



Elektronik II (F4)

Kapitel 4: Halbleiter, Dioden

G. Kemnitz

Institut für Informatik, TU Clausthal (E2-F4)
24. Juni 2016



Inhalt F4: Halbleiter, Dioden

Halbleiter

- 1.1 Stromfluss in Halbleitern
- 1.2 Undotiert (instrinsisch)
- 1.3 dotiert (extrinsisch)
- 1.4 Stromloser pn-Übergang
- 1.5 pn-Übergang, Sperrbereich
- 1.6 pn-Übergang
Durchlassbereich

Dioden

- 2.1 Spice-Modell

- 2.2 Durchlassbereich
- 2.3 Sperr- und
Durchbruchbereich
- 2.4 Sperrschicht- und
Diffusionskapazität
- 2.5 Kleinsignalmodell

Spezielle Dioden

- 3.1 Schottky-Diode
- 3.2 Z-Diode
- 3.3 PIN-Diode
- 3.4 Kapazitätsdiode



Halbleiter



Stromfluss in Halbleitern



Lernziel

Entwicklung eines quantitativen Verständnisses für

- die Leitungsvorgänge in undotierten und dotierten Halbleitern und
 - die Strom-Spannungs-Beziehung an pn-Übergängen.
-

Die Leitungsvorgänge in Halbleitern und an pn-Übergängen bilden die Grundlage für das Verständnis der nachfolgenden Verhaltens- und Simulationsmodelle für

- Dioden
- Bipolartransistoren,
- MOS-Transistoren und
- verwandter Spezialbauteile.



Die betrachteten physikalischen Größen

	Symbol	Maßeinheit
Energie ⁽¹⁾ , Fermienergie ⁽²⁾ , chemisches Potential	W, W_F, ζ	J (Joule) $eV = 1,6 \cdot 10^{-19} J$
mittlere thermische Energie	$k_B \cdot T$	(eV – Elektronenvolt)
Temperatur	T	K (Kelvin)
Boltzmannkonstante	k_B	$1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} =$ $8,62 \cdot 10^{-5} \frac{eV}{K}$
Potential ⁽³⁾ , Spannung ⁽⁴⁾	$\varphi = \frac{W}{q}, U$	V (Volt)
Elementarladung	q	$1,6 \cdot 10^{-19} C$
Temperaturspannung	$U_T = \frac{k_B \cdot T}{q}$	bei 300 K $\approx 26 mV$

- (1) Energiedifferenz der Ladungsträger zu einem Bezugspotential; (2) Energie, bis zu der die Elektronenzustände bei $T = 0$ besetzt sind;
 (3) Energie der Ladungsträger pro Ladung; (4) Potentialdifferenz.



Dichte der beweglichen Ladungsträger	p (der Löcher ⁽¹⁾), n (der bew. Elektr. ⁽²⁾)	m^{-3}
Driftgeschwindigkeit	$v_{p/n.\text{drift}} = (-)\mu_{p/n} \cdot E$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
Beweglichkeit	μ_n, μ_p	$\frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$
Diffusionsgeschwindigkeit	$v_{p/n.\text{diff}} = D_{p/n} \cdot \frac{\partial p/n}{p/n \cdot \partial x}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
Diffusionskoeffizient ⁽³⁾	$D_{n/p} = U_T \cdot \mu_{p/n}$	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
Strom ⁽⁴⁾	$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dl} \cdot v$	A
Leitungsquerschnitt	A	m^2
Stromdichte	$J = \frac{I}{A} = q \cdot (p - n) \cdot v$	A/m^2
Raumladung	ρ	$\frac{\text{As}}{\text{m}^3}$
Dielektrizitätskonstante (Si)	$\epsilon, \epsilon_{\text{Si}} \approx 100 \frac{\text{pF}}{\text{m}}$	$\frac{\text{F}}{\text{m}}$

- (1) freie Zustände im Valenzband; (2) besetzte Zustände im Leitungsband;
 (3) Einsteingleichung; (4) bewegte Ladung pro Zeit, bewegte Ladungsdichte mal Fläche mal Geschwindigkeit.

Ströme in Halbleitern

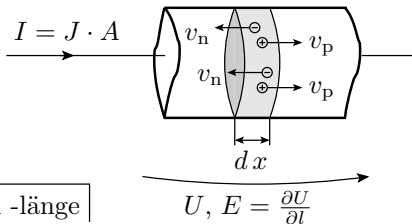
⊖ bewegliche Elektronen

⊕ bewegliche Löcher

I, J Strom, Stromdichte

U, E Spannung, Feldstärke

A, x Leitungsquerschnitt und -länge



$$J = \frac{I}{A} = q \cdot p \cdot v_p - q \cdot n \cdot v_n$$

Die Stromdichte ist das Produkt aus der Elementarladung, den Dichten der beweglichen Ladungsträger n und p sowie deren Geschwindigkeiten. Die Geschwindigkeiten setzen sich zusammen aus den Driftgeschwindigkeiten

$$v_{p,\text{drift}} = \mu_p \cdot E, \quad v_{n,\text{drift}} = \mu_n \cdot E$$

und den Diffusionsgeschwindigkeiten

$$v_{p,\text{diff}} = D_p \cdot \frac{\partial p}{p \cdot \partial x}, \quad v_{n,\text{diff}} = D_n \cdot \frac{\partial n}{n \cdot \partial x}$$



Die Diffusionskoeffizienten $D_{p/n}$ sind nach Einsteingleichung das Produkt aus Temperaturspannung U_T und Beweglichkeit $\mu_{p/n}$:

$$v_{p.\text{diff}} = U_T \cdot \mu_p \cdot \frac{\partial p}{p \cdot \partial x}, \quad v_{n.\text{diff}} = U_T \cdot \mu_n \cdot \frac{\partial n}{n \cdot \partial x}$$

Eingesetzt in die Gleichung der Stromdichte:

$$J = q \cdot \left(\mu_p \cdot \left(p \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \mu_n \cdot \left(n \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right) \quad (1)$$

Die Feldstärkeänderung in Stromflussrichtung ist nach der Poissongleichung proportional zur Raumladungsdichte aus beweglichen und ortsfesten Ladungen:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (2)$$

(ρ – Raumladung; ε – Dielektrizitätskonstante).



Zusammenfassung

Die Stromdichte in einem Halbleiter

$$J = q \cdot \left(\mu_p \cdot \left(p \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \mu_n \cdot \left(n \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right)$$

Abhängig von:

- der Feldstärke E , der Temperaturspannung U_T sowie
- den Dichten und Gradienten der beweglichen Ladungsträger.

Der Gleichgewichtszustand für die Dichten und Gradienten der beweglichen Ladungen wird durch Dotierung eingestellt.

Ungleichgewichte durch zu- und abfließende Ströme bauen sich innerhalb von μs bis ms ab.

Feldstärken E entstehen durch Aufladung und äußere Spannungen.

Empfohlene Literatur: Cordes, Waag und Heuck: Integrierte Schaltungen. Grundlagen - Prozesse - Design - Layout. Pearson Studium, 2011.

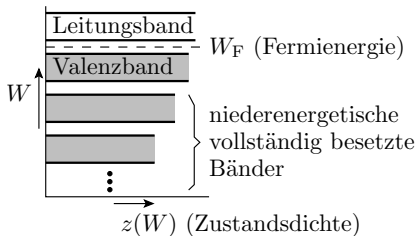


Undotiert (instrinsisch)



Bewegliche Ladungsträger

- Elektronen besitzen im Quantenmodell einen Zustand, dem eine Energie zugeordnet ist.
- Teilen sich Elektronen wie in einem Festkörper einen Raum, kann jeder Zustand nur mit einem Elektron besetzt sein.
- Der Zustandsraum ist in Bänder unterteilt und füllt sich bei $T = 0$ von der niedrigsten Energie bis zur Fermienergie W_F .
- Das äußerste voll besetzte Band heißt Valenzband und das darauf folgende Leitungsband.
- Beweglichkeit von Ladungsträgern verlangt freie Energiezustände in der energetischen Nachbarschaft. Bei $T = 0$ nur für Elektronen im Leitungsband erfüllt.
- Halbleiter sind Materialien mit bei $T = 0$ vollem Valenz- und leerem Leitungsband. Bandlücke ca. $1 \dots 2 \text{ eV}$.



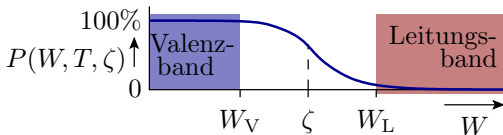


Undotierter Halbleiter bei Raumtemperatur

Bei $T > 0$ sind auch Zustände oberhalb der Fermienergie besetzt und Zustände unterhalb der Fermienergie frei. Die Besetzungswahrscheinlichkeit gehorcht der Fermi-Verteilung:

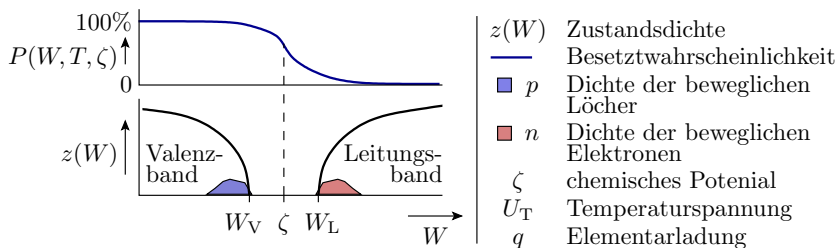
$$P(W, T, \zeta) = \left(e^{\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} + 1 \right)^{-1}$$

(q – Elementarladung; $U_T = k_B \cdot T$ – Temperaturspannung; $q \cdot U_T$ – mittlere thermisch Energie der Elektronen. Für Si bei 300 K ca. 26 meV.



