pn-Übergang/-Diode

H. Jörg Osten

Institut für Materialien und Bauelemente der Elektronik
- MBE -
Leibniz Universität Hannover
Schneiderberg 32, 30167 Hannover

Zwei Halbleiter im Kontakt

- gleiche Materialien
  - Homoübergang
    - gleicher Dotiertyp: p/p$^+$ oder n/n$^+$
    - unterschiedliche Dotierung
      - pn-Diode
      - Solarzelle
- verschiedene Materialien
  - Heteroübergang
    - Typ I
    - Typ II
    - Typ III

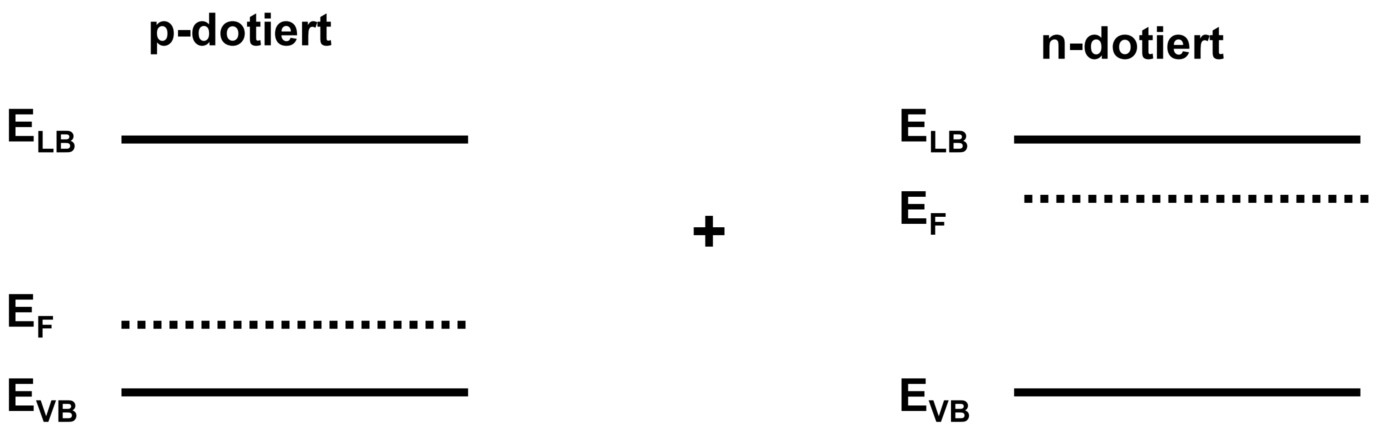
pn-Homoübergang

Zwei Halbleiter im Kontakt:

- **beide Halbleiter bestehen aus demselben Material**
- **die Dotierung ist entgegengesetzt**

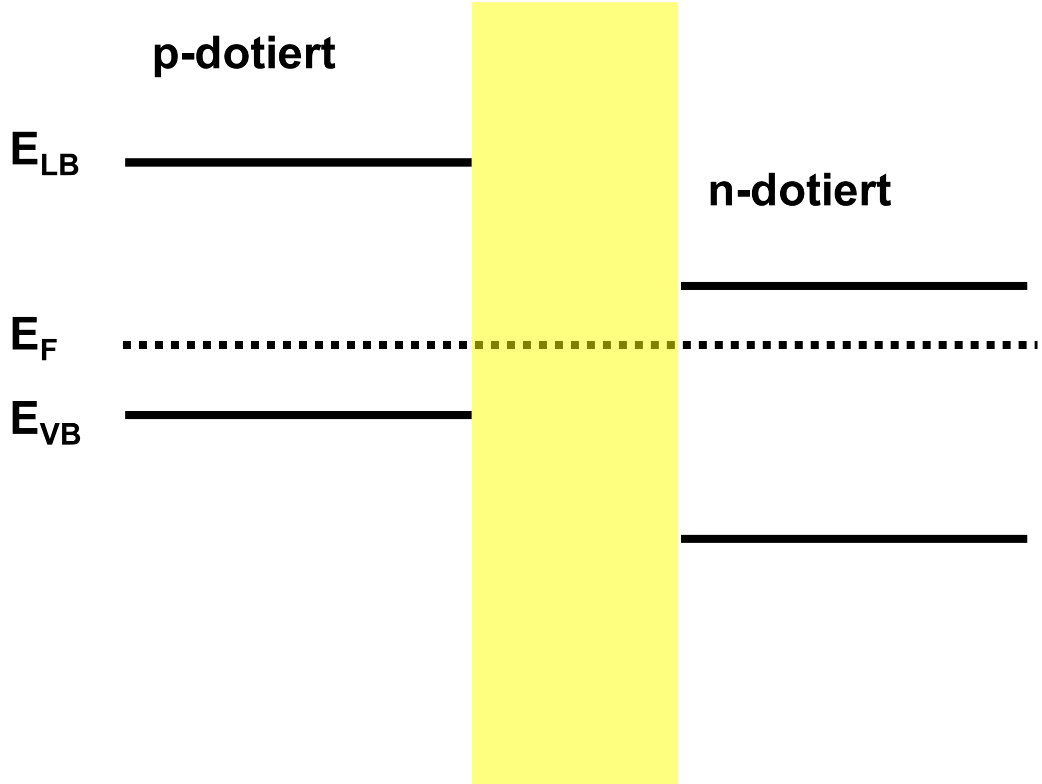
➔ pn-Übergang

pn-Übergang: Bandschema



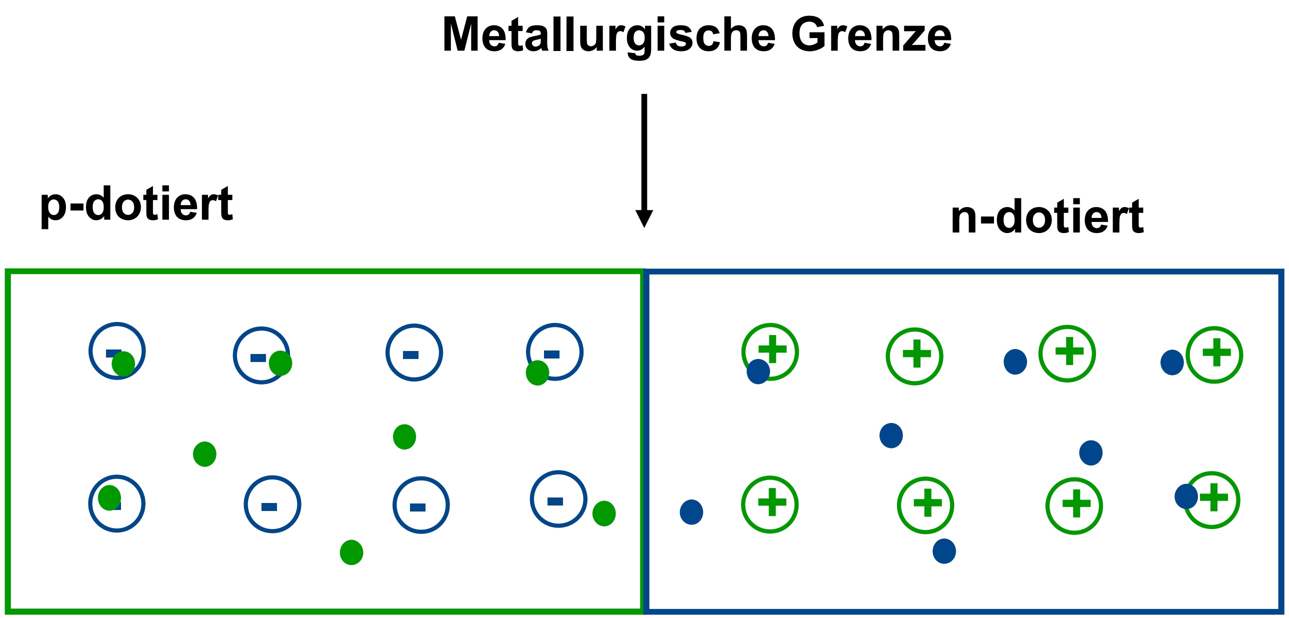
Im thermischen Gleichgewicht ohne externes Feld bleibt das Ferminiveau konstant (*Pinning*)

pn-Übergang: Bandschema



Übergangsgebiet

pn-Übergang



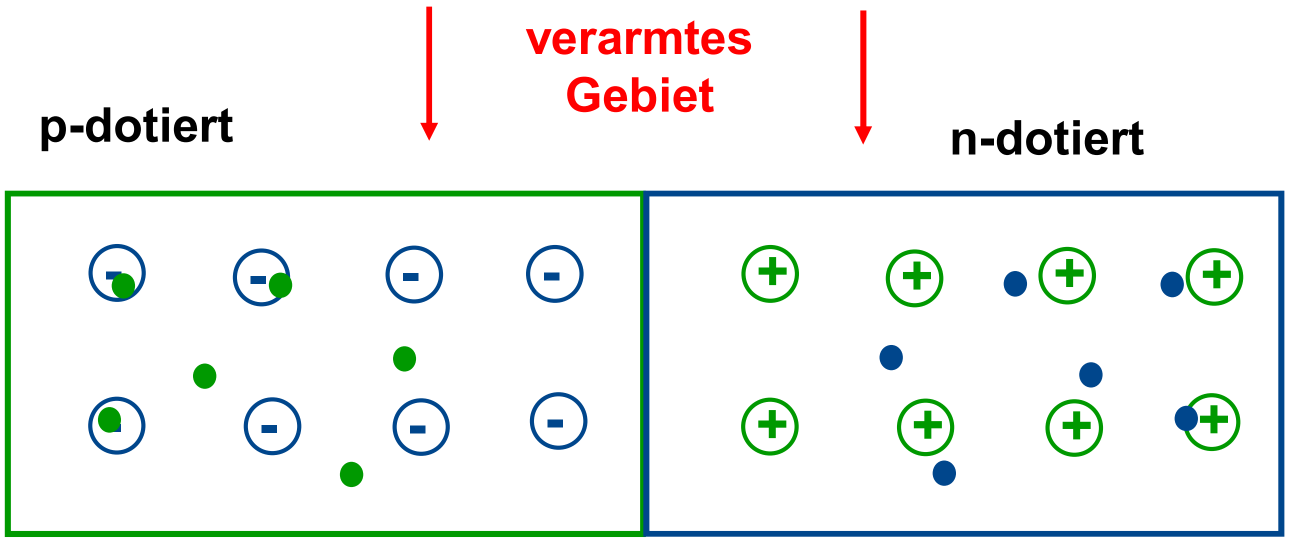
freie Löcher

freie Elektronen

feste Anionen

feste Kationen

pn-Übergang



freie Löcher ← Rekombination → freie Elektronen

➔ **Diffusionsströme**

feste Anionen ← eingebautes Feld → feste Kationen

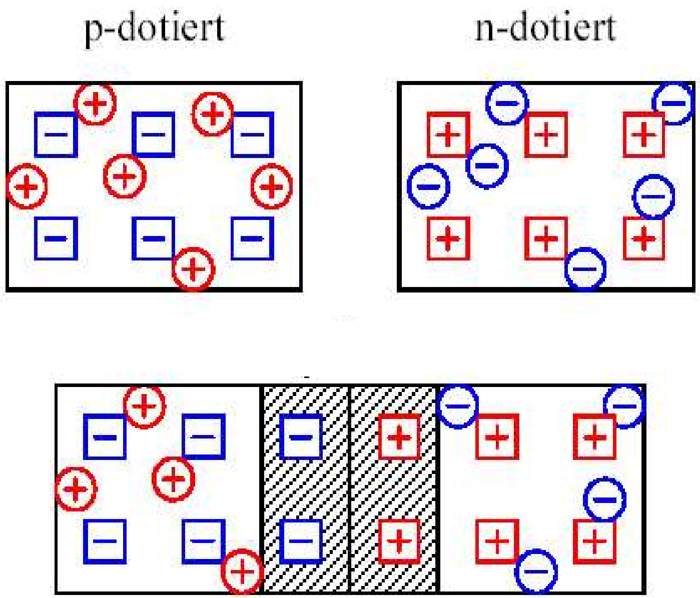
➔ **Driftströme**

Der pn-Übergang

- Der Punkt M, an dem die Dotierung sich von p zu n ändert, wird metallurgische Grenze genannt.
- Aufgrund des hohen Ladungsträgerkonzentrations-unterschiedes kommt es zur Diffusion von Löchern aus dem p-Gebiet ins n-Gebiet.
- Die Elektronen diffundieren in umgekehrter Richtung.
- In der Nähe der Grenze M rekombinieren dann die diffundierten Ladungsträger mit den dortigen Majoritätsträgern

  ➔ es entsteht eine als "Sperrschicht" bezeichnete Verarmungszone oder Raumladungszone rund um die metallurgische Grenze

Der pn-Übergang



p-leitendes Gebiet mit Löchern und festen Akzeptor-Ionen

+

n-leitendes Gebiet mit Elektronen und festen Donator-Ionen

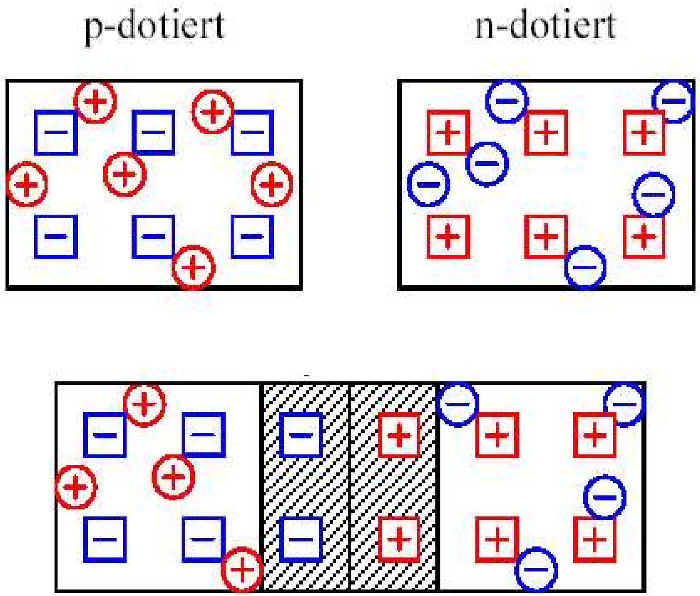
Die freien Ladungsträger diffundieren und können rekombinieren

➔ es entsteht eine Raumladungszone

(verarmt an freien Ladungsträgern)

➔ Verarmungszone (*depletion layer*)

Der pn-Übergang



Die freien Ladungsträger diffundieren und können rekombinieren

➔ Raumladungszone

(verarmt an freien Ladungsträgern)

➔ Verarmungszone (*depletion layer*)

es entsteht ein lokales Feld

➔ Driftstrom

entgegengesetzt zur Diffusionsrichtung!

