

HANSER

Lehr- und Übungsbuch Elektronik

Günther Koß, Wolfgang Reinhold, Friedrich
Hoppe

ISBN 3-446-40016-8

Leseprobe

Weitere Informationen oder Bestellungen unter
<http://www.hanser.de/3-446-40016-8> sowie im Buchhandel

1 Elektronische Bauelemente

1.1 Physikalische Grundlagen der Halbleiterelektronik

Ziel dieses Abschnitts ist es, aufzuzeigen, weshalb Halbleiter als Basismaterial elektronischer Bauelemente und damit der gesamten Mikroelektronik so hervorragend geeignet sind.

Für die Entwicklung neuartiger elektronischer Bauelemente mit ganz speziellen elektrischen Eigenschaften ist es wichtig, dass die Leitfähigkeit dieser Strukturen gezielt eingestellt werden kann und Möglichkeiten gefunden werden, diese auch während des Betriebs wunschgemäß zu steuern. Bei Metallen liegt diese Leitfähigkeit im Bereich $10^6 \dots 10^8 \text{ S/m}$. Sie ist jedoch kaum steuerbar. Silizium, heute der wichtigste Halbleiter, weist im reinen Kristallzustand eine Leitfähigkeit von ca. $3 \cdot 10^{-4} \text{ S/m}$ auf, was einem guten Isolator entspricht und sich damit eigentlich nicht zur Realisierung elektronischer Bauelemente eignet. Sein Vorteil ist jedoch, dass es technische Möglichkeiten gibt, die Leitfähigkeit bis in den Bereich von $3 \cdot 10^5 \text{ S/m}$ gezielt zu verändern. Einige davon werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

Die Leitfähigkeit eines Stoffes wird von der Dichte (Anzahl pro Volumeneinheit) seiner frei beweglichen Elektronen bestimmt.

Halbleiter unterscheiden sich von metallischen Leitern durch ihren kristallinen Aufbau, die Bindungsverhältnisse zwischen den Atomen, die Leitungsmechanismen und die Leitfähigkeit.

Kristalline Struktur. Halbleiter, wie Silizium und Germanium, besitzen eine stabile kristalline Struktur, in der jedes Atom vier gleich weit entfernte Nachbaratome besitzt

(Diamantgitter). Die kovalente Bindung zwischen diesen Atomen bezieht alle Valenzelektronen dieser 4-wertigen Materialien ein. Für eine Doppelbindung zwischen zwei benachbarten Atomen liefert jeder Partner ein Valenzelektron. Dieser feste Bindungszustand existiert insbesondere bei der Temperatur von 0 K. Der Halbleiter verhält sich dann wie ein Isolator. Es existieren keine freien Elektronen, die einen Stromfluss bewirken könnten.

1.1.1 Eigenleitung

Mit dem Begriff Eigenleitung wird der unbeeinflusste Leitfähigkeitszustand eines reinen kristallinen Halbleiters bezeichnet.

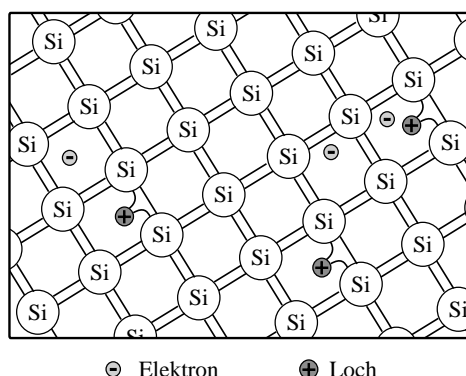


Bild 1.1 Schematische Darstellung der Atombindungen im Siliziumkristall bei Eigenleitung

Durch Wärmezufuhr geraten die Atome, und somit das gesamte Kristallgitter, in Schwingungen. Dies führt zum Aufbrechen einzelner Bindungen. Ein Elektron, das aus seiner Atombindung herausgelöst wurde, kann sich im Kristallgitter frei bewegen. Da es negativ geladen ist, hinterlässt es eine positiv geladene ungesättigte Bindung, ein „Defektelektron“ oder „Loch“. Der Vorgang stellt die Generation eines Elektronen-Loch-Paares dar (Bild 1.1). Die ungesättigte Bindung ist in der Lage, freie Elektronen, die sich in unmittelbarer Nähe aufhalten, einzufangen. Durch diese Rekombination eines Elektrons mit einem

Loch wird der neutrale Zustand der Bindung wiederhergestellt.

Die Elektronendichte n_0 und die Löcherdichte p_0 in einem ungestörten Halbleiter sind immer gleich groß. Dieser Wert wird als Eigenleitungsdichte n_i bezeichnet.

$$n_i = n_0 = p_0 \tag{1.1}$$

Die Eigenleitungsdichte ist ein statistischer Mittelwert. Sie wird von der Kristalltemperatur und der materialbedingten Generationsenergie W_g zum Aufbrechen der Bindung bestimmt. Im technisch nutzbaren Temperaturbereich ist nur ein sehr geringer Teil der Valenzelektronen frei beweglich (siehe Tabelle 1.1).

