Einleitung

Im Jahr 2000 wurde der am Institut für Elektrophysik (TU Braunschweig) erfundene **M**onolithische **B**idirektionale **S**chalter auf der Basis von intrinsischem Silizium (Si) vorgestellt [SH00] [HS00]. Der sogenannte MBS ist ein beidseitig steuerbarer Leistungsschalter, dessen Emitterwirkungsgrade mit Hilfe von MOS-Strukturen steuerbar sind. Aufgrund seines symmetrischen Aufbaus kann der MBS Spannungen und Ströme beider Polaritäten sperren bzw. leiten.

Dem MBS liegt ein Konzept zugrunde, welches die Materialeigenschaften des Si vollständig auszunutzen verspricht. Der MBS besitzt die kleinstmögliche Basisweite, die ein Bauelement aufweisen muss, damit eine bestimmte maximale Spannung sicher gesperrt werden kann. Die geringe Länge der Basis in Verbindung mit einer beidseitigen Ladungsträgersteuerung lässt schnelles Schalten und somit kleine Schaltverluste vermuten.

So können z. B. die Abschaltverluste eines bipolaren Bauelementes gesenkt werden, wenn das Bauelement zuvor entladen wird [Wie97]. Die Idee der Steuerung von Ladungsträgerzu- und -abfluss wird in der vorliegenden Arbeit eingehend untersucht, wobei das Konzept eines MBS voll ausgenutzt wird. Dabei wird von idealen Gatespannungen ausgegangen.

Es wird – anhand von Simulationen – der Frage nachgegangen, inwieweit die stationären sowie dynamischen Eigenschaften eines MBS optimiert werden können bzw. welche Eigenschaften erreichbar wären. Speziell das Abkommutierverhalten des MBS soll untersucht werden.

Zunächst wird die MBS-Struktur, deren Dimensionierung und ihre stationären Eigenschaften vorgestellt. Ausgehend von einer vereinfachten Kommutierungsschaltung wird gezeigt, dass der MBS die Funktion eines IGBTs aber auch die Funktion der antiparallelen Diode erfüllen kann. Besonders der MBS in der Funktion einer Diode (MBS-„Diode“) wird ausführlich besprochen. Dazu wird zuerst für den MBS in der Funktion eines IGBTs (MBS-„Schalter“) von einem idealen Ein- bzw. Ausschalter ausgegangen. Etwaige Einflüsse dieses „Schalters“ auf das Verhalten der MBS-„Diode“ werden somit vermieden.

Die Wechselwirkungen zwischen MBS-„Schalter“ und „Diode“ werden für die natürliche und erzwungene Kommutierung betrachtet und es wird untersucht, ob mit dem „Schalter“ die Gatesteuerung der „Diode“ vereinfacht werden kann.

Diese Arbeit zeigt, dass der MBS äußerst schnell schaltet und daher geringe Schaltverluste im Vergleich zu Si-Bauelementen aufweist. Die Abkommutierverluste eines MBS in der Funktion einer Diode sind vergleichbar mit den Verlusten von Siliziumkarbid (SiC) Schottky-Dioden.

1 Der Monolithische Bidirektionale Schalter

Eine einzelne Zelle des MBS ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Sie besteht aus intrinsischem bzw. niedrig dotiertem Silizium mit einer Basisweite w und einer Zellbreite c. Auf beiden Oberflächen A und B befinden sich Stege mit der Breite b und der Höhe h. Diese Stege werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit auch Mesas [*Mesa Spanisch: Tafelberg*] genannt. Am Kopf dieser Mesas befinden sich ineinander verzahnte hochdotierte n- und p-Wannen, welche durch den Stromkontakt CA bzw. CB kurzgeschlossen werden. Die restliche Bauelementoberfläche ist mit einem Gateoxid hoher Güte beschichtet. An den vertikalen Seitenflächen beider Mesas befinden sich die Gatekontakte GA bzw. GB, während die Hauptoberfläche von der Feldplatte FA bzw. FB bedeckt und mit dem Stromkontakt CA bzw. CB kurzgeschlossen ist.

