

Der PN-Übergang (Halbleiterdioden)

Der pn-Übergang ist das Grundelement der meisten Halbleiterbauelemente. Er wird hier in seinen wesentlichen Eigenschaften im thermischen Gleichgewicht, unter dem Einfluss einer Vorspannung (Gleichstromkennlinie) beschrieben. Am übersichtlichsten sind die Verhältnisse für den „abrupten Übergang“¹.

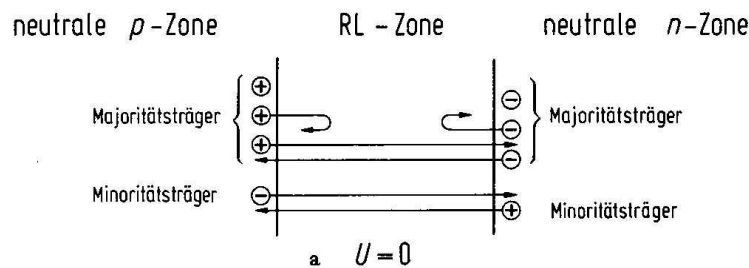


Abbildung 1 - Ladungsträger im PN-Übergang

Da zwischen p- und n-Bereichen starke Konzentrationsunterschiede der Trägerdichten existieren, werden Diffusionsströme fließen. Als Folge des dann stetigen Übergangs der Dichten der freien Ladungsträger im Gegensatz zum sprunghaften Übergang der Ladungsdichten der ionisierten Dotierungsatome entsteht eine Raumladungsdichte (q). Man erkennt, dass die Ladungsverteilung im linearen Maßstab nahezu rechteckig ist. Man nennt diese Zone mit $q \neq 0$ Raumladungszone (RL-Zone).

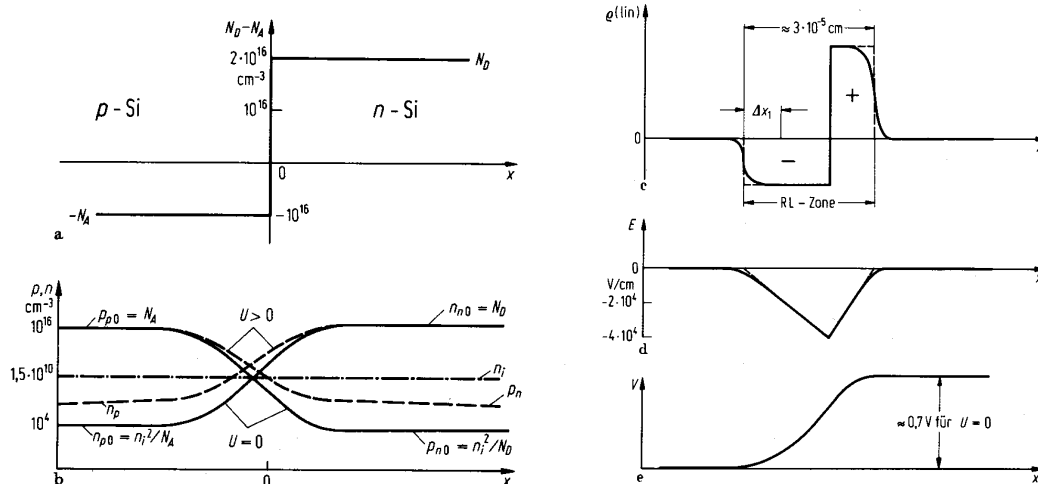


Abbildung 2 - PN-Übergang

¹ Beim abrupten Übergang ändert sich die konstante Dotierung im n-Bereich sprunghaft in eine konstante Dotierung im p-Bereich. Abrupte Übergänge lassen sich nach der sog. Legierungstechnik oder mit Hilfe der Molekularstrahlepitaxie herstellen. In der Diffusionstechnik lassen sich nur stetige Übergänge erzielen.

Die Gesamtschaltung der Raumladungszone ist Null. Wäre das nicht der Fall, würden Feldlinien von außen an den Ladungen enden und es würde eine Majoritätsträgerdriftstrom fließen, bis diese Felder verschwinden, d.h. die Gesamtladung Null ist. Innerhalb der Raumladungszone jedoch existiert ein Feld. Dieses Feld bewirkt Driftströme, welche im thermischen Gleichgewicht gerade den Diffusionsströmen das Gleichgewicht halten, sodass weder ein Elektronengleichstrom noch ein Löchergleichstrom fließt.

