p-Wanne teilen. In Abbildung 3.15 sind die Knotenladungen für die einzelnen Muster gezeigt. Da hier nur Zellen kippen können, bei welchem der Knoten auf 1 liegt, ergeben sich so die in Abbildung 3.13 gezeigten Fehlbitmuster.

Eine Erklärung für diese Ausfälle bietet der sogenannte „Batterieeffekt“, der von Osada

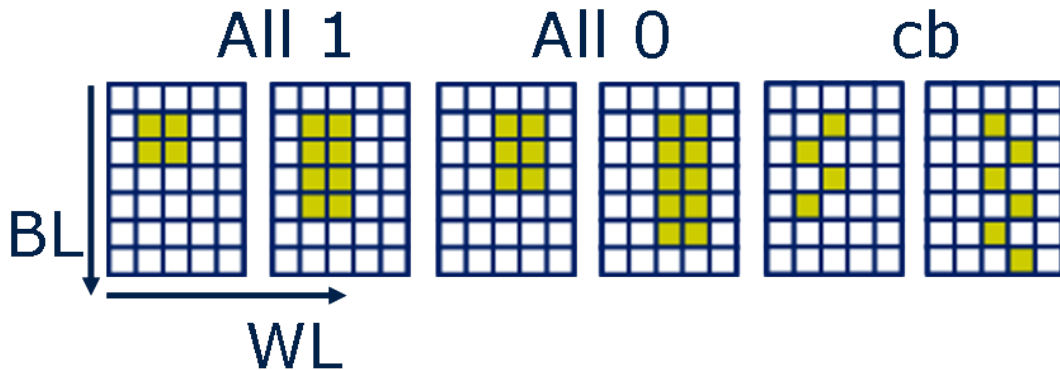


Abbildung 3.13: Ausfallmuster von SRAMs für verschiedene Muster: „All1“, „All0“ und Schachbrettmuster (cb) [GHO⁺07].

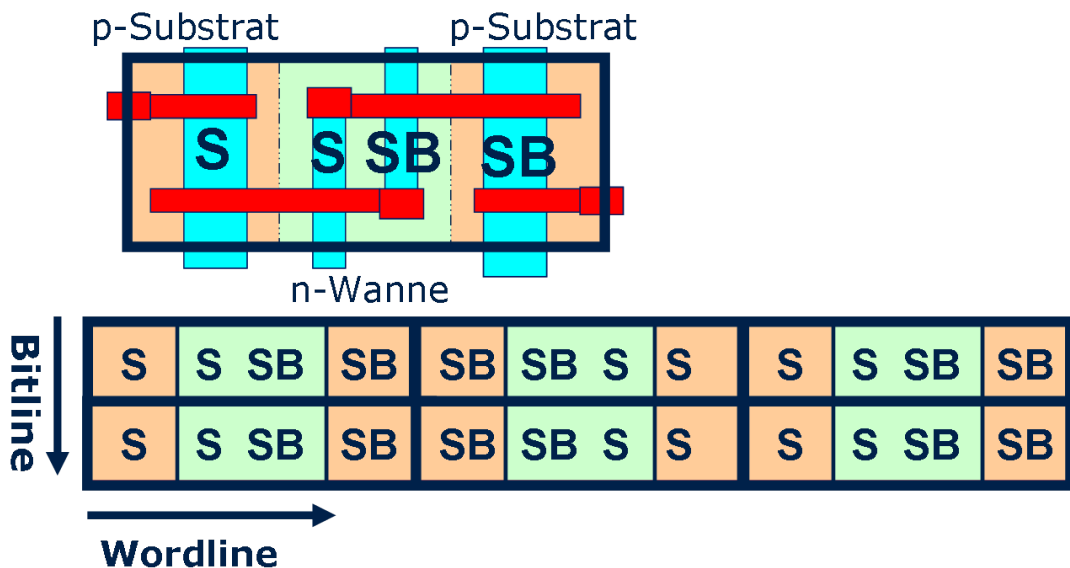


Abbildung 3.14: Oben: Layout eines SRAM. Unten: Wannenordnung für sechs SRAM-Zellen aus dem 65nm Technologieknoten.

et al. [OYSK04] beschrieben wurde: Bei einem Ioneneinschlag in das Draingebiet eines NMOS werden Löcher und Elektronen unterschiedlich schnell gesammelt. Elektronen haben gegenüber Löchern eine ca. dreifach höhere Beweglichkeit. Deswegen werden sie schneller gesammelt und verlassen das Substrat. Die Löcher hingegen bleiben zurück und erhöhen damit das Potential im Substrat. Das Maximum des Substratpotentials liegt hier bei etwa 1V. Dieses fällt bis zu den Wannenkontakten auf 0V linear ab, wie in Skizze 3.16 gezeigt wird. Durch das erhöhte Potential öffnen sich parasitäre Bipolartransistorpfade für eine Spannung V_{BE} größer 0,85V.

In Abbildung 3.17 sind die einzelnen parasitären Bipolartransistoren in einem SRAM dargestellt. Dabei liegt der Knoten S auf dem Erdpotential V_{ss} und SB auf der Versorgungsspannung V_{dd} . BL und BLB sind standardmäßig auf V_{dd} geladen. Der parasitäre npn-Bipolartransistor B0 liegt parallel zum Accesstransistor T_1 . Der Emittor ist mit dem

All 1	1	1	0	0	0	0	1	1	1	1	0	0
	1	1	0	0	0	0	1	1	1	1	0	0
All 0	0	0	1	1	1	1	0	0	0	0	1	1
	0	0	1	1	1	1	0	0	0	0	1	1
cb	0	0	1	1	0	0	1	1	0	0	1	1
	1	1	0	0	1	1	0	0	1	1	0	0

Abbildung 3.15: Erklärung der Fehlbitmuster bezüglich des Potentials in den einzelnen Zellenbereichen: All1, All0 und Schachbrettmuster (cb)

Knoten S verbunden, liegt also auf V_{SS} und der Kollektor ist mit BL verbunden und somit auf V_{DD} . Wenn B0 nun durch den Potentialanstieg im Substrat geöffnet wird, so wird der Knoten S durch den starken NMOS T_3 nahezu auf V_{SS} gehalten. Somit kann es nur sehr schwer zu einem Ausfall über diesen parasitären Bipolartransistor kommen.



Abbildung 3.16: Batterieeffekt: Die SRAM-Zellen sind zwischen Kontakten angebracht. Die Spannung fällt linear zum Wannenkontakt ab [OYSK04].

Der parasitäre Bipolartransistor B1 hingegen kann das Potential am Knoten SB deutlich ändern, da B1 relativ stark ist im Vergleich zum PMOS T_4 , der den Knoten auf hohem Potential halten will. Es kann somit zum Ausfall kommen [GBG08].

Wenn sich der parasitäre Bipolartransistor am Transistor T_6 öffnet, hat dies keine Auswirkung, da sowohl Emitter als auch Kollektor auf V_{DD} liegen und somit kein Strom fließen kann, ebenso wie bei den Bipolartransistoren, die parallel zu T_3 und T_4 liegen.

Der parasitäre Bipolartransistor bei T_2 kann hingegen Strom leiten und könnte das Potential am Knoten S ändern. In diesem Fall muss der Knoten S umgeladen werden. Über T_3 kann dieser Strom jedoch abfließen. Das Potential am Knoten wird sich nur wenig ändern. Ein Kippen des Knoten S ist damit unwahrscheinlich.

Betrachtet man nun Abbildung 3.15 erneut, so ergeben Ausfälle durch Öffnen des zu T_2 parallelen parasitären Bipolartransistor Streifenmuster, die nur eine Zelle breit sind, da nur ein SRAM in einer n-Wanne ist. Es wird jedoch zumeist beobachtet, dass die Multi-Cell-Upsets eine Streifenbreite von zwei Zellen haben. Dies ist ein Hinweis dafür, dass die Mehrzellenausfälle durch den parasitären Bipolartransistor B1 verursacht werden.

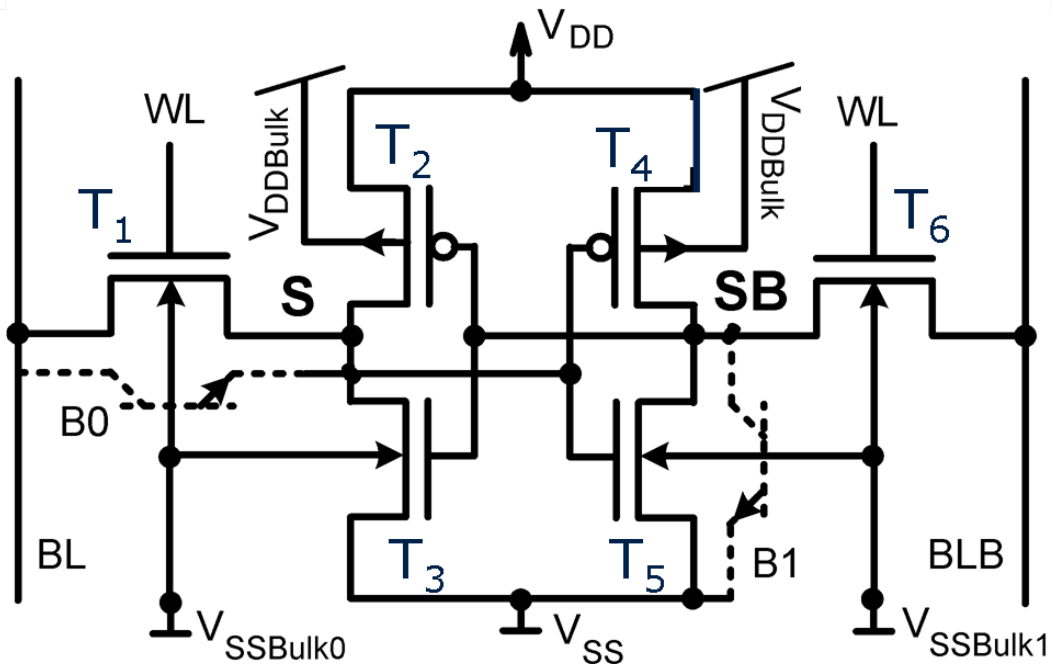


Abbildung 3.17: Modellierung der parasitären Bipolarpfade für eine SPICE Simulation, modifiziert aus [GBG08].

Das positive Substratpotential, verursacht durch die durch einen Ioneneinschlag generierte Ladung, fällt linear bis zu den Substratkontakten hin auf ≈ 0 V ab. Da sich die parasitären Bipolartransistoren erst bei einer Basisspannung von mehr als 0,85 V öffnen, können nur Zellen kippen, bei denen das Potential noch die Grenze von 0,85 V übersteigt.

Die Anzahl der Zellen zwischen den Wannenkontakten ist dabei entscheidend für die Länge der MCUs. Gasiot et al. [GGR07] konnten zeigen, dass mit steigender Kontaktanzahl, die Länge der MCUs abnimmt. Mit zunehmender Miniaturisierung wurde auch die Zellenzahl zwischen zwei Wannenkontakten erhöht. Daraus resultiert ein Anstieg in der Maximalgröße der MCUs.

Der Batterieeffekt ist zudem stark spannungsabhängig. Mit steigender Spannung steigt auch die Zahl der Multi-Cell-Upsets und es können auch größere MCUs beobachtet werden. Dies ist genau gegenläufig zum „Standard“-Ausfallmechanismus durch Ladungssammlung in gesperrten MOS-Transistoren. Mit steigender Spannung wird auch Q_{crit} größer, die SER-Rate sinkt. Damit erklärt sich die scheinbar spannungsunabhängige NSER Messung (Grafik 3.6): Die MCU-Rate steigt, während die Rate der Einzelausfälle sinkt.

Ein eingeschalteter parasitärer Bipolartransistor führt auch dazu, dass die Dauer des Stromflusses durch den Drain nach dem Ioneneinschlag in einen NMOS-Transistor verlängert wird, bis alle Löcher aus dem Substrat abgeflossen sind. Dieser Effekt verstärkt sich mit der zunehmenden Miniaturisierung. Tanaka et al. [TNU⁺09] wiesen nach, dass für den Unterschied in Form und Dauer der transienten Stromkurve in einem SRAM mit einer Strukturweite von 90nm, gegenüber einem SRAM mit einer Strukturweite von

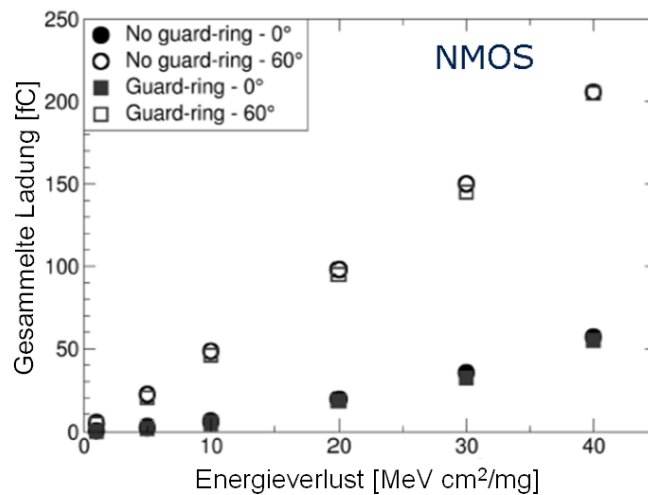


Abbildung 3.18: Ladungssammlung am passiven Knoten eines NMOS mit einer Strukturbreite von 90 nm mit bzw. ohne Guard Ring unter Variation des Einfallwinkels des Ions: Beide Varianten zeigen keinen Unterschied, es gibt keinen parasitären Bipolartransistorpfad [AMB⁺08].

55 nm, der parasitäre Bipolartransistor eine entscheidende Rolle spielt.

Außer dem Batterieeffekt muss auch das sogenannte „Charge Sharing“ beachtet werden. Beim „Charge Sharing“ werden die durch das Ion erzeugte Ladungsträger durch Diffusion von mehreren benachbarten Transistoren gesammelt. Amusan et al. [AWM⁺06] berechneten den Anteil des „Charge sharing“ durch Simulationen an SRAMs des 130 nm Technologieknotens. Dazu wurde die Ladungssammlung an benachbarten NMOS und PMOS Transistoren simuliert. Es wurden Modellierungen mit und ohne Source durchgeführt, um den Anteil der parasitären Bipolartransistoren an der Ladungssammlung zu bestimmen. Ihre Ergebnisse zeigten, dass der PMOS auf den parasitären Bipolarpfad sensitiv reagiert, aber dieser Effekt bei einem NMOS nur eine geringe Rolle spielt. Bei benachbarten NMOS sind Diffusionseffekte für das „Charge Sharing“ verantwortlich.

Dieses Resultat konnten Amusan et al. auch für SRAMs des 90 nm Technologieknotens mit einer anderen Herangehensweise bestätigen [AMB⁺08]. Dabei wurden erneut, sowohl benachbarte PMOS als auch benachbarte NMOS Transistoren simuliert. Es wurde ein Einschlag in den Drain simuliert und dann die Ladungssammlung in einem 140 nm entfernten Bauelement, welches durch einen Shallow Trench Isolation (STI)-Graben getrennt wurde, betrachtet. Dabei wurden Simulationen mit und ohne Guard Ring durchgeführt. Guard Rings halten die Wanne auf Potential. Dadurch wird ein parasitärer Bipolarpfad verhindert. Bei den Rechnungen zum NMOS kann man nur einen geringen Unterschied zwischen den beiden Varianten erkennen, wie in Abbildung 3.18 gezeigt wird. Dies deutet darauf hin, dass die Ladungssammlung am NMOS, am nicht getroffenen Bauelement, hauptsächlich durch Diffusion geschieht. Bei den Simulationen zum PMOS ergeben sich deutliche Unterschiede zwischen den Modellierungen mit und ohne Guard Ring, wie in Figur 3.19 zu sehen ist. Der Guard Ring hält das Potential der n-Wanne auf V_{dd} . Ein parasitärer Bipolarpfad wird damit verhindert. In der PMOS-Simulation ohne Guard Ring ergibt sich im Vergleich eine viel höhere Ladungssammlung am passiven Knoten.

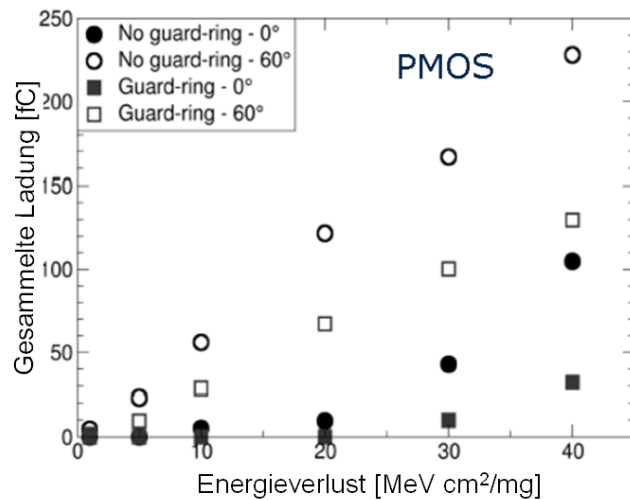


Abbildung 3.19: Ladungssammlung am passiven Knoten eines PMOS mit einer Strukturbreite 90 nm mit bzw. ohne Guard Ring unter Variation des Einfallwinkels des Ions: Die Varianten zeigen einen Unterschied, es gibt einen parasitären Bipolartransistorpfad [AMB⁺08].

Dies deutet daraufhin, dass hier nicht die Diffusion der vorherrschende Effekt ist, sondern ein parasitärer Bipolartransistor.

Wenn sich nun der parasitäre Bipolartransistor beim PMOS T_2 öffnet, so wird es, wie weiter oben schon erklärt wurde, zu keinem Ausfall kommen, da der zugehörige NMOS T_3 mehr Strom leiten kann als der PMOS und den Knoten S weiter entlädt.

Aus diesem Grund sind der „Batterieeffekt“ und „Charge Sharing“ hauptsächlich für die NMOS-Transistoren relevant.

Experimentelle Daten zeigten, dass in SRAMs mit einer Strukturbreite von 65 nm durchaus, wie weiter oben schon näher erklärt wurde, ein parasitärer Bipolartransistorpfad vorhanden ist.

Für die Modellierung von Mehrzellenausfällen muss man sowohl den Batterieeffekt als auch das „Charge sharing“ beachten [OWM⁺05]. Der Einfluss der einzelnen Effekt hängt stark von der Technologie ab, insbesondere von Layout, Dotierung und Größe.

3.4.3 Einsatz von Multiplexern zur Vermeidung von Multi-Bit-Upsets

Zusätzliche, redundante Speicherzellen erlauben den Einsatz einer Fehlerkorrektur. Typische Error Correction Codes (ECC) können Ein-Bit Ausfälle in einem Datenwort korrigieren und Doppelfehler erkennen, aber nicht mehr beheben. Bei einer nutzbaren Datenbusbreite von 64 Bit werden hierfür 8 zusätzliche Bits benötigt. Dies entspräche einem Flächenanteil von 12,5 %. Da bei den üblichen ECCs nur Einzelfehler korrigiert werden, sind Mehrfachfehler in einem Datenwort auf jeden Fall zu vermeiden.

Eine einfache Methode, um Multi-Bit-Upsets, also Mehrfachfehler in einem Datenwort, zu vermeiden, ist das Verschränken (Interleaving). Benachbarte Bits werden durch eine

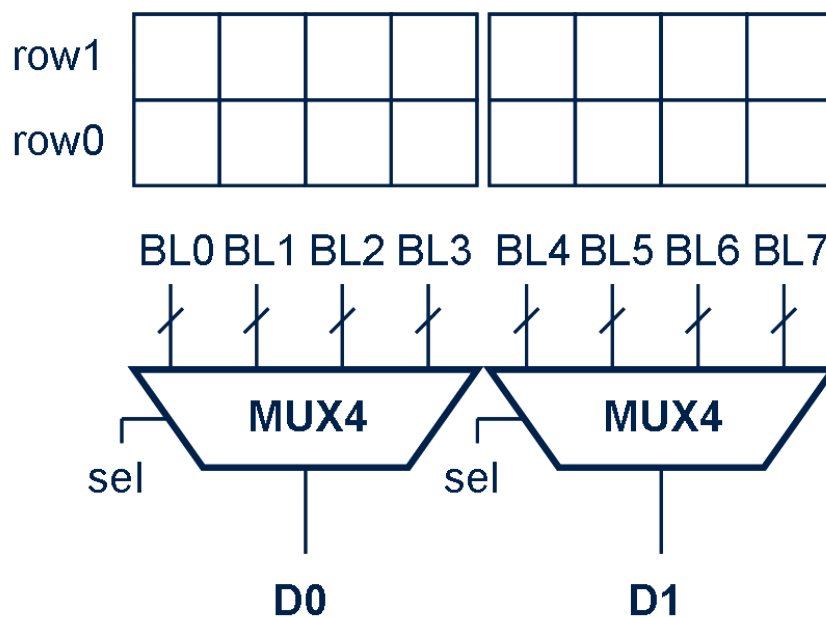


Abbildung 3.20: Mux-4 Interleaving: In einem Datenwort wird nur jedes 4. Bit eingespielt [GBG08].

entsprechende Verdrahtung logisch voneinander getrennt. Physikalisch benachbarte Bits liegen damit nicht mehr im gleichen Datenwort [GBG08].

In Abbildung 3.20 ist das Prinzip anhand eines Vierfachmultiplexers, MUX-4, gezeigt. Die Bitlines eines Zellenfeldes werden so voneinander getrennt, dass nur jedes vierte Bit in dasselbe Datenwort eingespielt wird. In diesem Fall sind z.B. BL0 und BL4 in einem Datenwort, aber BL1 und BL5 sind Bestandteile eines weiteren Datenworts. Ein Multi-Cell-Upset müsste für diese Konfiguration demnach mehr als 4 Zellen breit sein, damit zwei Fehler in einem Datenwort auftreten.

Abhängig von der Applikation können auch Correction Codes implementiert werden, die zwei oder mehr Fehler beheben. Allerdings benötigen diese einen noch größeren Flächenanteil des SRAMs und beschränken sich auf nur wenige Anwendungsgebiete, wie z.B. in der Raumfahrt.

3.5 Mechanismus des Single Event Latchup

Bei einem Single Event Latchup (SEL) handelt es sich um das Zünden eines parasitären Thyristors, bedingt durch eine ioneninduzierte Strominjektion. Dabei kann es zu Ausfällen von ganzen SRAM-Clustern kommen, wie bereits in Abbildung 3.9 gezeigt wurde.

Um den Fehlermechanismus zu erklären wird zunächst auf die Funktionsweise eines Thyristors eingegangen:

Ein Thyristor ist ein Halbleiterbauelement mit einer Vierschichtstruktur, wie die Skizze 3.21 schematisch zeigt. Dabei befindet sich die Anode am hochdotierten p^+ Gebiet

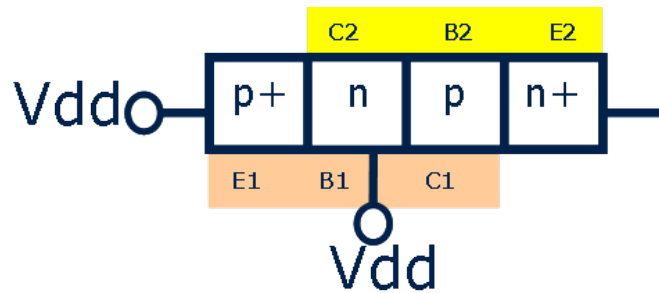


Abbildung 3.21: Thyristorstruktur: Die beiden Bipolartransistoren sind farbig gekennzeichnet.

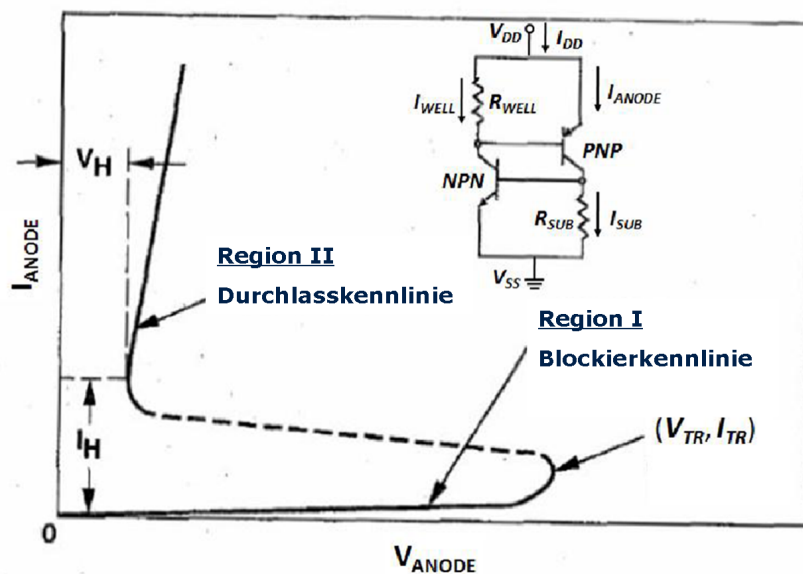


Abbildung 3.22: Anodenstrom durch einen Thyristor im Durchlassbetrieb (Region II) und Blockierbetrieb (Region I). Modifiziert aus [Joh96]. Klein: Schaltung eines Thyristors.

und die Kathode am hochdotierten n^+ -Gebiet. Zwischen diesen beiden Gebieten befinden sich je ein moderat dotiertes n- und p-Gebiet.

In Abbildung 3.22 ist der Anodenstrom I_{Anode} durch einen Thyristor, in Abhängigkeit der Anodenspannung V_{Anode} , gezeigt.

Region I bezeichnet die Blockierkennlinie: Trotz angelegter Anodenspannung fließt nur ein geringer Leckstrom durch die Struktur. Nach Überschreiten der Kippspannung V_{TR} geht das Bauelement in den Durchlassbereich, Region II, über. Solange die Haltespannung V_H nicht unterschritten wird bleibt der Thyristor im Durchlassbetrieb.

Der Thyristor kann auch durch Strominjektion in ein Gebiet in den leitenden Zustand gebracht werden, er „zündet“. Dabei muss die angelegte Spannung V_{dd} die Haltespannung V_H jedoch übersteigen. V_{TR} muss jedoch nicht erreicht sein. Geschieht die Strominjektion durch einen Ioneneinschlag, so spricht man von einem Single Event Latchup.

Parasitäre Thyristorpfade sind auch in CMOS-Schaltungen enthalten, wodurch auch in diesen Strukturen ein Latchup möglich ist.

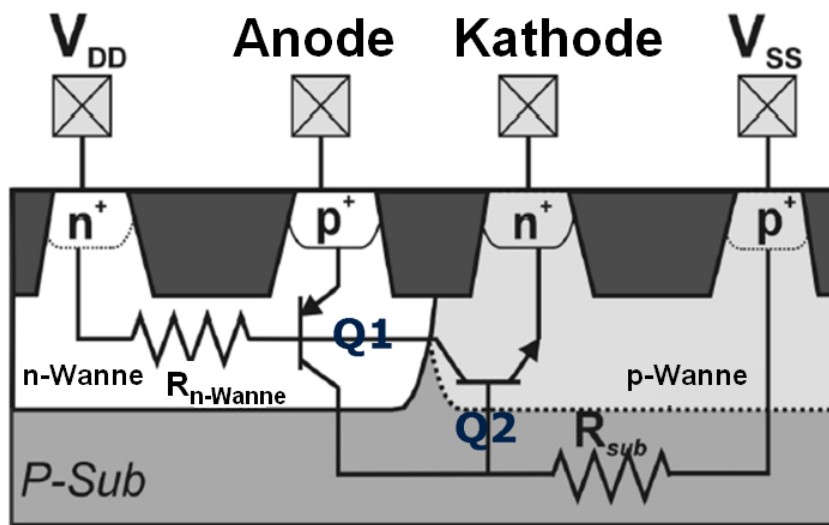


Abbildung 3.23: Latchup-Pfad über PMOS Source, n-Wanne, p-Substrat und NMOS Source durch einen CMOS [BRD05].

In Skizze 3.23 ist ein solcher Thyristorpfad für eine SRAM-Zelle gezeigt. Dieser Thyristor setzt sich zusammen aus der Source region eines PMOS (Anode), der n-Wanne, dem p-Substrat und dem Sourcegebiet des NMOS (Kathode). Dabei liegen das p-Substrat und die Kathode auf Masse V_{SS} , während die Anode und die n-Wanne auf der Versorgungsspannung V_{DD} gehalten werden. Betrachtet man den Thyristor als zwei inaneinandergeschaltete Bipolartransistoren, so setzt sich Bipolartransistor Q1 zusammen aus der Source des PMOS, der n-Wanne und dem p-Substrat. Bipolartransistor Q2 besteht aus der Source des NMOS, p-Substrat und n-Wanne.

Skizze 3.21 stellt diesen parasitären Thyristor schematisch dar. Die beiden Bipolartransistoren sind gekennzeichnet. Die Basis B2 bildet gleichzeitig den Kollektor C1. Des weiteren ist die Basis B1 gleichzeitig der Kollektor C2. Der Emitter E1 bildet die Anode und der Emitter E2 die Kathode des Thyristors.

Beispielsweise soll hier das „Kathodentriggering“ für das Zünden eines Single Event Latchups betrachtet werden:

Bei einem Ioneneinschlag in die NMOS-Source (Kathode) werden Ladungsträger erzeugt und damit ein Strom injiziert. Durch diesen Strom und den damit einhergehenden Spannungsabfall im p-Substrat wird der npn-Transistor Q2 geöffnet. Dadurch wiederum kommt es zu einem Stromfluss in die Basis von Q1. Damit öffnet sich Q1 und injiziert nun Strom in die Basis von Q2.

Durch die gegenseitige Strominjektion kommt es zu einer gegenseitigen Verstärkung des Stromflusses in den Bipolartransistoren. Die Stromverstärkung ist für die beiden Bipolartransistoren definiert als [TSL05] [Lim06]:

$$\alpha_{pnp} = \frac{\Delta I_{C1}}{\Delta I_{E1}} \quad (3.1)$$

$$\alpha_{npn} = \frac{\Delta I_{C2}}{\Delta I_{E2}} \quad (3.2)$$

Wenn nun die Zündbedingung, $\alpha_{npn} + \alpha_{pnp} > 1$, erfüllt ist, so kommt es zum Single Event Latchup [Joh96]. Sinkt die Versorgungsspannung unter die Haltespannung V_H , so wird der Latchup beendet und das Bauelement geht wieder in den Sperrzustand (Region I) über. In Latches, Flip Flops oder SRAM-Zellen gespeicherte Informationen müssen aber eventuell neu in die Zelle geschrieben werden. Ein Reset der Applikation ist erforderlich.

Auch „Anodentriggering“ ist möglich. In diesem Fall trifft das Ion das Sourcegebiet des PMOS (Anode). Es wird zunächst der Transistor Q1 geöffnet, der dann Strom in die Basis von Q2 injiziert.

Da die beiden Bipolartransistoren Q1 und Q2 eine unterschiedliche Stromverstärkung haben, ergibt sich auch eine unterschiedliche Triggerschwelle für V_{dd} und den durch das Ion injizierten Strom in Abhängigkeit des getroffenen Transistors [Joh96].

Um einen Latchup zu verhindern, wurden über die Technologien hinweg verschiedene Maßnahmen ergriffen. Zu diesen Maßnahmen zählen z.B. die Veränderung der parasitären Bipolarcharakteristiken, um ein Einschalten der Bipolartransistoren zu verhindern [Vol05].

Kleinere Wannens- und Substratwiderstände, sowie ein kleiner Kontaktabstand als auch eine geringe Versorgungsspannung, helfen, die Wahrscheinlichkeit eines Latchup zu verringern, da der Spannungsabfall verringert wird [HSM05].

Da die Stromverstärkung der Bipolartransistoren mit der Temperatur stark zunimmt, ist ein Anstieg der SEL-Rate mit der Temperatur zu erwarten.

Boselli et al. [BRD05] verglichen die Empfindlichkeit bezüglich Latchup, für verschiedene CMOS-Technologiegeneration bis zum Technologieknoten von 65 nm, miteinander. Dabei konnten sie nachweisen, dass Bauelemente dieses Technologieknotens immun gegenüber spannungsinduziertem Latchup sind. Eine Strominjektion in Kathode oder Anode kann jedoch zu einem Latchup führen. Besonders CMOS-Bauelemente älterer Technologieknoten sind hierfür anfällig. Bei Raumtemperatur sind die Bauelemente der neueren Generationen immun gegenüber Latchup, da die benötigte Haltespannung V_H die Core-Versorgungsspannung übersteigt.

Im schlimmsten Fall kann es bei einem SEL, durch die Weitergabe des Signals oder durch das kurzschlussbedingte Absinken der Versorgungsspannung, zu einer Beeinflussung von weiteren Schaltelementen kommen. Dies erklärt die großen Fehler-Cluster aus Abbildung 3.9. Da die experimentelle Bestimmung der SEL-Rate sehr aufwändig ist, sollen durch Simulation die wichtigsten Parameter gefunden und variiert werden.

4 Computergestützte Analyse strahlungsinduzierter Ausfälle

Dieses Kapitel beschreibt die Ergebnisse der Simulationen eines Ioneneinschlags in ein SRAM mit einer Strukturbreite von 65 nm.

Zunächst werden die im numerischen Simulator implementierten physikalischen Modelle vorgestellt. Anschließend werden die Auswirkungen von Ioneneinschlägen in einen oder mehreren NMOS-Transistoren betrachtet. Durch Variation verschiedener Parameter wie z.B. Spannung oder Einschlagsort des Ions wird das Verhalten im kritischen Bereich des SRAMs, den NMOS, untersucht.

Im weiteren werden dann Single Event Latchups simuliert. Hierzu musste die Modellierung entscheidend verändert werden, um den parasitären Thyristorpfad zu enthalten.

Es ist entscheidend, dass die Simulationen in 3D durchgeführt werden.

In 2D wird mit einer Streifen- oder Radialgeometrie gerechnet. Ein MOS-Transistor müsste in Streifengeometrie gerechnet werden. Dadurch wird die Ladungsträgerinjektion durch ein Ion überschätzt.

Die Struktur eines SRAMs ist außerdem 3D. Bei 2D Modellierung müssten künstliche Kontakte hinzugefügt werden. Dadurch würden parasitäre Effekte unterdrückt werden bzw. unrealistische Effekte erzeugt werden.

Des weiteren werden Diffusionseffekte besser beschrieben, da die Leitungsträger zu allen Seiten diffundieren können.

4.1 Physikalische Modelle für den numerischen Simulator

Das 3D Bauelement wurde mit Hilfe von Devise modelliert [TCA]. In dieser Arbeit wurde der numerische Simulator Sentauros Device, Sdevice, von Synopsis verwendet [Syn06].

In diesem Simulator sind verschiedene physikalische Modelle implementiert:

Das Drift-Diffusions-Modell von Van Roosbroek beschreibt über einen Satz von drei Differentialgleichungen den Fluss der Ladungsträger im Bauteil [Roo50]. Es wird ein isothermes Gleichgewicht zwischen Elektronen, Löchern und dem Kristallgitter angenommen.

Eine der drei Gleichungen ist die Poissongleichung. Diese beschreibt die Abhängigkeit des elektrischen Feldes \vec{E} von den freien Ladungsträgern und den geladenen Dotieratomen:

$$\operatorname{div}\vec{E} = \frac{q}{\epsilon} (p - n + N_D - N_A) \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet ϵ die Dielektrizitätskonstante des Halbleiters. q ist die Elementarladung, n die Dichte der freien Elektronen und p die Dichte der freien Löcher. N_D ist die Konzentration der ionisierten Donatoren und N_A die Konzentration der ionisierten Akzeptoren. ϵ ist hier eine Konstante.

Das elektrische Feld \vec{E} ist durch die räumliche Änderung des elektrischen Potentials Ψ gegeben.

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\Psi \quad (4.2)$$

Die anderen beiden Differentialgleichungen sind die Kontinuitätsgleichungen bzw. Ladungsträgerbilanzgleichungen für die beweglichen Ladungsträger, Elektronen und Löcher.

Die Kontinuitätsgleichung der Elektronen lautet:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n = G - R \quad (4.3)$$

und die der Löcher:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p = G - R \quad (4.4)$$

Die Terme G und R beschreiben dabei die Generationsraten und die Rekombinationsraten der Elektronen und Löchern. J_n ist die Stromdichte der Elektronen und J_p die Stromdichte der Löcher.

Diese drei Differentialgleichungen bilden die Grundlage des Drift-Diffusions-Modells.

Die Stromdichten lassen sich dabei über den Gradienten des Quasiferminpotentials, ϕ_n für Elektronen und ϕ_p für Löcher, beschreiben.

$$\vec{J}_n = -q\mu_n n \vec{\nabla} \phi_n \quad (4.5)$$

$$\vec{J}_p = -q\mu_p p \vec{\nabla} \phi_p \quad (4.6)$$

μ_n ist die Elektronenbeweglichkeit und μ_p die Beweglichkeit der Löcher.