Das chemische Potential ζ stellt sich so ein, dass die Anzahl der freien Zustände im Valenzband gleich der Anzahl der besetzten Zustände im Leitungsband ist. Ladungsneutralität.

Dichte der beweglichen Ladungsträger



Löcher: Zustandsdichte Valenzband mal $1 - P(\dots)$

$$p = \int_0^{W_V} (1 - P(W, T, \zeta)) \cdot z(W) \cdot dW$$

Bewegliche Elektronen: Zustandsdichte Leitungsband mal $P(\dots)$

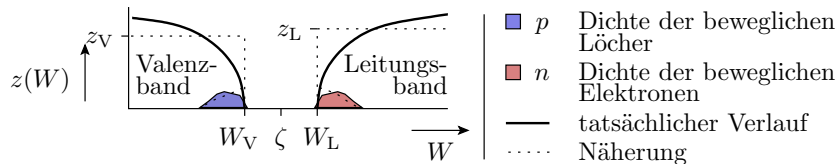
$$n = \int_{W_V}^{\infty} P(W, T, \zeta) \cdot z(W) \cdot dW$$

Boltzmannnäherung

Wenn das chemische Potential um mehr als die doppelte mittlere thermische Energie von den Bandkanten entfernt ist:

$$P(W, T, \zeta) = \left(e^{\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} + 1 \right)^{-1} \approx \begin{cases} e^{-\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} & W \gg \zeta \\ 1 - e^{\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} & W \ll \zeta \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{mindestens} \\ \left| \frac{W-\zeta}{k_B \cdot T} \right| > 2 \end{array}$$

Überschlag für konstante Zustandsdichten in den Bändern:



$$p = z_V \cdot \int_0^{W_V} e^{\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} \cdot dW$$

$$p = z_V \cdot q \cdot U_T \cdot e^{\frac{W_V-\zeta}{q \cdot U_T}}$$

$$p = N_V \cdot e^{\frac{W_V-\zeta}{q \cdot U_T}}$$

$$n = z_L \cdot \int_{W_L}^{\infty} e^{\frac{\zeta-W}{q \cdot U_T}} \cdot dW$$

$$n = z_L \cdot q \cdot U_T \cdot e^{\frac{\zeta-W_L}{q \cdot U_T}}$$

$$n = N_L \cdot e^{\frac{\zeta-W_L}{q \cdot U_T}}$$



Silizium bei Raumtemperatur ($U_T \approx 26 \text{ meV}$)

$$\text{Löcherdichte : } p = N_V \cdot e^{\frac{W_V - \zeta}{q \cdot U_T}}$$

$$\text{bewegl. Elektr. : } n = N_L \cdot e^{\frac{\zeta - W_L}{q \cdot U_T}}$$

- Die Boltzmannnäherung für 300K ($U_T \approx 26 \text{ meV}$) verlangt:

$$W_V + 50 \text{ meV} < \zeta < W_L + 50 \text{ meV}$$

- Für Si und 300K: $N_V \approx 15 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$, $N_L \approx 24 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$
- Daraus folgt, Näherung gilt für $n, p < 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Das Produkt $n \cdot p$ ist unabhängig vom chemischen Potential ζ

$$n \cdot p = n_i^2 = N_V \cdot N_L \cdot e^{\frac{W_V - W_L}{q \cdot U_T}} \quad (3)$$

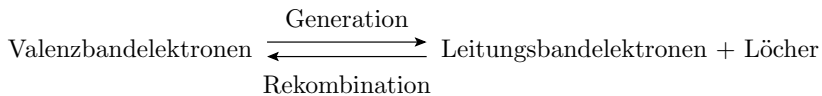
(n_i – intrinsische Ladungsträgerdichte). Mit unserem Überschlag nehmen N_V und N_L proportional mit der Temperatur zu, in Wirklichkeit eher mit Exponent 1,5. **Sehr temperaturabhängig.**



Generation und Rekombination

Generation: Durch Energieaufnahme wird eine Valenzbandelektron zu einem Leitungsbandelektron und hinterlässt einen unbesetzten Zustand (Loch).

Rekombination: Wechsel eines besetzten Leitungsbandelektrons in ein Loch durch Energieabgabe.



Im Gleichgewicht:

$$n \cdot p = n_i^2$$

ist die Generations- gleich der Rekombinationsgeschwindigkeit.

Für Silizium beträgt die intrinsische Ladungsträgerdichte bei 300 K $n_i \approx 2 \cdot 10^9 \text{cm}^{-3}$ und nimmt mit $\approx 7\%/K$ zu.



Nettorekombinationsrate

Ungleichgewichte, z.B. durch Ladungszu- oder Abfluss bauen sich mit den Relaxationszeiten $\tau_{p/n}$ ab:

$$\begin{aligned}p(t) &= p_0 - (p(t_0) - p_0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_p}} \\n(t) &= n_0 - (n(t_0) - n_0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_n}}\end{aligned}$$

Die Nettorekombinationsraten als Differenzen der Bruttorekombinations- und -generationsraten

$$r_n = \frac{dn}{dt} = \frac{n - n_0}{\tau_n}; \quad r_p = \frac{dp}{dt} = \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (4)$$

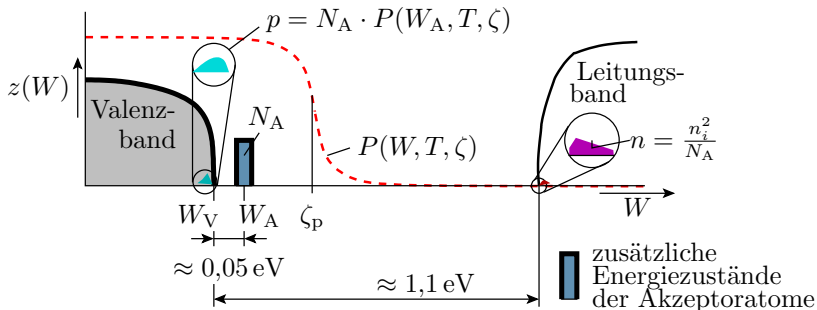
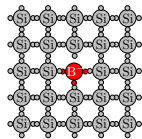
sind im Gleichgewichtszustand null und ansonsten proportional zur Größe der Gleichgewichtsstörung $n - n_0$ bzw. $p - p_0$.



dotiert (extrinsisch)

Dotierung mit Akzeptoren (p-Gebiete)

Einbau von Atomen mit drei Außenelektronen, z.B. Bor, in das Diamantgitter von Silizium. Die Energie, ein viertes Außenelektron aufzunehmen, ist $\approx 2 \cdot q \cdot U_T$ größer als die max. Energie im Valenzband W_V .





Ladungsdichten und ζ_p in p-Gebieten

Das chemische Potential stellt sich so ein, dass die Löcheranzahl im Valenzband gleich der Anzahl der besetzten Akzeptor- und Leitungsbandzustände ist:

$$\begin{aligned} p &= N_V \cdot e^{\frac{W_V - \zeta_p}{q \cdot U_T}} = N_A \cdot P(W_A, T, \zeta_p) + n \\ &\approx N_A \cdot \left(1 - e^{\frac{W_A - \zeta_p}{q \cdot U_T}}\right) \quad \text{wegen } n \ll N_A \cdot \left(1 - e^{\frac{W_A - \zeta_p}{q \cdot U_T}}\right) \\ &\approx N_A \quad \text{(Boltzmannnäherung für } \frac{W_A - \zeta_p}{q \cdot U_T} < -2) \end{aligned}$$

Chemisches Potential für die Boltzmannnäherung:

$$\zeta_p \approx W_V + q \cdot U_T \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right) \quad N_A \ll N_V \quad (5)$$

In einem mit Akzeptoren dotierten (p-) Gebiet sind Löcher die Majoritätsladungsträger.



Die Dichte der Minoritätsladungsträger strebt durch Generation bzw. Rekombination gegen Gl. 3:

$$n = \frac{n_i^2}{p}$$

Richtwerte Si 300K:

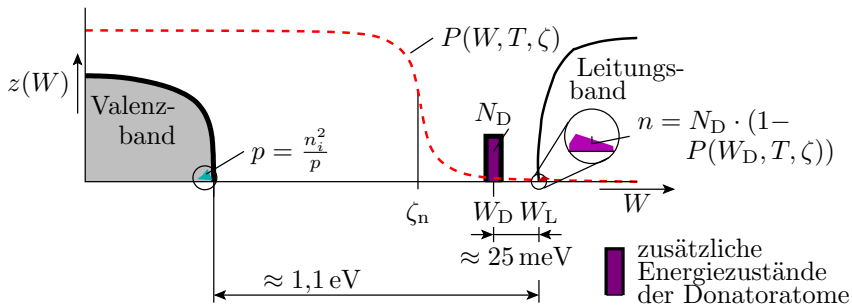
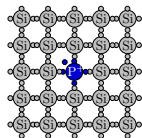
Akzeptordichte in cm^{-3}	10^{14}	10^{16}	10^{18}
Majoritätsladungsträgerdichte (p) in cm^{-3}	10^{14}	10^{16}	$5 \cdot 10^{17}$
Minoritätsladungsträgerdichte (n) in cm^{-3}	$4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^2$	8

Für hohe Dotierung (ab 10^{18}cm^{-3}) sind die zusätzlichen Akzeptorzustände nur teilweise besetzt und p kleiner als die Akzeptordichte

$$p = N_A \cdot \left(1 - e^{\frac{w_A - \zeta_p}{q \cdot U_T}} \right) < N_A$$

Dotierung mit Donatoren (n-Gebiete)

Einbau von Atomen mit fünf Außenelektronen, z.B. Phosphor, in das Diamantgitter von Silizium. Die Energie, das fünfte Außenelektron abzugeben, ist $\approx q \cdot U_T$ kleiner als die min. Energie im Leitungsband W_L .