Tabelle 1.1 Parameter wichtiger Halbleitermaterialien

	Si	Ge	GaAs
Atome je Volumeneinheit	$4,99 \cdot 10^{22}$ cm ⁻³	$4,42 \cdot 10^{22}$ cm ⁻³	$4,43 \cdot 10^{22}$ cm ⁻³
Bandabstand W_g	1,11 eV	0,67 eV	1,43 eV
Eigenleitungsdichte n_i bei 300 K	$1,5 \cdot 10^{10}$ cm ⁻³	$2,3 \cdot 10^{13}$ cm ⁻³	$1,3 \cdot 10^6$ cm ⁻³

Die Temperaturabhängigkeit der Eigenleitungsdichte ergibt sich nach der Fermi-Dirac-Statistik zu

$$n_i^2 = n_{i0}^2 \left(\frac{T}{T_0} \right)^3 \exp \left(\frac{W_g(T - T_0)}{kTT_0} \right) \tag{1.2}$$

n_{i0} n_i bei der Bezugstemperatur T_0
 k Boltzmann-Konstante

Der Exponentialterm bestimmt das Verhalten.

Ladungsträgerlebensdauer. Freie Ladungsträger besitzen zwischen Generation und Rekombination eine mittlere Lebensdauer τ von einigen Mikrosekunden. Dieser Wert wird entscheidend von der Qualität der kristallinen Struktur des Halbleiters und der Größenord-

nung möglicher Verunreinigungen des Materials beeinflusst.

Auf Grund der Braunschen Bewegung legen die Ladungsträger in dieser Zeit eine mittlere Wegstrecke L , die sogenannte Diffusionslänge zurück.

$$L = \sqrt{D \cdot \tau} \tag{1.3}$$

D Diffusionskonstante der Ladungsträger

Unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes im Halbleiter kann diese ungerichtete Bewegung der Ladungsträger eine Vorzugsrichtung erhalten.

Bändermodell. Der energetische Zustand der Ladungsträger wird im Bändermodell grafisch verdeutlicht.

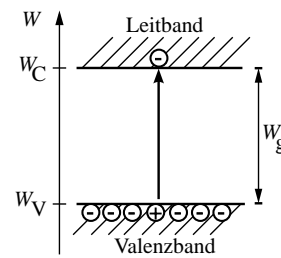


Bild 1.2 Bändermodell eines Eigenhalbleiters

Sind Valenzelektronen an der Atombindung beteiligt, besitzen sie eine feste Bindungsenergie $W = W_V$. Sie befinden sich im Valenzband des Bändermodells. Sind sie aus der Atombindung herausgelöst, befinden sie sich im Leitband. Sie besetzen dann eine Energie $W \geq W_C$. Für diesen Übergang vom Valenzband ins Leitband muss ihnen mindestens die Energie W_g zugeführt worden sein. Ein Elektron kann keinen energetischen Zustand in der verbotenen Zone zwischen Valenzband und Leitband einnehmen.

1.1.2 Halbleiter mit Störstellen

Das Einbringen von Fremdatomen in das Kristallgitter (Störstellen) ermöglicht die gezielte Erzeugung freier Elektronen und Löcher und somit die Beeinflussung der Leitfähigkeit des Halbleiters.

Donatoren (5wertige Störstellen) führen zu einem Energieniveau W_D innerhalb der verbotenen Zone mit einem sehr geringen Abstand zur Leitbandkante W_C . Entsprechend reicht eine sehr geringe Energiezufuhr aus, um diese Störstelle zu ionisieren. Das Störatom gibt sein 5. Valenzelektron in das Leitband ab. Es entsteht ein frei bewegliches Elektron und eine ortsfeste positiv ionisierte Störstelle, aber kein Loch. Im Halbleiter herrscht Elektronenüberschuss. Man spricht von einem n-Halbleiter (siehe Bilder 1.3 und 1.5).

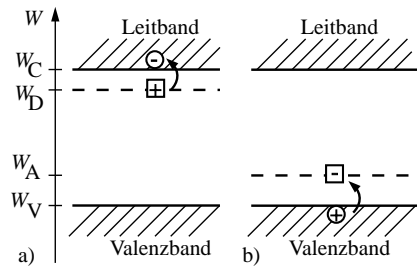


Bild 1.3 Bändermodell eines a) n-Halbleiters und b) p-Halbleiters

Akzeptoren (3wertige Störstellen) bewirken ein Energieniveau W_A innerhalb der verbotenen Zone nahe der Valenzbandkante. Ein Valenzbandelektron braucht nur eine sehr kleine Energiestufe zu überwinden, um dieses Energieniveau zu besetzen und die Störstelle negativ zu ionisieren. Es hinterlässt im Valenzband ein Loch. Die Elektronendichte im Leitband bleibt unverändert. Im Halbleiter entsteht ein Überschuss an frei beweglichen Löchern. Ein p-Halbleiter liegt vor.