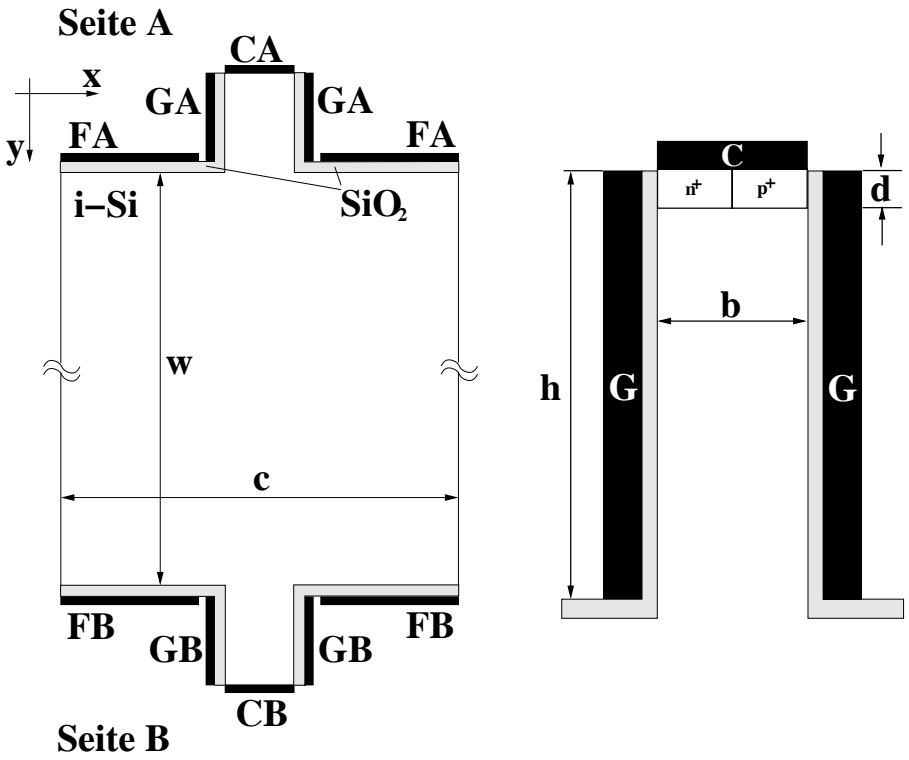

Abbildung 1.1: Struktur einer MBS-Zelle

Zur Vereinfachung der Simulationen wurden die Wannen im rechten Teilbild der Abbildung 1.1 – welche die simulierte Struktur zeigt – nebeneinander dargestellt. Die vertikale Anordnung der Mesas übereinander ist für die Funktionsweise des Baulementes nicht zwingend erforderlich. Alle in dieser Arbeit gezeigten Schnitte durch das Bauelement gehen mittig beider Mesas von der Seite A zur Seite B, es sei denn, dass eine andere Schnittlinie angegeben ist.

1.1 Dimensionierung des MBS

Die Parameter des MBS ergeben sich aus den folgenden Überlegungen.

Basisweite: Die notwendige Länge der Basisweite w ist abhängig von deren Grunddotierung N_D und der maximalen Spannung, die das Bauelement im Sperrfall aufnehmen soll. Gleichzeitig muss die Basisweite so gering wie möglich sein, um im Durchlassfall die Verluste zu minimieren. Minimale Basisweite ergibt sich für ein konstantes elektrisches Feld E. Dies bedeutet, dass die Basis nicht oder nur sehr wenig dotiert sein darf. Der Zusammenhang von Durchbruchspannung U_{BD} und Basisweite im intrinsischen Silizium werden von Kuhlmann und Sittig [KS99] beschrieben. Dazu bestimmen sie die minimale Basisweite w_{min} in Abhängigkeit vom Ionisationsintegral [Sze81]. Die Ionisationsrate der Elektronen und Löcher folgt den Annahmen von Chynoweth [Chy58]. Als Ergebnis resultiert eine Fitfunktion, welche das kritische elektrische Feld E_{BD} bei einer Temperatur von T=300K beschreibt.