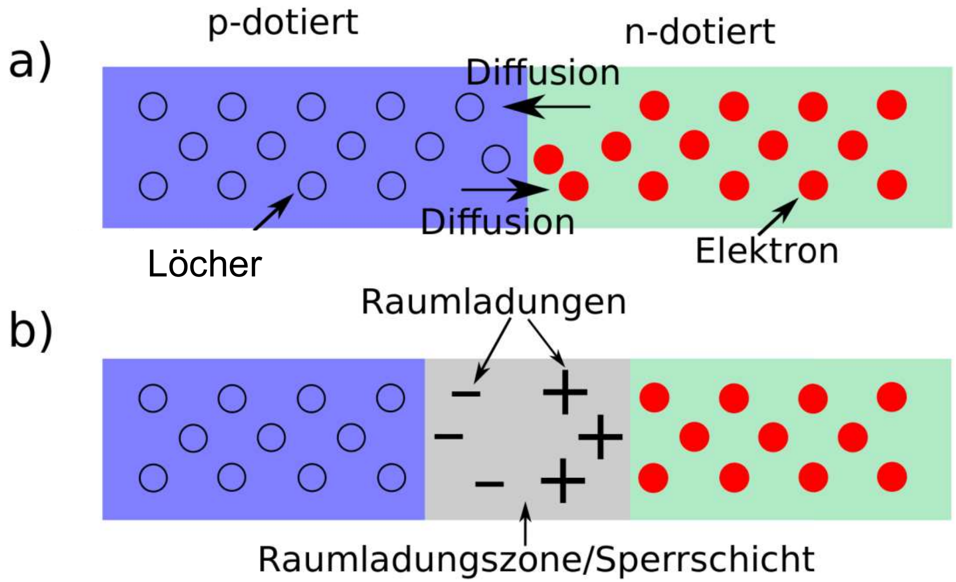
Der pn-Übergang

- **In dieser Verarmungszone, die sich von $-W_p$ bis W_n erstreckt, sind die unbeweglichen, ionisierten Dotieratome zurückgeblieben.**

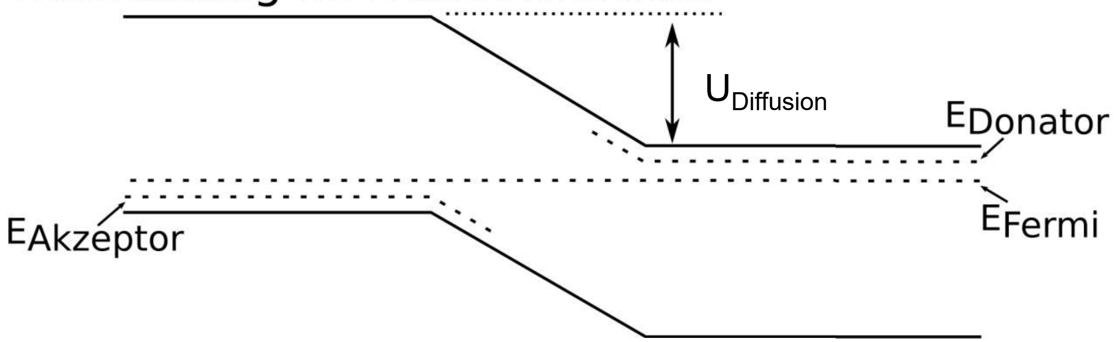
- **aufgrund der Ionen bildet sich ein elektrisches Feld aus, welches entgegen der Diffusionsrichtung der Ladungsträger wirkt.**

- **Es stellt sich ein Gleichgewicht ein, so dass sich die Ladungsträgerströme resultierend aus Drift und Diffusion genau kompensieren.**

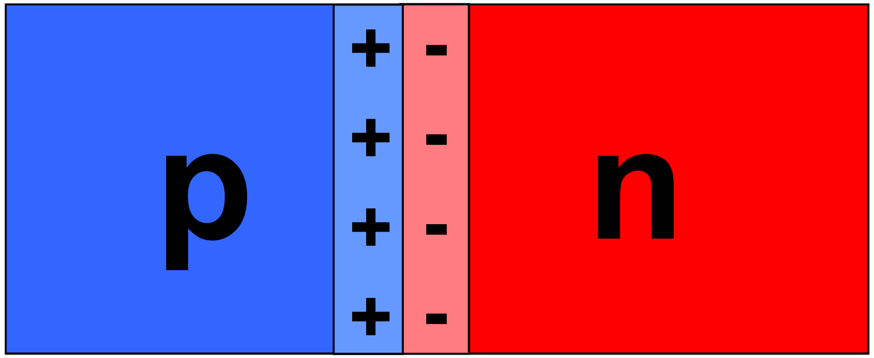
Zusammenfassung bis hierher



Darstellung im Bändermodell:



pn-Übergang: Beispiel Si



Annahme: p-Dotierung = n-Dotierung = $1 \cdot 10^{18}$ cm^{-3}

➔ **Raumladungszone ~ 1 µm**

der pn-Übergang

Breite der Raumladungszone: $W = W_p + W_n$

Über die Ladungsträgerneutralität (Ladungsmenge muss auf beiden Seiten des pn-Übergangs gleich sein) kann eine Beziehung zwischen den Raumladungsweiten ($-W_p, W_n$) hergestellt werden:

$$W_p \cdot N_A = W_n \cdot N_D$$

➔ **eine Erhöhung der Dotierung führt zu einer Verkleinerung der Raumladungszone**

Annahme:
W_p **und** W_n **entsprechen dem thermischen Gleichgewicht**

Berechnung des eingebauten Feldes

Lösung der eindimensionalen Possiongleichung

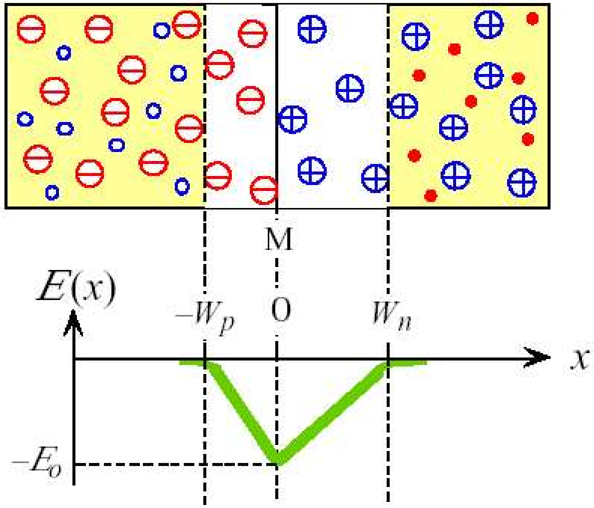
$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\varepsilon_s}$$

mit den Randbedingungen: $E(x = -W_p) = E(x = W_n) = 0$
(im Bereich der Störstellenerschöpfung)

$$E(x) = \begin{cases} -\dfrac{qN_A}{\varepsilon} \cdot \left(x + W_p\right) & -W_p \le x \le 0 \\ -\dfrac{qN_D}{\varepsilon} \cdot \left(-x + W_n\right) & 0 \le x \le W_n \end{cases}$$

Berechnung des eingebauten Feldes

$$E(x)=\begin{cases} -\dfrac{qN_A}{\varepsilon}\cdot\left(x+W_p\right) & -W_p\le x\le 0 \\ -\dfrac{qN_D}{\varepsilon}\cdot\left(-x+W_n\right) & 0\le x\le W_n \end{cases}$$



➔ **den maximalen Wert E_0 des negativen elektrischen Feldes erreicht man an der Stelle x = 0 (metallurgische Grenze: M)**

$$E_0=-\frac{qN_A}{\varepsilon}\cdot W_p=-\frac{qN_D}{\varepsilon}\cdot W_n$$

➔ **dieses elektrische Feld im thermischen Gleichgewicht wird oft auch eingebautes Feld genannt.**

Berechnung des eingebauten Potentials

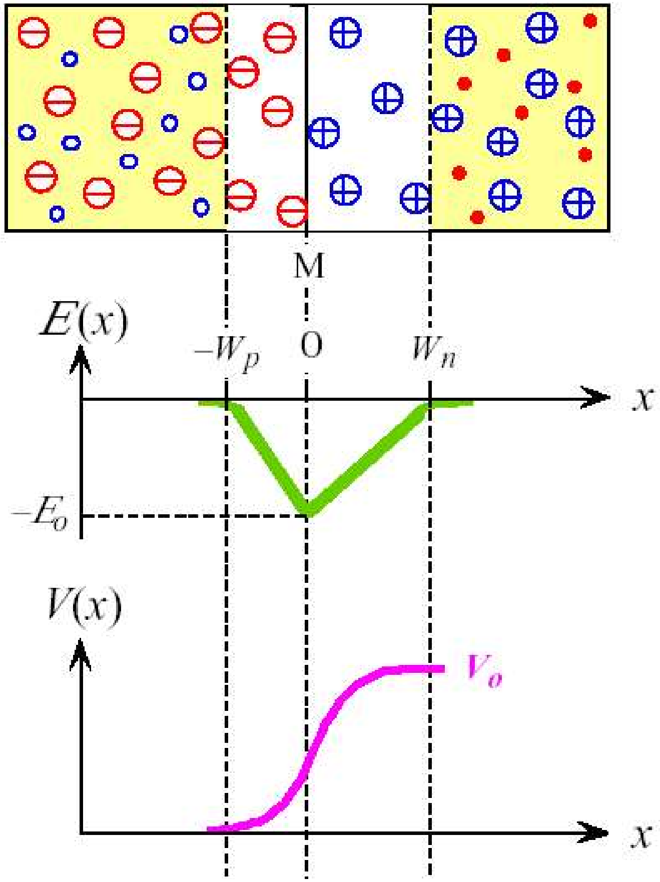
Aus dem Verlauf des elektrischen Feldes berechnet man das Potential

$$-\frac{\partial V}{\partial x} = E(x)$$

$$V(x) = \begin{cases} \dfrac{qN_A}{\varepsilon} \cdot \left(\dfrac{x^2}{2} + W_p x + \dfrac{W_p^2}{2} \right) & -W_p \le x \le 0 \\ \dfrac{qN_D}{\varepsilon} \cdot \left(-\dfrac{x^2}{2} + W_n x + \dfrac{W_n^2}{2} \right) & 0 \le x \le W_n \end{cases}$$

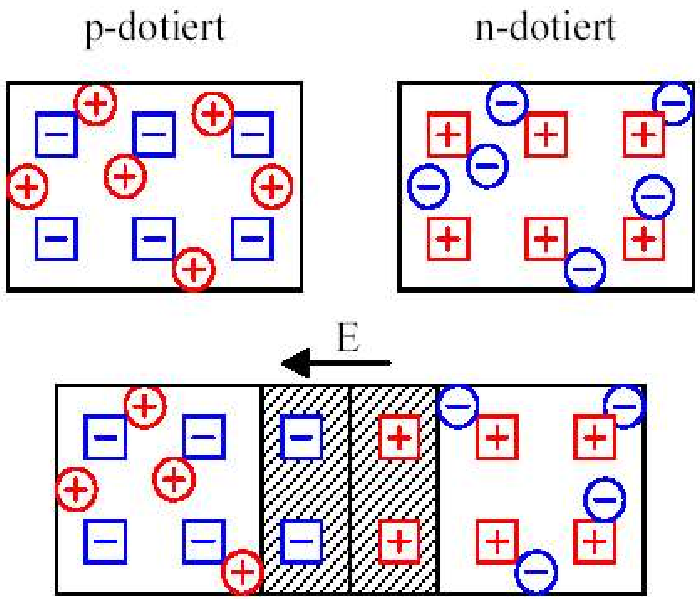
Berechnung des eingebauten Potentials

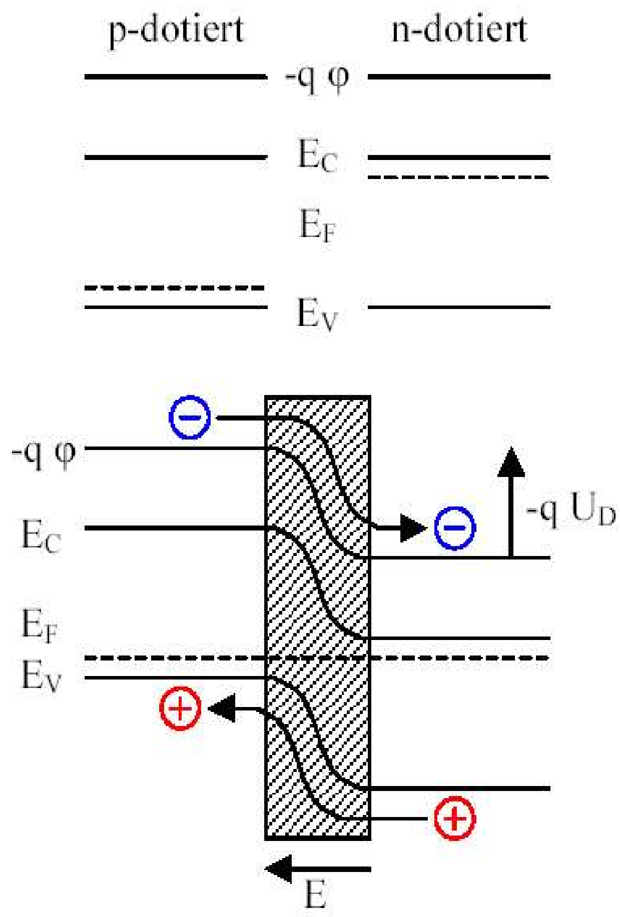
$$V(x)=\begin{cases}\dfrac{qN_A}{\varepsilon}\cdot\left(\dfrac{x^2}{2}+W_p x+\dfrac{W_p^2}{2}\right) & -W_p\le x\le 0\\[2ex] \dfrac{qN_D}{\varepsilon}\cdot\left(-\dfrac{x^2}{2}+W_n x+\dfrac{W_n^2}{2}\right) & 0\le x\le W_n\end{cases}$$



➔ **die Spannung, die im thermischen Gleichgewicht über den pn-Übergang abfällt (*V_0*), wird auch eingebaute Spannung oder Diffusionsspannung (*U_D*) genannt.**

pn-Übergang: Bandschema





U_D – Diffusionsspannung (V_0)

Berechnung der Diffusionsspannung

Zusammenhang zwischen Elektronenkonzentration und Leitungsbandkante

$$n = N_{LB} \cdot exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{LB}}{kT}\right)$$

Verhältnis der Elektronenkonzentrationen an zwei verschiedenen Orten 1 und 2 in einem Halbleiter im thermodynamischen Gleichgewicht:

$$\frac{n_2}{n_1} = exp\left(\frac{E_{LB2} - E_{LB1}}{kT}\right)$$

Berechnung der Diffusionsspannung

$$\frac{n_2}{n_1} = exp\left(\frac{E_{LB2} - E_{LB1}}{kT}\right)$$

Wenn 1 im n-Gebiet und 2 im p-Gebiet liegen folgt:

$$E_{LB2} - E_{LB1} = -q(V_2 - V_1) = -qV_0$$

$$\boxed{\frac{n_p}{n_n} = exp\left(-\frac{qV_0}{kT}\right)}$$

Berechnung der Diffusionsspannung

Elektronenkonzentrationen:

$$\frac{n_p}{n_n} = exp\left(-\frac{qV_0}{kT}\right)$$

Analog gilt für die Löcherkonzentrationen:

$$\frac{p_n}{p_p} = exp\left(-\frac{qV_0}{kT}\right)$$

Massenwirkungsgesetz:

$$\boxed{\begin{array}{l} p_p \sim N_A \\ p_n \sim \dfrac{n_i^2}{N_D} \end{array}} \qquad \boxed{\begin{array}{l} n_n \sim N_D \\ n_p \sim \dfrac{n_i^2}{N_A} \end{array}}$$

Berechnung der Diffusionsspannung

Elektronenkonzentrationen:

$$\frac{n_p}{n_n} = exp\left(-\frac{qV_0}{kT}\right)$$

Massenwirkungsgesetz:

$$n_n \sim N_D$$

$$n_p \sim \frac{n_i^2}{N_A}$$

$$\frac{n_p}{n_n} = exp\left(-\frac{qV_0}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{N_D \cdot N_A}$$

Diffusionsspannung

Diffusionsspannung

$$\boxed{V_0 = U_D = \frac{kT}{q} ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right)}$$

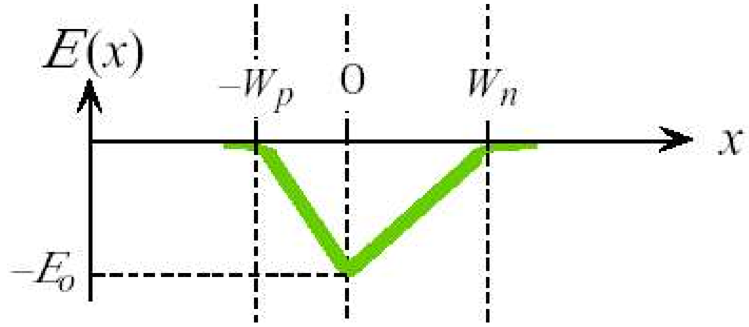
Temperaturspannung
(Einstein-Beziehung)

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} = U_T$$

$$\boxed{V_0 = U_D = U_T \, ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right)}$$

Berechnung der Raumladungszone W

$$E(x) = \begin{cases} -\dfrac{qN_A}{\varepsilon} \cdot (x + W_p) & -W_p \le x \le 0 \\ -\dfrac{qN_D}{\varepsilon} \cdot (-x + W_n) & 0 \le x \le W_n \end{cases}$$