Tabelle 1.2 Bandabstand ΔW der Energieniveaus wichtiger Störstellenmaterialien bei Silizium

Akzeptor		Donator	
$\Delta W = W_C - W_D$		$\Delta W = W_A - W_V$	
B	0,045 eV	P	0,044 eV
In	0,160 eV	As	0,049 eV
Al	0,057 eV	Sb	0,039 eV

Störstellenerschöpfung. Bei den gebräuchlichen Halbleitern sind im technisch relevanten

Temperaturbereich alle vorhandenen Störstellen ionisiert. Es herrscht Störstellenerschöpfung. Da die Dichte der in einen Halbleiter eingebrachten Störstellen (Akzeptordichte N_A , Donatordichte N_D) genau festgelegt werden kann, besitzt die Dichte der ionisierten Störstellen (N_A^- bzw. N_D^+) und die Dichte der beweglichen Ladungsträger (p bzw. n) bei Störstellenerschöpfung einen definierten Wert. Es gilt im p-Halbleiter $p = N_A^- = N_A$ bzw. im n-Halbleiter $n = N_D^+ = N_D$.

Störstellenreserve. Bei Störstellenreserve sind nicht alle Störstellen ionisiert. Gewöhnlich ist das nur bei extrem niedrigen Temperaturen der Fall, bei phosphordotiertem Silizium z. B. bis ca. 70 K.

Wird ein Halbleiter mit Donatoren und Akzeptoren dotiert, so erfordert die Ladungsneutralität:

$$p + N_D^+ = n + N_A^-$$

Die Störstellenart mit der höheren Konzentration dominiert und bestimmt den Leitfähigkeitstyp. Bei $N_D > N_A$ liegt ein n-Halbleiter mit $n_n = N_D - N_A$ vor. Bei $N_A > N_D$ ergibt sich ein p-Halbleiter mit $p_p = N_A - N_D$.

Massenwirkungsgesetz. Nach dem Massenwirkungsgesetz ist in einem nach außen hin neutralen Halbleiter (Thermodynamisches Gleichgewicht), unabhängig von seiner Störstellendichte, das Produkt aus Elektronen- und Löcherdichte eine Materialkonstante. Es gilt

$$\text{im p-Halbleiter: } n_p \cdot p_p = n_i^2 \quad (1.4)$$

$$\text{im n-Halbleiter: } n_n \cdot p_n = n_i^2 \quad (1.5)$$

Im n-Halbleiter überwiegen die Elektronen und stellen somit die *Majoritätsträger* dar. Die Löcher bilden hier die *Minoritätsträger*. Praktisch sinnvolle Störstellendichten beinhalten einen Unterschied zwischen Majoritäts- und Minoritätsträgerdichten von mehr als 10 Größenordnungen.

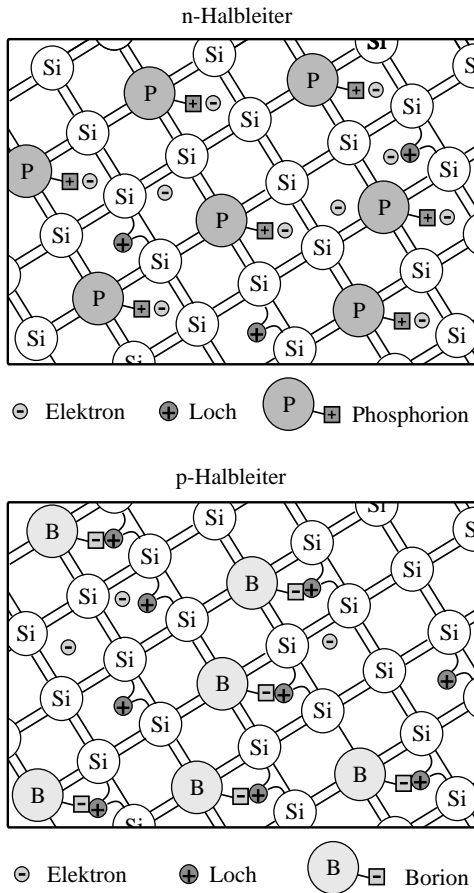


Bild 1.4 Schematische Darstellung der Ladungen im n-Halbleiter bzw. p-Halbleiter

□ Beispiel 1.1

Ein Si-Halbleiter ist mit einer Akzeptorendichte von $N_A = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ dotiert. Wie groß sind Löcher- und Elektronendichte bei Raumtemperatur und Störstellerschöpfung?

Lösung:

Die Eigenleitungsdichte von Silizium beträgt bei Raumtemperatur (300 K) $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Damit folgt

$$p_p = N_A = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad \text{und}$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_A} = 7,5 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}.$$

□ Beispiel 1.2

Bei welcher Temperatur erreicht die Eigenleitungsdichte eines Siliziumhalbleiters den Wert $n_i^2 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$?

Lösung:

$$n_i^2 = n_{i0}^2 \left(\frac{T}{T_0} \right)^3 \cdot e^{\frac{W_g(T-T_0)}{kTT_0}}$$

Eine analytische Auflösung dieser nichtlinearen Gleichung nach T ist nicht möglich. Bei hohen Temperaturen dominiert der Exponentialterm diese Gleichung jedoch sehr stark, so dass bei 300 K die Näherung

$$n_i^2 \cong n_{i0}^2 \cdot e^{\frac{W_g(T-T_0)}{kTT_0}}$$

gerechtfertigt ist. Die Auflösung dieser Gleichung liefert:

$$T \cong \frac{T_0}{1 - \frac{kT_0}{W_g} \ln \frac{n_i^2}{n_{i0}^2}}$$

Mit den Werten $T_0 = 300 \text{ K}$, $n_{i0} = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $W_g = 1,11 \text{ eV}$ und $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Ws} \cdot \text{K}^{-1}$ ergibt sich $T = 509 \text{ K}$.