$$E_{BD} = 4,387 \cdot 10^5 \cdot U_{BD}^{-0,13} \cdot \left[\frac{V^{1,13}}{cm}\right] \quad \text{[KS99]} \tag{1.1}$$

Zusammen mit dieser Fitfunktion und

$$U_{BD} = E_{BD} \cdot w_{min} \tag{1.2}$$

resultiert als Zusammenhang zwischen Durchbruchspannung U_{BD} und Mindestlänge der Basis w_{min}

$$U_{BD}^{1,13} = 4,387 \cdot 10^5 \cdot w_{min} \cdot \left[\frac{V^{1,13}}{cm}\right] \tag{1.3}$$

Mit einer Basisweite von $w = 100\mu m$ kann somit eine maximale Sperrspannung von $U_{BD} = 1670V$ aufgenommen werden.

Seit der Entdeckung der kosmischen Höhenstrahlung [Zel95] als Ausfallmechanismus für Leistungshalbleiterbauelemente muss bei der Dimensionierung auch die maximale elektrische Feldstärke während des Betriebs des Bauelementes beachtet werden. Dies führt dazu, dass die Durchbruchspannung 50-100% über der eigentlichen Sperrspannung liegen soll. So reduziert sich z. B. der Einsatzbereich eines $100\mu m$ MBS (also ein MBS mit einer Basisweite von $w = 100\mu m$) auf eine Sperrspannung von ungefähr 1000V.

Breite der Zelle: Mit Hilfe der Zellbreite c lässt sich im Durchlass die Speicherladung innerhalb der Basis bei gegebenen Gatespannungen beeinflussen. Der Ausfluss von Ladungsträgern aus der Basis ist geringer bei großer Zellbreite, dadurch ist die Basis höher überschwemmt. Jedoch erhöht sich mit zunehmender Zellbreite auch der Ausbreitungswiderstand beim Übergang vom Mesa zur kompletten Zellfläche. Krysiak [Kry05] beschreibt diesen Ausbreitungswiderstand anhand einer Halbkugel, berechnet den gesamten Basiswiderstand und setzt den Durchlassspannungsabfall $U_{AB} = U_F$ in Relation zur Zellbreite. Ein minimaler Spannungsabfall über dem MBS ergibt sich demnach bei einer Zellbreite von 5-10% der Basisweite, daher wird hier eine Zellbreite von $c = 0,05 \cdot w$ angenommen.

Breite der Mesas: Die Mesabreite b muss so gewählt werden, dass es möglich ist, die Elektronen- und Löcherkonzentration innerhalb des gesamten Mesavolumens zu kontrollieren. Ausgehend von der Poisson-Gleichung [Sze81] leiten Sittig und Heinke [SH00] eine Beziehung zwischen maximaler Mesabreite b_{max} und minimaler Majoritätsladungsträgerkonzentration n_0 ab.

$$b_{max} < \pi \sqrt{\frac{2\epsilon_S V_T}{q n_0}} \tag{1.4}$$

In dieser Arbeit ist eine Mesabreite von $b = 0,3\mu m$ gewählt.

Dadurch ist es auch in der Mitte des Mesas möglich, die Ladungsträgerkonzentration einzustellen. Bei $0,3\mu m$ Mesabreite kann die minimale Majoritätsladungsträgerkonzentration ungefähr um den Faktor 600 angehoben werden, verglichen mit der Eigenleitungsdichte $n_i = 7,68 \cdot 10^{12} cm^{-3}$ bei einer Temperatur von $T = 400K$. Im gleichen Verhältnis wird im Gleichgewichtszustand die maximale Minoritätsladungsträgerkonzentration gesenkt. Der Unterschied zwischen minimaler Majoritätsladungsträgerkonzentration und maximaler Minoritätsladungsträgerkonzentration beträgt damit den Faktor 600^2.