Anlegen einer Vorspannung

Im thermischen Gleichgewicht ist die Kontaktspannung zwischen n- und p-Bereich (Diffusionsspannung) an den Klemmen nicht messbar, da an den äußeren Kontakten ebenfalls Potentialunterschiede entstehen, welche die Diffusionsspannung gerade kompensieren. Liegt daher keine Vorspannung an den Klemmen, so liegt die Diffusionsspannung U_D an der Raumladungszone. Legt man eine Vorspannung U an die Klemmen, so liegt am pn-Übergang die Spannung $U_D - U$.

Dazu müssen zwei Voraussetzungen erfüllt sein:

- a) Die Kontakte sollen den Stromfluss nicht behindern; das Kontaktpotential soll unabhängig von Richtung und Größe des Stroms durch die Kontakte sein. Solche Kontakte nennt man Ohmsche Kontakte.
- b) Der Spannungsabfall in den neutralen sei vernachlässigbar klein.

Nun lassen sich drei Fälle unterscheiden:

- a) Für $U = 0$ kompensieren sich Diffusion und Driftstrom, d. h. die Elektronen, die auf ihrer thermischen Energie die n-Zone verlassen (Diffusion), werden durch das elektrische Feld der Diffusionsspannung daran gehindert bzw. in gleicher Zahl zurückgeholt; es fließt kein Elektronen- und auch kein Löcherstrom.
- b) Für $U > 0$ wird die Spannung am pn-Übergang verringert, und es überwiegt der Diffusionsstrom; es werden Elektronen in die p-Zone „injiziert“ und Löcher in die n-Zone. Es wird ein großer Strom fließen, da sehr viele Ladungsträger zur Injektion zur Verfügung stehen². Diese Polung der Spannung U (p-Zone +, n-Zone -), nennt man Vorwärtspolung des PN-Übergangs.

Die Injektion der Ladungsträger führt zu einer Erhöhung der Minoritätsträger am Rand der RL-Zone. Es wird ein Minoritätsträgerstrom entstehen, der mit einem räumlichen Absinken der Überschussladungsträger verbunden ist. Das Absinken der Minoritätsladungsträger von der RL-Zone weg entsteht durch Rekombination.

² Minoritätsträgerinjektion aus dem Reservoir der jeweiligen Majoritätsträger.

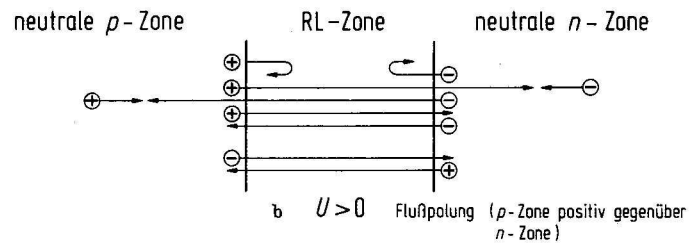


Abbildung 3 - PN-Übergang in Vorwärtspolung

- c) Für $U < 0$ können die Elektronen aus der n-Zone noch weniger in die p-Zone gelangen. Dieser Stromanteil kann ebenso wie der Löcherstrom aus der p-Zone nicht weiter als bis Null sinken. Ein sehr geringer Stromanteil entsteht jedoch durch die Minoritätsträger, welche durch das elektrische Feld der Spannung U über die pn-Zone gezogen werden. Dies ergibt den Sperrstrom.

Das Absaugen der Minoritätsträger führt zu einem Unterschreiten der Gleichgewichtsträgerdichten. In diesen Bereichen überwiegt die thermische Generation; die erzeugten Ladungsträger diffundieren zum pn-Übergang. Man sieht, dass der Sperrstrom nicht mehr anwachsen kann, wenn U genügend negativ ist, sodass die Minoritätsträgerkonzentration am Rande der RL-Zone nahezu Null wird. Man erhält einen spannungsunabhängigen Sättigungsstrom

Sperrschichtdioden (PN Dioden)

In der Elektronik wie auch in der Elektrotechnik werden häufig Dioden eingesetzt. Diese Dioden sind in den meisten Fällen als Sperrschichtdioden aufgebaut. Ihre Funktion beruht auf dem Verhalten der Ladungsträger im PN – Übergang. Neben diesen Dioden finden auch sogenannte Schottky-Dioden für Spezialanwendungen Verwendung. Bei diesen Dioden wird die Funktion über einen Metall-Halbleiterübergang realisiert.