Leitfähigkeit. Die spezifische elektrische Leitfähigkeit κ eines Halbleiters wird durch die frei beweglichen Ladungsträger beider Ladungsträgerarten bestimmt. Es gilt:

$$\kappa = e\mu_n n + e\mu_p p \tag{1.6}$$

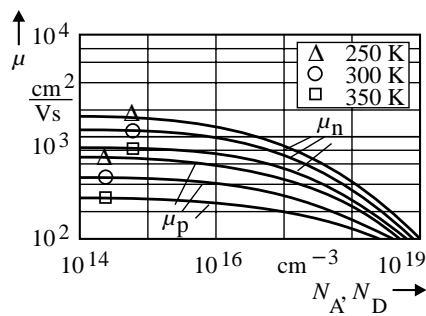


Bild 1.5 Beweglichkeit der Elektronen und Löcher im Silizium

Als Proportionalitätsfaktoren treten die Elementarladung eines Elektrons $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ As}$

und die Beweglichkeiten der Löcher μ_p und Elektronen μ_n auf. Die Beweglichkeiten sind Materialkenngrößen. Sie werden vom Abstand der Atome im Kristallgitter, von der Qualität der Kristallstruktur, der Dichte der Störstellen und der Stärke der temperaturabhängigen Gitterschwingungen beeinflusst. Bild 1.5 verdeutlicht zwei Einflüsse.

Nutzbarer Temperaturbereich. Der sinnvolle Einsatz von Halbleiterbauelementen erfordert i. Allg. eine definierte Leitfähigkeit. Diese liegt nur bei Störstellenerschöpfung vor. Außerdem darf die Majoritätsträgerdichte nicht durch temperaturbedingt generierte Eigenleitungsladungsträger beeinflusst werden.

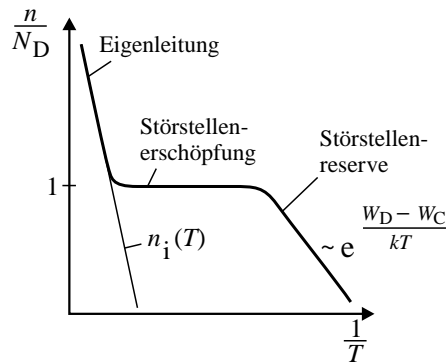


Bild 1.6 Temperaturabhängigkeit der Majoritätsträgerdichte im Halbleiter

1.1.3 Generationsmechanismen

Die Generation von Elektronen-Loch-Paaren im Halbleiter ist auf drei Mechanismen zurückzuführen:

- thermische Generation G_{th}
- Fotogeneration G_{ph}
- Stoßionisation G_{Av}

Bei thermischer Generation erfolgt die Energiezufuhr $\Delta W_{th} = W_g$ an das entstehende freie Elektron ausschließlich durch die thermische Energie des Halbleiters. Die Nettogenera-

tionsrate G_{th} nach der Shockley-Reed-Beziehung (1.7) (häufig auch Nettorekombinationsrate R) ist nur dann verschieden von null, wenn die Ladungsträgerdichte von n_i abweicht. Ein Anstieg oder ein Sinken der Ladungsträgerdichte zum Gleichgewichtszustand hin ist damit verbunden.

$$G_{th} = -R = \frac{n_i^2 - np}{\tau_p(n+n_1) + \tau_n(p+p_1)} \quad (1.7)$$

τ_p, τ_n Löcher- bzw. Elektronenlebensdauer
 n_1, p_1 Materialkenngrößen

Ein wichtiger Sonderfall liegt bei starker Verarmung von beweglichen Ladungsträgern vor ($n, p \ll n_i$).

$$G_{th} = \frac{n_i}{\tau_s} \quad \text{mit} \quad (1.8)$$

$$\tau_s = \frac{\tau_p n_1 + \tau_n p_1}{n_i} \quad (1.9)$$

τ_s Ladungsträgerlebensdauer in einer Verarmungszone

Einfallendes Licht verursacht eine Generation, wenn die Frequenz f des Lichtes der Beziehung (1.10) genügt. Die Energie eines Lichtquants W_{ph} muss größer als die Breite der verbotenen Zone sein.

$$W_{ph} = h \cdot f \geq W_g \quad (1.10)$$

h Plancksches Wirkungsquantum

Die Generationsrate in der Tiefe x des Halbleiters ist proportional zum Photonenstrom Φ_g , der in den Halbleiter eindringt.

$$G_{ph} = \beta(\lambda) \Phi_g \cdot e^{-\beta(\lambda)x} \quad (1.11)$$

$\beta(\lambda)$ Absorptionskoeffizient des Halbleiters

Werden Ladungsträger durch ein elektrisches Feld im Halbleiter sehr stark beschleunigt, kann ihre kinetische Energie ausreichen, um bei einem Aufprall auf ein Gitteratom ein weiteres Elektronen-Loch-Paar zu erzeugen, d. h. eine bestehende Bindung aufzubrechen. Die Generationsrate bei dieser Stoßionisation

wächst mit der Feldstärke und den Ladungsträgerdichten. Der Generationsvorgang kann zur lawinenartigen Ladungsträgervervielfachung führen. Die Leitfähigkeit des Halbleiters wird extrem groß. Meist führt ein unerwünschtes Auftreten dieser Stoßionisation zum Ausfall elektronischer Bauelemente.