Ladungsdichten und ζ_n in n-Gebieten

Das chemische Potential stellt sich so ein, dass die Elektronenzahl im Leitungsband gleich der Anzahl der freien Donator- und Valenzbandzustände ist:

$$\begin{aligned}n &= N_L \cdot e^{\frac{\zeta_n - W_L}{q \cdot U_T}} = N_D \cdot (1 - P(W_D, T, \zeta_n)) + p \\&\approx N_D \cdot \left(1 - e^{-\frac{W_L - \zeta_n}{q \cdot U_T}}\right) \quad \text{wegen } p \ll N_D \cdot \left(1 - e^{-\frac{W_D - \zeta_n}{q \cdot U_T}}\right) \\&\approx N_D \quad (\text{Boltzmannnäherung für } \frac{W_D - \zeta_n}{q \cdot U_T} > 2)\end{aligned}$$

Chemisches Potential für die Boltzmannnäherung:

$$\zeta_n \approx W_L - q \cdot U_T \cdot \ln\left(\frac{N_L}{N_D}\right) \quad (6)$$

In einem mit Donatoren dotierten (n-) Gebiet sind bewegliche Elektronen die Majoritätsladungsträger.



Die Dichte der Minoritätsladungsträger strebt durch Generation bzw. Rekombination gegen Gl. 3:

$$p = \frac{n_i^2}{n}$$

Richtwerte Si 300K:

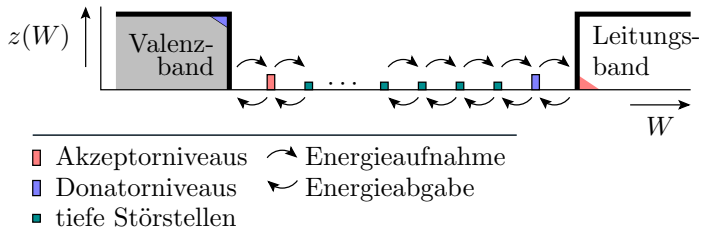
Donatordichte in cm^{-3}	10^{14}	10^{16}	10^{18}
Majoritätsladungsträgerdichte (n) in cm^{-3}	10^{14}	10^{16}	10^{18}
Minoritätsladungsträgerdichte (p) in cm^{-3}	$4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^2$	4

Für hohe Dotierung (ab 10^{18}cm^{-3}) sind die zusätzlichen Donatorzustände nur teilweise unbesetzt und n kleiner als die Donatordichte

$$n = N_D \cdot \left(1 - e^{-\frac{W_D - \zeta_n}{q \cdot U_T}} \right) < N_A$$

Tiefe Störstellen

Gleichmäßig in der Bandlücke verteilte zusätzliche Energiezustände durch Gitterfehler und Verunreinigungen.



- In der Regel erfolgt die Energieaufnahme und -abgabe in kleinen Schritten über die tiefen Störstellen.
- Je reiner ein Halbleiter, desto größer sind die Relaxationszeiten τ_p und τ_n , mit denen die Gleichgewichtsstörungen abgebaut werden.



Zusammenfassung

Mit der Boltzmannnäherung für Si und 300K ($U_T \approx 26 \text{ meV}$, $W_V + 50 \text{ meV} < \zeta < W_L + 50 \text{ meV}$, $N_V \approx 15 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$ und $N_L \approx 24 \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$) betragen im undotierten Halbleiter die Dichten der Löcher und der beweglichen Elektronen:

$$p = N_V \cdot e^{\frac{W_V - \zeta_p}{q \cdot U_T}}$$
$$n = N_L \cdot e^{\frac{\zeta_n - W_L}{q \cdot U_T}}$$

mit

$$n \cdot p = n_i^2 = N_V \cdot N_L \cdot e^{\frac{W_V - W_L}{q \cdot U_T}} = n_i^2$$

mit der instrinsischen Ladungsträgerdichte $n_i \approx 2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, die etwa mit 7% je Kelvin zunimmt.



Eine Akzeptordichte $N_A \ll N_V$ ändert das Gleichgewicht in:

$$p = N_A; \quad n = \frac{n_i^2}{N_A}$$
$$\zeta_p - W_V \approx q \cdot U_T \cdot \ln \left(\frac{N_V}{N_A} \right)$$

Eine Donatordichte $N_D \ll N_L$ ändert das Gleichgewicht in:

$$n = N_D; \quad p = \frac{n_i^2}{N_D}$$
$$W_L - \zeta_n \approx q \cdot U_T \cdot \ln \left(\frac{N_L}{N_D} \right)$$

Gleichgewichtsstörungen werden mit den Nettorekombinationsraten

$$r_n = \frac{dn}{dt} = \frac{n(t) - n}{\tau_n}; \quad r_p = \frac{dp}{dt} = \frac{p(t) - p}{\tau_p}$$

abgebaut ($\tau_{p/n}$ – Relaxionszeiten, abhängig von Verunreinigungen und Gitterfehlern im Halbleiterkristall, bis zu Millisekunden).



Stromloser pn-Übergang



Suchen Sie die Gleichungen zusammen



Stromdichte für Halbleiter nach Gl. 1:

$$J = q \cdot (\mu_p \cdot (\quad) - \mu_n \cdot (\quad))$$

Die Boltzmannnäherungen für die Elektronen- und die Löcherdichten nach Folie 16:

$$p = N_V \cdot$$

$$n = N_L \cdot$$

Die Poisson-Gleichung, Gl. 2:

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

Die Nettorekombinationsraten nach Gl. 4:

$$p - \text{Gebiet} : r_p = \frac{dp}{dt} = \quad , \quad n - \text{Gebiet} : r_n = \frac{dn}{dt} =$$



Zur Kontrolle

Stromdichte für Halbleiter nach Gl. 1:

$$J = q \cdot \left(\mu_p \cdot \left(p \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \mu_n \cdot \left(n \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right)$$

Die Boltzmannnäherungen für die Elektronen- und die Löcherdichten nach Folie 16:

$$p = N_V \cdot e^{-\frac{W_V - \zeta_p}{q \cdot U_T}}$$

$$n = N_L \cdot e^{-\frac{\zeta_n - W_L}{q \cdot U_T}}$$

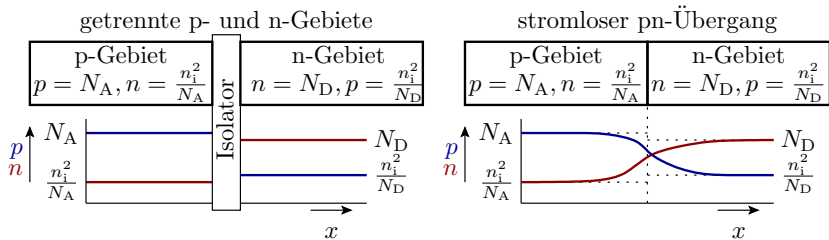
Die Poisson-Gleichung, Gl. 2:

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

Die Nettorekombinationsraten nach Gl. 4:

$$p - \text{Gebiet} : r_p = \frac{dp}{dt} = \frac{p - p_0}{\tau_p}, \quad n - \text{Gebiet} : r_n = \frac{dn}{dt} = \frac{n - n_0}{\tau_n}$$

Verbindung eines p- und eines n-Gebiets



- Der Dichtegradient an der Übergangsstelle bewirkt, dass aus dem p-Gebiet Elektronen und aus dem n-Gebiet Löcher in das andere Gebiet diffundieren.
- Es entsteht ein elektrisches Feld, das einen Driftstrom verursacht, der den Diffusionsstrom kompensiert.
- Die im Verbindungsmoment durch Diffusion verursachte Erhöhung von $n \cdot p \gg n_i^2$ wird innerhalb weniger Millisekunden durch Rekombination abgebaut.

Feldstärke und Ladungsdichte

Im stationären Gleichgewicht heben sich überall die Elektronen- und Löcherströme auf. Elektronenstromdichte nach Gl. 1:

$$J_n = 0 = q \cdot \mu_n \cdot \left(n \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (7)$$

Die Änderung der Elektronendichte ergibt sich aus der Änderung des Abstands des chemischen Potentials zum Leitungsband:

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial \left(N_L \cdot e^{\frac{\zeta_n - W_L}{q \cdot U_T}} \right)}{\partial x} = \frac{n}{q \cdot U_T} \cdot \left(\frac{\partial \zeta_n}{\partial x} - \frac{\partial W_L}{\partial x} \right) = -\frac{n}{q \cdot U_T} \cdot \frac{\partial W_L}{\partial x}^*$$

(*mit Festlegung $\zeta = \text{konst.}$). Eingesetzt in Gl. 7 ergibt sich, dass die Feldstärke im stromlosen pn-Übergang proportional zur Änderung der Leitungsbandenergie abnimmt:

$$0 = n \cdot E - U_T \cdot \frac{n}{q \cdot U_T} \cdot \frac{\partial W_L}{\partial x}, \quad E = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial W_L}{\partial x}$$

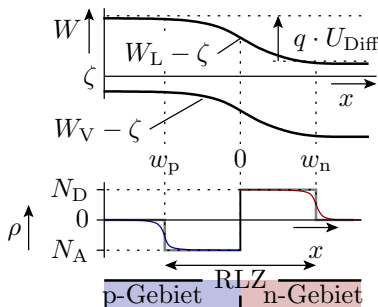
Diffusionsspannung und Raumladung

Die Diffusionsspannung

$$U_{\text{Diff}} = \int_{-w_p}^{w_n} E \cdot dx = \frac{1}{q} \cdot \int_{-w_p}^{w_n} \frac{\partial W_L}{\partial x} \cdot dx = \frac{\zeta_n - \zeta_p}{q}$$

ist das Integral über die Feldstärke am stromlosen pn-Übergang. In dem Bereich, in dem das chemische Potential von den Bandkanten weiter entfernt ist, ist die Dichte der beweglichen Ladungsträger klein gegenüber den ortsfesten Störstellenatomen. Näherungsweise konstante Raumladung:

- p-Gebiet: $\rho \approx -q \cdot N_A$
- n-Gebiet: $\rho \approx q \cdot N_D$



ρ Raumladung
RLZ Raumladungszone

Feldstärke und Sperrschichtbreite

Bei konstanter Raumladung nimmt nach Gl. 2 (Poisson-Gl.):

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

nimmt die Feldstärkeänderung im p-Gebiet proportional mit $-q \cdot N_A$ ab und im n-Gebiet mit $q \cdot N_D$ zu (Dreieckverlauf) .