Durch unterschiedliche Dotierungsprofile und Dichten lassen sich Dioden mit unterschiedlichen zusätzlichen Funktionen herstellen. Die Betriebsmittelkennzeichnung (BMKZ) aller Dioden beginnt mit dem Zeichen „V“. Die Wichtigsten dieser Dioden sind:

Schaltdioden

Werden wie der ihre Bezeichnung beschrieben für Signalschalter und für die Gleichrichtung elektrischer Signale verwendet.

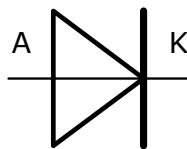


Abbildung 4 - Symbol Schaltdiode

Schottky-Dioden

Sind schnelle Dioden welche auf dem Metall-Halbleiterübergang beruhen.

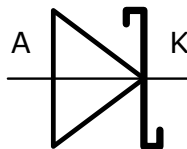


Abbildung 5 - Symbol Schottky Diode

Zener-Dioden

Dioden mit einer genau definierten Durchbruchspannung in Sperrrichtung. Die Funktion beruht auf dem Lawinen- oder Zener-Effekt.

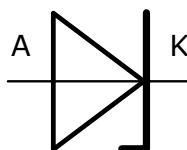


Abbildung 6 - Symbol Zener Diode

Gleichstromkennlinie der PN Diode

Betrachtet wird die Diode in Vorwärtspolung. Ist der Diffusionsstrom der Minoritätsladungsträger am Rand der neutralen Zone des n-Typ Halbleiters mit $i_p(0)$ gegeben so klingt der Minoritätsträgerstrom räumlich mit einer Exponentialfunktion ab. Das gleiche gilt für die Minoritätsladungsträger im p-Typ Halbleiter. Bildet man die Summe aus den Minoritäts- und Majoritätsladungsträgerstrom so erhält man den Strom durch die Diode.

Die Löcherstromdichte am n – seitigen Rand der Raumladungszone ist durch

$$i_p(0) = \frac{eD_p}{L_p} p_{n0} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \text{ gegeben.}$$

Die Elektronenstromdichte am p – seitigen Rand der Raumladungszone ist durch

$$i_n(0) = \frac{eD_n}{L_n} n_{p0} \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \text{ gegeben.}$$

Wobei D_n und D_p die Diffusionskonstanten und L_n und L_p die Diffusionslängen für den n-Typ bzw. p-Typ Halbleiter sind. n_{p0} und p_{n0} sind die Minoritätsträgerdichten im n-Typ bzw. p-Typ Halbleiter ohne die Minoritätsladungsträger Injektion. Aus der Summenbildung beider Stromdichten erhält man die Summenstromdichte durch die pn-Diode und mit der Fläche des pn-Übergangs A den Strom durch die Diode.

$$I = A \cdot \left(\frac{eD_p}{L_p} p_{n0} + \frac{eD_n}{L_n} n_{p0} \right) \cdot \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right)$$

Der erste Term beschreibt den Sperrsättigungsstrom der Diode I_s . Der zweite Term beschreibt den exponentialförmigen Stromanstieg infolge der angelegten Spannung U in Vorwärtsrichtung.

$$I_s = A \cdot \left(\frac{eD_p}{L_p} p_{n0} + \frac{eD_n}{L_n} n_{p0} \right) \text{ Sperrsättigungsstrom}$$

$I = I_s \cdot \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \text{ Diodenstrom bzw. Gleichstromkennlinie der Diode}$
--

Der Sperrsättigungsstrom I_s ist spannungsunabhängig und nur durch das Diodenmaterial und den Verlauf der Dotierung bestimmt.

