



Technische  
Universität  
Braunschweig



LENA  
Laboratory  
for Energy  
Nanotechnology



Institut für  
Halbleitertechnik

**Grundlagen der Elektronik und Photonik**

**Diffusionsspannung an einem pn-Übergang**

Prof. Dr. Andreas Waag

1

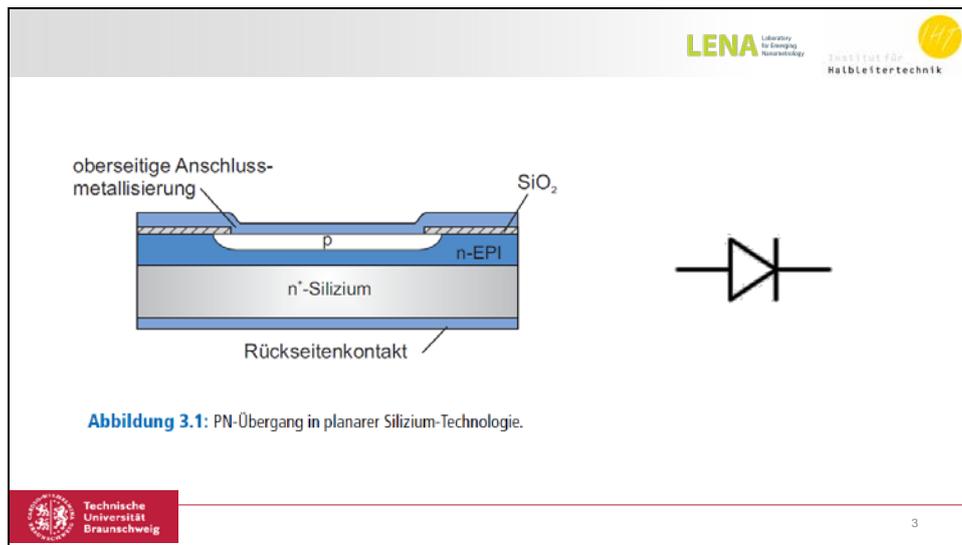
**Bänderschema von Halbleitern**

Die Inhalte dieses Clips entsprechen Level 3

- Level 1 Basiswissen Phase 1 (teilweise noch Schulwissen)
- Level 2 Basiswissen Phase 2 (Eingangskurse Bachelor)
- Level 3 Ziel-Niveau „Grundlagen der Elektronik und Photonik“
- Level 4 vertiefendes Wissen (Eingangskurse Master)
- Level 5 Expertenwissen (Fortgeschrittenen-Kurse Master)
- Level 6+ Wissensgrenze

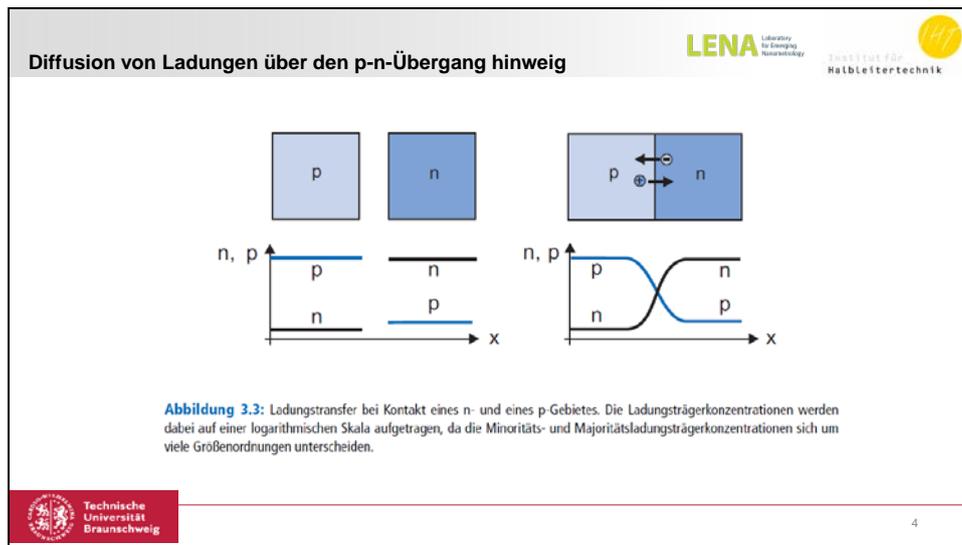
LENA Laboratory for Energy Nanotechnology  
INSTITUT FÜR Halbleitertechnik

Technische Universität Braunschweig



Ein p-n-Übergang entsteht überall dort, wo eine p-dotierte Zone auf eine n-dotierte Zone trifft. p-n-Übergänge zeigen Diodenverhalten. Sie tauchen in praktisch allen Halbleiter-Bauelementen auf, so dass deren Verständnis grundlegend ist für die Beschreibung der Funktion von z.B. Transistoren, LEDs, oder Solarzellen. Aber auch einfache Dioden werden in der CMOS Technologie benötigt, z.B. zum Absichern vor Überspannungen oder zur Temperaturmessung.