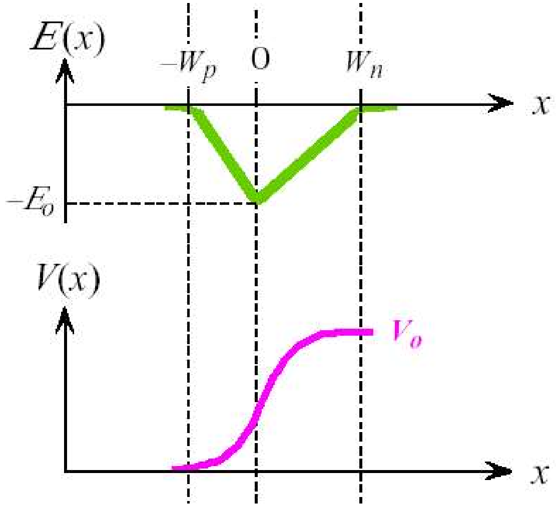
Eingebautes Feld $$E_0 = -\frac{q}{\varepsilon} N_D W_n = -\frac{q}{\varepsilon} N_A W_p$$

Berechnung der Raumladungszone W

$$V_0 = \int_{-W_p}^{W_n} -E(x)dx$$

➔ **allgemeiner Zusammenhang zwischen dem Spannungsabfall V_0 und der Raumladungszonenweite $W = W_p + W_n$**

$$E(x) = \begin{cases} -\dfrac{qN_A}{\varepsilon}\cdot(x + W_p) & -W_p \le x \le 0 \\ -\dfrac{qN_D}{\varepsilon}\cdot(-x + W_n) & 0 \le x \le W_n \end{cases}$$



$$\boxed{V_0 = -\frac{E_0 W}{2}}$$

Berechnung der Raumladungszone W

Weite der RLZ

$$W = W_p + W_n$$

Neutralitätsbedingung:

$$W_p \cdot N_A = W_n \cdot N_D$$

$$W = W_p \left(\frac{N_A + N_D}{N_A} \right) = W_n \left(\frac{N_A + N_D}{N_D} \right) \rightarrow W_n = \frac{W \cdot N_A}{N_A + N_D}$$

Eingebautes Feld $E_0 = -\frac{q}{\varepsilon} N_D W_n = -\frac{q}{\varepsilon} N_A W_p$

$$\boxed{V_0 = -\frac{E_0 W}{2} = -\frac{q N_A N_D W^2}{2\varepsilon (N_A + N_D)}}$$

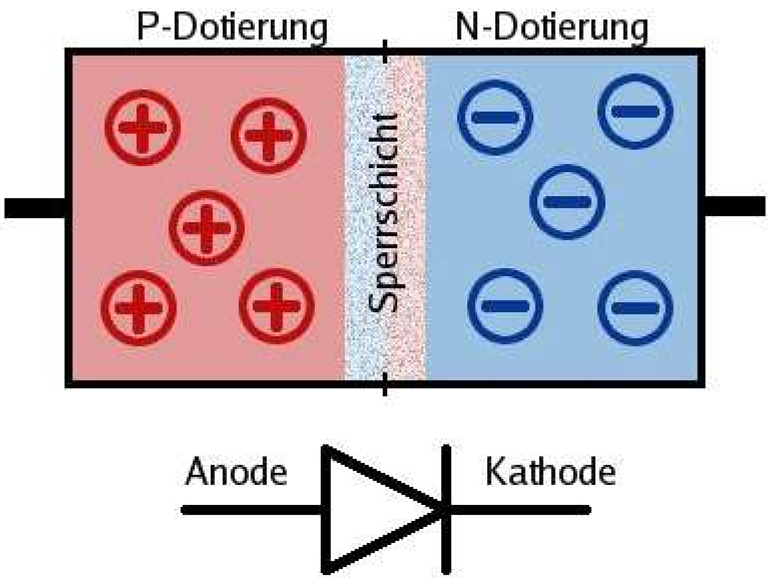
Raumladungszonenweite

$$\boxed{W = \sqrt{\left[\frac{2\varepsilon(N_A + N_D)V_0}{qN_A N_D}\right]}}$$

Diffusionsspannung: $$V_0 = U_T \, ln\left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}\right)$$

$$W = \left[\frac{2\varepsilon(N_A + N_D)U_T \, ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right)}{qN_A N_D}\right]^{1/2}$$

pn-Übergang: Beispiel Si



Annahme: Majoritätsträger: p-Dotierung = n-Dotierung = 10^{18} cm^{-3}

Aus dem Massenwirkungsgesetz ergibt sich:

Minoritätsträger: Löcher in n-Gebiet = Elektronen in p-Gebiet = 2.25 x10^{2} cm^{-3}

ohne externe Spannung: **Temperaturspannung (bei RT) U_T = 26 mV**
Diffusionsspannung U_D = 1 V

Raumladungszone W ~ 1 µm

Raumladungszone im Gleichgewicht

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon(N_A + N_D)V_0}{qN_AN_D}} :$$

$$W = N_A \cdot \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0}{qN_AN_D(N_A + N_D)}} + N_D \cdot \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0}{qN_AN_D(N_A + N_D)}}$$

$$\boxed{W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0 N_A}{q(N_D + N_A)N_D}}} \qquad \boxed{W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0 N_D}{q(N_D + N_A)N_A}}}$$

Raumladungszone im Gleichgewicht

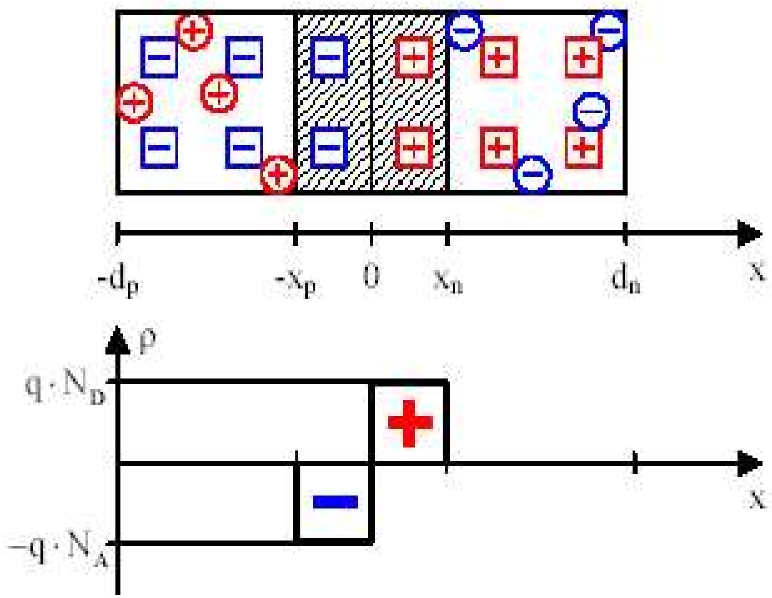
$$W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0 N_A}{q(N_D + N_A)N_D}}$$

$$W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0 N_D}{q(N_D + N_A)N_A}}$$

- **Die Breite der Raumladungszone hängt von den Donator- und Akzeptorkonzentrationen ab**
- **für $N_A > N_D$ folgt $W_n > W_p$**

➔ Die Ausdehnung erfolgt immer stärker in das niedriger dotierte Gebiet

pn-Übergang mit externer Spannung



$-d_p < x < -W_p$ und $W_n < x < d_n$

feldfreie Bahngebiete

$-W_p < x < W_n$ **Raumladungszone**

Potentialverlauf:

U_D –Diffusionsspannung (V_0)

V - externe Spannung
(hier positiv, kann auch negativ sein)

pn-Übergang mit externer Spannung V

Breite der Raumladungszonen

$$W = W_p + W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_0 - V)(N_D + N_A)}{qN_D N_A}}$$

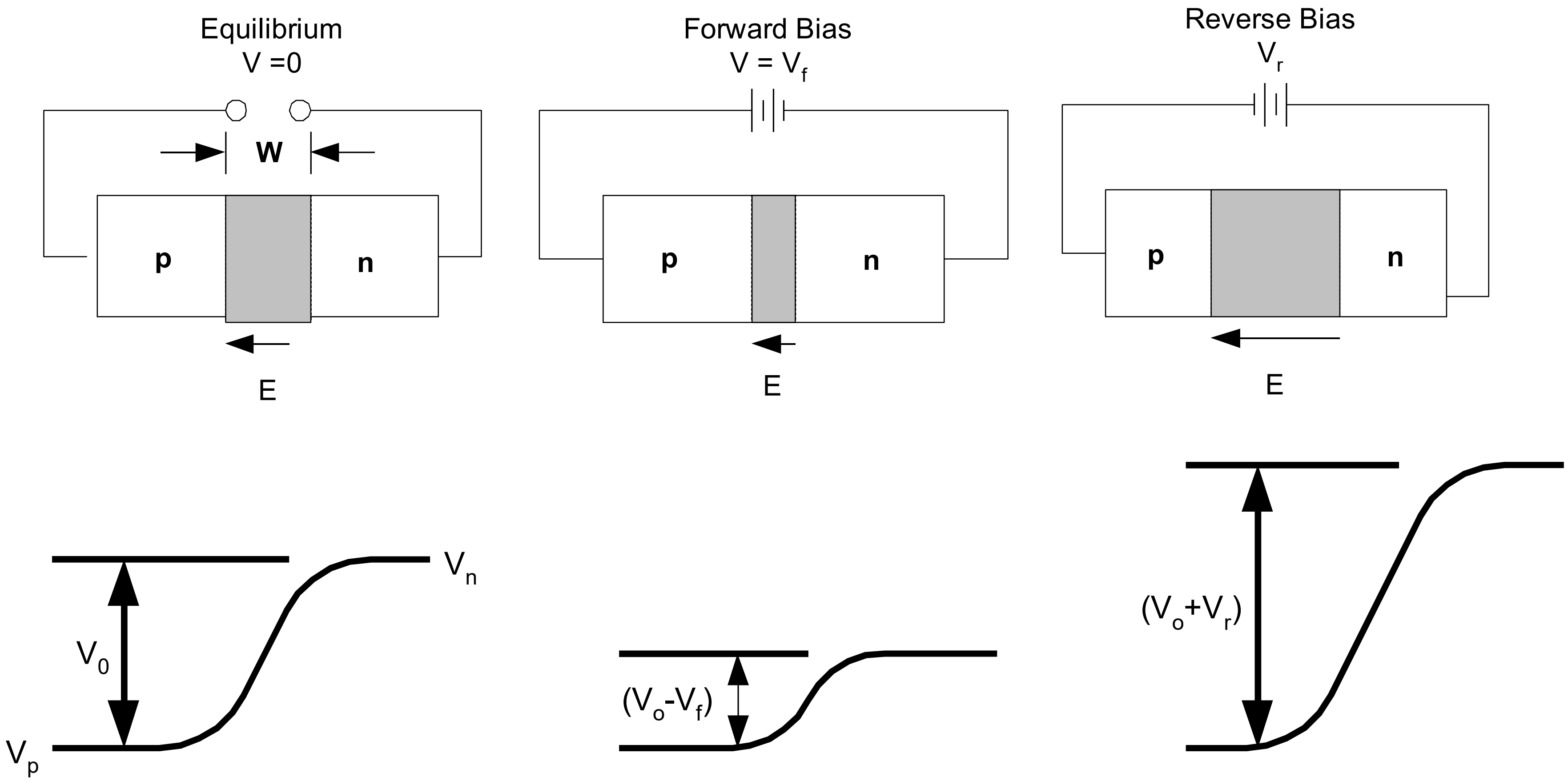
V **– angelegte externe Spannung**

Raumladungszone bei angelegter Spannung

$$W = W_p + W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_0 - V)(N_D + N_A)}{qN_D N_A}}$$

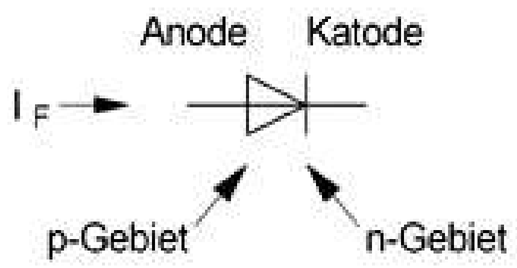
- **Die Breite der Raumladungszone sinkt mit zunehmender Dotierung des n- bzw. p-Gebietes**
- **eine externe Spannung kann *W* vergrößern oder verkleinern**
- **Für $V > V_0$ verschwindet die Raumladungszone**
  ➔ Flussspannung
- ***V* war als positiv angenommen, damit vergrößert -V immer die Raumladungszone**
  ➔ Sperrspannung

Gleichgewicht, Flussrichtung, Sperrrichtung



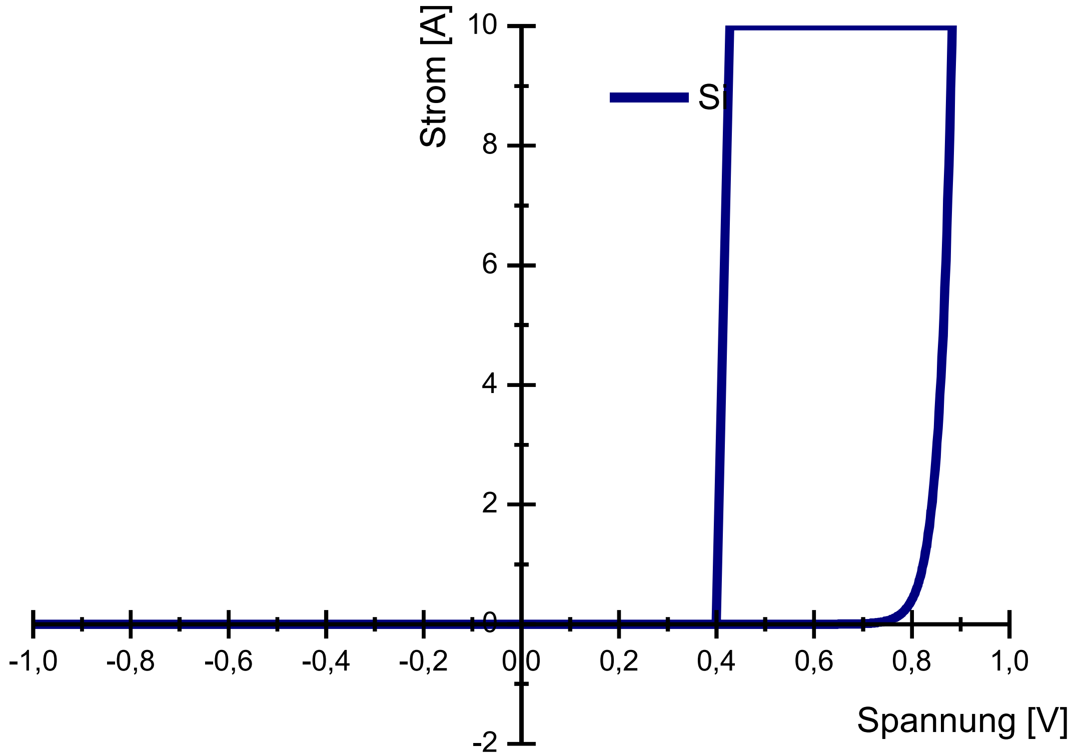
Die pn-Diode

- **Bringt man einen n- und einen p-Leiter zusammen, so rekombinieren sich die freien Ladungsträger (Elektronen und Löcher) in der Nähe der Kontaktfläche (Raumladungszone)**
- **Durch das Anlegen einer Spannung kann die Diode den Strom in eine Richtung leiten (Raumladungszone geht gegen Null)**
- **In der entgegen gesetzten Richtung sperrt sie (die Raumladungszone wird durch das Anlegen einer Spannung vergrößert)**