- Anstieg p-Gebiet:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{-q \cdot N_A}{\epsilon} = \frac{-E_{\max}}{w_p}$$

- Anstieg n-Gebiet:

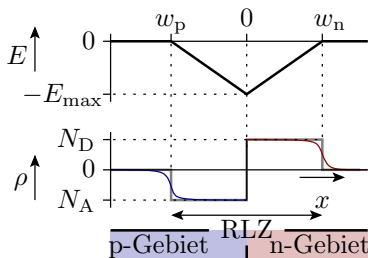
$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} = \frac{E_{\max}}{w_n}$$

- Ladungsneutralität:

$$N_A \cdot w_p = N_D \cdot w_n$$

- Diffusionsspannung:

$$U_{\text{Diff}} = \frac{1}{2} \cdot E_{\max} \cdot (w_p + w_n)$$





Auflösung des Gleichungssystems nach den Breiten der Raumladungszonen:

$$w = w_p + w_n = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot U_{\text{Diff}}}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad (8)$$
$$w_p = \frac{w \cdot N_D}{N_D + N_A}, \quad w_n = \frac{w \cdot N_A}{N_D + N_A}$$

Maximale Feldstärke:

$$E_{\text{max}} = \frac{w_p \cdot q \cdot N_A}{\varepsilon} = \frac{w_n \cdot q \cdot N_D}{\varepsilon} = \frac{2 \cdot U_{\text{Diff}}}{w}$$

- Bei gleicher Dotierung $w_p = w_n$.
- Je schwächer dotiert, desto breiter die Sperrschicht.
- Bei ungleicher Dotierung breitet sich die Raumladungszone hauptsächlich im niedriger dotierten Gebiet aus.
- Über $C = \varepsilon \cdot \frac{A}{w}$ verhält sich die Sperrschichtbreite w umgekehrt proportional zur Sperrschichtkapazität.



pn-Übergang, Sperrbereich

Sperrbereich

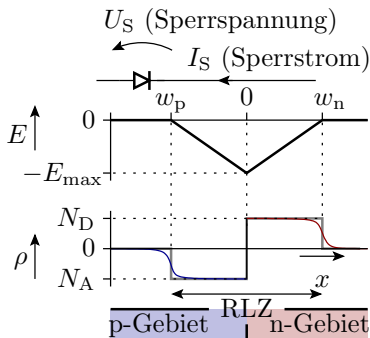
Eine Sperrspannung $U_S > 0$ vergrößert das elektrische Feld und die Breite der Raumladungszone gegenüber Gl. 8:

$$U_{\text{Diff}} + U_S = \frac{1}{2} \cdot E_{\text{max}} \cdot (w_p + w_n)$$

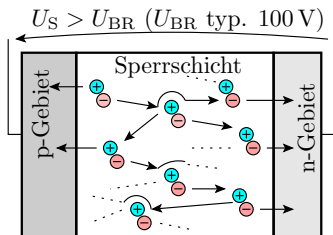
Die Anstiege sind weiterhin $-q \cdot N_A$ bzw. $q \cdot N_D$. Aufgelöst nach der max. Feldstärke und Sperrschichtbreite:

$$E_{\text{max}} = \frac{2 \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{w} = \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{\varepsilon \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}} \quad (9)$$

$$w = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)} \quad (10)$$



Lawinendurchbruch



Häufigste Durchbruchart. Bei hohen Feldstärken nehmen die bewegten Ladungsträger auf ihrem Weg bis zum nächsten Gitterzusammenstoß so viel Energie auf, das es für die Generierung eines Elektronen-Lochpaars ausreicht. Die Dichte der beweglichen Ladungsträger in der Raumladungszone steigt mit weiterer Erhöhung der Sperrspannung exponentiell an.

Spannungsfestigkeit

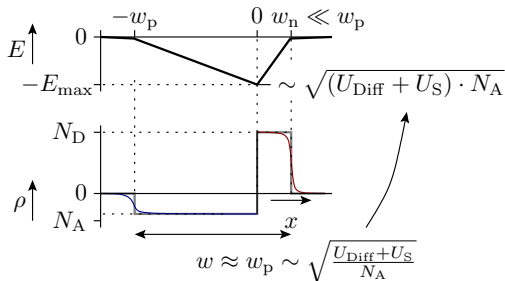
Die maximale Feldstärke muss unterhalb dem Wert für den Durchbruch bleiben:

$$E_{\max} = \frac{2 \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{w} = \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{\varepsilon \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}}$$

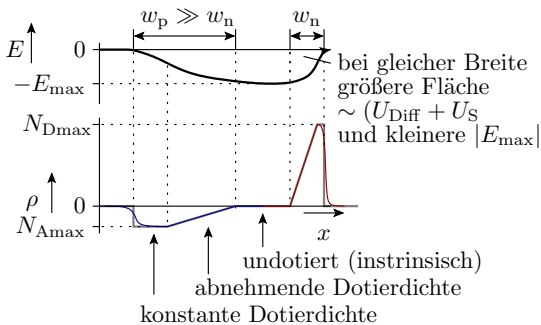
Für gegebene U_S

- große Breite
- niedrige Dotierung.

Einseitig niedrige
Dotierung reicht,
weil sich die
Sperrschicht
hauptsächlich im
niedrig dotierten
Gebiet ausbreitet.



Sanfte Dotierprofile und instrinsischer Übergang



Aus der Poisson-Gl. $2 \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon}$ folgt, dass bei abnehmender Raumladung, die in der Verarmungszone gleich der Dotierdichte ist, E schwächer und in einer instrinsischen Zwischenschicht gar nicht zunimmt. Bei gleicher Sperrschichtbreite und Sperrspannung geringeres Feldstärkemaximum.



Sperrstrom

Der Sperrstrom ist ein Generierungsstrom. Produkt aus Netto-generationsraten (minus Nettorekombinationsraten) mal den Längen der Verarmungszonen:

$$J_S = \frac{I_S}{A} \approx \frac{w_n \cdot N_D}{\tau_n} + \frac{w_p \cdot N_A}{\tau_p} \sim \sqrt{U_{\text{Diff}} + U_S} \quad (11)$$

- Für die meisten Anwendungen vernachlässigbar klein.
- Proportional zur Wurzel aus der Sperrspannung.

Zusammenfassung

- Sperrschichtbreite:

$$w = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot (U_{\text{Diff}} + U_{\text{S}})}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_{\text{A}}} + \frac{1}{N_{\text{D}}} \right)}$$

- Maximale Feldstärke:

$$E_{\text{max}} = \frac{2 \cdot (U_{\text{Diff}} + U_{\text{S}})}{w} = \sqrt{\frac{2 \cdot q \cdot (U_{\text{Diff}} + U_{\text{S}})}{\varepsilon \cdot \left(\frac{1}{N_{\text{A}}} + \frac{1}{N_{\text{D}}} \right)}}$$

- Bei zu hoher Feldstärke Durchbruch.
- Erhöhung der Spannungsfestigkeit durch einseitig niedrige Dotierung, sanfte Dotierprofile und/oder eine instrinsische Schicht zwischen den dotierten Gebieten.
- Sperrstrom vernachlässigbar.



pn-Übergang Durchlassbereich

Suchen Sie die Gleichungen zusammen



- 1 Stromdichte für Halbleiter nach Gl. 1:

$$J = q \cdot (\mu_p \cdot (\quad) - \mu_n \cdot (\quad))$$

- 2 Die Boltzmannnäherungen für die Elektronen- und die Löcherdichten nach Folie 16:

$$p = N_V \cdot$$

$$n = N_L \cdot$$

- 3 Das Produkt $n \cdot p$ unter der Annahme, dass sich die chemischen Potentiale für Löcher und Elektronen um $\zeta_n - \zeta_p = q \cdot U_D$ unterscheiden ($\zeta_{p/n}$ – chemisches Potential zur Berechnung der Löcher-/Elektronendichte; U_D – Spannung in Durchlassrichtung; q – Elementarladung:

$$n \cdot p = N_V \cdot N_L \cdot$$

Zur Kontrolle

- 1 Stromdichte für Halbleiter nach Gl. 1:

$$J = q \cdot \left(\mu_p \cdot \left(p \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \mu_n \cdot \left(n \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right)$$

- 2 Die Boltzmannnäherungen für die Elektronen- und die Löcherdichten nach Folie 16:

$$p = N_V \cdot e^{\frac{W_V - \zeta}{q \cdot U_T}} \quad \text{für } e^{\frac{W_V - \zeta}{q \cdot U_T}} < e^{-2} \approx 0,1^{(1)}$$

$$n = N_L \cdot e^{\frac{\zeta - W_L}{q \cdot U_T}} \quad \text{für } e^{\frac{\zeta - W_L}{q \cdot U_T}} < e^{-2} \approx 0,1$$

- 3 Das Produkt $n \cdot p$ für $\zeta_n - \zeta_p = q \cdot U_D$:

$$n \cdot p = N_V \cdot N_L \cdot e^{\frac{W_V - \zeta_p + \zeta_p - W_L}{q \cdot U_T}} = \underbrace{N_V \cdot N_L \cdot e^{-\frac{W_L - W_V}{q \cdot U_T}}}_{n_i^2} \cdot e^{-\frac{U_D}{U_T}}$$

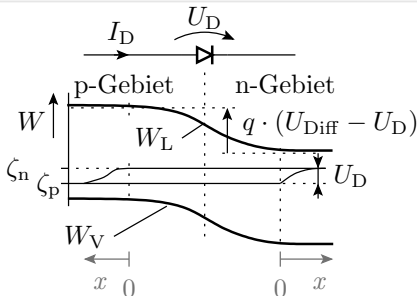
Durchlassbereich

Eine Durchlassspannung $U_D > 0$ verringert nach Gl. 10 das elektrische Feld und die Breite der Raumladungszone. Der Diffusionsstrom wird nicht mehr durch den Driftstrom kompensiert.