Höhe der Mesas: Das elektrische Feld darf bei maximaler Sperrspannung nicht bis zu den Stromkontakten CA und CB durchgreifen. Die Abschirmung kann durch eine viel größere Mesahöhe h in Bezug auf die Mesabreite b und durch ein geeignetes angelegtes Gatepotential erfolgen.

Ähnlich wie in der Arbeit von Heinke [Hei02] wird auch hier ein Verhältnis von $b/h \approx 1/3$ gewählt.

Ladungsträgerlebensdauer: Idealerweise sollten sich innerhalb des Bauelementes keine Generations-Rekombinations-Zentren befinden, dies gewährleistet minimalen Generationsstrom während des Sperrzustandes und minimalen Rekombinationsstrom während des Durchlasszustandes.

Bei der Wahl einer angemessenen Ladungsträgerlebensdauer wird sich hier ebenfalls an der vorhergehenden Arbeit von Heinke [Hei02] orientiert. Bei einer Temperatur von $T = 400K$ beträgt die Lebensdauer von Elektronen und Löchern $\tau = 325\mu s$.

Die für die Simulationen gewählten Parameter sind noch einmal in den Tabellen 1.1 und 1.2 zusammengefasst.

Parameter	Größe	Bedeutung
A	1,0 cm^2	aktive Fläche des MBS
b	0,3 µm	Breite des Mesas
d	0,1 µm	Tiefe der Kontaktdotierung
h	1,0 µm	Höhe des Mesas
t_{ox}	0,05µm	Dicke des Oxids
τ	325µs	Ladungsträgerlebensdauer bei T=400 K
N_D	$10^{12}cm^{-3}$	Grunddotierung

Tabelle 1.1: Allgemeine Parameter für den MBS

Bedeutung	Symbol	Größe		
Basisweite	w	$100\mu m$	$500\mu m$	$1000\mu m$
Breite der Zelle	c	$5\mu m$	$25\mu m$	$50\mu m$
Durchbruchspannung	U_{BD}	$1672V$	$6946V$	$12827V$

Tabelle 1.2: Simulierte MBS-Strukturen

1.2 Funktionsweise des Mesas

Obwohl die Mesas nur wenige Prozente der gesamten Oberfläche – 6% beim $100\mu m$ MBS ($w = 100\mu m$) bzw. 0,6% bei einem $1000\mu m$ MBS ($w = 1000\mu m$) – bedecken, übernehmen sie eine wichtige Rolle bei der Steuerung des Zu- und Abflusses von frei beweglichen Ladungsträgern. Eine einzelne Mesastruktur ist im rechten Teil der Abbildung 1.1 auf Seite 3 dargestellt. Die dazugehörigen Parameter sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst.

Ein Mesa besteht hauptsächlich aus einer doppelten vertikalen MOS-Struktur. Am Kopf des Mesas ist ein universeller ohmscher Kontakt C [ASM82] integriert, welcher durch den Kurzschluss eines hoch dotierten n- und p-Gebietes realisiert ist. Dadurch ist sichergestellt, dass genügend Elektronen und Löcher zu- bzw. abfließen können.

Durch Anlegen einer Gatespannung U_G zwischen Gateelektrode G und Stromkontakt C verschieben sich die Potentialverhältnisse innerhalb des Mesavolumens (MOS-Feldeffekt [Sze81]). Die lokalen Ladungsträgerkonzentrationen können nun in Abhängigkeit des elektrostatischen Potentials Ψ ausgedrückt werden.

$$n = n_i \cdot \exp\left(+\frac{\Psi}{V_T}\right) \qquad p = n_i \cdot \exp\left(-\frac{\Psi}{V_T}\right) \tag{1.5}$$

Bei $\Psi = U_G = 0$ wird $\exp\left(\pm\frac{\Psi}{V_T}\right)$ zu 1 (Boltzmann-Faktor) und die Elektronen- und Löcherkonzentration entspricht bei $T = 400K$ der Eigenleitungsdichte $n_i = 7,68 \cdot 10^{12} cm^{-3}$. Wird der Betrag der Gatespannung erhöht, so erhöht sich auch das Potential und Elektronen bzw. Löcher werden angereichert.