In der Abbildung ist eine Diode in Dünnschicht-Technik gezeigt, ein typischer Aufbau für ein hoch integriertes Bauelement in CMOS Technologie. Das Schaltungssymbol für einen p-n-Übergang ist das der Diode. Die Strom-Spannungs-Charakteristik ist hochgradig nicht-linear: in Sperrrichtung trägt die Diode nur einen sehr kleinen Sperrstrom, in Durchlassrichtung gepolt hängt der Strom exponentiell von der von außen angelegten Spannung ab. Dioden können sehr klein sein, wie in der hoch integrierten CMOS-Technologie. Dioden können aber auch sehr groß sein (z.B. mehrere cm<sup>2</sup> in der Fläche), wenn sie sehr hohen Strömen standhalten sollen, wie es z.B. in der Leistungselektronik häufig vorkommt.



Grenzen ein n-dotiertes und ein p-dotiertes Gebiet eines Halbleiters aneinander, so hat dies einen Ladungstransfer zur Folge. Die treibende Kraft für den Ladungstransfer ist die Diffusion. Im n-Gebiet gibt es viele Elektronen und wenige Löcher, im p-Gebiet ist es genau umgekehrt. Deshalb wandern Elektronen von n nach p und Löcher von p nach n. Die Ladungsträger-Konzentrationen und deren Verlauf über den p-n-Übergang hinweg sind in der rechten Abbildung gezeigt. Da Elektronen und Löcher elektrisch geladen sind, ist mit dem Ladungstransfer auch Aufladung und damit eine Potentialdifferenz verbunden. Elektronen im p-Bereich werden rekombinieren und Löcher vernichten. Löcher im n-Bereich werden ebenfalls rekombinieren und Elektronen vernichten. Damit sinkt in einem Bereich um den p-n-Übergang herum die Ladungsträgerkonzentration an Elektronen im n-Bereich und Löchern im p-Bereich. Diesen Bereich nennt man Verarmungszone oder Raumladungszone.

Daraus folgt: Der p-Bereich lädt sich negativ auf (es fehlen positiv geladene Löcher), der n-Bereich lädt sich positiv auf (es fehlen negativ geladenen Elektronen). Mit zunehmender Diffusion von Ladungen wächst die Potentialdifferenz an und wirkt mehr und mehr der Diffusion entgegen.

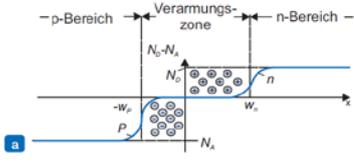
### Bandverbiegung über einen p-n-Übergang

Poisson-Gleichung

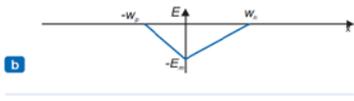
$$\frac{\partial^2 \Phi}{\delta x^2} = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon_s} N_D^+$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\delta x^2} = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon_s} N_A^-$$