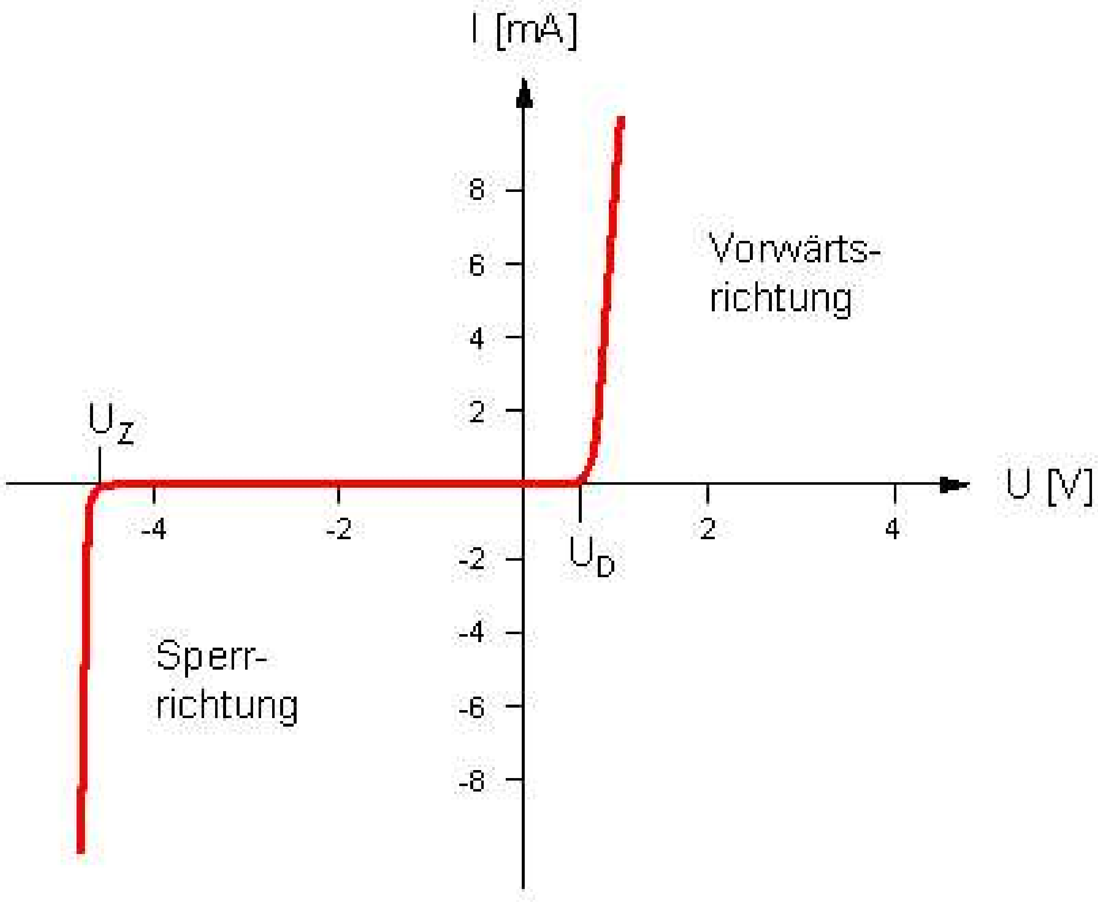
Idealisierte Diodenkennlinie

Si-pn-Diode

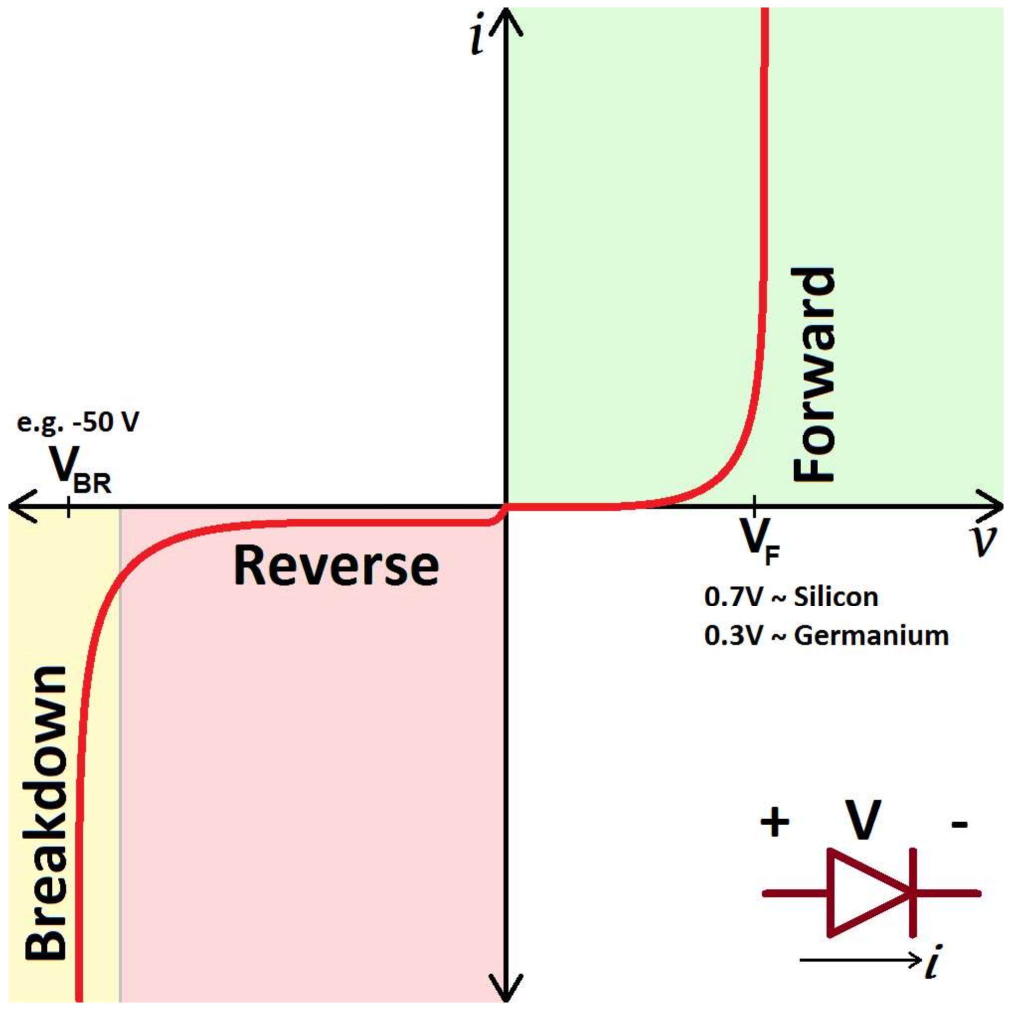


Sperrrichtung **Flussrichtung**

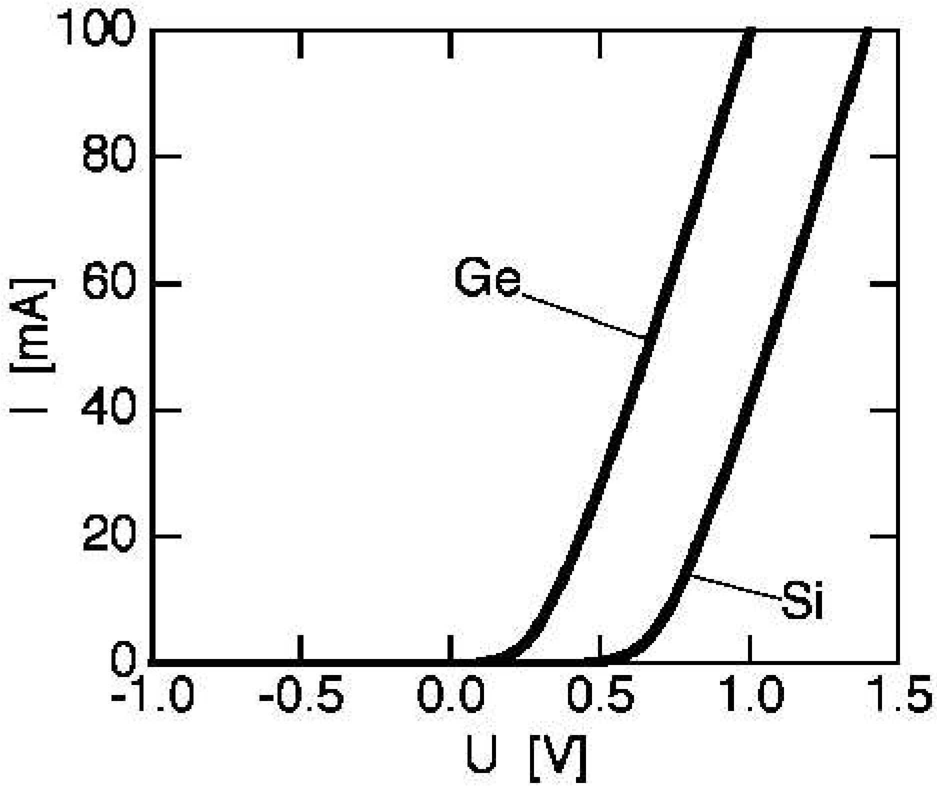
Reale Si-Diodenkennlinie



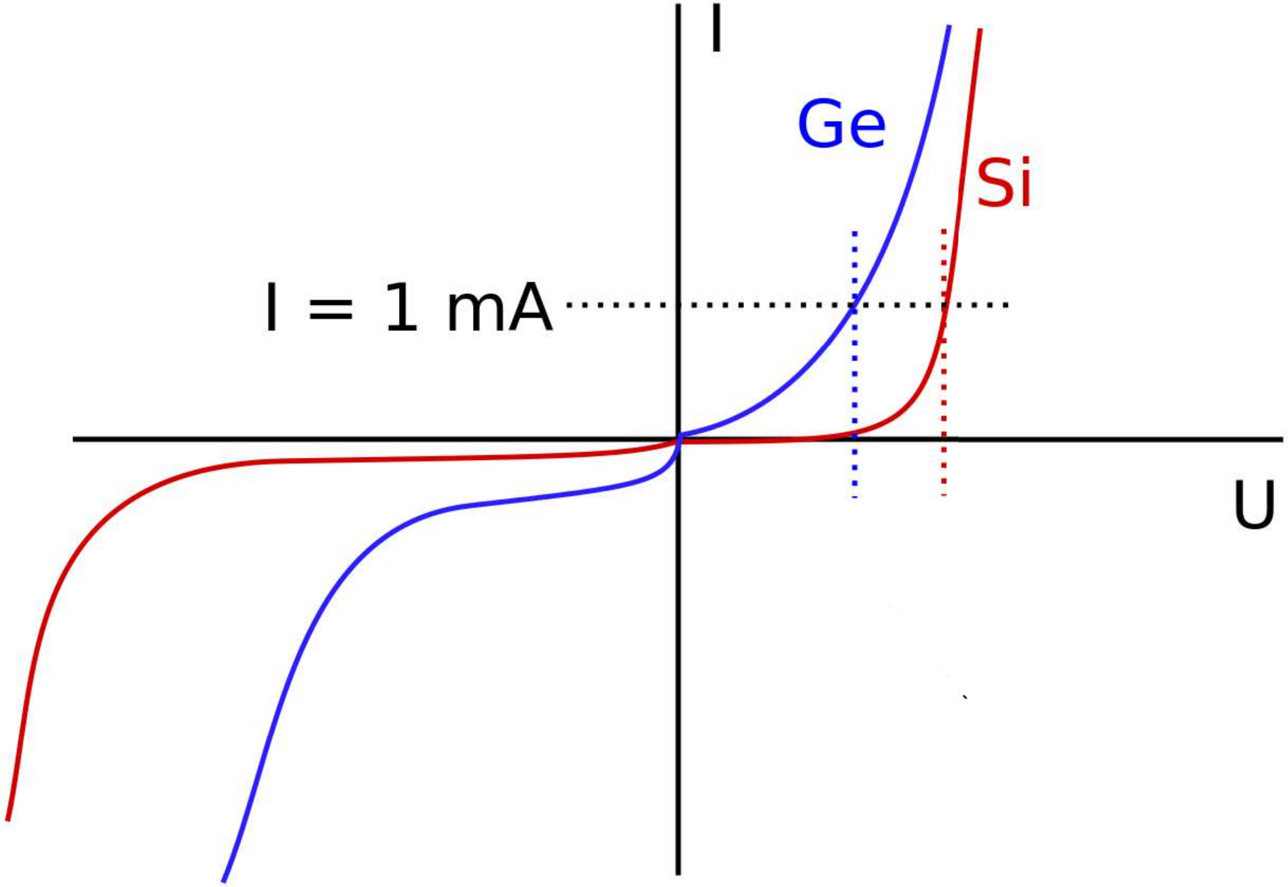
Diodenkennlinie



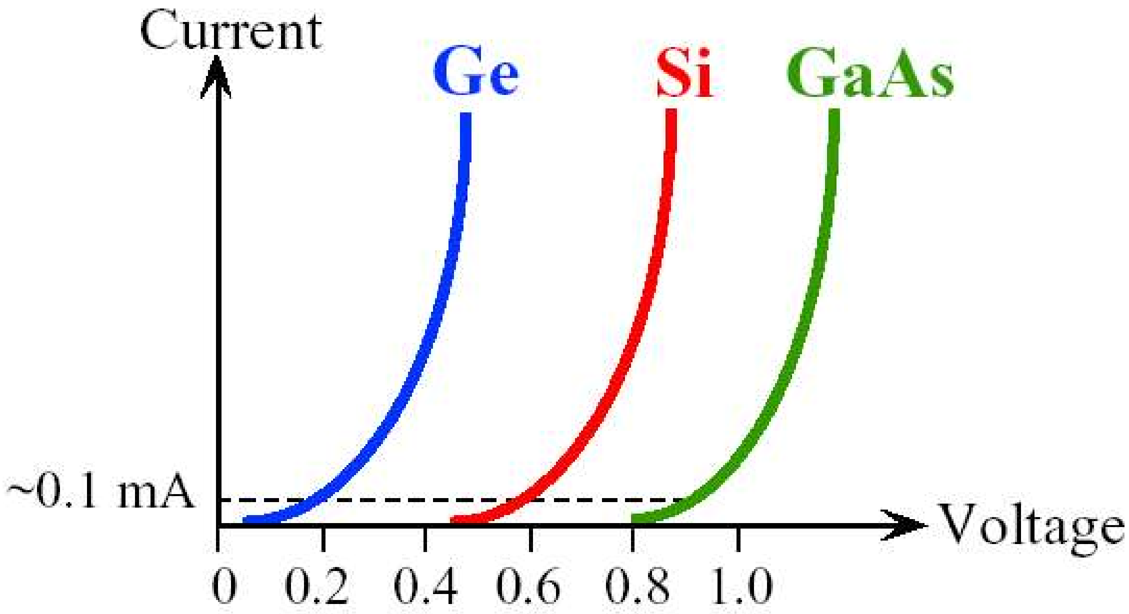
Kennlinien von Halbleiterdioden



Kennlinien von Halbleiterdioden

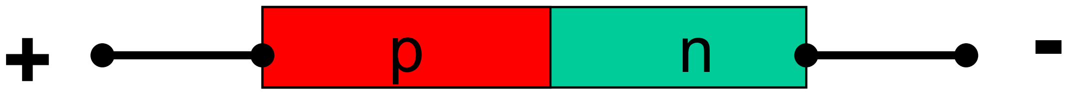


Kennlinien von Halbleiterdioden



Diodenströme für verschiedene Halbleiter:
Größere Bandlücke verschiebt das Einsetzen des Stromes zu höheren Spannungen

Der pn-Übergang in Flusspolung



Der pn-Übergang in Flusspolung

$$J_{ges} = \underbrace{\left(\frac{qD_p}{L_p N_D} + \frac{qD_n}{L_n N_A}\right) \cdot n_i^2}_{J_S} \left[exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

$$L = \sqrt{D\tau}$$

$$\boxed{J_{ges} = J_S \left[exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]}$$