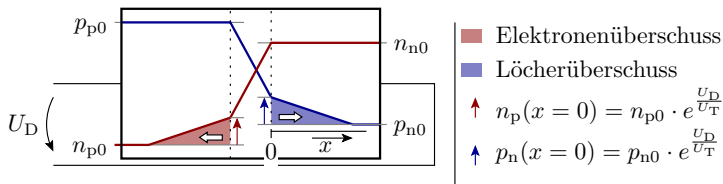
Unter der Annahme, keine Rekombination in der Sperrschicht¹, behalten die in das andere Gebiet diffundierenden Ladungsträger ihr chemisches Potential. In und bis zum Ende der Sperrschicht unterscheidet es sich von dem des anderen Gebietes um $q \cdot U_D$. Vergrößerung von $n \cdot p$ auf:

$$n \cdot p \approx n_i^2 \cdot e^{\frac{q \cdot U_D}{k \cdot T}} = n_i^2 \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}}$$

¹Aufgrund der großen Dichtegradienten diffundieren die Ladungsträger sehr schnell durch die Sperrschicht.



Am Ende der Raumladungszohne



⇒ Stromanteil durch die in das n-Gebiet diffundierenden Löcher

⇐ Stromanteil durch die in das p-Gebiet diffundierenden Elektronen

Löcherstrom am Ende der Raumladungszone im n-Gebiet:

$$\text{Diffusionsstrom: } J_p = q \cdot D_p \cdot \frac{dp_n(x)}{dx} \quad (\text{Feldstrom vernachlässigt})$$

$$\text{Rekombination: } \frac{dJ_p}{dx} = q \cdot r_n = q \cdot \frac{p_n(x) - p_{n0}}{\tau_n}$$

$$\text{mit } p_n(0) = p_{n0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}}; p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$$

(q – Elementarladung; D_p – Diffusionskoeffizient der Löcher; r_n –
 Nettorekombinationsrate im n-Gebiet; τ_n – Relaxationszeit im n-Gebiet).

Formen Sie selbst um



$$\text{Diffusionsstrom : } J_p = q \cdot D_p \cdot \frac{\partial p_n(x)}{\partial x}$$

$$\text{Rekombination : } \frac{\partial J_p}{\partial x} = q \cdot r_n = q \cdot \frac{p_n(x) - p_{n0}}{\tau_n}$$

- Zusammenfassen der beide Gleichungen zu einer DGL zur Bestimmung der Löcherdichte $p_n(x)$:

$$\frac{\partial^2 p_n(x)}{\partial x^2} =$$

- Welche Lösungen hat die DGL für $p_n(x)$ und einem mit x abnehmendem $p_n(x)$?

$$p_n(x) = k \cdot \dots + p_{n0}$$

- Wie groß ist die Löcherdichte $p_n(x)$ für $x = 0$?

$$p_n(0) =$$

- Welche Lösung bleibt mit diesem Randwert übrig?

$$p_n(x) =$$

Zur Kontrolle

- Zusammenfassen der beide Gleichungen zu einer DGL:

$$\begin{aligned}\frac{\partial J_p}{\partial x} &= q \cdot D_p \cdot \frac{\partial^2 p_n(x)}{\partial x^2} \\ \frac{\partial^2 p_n(x)}{\partial x^2} &= \frac{p_n(x) - p_{n0}}{D_p \cdot \tau_n}\end{aligned}$$

- Lösungen der DGL für $p_n(x)$ und einem mit x abnehmendem $p_n(x)$:

$$p_n(x) = k \cdot e^{-\frac{x}{\sqrt{D_p \cdot \tau_n}}} + p_{n0}$$

Probe:

$$\frac{\partial^2 \left(k \cdot e^{-\frac{x}{\sqrt{D_p \cdot \tau_n}}} + p_{n0} \right)}{\partial x^2} = \frac{k \cdot e^{-\frac{x}{\sqrt{D_p \cdot \tau_n}}}}{D_p \cdot \tau_n} = \frac{k \cdot e^{-\frac{x}{\sqrt{D_p \cdot \tau_n}}} + p_{n0} - p_{n0}}{D_p \cdot \tau_n} \checkmark$$

(... $e^{+\frac{x}{\dots}}$ wäre auch eine Lösung, nimmt aber mit x zu).



- Löcherdichte $p_n(x)$ für $x = 0$ (am Ende der Sperrschicht):

$$p_n(0) = p_{n0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}}$$

- Welche Lösung bleibt für die DGL mit diesem Randwert übrig?

$$p_{n0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}} = k \cdot e^{-\frac{0}{\sqrt{D_p \cdot \tau_n}}} + p_{n0}$$

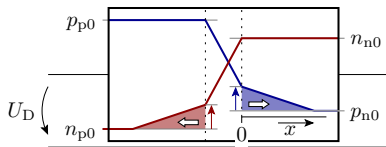
$$k = p_{n0} \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right)$$

$$p_n(x) = k \cdot e^{-\frac{x}{\sqrt{D_p \cdot \tau_n}}} + p_{n0}$$

$$p_n(x) = p_{n0} \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x}{\sqrt{D_p \cdot \tau_n}}} [+p_{n0}]^*$$

(* – in der Literatur vernachlässigt).

Minoritäts- und Stromdichte



Abnahme der ankommenden Minoritätsdichte im Bahngebiet:

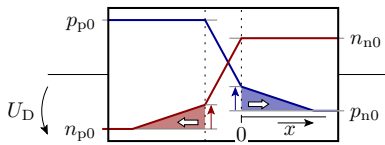
$$p_n(x) = p_{n0} \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x}{L_p}} \quad \text{mit } L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_n}$$

(L_p – Diffusionslänge, Weg, bis zu dem sich der Minoritätenüberschuss auf das e^{-1} -fache abgebaut hat.) Der Minoritätenüberschuss nimmt nach einer e-Funktion mit dem Weg ab. Eingesetzt in die Gleichung für die Diffusionsstrom ergibt sich für die am Ende der Raumladungszonen bei $x = 0$ ankommende Löcherstromdichte:

$$J_p = q \cdot D_p \cdot \frac{\partial p_n(x)}{\partial x} = \frac{p_{n0} \cdot q \cdot D_p}{L_p} \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right)$$

Shockley-Gleichung

Für den Stromdichteanteil der beweglichen Elektronen, die in das p-Gebiet diffundieren gilt dasselbe, nur mit den anderen Parametern. Insgesamt ergibt sich für die Stromdichte (Shockley-Gleichung):



$$J_D = J_s \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \quad \text{mit} \quad J_s = \frac{p_{n0} \cdot q \cdot D_p}{L_p} + \frac{n_{p0} \cdot q \cdot D_n}{L_n} \quad (12)$$

(J_s – Sättigungsstromdichte, Spice-Parameter). Die Minoritätendichten in der Gl. für J_s sind proportional zu n_i^2

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}; \quad n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}$$

(vergl. Gl. 3). Daraus folgt für die Sättigungsstromdichte:

$$J_s = q \cdot n_i^2 \cdot \left(\frac{D_p}{N_D \cdot L_p} + \frac{D_n}{N_A \cdot L_n} \right) \quad \text{mit} \quad n_i^2 = N_V \cdot N_L \cdot e^{\frac{W_V - W_L}{q \cdot U_T}}$$



Die Diffusionskoeffizienten betragen nach der Einsteingleichung:

$$D_p = U_T \cdot \mu_p; \quad D_n = U_T \cdot \mu_n$$

und die Diffusionslängen betragen:

$$L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_n}; \quad L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_p}$$

Sättigungsstromdichte anders berechnet:

$$J_s = q \cdot U_T \cdot N_V \cdot N_L \cdot e^{\frac{w_V - w_L}{q \cdot U_T}} \cdot \left(\frac{1}{N_D} \cdot \sqrt{\frac{\mu_p}{\tau_n}} + \frac{1}{N_A} \cdot \sqrt{\frac{\mu_n}{\tau_p}} \right)$$

Die Temperaturspannung $U_T \sim T$ steckt außer als Faktor und im Exponenten auch noch mit Exponent 1 bis 1,5 in den Rechengrößen N_V und N_L (vergl. Folie 16), so dass sich insgesamt eine sehr hohe Temperaturabhängigkeit ergibt.

Schwache Dotierungen zur Erhöhung der Sperrschichtbreite, z.B. zur Erhöhung der Spannungsfestigkeit, erhöhen die Diffusionsströme, d.h. verschlechtern auf diesem Weg nicht das Durchlassverhalten. Aber Achtung, sie erhöhen die Bahnwiderstände.



Zusammenfassung

Stromdichte in Durchlassrichtung (Shockley-Gleichung):

$$J_D = J_s \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right)$$

- U_D Spannung in Durchlassrichtung,
- $U_T = \frac{k_B \cdot T}{q}$ Temperaturspannung
- J_s Bauteilparameter, in den die Dotierdichten, die Beweglichkeiten, die Relaxionszeiten², der Bandabstand und in hohem Maße auch die Temperatur eingehen.