Aus der Gleichstromkennlinie der Diode erkennt man, dass für $U < 0$ und $|U| \gg kT/e$ der Diodenstrom gesättigt ist $I = -I_s$; diese Sättigung tritt für Zimmertemperaturen 300K etwa bei $|U| > 100\text{mV}$ auf. Der Sättigungsstrom I_s hängt von den Eigenschaften der Minoritätsträger ab. Die Sättigung kommt dadurch zustande, dass die Minoritätsdichten am Rand der Raumladungszonen nicht unter Null sinken können und damit die Diffusion der Minoritätsträger zur Raumladungszone begrenzt ist.

Kleinsignalleitwert der PN Diode

Für viele Fälle interessiert die Änderung des Stromes ΔI für kleine Spannungsänderungen ΔU . Man nennt diesen Quotienten $\Delta I / \Delta U$ den Kleinsignalleitwert $y = g + jb$. Allgemein ist dieser Leitwert komplex. Für $\omega \rightarrow 0$ verschwindet jedoch der Imaginäranteil und man den Realteil $g|_{\omega=0} = g_0$ durch die Ableitung der Gleichstromkennliniengleichung.

$$g_0 = \frac{dI}{dU} = I_s \frac{e}{kT} e^{\frac{eU}{kT}} \text{ mit}$$

$$I + I_s = I_s e^{\frac{eU}{kT}} \text{ erhält man}$$

$$g_0 = \frac{e}{kT} (I + I_s) \text{ Kleinsignalleitwert.}$$

Dieser Leitwert ist arbeitspunktabhängig. Für genügend hohe Sperrspannungen ist $I = -I_s$ und der Leitwert ist Null (Gdgl. ET Stromquellen). Für hinreichend starke Flusspolungen (Polung in Vorwärtsrichtung) $I \gg I_s$ erhält man für Raumtemperatur

$$\frac{g_0}{\Omega} = \frac{I / \text{mA}}{26} \text{ gilt für große Diodenströme bei Raumtemperatur.}$$

Beispiel:

Berechnung der Serienschaltung bestehend aus einer Diode und Widerstand $R = 100\Omega$ mit einer vorgegeben Versorgungsspannung $U_0 = 10\text{V}$. Die Berechnung soll bei Raumtemperatur und für einen Diodenstrom $I \gg I_s$ vorgenommen werden.

Durchbruch der PN - Schicht bei hohen Sperrspannungen

Zenerdioden

Von einer gewissen Sperrspannung an steigt in jeder Diode der Strom sehr stark an; die PN Schicht bricht durch. Dabei handelt es sich um einen thermischen Durchbruch, einen Zener-Effekt oder einen Lawinendurchbruch.

Thermischer Durchbruch

Der Sperrstrom durch eine Diode hängt stark von der Temperatur ab. Für einen bestimmten Wärmewiderstand zwischen PN-Schicht und Wärmesenke entspricht jeder Leistung UI eine bestimmte Temperatur, so dass die Leistungshyperbeln Temperaturwerte als Parameter haben. Kennlinienpunkte ergeben sich nun als Schnittpunkte zwischen Leistungshyperbeln und Sperrkennlinien gleicher Temperatur.

Ab Erreichen einer gewissen Spannung (Umkehrspannung) entsteht ein negativer Kennlinienast, die Diode zerstört sich selbst wenn die Schaltung keine Stromstabilisierung besitzt.

Zener – Effekt

Unter Zener – Effekt versteht man die Ladungsträgererzeugung im starken elektrischen Feld. Liegen in einer Raumladungszone Valenzelektronen in gleicher Höhe wie freie Plätze im räumlich entfernten Leitungsband und ist dieser Abstand genügend klein und die Feldstärke genügend groß, so können Valenzelektronen durch das verbotene Feld „tunneln“. Da die Tunnelwahrscheinlichkeit mit abnehmender Breite der Barriere stark zunimmt, ergibt sich ein mit der Diodenspannung sehr stark zunehmender Strom. In Si und Ge ist das für den Zener-Effekt erforderliche Feld etwa 10^6 Vcm^{-1} . Dieser Durchbruchmechanismus führt zu keiner Zerstörung der Diode.