Die Dichte der Elektronen und Löcher ist das Integral über das Produkt der Fermi-Dirac-Verteilung mit der Zustandsdichte des Leitungs- bzw. Valenzbandes. Für nichtentartete Halbleiter kann die Fermi-Dirac-Verteilung durch die Boltzmannverteilung angenähert werden. Die Elektronen- und Löcherkonzentration kann somit beschrieben werden als („effektive Masse-Näherung“) [Sze81]:

$$n = n_i \exp\left(\frac{\Psi - \phi_n}{k_B T}\right) \quad (4.7)$$

$$p = n_i \exp\left(\frac{\phi_p - \Psi}{k_B T}\right) \quad (4.8)$$

Die intrinsische Dichte n_i ist dabei:

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

E_g ist die Bandlücke und k_B ist die Boltzmannkonstante. T ist die Temperatur. Die effektiven Zustandsdichten des Leitungsbandes N_c und des Valenzbandes N_v werden beschrieben als

$$N_{c,v} = \left(\frac{k_B T m_{n,p}^*}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (4.10)$$

$m_{n,p}^*$ sind die effektiven Massen von Elektronen und Löchern.

Setzt man Gleichung 4.7 und 4.8 in die Stromrelationen 4.5 und 4.6 ein, so ergibt sich für die Elektronen:

$$\vec{J}_n = q\mu_n n \vec{E} + qD_n \vec{\nabla} n \quad (4.11)$$

und für die Stromdichten von Löchern \vec{J}_p

$$\vec{J}_p = q\mu_p p \vec{E} - qD_p \vec{\nabla} p \quad (4.12)$$

Der Driftanteil wird durch den Gradienten des elektrischen Potentials Ψ , also dem elektrischen Feld \vec{E} getrieben. Der Diffusionsanteil hingegen folgt aus dem negativen Gradienten der Ladungsträgerdichte. Seine Stärke wird durch die Diffusionskonstante D_n der Elektronen bzw. der Diffusionskonstante D_p der Löcher beschrieben. Dabei folgt die Einsteinrelation, die die Diffusionskonstanten D_n und D_p mit den Beweglichkeit μ_n und μ_p über $\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{q}$ verknüpft.

Die Beweglichkeit der Ladungsträger, μ_n und μ_p , die Generationsrate G und die Rekombinationsrate R sind im allgemein weder zeitlich noch räumlich konstant. Es stehen im Simulator verschiedene Modelle zur Verfügung, die diese Größen in Abhängigkeit von Temperatur, Ladungsträgerkonzentration, Dotierung und des elektrischen Feldes beschreiben. Je nach Größe und Aufbau des Bauelements müssen bestimmte Modelle gewählt werden.

Die Beweglichkeiten μ_n und μ_p werden durch mehrere Faktoren beeinflusst. Die einzelnen Anteile der Beweglichkeit μ_i summieren sich laut dem Matthiessenschen Gesetz zur Gesamtbeweglichkeit $\mu_{n,p}$ [AM76]:

$$\frac{1}{\mu_{n,p}} = \sum \frac{1}{\mu_i} \quad (4.13)$$

Dies gilt jedoch nur, wenn die einzelnen Anteile voneinander entkoppelt sind.

Insgesamt wird für die Beschreibung der Beweglichkeit das dotierungsabhängige University of Bologna-Modell [RVC⁺02], die Sättigung der Ladungsträgergeschwindigkeit mit dem elektrischen Feld („High Field Saturation“) [CMMO75] [CT67], die Streuung der Ladungsträger aneinander („Carrier-Carrier-Scattering“) [CW50] und die Streuung an Grenzflächen („University of Bologna inversion layer mobility model“) genutzt. Die einzelnen Modelle werden im Anhang näher beschrieben.

Da in den Simulationen Bauelemente mit hohen Dotierungskonzentrationen modelliert werden, muss auch die dotierungsabhängige Verringerung der Bandlücke („Band Gap Narrowing“) betrachtet werden. Dazu wurden die Parameter und das Modell von Slotboom et al. verwendet [SdG76] [SdG77]. Weitere Details können dem Anhang entnommen werden.

Die Rekombination und Generation kann über verschiedene Prozesse stattfinden: Neben der Auger-Rekombination ist auch die Shockley-Read-Hall-Rekombination [SR52] von großer Bedeutung. Die Generation von Ladungsträger findet über Stoßionisation statt, bzw. durch den Einschlag eines Ions. Simulationen zeigten, dass weitere Mechanismen wie das Band-to-Band-Tunneling und die Oberflächen-Shockley-Read-Hall-Rekombination nur eine sehr geringe Auswirkung auf das Ergebnis haben. Diese Effekte wurden daher nicht eingebunden, da die Rechendauer stark erhöht wird, aber die Genauigkeit nicht verbessert wird.

Von entscheidender Wichtigkeit für die Simulation von strahlungsbedingten Ausfällen ist die Modellierung der Ladungsträgergeneration durch das Ion.

In Kapitel 2.2.2 wurde beschrieben, wie Ionen durch Stöße in Silizium ihre Energie verlieren und so ein hochkonzentriertes Ladungsträgerplasma entsteht. Auch auf die Form des Plasmas wurde detailliert eingegangen.

Die Generationsrate von Ladungsträgern durch das Ion G_{ion} setzt sich aus drei voneinander entkoppelten Beiträgen zusammen:

$$G_{ion}(x, w, t) = G_{LET}(x) \cdot R(w, x) \cdot T(t) \quad (4.14)$$

Dabei ist G_{LET} der Energieverlust pro Wegstrecke des Ions entlang des Ionenpfades x :

$$G_{LET}(x) = \frac{dE}{dx} \quad (4.15)$$

E bezeichnet die Energie des Ions. Die Energie pro Wegstrecke wurde in Kapitel 2.2.2.1 vorgestellt.

$R(w, x)$ ist die radiale Ausdehnung des entstandenen Ladungsträgerplasmas. Dessen Halbwertsbreite wird durch den Parameter w_t beschrieben. Es wurde ein Exponentialabfall gewählt, da diese Form bei den durchgeführten Simulationen eine stabile Rechnung gewährleistete:

$$R(w, x) = \exp\left(-\frac{w}{w_t(x)}\right) \quad (4.16)$$

$T(t)$ ist die zeitliche Änderung der Generationsrate. Sie wird mit einem Gaußprofil beschrieben:

$$T(t) = \frac{2 \cdot \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{s_{hi}}\right)^2\right)}{s_{hi}\sqrt{\pi}\left(1 - \operatorname{erf}\left(\frac{t_0}{s_{hi}}\right)\right)} \quad (4.17)$$

Stützwerte der Funktion G_{LET} werden mit dem Programm TRIM berechnet. G_{LET} , $R(w, x)$ und $T(x)$ sind voneinander entkoppelt.

Die gesamte Generationsrate G setzt sich additiv aus der Stoßionisation $G_{avalanche}$ und der Generation der Ladungsträger durch das Ion G_{ion} zusammen.

Mit Hilfe dieser implementierten physikalischen Modelle lassen sich nun die Auswirkungen von Iontreffern auf SRAMs betrachten. Man beachte dabei, dass durch die besonderen Umstände, insbesondere die extrem hohen Ladungsträgerdichte, die Anwendbarkeit der Modelle bis zum absoluten Maximum ausgereizt wird.

4.2 Simulation von Soft Errors

Eine Standard-SRAM-Zelle besteht aus sechs ineinander verschalteten Transistoren. Über eine SPICE-Simulation kann das Verhalten dieses Schaltkreises nachgebildet werden.

Bei der Soft-Error Simulation wird ein transienter Stromstoß in einen Transistor injiziert und das Verhalten der Zelle im SPICE-Simulator beobachtet. Die genaue Form des transienten Stromstoßes ist unbekannt, lässt sich aber mit den in dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulationen nunmehr sehr gut berechnen, so dass die Auswirkung einzelner Parameter auf die Form der transienten Stromkurve analysiert werden kann.

In dem nun folgenden Kapitel werden Ioneneinschläge in verschiedene Bereiche eines SRAMs, für verschiedene Ionen, simuliert. Des weiteren wird die Auswirkung der Spannung und der Temperatur auf die transiente Stromkurve näher betrachtet.

4.2.1 Modellierung von SRAM-Speicherzellen

Komplexe 3D-Simulationen benötigen, auch mit heutigen Computern, eine lange Rechen-
dauer, um quantitativ aussagekräftige Ergebnisse zu erzielen. Daher ist eine Eingrenzung
der Modellierung auf die wichtigen Bereiche der zu untersuchenden Strukturen notwen-
dig.

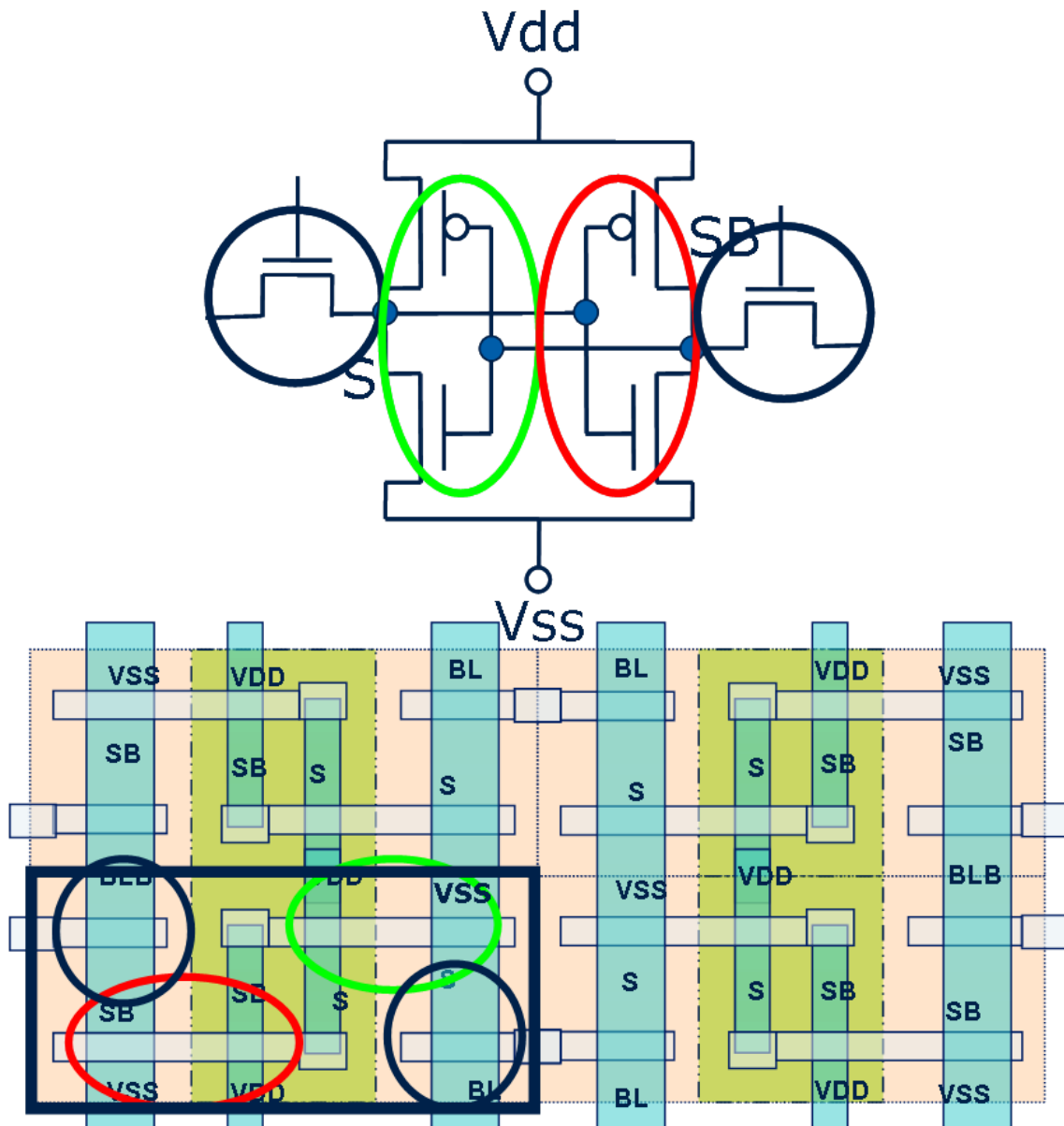


Abbildung 4.1: Oben: Schaltkreis einer 6 Transistor SRAM-Zelle: Die schwarzen Kreise markieren die Access-Transistoren. Der rote und der grüne Kreis umschließen jeweils einen Inverter. Unten: SRAM Array mit vier benachbarten SRAM Zellen. Eine Zelle ist in schwarz hervorgehoben. Die einzelnen Bereiche sind mit farbigen Kreisen entsprechend dem obigen Schaltkreis markiert. Die n-Wanne ist in grün gehalten und die p-Wanne in rosa. Die hochdotierten Gebiete sind in blau markiert.

Palau et al. [PHC⁺01] [PCD⁺03] simulierten Ioneneinschläge in einem SRAM-NMOS mit 0,35 μm Strukturbreite. Dabei erfolgte der Ioneneinschlag unter dem pn-Übergang und berührte diesen nicht. Die Ladungssammlung konnte dort durch Diffusionseffekte beschrieben werden. Die Form der transienten Stromkurve konnte für diesen Fall bestimmt werden und mit einer einfachen Diffusionsformel, für zylindrische oder sphärische Ausdehnung der injizierten Ladung, angenähert werden. Auch hier wird darauf hingewiesen, dass die Form der transienten Stromkurve entscheidende Auswirkung auf die Soft Error Rate hat.

Castellani-Coulié et al. [CCPH⁺01] betrachteten die Winkelabhängigkeit von Ioneneinschlägen in Transistoren eines SRAMs des 0,6 μm Technologieknotens. In einer weiteren Arbeit wurden Ioneneinschläge sowohl unter PMOS als auch unter NMOS-Transistoren, betrachtet [CCSS⁺03].

Simuliert wurde jedoch kein direkter Einschlag in den pn-Übergang. Somit wurde die Auswirkung des Funneffekts auf die Form der transienten Stromkurve nicht betrachtet. Des weiteren wurden in den oben erwähnten Arbeiten Technologiegrößen genutzt, die nur noch für sehr wenige Anwendungen relevant sind. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit wurden SRAMs in den Technologieknoten von 90 nm, 65 nm und sogar 45 nm gefertigt.

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurden der Energieverlust des Ions, die Eindringtiefe, der Ort des Einschlags, die Temperatur und die Versorgungsspannung für einen SRAM mit der Strukturbreite von 65 nm variiert. Dadurch kann die Auswirkung der einzelnen Parameter auf die Form der transienten Stromkurve bestimmt werden.

Da mittlerweile auch Mehrzellenausfälle beobachtet werden, wie in Kapitel 3.4.2 beschrieben, müssen auch Transistoren benachbarter Zellen mitmodelliert werden. So kann man beobachten, ob und gegebenenfalls wie ein Ioneneinschlag in einer Zelle sich auf die Nachbarzelle auswirkt. Dabei können sowohl „Charge sharing“ als auch parasitäre Bipolareffekte wie z.B. der „Battery Effect“ beobachtet werden. Des weiteren kann die Auswirkung von verschiedenen Parametern auf diese Effekte beobachtet werden.

Für die Modellierung eines Bauelements müssen Oberflächenkonfiguration und Dotierung gegeben sein.

Figur 4.1 zeigt das Design eines SRAM-Zellenfeldes, gefertigt im 65 nm-Technologieknoten, mit 4 Zellen. Eine einzelne SRAM-Zelle ist durch ein schwarzes Quadrat hervorgehoben. Die Auswahltransistoren sowie die beiden Inverter sind jeweils markiert. Im Schaltplan 4.1 sind die entsprechenden Elemente entsprechend markiert.

Die Wannen sind streifenförmig angeordnet. Somit liegen die PMOS-Transistoren eines SRAMs in der gleichen n-Wanne. Die NMOS-Transistoren hingegen sind räumlich voneinander getrennt und liegen in unterschiedlichen p-Wannen. Allerdings teilen sich NMOS-Transistoren benachbarter SRAM-Zellen eine p-Wanne.

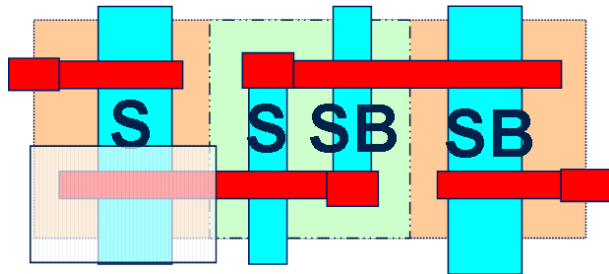


Abbildung 4.2: 6 Transistor SRAM-Zelle im Zustand $S=0$: Der NMOS-Einzeltransistor zur Modellierung ist hervorgehoben.

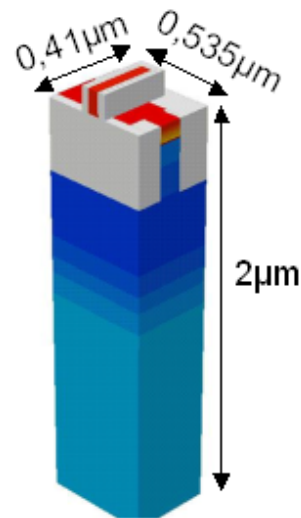


Abbildung 4.3: NMOS-Einzeltransistor. Rot entspricht einer n-Dotierung und blau einer p-Dotierung. Das Shallow Trench Isolation (STI) und die Oxide am Gate sind in weiß gehalten.

4.2.2 Transienter Stromfluss durch Einzeltransistoren

4.2.2.1 Modellierung eines Einzeltransistors

Zunächst werden Simulationen an einem Einzeltransistor durchgeführt. So kann mit vergleichsweise kleinem Rechenaufwand, die direkte Auswirkung eines Ions auf einen Transistor betrachtet werden.

Abbildung 4.2 zeigt die Anordnung einer 6 Transistor-SRAM Zelle.

Die beiden PMOS-Transistoren des SRAMs liegen zusammen in einer n-Wanne. Somit wirkt sich die Störung eines PMOS-Transistors, z.B. durch einen Ioneneinschlag, auch auf den anderen PMOS-Transistor aus. Damit kommt es zu einer symmetrischen Störung. Beide Knoten, S und SB, werden beeinflusst und ihre Potentialdifferenz erfährt keine große Änderung. Damit ist ein Soft Error sehr unwahrscheinlich. Die beiden NMOS-Transistoren der Inverter hingegen sind räumlich voneinander getrennt. Die Störung eines NMOS wirkt sich zunächst nur auf seinen Knoten aus. Damit ändert sich die Potentialdifferenz zwischen den Knoten. Aus diesem Grund kann ein Ioneneinfall in einen NMOS-Transistor zum Soft Error führen. Daher wird das Verhalten eines NMOS im OFF-Zustand bei Ladungsinjektion simuliert. Bereits in Kapitel 3.4 wurde gezeigt, dass dieser Transistor am anfälligsten für einen Soft Error ist.

Das Quadrat in Abbildung 4.2 hebt den simulierten NMOS-Transistor hervor. Dieser befindet sich zu Beginn der Simulation im ausgeschalteten Zustand (OFF). Das bedeutet, am Gate und am Source liegt $V_{ss} = 0V$ und am Drain die Versorgungsspannung V_{dd} an. Abbildung 4.3 zeigt die Modellierung dieses NMOS-Transistors. Die Akzeptordotierung ist in blau, die Donatordotierung ist in rot dargestellt. In ca. $0,5 \mu m$ Tiefe ist die Bor-

dotierung erhöht. Die Gesamttiefe des modellierten Bauelements beträgt $2 \mu\text{m}$, um die Rechendauer in einem vertretbaren Rahmen zu halten.

Die Diskretisierung des Gitters wird im Anhang A näher betrachtet.

4.2.2.2 Variation der Eindringtiefe des Ions

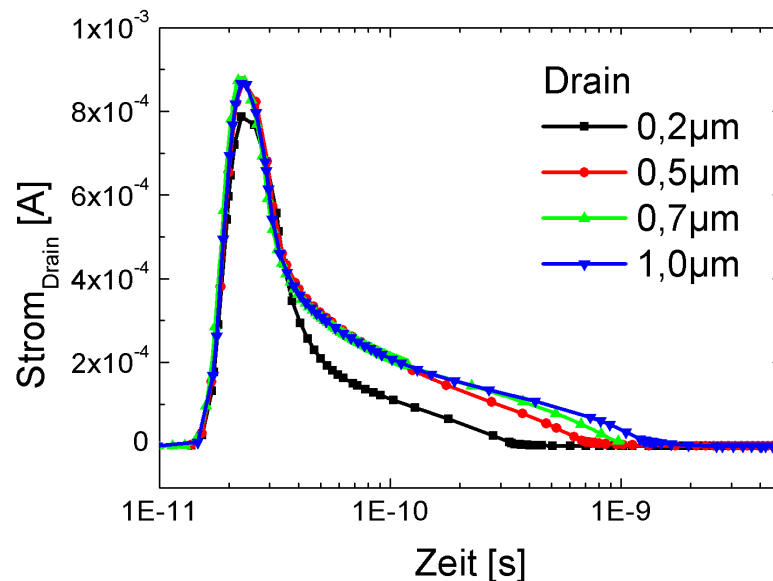


Abbildung 4.4: Variation der Eindringtiefe eines Ions bei gleichem, konstantem Energieverlust von $0,14 \text{ pC}/\mu\text{m}$. Das Maximum des Drainstroms fällt für alle Eindringtiefen, bis auf $0,2 \mu\text{m}$, zusammen. Die Dauer der Ladungssammlung nimmt mit größeren Eindringtiefen zu.

Je nach Art und Energie des Ions variiert dessen Eindringtiefe (vgl. dazu Kapitel 2.2.2.1). Im Folgenden soll die Auswirkung der Eindringtiefe auf die Ladungssammlung näher betrachtet werden. Dazu wird ein senkrechter Ioneneinschlag in das Draingebiet bei über der Wegstrecke konstantem Energieverlust pro Wegstrecke von $0,14 \text{ pC}/\mu\text{m}$ simuliert. Die Spannung am Drain beträgt zunächst $V_{dd} = 1,0 \text{ V}$. V_{ss} liegt bei 0 V . Durch die Wahl eines konstanten Energieverlustes wird bei kleinen Eindringtiefen weniger Gesamtladung injiziert als bei großen Eindringtiefen. Es wurden Eindringtiefen von $0,2$, $0,5$, $0,7$ und $1,0 \mu\text{m}$ gewählt. Da das gesamte Bauelement nur bis zu einer Tiefe von $2 \mu\text{m}$ modelliert wurde, ist es nicht sinnvoll größere Eindringtiefen zu wählen.

In Abbildung 4.4 sind die transienten Ströme durch den Drain für unterschiedliche Eindringtiefen dargestellt. Die Maxima verhalten sich sehr ähnlich, sowohl von ihrer Höhe als auch vom Zeitpunkt des Auftretens. Die Dauer des Stromflusses steigt hingegen mit größerer Eindringtiefe.

In Grafik 4.5 sind die Maxima der Stromkurven detaillierter in linearer Darstellung gezeigt. Die Anstiegsflanken der Stromkurven sind für alle Eindringtiefen gleich. Das Maximum tritt immer nach etwa $22,5 \text{ ps}$ auf. Dies lässt sich mit dem Funneffekt erklären:

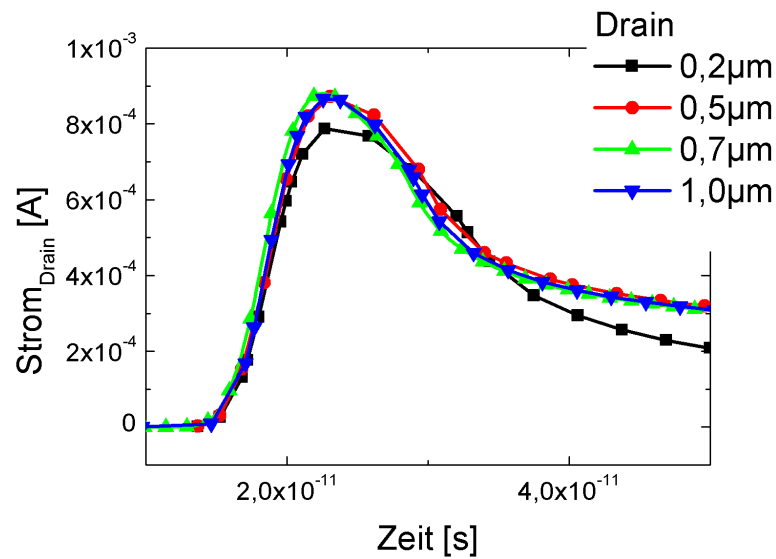


Abbildung 4.5: Anstiegsflanken und Maxima der Stromflüsse im linearen Maßstab.

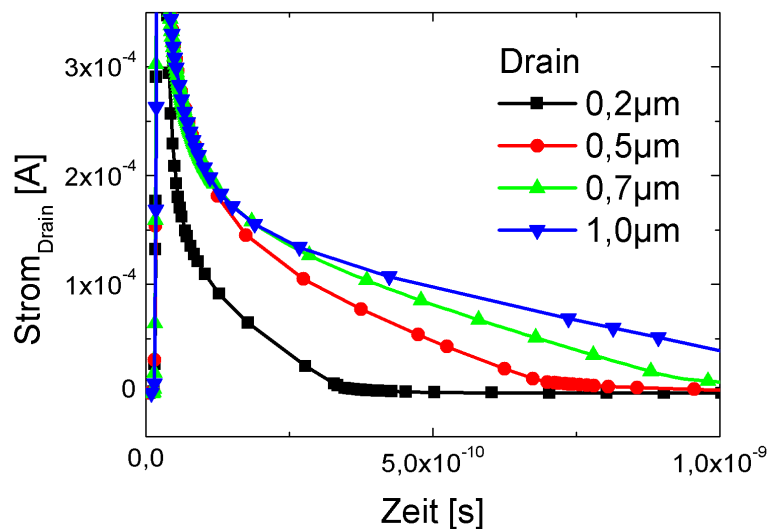


Abbildung 4.6: Detail des transienten Stromflusses durch den Drainkontakt in linearer Darstellung: Mit steigender Eindringtiefe des Ions nimmt die Dauer des Stromflusses zu.

Das elektrische Feld wird verzerrt und die Ladung innerhalb dieser Verzerrung in der gleichen Zeit gesammelt. Für die Eindringtiefe von $0,2 \mu\text{m}$ ist das Maximum kleiner, im Vergleich mit den größeren Eindringtiefen. Die Funneltiefe übersteigt die Eindringtiefe des Ions und deswegen wird im Vergleich weniger Ladung durch den Funneleffekt ge-

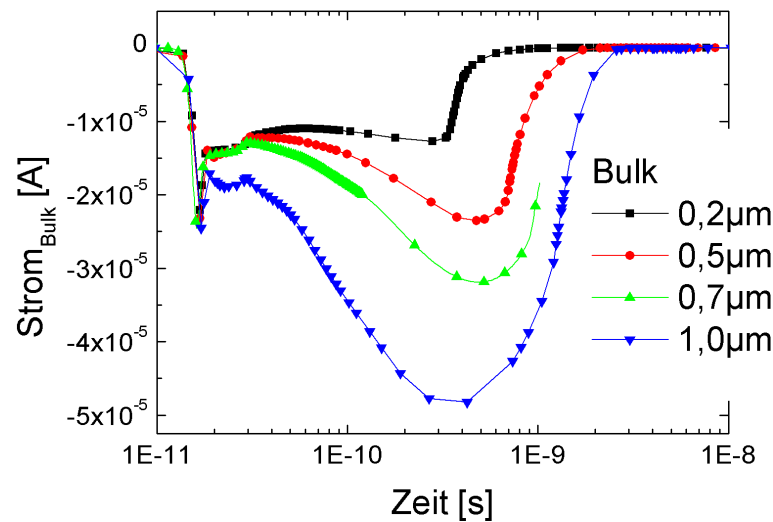


Abbildung 4.7: Stromfluss durch den Bulkkontakt für unterschiedliche Eindringtiefen des Ions. Durch die geringere Löcherbeweglichkeit im Vergleich zur Elektronenbeweglichkeit ergibt sich ein längerer Stromfluss.

sammelt werden. Daraus kann man schließen, dass die Funneltiefe größer als $0,2 \mu\text{m}$ ist, aber kleiner als $0,5 \mu\text{m}$. Um die genaue Funneltiefe zu bestimmen müssten weitere Simulationen, mit Eindringtiefen zwischen $0,2$ und $0,5 \mu\text{m}$, durchgeführt werden.

Die Abbildung 4.6 zeigt den Abfall des transienten Stroms auf einer linearen Zeitskala. Deutlich erkennbar ist, dass sich für große Eindringtiefen die Ladungssammlung verlängert. Der Funnel hat, wie oben beschrieben, eine gewisse Eindringtiefe. Die restliche Ladungsträger gelangen durch Diffusion zum Drain. Je größer die Eindringtiefe des Ions ist, umso länger ist der Stromfluss durch die Kontakte.

In Bild 4.7 ist der transiente Strom durch den Bulk-Kontakt zu sehen. Auch hier steigt die Dauer des Stromflusses mit zunehmender Eindringtiefe, bedingt durch die unterschiedliche Beweglichkeit von Löchern und Elektronen. Elektronen haben eine höhere Beweglichkeit als Löcher und werden schneller gesammelt. Die Löcher bleiben im Substrat zurück und erhöhen dort das Potential, so dass durch die nun vorgespannte Basis eines parasitären NPN-Bipolartransistors, der Stromfluss durch den Drain verlängert wird.

Tanaka et al. [TNU⁺09] konnten so, durch den Einfluss des parasitären Bipolartransistors, die Verlängerung des Stromflusses bei einem Transistor des 55 nm Technologieknotens, im Vergleich mit einem Transistor des 90 nm Technologieknotens erklären.

Die Auswirkung der Eindringtiefe auf die Soft Error Rate soll nun kurz betrachtet werden:

In Kapitel 3.4.1. wurde bereits der Soft Error-Mechanismus bei einem Einschlag in das Draingebiet eines sperrenden NMOS-Transistors T_5 erläutert. Ein Teil der durch das Ion injizierten Ladung kann über den offenen PMOS-Transistor T_4 des Inverters kompensiert werden. Ist dessen Stromtragfähigkeit erreicht, fällt die Spannung am Knoten ab.

Größte Relevanz auf diese Spannungsänderungen haben die schnellen Anteile des Funneffektes. Die langsamen Diffusionsanteile spielen keine entscheidende Rolle, da diese durch den Transistor T_4 kompensiert werden. Da die Anstiegsflanken und die Maxima des transienten Stroms für alle Eindringtiefen gleich sind, haben unterschiedliche Eindringtiefen, bei gleichem Energieverlust, keinen Einfluss auf das Auftreten von Soft Errors.

4.2.2.3 Auswirkung des Energieverlustes der Ionen auf die transiente Stromkurve

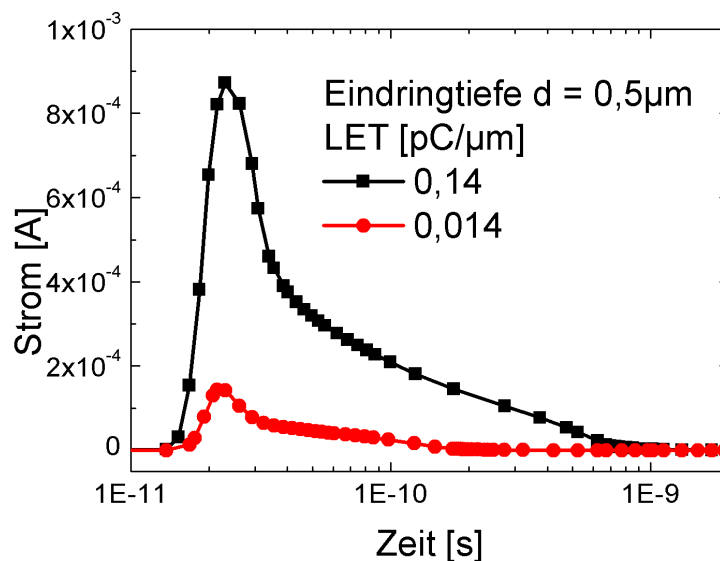


Abbildung 4.8: Einfluss des Energieverlustes auf den Drainstrom: Das Maximum wird zu gleichen Zeiten erreicht, die Höhe des Maximums variiert stark.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist der Energieverlust pro Weglänge $\frac{dE}{dx}$ eines Ions, auch linearer Energietransfer (LET) genannt. Wie bereits in Kapitel 2.2.2 beschrieben, variiert der Energieverlust mit der Kernladungszahl und der Energie des einschlagenden Ions. Um den Einfluss des Energieverlustes auf die Kurvenform zu untersuchen, wurden Simulationen mit zwei unterschiedlichen Energieverlusten durchgeführt.

Innerhalb der Wegstrecke im Bauteil wurde der Energieverlust als konstant angenommen. Zum besseren Vergleich wurde der senkrechte Einfall in den Drain als Einschlagsort und die Eindringtiefe auf $0,5 \mu\text{m}$ festgehalten. Für ein schweres Ion wurde eine Ladungserzeugung von $0,14 \text{ pC}/\mu\text{m}$ und für ein leichtes Ion eine 10 mal geringere Ladungserzeugung von $0,014 \text{ pC}/\mu\text{m}$ angenommen. Ersteres entspricht dem Energieverlust eines Siliziumions mit einer Anfangsenergie von 11 MeV und letzteres einem Heliumion mit einer Anfangsenergie von 1 MeV, jeweils in Silizium.

Abbildung 4.8 zeigt die Ergebnisse der Simulationen.

Das Maximum des transienten Stroms tritt jeweils zum gleichen Zeitpunkt auf. Die Höhe des Maximums unterscheidet sich jedoch stark. Dabei erreicht jedoch das Strommaximum des schweren Ions nicht den zehnfachen Wert des Strommaximums des leichten

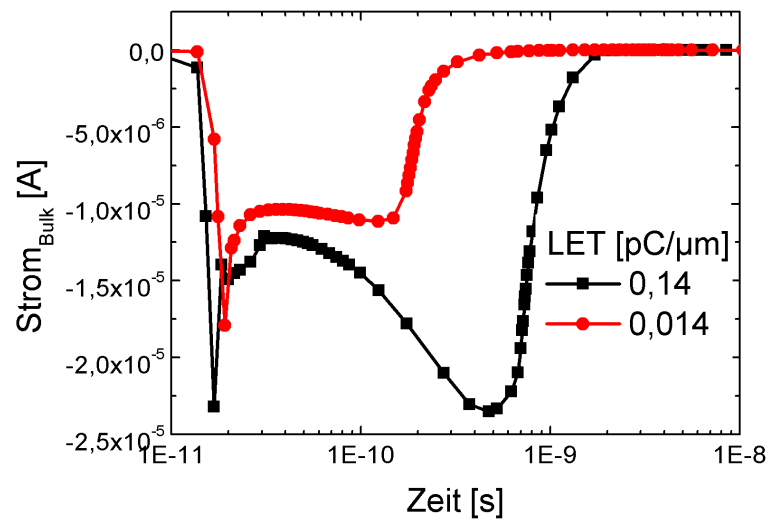


Abbildung 4.9: Bulkstrom für verschiedene Energieverluste: Für kleine Energieverluste fällt der Stromfluss schneller wieder auf das Ursprungsniveau. Der parasitäre Bipolartransistor öffnet sich nur für kurze Zeit.

Ions.

Für die Entstehung eines Soft Errors ist hauptsächlich der schnell gesammelte Anteil des Stromstoßes wichtig. Der langsame Anteil kann schadlos über den geöffneten PMOS T_4 kompensiert werden. Somit wird der Fehlerfall mit steigendem Energieverlust immer wahrscheinlicher. Ein Ion mit einem großen Energieverlust, das nur eine kurze Reichweite hat, löst somit eher einen Soft Error aus als ein Ion mit einem kleinen Energieverlust und einer großen Reichweite, da durch den Funnel nur die Ladungsträger innerhalb einer bestimmten Reichweite schnell gesammelt werden. Das gilt auch, wenn die gesamte injizierte Ladung durch das leichte Ion mit der größeren Reichweite insgesamt größer wäre.

In Kapitel 3.4.1 wurde bereits das Konzept der kritischen Ladung Q_{crit} vorgestellt, die benötigt wird um die Information der Zelle zu kippen. Die hier getätigten Simulationen zeigen jedoch deutlich, dass alleine anhand der Gesamtladung nicht auf das Auftreten eines Soft Errors geschlossen werden kann.