Ladungsträgerkontinuität. In einem infinitesimalen Volumenelement des Halbleiters muss sowohl für Elektronen als auch für Löcher stets die Bilanzgleichung der Ladungsträgerkontinuität erfüllt sein. In eindimensionaler Form gilt für den Elektronenstrom \vec{I}_n sowie den Löcherstrom \vec{I}_p an jeder Stelle x :

$$\frac{d\vec{I}_p(x)}{dx} = -eA \left(\frac{dp(x)}{dt} - G \right) \quad (1.12)$$

$$\frac{d\vec{I}_n(x)}{dx} = eA \left(\frac{dn(x)}{dt} - G \right) \quad (1.13)$$

mit $G = G_{th} + G_{ph} + G_{Av}$

Auf der Grundlage dieser Vorgänge und Gleichungen ist eine Berechnung der Leitfähigkeit eines Halbleiters möglich.

1.1.4 Ladungsträgertransportmechanismen

Der Transport von Ladungsträgern erfolgt im Halbleiter durch zwei Mechanismen.

- Auf Grund ihrer elektrischen Ladung werden Elektronen und Löcher durch ein elektrisches Feld beschleunigt. Es entsteht ein feldstärkeabhängiger Stromanteil (Feldstrom).
- Inhomogene Ladungsträgerdichteverteilungen verursachen einen Diffusionsstrom mit dem Ziel der Gleichverteilung der Ladungsträger im Halbleiter. Ursache hierfür ist die thermische Energie der Ladungsträger. Der Diffusionsstromanteil ist proportional zum Dichtegradienten.

Aus der Summe beider Anteile ergibt sich für den Elektronen- bzw. Löcherstrom in eindimensionaler Form:

$$\vec{I}_n = eA \left(n(x)\mu_n \vec{E}(x) + \frac{d(n(x) \cdot D_n)}{dx} \right) \quad (1.14)$$

$$\vec{I}_p = eA \left(p(x)\mu_p \vec{E}(x) - \frac{d(p(x) \cdot D_p)}{dx} \right) \quad (1.15)$$

D_n, D_p Diffusionskoeffizienten der Elektronen bzw. Löcher

A Querschnittsfläche des Halbleiters

Die Diffusionskoeffizienten sind proportional zu den Beweglichkeiten.

$$D_n = \mu_n U_T \quad D_p = \mu_p U_T \quad (1.16)$$

Proportionalitätsfaktor ist die Temperaturspannung:

$$U_T = \frac{kT}{e} \quad (1.17)$$

Ein Ladungsträgertransport ist im physikalischen Sinn eine Bewegung von frei beweglichen Elektronen. Diese entspricht einem Stromfluss an der entsprechenden Stelle des Halbleiters.

Eine Erweiterung der bereits im Abschnitt 1.1.1 eingeführten Modellvorstellung eines positiv geladenen Loches besteht darin, dieses Loch als bewegliche Ladung aufzufassen. Eine Berechtigung für diese Überlegung ergibt sich, wenn man davon ausgeht, dass im thermodynamischen Gleichgewichtszustand des Halbleiters bei einer mittleren Rekombinations-Generations-Rate R nach Shockley-Reed an einigen Orten Löcher „vernichtet“ und an anderen Orten Löcher generiert werden, wobei deren Gesamtzahl (Löcherdichte) unverändert bleibt. Dies lässt sich als Löcherbewegung interpretieren. Diese Modellvorstellung erleichtert die späteren Betrachtungen erheblich. Physikalisch haben sich jedoch Elektronen bewegt, indem eine ungesättigte

Bindung ein Elektron eingefangen hat, und eine andere Bindung aufgebrochen wurde.

Aus diesen Gleichungen sind die Zusammenhänge zwischen Strom und Spannung an einem elektronischen Halbleiterbauelement berechenbar.

1.1.5 Aufgaben

▲ Aufgabe 1.1.1

Wie groß ist die Löcher- bzw. Elektronendichte in einem Siliziumhalbleiter bei $T = 250\text{ K}$, $T = 300\text{ K}$ und $T = 350\text{ K}$, wenn Eigenleitung vorliegt?

▲ Aufgabe 1.1.2

Wie groß ist die Leitfähigkeit eines Siliziumhalbleiters bei einer Donatordichte von $N_D = 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ und im undotierten Halbleiter bei $T = 300\text{ K}$?