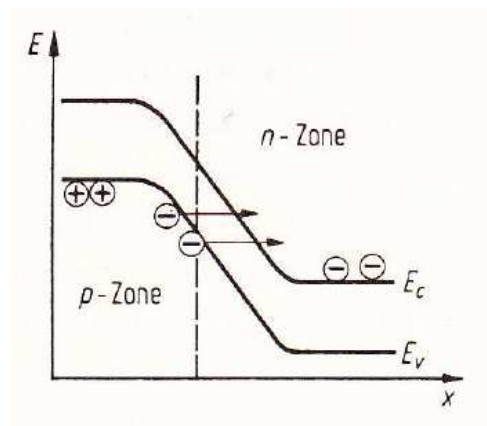


Abbildung 7 - Zener-effekt

Da bei zunehmender Temperatur der Bandabstand kleiner wird, ist bei höherer Temperatur die Durchbruchspannung kleiner.

Lawineneffekt

Der Lawineneffekt ist der in den meisten Fällen auftretende Durchbruchmechanismus. Ladungsträger können im starken elektrischen Feld genügend hohe Energie aufnehmen, so dass sie bei einem Stoß mit dem Gitter ein Elektron-Loch-Paar erzeugen können. Da der die Trägergeneration verursachende Ladungsträger lediglich seine Energie abgibt, aber nicht verschwindet, ergibt sich ein lawinenartiges Anwachsen der Ladungsträgerzahl.

Der durch die Minoritätsträger in den neutralen Zonen verursachte Sperrströmsstrom I_s wird durch den Lawineneffekt multipliziert. Da außerdem Ladungsträger beider Arten erzeugt werden, ergibt sich eine „Rückkopplung“ und damit bei der Durchbruchspannung ein beliebig großer Strom. Der Lawinendurchbruch führt zu keiner Zerstörung der Diode.

Da die freie Weglänge der Ladungsträger mit zunehmender Temperatur kleiner wird, wird das für einen bestimmten Energiezuwachs zwischen den Stößen erforderliche elektrische Feld stärker. Die Durchbruchspannung steigt daher im Gegensatz zum Zener Effekt mit der Temperatur an.

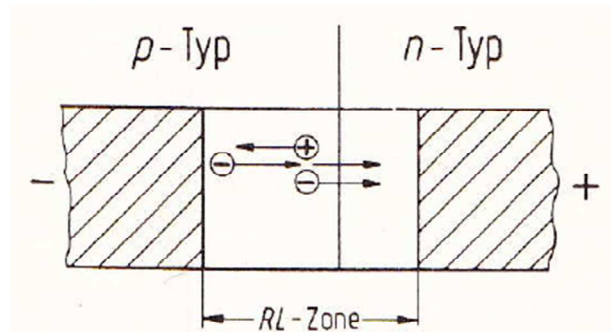


Abbildung 8 - Lawineneffekt

Der Lawineneffekt benötigt außer einer hinreichenden Feldstärke eine gewisse Länge der Raumladungszone, da die Ladungsträger Energie vom Feld aufnehmen müssen. Die für den Lawinendurchbruch erforderliche Feldstärke ist umso größer, je kürzer die Raumladungszone ist. Die Länge der Raumladungszone und die Spannung an der Raumladungszone nehmen mit zunehmender Dotierung ab, wenn die maximale Feldstärke konstant gehalten wird. Eine Diode mit schwacher Dotierung wird daher eine hohe Durchbruchspannung aufweisen und nach dem Lawineneffekt durchbrechen, da die Raumladungszone lang ist. Mit zunehmender Dotierung wird die Durchbruchspannung abnehmen und außerdem die für den Lawineneffekt erforderliche Feldstärke steigen; schließlich wird die Feldstärke so groß, dass der beschriebene Zener Effekt auftritt.

Zener Dioden

Zenerdioden besitzen eine genau definierte Durchbruchspannung. Je nach Durchbruchspannung überwiegt der Zener oder der Lawinen Effekt. Bei Durchbruchspannungen von ca. 5-6V treten beide Effekte gleichwertig nebeneinander auf. Zenerdioden mit dieser Spannung besitzen fast keine Temperaturabhängigkeit der Durchbruchspannung, da sich die Temperaturabhängigkeiten beider Effekte aufheben. Zenerdioden werden in Sperrrichtung betrieben und stellen eine einfache Form der Spannungsstabilisierung da.