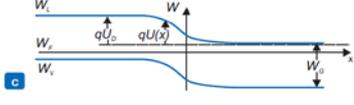




a



b

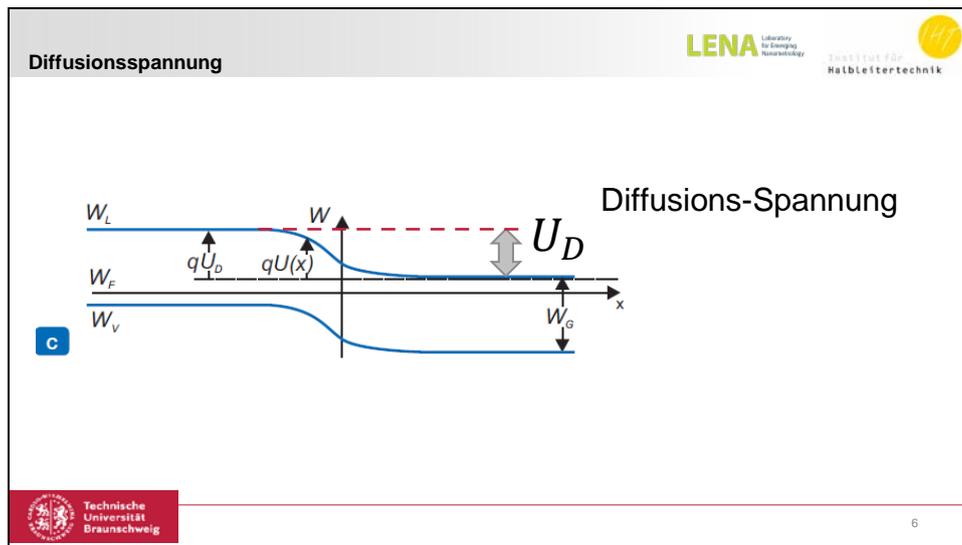


c



5

Der Prozess der Netto-Diffusion kommt zum Stillstand, sobald die Potentialdifferenz so groß ist, dass der Feldstrom in die eine Richtung den Diffusionsstrom in die andere Richtung vollständig kompensiert. Der Bereich mit reduzierter Ladungsträgerkonzentration ist elektrisch nicht mehr neutral, weil Elektronen und Löcher fehlen. Die positiven Ladungen im n-Bereich sind die Donator-Rümpfe, deren Elektronen auf die p-Seite diffundiert sind. Die negativen Ladungen im p-Bereich sind die Akzeptor-Rümpfe, deren Löcher in den n-Bereich diffundiert sind. Die Ladungen in der Raumladungszone (RLZ) sind demnach keine freien Ladungen, sondern ortsgebundene Ladungen. Sie sind an den Ort des jeweiligen Donators oder Akzeptors gebunden. Es ergibt sich damit folgende Situation in einer RLZ: Die Ladungen innerhalb der RLZ erzeugen eine Potentialdifferenz und ein elektrisches Feld. Das elektrische Potential errechnet sich über die Poisson-Gleichung aus der Ladungsdichte. Diese ist aber konstant gleich der Donatorkonzentration (im n-Bereich) bzw. der Akzeptorkonzentration (im p-Bereich). Aus der zweifachen Integration der Poisson-Gleichung ergibt sich ein quadratischer Verlauf des Potentials über den Ort x.



Die sich im stromlosen Zustand ergebende Potentialdifferenz nenne man Diffusionsspannung  $U_D$ . Die Diffusionsspannung entspricht einer internen Potentialdifferenz und ist keine von außen meßbare Spannung. Die Diffusionsspannung wirkt der weiteren Diffusion von Elektronen und Löchern entgegen. Der p-n-Übergang befindet sich ohne von außen angelegte Spannung im stromlosen Zustand.

### Der p-n-Übergang im stromlosen Zustand

Stromgleichungen allgemein:

$$J_{gesamt} = J_n + J_p$$

$$J_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{\partial n}{\partial x}$$

$$J_p = qp\mu_p E - qD_p \frac{\partial p}{\partial x}$$

Stromgleichungen für den stromlosen p-n-Übergang

$$J_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} = 0$$

$$J_p = qp\mu_p E - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$


Technische  
Universität  
Braunschweig




7

Betrachten wir die Strom-Gleichungen für den Drift- und den Diffusionsstrom und wenden wir diese auf die Situation im stromlosen p-n-Übergang an. (Gleichungen)

### Der p-n-Übergang im stromlosen Zustand

Stromgleichungen für den stromlosen p-n-Übergang

$$J_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} = 0 \quad \xrightarrow{D_n = \frac{kT}{q} \mu_{n,p}} \quad q\mu_n \left( nE + \frac{kT}{q} \frac{\partial n}{\partial x} \right) = 0$$

$$J_p = qp\mu_p E - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad \xrightarrow{D_n = \frac{kT}{q} \mu_{n,p}} \quad q\mu_p \left( pE - \frac{kT}{q} \frac{\partial p}{\partial x} \right) = 0$$

$$n = N_L e^{\frac{(W_F - W_L)}{kT}} \quad \xrightarrow{\quad} \quad \frac{\partial n}{\partial x} \quad \text{und} \quad \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$p = N_V e^{\frac{(W_V - W_F)}{kT}}$$






Technische Universität Braunschweig

8

Setzt man in die Gleichungen die Einstein-Beziehung zwischen der Diffusionskonstante  $D_n$  und der Beweglichkeit  $\mu_n$  ein, so kann man die Gleichungen vereinfachen (Gleichungen). IN den Gleichungen taucht die Ladungsträgerkonzentration  $n$ ,  $p$  und deren Ableitung auf.  $n$  und  $p$  ist in der Boltzmann-Näherung bei nicht zu hoher Dotierung gegeben durch (Gleichung). Daraus können nun die jeweiligen Ableitungen berechnet werden und die die Ausgangsgleichung eingesetzt werden. Wir rechnen der Übersichtlichkeit halber nur noch für Elektronen weiter. Die Gleichungen für Löcher ergeben sich entsprechend.