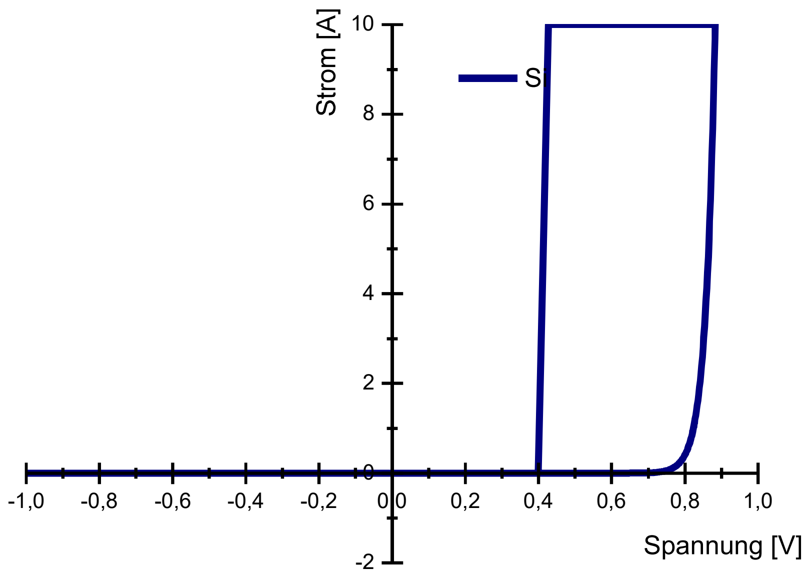
Ideale Dioden-Gleichung oder Shockley-Gleichung

genaue Herleitung in der genannten Literatur

Idealisierte Diodenkennlinie

Si-pn-Diode

$$J_{ges} = J_S\left[exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right]$$

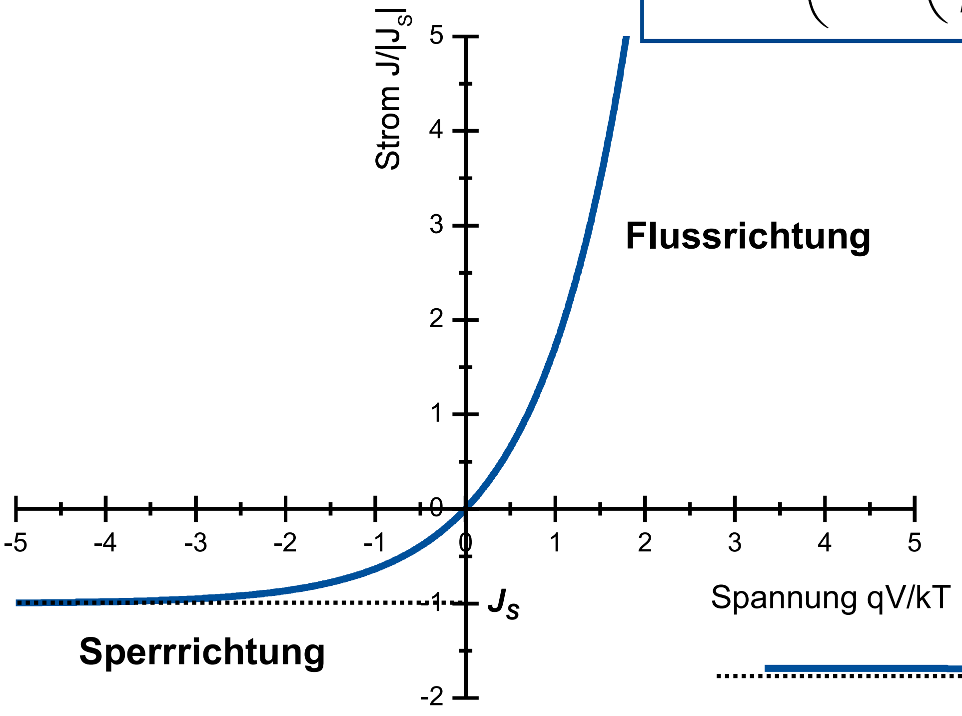


➔ **betrachte J_{ges}/J_s**

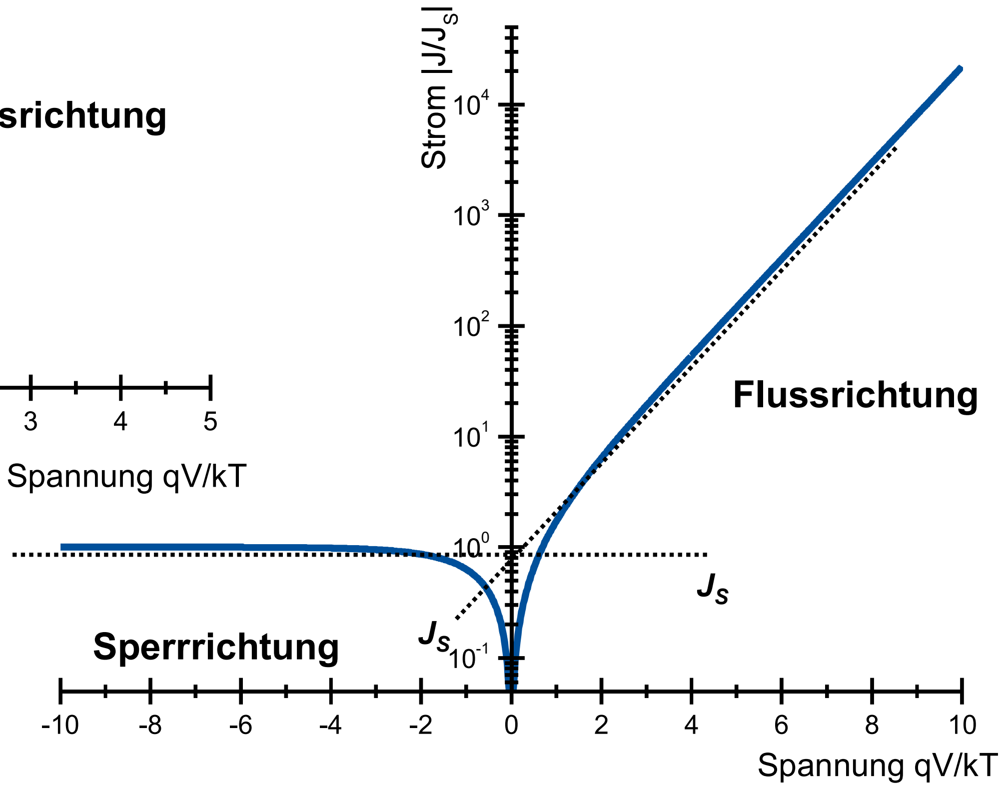
Ideale Diodenkennlinie (Shockley-Gleichung)

$$J = J_S\left(exp\left(\frac{qV}{kT}\right)-1\right)$$

lineare Darstellung



halblogarithmische Darstellung



Diodengleichung für verschiedene Halbleiter

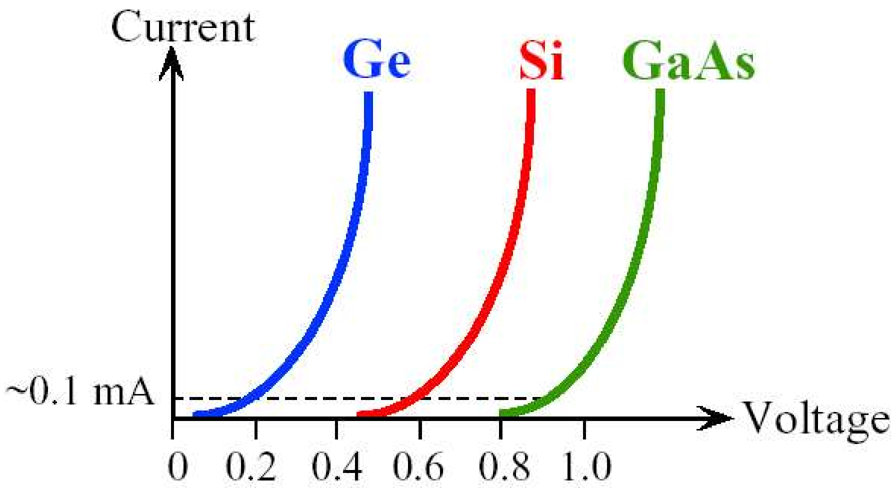
$$J_{ges} = \left(\frac{qD_p}{L_p N_D} + \frac{qD_n}{L_n N_A}\right) \cdot n_i^2 \left[exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

Zur Erinnerung: n_i hängt von der Bandlücke ab!

$$n_i^2 = N_{VB} N_{LB}\, exp\left[-\frac{E_g}{kT} \right]$$

$$\boxed{J_{ges} \sim exp\left[-\frac{E_g}{kT} \right]}$$

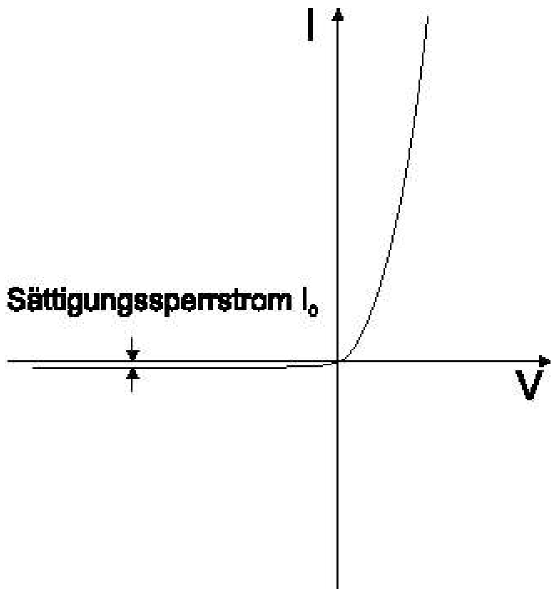
Kennlinien von Halbleiterdioden

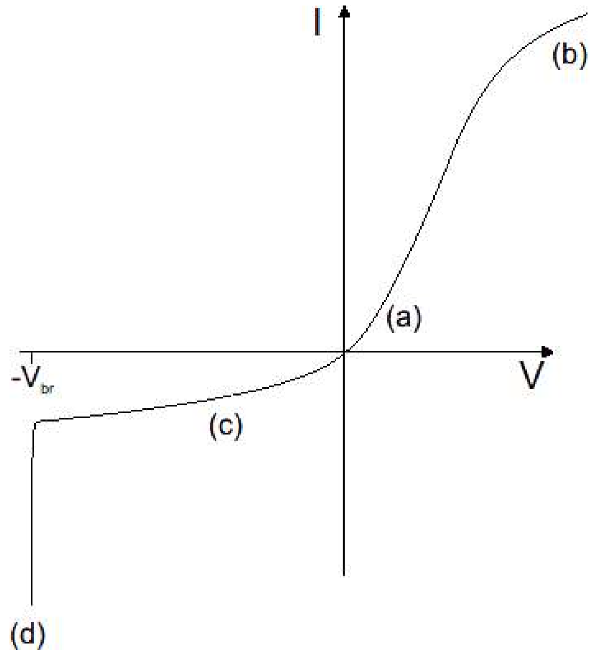


$$J_{ges} \sim exp\left[-\frac{E_g}{kT}\right]$$

	E_g(T = 300 K) in eV
Ge	0,67
Si	1,12
GaAs	1,42

Diodenkennlinien: ideal vs. real

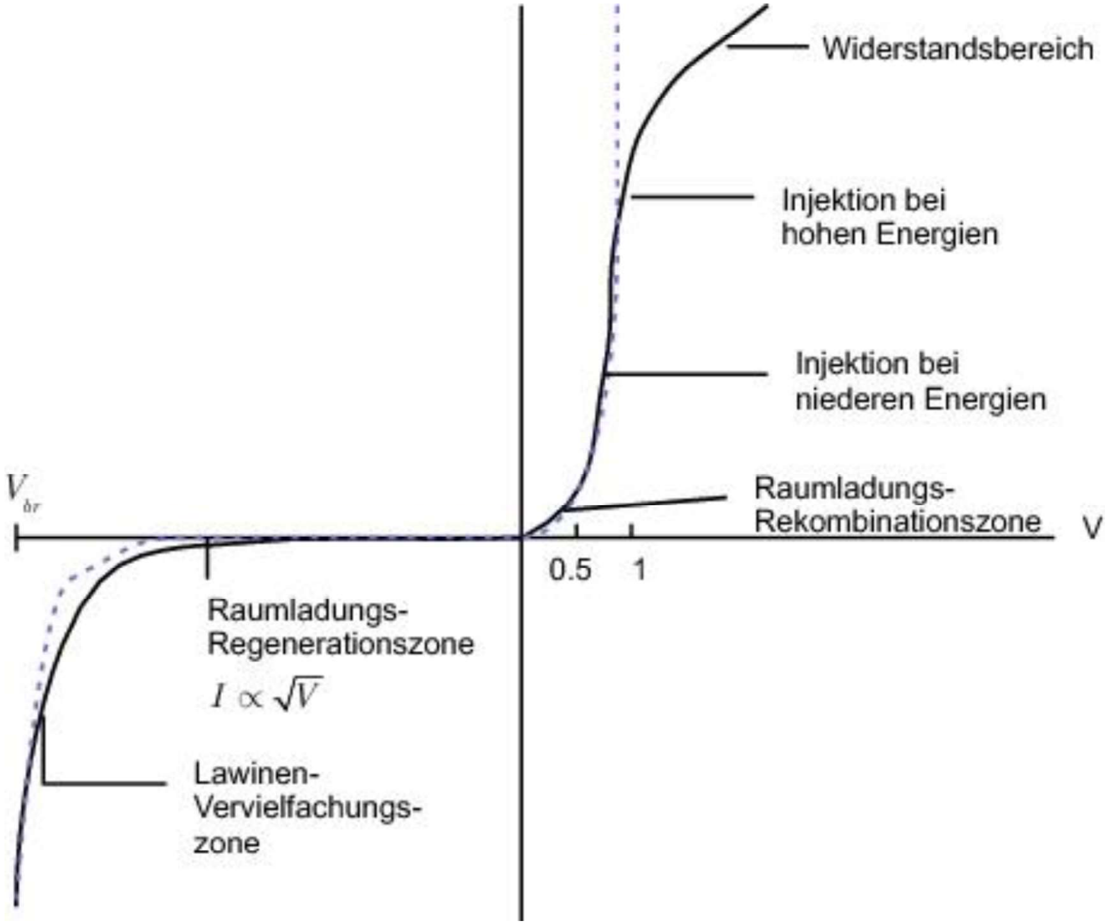




Ideale Diode

reale Diode

Kennlinien von Halbleiterdioden



Rekombination

- **Bisher wurde angenommen, dass in der Raumladungszone keine Ladungsträger rekombinieren.**

  In realen pn-Übergängen tritt dort jedoch eine gewisse Rekombination

  ➔zusätzlicher äußerer Strom

- **Ein einfaches Modell für den durch die R/G in der RLZ bewirkten Strom ergibt sich bei Verwendung der SRH-Gleichung**

$$R = \frac{n \cdot p - n_i^2}{\tau_p (n + n_i) + \tau_n (p + n_i)}$$

Rekombination

$$R = \frac{n \cdot p - n_i^2}{\tau_p (n + n_i) + \tau_n (p + n_i)}$$

Unter der Annahme: $\tau_p = \tau_n = \tau_0$ $\qquad n \cdot p = n_i^2 \cdot e^{\frac{qV}{kT}}$

Maximale Rekombination für: $n = p = \sqrt{n_i^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)} = n_i \cdot e^{\frac{qV}{2kT}}$

$$\boxed{R = \frac{n_i}{2\tau_0}\left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1\right]}$$

Diodenstrom

- **Nimmt man an, dass die Rekombination in der RLZ konstant ist, erhält man durch Multiplikation mit der RLZ-Weite W und q den Rekombinationsstrom pro transversaler Flächeneinheit (Stromdichte):**

$$J_{rek} = \frac{q n_i W}{2\tau_0} \cdot \left[exp\left(\frac{qV}{2kT} \right) - 1 \right]$$

- **Man sieht, dass der Rekombinationsstrom in der Raumladungszone proportional zu n_i, W und umgekehrt proportional zur Ladungsträgerlebensdauer τ_0 ist.**

Rekombinationsstrom

$$J_{rek} = \frac{qn_iW}{2\tau_0} \cdot \left[exp\left(\frac{qV}{2kT} \right) - 1 \right]$$

$$\boxed{J_{rek} = J_r \cdot \left[exp\left(\frac{qV}{2kT} \right) - 1 \right]}$$

Diodenstrom

- **Der Gesamtstrom in einer pn-Diode ergibt sich aus der Summe des idealen Diodenstromes mit dem Rekombinationsstrom in der RLZ:**

$$J_{ges} = J_S \cdot \left[exp\left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] + J_r \cdot \left[exp\left(\frac{qV}{2kT} \right) - 1 \right]$$