▲ Aufgabe 1.1.3

Bestimmen Sie die Diffusionslänge eines Elektrons in einem mit $N_D = 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ dotiertem Siliziumhalbleiter bei $T = 300\text{ K}$, wenn die mittlere Ladungsträgerlebensdauer $0,2\text{ }\mu\text{s}$ beträgt!

▲ Aufgabe 1.1.4

Welche Frequenz und Wellenlänge benötigt einfallendes Licht, damit in einem Siliziumhalbleiter Fotogeneration eintritt?

▲ Aufgabe 1.1.5

In einem mit Bor dotierten Halbleiter ($N_A = 10^{15}\text{ cm}^{-3}$) wird Phosphor mit einer Konzentration von $N_D = 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ eingebracht. Welche Elektronen- und Löcherdichte besteht vor bzw. nach der Phosphordotierung?

1.2 Halbleiterdioden

1.2.1 pn-Übergang

Ein pn-Übergang ist der räumliche Bereich, in dem ein p-Halbleiter und ein n-Halbleiter aneinandergrenzen. In dieser Übergangszone beeinflussen sich beide Halbleitergebiete gegenseitig und bewirken dadurch ein charakteristisches elektronisches Verhalten.

Der pn-Übergang ist das funktionsbestimmende Element der Halbleiterdiode. Darüber hinaus ist er wichtiger funktioneller Bestandteil zahlreicher weiterer Bauelemente.

Die wichtigsten Eigenschaften einer solchen Halbleiterdiode sind:

- Richtwirkung der Strom-Spannungskennlinie (vgl. Abschnitte 1.2.1.2 und 1.2.5.1) ermöglicht Nutzung als elektronischer Schalter
- in Sperrichtung nutzbare spannungsabhängige Kapazität (vgl. Abschnitte 1.2.1.3 und 1.2.5.3)
- Nutzung der Fotogeneration zur Umwandlung von Licht in elektrische Energie (Fotodioden, Solarzellen, vgl. Abschnitt 1.8)
- Nutzung der Stoßionisation zur Realisierung einer Referenzspannungsquelle bzw. eines Spannungsstabilisators (vgl. Abschnitt 1.2.5.2).

Die Herstellung eines pn-Übergangs erfolgt durch Umdotieren eines räumlich begrenzten Bereiches eines p- bzw. n-Halbleiters. Die dazu notwendigen Störstellen werden durch Legieren, Diffundieren oder Ionenimplantation eingebracht. Bild 1.7 zeigt den Querschnitt und den örtlichen Störstellenverlauf eines durch Diffusion erzeugten pn-Übergangs.

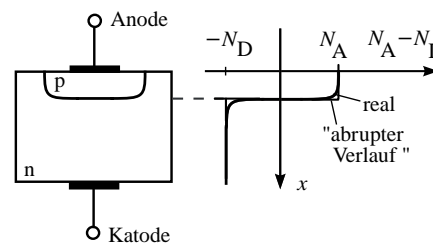


Bild 1.7 Durch Diffusion erzeugter pn-Übergang

1.2.1.1 Wirkprinzip

pn-Übergang ohne äußere Spannung. Die großen Konzentrationsgradienten der Löcher- und Elektronendichte an der Grenzschicht

zwischen p- und n-Halbleiter bewirken eine Diffusion von Majoritätsträgern auf die gegenüberliegende Seite der Grenzschicht. Durch die Abdiffusion von Ladungsträgern sinkt die Dichte der beweglichen Ladungsträger in einem räumlich begrenzten Bereich um mehrere Größenordnungen. Dies hat eine erhebliche Verringerung der Leitfähigkeit in diesem Bereich zur Folge. Es entsteht eine von beweglichen Ladungsträgern fast völlig verarmte Zone. Sie wird als *Verarmungszone* oder *Sperrschicht* bezeichnet.

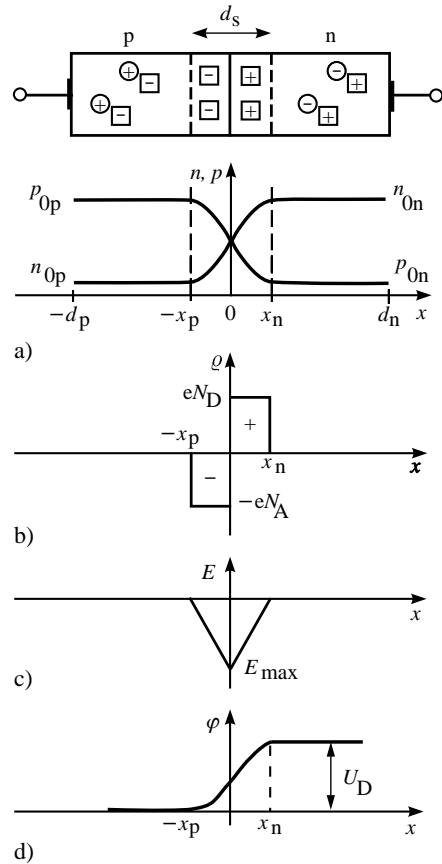


Bild 1.8 a) Ladungsträgerdichten, b) Raumladungsdichte, c) Feldstärke und d) Potenzial am pn-Übergang