²Relaxionszeit: Mittlere Lebensdauern von Gleichgewichtsstörungen der Dichten der beweglichen Ladungsträger.



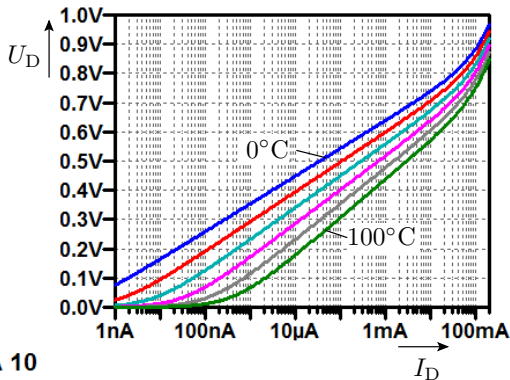
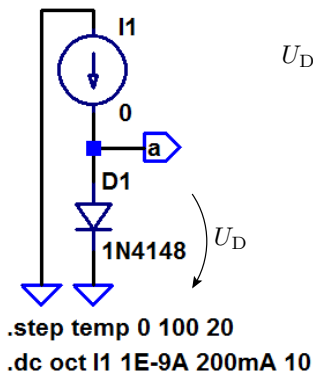
Dioden



Spice-Modell

Einführendes Beispiel

Das mit LT-Spice mitgelieferte Modell der Diode 1N4148 hat im Durchlassbereich folgende Strom-Spannungs-Beziehung.



Im Sperrbereich ist der simulierte Strom null.



Die Beschreibung dieser Diode lautet:

```
.model 1N4148 D(Is=2.52n Rs=.568,  
                N=1.752 Cjo=4p M=.4 Iave=200m  
                tt=20n Vpk=75 mfg=0nSemi type=silicon)
```

Alle anderen Parameter haben die Standardwerte.

Was bedeuten diese Parameter?

Wie bestimmen Sie das Simulationsergebnis?

Wie gut stimmt das Modellverhalten mit der Wirklichkeit überein?

Das Lernziel in diesem und den nächsten Abschnitten ist das Kennenlernen der Spice-Modelle und Spice-Parameter

- ihren Zusammenhang zu den physikalischen Modellen und
- ihre praktische Bedeutung in Schaltungen.



Spice-Parameter einer Diode

Berkeley-Spice-Modell für Halbleiterdioden, erweitert um eine genauere Modellierung des Durchbruchverhaltens und des Rekombinationsstroms. Letzte Spalte Diode aus dem Beispiel.

Param.	Spice	Bezeichnung	Std-W+E	1N4148
I_S	Is	Sättigungsstrom	10^{14} A	2,52nA
R_S	Rs	Bahnwiderstand	0 Ω	0.568 Ω
n	N	Emissionskoeffizient	1	
τ_T	Tt	Transitzeit	0 ns	20ns
C_{S0}	Cjo	Kapazität für $U_D = 0$	0 pF	4pF
U_{Diff}	Vj	Diffusionsspannung	1 V	
m_S	M	Kapazitätskoeffizient	1	.4
W_g	Eg	Bandabstand	1,11* eV	

(Std-W+E Standardwert + Maßeinheit; * – Wert für Si-Dioden)



Param.	Spice	Bezeichnung	Std-W+E	1N4148
X_{TI}	Xti	Is-Temperaturkoeff.	3.0	
k_F	KF	Funkelrauschkoeff.	0	
A_F	Af	Funkelrauschexp.	1	
f_S	FC	Koeff. Bereichswechs. C_S	0.5	
U_{BR}	BV	Durchbruchspannung	∞ , V	
I_{BR}	Ibv	Strom bei U_{BR}	10^{-10} A	
T_0	Tnom	Bezugstemperatur	27°C	
I_{SR}	Isr	Rekomb.-Stromparam.	0 A	
n_R	Nr	I_{SR} -Emmisionskoeff.	2	
I_{KF}	Ikf	Wechsel Hochstromber.	∞ A	
	Tikf	Ikf-Temperaturkoeff.	0/°C	
	Trs1	lin. Rs Temp.-Koeff.	0/°C	
	Trs2	quad. Rs Temp.-Koeff.	0/°C	



Grenzwerte

Zulässige Maximalwerte zur Kontrolle, dass die Diode im zulässigen Bereich betrieben wird.

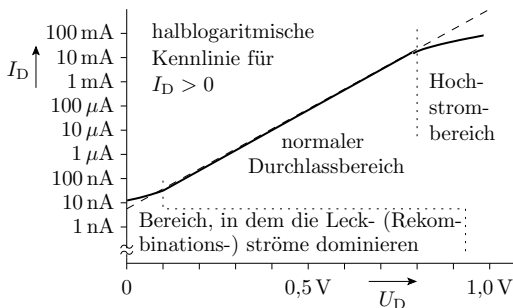
Param.	Spice	Bezeichnung	Einheit	1N4148
	Vpk	Spitzensperrspannung	V	75 V
	Ipk	Spitzensperrstrom	A	
	Iave	mittlerer Strom	A	200 mA
	Irms	Strom RMS	A	
	diss	max. Verlustleistung	W	
	mfg	Hersteller		onSemi
	type	Bauteilart		silicon

Weitere Angaben siehe [scad3.pdf]. Das Beispielmodell verwendet überwiegend die Standardwerte, z.B. Durchbruchspannung ∞ .



Durchlassbereich

Strom-Spannungsbeziehung im Durchlassbereich



- Normaler Durchlassbereich: Näherungsweise Gültigkeit der Shockley-Gl. 12.
- Niedrigstrombereich: Hier dominieren die winzigen Rekombinationsströme in der Sperrschicht.
- Hochstrombereich: Halbierter logarithmischer Anstieg.



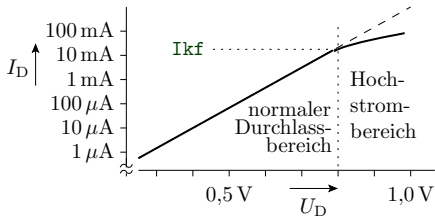
■ Diffusionsstrom:
$$I_{DD} = I_s \cdot \left(e^{\frac{U_D}{n \cdot U_T}} - 1 \right) \quad (13)$$

■ Rekombinationsstrom in der Sperrschicht (Leckstrom):

$$I_{DR} = I_{sr} \cdot \left(e^{\frac{U_D}{n_r \cdot U_T}} - 1 \right)$$

■ Hochstrombereich:

Mit der Stromdichte nimmt die Diffusionsgeschwindigkeit zu. Oberhalb der mittleren thermischen Geschwindigkeit halbiert sich der logarithmische Anstieg:



$$I_{DDH} = \frac{I_{DD}}{\sqrt{1 + \frac{I_{DD}}{I_{kf}}}} \approx \begin{cases} I_{DD} & I_{DD} \ll I_{kf} \\ \sqrt{I_{DD} \cdot I_{kf}} & I_{DD} \gg I_{kf} \end{cases}$$

(I_{DD} – Diffusionsstrom nach Gl. 13; I_{KF} – Strom für den Übergang zum Hochstrombereich).

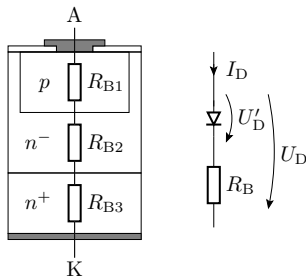


Insgesamt gilt für den stationären Strom im Durchlassbereich:

$$I_D = I_{sr} \cdot \left(e^{\frac{U_D}{n_F \cdot U_T}} - 1 \right) + \frac{I_S \cdot e^{\frac{U_D}{n \cdot U_T}}}{\sqrt{1 + \frac{I_S}{I_{kf}} \cdot e^{\frac{U_D}{n \cdot U_T}}}} \quad (14)$$

Die Bahngebiete haben einen Widerstand zwischen $0,01\Omega$ bei Leistungsdioden und 10Ω bei Kleinsignaldioden.

Wenn nicht vernachlässigbar kommt zu dem Spannungsabfall über dem pn-Übergang U'_D ein zum Strom I_D proportionaler Spannungsabfall hinzu:



$$U_D = U'_D + R_S \cdot I_D$$

Temperaturverhalten

In der Shockley-Gl. 12

$$I_D(U_D, T) = I_S(T) \cdot \left(e^{\frac{U_D}{n \cdot U_T(T)}} - 1 \right)$$

sind die Temperaturspannung (eingeführt auf S. 6)

$$U_T(T) = \frac{k \cdot T}{q} = 86,142 \frac{\mu\text{V}}{\text{K}}$$

und nach Gl. 12 und 3 die Sättigungsstromdichte

$$I_S \sim n_i^2(T) = N_V \cdot N_L \cdot e^{\frac{W_L - W_V}{q \cdot U_T}}$$

(k – Boltzmannkonstante, q – Elementarladung) und darin wieder N_V und N_L stark temperaturabhängig. Empirisches Modell:

$$I_D(U_D, T) = I_S(T_{\text{nom}}) e^{\left(\frac{T}{T_{\text{nom}}} - 1\right) \cdot \frac{E_g}{n \cdot U_T(T)}} \cdot \left(\frac{T}{T_{\text{nom}}} \right)^{\frac{\text{Xti}}{N}}$$

(I_S – Sättigungsstrom; E_g – Bandabstand; T_{nom} –
Bezugstemperatur, Xti – Temperaturkoeffizient von I_S).