### Gradient der Fermi-Energie und Stromfluss

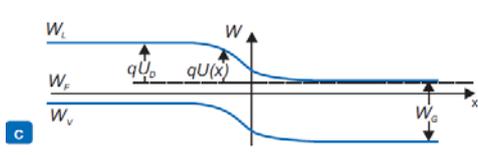
$$q\mu_n \left( nE + \frac{kT}{q} \frac{\partial n}{\partial x} \right) = 0$$

$$n = N_L e^{\frac{(W_F - W_L)}{kT}}$$

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{n}{kT} \left( \frac{\partial W_F}{\partial x} - \frac{\partial W_L}{\partial x} \right)$$

$$\frac{\partial W_L}{\partial x} = qE$$

$$J_n = 0 = n\mu_n \frac{\partial W_F}{\partial x}$$



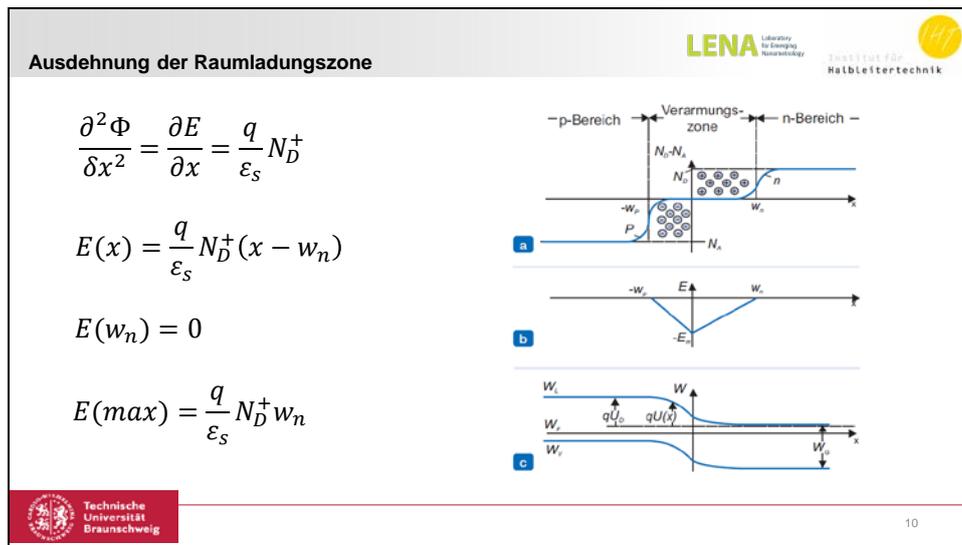


9

Aus der Gleichung für die Elektronenkonzentration  $n$  (Gleichung) ergibt sich die Ableitung (Gleichung). Der Gradient des Leitungsbandes ist aber gerade gleich dem Gradienten des Potentials und damit gleich dem elektrischen Feld  $E$ , jeweils multipliziert mit der Ladung  $q$ . Eingesetzt in die Ausgangsgleichung ergibt sich für die Dichte des Elektronenstroms  $J_n$ , d.h. Strom pro Fläche: (Gleichung).

Dies ist ein wichtiges Ergebnis: Die Stromdichte  $J_n$  ist proportional zum Gradienten der Fermi-Energie. Ist der Strom gleich Null, so muss auch der Gradient der Fermi-Energie gleich Null sein. Die Fermi-Energie  $W_F$  ist deshalb in der Abbildung als horizontale Linie ohne Steigung eingezeichnet. Mit anderen Worten: die Fermi-Energie muss über einen stromlosen p-n-Übergang hinweg konstant sein. Und umgekehrt: ergibt sich ein Gradient der Fermi-Energie (z.B. über eine äußere Spannung) dann folgt ein Stromfluss.

Es ist festzustellen, dass die Situation bei einem einfachen p-n-Übergang im stromlosen Zustand schon relativ kompliziert ist und von einem Gleichgewicht zwischen Diffusionsstrom und Drift-Strom geprägt ist.