Die zeitliche Entwicklung der Bulkströme zeigt Darstellung 4.9. Auch hier ist der transiente Bulkstrom für den geringen Energieverlust deutlich kleiner und zudem schneller beendet, ebenso wie der Löcherstrom im Substrat, der den parasitären Bipolartransistor öffnet. Somit wird auch der Stromfluss durch den parasitären Bipolartransistor für kleinere Energieverluste schneller beendet.

Im Kapitel 4.2.3.4 wird die Auswirkung unterschiedlicher Energieverluste auf benachbarte NMOS-Transistoren genauer betrachtet werden.

Roche [Roc99] hat in seiner Promotionsarbeit das Verhalten eines SRAMs des $0,6 \mu\text{m}$ -

Technologieknotens bei Ioneneinschlägen mit einer Ladungserzeugung von 0,07 bis 0,09 pC/ μm in das Draingebiet simuliert. Er beobachtete die gleiche Tendenz wie in den hier durchgeführten Simulationen: Das Maximum des Stromes wird zur gleichen Zeit erreicht und die Ladungssammlung dauert für größere Energieverluste länger. Durch die geringe Variation der Energie pro Wegstrecke (= LET) lassen sich jedoch nur Tendenzen feststellen, während sich bei den hier gezeigten Simulationen auch quantitative Aussagen treffen lassen.

4.2.3 Strahlungsinduzierte Mehrzellenausfälle

In modernen Technologien stellen Mehrzellenausfälle die größte Gefahr für die Zuverlässigkeit gegenüber Soft Errors dar. Mehrzellenausfälle können hierbei durch Ladungsteilung („Charge Sharing“) oder durch den „Battery Effect“ verursacht werden. Daher wurden benachbarte Transistoren modelliert, die aber nicht zur gleichen SRAM-Zelle gehören. Auch hier wurden verschiedene Parameter, wie Versorgungsspannung, Energieverlust des einfallenden Ions und die Bauteiltemperatur variiert, um die Auswirkung auf den Stromfluss durch die simulierten Transistoren zu erhalten.

4.2.3.1 Modellierung benachbarter Transistoren in einem SRAM-Zellenfeld

3D Simulationen sind sehr rechenaufwändig. Es kann nur eine begrenzte Menge an Gitterpunkten parallel prozessiert werden. Um zwei benachbarte SRAMs vollständig zu modellieren, müsste eine große Menge an Gitterpunkten genutzt werden. Eine feinere Modellierung der Bereiche, in denen das Ion einschlägt, wäre damit nicht mehr möglich. Eine elegantere Lösung ist, nur benachbarte Einzeltransistoren zu modellieren. Der Rest des Schaltkreises kann später über eine SPICE-Simulation hinzugefügt werden. Der Ort des Ioneneinschlages kann somit mit einer kleineren Gitterweite diskretisiert werden und trotzdem die Simulationszeit im akzeptablen Rahmen gehalten werden.

Abbildung 4.1 zeigte bereits die Oberflächenkonfiguration von vier benachbarten SRAM-Zellen. Die schwarze Box umfasst eine SRAM-Zelle.

Figur 4.10 zeigt die 3D-Modellierung zweier benachbarter NMOS-Transistoren. Rot stellt eine hohe n-Dotierung, blau eine hohe p-Dotierung, dar.

Die beiden NMOS-Transistoren haben ein gemeinsames Sourcegebiet, welches auf V_{SS} liegt. Die beiden Draingebiete, Drain1 und Drain2, liegen auf der Versorgungsspannung V_{DD} .

In Abbildung 4.11 sind vier NMOS-Transistoren dargestellt. Jeweils zwei Transistoren teilen sich ein Sourcegebiet. Diese Modellierung erhält man durch eine Spiegelung der „Zwei-NMOS-Modellierung“.

Da sich die NMOS-Transistoren die gleiche p-Wanne teilen, hat ein Ioneneinschlag in einen Transistor auch Auswirkungen auf die anderen Transistoren.

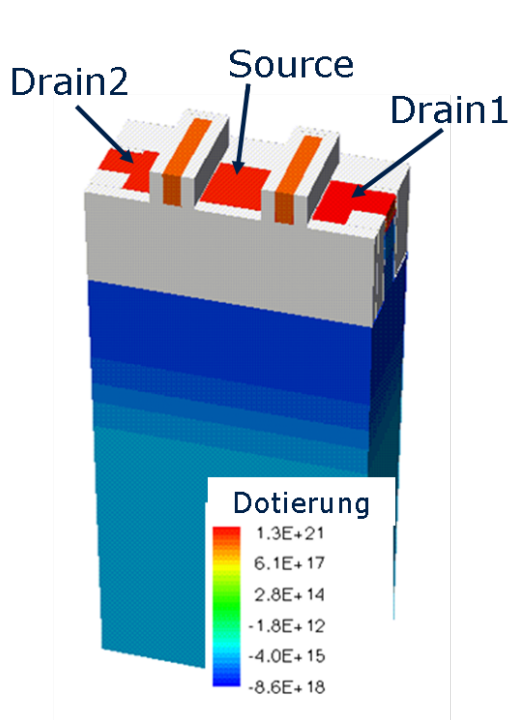


Abbildung 4.10: Modellierung zweier benachbarter NMOS-Transistoren, die zu unterschiedlichen Zellen gehören.

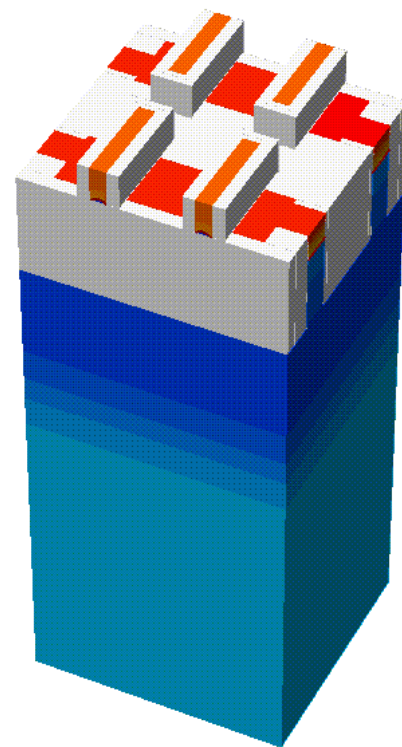


Abbildung 4.11: Modellierung von vier benachbarten NMOS-Transistoren. Sie gehören zu vier unterschiedlichen SRAM-Zellen.

4.2.3.2 Auswirkung des Ioneneinschlages auf benachbarte Transistoren

Die Graphik 4.12 zeigt oben das Schema einer 6 Transistor-SRAM-Zelle. Der relevante parasitäre NPN-Bipolartransistor B_1 ist dort in rot eingezeichnet (vgl. auch Abb. 3.17). Die Knoten sind komplementär geladen, mit $SB = 1$ und $S = 0$. Im unteren Teil ist das Layout vierer benachbarter SRAM-Zellen dargestellt. Bei einem Einschlag in das Draingebiet eines NMOS, angedeutet durch den Blitz, kann sich der rot gekennzeichnete NPN-Bipolartransistor öffnen.

Zuerst soll ein senkrechter Ioneneinfall in Drain2 betrachtet werden. Die Versorgungsspannung V_{dd} beträgt 1,0V und $V_{ss} = 0V$. Die Eindringtiefe des Ions wurde auf $0,5 \mu\text{m}$ festgehalten.

Der transiente Stromfluss durch beide Transistoren ist in Bild 4.13 dargestellt. Betrachtet man den transienten Strom durch Drain2, so ergibt sich ein ähnlicher Stromverlauf wie bei der Simulation eines Einzeltransistors (vgl. Kapitel 4.2.2): Die Ladung wird zunächst durch den Funnel-Effekt gesammelt. Es kommt zum ausgeprägten Maximum im Stromfluss durch Drain2. Später erfolgt die Ladungssammlung dann vornehmlich durch Diffusion.

Durch die höhere Beweglichkeit der Elektronen verbleiben die Löcher länger im Substrat. Das Potential im Substrat steigt an. Der Bipolartransistor B_1 kann sich somit bei einer entsprechend großen Basisvorspannung öffnen. Dies führt dann zu dem gezeigten

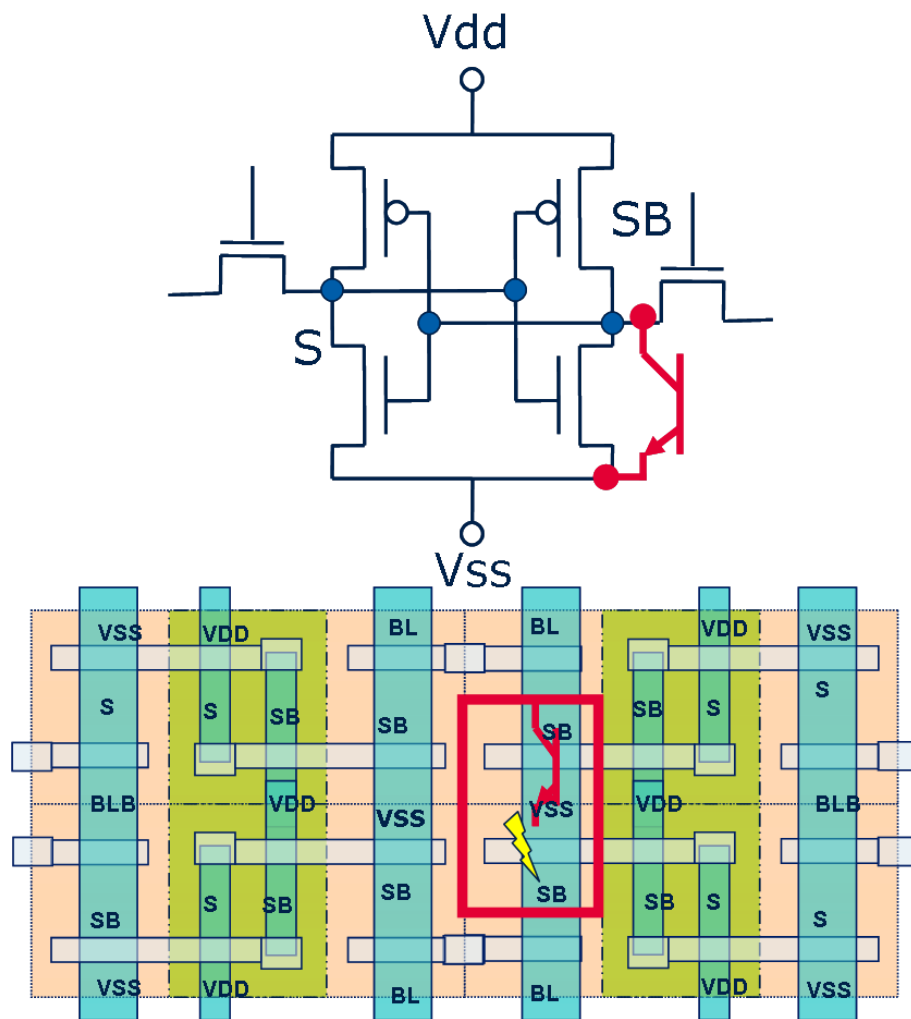


Abbildung 4.12: Oben: 6 Transistor SRAM-Zelle: In rot dargestellt ist der parasitäre NPN-Bipolartransistor B_1 . Unten: SRAM-Zellenfeld: Ein Ioneneinschlag ist mit einem gelben Blitz angedeutet. Der parasitäre Bipolartransistor ist rot eingezeichnet.

Stromfluss durch Drain1. Auch der Stromfluss durch Drain2 verlängert sich, da auch hier der entsprechende parasitäre Bipolartransistor geöffnet wird [TNU⁺09].

Dabei ist die Source der Emitter des Bipolartransistors B_1 . Drain1 und Drain2 sind jeweils die Kollektoren und das Substrat stellt die Basis dar. Die Löcher werden durch den Bulkkontakt gesammelt. Mit dem Abfließen der Löcher sinkt das Potential wieder ab, bis der Ursprungszustand erreicht wird. Der Bipolartransistor ist wieder ausgeschaltet.

Wird der Bipolartransistor durch einen Basisstrom, wie etwa den Löchern aus dem Ioneneinschlag, eingeschaltet, so steigt der Kollektorstrom, gemäß dem Ladungssteuerungsmodell, an. Die Dichte der Minoritätsträger in der Basis, in diesem Fall Elektronen, steigt, bis durch Rekombination ein stationärer Zustand erreicht wird. Die Elektronen bilden eine Basisspeicherladung. Die Einschaltzeit τ_{ein} , ergibt sich nach [TSL05] zu:

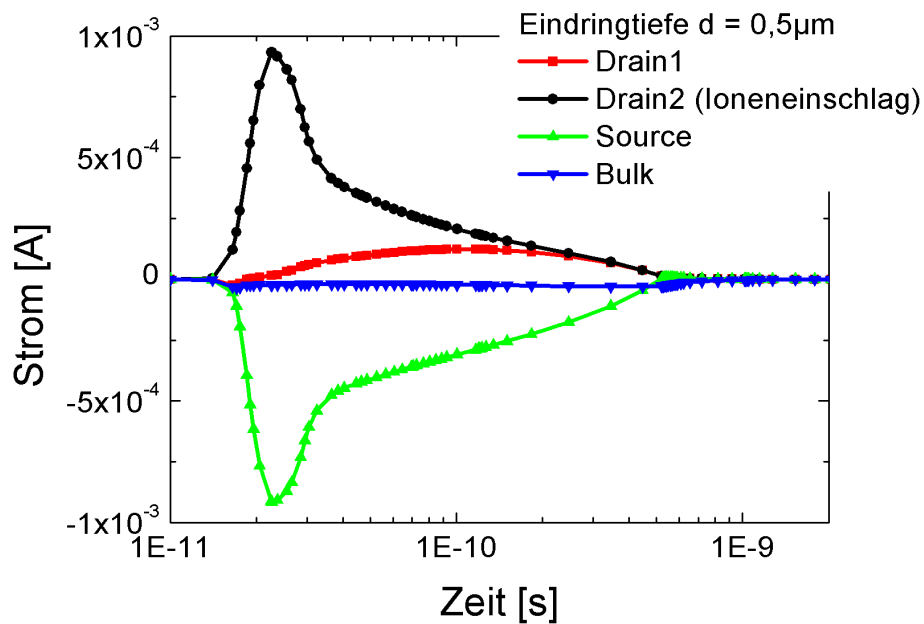


Abbildung 4.13: Transienter Stromfluss bei einem Ioneneinschlag in Drain2: Auch durch Drain1 fließt Strom, bedingt durch den parasitären Bipolartransistor B_1 . Durch den Bulk lässt sich ebenfalls ein Stromfluss erkennen.

$$\tau_{ein} \approx \frac{b^2}{2D_{nB}} \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} \quad (4.18)$$

Dabei ist b die Breite der Basis und D_{nB} die Diffusionskonstante der Elektronen in der Basis. $\frac{\Delta I_C}{\Delta I_B}$ gibt die Stromverstärkung des Transistors an. Eine größere Beweglichkeit der Ladungsträger führt zu einer kleineren Einschaltzeit.

Wenn nun der Bipolartransistor wieder sperren soll, so muss die Minoritätsladungsträgerkonzentration in der Basis abgebaut werden. Dies geschieht durch Rekombination und durch Abfließen der Ladung über den Emitter. Dadurch fließt kurzzeitig ein positiver Strom durch den Emitter, die Source. Das ist sichtbar in der Abbildung 4.13 ab ca. $4 \cdot 10^{-10}$ s. In Abbildung 4.14 ist der Sourcestrom für dieses Ereignis genauer gezeigt.

Die Darstellung 4.15 zeigt die Elektronendichte zu verschiedenen Zeitpunkten nach dem Ioneneinschlag in einer logarithmischen Skalierung. Rot bedeutet eine hohe, blau eine niedrige Elektronendichte. Durch den Funneleffekt werden die meisten Elektronen schon nach kurzer Zeit gesammelt. Das Maximum der Stromes durch Drain2 wird bei ungefähr 22,6 ps erreicht. In radialer Ausbreitungsrichtung der Elektronen sind Diffusionseffekte deutlich erkennbar. Auch am Bulkkontakt werden Elektronen durch Diffusion gesammelt. Die Konzentration der Elektronen nimmt im Substrat ab. Nach $0,2 \mu\text{s}$ ist der Ursprungszustand bereits wieder erreicht und der Sperrzustand wieder hergestellt.

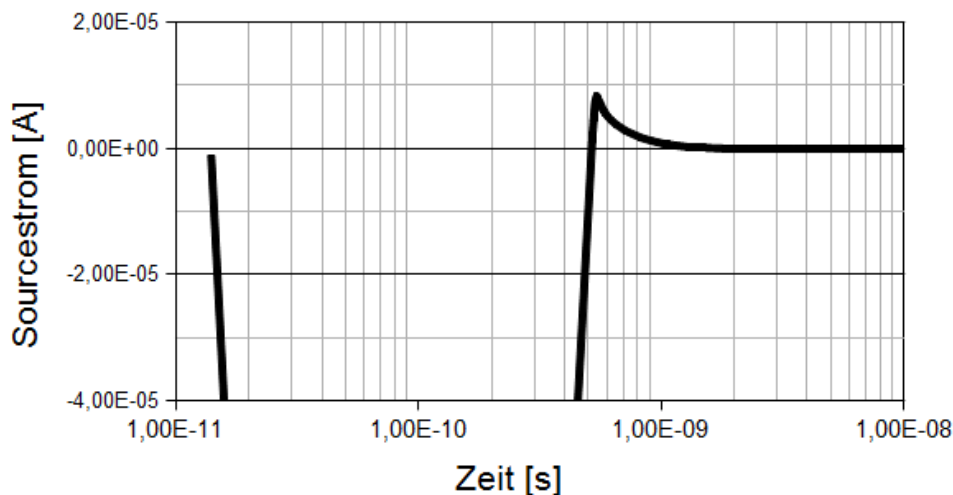


Abbildung 4.14: Ausschnitt aus Abbildung 4.13 für den Sourcestrom. Dieser wird kurzzeitig positiv, wenn der parasitäre Bipolartransistor anfängt wieder zu sperren.

Das Einschalten des parasitären NPN-Transistors B_1 hängt von der, durch die Löcher verursachten, Potentialerhöhung im Substrat ab. Die Graphik 4.16 zeigt den Potentialverlauf im Schnitt durch das Bauelement am Drain2 zu verschiedenen Zeitpunkten. Die Oberfläche mit dem Drainkontakt des Bauelementes befindet sich bei $0 \mu\text{m}$, der Bulkkontakt befindet sich in einer Tiefe von $-2 \mu\text{m}$. Es ist eine deutliche Potentialdifferenz zwischen dem Drain auf Potential V_{dd} und dem Bulk auf Potential V_{ss} zu sehen.

Das Potential wird durch die injizierten Ladungsträger stark verzerrt. Nach 7 ps lässt sich noch keine Änderung des Potentials beobachten. Zu dieser Zeit ist auch in Figur 4.13 noch kein Stromfluss durch die Kontakte zu erkennen.

Bereits nach der kurzen Zeit von etwa 20 ps erreicht das Potential sein Maximum und verharrt dort für einige ps. Durch Drain1 fließt Strom, bedingt durch das Anschalten des Bipolartransistors. Anschließend bildet sich das Potential wieder zurück. Nach 52 ps reicht die Potentialerhöhung weiter in das Substrat hinein. Die Ladungsträger sind zu diesem Zeitpunkt nämlich schon tiefer in das Substrat diffundiert und beeinflussen das Potential. Das Potential erreicht nach 1 ns fast wieder seinen Ursprungszustand. Auch der Stromfluss durch das Bauelement ist zu diesem Zeitpunkt beendet.

Nun sollen Querschnitte durch das Substrat in unterschiedlichen Bauelementtiefen betrachtet werden.

Ein Schnitt bei $-0,1 \mu\text{m}$ (Abb. 4.17) entspricht ungefähr der Tiefe des pn-Übergangs von Source und Drain zum Substrat. Des weiteren wurden Schnitte bei $-0,2 \mu\text{m}$ (Abb. 4.18), bei $-0,5 \mu\text{m}$ (Abb. 4.19) und bei $-1,5 \mu\text{m}$ (Abb. 4.20) vorgenommen.

Abbildung 4.17 zeigt die zeitliche Potentialentwicklung entlang des pn-Übergangs. Deutlich erkennt man die Lage der Source- und Draingebiete, leicht unterscheidbar durch die unterschiedlichen Spannungen. Die beiden Sourcegebiete liegen mittig zwischen $-0,3 \mu\text{m}$ und $0 \mu\text{m}$. Der Drain2, in welches das Ion einschlägt, liegt zwischen $-0,6 \mu\text{m}$ und $-0,35$

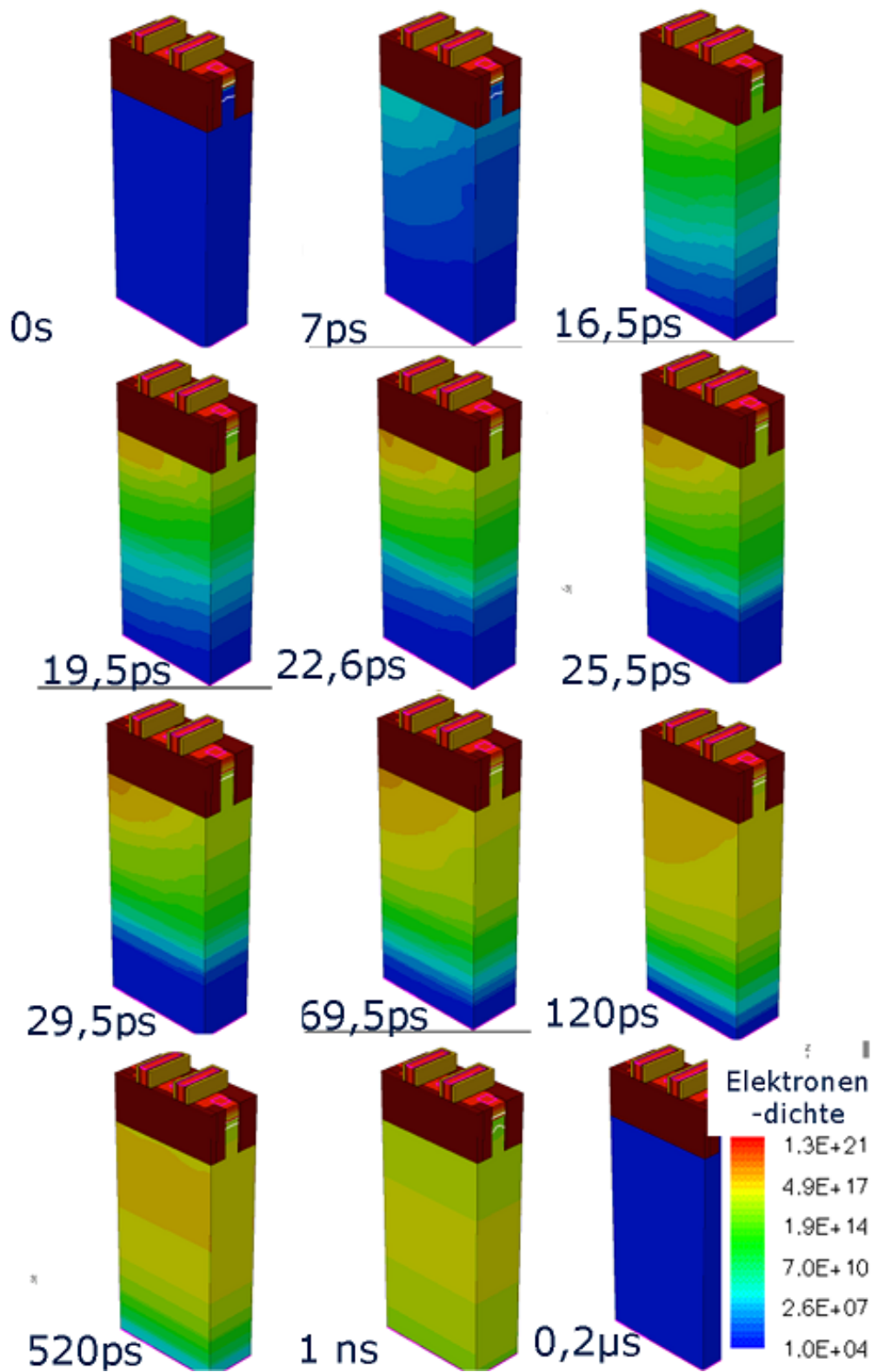


Abbildung 4.15: Elektronendichte im Bauelement für verschiedene Zeitpunkte nach dem Ioneneinschlag.

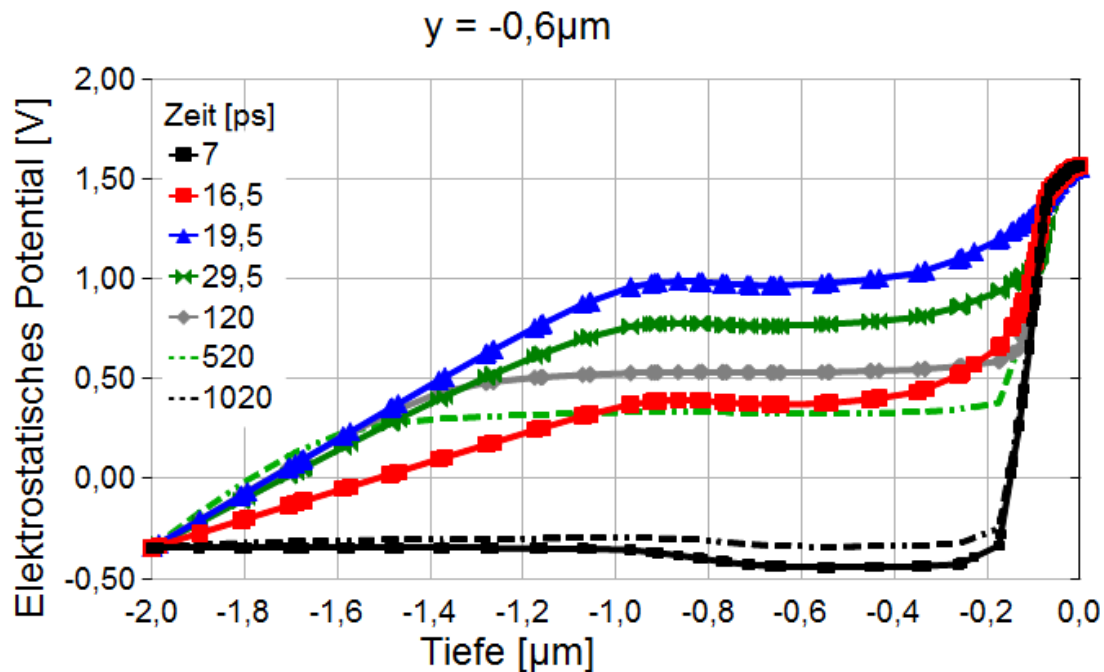


Abbildung 4.16: Elektrostatisches Potential im Schnitt durch Drain2 ($y=-0,6 \mu\text{m}$). Das Potential im Substrat steigt durch die Ladungsträgerinjektion.

μm , während sich Drain1 zwischen 0 und $0,3 \mu\text{m}$ befindet. Die Bereiche zwischen den Source- und Draingebieten sind deutlich als „Potentialdellen“ zu Beginn und am Ende ausgebildet.

Das Potential steigt nach dem Ioneneinschlag entlang des gesamten Schnittes an. Am getroffenen Drain2 wird das Potential jedoch stärker verzerrt. Diese Verzerrung stützt die Theorie des Funnel-Effekts. Das Maximum der Potentialverzerrung korrespondiert mit der Stromspitze am Drain2 aus Abb. 4.13. Die starke Unsymmetrie am Drain2 bildet sich relativ schnell wieder zurück. Nach etwa 1 ns ist der ursprüngliche Potentialverlauf entlang der gesamten Breite fast wieder hergestellt.

Im Vergleich hiermit zeigt der Schnitt 4.18 in einer Tiefe von $-0,2 \mu\text{m}$ einen großen Unterschied des Potentialverlaufes im Vergleich mit dem Schnitt 4.17 am pn-Übergang in $-0,1 \mu\text{m}$ Tiefe:

Das Potential befindet sich entlang der Breite fast auf Substratpotential. In sehr geringem Maße sind die Potentiale der Drains erkennbar. Nach dem Ioneneinschlag steigt auch hier das Potential entlang der gesamten Breite. Die Potentialverzerrung am Einschlagsort, Drain2, fällt am größten aus. Mit zunehmender Pulsdauer relaxiert aber auch hier die Verzerrung und das Potential nimmt über die gesamte Schnittbreite einen nahezu konstanten Wert an. Das Absinken des Potentials, durch das Abfließen der Löcher, erfolgt entlang der Bauelementbreite gleichförmig, aufgrund des gleichmäßigen Bulkkontakts.

Die Graphik 4.19 zeigt den Potentialverlauf in einer Tiefe von $-0,5 \mu\text{m}$. Die Eindringtiefe des Ions betrug ebenfalls $0,5 \mu\text{m}$. Die Asymmetrie im Potentialverlauf durch den Ioneneinschlag entlang der Breite ist sehr gering. Das Maximum ist vergleichbar mit dem

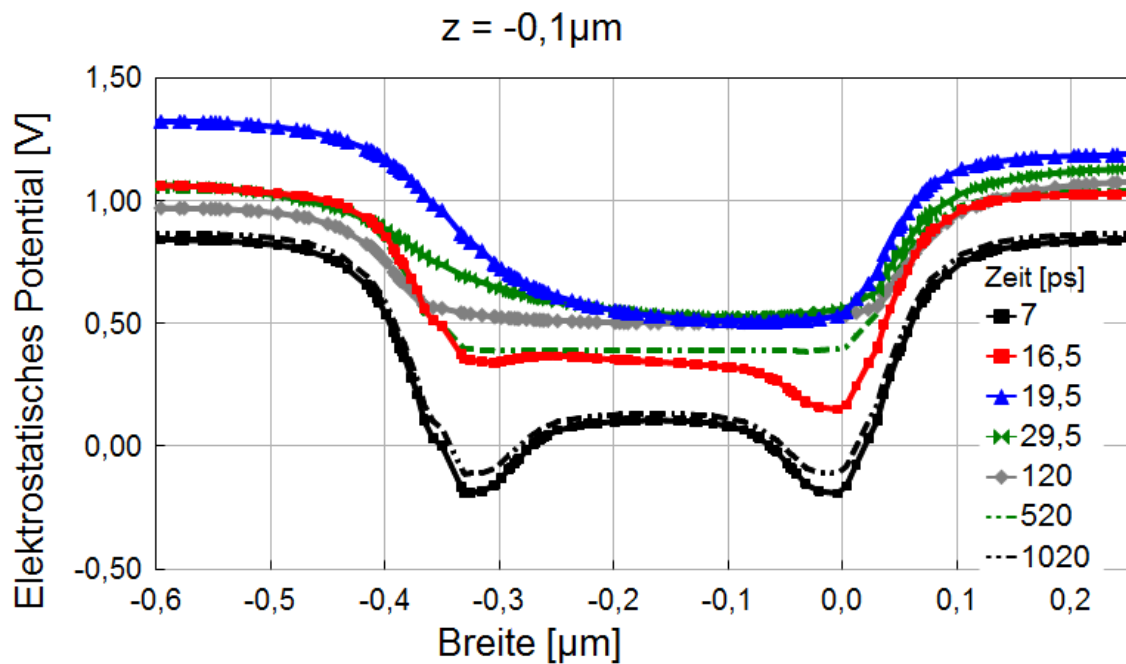


Abbildung 4.17: Elektrostatistisches Potential in einer Tiefe von $-0,1 \mu\text{m}$, entlang des pn-Übergangs von Source und Drain zum Substrat, nach einem Ioneneinschlag.

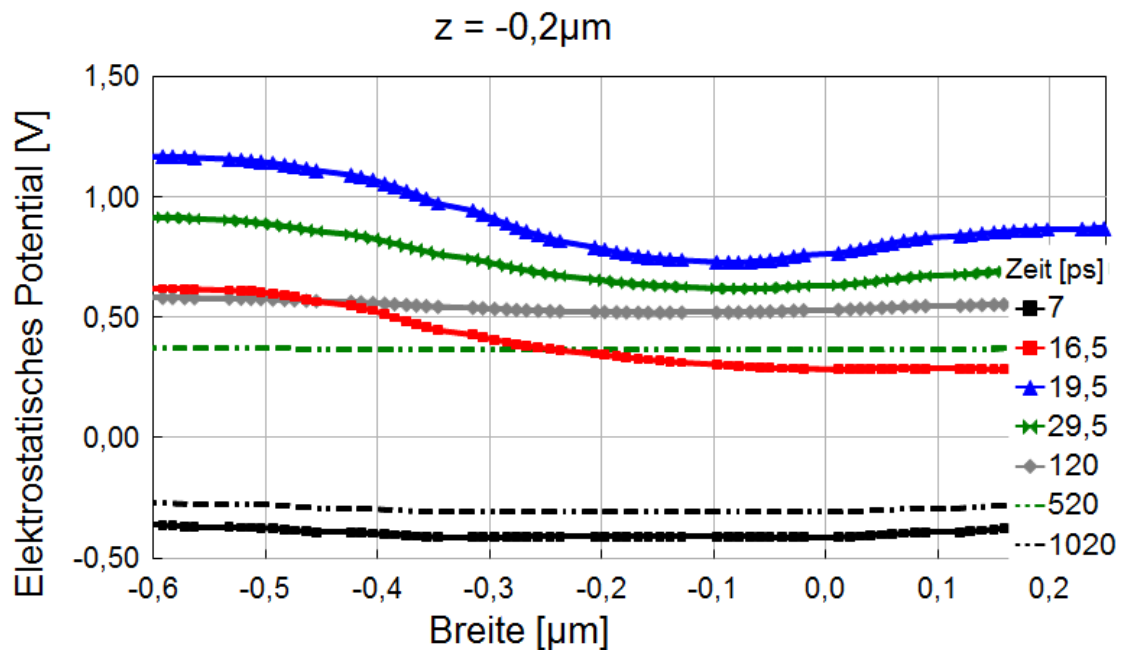


Abbildung 4.18: Elektrostatistisches Potential in einer Tiefe von $-0,2 \mu\text{m}$ nach einem Ioneneinschlag in Drain2.

Maximum des nicht getroffenen Drains bei dem Schnitt in $-0,2 \mu\text{m}$ Tiefe (vgl. 4.18).

Zum Abschluss der Potentialbetrachtung, zeigt Abbildung 4.20 den Verlauf in einer Tiefe

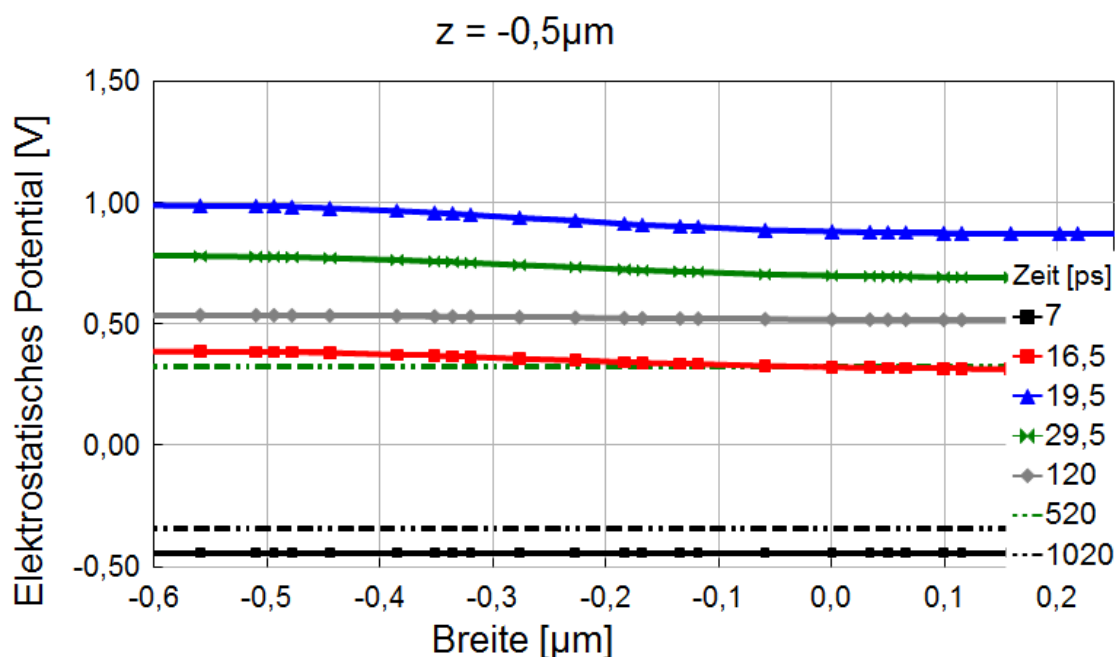


Abbildung 4.19: Elektrostatistisches Potential in einer Bauelementtiefe von $-0,5 \mu\text{m}$ nach einem Ioneneinschlag in Drain2.

von $-1,5 \mu\text{m}$. Ein asymmetrischer Verlauf des Potentials entlang des Schnittes ist nicht mehr zu beobachten. Es erreicht einen Maximalwert von ca. $0,4 \text{ V}$. Das Potential verweilt, im Vergleich mit anderen Tiefen, länger auf dem Maximum, da die Löcher durch den Bulkkontakt das Substrat verlassen und somit im unteren Teil des Substrats zuletzt vorhanden sind.