Temperaturverhalten für Überschläge

Relative Stromzunahme mit der Temperatur:

$$\frac{1}{I_D} \cdot \frac{dI_D}{dT} \Big|_{U_D=\text{const.}} \approx 0,04 \dots 0,08 \text{ K}^{-1} \quad (15)$$

- Bei einer Temperaturerhöhung von $\approx 11 \text{ K}$ verdoppelt sich der Strom bei gleicher Spannung.

Spannungsabnahme bei konstantem Strom:

$$\frac{dU_D}{dT} \Big|_{I_D=\text{const.}} \approx -1,7 \text{ mV/K}$$

Bei einer Temperaturerhöhung von $\approx 60 \text{ K}$ verringert sich die Durchlassspannung bei gleichem Strom um 100 mV .

Bei hohem Leistungsumsatz sind Halbleitertemperaturen von $50 \dots 100^\circ\text{C}$ normal.



Parameterbeispiele

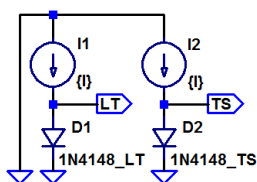
Die nachfolgenden Werte sind aus [1] und nicht von den Modellen aus dem Simulator.

Param.	Bezeichnung	1N4148	1N4001
I_S	Sättigungsstrom	2,68 nA	14,1 nA
N	Emissionskoeffizient	1,84	1,99
I_{sr}	Rekomb.-Stromparam.	1,57 fA	0
N_r	Isr-Emissionskoeffizient	2	2
I_{kf}	Wechsel Hochstromber.	0,041 A	94,8 A
R_s	Bahnwiderstand	0,6 Ω	0,034 Ω

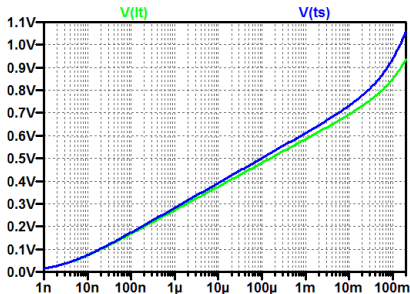
Der Temperaturkoeffizient von I_S , der Temperaturkoeffizient des Hochstromübergangs (I_{kf}) und die Temperaturkoeffizienten des Bahnwiderstands ($Trs1$, $Trs2$) haben die Standardwerte.

Simulation mit zwei Modellen desselben Bauteils

Für die Diode 1N4148, die auch im Praktikum eingesetzt wird, hat der Simulator andere Parameter, als in [1] angegeben sind.



```
.model 1N4148_LT D(Is=2.52n Rs=.568, N=1.752)
.model 1N4148_TS D(Is=2.68n rs=.6 N=1.84
+ Isr=1.57f Ikf=41m)
.step oct param I 1n 200m 10
.op
```



Das Modell des Simulators »_LT« und das Modell »_TS« aus [1] verhalten sich auch unterschiedlich. Fertigungsstreuungen? Schaltungen so entwerfen, dass die Unterschiede nicht stören.



Sperr- und Durchbruchbereich



Sperrstrom

Der Sperrstrom ist ein Generierungsstrom, der proportional zur Sperrschichtbreite zunimmt. Für einen abrupten Übergang nimmt diese mit der Wurzel der Sperrspannung $-U_D > 0$ zu:

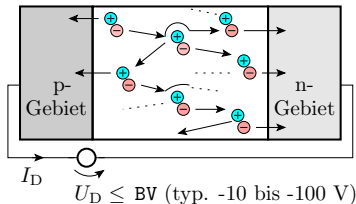
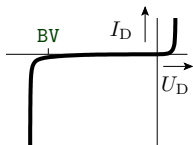
$$J_S \sim \sqrt{V_j + U_S}$$

(vergl. Gl. 11). Empirische Spice-Annäherung:

$$I_S = -I_{sr} \cdot \left(\left(1 + \frac{U_S}{V_j} \right)^2 + 0,005 \right)^{\frac{M}{2}} \quad (16)$$

Param.	Bezeichnung	1N4148	1N4001
I_{sr}	Rekomb.-Stromparam.	1,57 fA	0
V_j	Diffusionsspannung	0,5 V	0,325 V
M	Kapazitätskoeffizient	0,333	0,44

(Lawinen-) Durchbruch



Modellierung als exponentielle Stromzunahme mit zunehmender Sperrspannung $-U_D$ abzüglich der Durchbruchspannung BV :

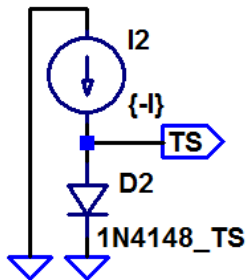
$$I_S = I_{bv} \cdot e^{\frac{U_S - BV}{U_T}} \quad (17)$$

Param.	Bezeichnung	1N4148	1N4001
BV	Durchbruchspannung	100 V	75 V
I_{bv}	Strom bei BV	100 μA	10 μA

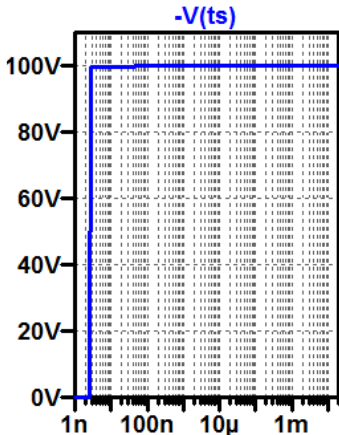


Für den Sperrbereich vervollständigtes Modell mit den Parametern aus [1]:

```
.model 1N4148_TS D(Is=2.68n Rs=.6, N=1.84 Isr=1.57f
Ikf=41m Vj=0.5 M=0.333 BV=100 Ibv=100µ)
```



```
.model 1N4148_TS D(Is=2.68n
+ rs=.6 N=1.84 Isr=1.57f Ikf=41m
+ Vj=0.5 BV=100 lbv=100µ)
.step oct param I 1n 20m 10
.op
```





Sperrschicht- und Diffusionskapazität



Sperrschichtkapazität

Die Sperrschichtkapazität leitet sich aus dem Modell des Plattenkondensators ab:

$$C = \varepsilon \cdot \frac{A}{w}$$

Der Abstand ist die Sperrschichtbreite w , für den abrupten pn-Übergang gilt Gl. 10:

$$w = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}$$

Das angelehnte Spice-Modell fasst die Parameter ε , A , q , N_A und N_D in der Kapazität C_{j0} für $U_S = 0$ zusammen:

$$C_S = C_{j0} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{U_S}{V_j}\right)^M} \quad (18)$$

Der Kapazitätskoeffizient M hängt vom Dotierverlauf ab. In Gl. 10 für den abrupten Übergang Quadratwurzel ($M=0,5$).



Bei zur Sperrschicht abnehmender Dotierung und instrischer Zwischenschicht ist $m < 0,5$. Gl. 18 gilt auch im schwach durchlässigen Bereich bis etwa $U_D < 0,5 \cdot V_j$. Für größere Durchlassspannungen wird nachfolgende empirische Näherung verwendet:

$$C_S = C_{j0} \cdot \begin{cases} \frac{1}{\left(1 + \frac{U_S}{V_j}\right)^M} & \text{für } U_S > -FC \cdot V_j \\ \frac{1 - FC \cdot (1 - M) - \frac{M \cdot U_S}{V_j}}{(1 - M)^{(1 + M)}} & \text{für } U_S \leq -FC \cdot V_j \end{cases} \quad (19)$$

Param.	Spice	Bezeichnung	1N4148	1N4001
C_{S0}	C_{j0}	Kapazität für $U_D = 0$	4 pF	25,9 pF
U_{Diff}	V_j	Diffusionsspannung	0,5 V	0,325 V
m_S	M	Kapazitätskoeffizient	0,333	0,44
f_S	FC	Koeff. Bereichswechsel C_S	0,5	0,5

1N4148 – Kleinsignaldiode; 1N4001 – Gleichrichterdiode aus [1]

Diffusionskapazität

Im Durchlassbereich befindet sich in der Verarmungszone eine vom Strom abhängige Diffusionsladung:

$$Q_D = \tau_T \cdot I_{DD} \text{ mit } I_{DD} = I_S \cdot \left(e^{\frac{U_D}{n \cdot U_T}} \right)$$

(I_{DD} – Diffusionsstrom nach Gl. 13; τ_T – Transitzeit). Die Diffusionskapazität beschreibt die Änderung der Diffusionsladung mit der Diodenspannung U_D :

$$C_D = \frac{dQ_D}{dU_D} \approx \frac{\tau_T \cdot I_D}{n \cdot U_T} = \frac{Tt \cdot I_D}{N \cdot U_T}$$

Param.	Spice	Bezeichnung	1N4148	1N4001	
τ_T	Tt	Transitzeit	11,5	5700	ns
n	N	Emissionskoeffizient	1,84	1,99	

Formen Sie selbst um



$$Q_D = \tau_T \cdot I_{DD} \text{ mit } I_{DD} = I_S \cdot \left(e^{\frac{U_D}{n \cdot U_T}} \right)$$

$$C_D = \frac{dQ_D}{dU_D}$$

- Wie groß ist die Diffusionskapazität in Abhängigkeit vom Durchlassstrom $I_D \approx I_{DD}$ (I_{DR} sei vernachlässigbar)?

$$C_D = f(I_D) =$$

- Wie groß ist die Diffusionskapazität in Abhängigkeit vom Durchlassspannung U_D ?

$$C_D = f(U_D) =$$



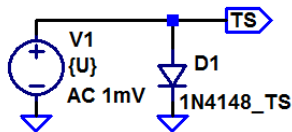
Zur Kontrolle

$$Q_D = \tau_T \cdot I_{DD} \text{ mit } I_{DD} = I_S \cdot \left(e^{\frac{U_D}{n \cdot U_T}} \right)$$