In Abbildung 1.2 ist die simulierte Elektronenverteilung für unterschiedliche positive und negative Gatespannungen im stationären Zustand aufgetragen. Mit zunehmender positiver Gatespannung U_G steigt die Elektronenkonzentration n

an. Wird die Gatespannung weiter erhöht, bildet sich ein sehr leitfähiger Kanal am Rand des Mesas aus. Die Elektronenkonzentration kann in diesem Gebiet einige $10^{19} cm^{-3}$ betragen. Die dazugehörige Löcherverteilung ergibt sich aus der Gleichgewichtsbedingung $p = n_i^2/n$. In diesem Fall entspricht die Löcherverteilung der Elektronenverteilung in Abbildung 1.2, wenn das Vorzeichen von U_G gewechselt wird.

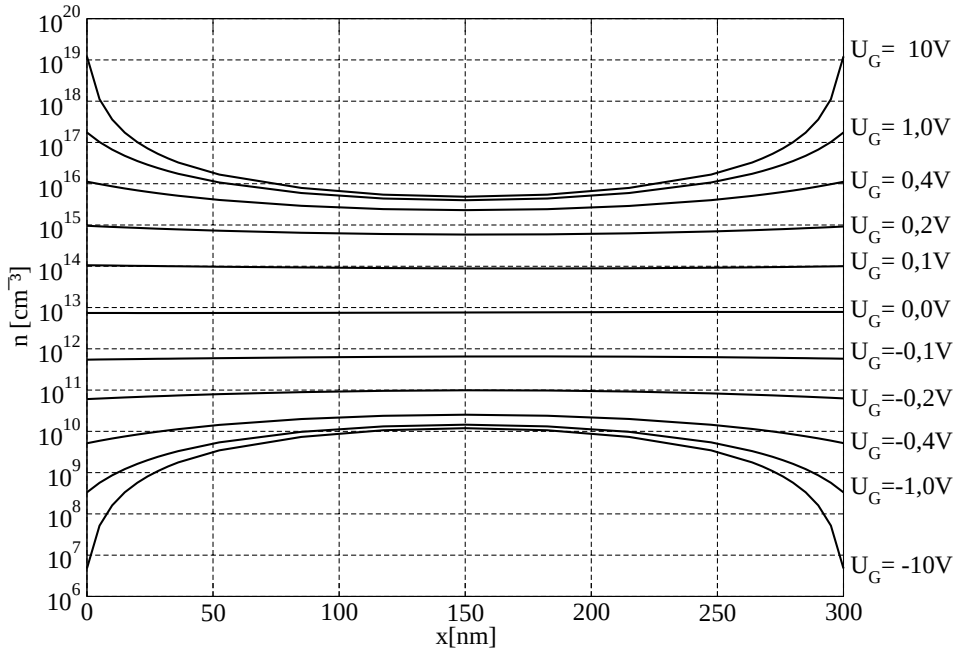

Abbildung 1.2: Elektronenverteilung im Mesa bei $y = \frac{h}{2}$ ($U_{AB} = 0$)

Die Ladungsträgerverteilung im stationären Zustand beschreiben Sittig und Heinke [SH00] mit nachfolgender Gleichung.

$$n(x) = \frac{n_0}{\cos^2\left[(x - \frac{b}{2})\sqrt{\frac{qn_0}{2\epsilon_S V_T}}\right]} \tag{1.6}$$