Die Potentialänderung im Substrat ist eine Ursache für das Auftreten von Mehrzellenausfällen. Durch die Potentialerhöhung kann eine Reihe von parasitären Bipolartransistoren B_1 geöffnet und so eine Kette von SB-Knoten umgeladen werden. Mehrzellenausfällen sind das Resultat.

Durch die Simulationen konnte gezeigt werden, dass sich das Potential im gesamten Substrat ändert. Am Ort des Ioneinschlags wird das Potential einer besonders großen Verzerrung ausgesetzt, wie sie auch der Funnel Effekt beschreibt. Des weiteren konnte gezeigt werden, dass Strom durch den benachbarten NMOS fließen kann, indem sich ein parasitärer Bipolartransistor, bedingt durch den Anstieg des Substratpotentials, öffnet.

Gasiot et al. [GGR07] simulierten Ioneneinschläge in ein SRAM mit unterschiedlichen Abständen der Wannenkontakte. Der Spannungsabfall zwischen den Kontakten ist linear. Das heißt für größere Kontaktabstände werden mehr Zellen von dem hohen Potential erreicht und mehr parasitäre Bipolartransistoren können sich öffnen. Aus ihren Ergebnissen schlossen sie, dass eine größere Zellenzahl zwischen den Wannenkontakten zu größeren Multi-Cell-Upsets führt.

Dies deutet auch auf den linearen Abfall des Potentials zu den Kontakten hin, wie von Osada [OYSK04] mit dem „Battery Effect“ beschrieben wurde.

Eine größere Verzerrung des Potentials am Einschlagort führt zu größeren Fehlerclustern.

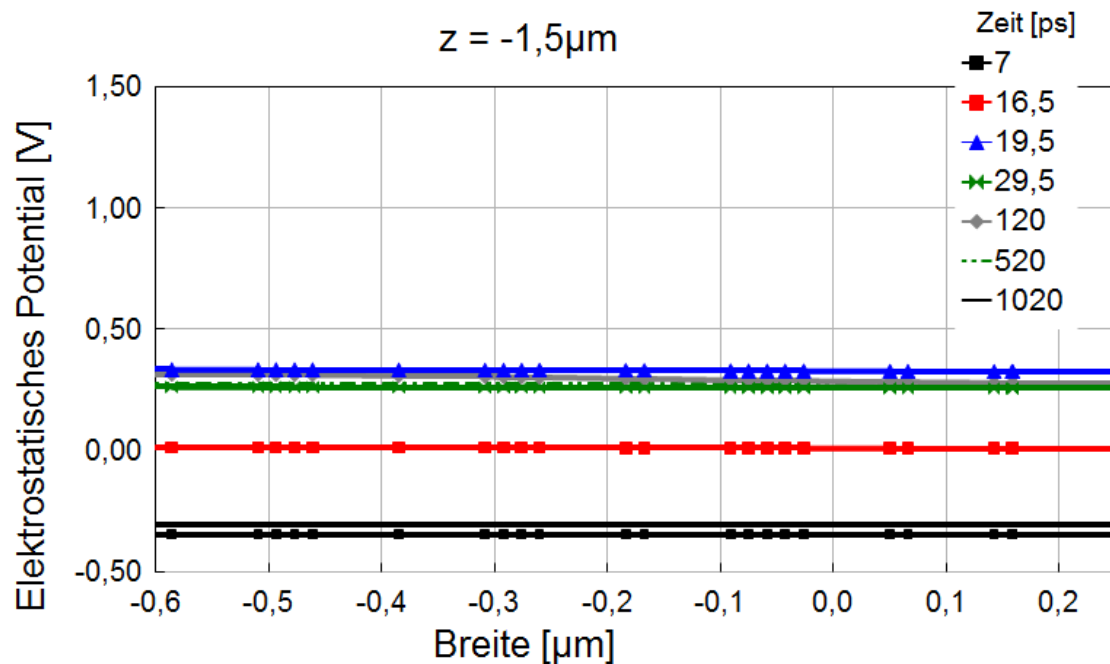


Abbildung 4.20: Elektrostatisches Potential in einer Tiefe von $-1,5\mu\text{m}$ nach einem Ioneneinschlag.

Durch den linearen Spannungsabfall zu den Kontakten werden mehr Bipolartransistoren B_1 geöffnet. Dadurch können mehr Knoten entladen werden. Es entstehen größere Multi-Cell-Upsets.

4.2.3.3 Temperaturabhängigkeit des transienten Stromes durch benachbarte Transistoren

SRAMs werden je nach Anwendung bei verschiedenen Temperaturen betrieben. Da das Verhalten von Bauelementen stark von der Temperatur abhängt, müssen Simulationen auch unter Variation der Temperatur durchgeführt werden [Sze81].

Für MOSFETs sinkt der Sättigungsstrom mit steigender Temperatur, da die Ladungsträgermobilität im Kanal temperaturbedingt abfällt. Im Gegensatz dazu steigt die Leitfähigkeit von Bipolartransistoren mit der Temperatur. Die Ladungsträgerdichte erhöht sich mit steigender Temperatur. Natürlich nimmt auch hier die Beweglichkeit der Ladungsträger ab, aber der Effekt der Erhöhung der Ladungsträgerdichte führt dennoch zu einer verbesserten Leitfähigkeit.

Um den Temperatureinfluss zu untersuchen, wurden neben der Simulation bei Raumtemperatur (300 K) zusätzlich Simulationen bei $75\text{ }^\circ\text{C}$ (350 K) und $125\text{ }^\circ\text{C}$ (400 K) durchgeführt. Wie schon zuvor werden auch für diese Simulationen die Eindringtiefe des Ions auf $0,5\text{ }\mu\text{m}$, sowie der Einschlagsort, Drain2, und der senkrechte Einfall, festgehalten. Figur 4.21 zeigt den transienten Stromfluss durch Drain2 in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Anstiegsflanke ist für alle drei Temperaturen gleich. Das Maximum hingegen

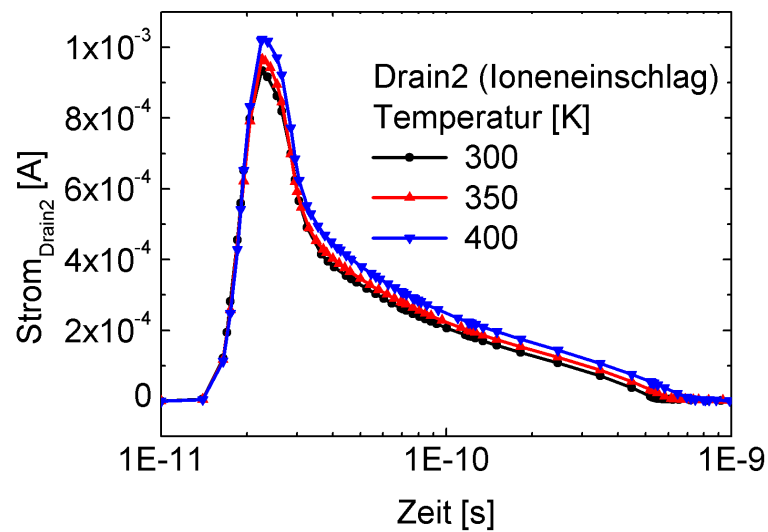


Abbildung 4.21: Stromfluss durch Drain2 bei 300 K, 350 K und 400 K. Das Maximum wächst leicht mit steigender Temperatur. Zudem verlängert sich die Dauer des transienten Stroms mit steigender Temperatur.

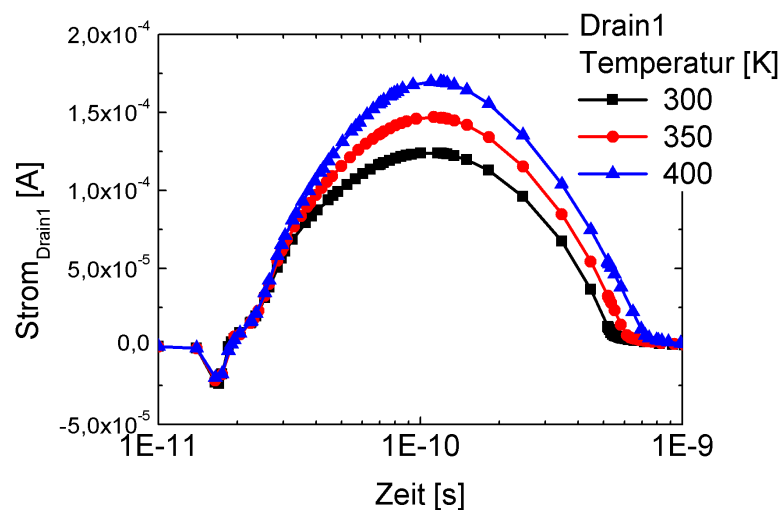


Abbildung 4.22: Stromfluss durch Drain1, nicht getroffener Drain, bei 300 K, 350 K und 400 K: Das Maximum und die Dauer des transienten Stroms wachsen mit der Temperatur.

steigt leicht mit zunehmender Temperatur, ebenso die Dauer des transienten Stroms. Dies liegt an der reduzierten Beweglichkeit der Ladungsträger bei höherer Temperatur. Es dauert länger, bis die Löcher das Substrat verlassen und das Potential wieder abfällt.

Truyen beobachtete in den Simulationen seiner Doktorarbeit hingegen einen für den tran-

sienten Stromfluss genau gegenteiligen Effekt [Tru07]: Allerdings wurden diese Simulationen für eine 180 nm-Technologie durchgeführt. Parasitäre Effekte spielen dort noch keine entscheidende Rolle.

Auch der transiente Strom durch Drain1 zeigt eine Temperaturabhängigkeit, wie in Abbildung 4.22 dargestellt ist. Durch die höhere Stromtragfähigkeit des parasitären Bipolartransistors steigt der Stromfluss mit zunehmender Temperatur. Ferner verlängert sich auch die Dauer des Strompulses mit steigender Temperatur, da die Löcher länger im Substrat verbleiben und das Potential somit länger auf einem höheren Niveau bleibt. Der parasitäre Bipolartransistor ist damit länger geöffnet.

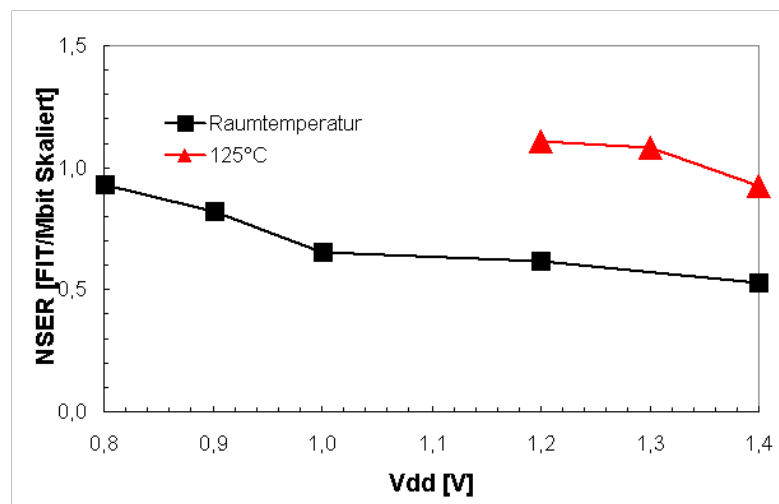


Abbildung 4.23: Soft Error Rate bei Neutronenbestrahlung für Raumtemperatur im Vergleich zu 125 °C.

Durch die verminderte Stromtragfähigkeit der CMOS-Transistoren - der zugehörige PMOS-Transistor des Inverters T_4 kann nicht mehr das Entladen des Knotens kompensieren - als auch durch die erhöhten Sättigungsströme der Bipolartransistoren bei höheren Temperaturen, hat die Temperatur einen entscheidenden Einfluss auf die Soft Error Rate. Nicht nur die Häufigkeit von Einzellenfehlern steigt, sondern auch die Häufigkeit und Größe von Mehrzellenausfällen.

Dieses Verhalten wurde experimentell bestätigt: Abbildung 4.23 zeigt die NSER für Raumtemperatur und für 125 °C. Die Soft Error Rate steigt stark für alle Spannungen mit der Temperatur an. In Abbildung 4.24 wird die Häufigkeit und Größe von Multi-Cell-Upsets gezeigt. Für Raumtemperatur sind die Mehrzellenausfälle bis zu 4 Bit groß. Für 125 °C sind Cluster bis zu einer Größe von 8 Bit zu sehen. Zudem ist die Häufigkeit der Multi-Cell-Upsets bei höhere Temperaturen größer.

Bauelemente, wie SRAMs, sind also bei höheren Temperaturen besonders anfällig für strahlungsbedingte Ausfälle.

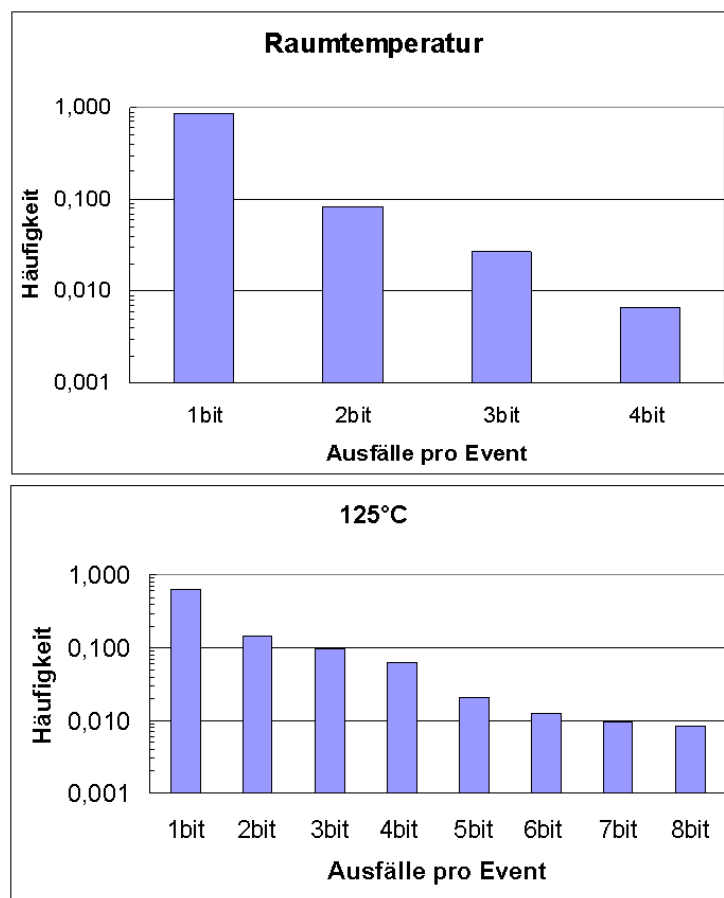


Abbildung 4.24: Häufigkeit der Mehrzellenausfälle durch Neutronenbestrahlung für Raumtemperatur (oben) und 125 °C (unten). Die Häufigkeit von Mehrzellenausfällen und ihre Größe steigt mit der Temperatur an.

4.2.3.4 Stromfluss in Abhängigkeit des Energieverlustes des Ions

Die Potentialänderung im Substrat ist entscheidend für das Verhalten der parasitären Bipolartransistoren. Neben der Temperatur hat auch der Energieverlust des Ions einen Einfluss auf die Potentialveränderung. Dieses wird im folgenden Abschnitt durch Simulationen an der schon bekannten NMOS-Doppelstruktur untersucht.

Die Auswirkung einer Variation des Energieverlustes auf den Stromfluss durch einen einzelnen NMOS wurde schon in Kapitel 4.2.2.3 behandelt. In Anlehnung an diese Untersuchungen wurden die gleichen Energieverluste pro Wegstrecke (= LET) von 0,014 pC/ μm und 0,14 pC/ μm verwendet, sowie die Eindringtiefe auf 0,5 μm begrenzt. Als Einschlagsort wurde wiederum ein senkrechter Einfall in Drain2 gewählt.

Abbildung 4.25 zeigt den transienten Stromfluss des vom Einschlag nicht betroffenen Drain1 für die gewählten Energieverluste. Wie zu erwarten, ist für den kleinen Energieverlust das Maximum deutlich kleiner als für den großen Energieverlust. Zudem ist die Pulsdauer deutlich länger. Des weiteren wird beim kleineren Energieverlust das Maximum zu einem früheren Zeitpunkt erreicht. Dies ist ein erneuter Hinweis darauf, dass

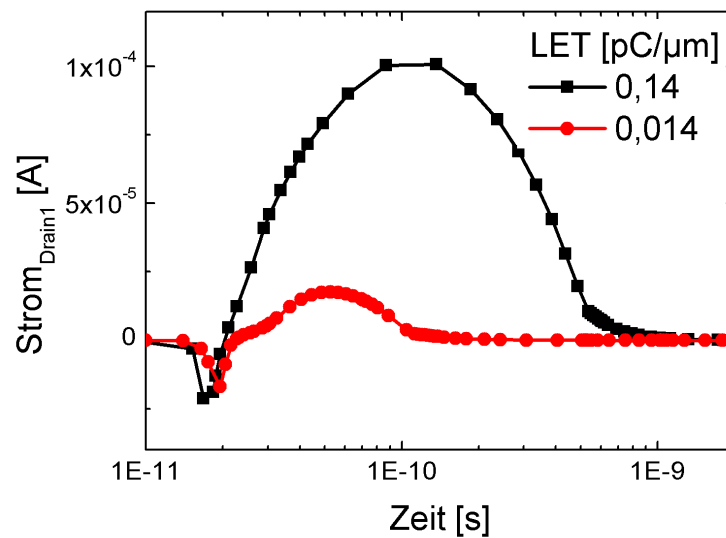


Abbildung 4.25: Stromfluss durch Drain1 unter Variation des Energieverlustes: Für kleine Energieverluste ist der Strom durch Drain1 viel kleiner und deutlich kürzer als für große Energieverluste. Außerdem wird das Maximum früher erreicht.

die Ladungssammlung nicht nur durch Diffusion erfolgt, da sonst die Maxima zeitgleich auftreten würden. Der parasitäre Bipolartransistor spielt also eine entscheidende Rolle für den Stromfluss.

Der Substratstrom in Abbildung 4.26 verhält sich ähnlich. Der Strompuls ist für den kleinen Energieverlust geringer und die Pulsdauer kürzer.

Die Unterschiede in den Pulsformen, bei hohem und niedrigem Energieverlust, sind durch die Betrachtung des Potentialverlaufs erklärbar:

Betrachtet man den Längsschnitt durch Drain1 in Figur 4.27, so sieht man, dass die maximale Potentialänderung für den großen Energieverlust ca. 2 mal größer ist, im Vergleich mit dem kleinen Energieverlust. Die Zeitpunkte für das Auftreten des Maximums sind deutlich unterschiedlich. Für den hohen Energieverlust wird das Maximum bereits nach 20 ps erreicht, hingegen bei kleinem Energieverlust erst nach 30 ps.

Bereits nach 0,5 ns ist das Potential bei kleinem Energieverlust wieder auf sein Anfangsniveau gesunken, hingegen liegt das Potential im Substrat für den Einschlag des schweren Ions noch bei einem Wert von ca. 0,4 V.

Der Grund für das unterschiedliche Verhalten liegt darin, dass das schwere Ion durch seinen höheren Energieverlust eine größere Menge Löcher generiert, die das Potential verändern.

Graphik 4.28 zeigt einen Querschnitt durch das Bauelement in $-0,1 \mu\text{m}$ Tiefe. Es ist deutlich erkennbar, dass für den hohen Energieverlust das Potential entlang der gesamten Breite stärker verzerrt wird als für den kleinen Energieverlust. Zudem wird für das schwere Ion das Potential am Einschlagsort, bei $-0,5 \mu\text{m}$, besonders stark verändert. Dieses Verhalten

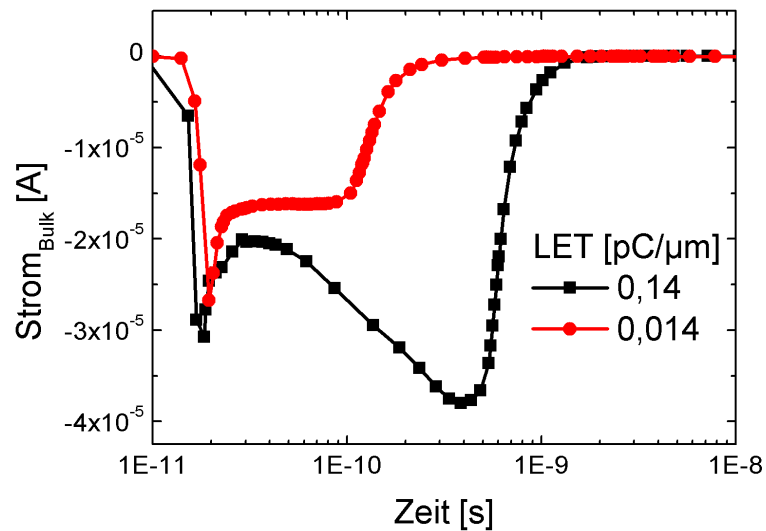


Abbildung 4.26: Bulkstrom unter Variation des Energieverlustes. Die Ladungssammlung ist für kleine Energieverluste deutlich kürzer.

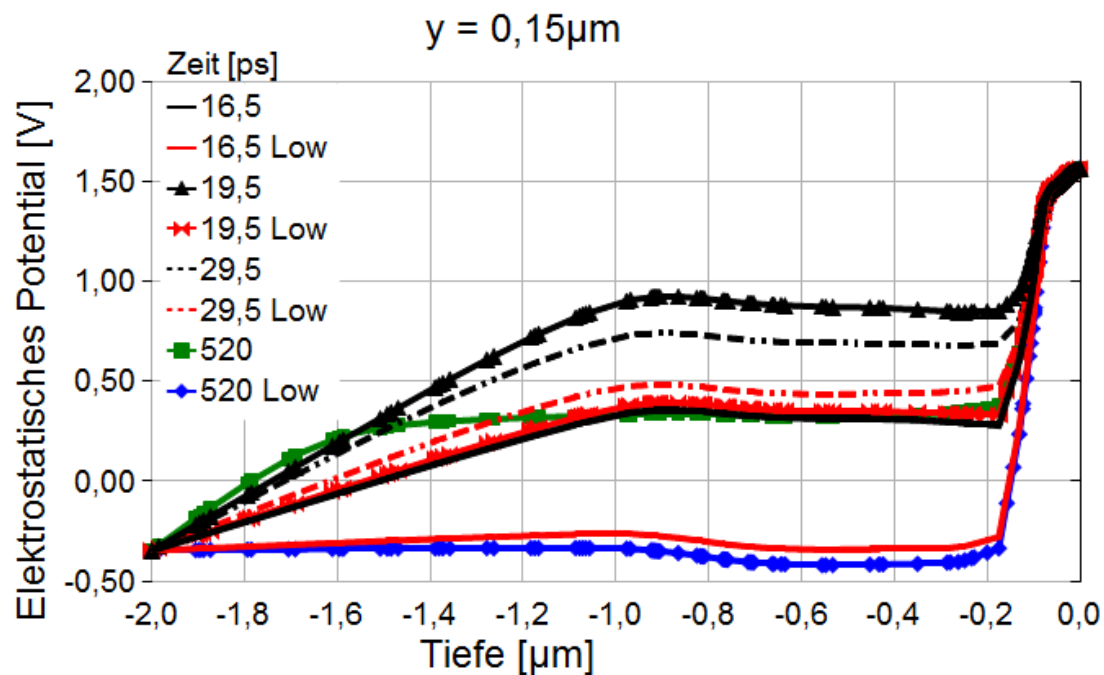


Abbildung 4.27: Längsschnitt durch Drain1. Für einen großen Energieverlust gibt es eine größere Veränderung des Potentials. Der Zusatz „Low“ bezeichnet die Ergebnisse mit kleinem LET.

existiert für die Simulation mit dem leichten Ion nicht.

Der Energieverlust eines Ions wirkt sich entscheidend auf die Soft Error Rate und die

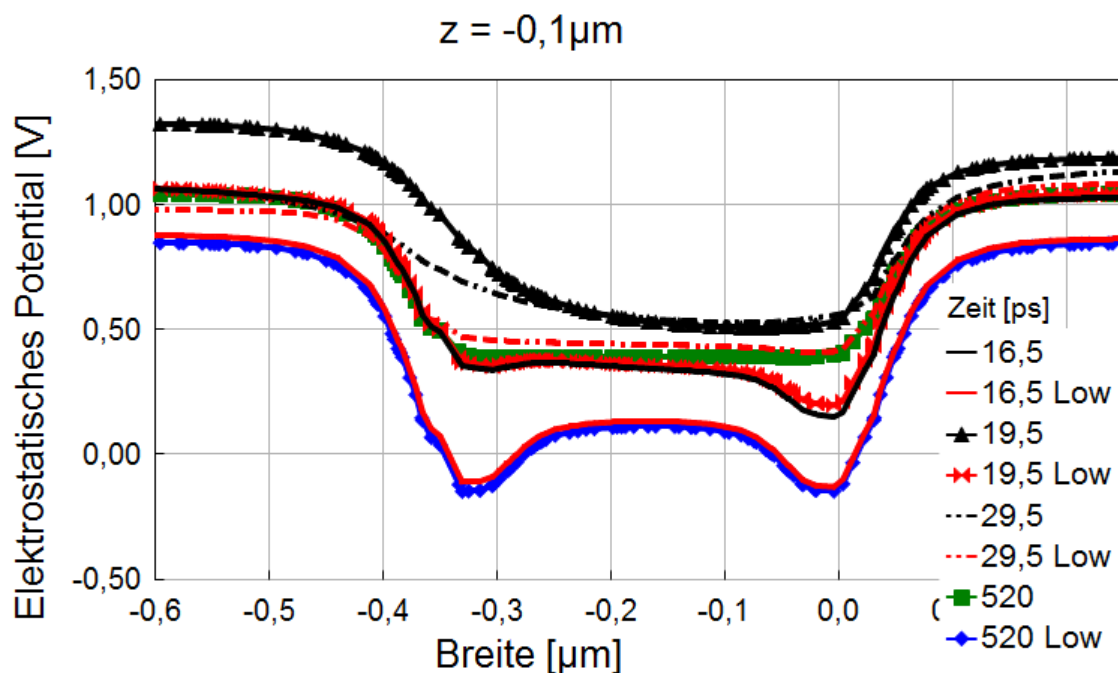


Abbildung 4.28: Querschnitt in $-0,1 \mu\text{m}$ Tiefe. Ein großer Energieverlust am Einschlagsort verzerrt das Potential stärker. Der Zusatz „Low“ bezeichnet die Ergebnisse mit kleinem LET.

Größe der Mehrzellenausfälle aus:

Für leichte Ionen mit einem kleinen Energieverlust wird das Potential durch die injizierten Ladungsträger nur wenig verzerrt. Da das Potential zu den Wannenkontakten hin abfällt, werden nur einzelne oder wenige parasitäre Bipolartransistoren von einem ausreichend hohem Potential erreicht. Nur wenige Knoten können entladen werden. Es kommt zu wenigen Soft Error und zu kleinen Multi Cell Upsets.

Im Gegensatz dazu, wird das Potential bei großem Energieverlust stärker verzerrt und es werden mehr Bipolartransistoren geöffnet und Knoten entladen. Damit kommt es bei einem Einschlag eines schweren Ions zu größeren Multi-Cell-Upsets.

Experimentell zeigt sich dies im unterschiedlichen Verhalten bei Bestrahlung mit Alphateilchen gegenüber einer Bestrahlung mit Neutronen. Alphateilchen haben nur einen kleinen Energieverlust pro Weglänge. Bei der Bestrahlung mit Neutronen können hingegen auch „Schwerionen“, wie z.B. Silizium, mit einem großem Energieverlust erzeugt werden. Die relative Häufigkeit von Multi-Cell-Upsets ist für die Neutronenbestrahlung deutlich erhöht. Abbildung 4.29 zeigt die Häufigkeit und Größe von Mehrzellenausfällen im Vergleich zwischen Neutronen- und Alphabestrahlung bei Raumtemperatur. Die Multi-Cell-Upset-Häufigkeit und -Größe ist für Neutronenbestrahlung deutlich höher als für Alphastrahlung.

Die unterschiedliche Größe der Multi-Cell-Upsets lässt sich durch die unterschiedlichen Energieverluste unterschiedlicher, schwerer Ionen erklären. Die Größe der Multi-Cell-Upsets hängt bei gleichen Ionen von der Lage der getroffenen Zelle ab. Je weiter der Ioneneinschlag vom Wannenkontakt entfernt geschieht, umso größer können die auftre-

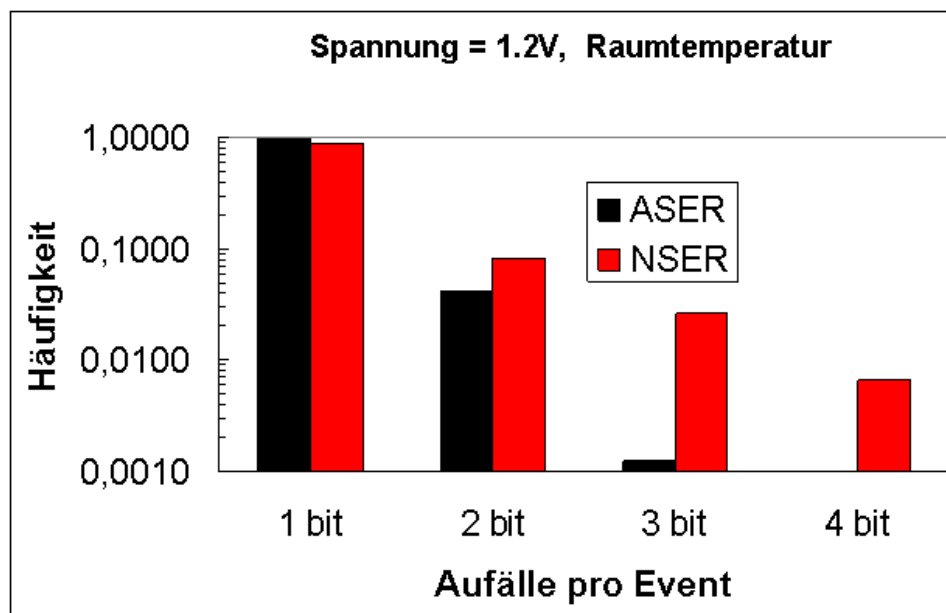


Abbildung 4.29: Multi-Cell-Upset-Häufigkeit für ASER und NSER bei einer Spannung von 1,2V. Bei Neutronenbestrahlung zeigt sich eine erhöhte Multi Cell Upset-Häufigkeit und -Größe

tenden MCUs sein [OYSK04].

4.2.3.5 Spannungsabhängigkeit des Stromflusses durch benachbarte Transistoren

Bereits in Kapitel 3.2 wurde anhand von Messdaten gezeigt, dass die Fehlerrate von der angelegten Spannung V_{dd} abhängt. Die Alpha Soft Error Rate fällt mit zunehmender Spannung ab, wie Abbildung 3.4 zeigt. Die Einzelausfallrate der NSER sinkt ebenfalls mit steigender Spannung. Allerdings steigt die Anzahl der Mehrzellenausfälle, wie bereits in 3.6 gezeigt wurde.

Das Verhalten der transienten Stromkurven wurde für zwei Spannungen, $V_{dd} = 1,0$ V und $V_{dd} = 1,4$ V, näher untersucht. Die weiteren Parameter wurden wie zuvor gewählt: Der Ioneneinschlag geschieht senkrecht in Drain2 und die Eindringtiefe beträgt $0,5 \mu\text{m}$, bei einem konstantem Energieverlust von $0,14 \text{ pC}/\mu\text{m}$.

Abbildung 4.30 zeigt den transienten Stromfluss durch Drain2 in Abhängigkeit von der Spannung. Die Anstiegsflanke des Stromes ist für beide Simulationen gleich. Das Strommaximum bei 1,4 V ist jedoch größer als das Maximum bei 1,0 V. Der Grund hierfür ist die spannungsabhängige Funnelausdehnung. Die zeitliche Lage der Maxima ist für beide Spannungen gleich, da das transiente Verhalten des Funnels nicht spannungsabhängig ist. Der Abfall des Stromes direkt nach dem Maximum ist zunächst ähnlich, doch nach ca. 30 ps fällt der Stromfluss für die kleinere Spannung von $V_{dd} = 1,0$ V schneller ab.

Den transienten Stromfluss durch den nicht getroffenen Drain1 zeigt die Abbildung 4.31. Wie auch bei dem Stromfluss durch Drain2, ist das Strommaximum für 1,4 V größer als für 1,0 V. Ebenfalls analog zum Stromfluss durch Drain2 ist auch die Dauer des Strom-

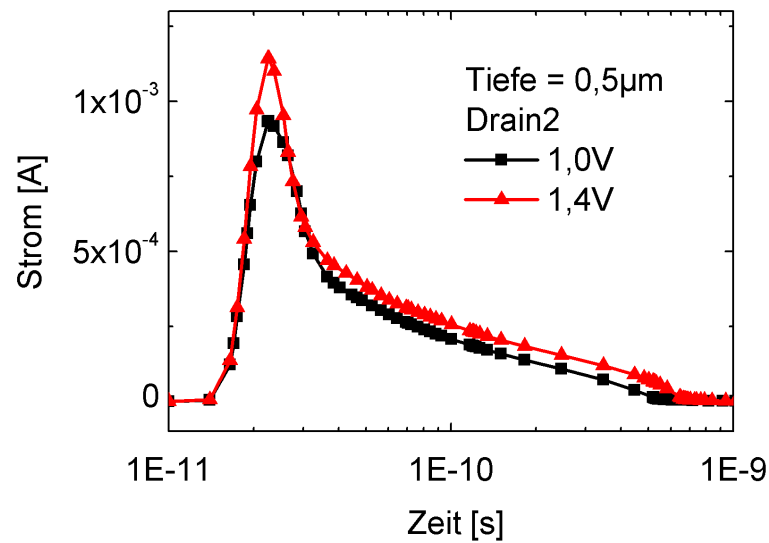


Abbildung 4.30: Stromfluss durch Drain2 für $V_{dd} = 1,0\text{ V}$ und $V_{dd} = 1,4\text{ V}$. Strompulshöhe und Dauer sind für $1,4\text{ V}$ im Vergleich zu $1,0\text{ V}$ erhöht.

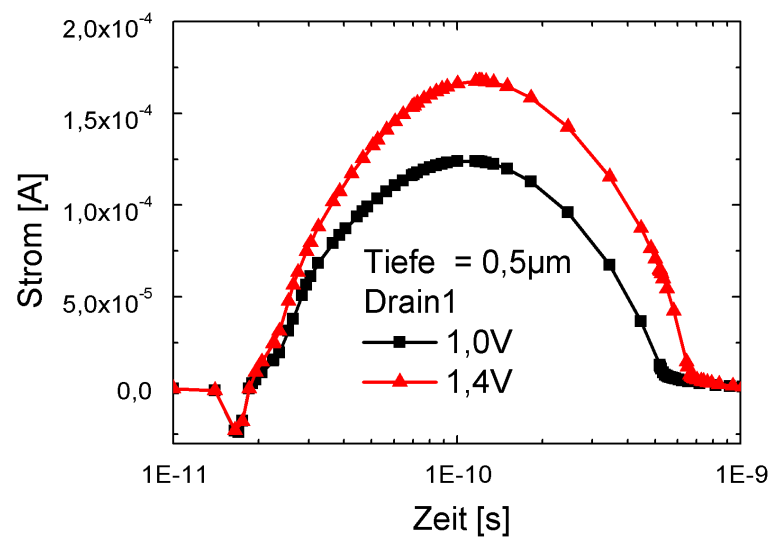


Abbildung 4.31: Stromfluss durch Drain1 für $V_{dd} = 1,0\text{ V}$ und $V_{dd} = 1,4\text{ V}$. Das Maximum steigt mit der Spannung an.

flusses durch Drain1 für die größere Spannung verlängert.

Dies kann durch das spannungsabhängige Verhalten des parasitären Bipolartransistors B_1 erklärt werden.