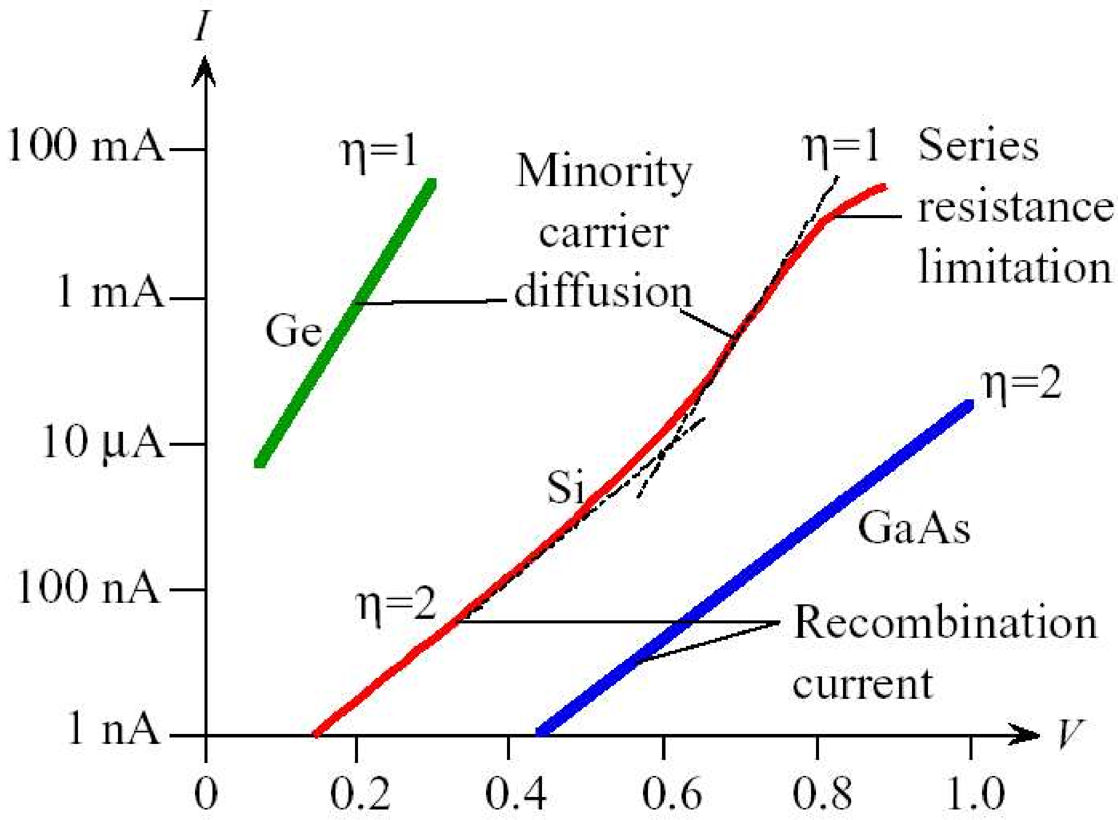
- **Dieser Ausdruck wird bei der Beschreibung von realen Diodencharakteristiken in bestimmten Spannungsbereichen oft durch folgende Gleichung angenähert:**

$$\boxed{J_{ges} = J_0 \cdot \left[exp\left(\frac{qV}{\eta kT} \right) - 1 \right]}$$

- **Die empirisch ermittelte Konstante η wird Idealitätsfaktor genannt und liegt praktisch immer zwischen 1 und 2.**

Der pn-Übergang in Flusspolung

Beispiele für verschiede Idealitätsfaktoren



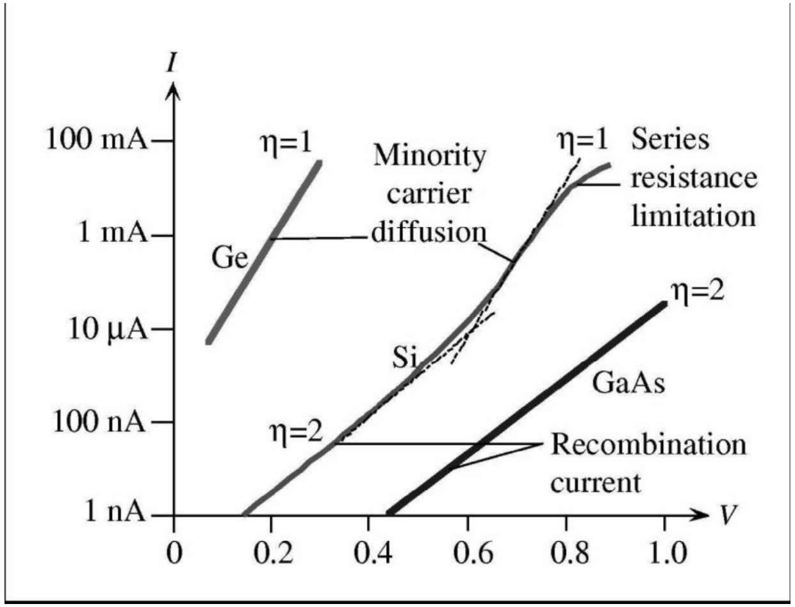
Idealitätsfaktor

- **in verschiedenen Materialien bzw. Spannungsbereichen herrschen unterschiedliche Stromtransport-mechanismen vor**

  Ge hat mit $\eta = 1$ eine Kennline einer idealen Diode, d.h., der Rekombinationsstrom ist gegenüber dem idealen Diodenstrom vernachlässigbar

  in GaAs mit $\eta = 2$ ist der Stromtransport vollständig durch die Rekombination bestimmt

  in Si überwiegt bei niedrigen Spannungen der Rekombinationsstrom ($\eta = 2$), bei hohen Spannungen die Diffusion ($\eta = 1$).



Temperaturabhängigkeit

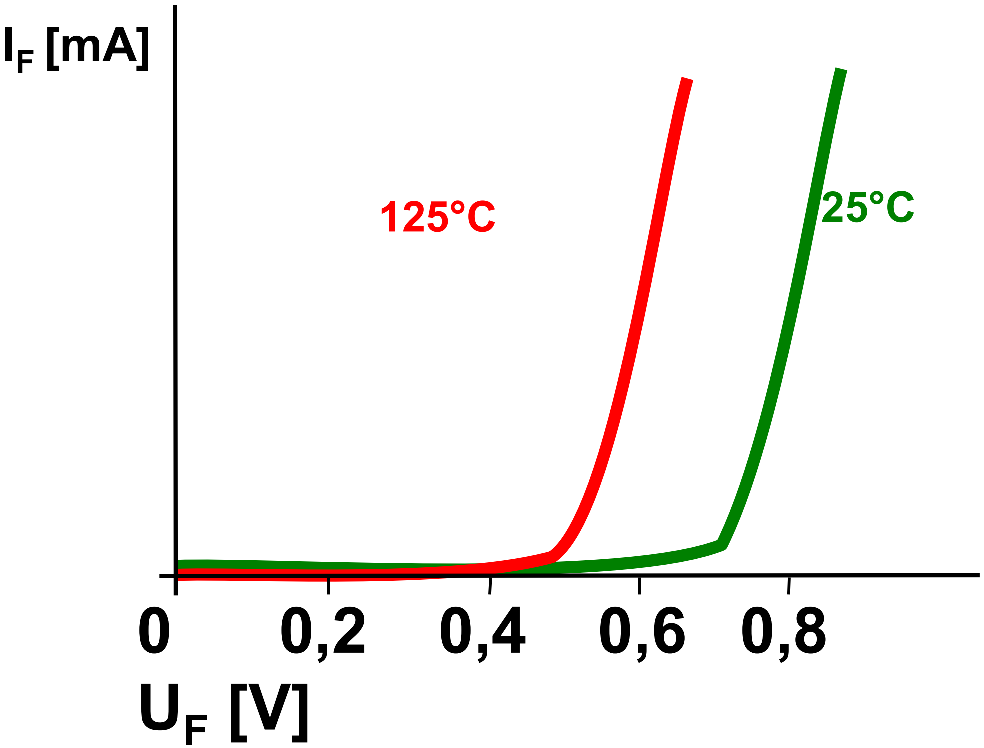
$$J_{ges} = J_S \cdot \left[exp\left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] + J_r \cdot \left[exp\left(\frac{qV}{2kT} \right) - 1 \right]$$

Die Strom-Spannungscharakteristik einer pn-Diode in Flusspolung ist stark temperaturabhängig:

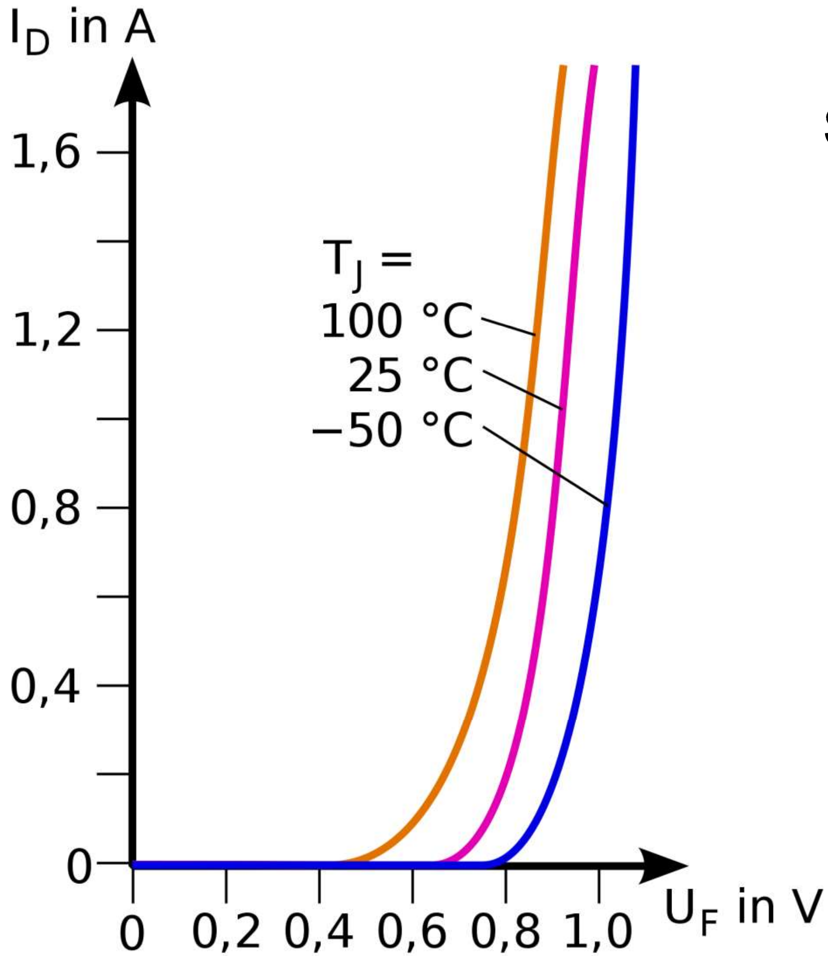
$$J_s \sim n_i^2 \sim e^{\left(-\frac{qV_g}{kT} \right)}$$ **und** $$J_r \sim e^{\left(-\frac{qV_g}{2kT} \right)}$$

Temperaturabhängigkeit

➔ **Mit wachsender Temperatur nimmt der ideale Stromanteil gegenüber dem nichtidealen zu.**

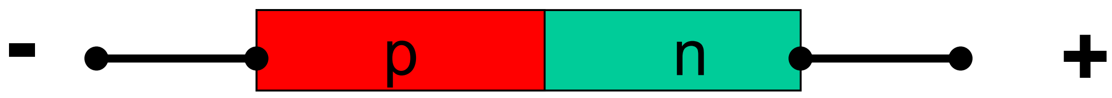


Temperaturabhängigkeit



Siliziumdioden

Die pn-Diode in Sperrrichtung



Die pn-Diode in Sperrichtung

- **Die angelegte Spannung fällt wieder hauptsächlich über der Raumladungszone ab, wodurch diese im Gegensatz zur Flusspolung erweitert wird**

  Die Majoritätsträger werden quasi von der Raumladungszone weggezogen

  ➔ in Sperrrichtung ist kein großer Strom aufrecht zu erhalten.

- **Es entsteht trotzdem ein kleiner Strom, da Minoritäts-träger in die Raumladungszone diffundieren und dann durch das elektrische Feld ins gegenüberliegende Gebiet transportiert werden.**

  Dieser Sperrstrom wird durch die Nachdiffusion von im neutralen Gebiet generierten Minoritätsträgern aufrecht erhalten

  ➔ Er hängt von der Konzentration der Minoritäten ab!

Die ideale pn-Diode in Sperrichtung

$$J_{ges} = J_S\left[exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right]$$

- **Bei genügend großen Sperrspannungen –V >>kT/q sättigt der Sperrstrom, d.h. er wird unabhängig von der äußeren Spannung und gleich J_s.**
- **Die ideale Stromgleichung ist auch im Sperrbereich gültig.**
- **J_s wird Sättigungssperrstrom der idealen Diode genannt.**

Die reale pn-Diode in Sperrichtung

- **Werden in der realen Diode signifikante Mengen Elektron-Loch-Paare in der Raumladungszone generiert, die dann im dortigen elektrischen Feld getrennt werden, so tragen diese zum Sperrstrom bei und müssen zum idealen Sperrstrom addiert werden.**
- **Die für den Flussbereich abgeleitete Formel für R/G ist auch im Sperrbereich gültig, wo sie den RLZ-Generationsstrom beschreibt.**

$$\boxed{J_{gen} = J_r \cdot \left[exp\left(\frac{qV}{2kT} \right) - 1 \right]}$$

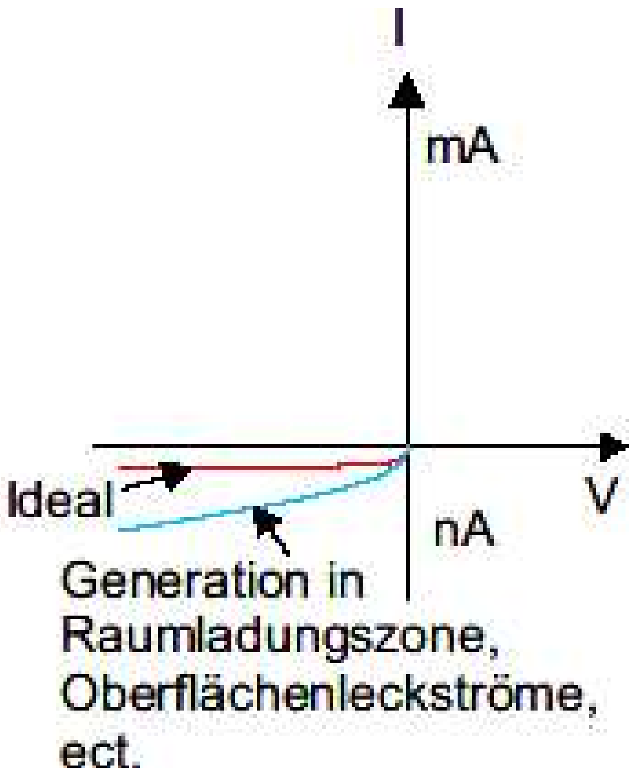
- **Bei $-V \gg kT/q$ wird $J_{gen} \approx J_r$**

Die pn-Diode in Sperrichtung

- **Da J_r proportional zur Raumladungszonenweite W ist, wächst dieser Generations-Sperrstrom mit steigender Sperrspannung an.**

$$J_r = \frac{q n_i W}{2\tau_0}$$

- **Der Sperrstrom kann noch weitere Bestandteile haben, z. B. Oberflächenleckströme.**



Abhängigkeit von der Bandlücke

$$J_s \sim n_i^2 \sim e^{\left(-\frac{E_g}{kT}\right)} \qquad J_r \sim n_i \sim e^{\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)}$$

Der Sperrstrom einer pn-Diode ist stark abhängig von der Bandlücke des verwendeten Halbleiters