Die zurückbleibenden ortsfesten ionisierten Störstellen bilden in dieser Sperrschicht

Raumladungen. Als Folge dieser Raumladungen entsteht ein inneres elektrisches Feld, das entsprechend der Transportgleichung (1.14), (1.15) einen Elektronen- und Löcherstrom entgegen der Diffusion erzeugt. Zwischen Diffusionsstrom und Feldstrom stellt sich innerhalb der Sperrschicht ein Gleichgewicht ein, mit dem eine definierte Raumladung und ein definierter Feldstärkeverlauf verbunden sind. Die sich ergebenden Verläufe für Löcher- und Elektronendichte, Raumladungsdichte ρ , Feldstärke E und Potenzial φ (siehe Bild 1.8) werden durch das Differentialgleichungssystem aus Poisson-Gleichung (hier nur eindimensional)

$$\frac{d(\epsilon_H \cdot \vec{E})}{dx} = \rho = e(N_D^+ - N_A^- + p - n) \tag{1.18}$$

ϵ_H Permittivität des Halbleiters

den Transportgleichungen (1.14), (1.15) und den Kontinuitätsgleichungen (1.12), (1.13) bestimmt.

Aus der Lösung des Differentialgleichungssystems ergibt sich unter Beachtung der Neutralitätsbedingung in der Sperrschicht

$$N_A \cdot x_p = N_D \cdot x_n \tag{1.19}$$

die Ausdehnung der Sperrschicht d_s zu:

$$d_s = \sqrt{\frac{2\epsilon_H U_D (N_A + N_D)}{e N_A N_D}} \tag{1.20}$$

Das Integral über den Feldstärkeverlauf liefert eine über der Sperrschicht liegende Potentialdifferenz, die Diffusionsspannung U_D des pn-Übergangs.

$$U_D = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \tag{1.21}$$

Außerhalb der Sperrschicht bleiben die Halbleitergebiete neutral. Der äußere elektrische Anschluss eines pn-Übergangs kann nur über diese niederohmigen Bahngebiete realisiert

werden. In den meisten Fällen, insbesondere bei ortsunabhängigen Dotierungsverläufen, ist ihr elektronischer Einfluss auf das Verhalten von Halbleiterdioden vernachlässigbar.

pn-Übergang mit äußerer Spannung. Eine äußere Spannung U über dem pn-Übergang wirkt sich fast ausschließlich auf die Sperrschicht aus. Sie überlagert sich der inneren Diffusionsspannung U_D . Die Potenzialdifferenz über der Sperrschicht ergibt sich zu $U_S = U_D - U$. Die Bahngebiete bleiben wegen ihrer Niederohmigkeit nahezu unbeeinflusst.

Durchlassrichtung:

Eine äußere positive Spannung $U > 0$ über dem pn-Übergang reduziert die innere Potenzialdifferenz und damit die Ausdehnung der Sperrschicht. Gleichzeitig baut sie das elektrische Feld in der Sperrschicht ab. Das Gleichgewicht der inneren Strombilanz wird zugunsten der Diffusion verletzt. Durch die verstärkte Diffusion entsteht eine deutliche Anhebung der Ladungsträgerdichten gegenüber dem Gleichgewichtszustand. Für das Produkt aus Löcher- und Elektronendichte gilt nun [1.1].

$$n \cdot p = n_i^2 \cdot e^{\frac{U}{U_T}} \tag{1.22}$$

Die Temperaturspannung U_T besitzt bei Raumtemperatur (300 K) einen Wert von $U_T \approx 26$ mV.

Mit der Anhebung der Ladungsträgerdichten in der Sperrschicht verbessert sich deren Leitfähigkeit. Durch den pn-Übergang fließt ein Strom. Nähert sich die äußere Spannung dem Wert U_D , verschwindet die Sperrschicht, und es ergibt sich ein extrem starker Stromanstieg. Diese Ladungsträgerdichteanhebung setzt sich in den Bahngebieten bis hin zu den äußeren Kontakten fort, wie Bild 1.9 zeigt.

Zur Berechnung des Diffusionsstromes geht man von feldfreien Bahngebieten aus. Dem entspricht ein konstanter Verlauf der Majoritätsträgerdichte in den Bahngebieten. Der

Gesamtstrom lässt sich dann als reiner Diffusionsstrom an den beiden Rändern der Sperrschicht berechnen. Aus den Kontinuitätsgleichungen und den Transportgleichungen ist mit den erhöhten Minoritätsträgerrandkonzentrationen $p_n(x_n)$, $n_p(-x_p)$ auch der Gradient dieser Verteilungen und daraus mit der Transportgleichung der Diffusionsstrom bestimmbar [1.1]. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} I &= I_n(-x_p) + I_p(-x_n) \\ &= I_s \cdot \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right) \end{aligned} \tag{1.23}$$

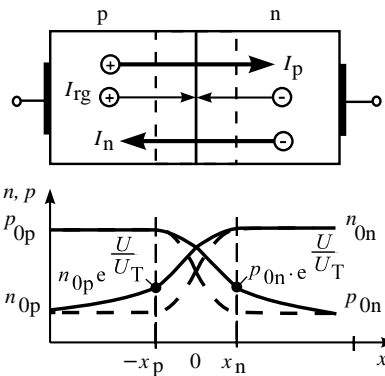


Bild 1.9 Ladungsträgerdichteverteilung bei Durchlassspannung

Der Diodensättigungsstrom I_s wird von den Dotierungsverhältnissen und den Strukturmaßen bestimmt. Er ist somit ein charakteristischer Bauelementeparameter des pn-Übergangs.