Eine erste Integration der Poisson-Gleichung ergibt das elektrische Feld  $E$ . Mit der Randbedingung, dass  $E=0$  am Rande der Raumladungszone bei  $x = w_n$  ergibt sich die Gleichung für  $E(x)$ : (Gleichung)

Daraus lässt sich das maximale Feld in der Mitte der Raumladungszone, direkt am metallurgischen p-n-Übergang angeben: (Gleichung). Für Löcher gelten die Gleichungen entsprechend.

### Ausdehnung der Raumladungszone

$$E(x) = \frac{q}{\epsilon_s} N_D^+ (x - w_n)$$

$$\Delta\Phi_n = \int_0^{w_n} E(x) dx = \frac{1}{2} \left[ \frac{q}{\epsilon_s} N_D^+ (x - w_n)^2 \right]_0^{w_n}$$

$$\Delta\Phi_n = \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_s} N_D^+ w_n^2 \quad \Delta\Phi_p = \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_s} N_A^- w_p^2$$

$$U_D = \Delta\Phi_n + \Delta\Phi_p$$

LENA Lehrstuhl für Energie-Technologie Institut für Halbleitertechnik

Technische Universität Braunschweig
11

Aus einer weiteren Integration ergibt sich aus dem elektrischen Feld das Potential. Integriert von Null bis zum Ende der Raumladungszone bei  $w_n$  (im n-Bereich) erhält man eine Gleichung für  $\Delta\Phi_n$  (Gleichung). Für Löcher gilt entsprechendes. Hieraus ergibt sich die gesamte Diffusionsspannung  $U_D$  als Summe der Teilabfälle im n- und im p-Gebiet. (Gleichung)

### Ausdehnung der Raumladungszone

$$\Delta\Phi_n = \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_s} N_D^+ w_n^2 \quad \Delta\Phi_p = \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon_s} N_A^- w_p^2$$

$$U_D = \Delta\Phi_n + \Delta\Phi_p$$

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon_s U_D}{q} \left( \frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)}$$

The diagrams illustrate the physical parameters of a p-n junction. Diagram (a) shows the carrier concentration profiles: \$N\_D^+\$ (donor ions) and \$N\_A^-\$ (acceptor ions) are constant in their respective regions, while \$n\$ (electron concentration) and \$p\$ (hole concentration) drop to zero in the depletion zone. Diagram (b) shows the electric field \$E\$ profile, which is linear in the depletion zone and zero elsewhere. Diagram (c) shows the potential \$\Phi\$ profile, which is parabolic in the depletion zone and constant in the bulk regions.

Technische Universität Braunschweig
12

Diese Gleichungen können nun  $w$ , der Gesamtbreite der Raumladungszone, aufgelöst werden. Die genau Rechnung ist hier nicht gezeigt. Es ergibt sich für die gesamte Ausdehnung der RLZ: (Gleichung). Die Raumladungszone wird mit steigender Dotierung immer kleiner. Je kleiner die Dotierung desto kleiner die Raumladungszone. Diese Regel wird bei der Skalierung von Transistoren benötigt. Je kleiner die Transistoren sind, desto kleiner müssen auch die RLZs werden.




**Hinweis**

**Ausdehnung der Raumladungszone:**

Aus den Gleichungen ist zu entnehmen, dass die Breite der Raumladungszone bei höherer Dotierung immer kleiner wird. Bei asymmetrisch dotierten PN-Übergängen wird sich der größte Teil der Raumladungszone im niedriger dotierten Bereich befinden.

**Beispiel**

$N_A = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\epsilon_S = 11,7 \cdot 8,854 \cdot 10^{-14} \text{ A s (V cm)}^{-1}$ ,  $U_D = 900 \text{ mV} \rightarrow w_n = 0,34 \text{ } \mu\text{m}$ ;  $w_p$  ist entsprechend Gleichung (3.16) um drei Zehnerpotenzen kleiner.



Technische Universität Braunschweig

13

Ein Beispiel für die Ausdehnung der Raumladungszone: für einen asymmetrischen dotierten p-n-Übergang mit einer Akzeptor-Konzentration von  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  und einer Donator-Konzentration von  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ergibt sich eine RLZ von  $0,34 \text{ } \mu\text{m}$  im n-Bereich und eine um den Faktor 1000 kleinere RLZ im p-Bereich. Diese ist damit zu vernachlässigen. In diesem Beispiel tritt die gesamte RLZ praktisch ausschließlich im n-Bereich auf, weil dieser die niedrigere Dotierung hat. Eine solche Situation findet man auch in Metall-Halbleiter-Übergängen wieder, also bei Kontakt-Strukturen in Transistoren oder LEDs. Metalle haben immer die viele größere Ladungsträger-Konzentration und damit eine immer auch vernachlässigbare Ausdehnung der RLZ.