➔ kleinere Bandlücke ➔ größerer Sperrstrom

Temperaturabhängigkeit

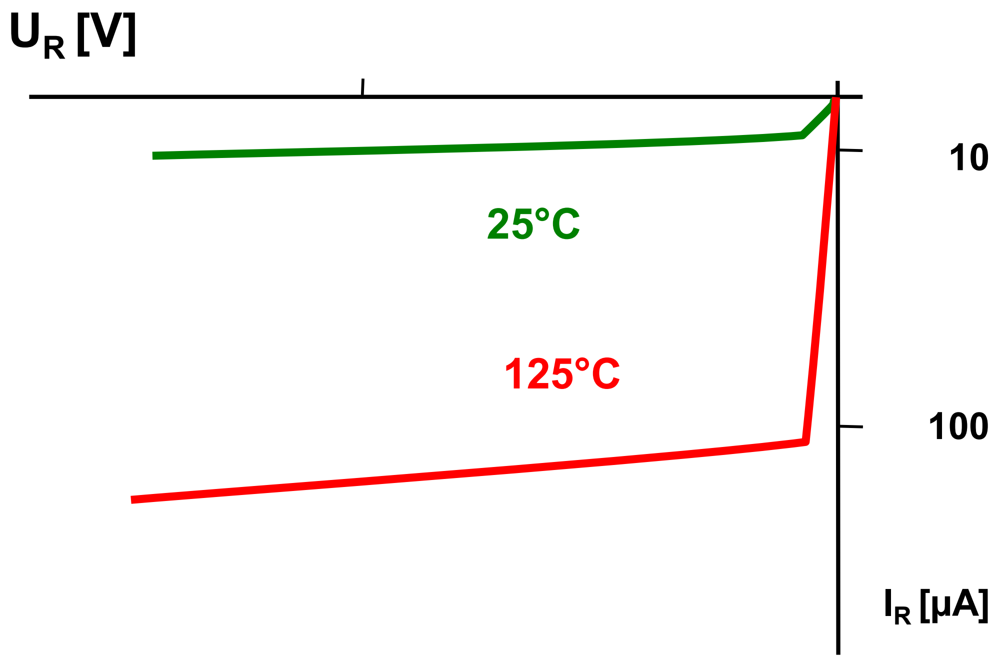
$$J_{ges} = J_S \cdot \left[exp\left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] + J_r \cdot \left[exp\left(\frac{qV}{2kT} \right) - 1 \right]$$

Die Strom-Spannungscharakteristik einer pn-Diode in Sperrrichtung ist stark temperaturabhängig:

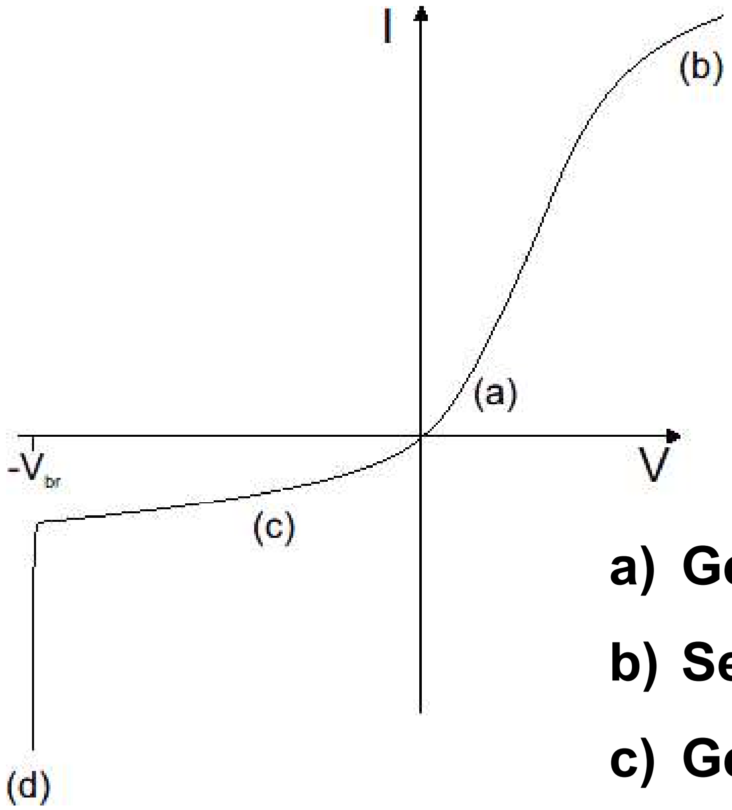
$$J_s \sim n_i^2 \sim e^{\left(-\frac{E_g}{kT} \right)}$$ **und** $$J_r \sim e^{\left(-\frac{E_g}{2kT} \right)}$$

Temperaturabhängigkeit

➔ Mit wachsender Temperatur nimmt der Sperrstrom zu



Reale Diodenkennlinien



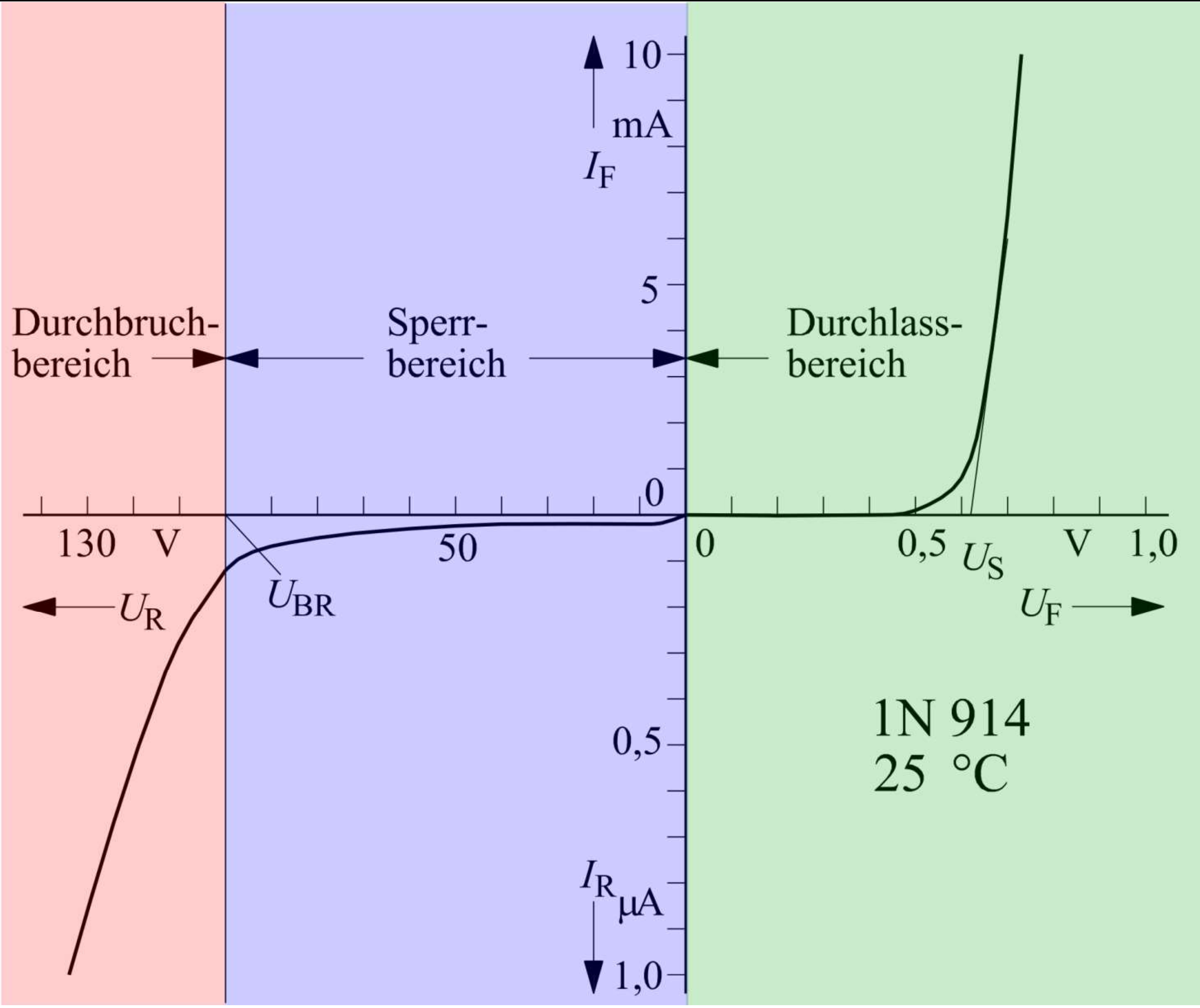
a) **Generation/Rekombination**

b) **Serienwiderstand**

c) **Generation/Rekombination sowie Oberflächenleckströme**

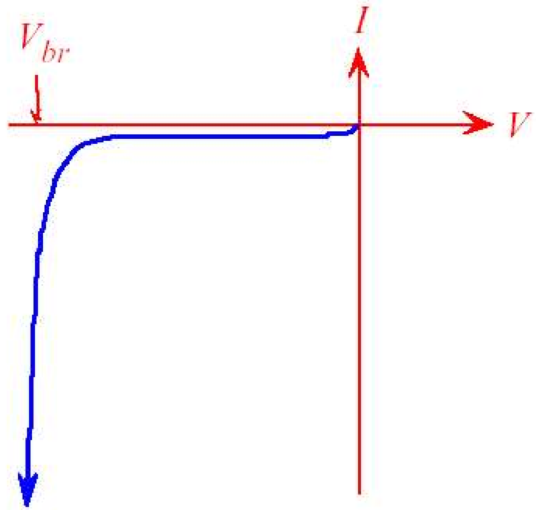
d) **Durchbruch**

Reale Diodenkennlinien



Der Diodendurchbruch

- Die pn-Diode kann nicht mit beliebig großer Spannung in Sperrichtung betrieben werden.
- Eine zu hohe Spannung führt dazu, daß die Diode "durchbricht", d.h., der Strom steigt bei einer kritischen Sperrspannung $V = -V_{br}$ sehr stark an.
- V_{br} wird Durchbruchsspannung genannt.



- Der Durchbruch ist reversibel, solange die thermische Belastung begrenzt wird.

Der Diodendurchbruch

- **eine quantitative Beschreibung des Durchbruchstroms erhält man mit dem Multiplikationsfaktor M:**

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_r}{V_{br}}\right)^n}$$

V_r - Sperrspannung

V_{br} - Durchbruchsspannung

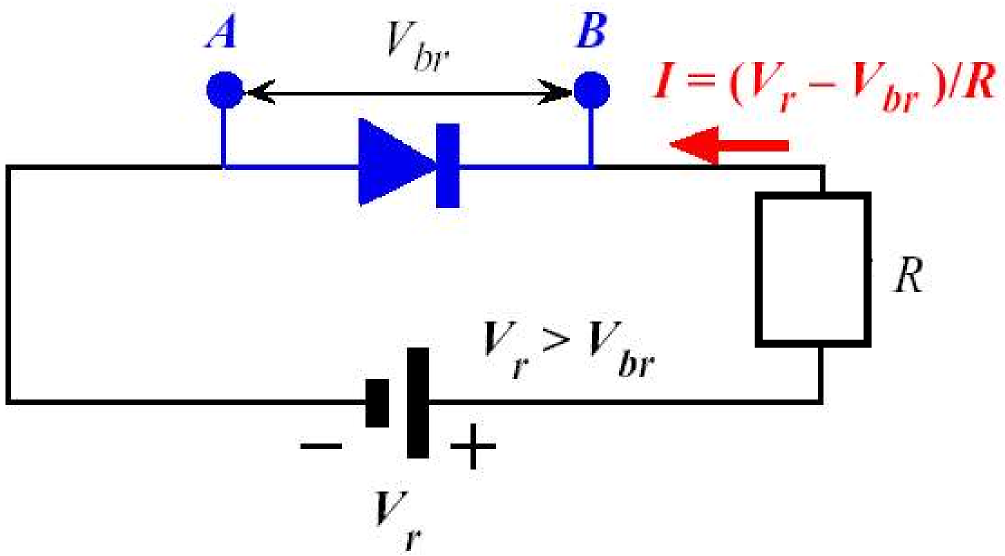
n - 3 ... 5

- **mit M berechnet sich der Durchbruchstrom zu $M \cdot I_0$, wobei I_0 der Diodensperrstrom ohne Stoßionistion ist.**
- **im Durchbruchsbereich der Kennlinie ist die Spannung, die über einer Diode in Sperrichtung abfällt, auch bei einer starken Variation des Stromes nahezu konstant gleich V_{br}**

  ➔ **Genutzt zur Spannungsstabilisierung oder als Referenzspannungsquelle**

Spannungsstabilisierung: Beispiel

Eine Schaltung zur Spannungsstabilisierung:



Der Lawinendurchbruch

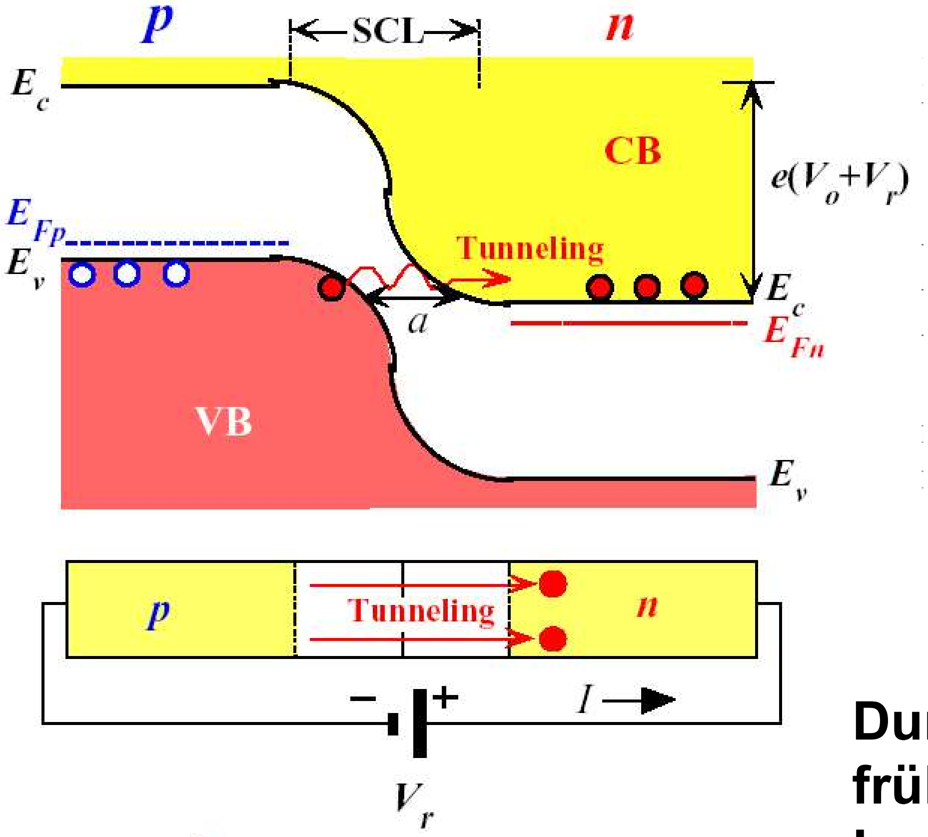
- **Durch ausreichend hohe Sperrspannungen ist es möglich, die Raumladungszone und damit das elektrische Feld am pn- Übergang soweit zu vergrößern, dass die beschleunigten Ladungsträger ausreichend hohe Energien erreichen, um ihrerseits durch Stöße mit Kristallatomen weitere Elektron-Loch-Paare zu erzeugen.**
- **Dieser Effekt wird Stoßionisation genannt.**

  Die minimale dafür benötigte Energie ist E_g

- **Die generierten Elektronen und Löcher können bei ausreichender Beschleunigung im elektrischen Feld ihrerseits wieder Stoßionisationprozesse auszulösen.**

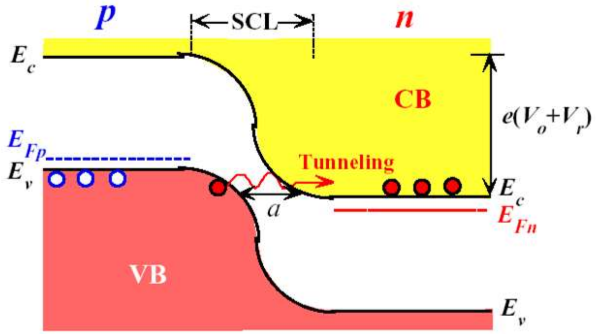
➔ Lawinenartige Bildung von Ladungsträgern

Der Zener-Durchbruch



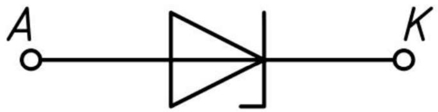
Durchbruch entsteht früher als beim Lawinendurchbruch.