Bild 4.32 zeigt den zeitlichen Potentialverlauf im Längsschnitt durch Drain1. Das Poten-

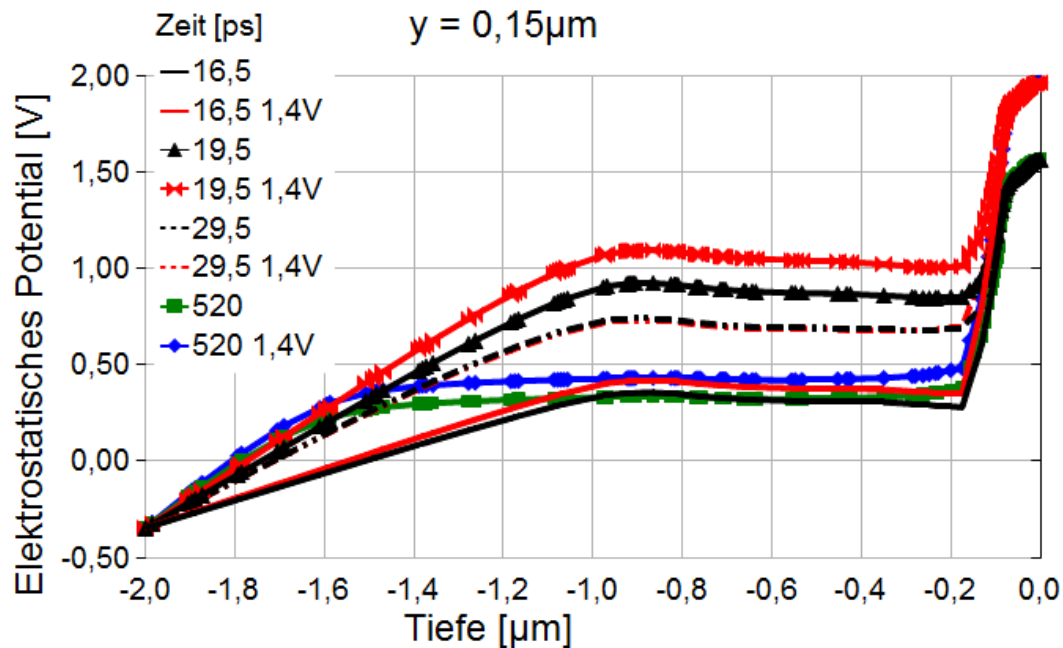


Abbildung 4.32: Potential im Längsschnitt durch Drain1. Der Zusatz „1,4V“ bezeichnet die Ergebnisse mit $V_{dd} = 1,4$ V.

tialmaximum für $V_{dd} = 1,4$ V übersteigt das Potentialmaximum bei $V_{dd} = 1,0$ V deutlich. Die Maxima werden zeitgleich erreicht. Für $V_{dd} = 1,0$ V bildet sich jedoch das Potential schneller wieder zurück.

Figur 4.33 zeigt den Potentialverlauf im Querschnitt durch die simulierte Struktur in $-0,1 \mu\text{m}$ Tiefe. Die Potentialverteilung ist im Ursprungsverhalten des NMOS für $V_{dd} = 1,4$ V steiler als für $V_{dd} = 1,0$ V. Nach dem Ioneneinschlag ist das Maximum des Potentials bei 1,4 V über dem gesamten Querschnitt größer als bei $V_{dd} = 1,0$ V.

Dies erklärt das größere Strommaximum in Drain1 bei höherer Spannung.

Das Substratpotential fällt zu den Wannkontakten hin ab. Für höhere Spannungen, die eine größere Potentialverzerrung zur Folge haben, können daher potentiell mehr parasitäre Bipolartransistoren B_1 geöffnet werden und somit größere Multi-Cell-Upsets entstehen. Dieses Verhalten konnte experimentell für Neutronenbestrahlung bestätigt werden. Die Multi-Cell-Upset-Rate stieg mit der Versorgungsspannung an (Abbildung 3.6).

Es wurde jedoch ein Absinken der Einzelausfallrate mit steigender Spannung beobachtet, obwohl das Maximum des Stromstoßes mit der Spannung steigt: Die Stromtragfähigkeit des PMOS des entsprechenden Inverters des SRAMs, T_4 , verdreifacht sich bei einer Spannung von $V_{dd} = 1,4$ V im Vergleich zu $V_{dd} = 1,0$ V. Dadurch kann T_4 dem Potentialabfall am Knoten SB bei höheren Spannungen stärker entgegenwirken.

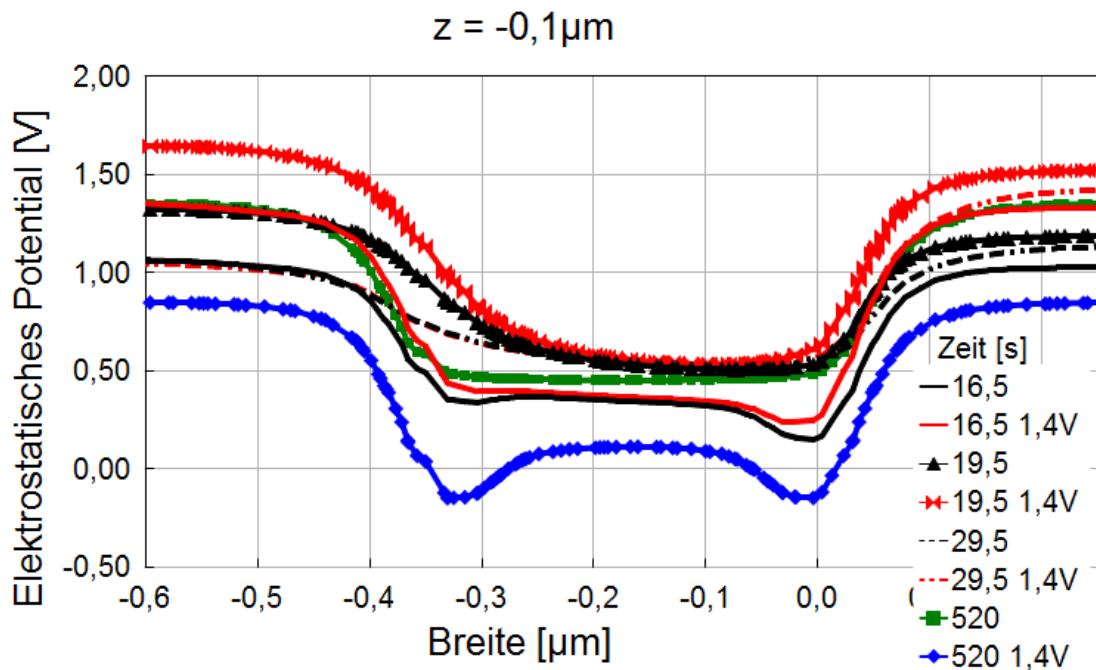


Abbildung 4.33: Potential im Querschnitt in $-0,1 \mu\text{m}$ Tiefe. Der Zusatz „1,4V“ bezeichnet die Ergebnisse mit $V_{dd} = 1,4 \text{ V}$.

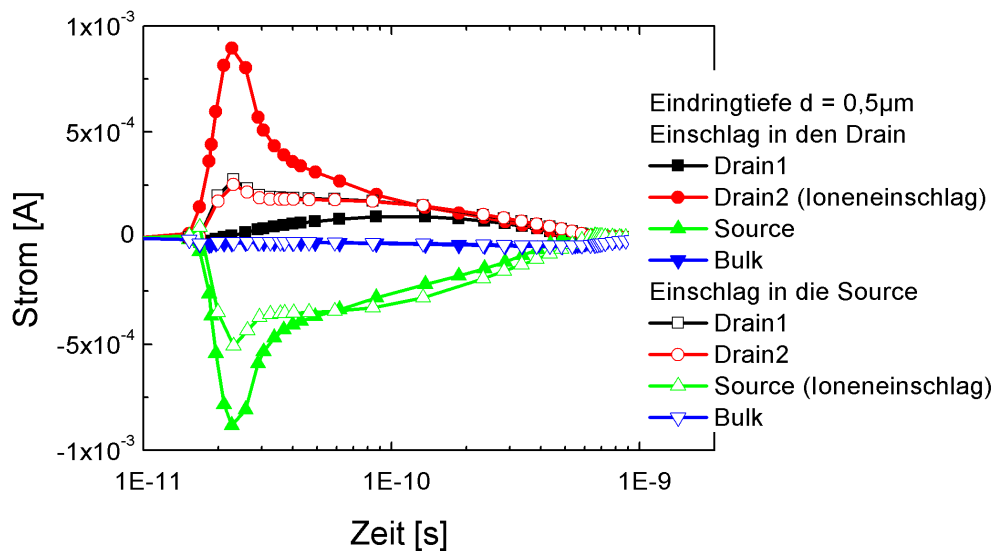


Abbildung 4.34: Stromfluss bedingt durch einen Ioneneinschlag in die Source oder in Drain2. Für den Sourceeinschlag sind bei Drain1 und Drain2 Minifunnel zu beobachten.

4.2.3.6 Auswirkung des Einschlagortes auf die Ladungssammlung

In den bisher vorgestellten Simulationen wurden nur direkte, senkrechte Einschläge in ein Draingebiet betrachtet.

Im Folgenden soll nun ein Einschlag in ein Draingebiet mit einem Einschlag in ein Sourcegebiet verglichen werden. Die Simulationen wurden mit folgenden Parametern durchgeführt: Einem konstanten Energieverlust von $0,14 \text{ pC}/\mu\text{m}$, einer Eindringtiefe des Ions von $0,5 \mu\text{m}$ und einer Spannung von $V_{SS} = 0 \text{ V}$ an der Source. Darstellung 4.34 vergleicht den transienten Stromfluss für einen Ioneneinschlag in die Source mit einem Ioneneinschlag in Drain2.

Der Stromfluss durch die Source bei Sourceeinschlag ist nur sehr kurze Zeit positiv. Bereits nach 20 ps wechselt der Stromfluss sein Vorzeichen. Der weitere Stromfluss durch die Source bleibt negativ bis kurz vor Ende des Strompulses.

Der transiente Stromfluss durch Drain1 und Drain2 weist jeweils eine Stromspitze bei etwa 25 ps auf. Dies korrespondiert zeitlich mit dem funnelbedingten Maximum des Drainstroms bei einem direkten Ioneneinschlag in den Drain. Diese kleinen Stromspitzen in Drain1 und Drain2 lassen sich mit der Ausdehnung des Elektron-Loch-Plasmas erklären: Eine hohe Ladungsträgerdichte überstreicht die beiden Draingebiete auch bei einem Einschlag in die Source. Dadurch bildet sich jeweils ein „Minifunnel“. Da die Dichte des Elektron-Loch-Plasmas im Gebiet von Drain1 und Drain2, im Vergleich mit einem direkten Ionentreffer, vergleichsweise niedrig ist, ist das Maximum des Stromes deutlich kleiner, denn der Funnel beinhaltet weniger Ladung.

Da durch den Minifunnel Elektronen gesammelt werden, verbleiben nunmehr Löcher im Substrat. Das Substratpotential wird erhöht und parasitäre Bipolartransistoren werden geöffnet. Dadurch fließt weiterhin Strom durch Drain1 und Drain2. Durch die Source fließt ein negativer Strom.

Ein Ioneneinschlag in die Source führt zu einem geringen Strompuls durch Drain1 und Drain2. Die Höhe des Peaks ist vergleichbar mit einem Ioneneinschlag in den Drain für einen sehr kleinen Energieverlust pro Wegstrecke eines Ions. Die so bedingte Potentialänderung am Knoten SB kann durch den PMOS T_4 des entsprechenden Inverters kompensiert werden. Die Wahrscheinlichkeit für einen Soft Error ist nur sehr gering.

Bei einem Einschlag in die Source werden jedoch parasitäre Bipolartransistoren geöffnet. So können gleichzeitig mehrere Knoten SB umgeladen werden und dadurch durchaus Mehrzellenausfälle verursacht werden.

4.2.3.7 Variation des Einschlagortes bei vier benachbarten Transistoren

Von großem Interesse ist weiterhin, wie sich ein Ioneneinschlag zwischen hochdotierten Gebieten auswirkt. Um dieser Fragestellung nachzugehen, wurde eine Struktur aus vier benachbarten NMOS-Transistoren modelliert, wie sie Abbildung 4.11 zeigt. Die NMOS-Transistoren teilen sich das p-Substrat. Jeweils zwei NMOS-Transistoren teilen sich ein Sourcegebiet. Die vier Transistoren gehören jeweils zu vier unterschiedlichen SRAM-Zellen (vgl. Abbildung 4.12).

Als Vergleich mit den bisherigen Untersuchungen stellt Grafik 4.35 einen Ioneneinschlag in Drain22 dar. Abbildung 4.36 zeigt eine Simulation, bei welcher das Ion zentral zwischen den NMOS-Transistoren einfällt. Die Eindringtiefe beträgt bei allen Simulationen $0,5 \mu\text{m}$ und der Energieverlust des Ions ist $0,14 \text{ pC}/\mu\text{m}$.

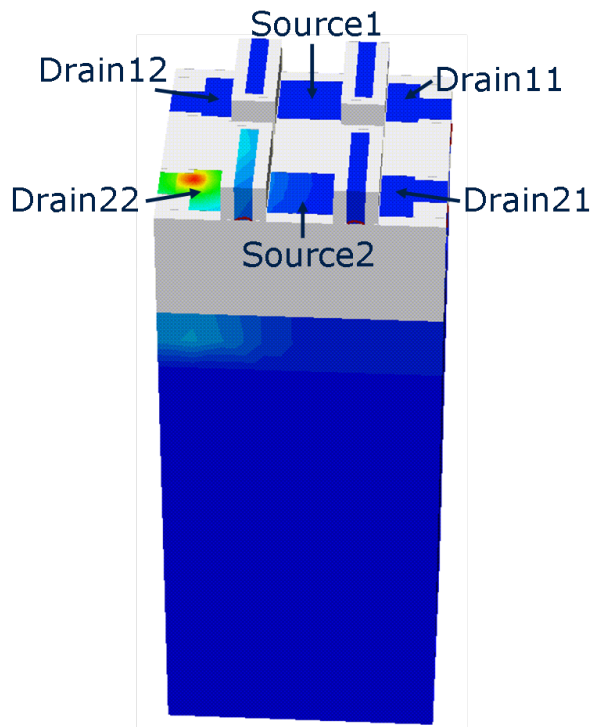


Abbildung 4.35: Modellierung von vier NMOS-Transistoren und einem Ioneneinschlag in Drain22.

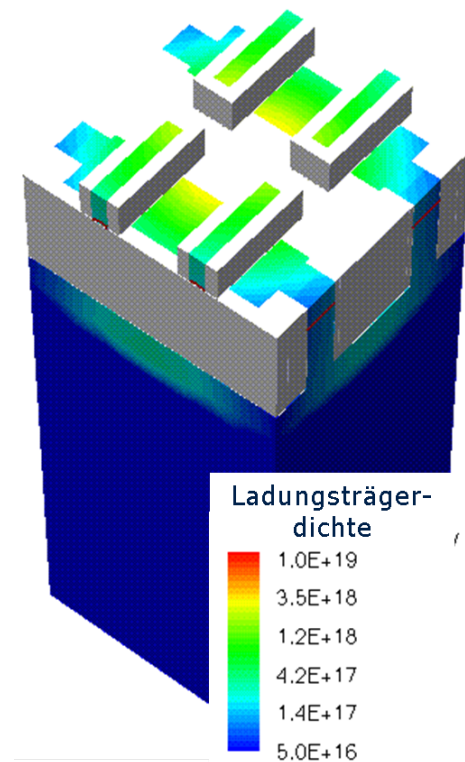


Abbildung 4.36: Zentraler Ioneneinschlag zwischen allen Kontakten.

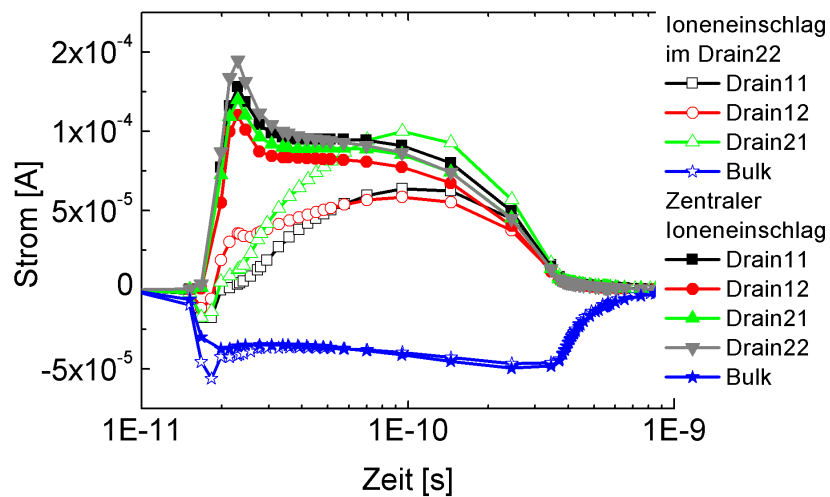


Abbildung 4.37: Stromfluss bei einem Ioneneinschlag in den Drain im Vergleich zu einem Ioneneinschlag zwischen den vier Transistoren.

Abbildung 4.37 zeigt die Stromflüsse durch die Draingebiete sowie den Bulkstrom bei einem direkten Ioneneinschlag in Drain22 und bei einem zentralen Ioneneinschlag zwi-

schen die vier NMOS-Transistoren.

Der transiente Stromfluss durch Drain22 wurde, zur klareren Darstellung, für den Draineinschlag nicht eingezeichnet.

Die Form der Strompulse weist große Unterschiede auf:

Für den Einschlag in Drain22 steigt der Stromfluss durch die anderen Draingebiete mit der Zeit langsam an. Erklärbar ist dieses Verhalten durch das Öffnen der parasitären Bipolartransistoren.

Beim zentralen Ioneneinschlag zwischen den hochdotierten Gebieten konnten kleine Stromspitzen im transienten Stromfluss der Draingebiete beobachtet werden. Das Maximum der Peaks liegt bei 22,5 ps. Das Verhalten lässt sich erneut mit der Ausdehnung des Ladungsträgerplasmas erklären, welches die umliegenden Draingebiete streift. Es werden „Minifunnels“ gebildet. Durch die geringe Dichte des Ladungsträgerplasmas in den gestreiften Draingebieten wird nur eine geringe Ladung gesammelt. Die unterschiedliche Höhe der Maxima resultiert aus der Tatsache, dass der Ioneneinfall nicht genau äquidistant zu den Draingebieten erfolgt und somit die Elektron-Loch-Plasmadichte Unterschiede aufweist, je nach Lage des entsprechenden Draingebietes.

Die Dauer des Strompulses ist für einen Draineinschlag und den zentralen Ioneneinschlag gleich. In beiden Fällen werden Elektronen durch den Funneleffekt abgeführt. Dadurch verbleiben die Löcher im Substrat und die parasitären Bipolartransistoren öffnen sich. Da in beiden Fällen die gleiche Gesamtladung injiziert wird, ist die Zeit bis alle Löcher im Bulk gesammelt worden sind identisch.

Für die Ausfallrate ergeben sich für den zentralen Einschlag eines Ions ähnliche Konsequenzen wie bei einem Ioneneinschlag in ein Sourcegebiet:

Die kleinen Stromspitzen der Draingebiete, bedingt durch die „Minifunnels“ werden keinen Soft Error auslösen können, da der Stromfluss durch den PMOS des Inverters kompensiert werden kann. Allerdings können durch die geöffneten Bipolartransistoren durchaus SB-Knoten umgeladen werden, wodurch ein einzelner Soft Error oder sogar ein Mehrzellenausfall verursacht wird. Auch hier gilt, dass nur schwere Ionen eine ausreichende Potentialverzerrung verursachen können, um Ausfälle zu provozieren.

4.3 Single Event Latchups

Der Single Event Latchup (SEL) stellt einen weiteren wichtigen, strahlungsbedingten Ausfallmechanismus dar.

Bei diesem Effekt zündet ein parasitärer Thyristor. Die dabei auftretenden großen Ströme führen zu einem großflächigen Abfall der Versorgungsspannung und so zu Ausfällen von ganzen Teilbereichen eines SRAMs. Auch wenn ein Single Event Latchup nicht einen harten Ausfall verursacht, muss zum Beenden des SELs die Versorgungsspannung unter die Haltespannung des parasitären Thyristors abgesenkt werden. Das SRAM muss anschließend neu beschrieben werden. Aus Anwendungssicht ist das ein sehr unangenehmer Fehlerfall.

Für die Modellierung eines SEL muss der parasitäre Thyristorpfad im SRAM identifiziert

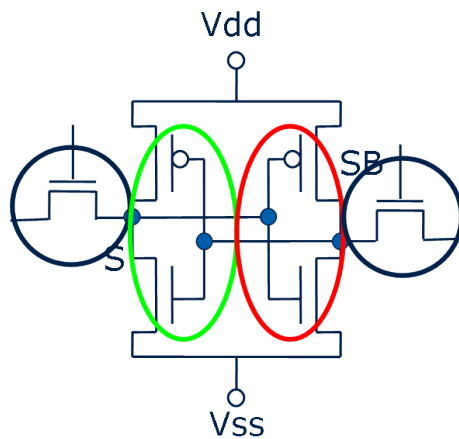


Abbildung 4.38: Schaltkreis einer 6 Transistor SRAM-Zelle.

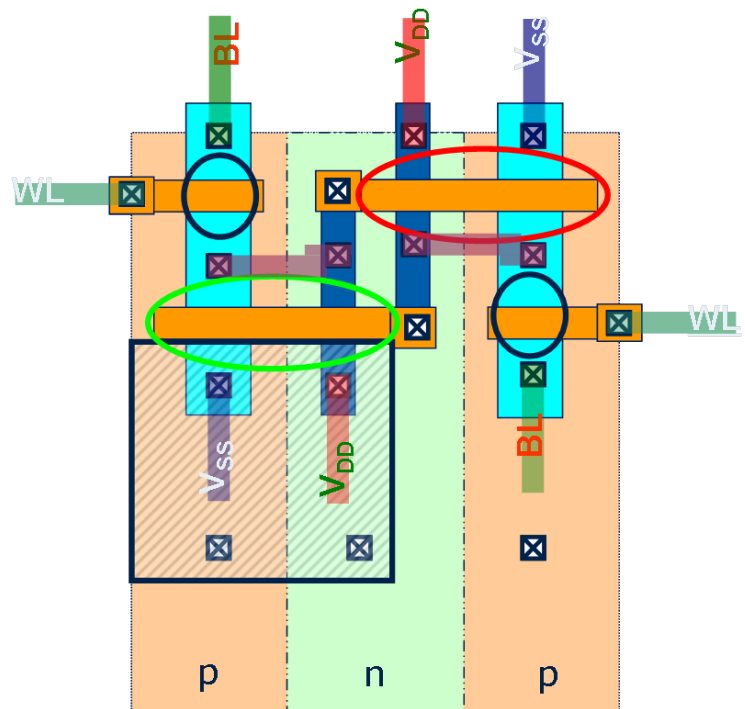


Abbildung 4.39: Layout eines 6 Transistor-SRAMs. Der schwarze Kasten beinhaltet die SEL-Modellierung bestehend aus NMOS Source, PMOS Source, p-Substrat, n-Wanne und den Kontakten. Die einzelnen Bereiche sind mit farbigen Kreisen entsprechend der Abbildung 4.38 markiert.

werden. Genaue Kenntnisse des Zündmechanismus dieses Thyristors sind dazu essentiell.

4.3.1 Modellierung eines Single Event Latchups

Da 3D-Simulationen sehr zeitaufwändig sind und der Zündmechanismus ein sehr komplexer Vorgang ist, werden auch hier nur die zwingend dazu notwendigen Bestandteile modelliert.

In Abbildung 4.38 ist der schon bekannte Aufbau einer 6 Transistor SRAM-Zelle zu sehen. Das Layout 4.39 zeigt die bekannte Umsetzung eines SRAMs des 65 nm Technologieknotens. Das mit einem schwarzen Rahmen umfasste Gebiet beinhaltet die modellierte parasitäre Thyristor-Struktur. Dieser Bereich enthält jeweils das Sourcegebiet eines NMOS- und PMOS-Transistors, das p-Substrat und die n-Wanne. Die Source des NMOS-Transistors sowie das p-Substrat sind auf $V_{ss} = 0$ V gelegt. Die Source des PMOS-Transistors und die n-Wanne werden auf der Versorgungsspannung V_{dd} gehalten.

Die n^+pnp^+ -Anordnung stellt einen parasitären Thyristorpfad dar. Figur 4.40 zeigt die Umsetzung als 3D-Modellierung. Rot bedeutet dabei eine n-Dotierung und blau eine p-Dotierung. Der Thyristorpfad ist gesperrt. Es fließt nur ein geringer Leckstrom. Das Sourcegebiet des NMOS bildet die Kathode und die Source des PMOS die Anode des

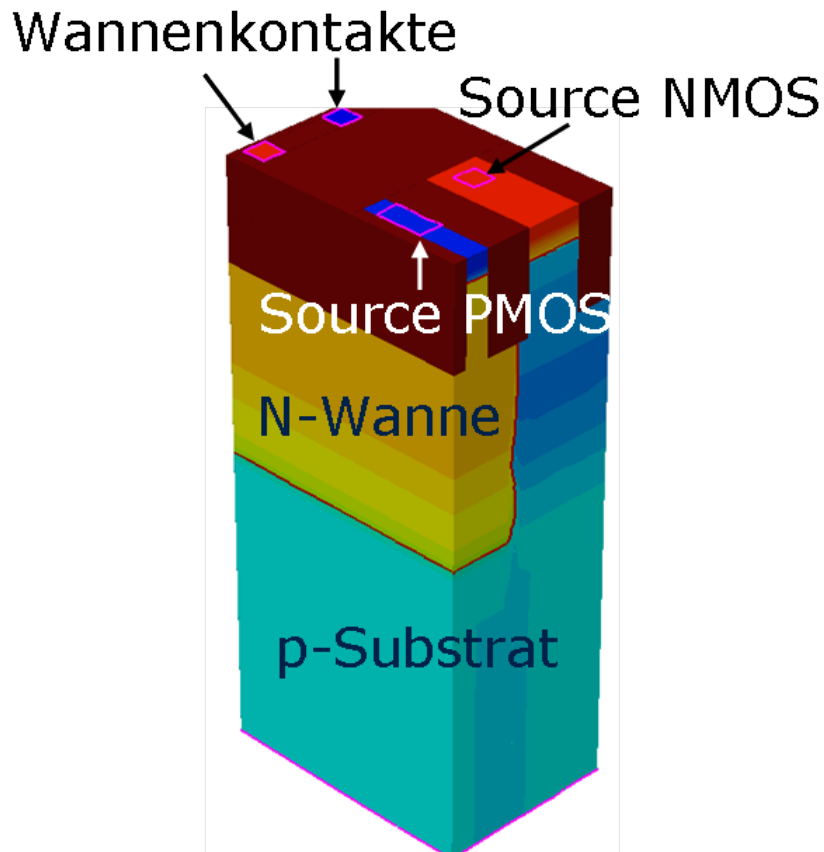


Abbildung 4.40: SEL-Modellierung bestehend aus NMOS-Source, PMOS-Source, p-Substrat mit Kontaktierung und n-Wanne mit Kontaktierung. Rot bezeichnet eine n-Dotierung, während die p-Dotierung in blau gehalten ist.

Thyristors.

Figur 4.41 zeigt die Elektronendichte des Bauelements für zwei verschiedene Zustände. Dabei bedeutet rot eine hohe Elektronendichte, hingegen blau eine geringe Elektronendichte. Links ist der Sperrzustand gezeigt. Rechts ist die Elektronendichte im Durchlassbetrieb dargestellt, nachdem ein Ion eingeschlagen ist: Der Thyristor wurde gezündet.

4.3.2 Temperaturabhängigkeit des Zündmechanismus eines Single Event Latchups

Das Zündverhalten eines Thyristors ist stark von der Temperatur abhängig. Mit steigender Temperatur wird die Minoritätsladungsträgerdichte im p-Substrat erhöht. Dadurch wächst der Anodenstrom exponentiell und für einen Latchup können die Zündbedingungen eher erfüllt werden [TSL05].

Abbildung 4.42 zeigt den transienten Anodenstrom nach einem Ioneneinschlag in die Source des NMOS-Transistors unter Variation der Temperatur im Bereich von 300 K bis

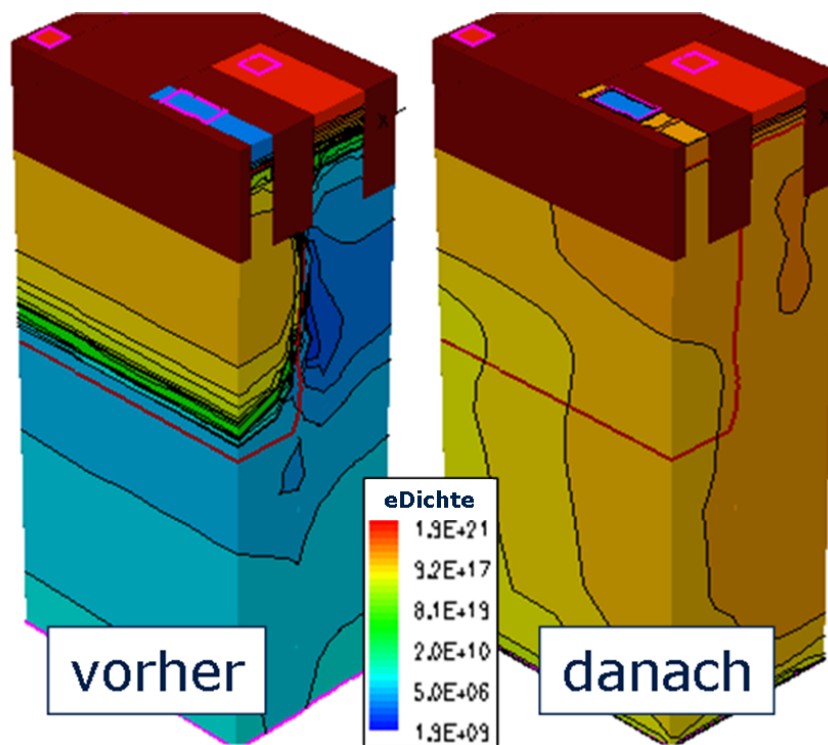


Abbildung 4.41: Links: Elektronendichte im gesperrten Zustand. Rechts: Elektronendichte im Durchlassbetrieb.

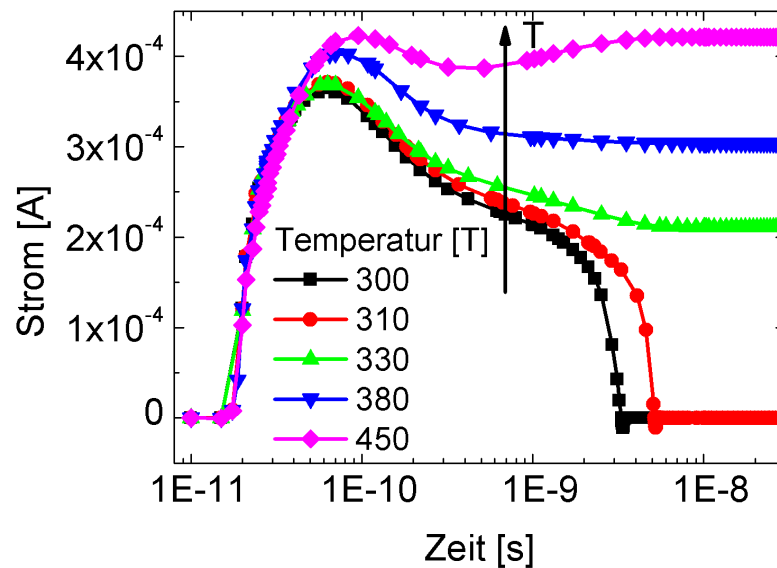


Abbildung 4.42: Transienter Stromfluss durch den parasitären Thyristor für Temperaturen von 300 K bis 450 K. Ab 330 K konnte ein Latchup, für diese Spannung und dieses Ion, beobachtet werden.

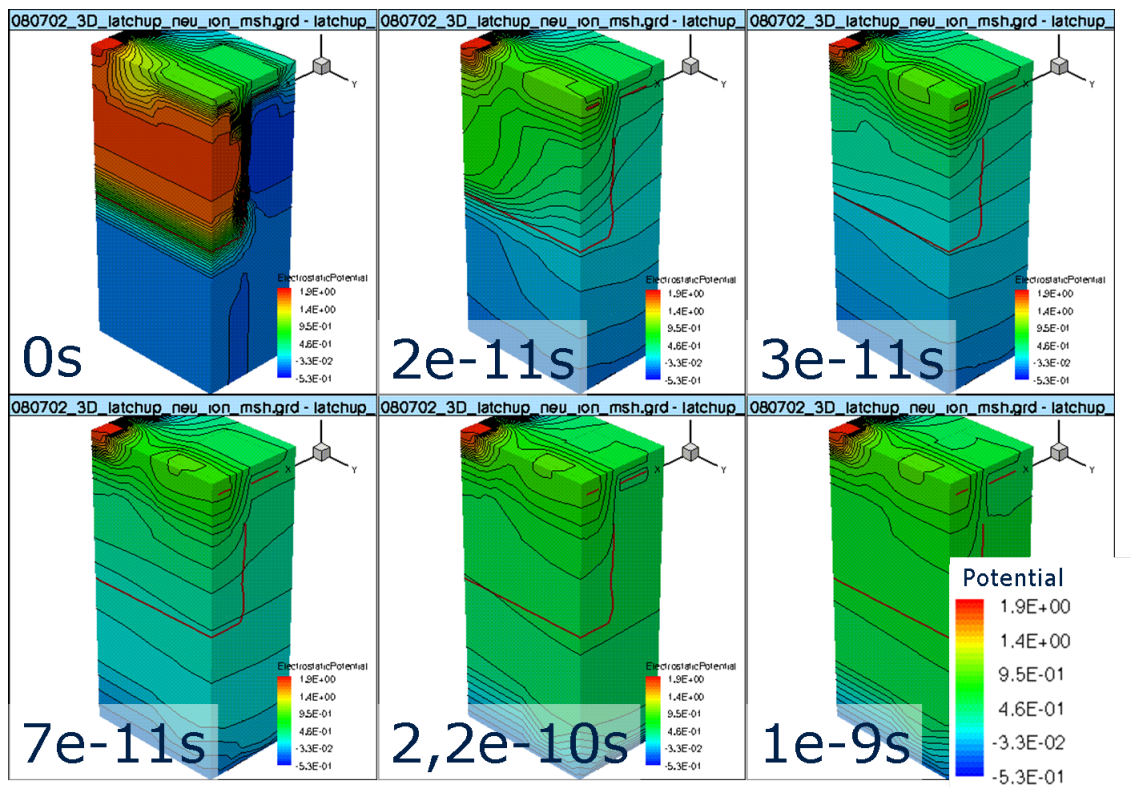


Abbildung 4.43: Potentialverteilung im Thyristor von 0s - 1ns bei 380K. Durch Ladungsträgerinjektion durch ein Ion wird ein Latchup provoziert.

450 K. Für die Simulation wurden ein Energieverlust von $0,14 \text{ pC}/\mu\text{m}$ und eine Versorgungsspannung von $V_{dd} = 1,4 \text{ V}$ gewählt.

Die Anstiegsflanken der Strompulse sind für alle betrachteten Temperaturen identisch. Bei 300 K und 310 K kommt es zu keinem Latchup: Der Anodenstrom steigt zwar zunächst an, fällt dann aber langsam wieder ab und der Thyristor sperrt wieder. Der Anodenstrom wird dabei kurzzeitig negativ. Dies liegt an der Entladung der Basen, die hier durch das p-Substrat und die n-Wanne gebildet werden, die zuvor partiell mit Minoritätsträgern gefüllt wurden [TSL05].

Ab einer Temperatur von 330 K zündet der Thyristor für die gewählten Parameter. Der Sättigungsstrom im Durchlassbetrieb steigt mit zunehmender Temperatur, da die Ladungsträgerdichte mit der Temperatur steigt.

Mit steigender Temperaturen sinkt der minimal benötigte Energieverlust des Ion, um einen SEL hervorzurufen. Es wird somit die SEL-Rate mit der Temperatur steigen.

Das elektrostatische Potential ist in Bild 4.43, im Falle des Auftretens eines Latchups, zu verschiedenen Zeitpunkten gezeigt. Zu Beginn der Simulation sperrt der Thyristor. Durch Ladungsinjektion ändert sich die Potentialverteilung und der Thyristor beginnt zu leiten.

Viele SRAM-Applikationen werden bei Raumtemperatur betrieben. Daher wurde dieser Temperatur besondere Beachtung geschenkt.