Dabei ist x der Ort innerhalb des Mesas beginnend mit $x = 0$ am linken Rand. n_0 kennzeichnet die Ladungsträgerkonzentration in der Mesamitte ($x = \frac{b}{2}$). Der Winkel der Kosinusfunktion der oben genannten Gleichung besitzt eine Asymptote bei $\frac{\pi}{2}$, somit ist der maximale Wert für n_0 bestimmt zu

$$n_{0,max} = \frac{2\epsilon_S V_T}{q}\left(\frac{\pi}{b}\right)^2 \quad \text{[Hei02]} \tag{1.7}$$

Bei einer Mesabreite von $b = 300nm$ sättigt n_0 bei $4,85 \cdot 10^{15} cm^{-3}$. Bei Vorgabe der Majoritätsladungsträgerkonzentration, die mindestens im Mesa erreicht werden soll, kann die maximale erlaubte Breite des Mesas nach Gleichung 1.4 berechnet werden. Das elektrostatische Potential Ψ in der Mitte bei $x = \frac{b}{2}$ und am Rand ($x = 0$ bzw. $x = b$) des Mesas bei Elektronenanreicherung in Abhängigkeit von der Gatespannung U_G zeigt die Abbildung 1.3 (bei Löchern negatives Potential).

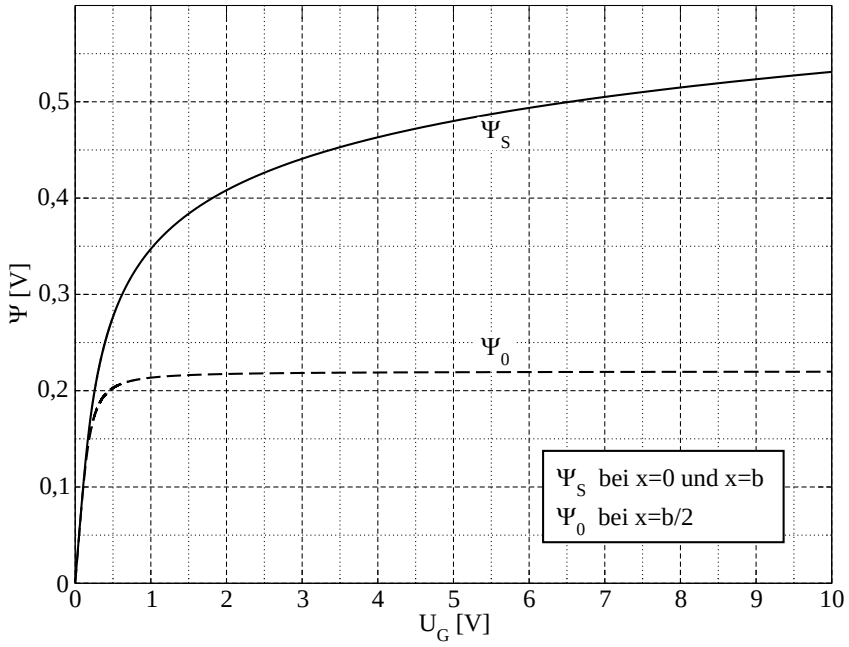

Abbildung 1.3: Elektrostatisches Potential im Mesa

Die Funktion $\Psi(U_G)$ wurde mit den Gleichungen 1.5 und 1.6 und

$$U_G = \Psi_S + \frac{t_{ox}}{\epsilon_{ox}} Q_{Maj} \quad \text{[SH00]} \tag{1.8}$$

berechnet, wobei sich U_G aus dem Potential Ψ_S an der Si-SiO_2-Grenzschicht und dem Spannungsabfall über dem Gateoxid zusammensetzt. Mögliche Kontaktspannungen sind nicht berücksichtigt. Q_{Maj} ist die Ladung der Majoritätsladungsträgerkonzentration, integriert über die halbe Mesabreite.

$$\begin{aligned} Q_{Maj} &= q \int_0^{\frac{b}{2}} n(x) dx \\ &= \sqrt{2\epsilon_S q n_0 V_T} \tan\left(\frac{b}{2}\sqrt{\frac{q n_0}{2\epsilon_S V_T}}\right) \quad \text{[SH00]} \end{aligned} \tag{1.9}$$