Zusätzlich muss als dritter Stromanteil in Gl. (1.23) die Rekombination von Elektronen-Loch-Paaren (I_{rg}) in der Sperrschicht berücksichtigt werden. Man erhält $I_S = I_s + I_{srg}$. Im Siliziumhalbleiter beeinflusst er aber nur bei sehr geringen Spannungen $U < U_T$ den Gesamtstrom.

Sperrrichtung:

Eine äußere negative Spannung $U < 0$ am

pn-Übergang führt nach Gl. (1.20) zu einer Vergrößerung der Sperrschichtweite auf

$$d_s(U) = \sqrt{\frac{2\epsilon_H(N_A + N_D)(U_D - U)}{eN_A N_D}} \quad (1.24)$$

Die völlig von beweglichen Ladungsträgern verarmte Sperrschicht ist so hochohmig, dass kein Stromfluss möglich ist.

Durch die Sperrspannung sinken die Majoritätsträgerdichten in der Sperrschicht unter die Gleichgewichtsdichten ab. Anstelle der verletzten Gleichgewichtsbedingung gilt $n \cdot p < n_i^2$.

Sperrstrom. Ein kleiner, häufig vernachlässigbarer Strom ist am gesperrten pn-Übergang zu beobachten. Er wird durch die in der Sperrschicht thermisch generierten Ladungsträgerpaare verursacht. Das von außen verursachte elektrische Feld saugt diese ab, so dass sie nicht wieder rekombinieren können. Sie bilden den Sperrstrom, der stark temperaturabhängig ist (vgl. Abschn. 1.2.4). Zur Ausdehnung der Sperrschicht d_s ist er direkt proportional. Bei Siliziumdioden dominiert dieser Generationsanteil I_{srg} gegenüber I_s , bei Germaniumdioden ist es umgekehrt [1.1]. Mit Gl. (1.8) folgt bei Integration der Kontinuitätsgleichung über die Sperrschicht:

$$I_{\text{rg}} = -eA \frac{n_i}{\tau_s} d_s \quad (1.25)$$

1.2.1.2 Strom-Spannungs-Kennlinie

Die Aussagen des vorigen Abschnittes lassen sich in der folgenden allgemein gültigen Strom-Spannungs-Kennlinie eines pn-Übergangs zusammenfassen.

$$I = I_s \cdot \left(e^{\frac{U}{U_T}} - 1 \right) \quad (1.26)$$

In Durchlassrichtung bewirkt die Exponentialfunktion im Bereich $U > U_{F0}$ einen deutlichen Anstieg des Diodenstromes. Die Fluss-

spannung einer Siliziumdiode liegt bei ca. $U_{F0} = 0,7 \text{ V}$, die einer Germaniumdiode bei ca. $U_{F0} = 0,3 \text{ V}$. Der Diodensättigungsstrom wird in Durchlassrichtung vom Diffusionsstromanteil bestimmt, in Sperrichtung vom Sperrstromanteil, wodurch sich die Werte zahlenmäßig unterscheiden.

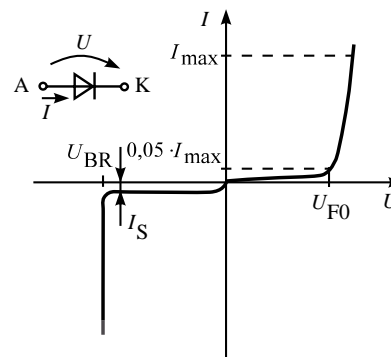


Bild 1.10 Strom-Spannungs-Kennlinie eines pn-Übergangs

Kennlinienparameter. Wichtige Parameter dieser stationären Kennlinie sind

- die Flussspannung U_{F0} ,
- der maximal zulässige Durchlassstrom I_{max} ,
- der Sättigungsstrom I_s ,
- die Durchbruchspannung U_{BR} .

Die Flussspannung ist eine relativ willkürlich eingeführte Definition, die sich aber ausgezeichnet für spätere Modellvereinfachungen eignet.

$$U_{F0} = U_F|_{I=0,05 I_{\text{max}}} \quad (1.27)$$

Den maximal zulässigen Durchlassstrom I_{max} eines pn-Übergangs begrenzt die zulässige Erwärmung des Bauelementes infolge der umgesetzten Verlustleistung.

$$I_{\text{max}} = \frac{P_{V\text{max}}}{U_F} \cong \frac{P_{V\text{max}}}{U_{F0}} \quad (1.28)$$

Die Durchbruchspannung U_{BR} stellt die maximale Sperrspannungsbelastbarkeit des pn-Übergangs dar. Bei diesem Wert erreicht das Feldstärkemaximum in der Sperrschicht den