Dazu wurde der Energieverlust des einfallenden Ions von $0,014 \text{ pC}/\mu\text{m}$ bis $1,4 \text{ pC}/\mu\text{m}$ variiert. $0,014 \text{ pC}/\mu\text{m}$ entspricht dem Energieverlust eines Alphateilchens mit 1 MeV,

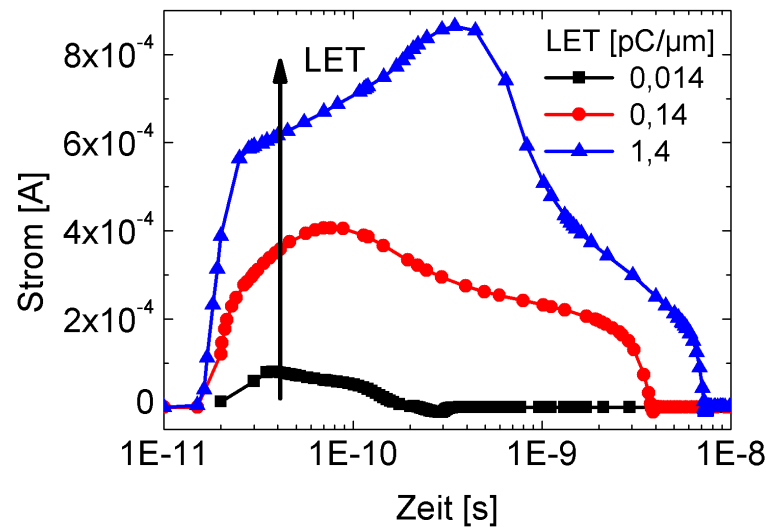


Abbildung 4.44: Transienter Stromfluss durch den Thyristor unter Variation des Energieverlustes des Ions bei Raumtemperatur. Es wird kein SEL ausgelöst.

0,14 pC/ μm entspricht dem Energieverlust eines Siliziumions mit 11 MeV und 1,4 pC/ μm würde dem sehr unwahrscheinlichen Fall eines Uranions mit mehr als 1 GeV entsprechen. Diese Werte beziehen sich auf Ionen in Silizium. Aus den Simulationen (Abb. 4.44) geht hervor, dass auch Schwerionen bei Raumtemperatur keinen Latchup in der simulierten Struktur auslösen können. Daraus kann man schließen, dass die untersuchten SRAMs mit einer Strukturbreite von 65 nm bei Raumtemperatur nicht anfällig für den Single Event Latchup sind.

Boselli et al. [BRD05] zeigten in ihren Berechnungen, dass für Raumtemperatur die Haltespannung V_H , die Versorgungsspannung V_{dd} übersteigt und somit kein Latchup möglich ist. Hutson [Hut08] führte in seiner Doktorarbeit Single Event Latchup-Simulationen mit vereinfachter streifenförmiger Modellierung durch. Dabei konnte auch er zeigen, dass für Raumtemperatur kein Latchup entstehen kann.

4.3.3 Einfluss des Energieverlustes auf die Single Event Latchup-Rate

In den vorangegangenen Simulationen hat sich herausgestellt, dass die Höhe des Energieverlustes einen deutlichen Einfluss auf die Form des Strompulses hatte. Ferner zeigen eine Vielzahl von experimentellen Untersuchungen, wie bei [DSSH03] [DCS⁺04] [SSB⁺06], eine Abhängigkeit der Latchuprate vom Energieverlust des einfallenden Ions. Für die Untersuchungen zum Einfluss des Energieverlustes wurde das Sourcegebiet des NMOS-Transistors als Ort des senkrechten Einfalls gewählt und die Versorgungsspannung auf $V_{dd} = 1,4$ V festgelegt. Die Temperatur wurde konstant bei 330 K gehalten.

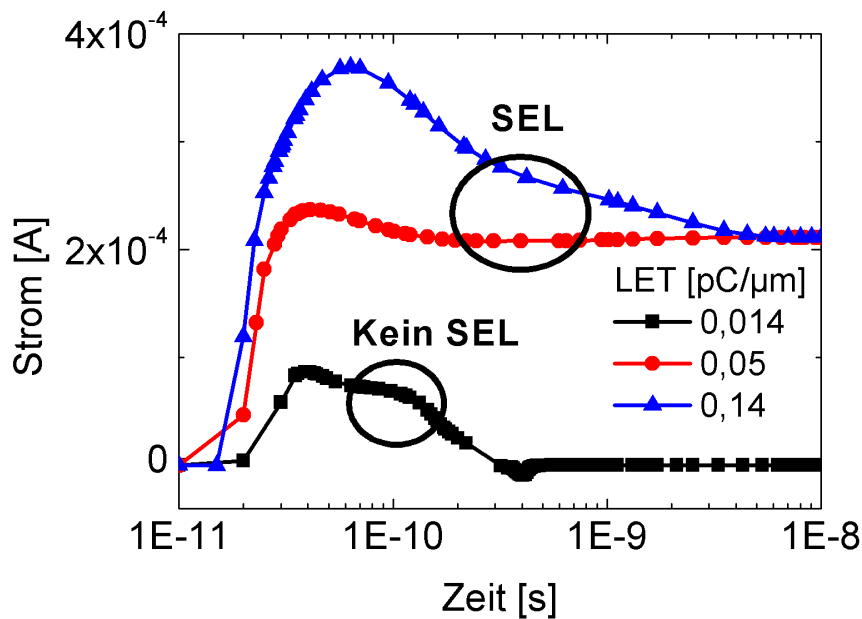


Abbildung 4.45: Transienter Verlauf des Strompulses bei Variation des Energieverlustes. Für die Simulation wurden eine erhöhte Temperatur von 330K gewählt.

Es wurden Energieverluste von $0,014 \text{ pC}/\mu\text{m}$, $0,05 \text{ pC}/\mu\text{m}$ und $0,14 \text{ pC}/\mu\text{m}$ gewählt. Der kleinste Energieverlust von $0,014 \text{ pC}/\mu\text{m}$ entspricht etwa einem Alphateilchen mit einer Energie von 1 MeV, $0,05 \text{ pC}/\mu\text{m}$ etwa einem Si-Ion oder auch C-Ion mit einer Energie $\simeq 1 \text{ MeV}$ und $0,15 \text{ pC}/\mu\text{m}$ einem Si-Ion mit einer Energie von 11 MeV, jeweils in Silizium.

Abbildung 4.45 zeigt den transienten Anodenstrom für die verschiedenen Energieverluste. Bei dem kleinsten betrachteten Energieverlust kam es zu keinem SEL. Bei den beiden größeren Energieverlusten wurde jedoch ein Latchup ausgelöst.

Abbildung 4.46 zeigt die Wahrscheinlichkeit, dass durch die Streuung eines 100 MeV Neutrons an Silizium bestimmte Teilchen entstehen. Leichte Ionen, wie Wasserstoff oder Helium, entstehen bevorzugt. Zudem können sie relativ hohe Energien erreichen. Im Gegensatz dazu werden schwere Ionen, wie Kohlenstoff oder Magnesium, nur selten gebildet. Da nur Ionen mit großem Energieverlust einen Latchup verursachen können, ist die SEL-Rate, im Vergleich zur SER, gering, da die entsprechenden Ionen nur selten gebildet werden.

Dies wurde auch experimentell beobachtet. Mit Alphastrahlung konnte unter keinen Betriebsbedingungen ein SEL provoziert werden. Unter Neutronenbeschuss musste sowohl die Temperatur als auch die Betriebsspannung auf Werte außerhalb der nominalen Betriebsbedingungen erhöht werden, um Latchups beobachten zu können.

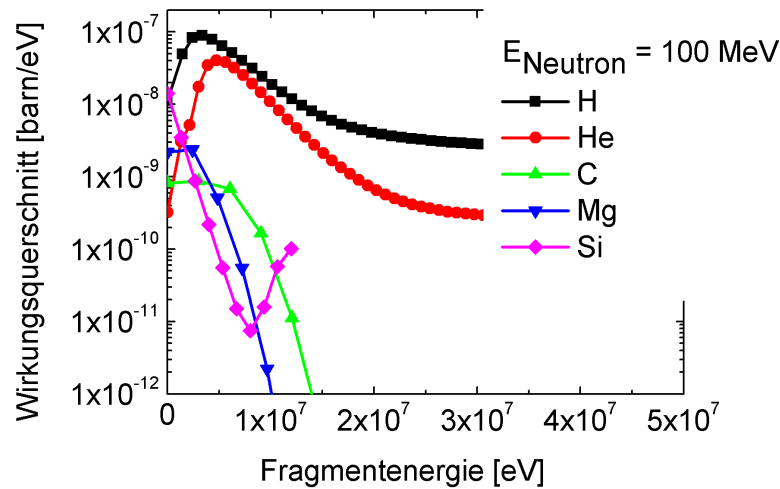


Abbildung 4.46: Streuwahrscheinlichkeit für 100 MeV Neutronen mit Silizium. Neben der elastischen Streuung werden über Kernreaktionen auch andere Ionen, z.B. He oder Mg, gebildet.

4.3.4 Simulation der Spannungsabhängigkeit unter besonderer Betrachtung der Haltespannung V_H

Neben der Temperatur und der durch das Ion injizierte Ladung ist auch die Versorgungsspannung V_{dd} ein entscheidender Parameter, um die Entstehung eines Latchups zu beeinflussen. Bei Dodd et al. [DSSH03] zeigte sich ein spannungsabhängiges Verhalten der SEL-Rate für Technologieknoten von $0,16 \mu\text{m}$ bis $0,25 \mu\text{m}$, bei Bestrahlung mit Neutronen.

SRAMs werden, je nach Applikation und Betriebszustand, bei verschiedenen Spannungen betrieben. Also wurden Simulationen bei unterschiedlichen Spannungen V_{dd} , angelegt an der Source des PMOS und an der n-Wanne, durchgeführt. Das p-Substrat und die Source des NMOS blieben auf $V_{ss} = 0 \text{ V}$. Als Standardparameter wurden wieder ein senkrechter Einfall des Ions in das NMOS-Sourcegebiet und ein Energieverlust von $0,14 \text{ pC}/\mu\text{m}$ gewählt.

Figur 4.47 zeigt die Simulationsergebnisse für eine Temperatur von 330 K. Im Vergleich damit sind die Simulationsergebnisse für 450 K in Abbildung 4.48 wiedergegeben.

Die typische Versorgungsspannung der untersuchten Strukturen liegt bei 1,2 V, die übliche minimale Spannung im „Low Power Operation Mode“ bei ca. 0,7 V - 0,8 V und die maximale Spannung bei 1,4 V.

Für 330 K konnte ein Latchup erst bei $V_{dd} = 1,4 \text{ V}$ gezündet werden (Abbildung 4.47). Für kleinere Spannungen sinkt der transiente Anodenstrom wieder ab, bis das Bauelement wieder sperrt. Dennoch gibt es deutliche Unterschiede im transienten Stromfluss:

Das Maximum des Anodenstroms steigt mit zunehmender Spannung und wird zu späteren Zeiten erreicht. Zudem steigt die Dauer des Anodenstroms mit steigender Spannung. Der Grund hierfür liegt in der größeren Verstärkung der Bipolartransistoren mit zunehmender

Spannung.

Da die im p-Substrat gespeicherte Ladung abgebaut werden muss, kommt es auch hier zu einem negativen Anodenstrom, wenn das Bauelement wieder in den gesperrten Zustand übergeht [TSL05].

Bei 450 K hingegen konnte schon bei der nominellen Versorgungsspannung $V_{dd} = 1,2$ V ein Latchup beobachtet werden (Abbildung 4.48). Der Anodensättigungsstrom ist dabei aufgrund seiner Spannungsabhängigkeit bei 1,4 V größer als für 1,2V.

Zusammenfassend kann man sagen, dass im „Low Power Operation Mode“ das Bauelement, selbst für höhere Temperaturen, nicht anfällig für einen Latchup ist. Bei nomineller Versorgungsspannung von 1,2 V kann es jedoch bei höheren Temperaturen zu einem Latchup kommen.

Falls es nun zum Latchup kam, so kann der hohe Anodenstrom durch ein Absenken der Spannung V_{dd} unter die Haltespannung V_H beendet werden. Die im SRAM gespeicherte Information wird jedoch durch den Latchup korrumpiert und das Bauelement muss wieder neu beschrieben werden.

Abbildung 4.49 zeigt die Ergebnisse einer Simulation bei 330 K über die Versorgungsspannung nach einem Latchup. Der Anodenstrom ist gegen die Spannung V_{dd} aufgetragen. Unter einer Spannung von ca. 1,25 V sinkt der Anodenstrom auf nahezu Null ab und der Latchup ist beendet. Die Haltespannung V_H bei 330 K beträgt also 1,25 V. Für eine Spannung V_{dd} kleiner als die Haltespannung $V_H = 1,25$ V kann es bei dieser Temperatur zu keinem Latchup kommen.

Mit steigender Temperatur sinkt die Haltespannung V_H . Bei höheren Temperaturen ist somit das Bauelement, wie bereits weiter oben erwähnt, nur für niedrige Versorgungsspannungen nicht anfällig für einen Single Event Latchup.

4.3.5 Sensitivität der einzelnen Zellenbereiche auf Ionen

Ein Ion kann in alle Bereiche eines SRAMs einschlagen. Bisher wurden aber nur Treffer in das Sourcegebiet des NMOS-Transistors betrachtet. Goto et al. [GTN86] berichteten, dass aufgrund der unterschiedlichen Stromverstärkung von lateralen und vertikalen Bipolartransistoren der Ort der Strominjektion für das Auftreten eines Latchups ein wichtiger Parameter ist.

Bei Boselli et al. [BRD05] wurde für das Zünden eines Latchups bei Strominjektion in den npn-Bipolartransistor das etwa 1,5-fache des Stroms benötigt im Vergleich mit einer Strominjektion in den sensitiveren pnp-Transistor. Sie simulierten auch SRAM-Strukturen des 65 nm Technologieknotens.

Durch Messungen mit Lasern an einer einfachen Streifengeometrie mit einer Breite von 140 μm konnten Johnston et al. [Joh96] nachweisen, dass der benötigte Energieverlust des Ions, $LET_{threshold}$, für Einschläge in die Anode kleiner ist als für Einschläge in die Kathode. Das heißt, dass die Source des PMOS-Transistors empfindlicher auf einen Ionenanschlag reagiert als die Source des NMOS-Transistors.

Der Zündmechanismus des Single Event Latchup findet, im Vergleich mit dem Soft Error, zudem auf einer längeren Zeitskala statt, so dass auch Diffusionsprozesse nicht zu

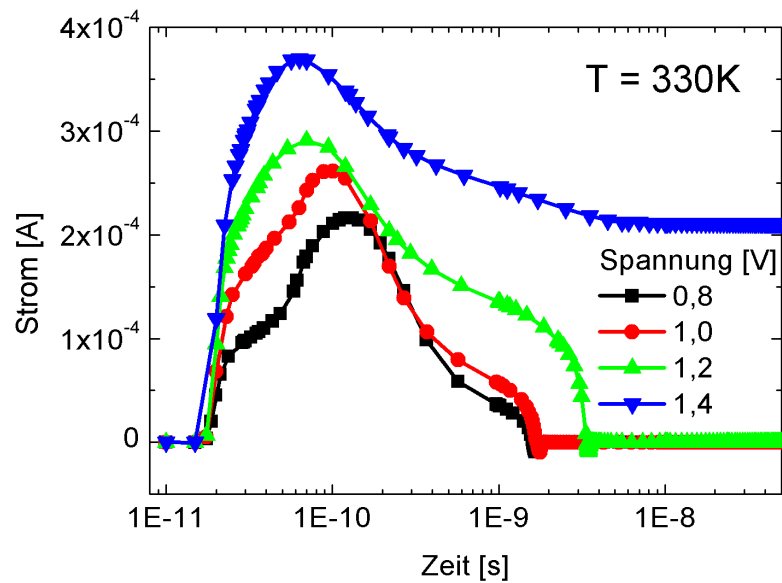


Abbildung 4.47: Spannungsabhängigkeit bei 330 K. Nur für $V_{dd} = 1,4$ V kommt es zum SEL. Bei kleinere Spannungen geht das Bauelement wieder in den Blockierzustand über.

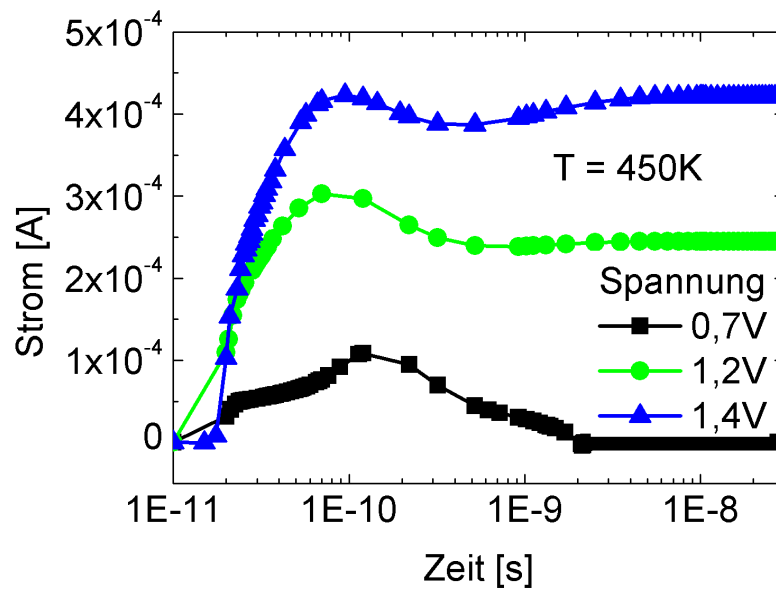


Abbildung 4.48: Spannungsabhängigkeit bei 450 K. Sowohl für $V_{dd} = 1,4$ V als auch für $V_{dd} = 1,2$ V kommt es zum Latchup.

vernachlässigen sind.

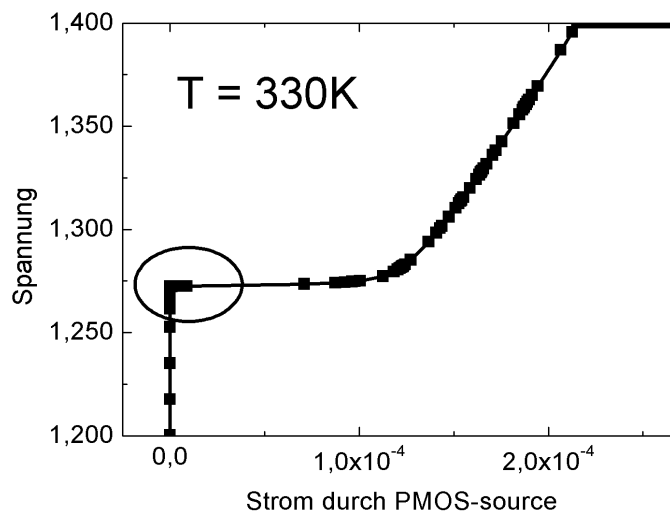


Abbildung 4.49: Simulation zur Bestimmung der Haltespannung V_H . Ab einer Spannung kleiner $V_H = 1,25$ V bricht der Stromfluss ab. Das Bauelement befindet sich erneut im Sperrzustand.

Um die Unterschiede im Verhalten des Stromflusses in Abhängigkeit des Trefferortes des Ions zu beobachten, wurden Simulationen mit Ioneneinschlägen direkt in Kathode und Anode durchgeführt. Des weiteren wurden auch Simulationen getätigt, bei denen die Ionen unter die Kathode bzw. die Anode einschlagen.

Zunächst sollen die direkten Einschläge in die Source des NMOS und die Source des PMOS miteinander verglichen werden, wie Abbildung 4.50 zeigt.

In Figur 4.51 sind die transienten Ströme durch Anode und Kathode für einen Energieverlust von $0,14 \text{ pC}/\mu\text{m}$, einer Versorgungsspannung von $1,4\text{V}$ und einer Temperatur von 330K gezeigt. Es kommt bei beiden Simulationen zum Latchup. Der Sättigungsstrom ist identisch, da der gleiche parasitäre Thyristor zündet. Die Pulsformen bis zum Erreichen der Stromsättigung bei ca. 1 ns weisen jedoch erwartungsgemäß große Unterschiede auf: Der Strom durch die Source des PMOS ist für den Ioneneinschlag in den PMOS größer, als bei einem Ioneneinschlag in den NMOS. Der Strom durch die Source des NMOS verhält sich entsprechend: Für den Einschlag in den NMOS ist der transiente Strom durch NMOS-Source sehr groß, hingegen beim Einschlag in den PMOS ist kaum Stromfluss durch die NMOS-Source vorhanden.

Durch diese beobachteten Unterschied kann man jedoch noch keine Rückschlüsse auf die Empfindlichkeit der einzelnen Bereiche ziehen.

Weiterhin wurden Simulationen mit kleineren Energieverlusten durchgeführt. Auch hier wurden Einschläge in die Anode und in die Kathode miteinander verglichen. Wie man Darstellung 4.52 entnimmt, kommt es bei einem Energieverlust von $0,014 \text{ pC}/\mu\text{m}$ in keinem der beiden Fälle zu einem Latchup. Das Bauelement geht, nach Abfließen der injizierten Ladungsträger, wieder in den gesperrten Zustand über.

In beiden Fällen werden die Bipolartransistoren teilweise geöffnet. Es fließt Strom durch

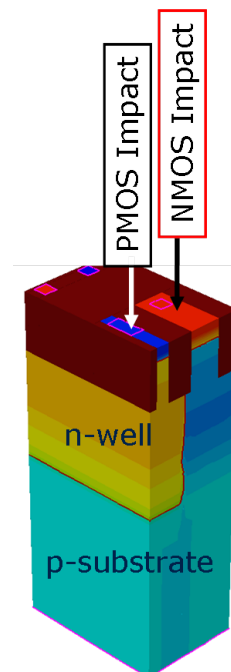


Abbildung 4.50: Einschlagsorte: Einschlag in das Sourcegebiet des PMOS-Transistors und Einschlag in das Sourcegebiet des NMOS-Transistors.

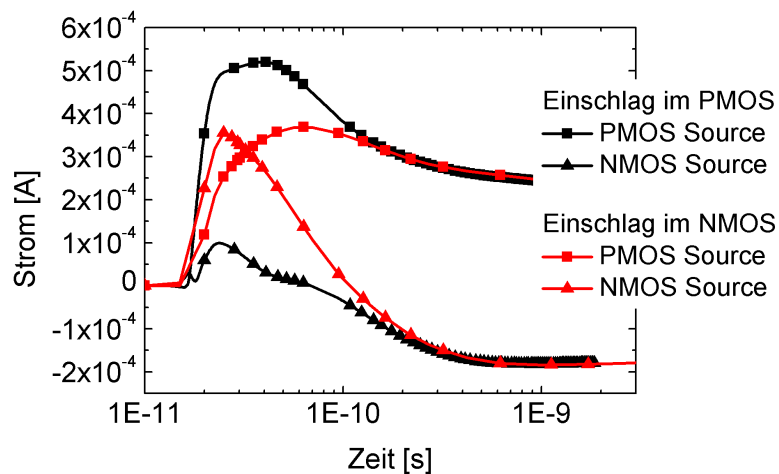


Abbildung 4.51: Transienter Stromfluss durch Anode und Kathode bei Anodenzündung (Einschlag in den PMOS-Transistor) bzw. Kathodenzündung (Einschlag in den NMOS-Transistor). Der Energieverlust wurde zu $0,14 \text{ pC}/\mu\text{m}$, die Temperatur zu 330 K gewählt.

die Kontakte. Die Stromverstärkung reicht jedoch nicht aus, um einen Latchup auszulösen. Der Strom durch die Kathode wird in beiden Fällen kurzzeitig durch das Entladen der partiell gefüllten Basen negativ. Auch das zeigt, dass die Bipolartransistoren teilweise geöffnet wurden.

Der Einschlag in das NMOS-Sourcegebiet hat einen längeren Stromfluss durch die Kon-

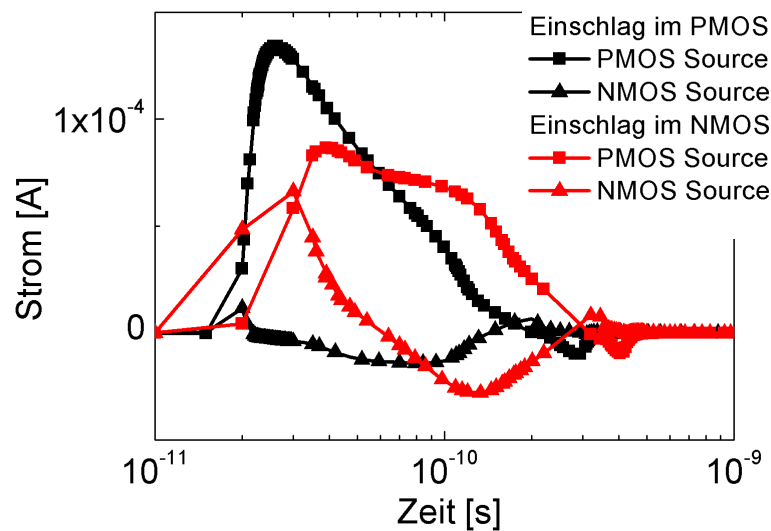


Abbildung 4.52: Transienter Stromfluss bei kleinem Energieverlust von $0,014 \text{ pC}/\mu\text{m}$ bei 330 K : Weder beim Einschlag in die Anode noch beim Einschlag in die Kathode kommt es zum Latchup.

takte zur Folge (Abbildung 4.52). Der negative Kathodenstrom, im Fall des Kathodeneinschlags, wird deutlich größer als im Fall eines Anodeneinschlags. Dies deutet darauf hin, dass der minimal nötige Energieverlust pro Wegstrecke, $LET_{threshold}$, zur Erzeugung eines SELs für Einschläge in das NMOS-Sourcegebiet kleiner ist als für Einschläge in den PMOS.

Die Kathode wäre somit empfindlicher auf das Triggern eines Latchups als die Anode. Dies steht im Gegensatz zu den oben erwähnten Messungen von Johnston et al. [Joh96]. Weitere Simulationen wären notwendig, um diesen Sachverhalt näher zu untersuchen. Dies würde allerdings den Rahmen der Arbeit sprengen.

Wie weiter oben bereits erwähnt müssen auch Diffusionseffekte berücksichtigt werden. Es wurden Simulationen durchgeführt, bei denen die Ionen parallel zur Bauelementoberfläche einschlugen. In Figur 4.53 ist die durch ein Ion injizierte Ladung für drei verschiedene Einschlagsorte gezeigt. Unter dem Sourcegebiet des PMOS-Transistors wurde sowohl in $0,5 \mu\text{m}$ Tiefe als auch in $1,5 \mu\text{m}$ Tiefe ein Ion injiziert. Unter dem Sourcegebiet des NMOS-Transistors wurde nur in $0,5 \mu\text{m}$ Tiefe ein Ion injiziert.

Für schwere Ionen konnte in allen drei Fällen ein Latchup gezündet werden. Abbildung 4.54 stellt die transienten Ströme durch die Anode dar. Zum Vergleich ist der Stromfluss für den direkten Einfall in den NMOS-Transistor eingezeichnet. Durch die Ausdehnung des Elektron-Loch-Plasmas werden einige Ladungsträger bei Ioneneinschlägen in $0,5 \mu\text{m}$ Tiefe direkt am pn-Übergang entstehen. Dadurch beginnt der Stromfluss für diesen Fall zum gleichen Zeitpunkt wie bei dem direkten Ionentreffer in das NMOS-Sourcegebiet. Die Ladungssammlung für den Einschlag in $1,5 \mu\text{m}$ Tiefe beginnt hingegen erst zu einem späteren Zeitpunkt. Die Ladungsträger müssen zunächst zu den Kontakten diffundieren.

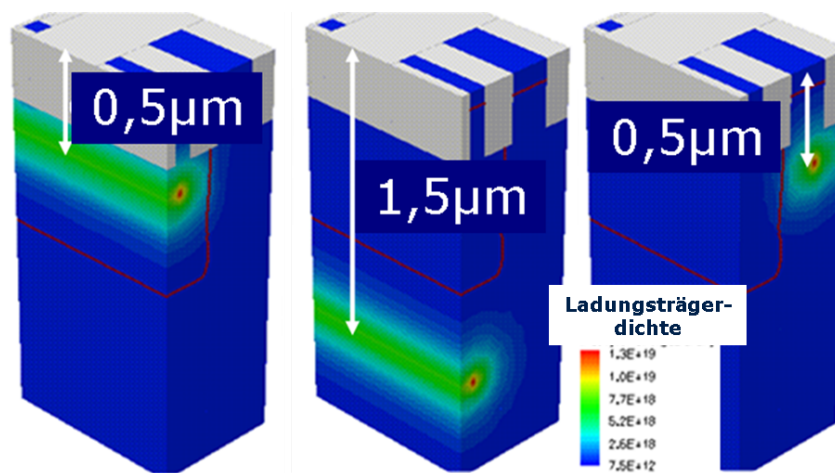


Abbildung 4.53: Ioneneinschlag unter das PMOS-Sourcegebiet in $0,5 \mu\text{m}$ Tiefe bzw. $1,5 \mu\text{m}$ Tiefe und Ioneneinschlag unter das NMOS-Sourcegebiet in $0,5 \mu\text{m}$ Tiefe

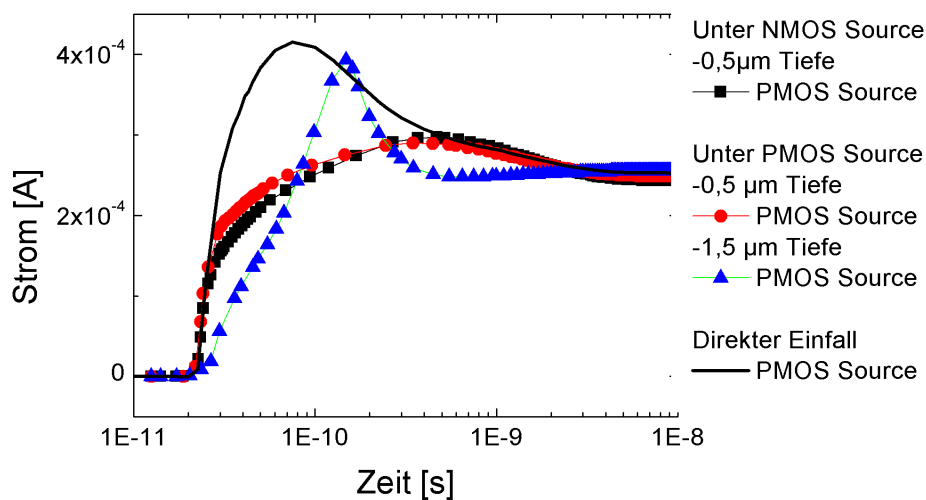


Abbildung 4.54: Transienter Stromfluss durch die Anode für verschiedene Einschlagsorte bei 350 K. Der Direkteinschlag erfolgt in den NMOS-Transistor mit einem schweren Ion.

Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.55 eine Simulation mit einem Ioneinschlag unter das NMOS-Sourcegebiet in $0,5 \mu\text{m}$ Tiefe, mit einem niedrigen Energieverlust von $0,014 \text{ pC}/\mu\text{m}$. In diesem Fall kommt es zu keinem Latchup. Die Bipolartransistoren werden aber dennoch teilweise leitend. Dies erklärt die lange Pulsdauer. Die Minoritätsträger müssen zum Sperren der Bipolartransistoren wieder abfließen. Aus diesem Grund dreht sich das Vorzeichen des Stromflusses gegen Ende des Pulses für Anodenstrom und Kathodenstrom um.

Oben wurde beschrieben, dass das Elektron-Loch-Plasma, bei den Ioneneinschlägen in $0,5 \mu\text{m}$ Tiefe, an den pn-Übergang grenzen kann. Aus diesem Grund wurden Si-

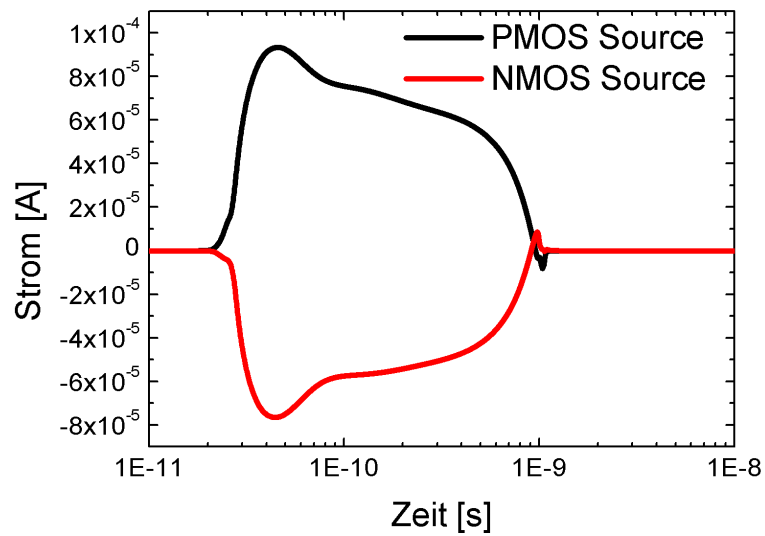


Abbildung 4.55: Stromfluss bei Ioneneinjektion mit kleinem Energieverlust in $0,5 \mu\text{m}$ Tiefe unter dem NMOS.

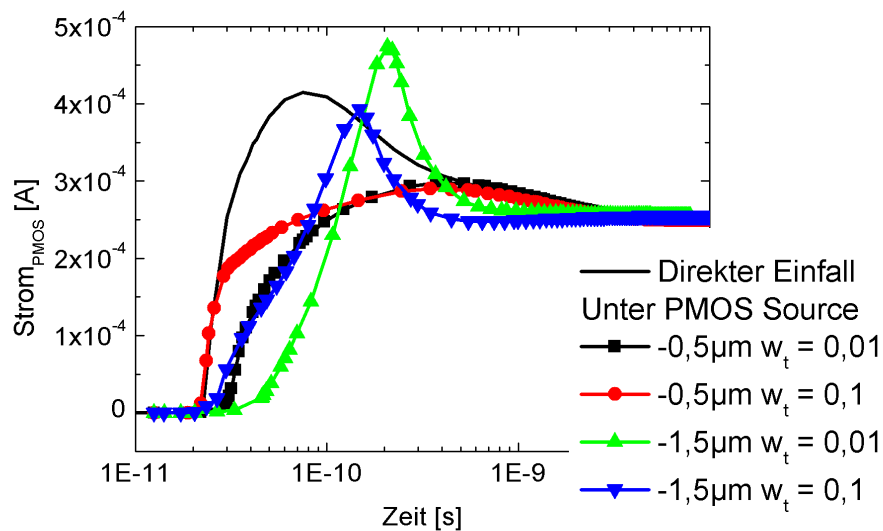


Abbildung 4.56: Abhängigkeit des transienten Stromflusses von der Breite w_t des Elektron-Loch-Plasmas. Es kommt in allen Fällen zum SEL.

mulationen mit unterschiedlichen Halbwertsbreiten w_t der Exponentialfunktion des Ladungsträgerplasmas durchgeführt.

Abbildung 4.56 zeigt die Anodenströme für Einschläge unter den PMOS-Transistor in $0,5 \mu\text{m}$ bzw. $1,5 \mu\text{m}$ Tiefe mit einer Halbwertsbreite von $w_t = 0,1 \mu\text{m}$ und $w_t = 0,01 \mu\text{m}$.

Im Falle der kleinen Halbwertsbreiten beginnt der Stromfluss durch die Anode später, im Vergleich mit dem direkten Einschlag, da die Ladungsträger erst zu den Kontakten diffundieren müssen. In allen Fällen kommt es zu einem Latchup.

Die unterschiedlichen Pulsformen belegen, dass auch die Ausdehnung des Elektron-Loch-Plasmas Auswirkung auf den transienten Stromfluss hat.

Es konnte gezeigt werden, dass verschiedene Bereiche des Bauelements anfällig für das Zünden eines Latchups sind. Ioneninjektionen in Anode und Kathode können zum Latchup führen. Auch über Diffusionsprozesse können SELs verursacht werden.

Allerdings weisen die Simulationsergebnisse auf eine unterschiedliche Empfindlichkeit der einzelnen Bereiche des Bauelements auf Ladungsinjektion hin. Die Ausdehnung der des Ladungsträgerplasmas hat eine Auswirkung auf die Stromkurve. Sie scheint jedoch keine Auswirkung auf das Zündverhalten des parasitären Thyristors zu haben.