Der Zener-Durchbruch



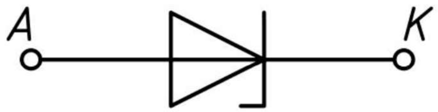
- Der Zener-Effekt tritt bei hoch dotierten pn-Übergängen auf, in denen schmale Raumladungszonen und hohe elektrische Feldstärken auftreten.
- In diesem Fall kann es unter Sperrspannung zum Tunneln von Elektronen des Valenzbandes der p-Seite ins Leitungsband der n-Seite kommen.
- Dieses Tunneln generiert Elektron-Lochpaare in der RLZ und führt ab einer gewissen kritischen Spannung V_{br} zu einem starken Anstieg des Stroms in Sperrichtung.
- Die Kennlinienform unterscheidet sich vom Lawinendurchbruch nur durch die niedrigeren Durchbruchspannungen $V_{br} < 5V$.

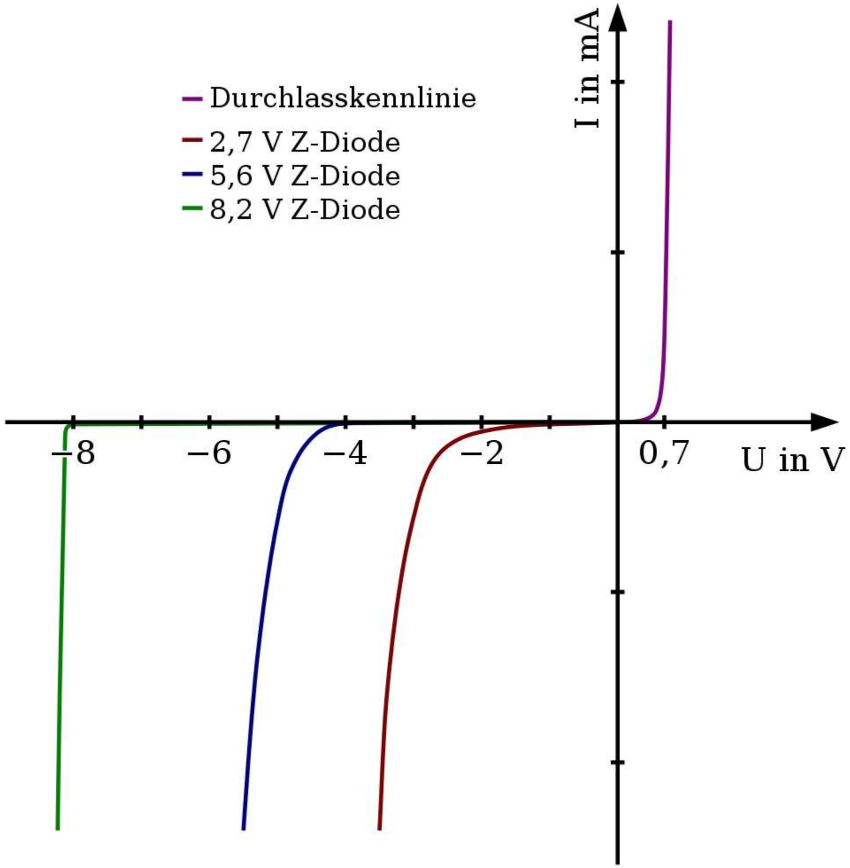
Die Zener-Diode



- Eine Zener-Diode (Z-Diode) ist eine besonders dotierte Si-Diode mit geringer Sperrschichtdicke.
- Sie ist nach dem amerikanischen Physiker *Clarence Melvin Zener*, dem Entdecker des Zener-Effekts, benannt.
- Die Charakteristik von Z-Dioden erlaubt es, dass sie in zahlreichen Schaltungen zur Stabilisierung und Begrenzung von elektrischen Spannungen eingesetzt werden.
- Sie verhalten sich in Durchlassrichtung wie normale Dioden, in Sperrrichtung werden sie ab einer bestimmten Spannung, der so genannten Sperrspannung oder Durchbruchspannung, niederohmig.

Die Zener-Diode





Kennlinien verschiedener Z-Dioden

Die Sperrschichtkapazität

- in der Verarmungszone des pn- Übergangs stehen sich positive und negative Ladungen getrennt gegenüber
  Analogie zu einem Plattenkondensator

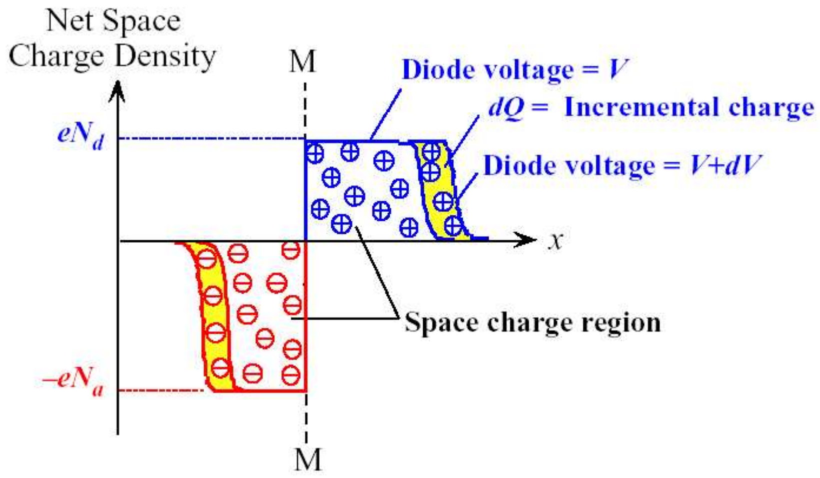
- Die Ladungen hängen jedoch nicht linear von der angelegten Spannung ab.
- Es ist sinnvoll, eine differentielle Sperrschichtkapazität oder Kleinsignalkapazität zu definieren

$$\boxed{C_{dep} = \frac{dQ}{dV}}$$

- Diese Kapazität gibt an, mit welcher Ladungsänderung dQ der pn- Übergang auf kleine Spannungsänderungen dV bei einer angelegten Spannung V reagiert

Die Sperrschichtkapazität

- **Durch eine kleine Spannungsänderung verändert sich die Raumladungszone in ihrer Ausdehnung und somit auch die Ladung, die in der Raumladungszone gespeichert ist**



- **Die auf beiden Seiten betragsmäßig gleiche gespeicherte Ladung erhält man über die Neutralitätsbedingung:**

$$|Q| = qN_A W_p A = qN_D W_n A$$

Die Sperrschichtkapazität

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q}\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)(V_0 - V)}$$

$$\boxed{C_{dep} = \frac{dQ}{dV} = \varepsilon \frac{d\vec{E}}{dV} A = \varepsilon \frac{\overbrace{dV}}{\underbrace{W}_{d\vec{E}}} \frac{A}{dV} = \varepsilon \frac{A}{W}}$$

genaue Herleitung in der genannten Literatur

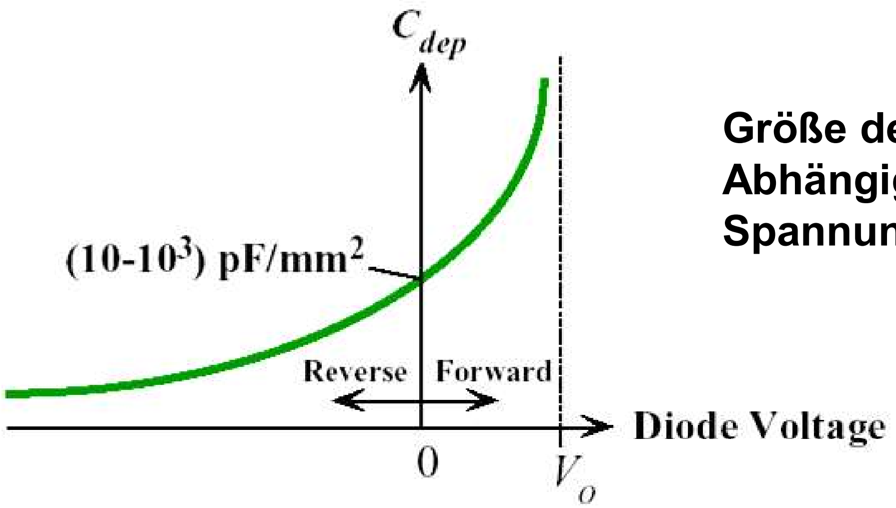
➔ Divergiert, wenn V gegen V_0 strebt.
(Niedriginjektion: V kleiner als V_0.

➔ Spannungsabhängige Kapazität (Varaktor)

Die Sperrschichtkapazität

$$C_{dep} = \frac{dQ}{dV} = \varepsilon \frac{A}{W}$$

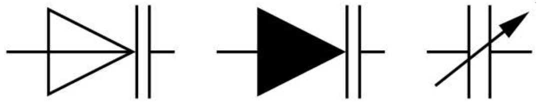
$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q}\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)(V_0 - V)}$$



Größe der Verarmungskapazität in Abhängigkeit von der äußeren Spannung

➔ Spannungsabhängige Kapazität (Varaktor)

Varaktordioden (Kapazitätsdioden)

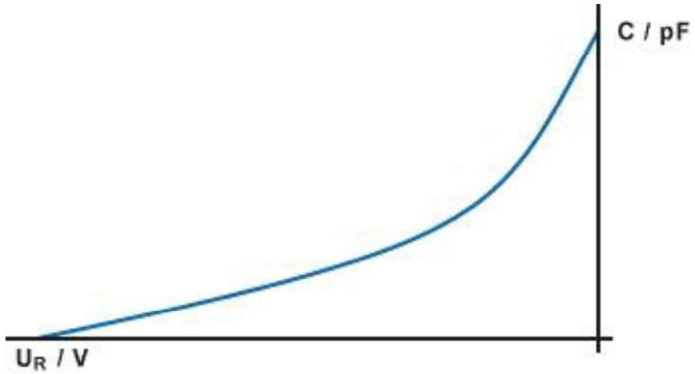


- **In Sperrrichtung wirkt die Sperrschicht bzw. Raumladungszone am pn-Übergang wie eine Kapazität.**

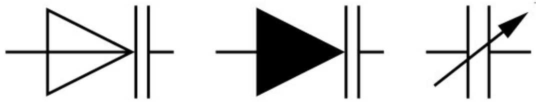
  Ändert sich die Spannung an der Diode ändert sich auch die Kapazität der Sperrschicht.

- **Bei der Kapazitätsdiode ist die Sperrschicht-Kapazität besonders groß. Dadurch sind große Kapazitäts-änderungen möglich.**

  Die Kapazität der Kapazitätsdiode kann durch die anliegende Spannung gesteuert werden



Varaktordioden

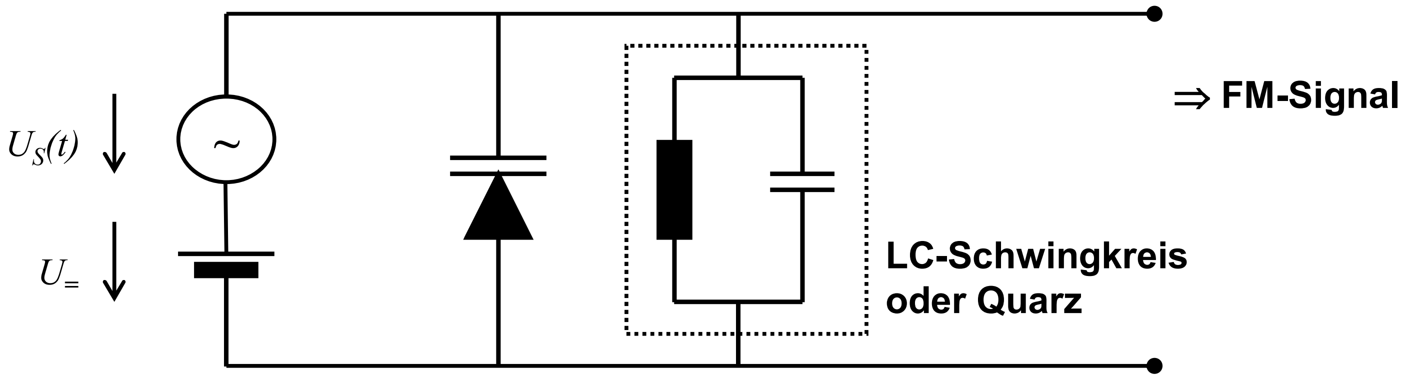


- **Anwendungen**

  Abstimmung von Schwingkreisen in Filtern und Oszillatorschaltungen

  Ersatz für Drehkondensatoren oder veränderbaren Induktivitäten (Variometer) für die Schwingkreisabstimmung in Radios und TV

  Schaltungen zur Erzeugung von Frequenzmodulation



LC-Oszillator-Schaltung, Kapazitätsdioden-Schaltung angekoppelt

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}} \Rightarrow \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot (C + C_{cap})}}$$

Diodentypen

- **Gleichrichtung**

  Für die Umwandlung von Wechselspannung in Gleichspannung

  Verwendet werden Silizium-pn-Dioden oder Silizium-Schottkydioden.

  Veraltete Typen sind die Germaniumdiode, der Selen-Gleichrichter, die Röhrendiode und der Ionen-Gleichrichter.

  Verpolungsschutz-Dioden und Freilaufdioden sind ebenfalls Gleichrichterdioden.

- **Kleinsignal-Dioden**

  dienen der Gleichrichtung von Signalen (Demodulator), als Mischer, als Spannungsreferenz und zur Temperaturmessung bzw. -kompensation

- **Spannungsstabilisierung**

  Für die Spannungsstabilisierung und zur Überspannungs-begrenzung kommen Zener-Dioden und ähnliche zum Einsatz.

  Hier wird der in Sperrrichtung auftretende Zenereffekt und der Avalancheeffekt (Lawinendurchbruch) genutzt

Diodentypen

- **Optik**

  Für optische Zwecke dienen die Laserdiode, die Fotodiode, die Lawinenphotodiode (Avalanche-Fotodiode) und die Leuchtdiode (LED).

- **Kapazitive Dioden**

  Kapazitätsdioden (auch Varaktor oder Varaktordiode genannt) sind p-i-n Dioden, deren von der Sperrspannung abhängige Sperrschichtkapazität als steuerbarer Kondensator genutzt wird.

- **Gesteuerte Gleichrichter und verwandte Bauelemente**

  Dazu gehören die Vierschichtdiode und der Thyristor

  Des Weiteren werden die Diac (Zweirichtungsdiode) sowie der Unijunction-Transistor hinzugerechnet.

- **Neben den oben genannten Diodentypen gibt es noch eine ganze Reihe von weiteren Typen, die sich keiner bestimmten Kategorie zuordnen lassen oder seltener eingesetzt werden.**

  Avalanchedioden, Feldeffektdiode (Curristor), die Gunndiode, die Tunneldiode, die IMPATT-Diode oder Lawinenlaufzeitdiode (kurz LLD) und die Speicherschaltdiode

Wichtige Begriffe

- **pn-Übergang**
  - Grundverhalten, Diffusion und Drift
  - Raumladungszone, metallurgische Grenze
  - Eingebautes Feld, Diffusionsspannung
  - Breite der Raumladungszone
  - pn-Übergang mit externer Spannung
- **pn-Diode**
  - Kennlinien für verschiedene Halbleitermaterialien
  - Flusspolung, Sperrrichtung
  - Ideale Diodengleichung
  - Zusätzliche Effekte bei realen Dioden
  - Idealitätsfaktor
  - Temperaturabhängigkeiten
  - Durchbruch, Lawinendurchbruch, Zener-Effekt
  - Varaktordioden
  - Diodentypen und ihre Anwendungsfelder