4.3.6 Einfluss der Eindringtiefe auf das Zünden eines Latchups

Zum Abschluss wurde, für einen Einschlag in das Sourcegebiet des NMOS-Transistors, die Eindringtiefe der Ionen variiert. Der Energieverlust pro Wegstrecke des Ions war $0,14 \text{ pC}/\mu\text{m}$. Figur 4.57 stellt den Strom durch die Anode dar, Figur 4.58 den Strom durch die Kathode. Bei Eindringtiefen von $0,3 \mu\text{m}$ und $0,5 \mu\text{m}$ kommt es zu einem Latchup. Der Sättigungsstrom wird für alle Eindringtiefe zum gleichen Zeitpunkt erreicht. Bei einer Eindringtiefe von $0,5 \mu\text{m}$ steigt der Stromfluss jedoch anfangs schneller an.

Für Eindringtiefen von $0,1 \mu\text{m}$ und auch $0,2 \mu\text{m}$ (nicht gezeigt) kommt es zu keinem Latchup und das Bauelement sperrt wieder. Das Bauelement wird nur kurzzeitig gestört.

Bei gleichem Energieverlust wird bei einer Eindringtiefe des Ions von $0,5 \mu\text{m}$ die fünffache Ladungsmenge injiziert, im Vergleich mit einer Eindringtiefe von $0,1 \mu\text{m}$.

Deswegen wurden weitere Simulationen durchgeführt, bei denen die Eindringtiefe variiert, aber die injizierte Gesamtladung konstant gehalten wurde. Die injizierte Ladung betrug ca. $0,1 \text{ pC}$. Die verwendeten Energieverluste und Eindringtiefen entsprechen keinem realen Ion, da sehr große Energieverluste verwendet wurden und zudem die Ladungsträgergeneration unphysikalisch abrupt aufhört. Diese Simulationen sollen vielmehr Tendenzen aufzeigen.

Abbildung 4.59 zeigt den Anodenstrom, Abbildung 4.60 den transienten Kathodenstrom als Ergebnis dieser Simulationen. Man erkennt, dass für kleine Eindringtiefen, trotz unrealistisch hohem Energieverlust, kein Latchup getriggert wird. Hingegen kann bei größeren Eindringtiefen trotz kleinerem Energieverlust ein Latchup ausgelöst werden. Die vorangegangenen Simulationen zeigten, dass es für den Fall der „ähnlichen Ladung“, trotz der kleineren Gesamtladung von lediglich $0,07 \text{ pC}$, bei einer Eindringtiefe von $0,5 \mu\text{m}$ zu einem Latchup kommt.

Für eine kleine Eindringtiefe wird die gesamte entstandene Ladung schnell gesammelt. Der parasitäre Thyristor benötigt jedoch eine gewisse Zeit, um zu zünden, da die Basen der beiden Bipolartransistoren des Thyristors mit Minoritätsladungsträgern gefüllt werden müssen. Für größere Eindringtiefen dauert die Ladungssammlung länger und der

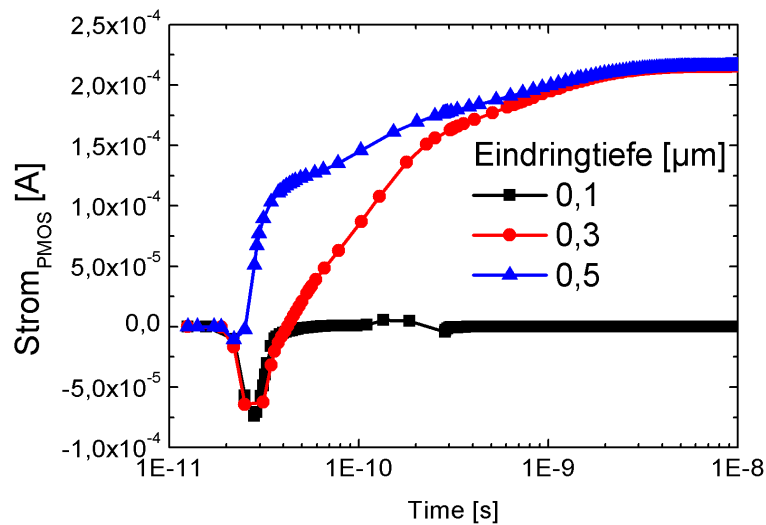


Abbildung 4.57: Ioneneinschlag in das Sourcegebiet des NMOS-Transistors. Transienter Anodenstrom für unterschiedliche Eindringtiefen bei gleichem Energieverlust pro Wegstrecke.

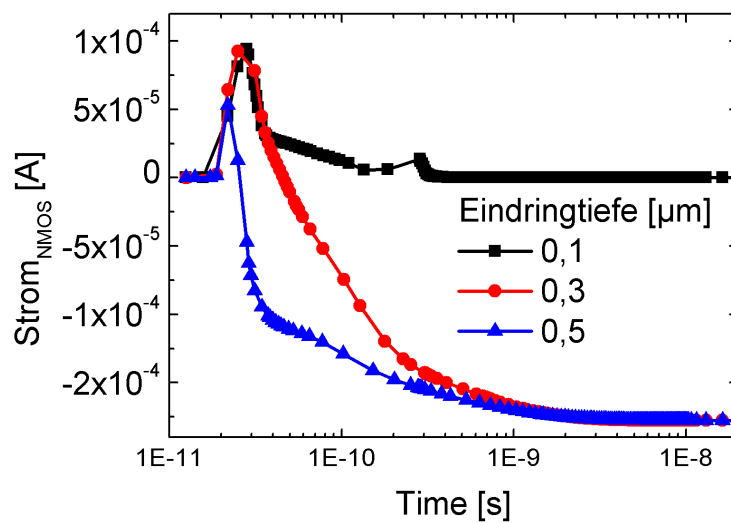


Abbildung 4.58: Ioneneinschlag in das Sourcegebiet des NMOS-Transistors. Transienter Kathodenstrom für unterschiedliche Eindringtiefen bei gleichem Energieverlust pro Wegstrecke.

Ladestrom steht lang genug zur Verfügung, um die Bipolartransistoren zu öffnen.

Die Form des Strompulses ist somit essenziell für das Zünden eines Latchups. Schnelle Strompulse bewirken keine ausreichende Ladungsträgerinjektion in die Basisgebiete.

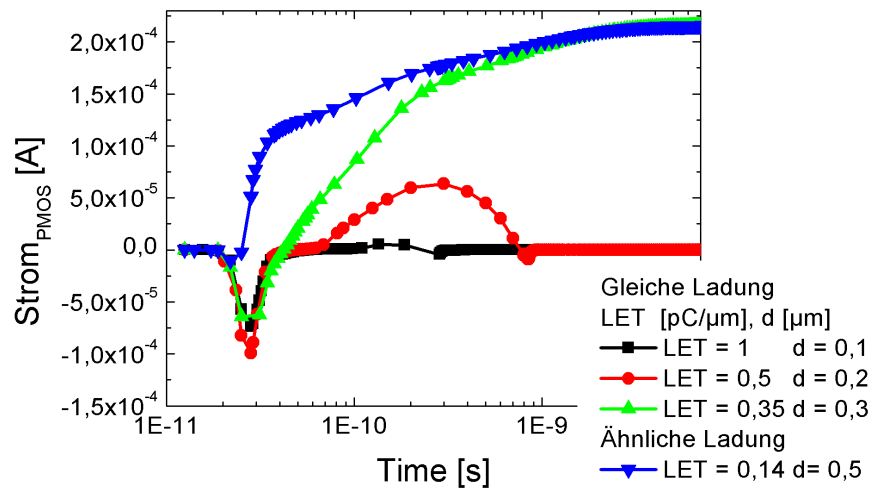


Abbildung 4.59: Transienter Anodenstrom bei Einschlag in die NMOS-Source: Verschiedene Eindringtiefen bei gleicher Ladung. Für die größeren Eindringtiefen kommt es zu einem SEL.

Vergleicht man nun das Ausfallverhalten des Soft Errors mit dem des Single Event Latchups so ergeben sich große Unterschiede:

Beim Soft Error sind die schnellen Strompulse der schweren Ionen trotz geringer Eindringtiefe „gefährlicher“ als ein leichtes Ion mit einer großen Eindringtiefe und einem langgezogenem Stromsammelpuls, da der zugehörige Transistor die Ladung nicht kompensieren kann. Dies ist ein gegenteiliges Zeitverhalten zum SEL.

Für das Auftreten eines Single Event Latchups sind hingegen langgezogene Strompulse kritischer.

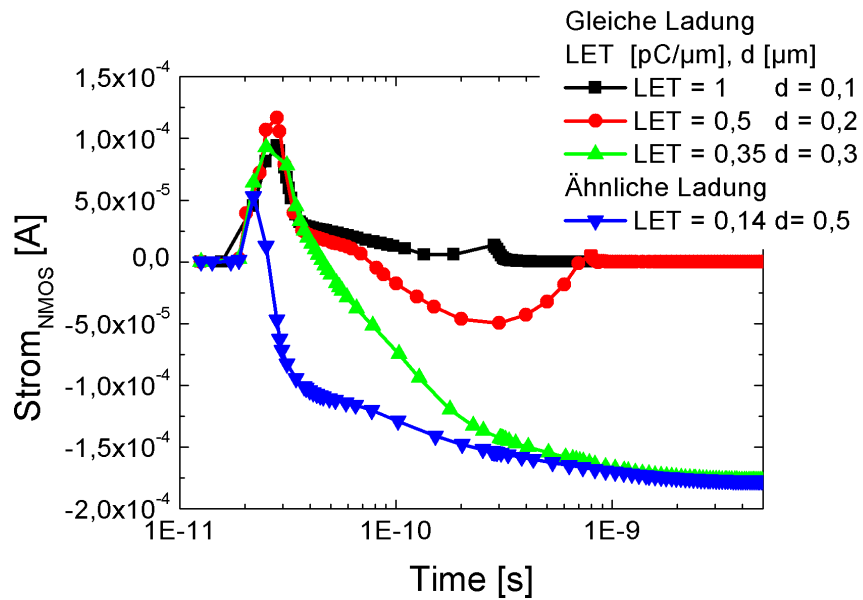


Abbildung 4.60: Transienter Kathodenstrom bei Einschlag in die NMOS-Source: Verschiedene Eindringtiefen bei gleicher Ladung. Für die größeren Eindringtiefen kommt es zu einem SEL.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zwei verschiedene ionenstrahlungsbedingte Ausfallmechanismen behandelt: **Soft Error** und **Single Event Latchup**.

Der Soft Error führt zu einer Informationskorruption. Eine Neubeschreibung des Bauelements behebt diesen Fehler. Bei einem Single Event Latchup wird ein parasitärer Thyristor gezündet. Die Information in einem ganzen Bereich wird zerstört. Ein Reset muss durchgeführt und das Bauelement neu beschrieben werden.

Die ausfallverursachende Strahlung besteht zum einen aus Alphateilchen zum anderen aus Neutronen. Die Alphateilchen stammen von Verunreinigungen im Gehäuse. Die Neutronen sind hingegen Sekundärteilchen der kosmischen Strahlung. Durch die Kernreaktion zwischen den Neutronen und dem Silizium entstehen Ionen, die entlang ihrer Trajektorie ein hochkonzentriertes Ladungsträgerplasma erzeugen. Dabei ist die Menge der erzeugten Ladung abhängig von der Art des Ions und dessen Energie.

Die betrachteten SRAMs des 65 nm-Technologieknötens bestehen aus sechs ineinander geschalteten Transistoren. Durch Ioneneinschläge in bestimmte Bereiche können Soft Errors und Single Event Latchups ausgelöst werden.

Um die Rechendauer einer 3D-Simulation gering zu halten und interessante Bereiche möglichst fein diskretisieren zu können, wie etwa um den Ort des Ioneneinschlages, wurden die jeweiligen kritischen Bereiche bestimmt.

Für das Auftreten von Soft Errors wurde der NMOS-Transistor im nicht-leitenden Zustand als sensibelster Bestandteil des SRAMs identifiziert.

Die Form des durch das Ion generierten transienten Stromflusses ist dabei entscheidend für Ausfälle. Da es durch einen parasitären Bipolartransistor auch zu Ausfällen an benachbarten SRAMs kommen kann, wurden benachbarte NMOS-Transistoren modelliert, die zu unterschiedlichen SRAMs gehören und jeweils im nicht-leitenden Zustand sind.

Bei den Simulationen wurden in den Drain Ionen mit unterschiedlichen Eindringtiefen und Energieverlusten injiziert. Dadurch können die Auswirkung unterschiedlichster Ionen bei einem Einschlag in das Bauelement bestimmt werden. Es wurden außerdem Parameter wie Temperatur und angelegte Spannung variiert.

Unterschiedliche Eindringtiefen bei gleichem Energieverlust pro Wegstrecke lieferten ein gleiches Strommaximum und den gleichen Stromgradienten im Anstieg. Bei der Injektion mit unterschiedlichen Energieverlusten wurde der gleiche Stromgradient im Anstieg berechnet. Jedoch ist das Maximum des Stromes für schwere Ionen deutlich höher. Zudem war der Stromfluss durch den benachbarten NMOS, bedingt durch den parasitären Bipolartransistor, höher, da das Potential stärker verzerrt wurde. Für höhere Temperaturen nimmt die Stromtragfähigkeit von MOSFETS ab, während hingegen die Leitfähigkeit von Bipolartransistoren steigt. Mit zunehmender Temperatur stieg entsprechend der tran-

siente Stromfluss durch den benachbarten Transistor. Mit zunehmender Spannung steigt das Maximum des Stromes durch den getroffenen Drain, da der Funneleffekt spannungsabhängig ist. Das Potential im Substrat wird stärker verzerrt.

Des Weiteren wurden Ioneneinschläge in die Source und zwischen die NMOS-Transistoren durchgeführt. Dabei ergaben sich durch die Ausdehnung des Ladungsträgerplasmas kleine „Minifunnel“ und man konnte kleine Peaks im transienten Strompuls beobachten. Das Maximum dieser Pulse war jedoch deutlich geringer als bei einem direkten Einschlag in den Drain bei sonst identischen Bedingungen.

Stromkurven mit einem hohen Anstiegsgradienten und einem hohen Maximum sind dabei am „gefährlichsten“ für das Auslösen von Soft Errors, da der dem Inverter zugehörige PMOS nicht genug Stromtragfähigkeit besitzt um einen so bedingten Potentialabfall aufzufangen. Somit werden Einschläge abseits des Drains zu keinem Einzelausfall führen. Jedoch wird auch hier das Potential verzerrt. Große Potentialverzerrungen führen zu einer Öffnung des parasitären Bipolartransistors.

Aus diesem Grund wird ein Ion mit großem Energieverlust eher zu Ausfällen führen, sowohl zu Einzelausfällen als auch zu Mehrzellenausfällen, als ein leichtes Ion. Steigende Temperatur hat vor allem Auswirkung auf den parasitären Bipolartransistor, wodurch Mehrzellenausfälle wahrscheinlicher werden. Größere Spannungen führen zu größeren Mehrzellenausfällen und zu einer kleineren Einzelausfallrate, da die Stromtragfähigkeit des PMOS steigt.

Durch Bestrahlungsexperimente wurde die Abhängigkeit des Ausfallverhaltens des SRAMs von den verschiedenen Parametern mit Neutronen und Alphastrahlung verifiziert.

Für die Simulation des Zündverhaltens des Single Event Latchups wurde eine weitere Modellierung generiert, die den parasitären Thyristorpfad im SRAM beinhaltet, nämlich NMOS-Source (Kathode), p-Substrat, n-Wanne und PMOS-Source (Anode).

Auch hier wurden die kritischen Parameter, wie Temperatur, Einschlagort, Versorgungsspannung und Energieverlust des Ions variiert. Es konnte gezeigt werden, dass für Raumtemperatur kein Latchup provoziert werden kann. Mit steigender Temperatur konnten bei immer geringen Spannungen SELs gezündet werden, da die Haltespannung V_H abnimmt. Die benötigte Ladungsträgerinjektion, um einen SEL zu triggern, nimmt mit steigender Temperatur zudem ab. Da bei der Kernreaktion von Neutronen mit Silizium bevorzugt leichte Ionen entstehen, wird mit steigender Temperatur die SEL-Rate sprunghaft ansteigen. Durch Ioneneinschläge in verschiedene Bereiche des Bauelements wurde gezeigt, dass sowohl Ioneneinschläge in die Anode als auch in die Kathode eine SEL provozieren können. Auch bei der Injektion eines Ions parallel unter die hochdotierten Bereiche konnte ein Latchup durch Diffusion gezündet werden. Im Gegensatz zum Soft Error ist der Single Event Latchup ein vergleichsweise langsamer Effekt, da die parasitären Bipolartransistoren eine gewisse Zeit benötigen, bis sie sich ausreichend gegenseitig verstärkt haben und somit können auch die langsamen Diffusionseffekte einen Latchup zur Folge haben können. Die Simulationsergebnisse weisen auf eine unterschiedliche Empfindlichkeiten der einzelnen Bereiche hin.

Erste Simulationen, bei denen in verschiedene Bereiche der SER-Modellierung und der SEL-Modellierung Ladung injiziert wurde zeigen, dass die Ausdehnung des Ladungsträgerplasmas Auswirkungen auf die transienten Stromkurven hat. Deswegen sollen wei-

tere Simulationen durchgeführt werden, bei der die Breite des Ladungsträgerplasmas variiert wird. Des weiteren könnte auch das „reale“ Ladungsträgerprofil von Akkerman et al. in den Simulator implementiert werden [AB02] [AB03] [EAJ04].

Um reale LET-Profilen von Ionen simulieren zu können, sollte die Tiefe des Bauelements deutlich vergrößert werden. Bereits in diesen Arbeiten wurden Simulationen durchgeführt, bei denen die gleiche Menge an Ladung bei unterschiedlicher Eindringtiefe injiziert wurde. Bisher wurden jedoch „akademische“ Werte benutzt, die eine gewisse Tendenz zeigen, aber die nicht mit realen Ionen übereinstimmen.

Eine weitere interessante Frage wäre, ob die Ladungssammlung durch den Funnel begrenzt ist und ab einer bestimmten Ladungsträgerkonzentration das Maximum des transienten Stromes nicht mehr ansteigt.

Durch das hier gewonnene Wissen über das Verhalten der Ladungssammlung durch Ioneneinschläge in MOSFETs können auch die Auswirkungen auf die einzelnen Transistoren von Flip-Flops und anderen Logikelementen abgeschätzt werden. Durch die genauen Kenntnisse der Auswirkung von Ioneneinschlägen, könnte ein Kompaktmodell entwickelt werden.

Dazu müssten noch mehr Ioneneinschläge mit unterschiedlichen Energieverlusten pro Wegstrecke gerechnet werden, um den maximalen Stromfluss zu berechnen. Eine Variation der Eindringtiefe ist nicht notwendig, vorausgesetzt, die Eindringtiefe übersteigt die Funneltiefe. Zudem müssen verschiedene Ioneneinschläge in Mehrtransistorsimulationen gerechnet werden. So erhält man das Potential und kann so die Auswirkung des parasitären Bipolartransistors abschätzen. Dies müsste jeweils unter Variation der Spannung und der Temperatur geschehen.

Die Sensitivität von neuen Technologien auf strahlungsbedingte Ausfälle kann so besser abgeschätzt werden.

Des weiteren können zukünftige Chipgenerationen besser auf die Vermeidung von Ausfällen durch kosmische Strahlung designt werden. Dies kann zum Beispiel erreicht werden, durch Änderung der Oberflächenkonfiguration und Variation der Dotierung.

Mittlerweile sind sogar SRAMs von Einzel- und Mehrzellenausfällen betroffen, die strahlungsresistent designt wurden [OWM⁺05]. Strahlungsbedingte Ausfälle werden in den kommenden Jahren weiterhin eine große Herausforderung für die Zuverlässigkeit von Bauelementen darstellen.

Anhang

Diskretisierung der Bauelemente

Die örtliche Diskretisierung spielt eine entscheidende Rolle bei der Durchführung von Simulationen: Nur mit einem guten, soliden Gitter ist die Stabilität und Konvergenz gewährleistet. Zudem hängt die Genauigkeit und Dauer der Rechnung essenziell davon ab. Ioneninduzierte Effekte können nicht mit einem „Standard“-Gitter simuliert werden. Durch den Einschlag eines Ions wird in anderen Bereichen als bei herkömmlichen UI-Simulationen, bzw. bei Einschalt/Ausschalteffekten, die Ladungsträgerdichte durch Injektion lokal sehr stark erhöht und etwa das elektrische Feld durch den Funneffekt „verbogen“. Solche Effekte sind in der „Standard“-Diskretisierung nicht vorgesehen. Aus diesem Grund muss ein Gitter manuell erstellt werden.

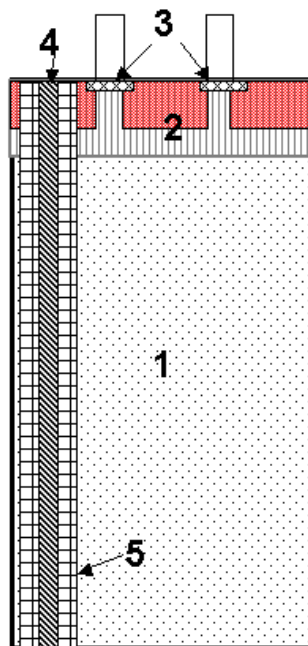


Abbildung A.1: Die Source und Draindotierung wird in rot dargestellt. Substratdiskretisierung (1), Oberer Bereich (2), Kanäle (3), Ioneneinschlag fein (4), Ioneneinschlag grob (5)

Bei der manuellen Gittererstellung müssen einige Punkte beachtet werden. Zum ersten muss die Änderung der Dotierung ausreichend diskretisiert werden. Bei zu großem Gitterabstand wird das Dotierungsprofil mit zu geringer Genauigkeit wiedergegeben. Des Weiteren müssen Stellen an denen hohe elektrische Feldänderungen auftreten können, fein diskretisiert werden. Zum einen werden die elektrischen Feldänderungen durch die angelegten Spannungen und zum anderen bei der Ioneninjektion durch die hohen Ladungsträgerkonzentrationen und -flüsse hervorgerufen. Ein sehr feines Gitter muss im Bereich der Ionentrajektorie gewählt werden. Nur so kann die Ladungserhaltung gewährleistet und die richtige Form des erzeugte Elektron-Loch-Plasmas wiedergegeben werden. Trotz dieser notwendigen Gitteranpassungen muss darauf geachtet werden, dass die Anzahl der Gitterpunkte minimal gehalten wird, um die Rechenzeit im vernünftigen Rahmen zu halten. Gleichzeitig muss jedoch auch noch die Stabilität der Simulation gewährleistet

sein.

Das Gitter wurde daher entsprechend dem Einschlagort des Ions für die jeweilige Simulation angepasst.

Abbildung A.1 zeigt den Querschnitt einer 2 NMOS-Struktur mit den zugehörigen Diskretisierungen. Die hochdotierten n^+ -Bereiche von Drain und Source sind dunkel gehalten.

Das gesamte Bauelement (1) wird mit einem Gitterpunktabstand von bis zu $0,1 \mu\text{m}$ diskretisiert. Die tiefenabhängige Bordotierung wird so ausreichend genau aufgelöst. Von der Oberfläche bis in $-0,15 \mu\text{m}$ -Tiefe (2) wird ein Gitter mit Elementbreiten von $0,05$ bis $0,01 \mu\text{m}$ gewählt. Somit kann die Source- und Draindotierung ausreichend genau wiedergegeben. An den Kanälen unter dem Gate (3) wurden Elementbreiten bis zu $0,005 \mu\text{m}$ genutzt. Eine fehlende Diskretisierung der Kanäle führt zu einem fehlerhaften Verhalten der Strom-Spannungsabhängigkeit des Bauelements. Der Einschlagort des Ions wurde über zwei Gitterbereiche definiert: Der innere Bereich (4) wird bis zu $0,001 \mu\text{m}$ diskretisiert. Für den äußeren Bereich (5) wird ein nicht so feinmaschiges Gitternetz mit einem Minimalabstand von $0,005 \mu\text{m}$ genutzt. Die äußere, gröbere Diskretisierung wurde so gewählt, dass im Bereich zwischen Substratgitter und Ionengitter keine spitzen Winkel in den Elementen gebildet werden, welche die Stabilität der Simulation gefährden.

Um mit dem beschriebenen Gitter eine transiente Stromkurve eines Ioneneinschlages zu modellieren, bedurfte es einer Rechenzeit von mindestens 20 h bis zu mehreren Tagen. Die Gitter wurden aus etwa 8500 Eckpunkten, 44000 Elementen und 90000 Flächen gebildet. Die Stabilität der Rechnung war mit diesem Gitter stets gewährleistet.

Für die Modellierung der vier benachbarten NMOS-Transistoren wurde das Gitter auf ähnliche Weise erstellt. Die Anzahl der Eckpunkte erhöhte sich für diese Simulation auf 14000, und die Simulationsdauer stieg stark auf mindestens 40 h an.

In Abbildung A.2 ist links die örtliche Diskretisierung für die Modellierung eines Single Event Latchups gezeigt. Rechts wird der Querschnitt durch ein Modell einer Latchup-Struktur dargestellt. Sie besteht aus dem p-Substrat, der n-Wanne, der PMOS-Source, der NMOS-Source und den STIs, die die Bereiche trennen.

Für das Substrat (1) wurde ein Gitterpunktabstand von $0,2 \mu\text{m}$ bis $0,1 \mu\text{m}$ gewählt. Damit konnten p-Substrat und n-Wanne sauber aufgelöst werden. Der obere Bereich (2), in dem sich die Sourcegebiete des PMOS- und NMOS-Transistors befinden, wurde mit $0,05 \mu\text{m}$ bis $0,005 \mu\text{m}$ diskretisiert. Um die Stromflüsse am Rande des STI (3) besser zu visualisieren, wurde dort mit $0,05$ bis $0,005 \mu\text{m}$ aufgelöst. Wie bereits für die SER-Modellierung wurde das Ion über zwei Bereiche diskretisiert. Der Gitterpunktabstand für die innere Diskretisierung (4) wurde zu $0,001 \mu\text{m}$ gewählt und die äußere (5) zu $0,005 \mu\text{m}$.

Das Gitter der Latchup-Modellierung enthielt ca. 12 000 Gitterpunkte. Die Rechendauer betrug in den meisten Fällen 20 - 100 h. Für einige Simulationen wurden jedoch Rechenzeiten bis zu 500 h benötigt.

Sämtliche Rechnungen wurden auf einem Linux-PC durchgeführt.

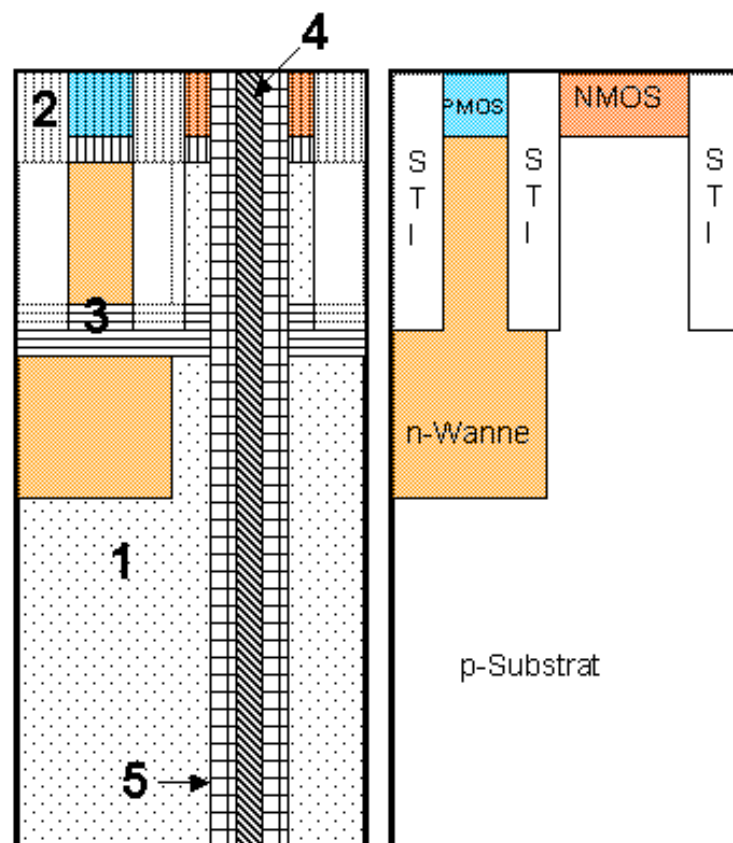


Abbildung A.2: Links: Diskretisierung der Latchupstruktur; Substrat (1), Oberer Bereich (2), STI(3), Ioneneinschlag fein (4), Ioneneinschlag grob (5) Rechts: Darstellung der SEL-Struktur

Simulationsmodelle

Im folgenden werden die in den Simulationen verwendeten Modelle näher beschrieben.

Beweglichkeit

Die Beweglichkeit der Elektronen μ_n und Löcher μ_p wird im Simulator als Kombination von verschiedenen Modellen beschrieben. Diese Modelle sind teilweise entkoppelt, zum Teil basieren sie aufeinander.

Zuerst soll die Streuung der Ladungsträger an Schwingungen des Kristallgitters, den Phononen, betrachtet werden. Da die Phononendichte mit der Temperatur steigt, sinkt die Beweglichkeit μ_{phonon} .

$$\mu_{phonon} = \mu_L \left(\frac{T}{300K} \right)^{-\alpha} \quad (\text{A.1})$$

α ist ein Fitparameter, der für Elektronen und Löcher verschiedene Werte annimmt.

Jeder ionisierte Donator oder Akzeptor in einem Halbleiter stellt ein Streuzentrum dar. Die Beweglichkeit steigt mit der Temperatur, da die Wechselwirkung mit den geladenen Störstellen abnimmt [BSK].

Ein temperaturabhängiges Modell wurde an der Universität von Bologna entwickelt. Dieses beschreibt diese Streuung von Raumtemperatur bis 648 °C [RVC⁺02]. Beim University of Bologna-Modell werden anziehende und abstoßende Streuung unabhängig voneinander als Funktion der Donatoren und Akzeptoren beschrieben. Des Weiteren werden verschiedene Beweglichkeiten für Minoritätsladungsträger und Majoritätsladungsträger berücksichtigt. Ferner wurde eine Korrektur für die Phononenbeweglichkeit eingeführt. Dieses Modell wurde für die dotierungsabhängige Beweglichkeit μ_{doping} genutzt.

$$\mu_{lat} = \mu_{max} \left(\frac{T}{300K} \right)^{-\gamma + c \left(\frac{T}{300K} \right)} \quad (\text{A.2})$$

Die Beweglichkeit μ_{doping} durch Akzeptoren N_A und Donatoren N_D setzt sich zusammen aus:

$$\mu_{doping} = \mu_0 + \frac{\mu_{lat} - \mu_0}{1 + \left(\frac{N_D}{C_{r1}} \right)^\alpha + \left(\frac{N_A}{C_{r2}} \right)^\beta} + \frac{\mu_1}{1 + \left(\frac{N_D}{C_{s1}} + \frac{N_A}{C_{s2}} \right)^{-2}} \quad (\text{A.3})$$

Dabei ist μ_0

$$\mu_0 = \frac{\mu_{0D} N_D + \mu_{0A} N_A}{N_D + N_A} \quad (\text{A.4})$$

und μ_1

$$\mu_1 = \frac{\mu_{1D}N_D + \mu_{1A}N_A}{N_D + N_A} \quad (\text{A.5})$$

C_{r1} , C_{r2} , C_{s1} und C_{s2} sind dabei Konstanten. μ_{0D} , μ_{1D} , μ_{0A} und μ_{1A} sind temperaturabhängige Referenzbeweglichkeiten.

Die als „Carrier-Carrier-Scattering“ bekannte Streuung der Ladungsträger untereinander wurde auf Grundlage des Modells von Choo [Cho72] und Fletcher [Fle57] implementiert. Für dieses Modell wurde die Abschirmungstheorie von Conwell und Weißkopf [CW50] genutzt. Das Modell ist von der Konzentration der freien Ladungsträger p,n und der Temperatur T abhängig.

$$\mu_{eh} = \frac{D \left(\frac{T}{300K}\right)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{np}} \left[\ln\left(1 + F \left(\frac{T}{300K}\right)^2 (pn)^{-\frac{1}{3}}\right) \right]^{-1} \quad (\text{A.6})$$

D und F bezeichnen konstante Parameter. Für hohe Ladungsträgerkonzentrationen wird die Beweglichkeit somit limitiert.

Weiterhin ist die Beweglichkeit der Elektronen μ_n bzw. der Löcher μ_p stark von der elektrischen Feldstärke abhängig. Insbesondere bei hohen Feldstärken ist die Geschwindigkeit der Ladungsträger nicht mehr direkt proportional zum elektrischen Feld. Die Geschwindigkeit der Ladungsträger sättigt.

Um diesen Effekt zu modellieren, wurde das Modell von Canali eingesetzt [CMMO75], welches auf dem Modell von Caughey und Thomas beruht [CT67]. Im Gegensatz zu Caughey und Thomas wird jedoch bei Canali auch die Temperaturabhängigkeit bis zu einer Temperatur von 430 K berücksichtigt. Für die Berechnung wird die Beweglichkeit bei kleinen elektrischen Feldern μ_{low} , eine Kombination aus den bisher betrachteten Modellen, als Grundlage genutzt. Darauf aufbauend sind das elektrische Feld entlang des Ladungsträgerflusses $j_{n,p}$ und die Sättigungsgeschwindigkeit v_{sat} der Ladungsträger entscheidend für die Beweglichkeit.

$$\mu_{HighField} = \frac{\mu_{low}}{\left[1 + \left(\frac{\mu_{low}}{v_{sat}} \frac{|\vec{E} j_{n,p}|}{|j_{n,p}|}\right)^\beta\right]^{\frac{1}{\beta}}} \quad (\text{A.7})$$

Der Exponent β ist dabei temperaturabhängig,

$$\beta = \beta_0 \left(\frac{T}{300K}\right)_{max}^\beta \quad (\text{A.8})$$

ebenso die Sättigungsgeschwindigkeit der Ladungsträger v_{sat} .

$$v_{sat} = v_{sat,0} \left(\frac{T}{300K}\right)_{se}^v \quad (\text{A.9})$$

Die Beweglichkeit in der Inversionsschicht des MOSFETs an der Silizium/Oxid-Grenzfläche setzt sich aus drei Beiträgen zusammen. Für kleine elektrischen Felder wird die Beweglichkeit von coulombschen Streuungen limitiert. Bei höheren Felder wird die Beweglichkeit durch die Streuung an akustischen Phononen und Oberflächenrauigkeiten dominiert. Dabei handelt es sich auch um ein an der Universität von Bologna entwickeltes Modell [RVCB99]. Die einzelnen Beiträge addieren sich zu:

$$\frac{1}{\mu_{inversion}} = \frac{1}{\mu_{bc}} + \frac{D}{\mu_{acp}} + \frac{D}{\mu_{os}} \quad (\text{A.10})$$

μ_{acp} beschreibt die Streuung an akustischen Phononen und μ_{os} die Streuung an der Oberflächenrauigkeit. Der Parameter D klingt dabei exponentiell mit dem Abstand zur Grenzfläche ab.

μ_{bc} ist der Anteil der Beweglichkeit durch die Coulombstreuung. Dabei wird die Kombination der bisherigen Modelle als Grundlage benutzt und mit dem Parameter D und einem Screening-Parameter verknüpft.

Je größer der Abstand von der Grenzfläche, umso mehr gleicht die Beweglichkeit der „Bulkbeweglichkeit“, das heißt der Kombination aller bisherigen Modelle im Substrat.

All diese Modelle zusammen beschreiben die Beweglichkeit der Ladungsträger im Bauelement.

Dotierungsabhängige Verringerung der Bandlücke

Da in den Simulationen Bauelemente mit hohen Dotierungskonzentrationen modelliert werden, muss auch die dotierungsabhängige Verringerung der Bandlücke ΔE_g betrachtet werden. Dazu wurden die Parameter und das Modell von Slotboom et al. verwendet [SdG76] [SdG77].

$$\Delta E_g = E_{bgn} \left[\ln \left(\frac{N_D + N_A}{N_{ref}} \right) + \sqrt{\left(\ln \left(\frac{N_D + N_A}{N_{ref}} \right) \right)^2 + 0,5} \right] \quad (\text{A.11})$$

E_{bgn} und N_{ref} sind von Slotboom et al. bestimmte Parameter.

Rekombination und Generation

Bei der Auger-Rekombination rekombiniert ein Elektron aus dem Leitungsband mit einem Loch aus dem Valenzband. Die Energie wird an einen dritten Ladungsträger, ein Elektron oder ein Loch, abgegeben, der dadurch in ein höheres Energieniveau angeregt wird.

$$R_{Auger} = (C_n n + C_p p) (np - n_i^2) \quad (\text{A.12})$$

$C_{n,p}$ sind schwach temperaturabhängige Einfangkoeffizienten. n_i ist die effektive intrinsische Dichte. Die Auger-Rekombination ist vor allem bei hohen Ladungsträgerdichten wichtig.

Neben der Auger-Rekombination ist die Shockley-Read-Hall Rekombination von Bedeutung. Sie erfolgt indirekt über ein Rekombinationszentrum innerhalb der Bandlücke, mit der Energie E_R . Die Teilvorgänge erfolgen sequentiell. Ein Elektron aus dem Leitungsband wird, unter Aussendung eines Phonons, im Rekombinationszentrum gefangen. Ein Elektron aus einem besetzten Rekombinationszentrum bewegt sich in das Valenzband und rekombiniert unter Aussendung eines Phonons mit einem Loch [SR52].

Die Shockley-Read-Hall Rekombinationrate R_{SRH} setzt sich zusammen zu

$$R_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_i \exp \frac{E_R - E_i}{k_B T}) + \tau_n(p + n_i \exp \frac{E_i - E_R}{k_B T})} \quad (\text{A.13})$$

Dabei bezeichnet n_i die intrinsische Ladungsträgerdichte, E_i die intrinsische Fermienergie und $\tau_{n,p}$ die Minoritätsladungsträgerlebensdauern.

Diese können empirisch über die Scharfetter-Relation modelliert werden

$$\tau_{n,p} = \tau_{min} + \frac{\tau_{max} - \tau_{min}}{1 + \left(\frac{N_D + N_A}{N_{ref}} \right)^\gamma} \quad (\text{A.14})$$

Indirekte Übergänge sind weitgehend von den Eigenschaften der Störstellen bestimmt. Diese können prozesstechnisch z.B. durch Elektron-, Proton- oder auch Heliumbestrahlung oder Platin- oder Golddiffusion beeinflusst werden, so dass sie als sehr stark technologieabhängig betrachtet werden müssen.

In den hier getätigten Simulation wurde eine maximale SHR-Rekombination angenommen, bei welchem das Rekombinationszentrum in der Mitte der Bandlücke liegt, so dass $E_R = E_i$ gilt.

Bei großen elektrischen Feldern werden Ladungsträger durch Stoßionisation (Avalanche-Generation) $G_{Avalanche}$ erzeugt. Dabei werden Ladungsträger, Elektronen oder Löcher, durch das hohe elektrische Feld \vec{E} beschleunigt, geben ihre Energie an Valenzelektronen, die in das Leitungsband befördert werden, ab. Ein Loch bleibt im Valenzband zurück. Die erzeugten Ladungsträger werden nun ihrerseits vom elektrischen Feld \vec{E} beschleunigt. So werden lawinenartig neue Ladungsträger generiert.

Das kann als

$$G_{avalanche} = \alpha_n n \nu_n + \alpha_p p \nu_p \quad (\text{A.15})$$

beschrieben werden. Dabei handelt es sich bei ν_n um die Driftgeschwindigkeit der Elektronen und bei ν_p um die Driftgeschwindigkeit der Löcher. Der Ionisierungskoeffizienten der Elektronen α_n und der Ionisierungskoeffizient der Löcher α_p , sind durch das Gesetz von Chynoweth gegeben [Chy58].

$$\alpha_{n,p} = ra \exp\left(-\frac{rb}{|\vec{E}|}\right) \quad (\text{A.16})$$

mit

$$r = \frac{\tanh\frac{\hbar\omega_{op}}{2k_B T_0}}{\tanh\frac{\hbar\omega_{op}}{2k_B T}} \quad (\text{A.17})$$

Hier wurden die von Van Overstraeten und de Man vermessen Koeffizienten benutzt [vOdm70]. a und b sind stückweise, abhängig von der Höhe des elektrischen Feldes \vec{E} bis 600 keV/cm, definiert. $\hbar\omega_{op}$ wurde ebenfalls von Van Overstraeten und de Man bestimmt. r ist abhängig von der Temperatur. Die Referenztemperatur T_0 beträgt 300K. Erfahrungswerte zeigen, dass die Stoßionisation mit diesen Koeffizienten etwas überschätzt wird. Für hohe Feldstärken, mehr als 600 kV/cm, tritt auch quantenmechanisches Tunneln auf. Diese Feldstärke kann, im Falle eines Ioneneinschlags, durchaus kurz erreicht werden. Allerdings treten durch die extrem hohen Ladungsträgerdichte hauptsächlich Stoßionisationseffekt auf. Die Tunnelgeneration spielt nur eine geringe Rolle, bei gleichzeitig hohem Rechenaufwand, und wird hier deswegen vernachlässigt.

Glossar und Symbolverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung	Kapitel
ASER	Soft Error Rate durch Alphapartikel	3.2
B	Basis des Bipolartransistors	
B0	Bipolartransistor, parallel zum Accesstransistor	3.4.2
B1	Bipolartransistor, parallel zum empfindlichsten NMOS	3.4.2
BL	Bitline	3.1
BLB	komplimentäre Bitline	3.1
C	Kollektor	
cb	Checkerboard; Schachbrettmuster	
CMOS	Complimentary MOSFET; besteht aus ineinandergeschalteten NMOS und PMOS	
E	Emitter	
ECC	Error Correction Code	3.4.3
ENDF	Evaluated Nuclear Data File	2.2.1
FIT	Failure in Time (1 Fehler in 10^9 Stunden)	
LANSCCE	Los Alamos Neutron Science Center	3.2
LET	Linear Energy Transfer; Energie, die das Ion pro Wegstrecke abgibt = dE/dx	2.2.2.1
MBU	Multi-Bit-Upset, logischer Mehrzellenausfall	3.4.2
MCU	Multi-Cell-Upset, physikalischer Mehrzellenausfall	3.4.2
MOSFET	Metal-Oxide-Semiconductor-Field-Effect-Transistor	
NMOS	n-Kanal MOSFET	
NSER	Soft Error Rate durch Neutronenstrahlung	3.2
PMOS	p-kanal MOSFET	
Q1	Bipolartransistor	3.5
Q2	Bipolartransistor	3.5
S	Knoteninformation	3.1
SB	Komplimentäre Knoteninformation	3.1
SCU	Single-Cell-Upset	3.4.1
SE	Soft Error	
SEL	Single Event Latchup	3.5
SER	Soft Error Rate	3.4
SEU	Single Event Upset	3.4
SRAM	Static Random Access Memomery; Logikspeicher	3.1
STI	Shallow Trench Isolation	
TRIM	Transport of Ions in Matter	2.2.2.1

Abkürzung	Bedeutung	Kapitel
T_x	Transistor	3.1
WL	Wordline	3.1

Symbol	Bedeutung	Einheit
A	Atomares Gewicht	1
$\alpha_{n,p}$	Ionisationskoeffizient von n und p	cm^{-1}
α_{npn}	Stromverstärkung des npn-Transistors	1
α_{pnp}	Stromverstärkung des pnp-Transistors	1
d	Eindringtiefe des Ions	cm
$D_{n,p}$	Diffusionskonstanten von n und p	cm^2s^{-1}
$\frac{dE}{dx}$	Energieverlust pro Wegstrecke=LET	eV/cm
$\frac{dE}{dx}_{el}$	elektronischer Energieverlust pro Wegstrecke= LET_{el}	eV/cm
$\frac{dE}{dx}_{nk}$	nuklearer Energieverlust pro Wegstrecke= LET_{nk}	eV/cm
$\frac{dN}{dE_{kin}}$	differentieller Teilchenfluss	$\text{m}^2\text{srsGeV}^2$
$\frac{d\sigma}{dE_{kin}}$	differentieller Wirkungsquerschnitt	barn/eV
\vec{E}	Elektrisches Feld	Vcm^{-1}
E_g	Bandlücke von Silizium	eV
E_{kin}	Kinetische Teilchenenergie	eV
$E_{neutron}$	kinetische Neutronenenergie	eV
ε	Dielektrizitätskonstante	$\text{As V}^{-1}\text{cm}^{-1}$
$\varphi_{n,p}$	Quasifermpotential von n und p	eV
G	Generationsrate von Elektron/Loch-Paaren	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
$G_{avalanche}$	Generationsrate, verursacht durch Stoßionisation	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
G_{ion}	Generationsrate, verursacht durch ein Ion	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
G_{LET}	Energieverlust pro Weglänge=LET	eVcm^{-1}
γ	Effektive Ionenladung	1
\hbar	Plancksche Konstante geteilt durch 2π	eV s
I	Elektrischer Strom	A
I_{Anode}	Elektrischer Anodenstrom	A
I_C	Kollektorstrom	A
I_E	Emitterstrom	A
$\vec{J}_{n,p}$	Vektor von n - und p -Stromdichte	A cm^{-2}
\vec{j}	Vektor der elektrischen Gesamtstromdichte	A cm^{-2}
k_B	Boltzmann-Konstante	eV K^{-1}
LET_{el}	elektronischer Energieverlust pro Wegstrecke	eV/cm
LET_{nk}	nuklearer Energieverlust pro Wegstrecke	eV/cm
$LET_{threshold}$	minimaler Energieverlust pro Wegstrecke um einen SEL zu erzeugen	eV/cm
LET_{tot}	Summe der Energieverluste pro Wegstrecke	eV/cm
$m_{n,p}^*$	Effektive Massen von n und p in Silizium	g
$\mu_{n,p}$	Beweglichkeit von n und p	$\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$

Symbol	Bedeutung	Einheit
N_A	Konzentration der geladenen Akzeptoren	cm^{-3}
N_C	Zustandsdichte des Leitungsbands	cm^{-3}
N_D	Konzentration der geladenen Donatoren	cm^{-3}
N_V	Zustandsdichte des Valenzbands	cm^{-3}
ΔN	Änderung der Elektronenkonzentration	cm^{-3}
$n(\vec{x}, t)$	Elektronenkonzentration	cm^{-3}
n_i	Intrinsische Dichte von Silizium	cm^{-3}
$\nu_{n,p}$	Driftgeschwindigkeit der Elektronen, Löcher	cm s^{-1}
$p(\vec{x}, t)$	Löcherkonzentration	cm^{-3}
Ψ	Elektrostatistisches Potential	V
Q_{crit}	kritische Ladung, um einen Soft Error zu provozieren	C
\bar{Q}_{crit}	Mittelwert kritische Ladung von NMOS und PMOS	C
$Q_{crit,NMOS}$	kritische Ladung des NMOS, um einen Soft Error zu provozieren	C
$Q_{crit,PMOS}$	kritische Ladung des PMOS, um einen Soft Error zu provozieren	C
q	Elementarladung	C
R	Rekombinationsrate von n und p	$\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$
$R(w, x)$	Radiales Profil der Ionengenerationsrate	cm^{-1}
$R_{n-Wanne}$	Widerstand der n-Wanne	Ω
$R_{p-Wanne}$	Widerstand der p-Wanne	Ω
R_{Sub}	Substratwiderstand	Ω
T	Temperatur	K
$T(t)$	Zeitliches Profil der Ionengenerationsrate	s^{-1}
t	Zeit	s
$\tau_{n,p}$	Ladungsträgerlebensdauer von n und p	s
τ_{ein}	Einschaltzeit des Bipolartransistors	s
V_{Anode}	Anoden-Spannung	V
V_{BE}	Basis-Emitter-Spannung	V
V_{dd}	Versorgungsspannung	V
V_H	Haltespannung; minimale Spannung, um Latchup zu halten	V
V_{ss}	Erddpotential	V
V_{TR}	Kippspannung; Spannung bei der ein Latchup getriggert wird	V
w_t	Halbwertsbreite des Elektron-Loch-Plasmas	cm
Z	Kernladung	1

Literaturverzeichnis

- [AB02] A. Akkerman and J. Barak. Ion-Track Structure and its Effects in Small Size Volumes of Silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49(6):3022–3031, 2002.
- [AB03] A. Akkerman and J. Barak. Correction to Ion-Track Structure and its Effects in Small Size Volumes of Silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50(3):741, 2003.
- [AM76] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. *Solid State Physics*. Thomson Learning, 1976.
- [AMB⁺08] O.A. Amusan, L.W. Massengill, M.P. Baze, B.L. Bhuvu, A.F. Witulski, J.D. Black, A. Balasubramanian, M.C. Casey, D. A. Black, J.R. Ahlbin, R.A. Reed, and M.W. McCurdy. Mitigation techniques for Single Event induced Charge Sharing in a 90 nm bulk CMOS process. *46th Annual International Reliability Physics Symposium Proceedings*, pages 468–472, 2008.
- [AWM⁺06] O.A. Amusan, A.F. Witulski, L.W. Massengill, B.L. Bhuvu, P.R. Fleming, M.L. Alles, A.L. Sternberg, J.D. Blak, and R.D. Schrimpf. Charge Collection and Charge Sharing in a 130 nm CMOS Technology. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(6):3253–3258, 2006.
- [Bar97] J.L. Barth. Modeling Space Radiation Environments. *IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference short course*, 1997.
- [Bau02] R. Baumann. The Impact of Technology Scaling Soft Error Rate Performance and the Limits to the Efficacy of Error Correction. *International Electron Device Meeting Digest*, pages 329–332, 2002.
- [Bau03] R. Baumann. Impact of Single-Event Upsets in Deep-Submicron Silicon Technology. *Material Research Society Bulletin*, (2):117–120, February 2003.
- [Bau05a] R. Baumann. A Tutorial on Single Event Effects in Advanced Commercial Silicon Technology. *IRPS*, 2005.
- [Bau05b] R. Baumann. Soft Errors in Advanced Computer Systems. *IEEE Design & Test of Computers*, pages 258–266, 2005.

- [BB48] J. Bardeen and W.H. Brattain. The transistor, a semiconductor triode. *Physical Review*, 74(2):230–231, 1948.
- [BFPV04] G. Battistoni, A. Ferrari, M. Pelliccioni, and R. Villari. Monte Carlo Calculation of the angular distribution of cosmic rays at flight altitudes. *Radiation Protection Dosimetry*, 112(3):331–343, 2004.
- [BK00] H. Blümer and K.-H. Kampert. Die Suche nach den Quellen der kosmischen Strahlung. *Physikalische Blätter*, 56(3):39–45, 2000.
- [Bla00] E.W. Blackmore. Operation of the TRIUMF (20-500 MeV) proton irradiation facility. *IEEE Radiation Effects Data Workshop Record*, pages 1–5, 2000.
- [BP96] G. Bruguier and J.M. Palau. Single Particle-Induced Latchup. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43(2):522–432, 1996.
- [BRD05] G. Boselli, V. Reddy, and C. Duvvury. Latch-up in 65nm CMOS technology: A scaling perspective. *43rd Annual International Reliability Physics Symposium Proceedings*, pages 137–144, 2005.
- [BSK] L. Bergmann, C. Schaefer, and R. Kassing. *Lehrbuch der Experimentalphysik 6: Festkörper*. de Gruyter.
- [CBC⁺99] M.B. Chadwick, H.H. Barschall, R.S. Caswell, P.M. DeLuca, G.M. Hale, D.T. Jones, R.E. MacFarlane, J.P. Meulders, H. Schuhmacher, U.J. Schrewe, A. Wambersie, and P.G. Young. A consistent set of neutron kerma coefficients from thermal to 150 MeV for biological important materials. *Medicine Physics*, 26(6):974–990, 1999.
- [CCPH⁺01] K. Castellani-Coulié, J. M. Palau, G. Hubert, M.-C. Calvet, P.E. Dodd, and F. Sexton. Various SEU conditions in SRAM studied by 3D Device Simulation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48(6):1931–1936, 2001.
- [CCSS⁺03] K. Castellani-Coulié, B. Sagnes, F. Saigné, J.-M. Palau, M. C. Calvet, P.E. Dodd, and F.W. Sexton. Comparison of NMOS and PMOS transistor sensitivity to SEU in SRAMs by device simulation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50(6):2239–2244, 2003.
- [Cho72] S. C. Choo. Theory of a Forward-Biased Diffused-Junction P-L-N Rectifier—Part I: Exact Numerical Solutions. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 19(8):954–966, 1972.
- [Chy58] A.G. Chynoweth. Ionization Rates for Electrons and Holes in Silicon. *Physical Review*, 109(5):1537–1540, 1958.
- [CMMO75] C. Canali, G. Majni, R. Minder, and G. Ottaviani. Electron and Hole Drift Velocity Measurements in Silicon and their Empirical Relation to Electric Field and Temperature. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 22(11):1045–1047, 1975.

- [CN99] M.B. Chadwick and E. Normand. Use of New ENDF/B-IV Proton and Neutron Cross Sections for Single Event Upset Calculations. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 46(6):1386–1394, 1999.
- [CT67] D.M. Caughey and R.E. Thomas. Carrier Mobilities in silicon empirically related to doping and field. *Proceedings of the IEEE*, 52:2192–2193, 1967.
- [CW50] E. Conwell and V.F. Weisskopf. Theory of impurity scattering in semiconductors. *Physical Review*, 77(3):388–390, 1950.
- [DCS⁺04] C. Dyer, S. Clucas, C. Sanderson, A. Frydland, and R. Green. An Experimental Study of Single Event Effects Induced in Commercial SRAMs by Neutrons and Protons from Thermal Energies to 500 MeV. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51(4):2817–2824, 2004.
- [DG83] R. Dobrozemsky and P. Görlich, editors. *Kleine Enzyklopädie Atom- und Kernphysik: Struktur der Materie*. C. Weißmantel and R. Lenk and W. Forker and D. Linke, 1983.
- [DHB⁺93] H. Dussault, J. W. Howard, R. C. Block, M. R. Pinto, W. J. Stapor, and A. R. Knudson. The Effects of Ion Track Structures. *Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems Proceedings*, pages 509–516, 1993.
- [DSSH03] P.E. Dodd, M. R. Shaneyfelt, J.R. Schwank, and G. L. Hash. Neutron-Induced Latchup in SRAMs at Ground Level. *41st Annual International Reliability Physics Symposium Proceedings*, pages 51–55, 2003.
- [EAJ04] D. Emfietzoglou, A. Akkerman, and J. Barak. New Monte Carlo Calculations of charged particle track-structure in silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51(6):2872–2879, 2004.
- [Edm98] L. D. Edmonds. Electric Currents through Ion Tracks in Silicon Devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 45(6):3153–3194, 1998.
- [Edm01] L. D. Edmonds. A Time-Dependent Charge-Collection Efficiency for Diffusion. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48(5):1609–1622, 2001.
- [END] *ENDF Datenbank*. <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp>.
- [FHB94] O. Fageeha, J. Howard, and R.C. Block. Distribution of Radial Energy Deposition Around the Track of Energetic Charged Particles in Silicon. *Journal of Applied Physics*, 75(5):2317–2321, 1994.
- [Fle57] N. H. Fletcher. The High Current Limit for Semiconductor Junction Devices. *Proceedings of the IRE*, 45:862–872, 1957.
- [GBG08] G. Georgakos, L. Borucki, and Y. Gawlina. Entwurfsregeln für integrierte SRAM Speicher zur Unterdrückung von Multi-Bit Fehlern in sub-100nm CMOS Technologien. *2.GMM/GI/ITG-Fachtagung: Zuverlässigkeit und Entwurf*, pages 43–48, 2008.

- [Geo] G. Georgakos. Private Mitteilung.
- [GGR07] G. Gasiot, D. Giot, and P. Roche. Multiple Cell Upsets as the Key Contribution to the total SER of 65 nm CMOS SRAMs and its Dependence on Well Engineering. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, (6):2468–2473, 2007.
- [GHO⁺07] G. Georgakos, P. Huber, M. Ostermayr, E. Amirante, and F. Ruckerbauer. Investigation of Increased Multi-Bit Failure Rate Due to Neutron Induced SEU in Advanced Embedded SRAMs. *20th International Conference on VLSI Design*, 2007.
- [GO06] T. Grandlund and N. Olsson. A Comparative Study between Proton and Neutron induced SEUs in SRAMs. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(4):1871 – 1875, 2006.
- [GPNZ97] C.J. Gelderloos, R.J. Peterson, M.E. Nelson, and J.F. Ziegler. Pion-Induced Soft Upsets in 16 Mbit DRAM Chips. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 44(6):2237–2242, 1997.
- [GTN86] G. Goto, H. Takahashi, and T. Nakamura. Modeling and Analysis of Transient Latchup in Double-Well Bulk CMOS. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 33(9):1341–1347, 1986.
- [Hes12] V. F. Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballongfahrten. *Physikalische Zeitschrift*, 13(21/22):1084–1091, 1912.
- [HMO81] C.M. Hsieh, P. C. Murley, and R.R. O’Brian. A field-funneling Effect on the Collection of Alpha-Particle generated carriers in silicon devices. *IEEE Electron Device Letters*, 2(4):103–105, 1981.
- [HSM05] J. M. Hutson, R. D. Schrimpf, and L. M. Massengill. The Effects of Scaling and Well and Substrate Contact Placement on Single Event Latchup in Bulk CMOS Technology. *8th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems Proceedings*, 2005.
- [HTWR79] R.N. Hamm, J.E. Turner, H.A. Wright, and R.H. Ritchie. Heavy-Ion Track Structure in Silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 26(6):4892–4895, 1979.
- [Hu82] C. Hu. Alpha-Particle induced field and enhanced collection of carriers. *IEEE Electron Device Letters*, 3(2):31–34, 1982.
- [Hut08] J.M. Hutson. *Single Event Latchup in a Deep Submicron CMOS Technology*. PhD thesis, Graduate School of Vanderbilt University, 2008.
- [JES06] JESD89A. Measurement and Reporting of Alpha Particle and Terrestrial Cosmic Ray-Induced Soft Errors in Semiconductor Devices. Technical report, JEDEC Solid State Technology Association, 2006.

- [Joh96] A. H. Johnston. The Influence of VLSI Technology Evolution on Radiation-induced Latchup in Space systems. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43(2):505–521, 1996.
- [Juh03] T. Juhnke. *Die Soft-Error-Rate von Submikrometer-CMOS-Logikschaltungen*. PhD thesis, Technische Universität Berlin, 2003.
- [Kai05] Winfried Kaindl. *Modellierung höhenstrahlungsinduzierter Ausfälle in Halbleiterleistungsbauelementen*. PhD thesis, Technische Universität München, 2005.
- [KG86] J. P. Kreskovsky and H. L. Grubin. Numerical Simulation of Charge collection in two- and three-dimensional silicon diodes - a comparison. *Solid-State Electronics*, 29(5):505–518, 1986.
- [Kir79] S. Kirkpatrick. Modeling Diffusion and Collection of Charge from Ionizing Radiation in Silicon Devices. *IEEE Transaction on Electronic Devices*, 26(11):1742–1753, 1979.
- [KK68] E.J. Kobetich and R. Katz. Energy Deposition by Electron Beams and γ Rays. *Physical Review*, 170(2):391–396, 1968.
- [Kro] Prof. Thorsten Kroell. *Kernphysik*. Institut für Kernphysik Technische Universität Darmstadt.
- [Lab] The Svedberg Laboratory. <http://www.tsl.uu.se/>.
- [Lim06] Sheng S. Limits. *Semiconductor Physical Electronics*. Springer, 2006.
- [Mes82] G.C. Messenger. Collection of Charge on Junction Nodes from Ion Tracks. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 29(6):2024–2031, 1982.
- [MHZPA03] J. Maiz, S. Hareland, K. Zhang, and Patrick P. Armstrong. Characterization of Multi-bit Soft Error events in advanced SRAMs. *International Electron Device Meeting Proceedings*, pages 21.4.1 – 21.4.4, 2003.
- [MO82] F.B. McLean and T.R. Oldham. Charge Funneling in N- and P-Type Si Substrates. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 29(6):2018–2023, 1982.
- [Moo65] G.E. Moore. Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics*, 38(8), April 1965.
- [Moo75] G.E. Moore. Progress In Digital Integrated Electronics. *International Electronic Device Meeting Digest*, pages 11–13, 1975.
- [MW79] T. C. May and M. H. Woods. Alpha-Particle-Induced Soft Errors in Dynamic Memories. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 26(1):2–9, 1979.
- [NZZ01] Technikkollaps aus heiterem Himmel. *Neue Züricher Zeitung*, 11. April 2001.

- [OGO⁺06] M. Olmos, R. Gaillard, A. Van Overberghe, J. Beaucour, S. Wen, and S. Chung. Investigation of thermal neutron induced Soft Error Rates in Commercial SRAMs with 0.35 μm to 90 nm Technologies. *44th Annual International Reliability Physics Symposium Proceedings*, pages 212–216, 2006.
- [OHMO92a] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi. Antisymmetrized Version of Molecular Dynamics with Two-Nucleon Collisions and Its Application to Heavy Ion Reactions. *Progress of Theoretical Physics*, 87(5):1185–1206, 1992.
- [OHMO92b] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi. Fragment Formation Studied with Antisymmetrized Version of Molecular Dynamics with Two-Nucleon Collisions. *Physical Review Letters*, 68(19):2898–2900, 1992.
- [OPG05] M. Olmos, A. V. Prokofiev, and R. Gaillard. Unfolding Procedure for SER Measurements using quasimonoenergetic Neutrons. *43rd Annual International Reliability Physics Symposium Proceedings*, pages 1–2, 2005.
- [OWM⁺05] B. D. Olson, D. R. Balland K. M. Warrenajd, L. W. Massengill, N. F. Haddad, S. E. Doyle, and D. McMorro. Simultaneous Single Event charge sharing and parasitic bipolar conduction in a highly scaled SRAM design. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52(6):2132–2136, 2005.
- [OYSK04] K. Osada, K. Yamaguchi, Y. Saitoh, and T. Kawahara. SRAM immunity to cosmic-ray-induced multi-errors based on analysis of an induced parasitic bipolar effect. *IEEE Journal of Solid State Circuits*, 39(5):827–832, 2004.
- [PCD⁺03] J. M. Palau, M.-C. Calvet, P.E. Dodd, F. W. Sexton, and Ph. Roche. Contribution to device simulation to SER understanding. *41st Annual International Reliability Physics Symposium Proceedings*, pages 71–75, 2003.
- [Pfo36] G. Pfozter. Dreifachkoinzidenzen der Ultrastrahlung aus vertikaler Richtung in der Stratosphäre. *Zeitschrift für Physik*, 102:23–58, 1936.
- [PHC⁺01] J. M. Palau, G. Hubert, K. Coulie, B. Sagnes, M.-C. Calvet, and S. Fourtine. Device Simulation Study of the SEU sensitivity of SRAMs to internal ion tracks generated by nuclear reactions. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48(2):225–231, 2001.
- [PPB⁺05] A. V. Prokofiev, S. Pomp, J. Blomgren, O. Byström, C. Ekström, O. Jonsen, D. Reistad, U. Tippawan, D. Wessman, V. Ziemann, and M. Österlund. A new Neutron Facility for Single-Event Effect testing. *43rd Annual International Reliability Physics Symposium Proceedings*, pages 694–695, 2005.
- [PRSZ94] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche. *Teilchen und Kerne*. Springer-Lehrbuch, Berlin, 1994.

- [RFKS56] D.C. Rose, K.B. Fenton, J. Katzman, and J.A. Simpson. Latitude Effect of the Cosmic Ray Nucleon and Meson Components at Sea Level from the Arctic to the Antarctic. *Canadian Journal of Physics*, 34:968–984, 1956.
- [RG07] F. X. Ruckerbauer and G. Georgakos. Soft Error Rates in 65 nm SRAMs – Analysis of new Phenomena. *13th IEEE International On-Line Testing Symposium Proceedings*, pages 203–204, 2007.
- [Roc99] P. Roche. *Etude de L'alea logique (SEU) induit par un particule ionisante dans des memoires SRAM developpees en technologies CMOS submicroniques*. PhD thesis, Université de Montpellier II, 1999.
- [Roo50] W. Van Roosbroeck. Theory of flow of electron and holes in germanium and other semiconductors. *Bell System Technical Journal*, 29:560–607, 1950.
- [RVC⁺02] S. Reggiani, M. Valdinoci, L. Colalongo, M. Rudan, G. Baccarani, A.D. Stricker, F. Illien, N. Felber, W. Fichtner, and L. Zullino. Electron and Hole Mobility in Silicon at Large Operating Temperatures—Part I: Bulk Mobility. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 49(3):490–499, 2002.
- [RVCB99] S. Reggiani, M. Valdinoci, M. Colalongo, and G. Baccarani. A unified analytical model for bulk and surface mobility in Si n- and p-channel MOSFETs. *ESSDERC*, 1999.
- [Sal05] S. Saleh. *Méthode de simulation des erreur transitoires à plusieurs niveaux d'abstraction*. PhD thesis, Laboratoire TMA, 2005.
- [SdG76] J. W. Slotboom and H. C. de Graaff. Measurements of Bandgap Narrowing in Si Bipolar Transistors. *Solid-State Electronics*, 19:857–862, 1976.
- [SdG77] J. W. Slotboom and H. C. de Graaff. Bandgap Narrowing in Silicon Bipolar Transistors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 24(8):1123–1125, 1977.
- [Sho49] W. Shockley. The theory of pn junction in semiconductors and pn junction transistor. *Bell System Technology Journal*, 28(3):435–489, 1949.
- [SM88] W.J. Stapor and P.T. McDonald. Practical Approach to ion track energy distribution. *Journal of Applied Physics*, 64(9):4430–4434, 1988.
- [SMLH01] N. Seifert, D. Moyer, N. Leland, and R. Hotikson. Historical Trend in Alpha-Particle induced Soft-Error Rates of the *AlphaTM* Microprocessor. *39th Annual International Reliability Physics Symposium Proceedings*, pages 259–265, 2001.
- [son] *National Geophysical Data Center (NGDC)*. Boulder, Colorado, USA. <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/solar.html>.

- [SR52] W. Shockley and W.T. Read. Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Physical Review*, 87(5):835–842, 1952.
- [SSB⁺06] J. R. Schwank, M.R. Shaneyfeld, J. Baggion, P.E. Dodd and J. A. Felix, V. Ferlet-Cavrois, P. Paillet, , G. K. Lum, S. Girard, and E. Blackmore. Effects of Angle of Incidence on Proton and Neutron-Induced Single-Event Latchup. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(6):3122–3131, 2006.
- [STM94] G.R. Srinivasan, H.H.K. Tang, and P.C. Murley. Parameter-Free Predictive Modeling of Single Event Upsets due to Protons, Neutrons, and Pions in Terrestrial Cosmic Rays. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 41(6):2063–2070, 1994.
- [SWR⁺10] B.D. Sierawski, K. M. Warren, R. A. Reedn, R. A. AWeller, M. M. Mendenhall, and R. D. Schrimpf. Contribution of Low-Energy Neutrons to Upset Rate in a 65 nm SRAM. *48th Annual International Reliability Physics Symposium Proceedings*, 2010.
- [Syn06] Synopsis Inc., 700 East Middlefield Road, Mountain View, CA 94043. *Sentaurus Device, Version Y-2006.06.*, 2006.
- [Sze81] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [Tak06] B. E. Takala. THE ICE HOUSE - Neutron Testing Leads to More-Reliable Electronics. *Los Alamos Science*, 30:96–103, 2006.
- [TCA] TCAD. *Devise (3D Structure and Mesh)*.
- [TNU⁺09] K. Tanaka, H. Nakamura, T. Uemura, K. Takeuchi, T. Fukuda, and S. Kumashiro. Study on the influence of device structure dimension and profiles on charge collection current causing SET Pulse leading to soft errors in logic circuits. *14th International conference on Simulation of semiconductor processes and devices Proceedings*, pages 210–213, 2009.
- [Tru07] David Truyen. *Etude par simulation composant 3D des effets sigulier SEU et SET induits par ions lourds sur le nueud technologique CMOS bulk 180 nm*. PhD thesis, Université de Montpellier II, 2007.
- [TSA90] H.H.K. Tang, G.R. Srinivasan, and N. Azziz. Cascade statistical model for nucleon-induced reactions on light nuclei in the energy range 50 MeV–1 GeV. *Physical Review C*, 42(4):1598–1622, 1990.
- [TSL05] T. Tille and D. Schmitt-Landsiedel. *Mikroelektronik*. Springer-Verlag, 20005.
- [UNH] *University of New Hampshire*. National Science Foundation Grant ATM-9912341. <http://ulysses.sr.unh.edu>.

- [vLANW67] V. A. J. van Lint, J. H. Alexander, D. K. Nichols, and P. R. Ward. Computerized model for response of transistors to a pulse of ionizing radiation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 14(6):170–178, 1967.
- [vOdM70] R. van Overstraeten and H. de Man. Measurement of the ionization rates in diffused silicon pn-junctions. *Solid-State Electronics*, 13:583–608, 1970.
- [Vol05] S. H. Voldman. Latchup and the Domino Effects. *43rd Annual International Reliability Physics Symposium Proceedings*, pages 145–156, 2005.
- [ZBL85] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, and U. Littmark. *The Stopping and Range of Ions in Solids*. Pergamon Press, New York, 1985.
- [Zie96] J.F. Ziegler. Terrestrial Cosmic Rays. *IBM Journal of Research and Development*, 40(1):19–38, 1996.
- [Zie98] J.F. Ziegler. Terrestrial Cosmic Ray Intensities. *IBM Journal of Research and Development*, 42(1):117–139, 1998.
- [ZL79] J.F. Ziegler and W.A. Lanford. Effect of Cosmic Rays on Computer Memories. *Science*, 206:776–788, 1979.
- [ZL81] J.F. Ziegler and W.A. Lanford. The effect of sea level cosmic rays on electronic devices. *Journal of Applied Physics*, 52(6):4305–4312, 1981.
- [ZNS⁺98] J. F. Ziegler, N. E. Nelson, J. D. Shell, R. J. Petereson, C. J. Gelderloos, H. P. Muhlfeld, and C. J. Montrose. Cosmic Ray Soft Error Rates of 16-Mb DRAM Memory Chips. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 33(2):246–252, 1998.

Danksagung

Zuerst möchte ich mich bei meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. rer. nat. Gerhard Wachutka, dem Leiter des Lehrstuhls für Technische Elektrophysik an der Technischen Universität München, bedanken, der mich wissenschaftlich betreute. Nur durch die vielen fruchtbaren Diskussionen und Anregungen sowie die nötigen Freiräume war diese Arbeit möglich.

Herrn Prof. Dr. phil. nat. Dieter Silber möchte ich für sein großes Interesse und die Erstellung des Zweitgutachtens danken.

Des weiteren gilt mein besonderer Dank meinen beiden Betreuern bei der Infineon Technologies AG, Herrn Dr. Ludger Borucki und Herrn Georg Georgakos. Beide nahmen sich sehr viel Zeit, um mit mir verschiedene Fragestellungen zu diskutieren und Probleme zu lösen. Für ihren unermüdlichen Einsatz zum Gelingen dieser Arbeit möchte ich ihnen danken.

Auch Herrn Franz Ruckerbauer, der im ersten Jahr neben Herrn Dr. Ludger Borucki und Herrn Georg Georgakos die Arbeit betreut hat, gilt mein besonderer Dank.

Herrn Dr. Wolfgang Gustin danke ich für seine freundliche Bereitschaft, die Arbeit in seiner Abteilung zu ermöglichen. Auch dem Rest der Abteilung ETS RM DEV gebührt Dank für eine äußerst angenehme Arbeitsatmosphäre, die freundliche Beantwortung von Fragen und die Hilfe bei diversen Problemen und Problemchen.

Herrn Dr. Stefan Schoemann möchte ich für die Bereitstellung der Bauelementdaten danken.

Herrn Dr. Karl-Heinz Bach und Herrn Wolfgang Molzer gebührt Dank für Hilfestellungen bei den Simulationen.

Des weiteren möchte ich Herrn Dr. Steve Wender und Art Bridges für die Betreuung der Bestrahlungsmessungen am LANSCE in Los Alamos danken.

Frau Dr. Ulla Knipper möchte ich für die Einführung in das Simulationsprogramm danken und die hilfreiche Beantwortung von Fragen.

Auch den Angehörigen des Lehrstuhls für Technische Elektrophysik (TEP) gilt mein Dank, insbesondere meiner Bürokollegin Frau Teresa Reutter. Des weiteren möchte ich Herrn Alexander Heigl und Herrn Martin Nießner für die schnelle Hilfe bei Problemen mit dem Computer danken.

Viel Dank gebührt auch Herrn Maximilian Schmidl, der sich als Elektroingenieur beim Korrekturlesen in die Tiefen der Kernphysik vorgewagt hat.

Außerdem möchte ich mich bei Herrn Dieter Seidel für das Korrekturlesen bedanken. Alle noch enthaltenen Fehler sind allein meine Schuld.

Des weiteren danke ich Frau Nina Becker, die mich in der Schlussphase der Doktorarbeit noch sehr unterstützt hat.

Zuletzt noch ein Dank an meine Freunde und meine Familie für die großartige Unterstützung und die wertvolle Zeit, die wir gemeinsam verbringen durften.