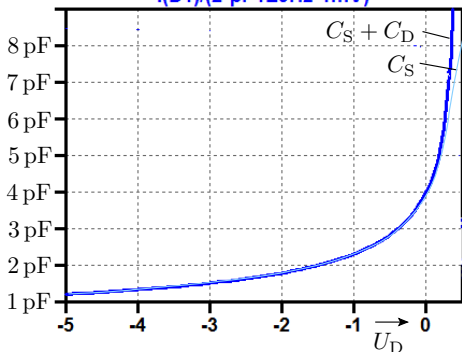
$$\begin{aligned} C_D &= \frac{dQ_D}{dU_D} = \frac{\tau_T}{n \cdot U_T} \cdot I_{DD} \\ &= \frac{\tau_T \cdot I_S}{n \cdot U_T} \cdot \left(e^{\frac{U_D}{n \cdot U_T}} \right) \end{aligned}$$

Simulierte Kapazität der Diode 1N4148

Kapazitätsberechnung aus $I_D \rightarrow I(D1)/(2\pi \cdot 1E9 \text{ Hz} \cdot 1 \text{ mV})$

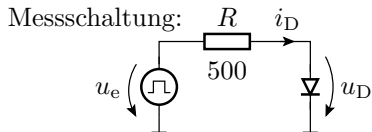


```
.model 1N4148_TS D(Is=2.68n
+ rs=.6 N=1.84 Isr=1.57f Ikf=41m
+ Vj=0.5 BV=100 lbv=100µ
+ Cjo=4p Vj=0.5 FC=0.5 TT=11.5n)
.meas tran C 2*pi*1E-3/abs( V(TS))
.step param U -5.05V 0.5V 0.1V
.ac list 1E9
```



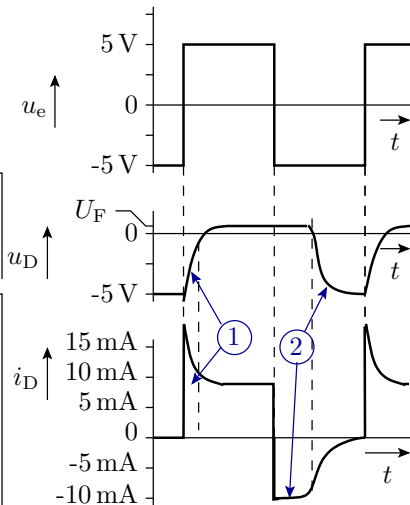
- Kapazität bei $U_D = 0$ ist $C_{j0} = 4 \text{ pF}$.
- Im Durchlassbereich nimmt die Diffusionskapazität exponentiell mit U_D zu und beträgt bei $U_D = 0,5 \text{ V}$ über 30 pF .

Schaltverhalten mit Diffusionskapazität

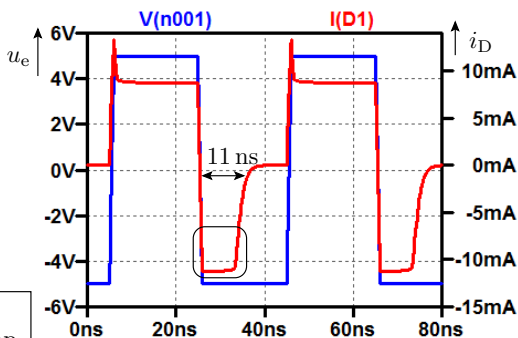
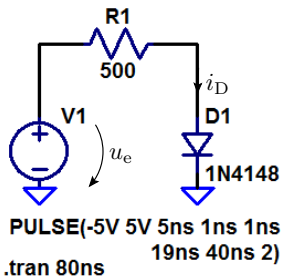


- ① Entladen der Sperrschicht
- ② Entladung der Diffusionskapazität

Die proportionale Zunahme der Diffusionskapazität mit dem Strom verursacht den im Bild dargestellten nahezu konstanten Strom während der Entladung der Diffusionskapazität.



Kontrolle mittels Simulation



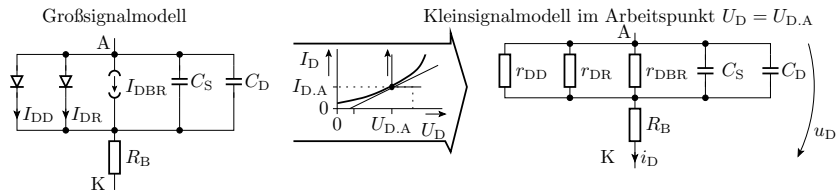
Ausschaltverzögerung durch die Diffusionskap.

- Beim Einschalten Signalverlauf ähnlich wie geschaltetes RC-Glied.
- Beim Ausschalten benötigt die Diode zusätzlich 11 ns zum entladen der Diffusionskapazität (Stromschleife).



Kleinsignalmodell

Kleinsignalmodell, Ersatzwiderstand



D	$I_D \approx I_S \cdot \left(e^{\frac{U_D}{N \cdot U_T}} - 1 \right)$	$\frac{1}{r_D} = \left. \frac{dI_D}{dU_D} \right _{U_D=U_{D,A}}$	$r_D = \frac{N \cdot U_T}{I_{D,A}}$
H	$I_D \approx I_S \cdot \sqrt{e^{\frac{U_D}{N \cdot U_T}} - 1}$	$\frac{1}{r_D} = \left. \frac{dI_D}{dU_D} \right _{U_D=U_{D,A}}$	$r_D = \frac{2 \cdot N \cdot U_T}{I_{D,A}}$
BR	$I_S = I_{bv} \cdot e^{\frac{U_S - BV}{U_T}}$	$\frac{1}{r_D} = \left. \frac{dI_S}{dU_S} \right _{U_S=U_{S,A}}$	$r_D = \frac{U_T}{I_{S,A}}$

D – Durchlassbereich; H – Hochstrombereich; BR – Durchbruchbereich; Rekombinationsstrom vernachlässigt. Für alle Bereich gilt $r_D \sim \frac{U_T}{|I_{D,A}|} \cdot C_S$ und C_D im Arbeitspunkt siehe Folien 76 bis 78.

Formen Sie nochmal selbst um



Für $U_D \geq 0$ beträgt der Durchlassstrom näherungsweise:

$$I_D \approx \frac{I_{DD}}{\sqrt{1 + \frac{I_{DD}}{I_{kf}}}}; \text{ mit } I_{DD} = I_S \cdot \left(e^{\frac{U_D}{n \cdot U_T}} - 1 \right)$$

Für $U_S = -U_D > 0$ beträgt der Sperrlassstrom $I_S = -I_D$ näherungsweise:

$$I_S \approx I_{bv} \cdot e^{\frac{U_S - BV}{U_T}}$$

- Kleinsignalwiderstand für $0 \leq I_D \ll I_{kf}$:

$$r_D =$$

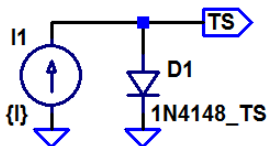
- Kleinsignalwiderstand für $I_D \gg I_{kf}$:

$$r_D =$$

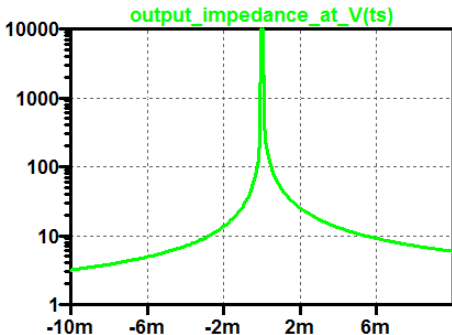
- Kleinsignalwiderstand für $I_S = -I_D > 0$:

$$r_D =$$

Ersatzwiderstand der Diode 1N4148



```
.model 1N4148_TS D(Is=2.68n
+ rs=.6 N=1.84 Isr=1.57f Ikf=41m
+ Vj=0.5 BV=100 Ibv=100µ
+ Cjo=4p Vj=0.5 FC=0.5 TT=11.5n)
.step param I -10mA 10mA 0.1mA
.tf V(TS) I1
```



- Im Sperrbereich bei $I_D \approx 0$ ist der Ersatzwiderstand $\approx 17 \text{ M}\Omega$.
- Die Kapazität in Abhängigkeit von der Spannung über der Diode zeigt Folie 81.



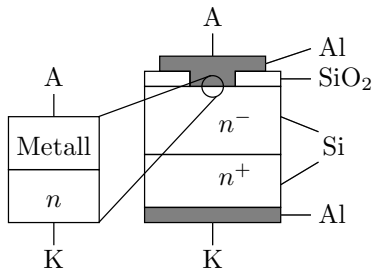
Spezielle Dioden



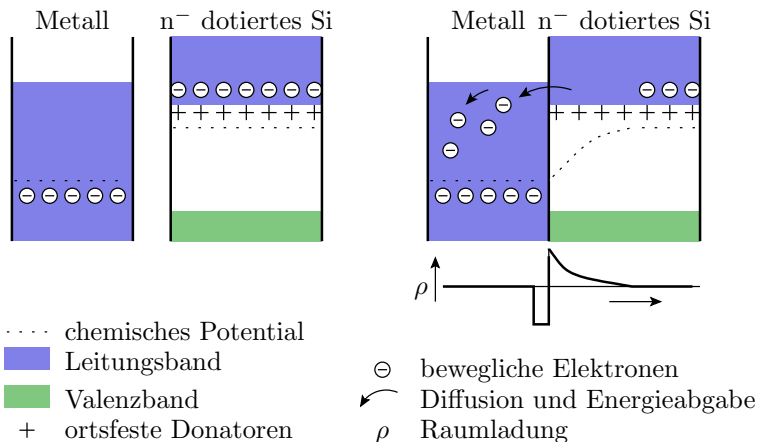
Schottky-Diode

Schottky-Diode

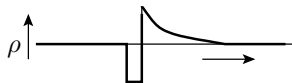
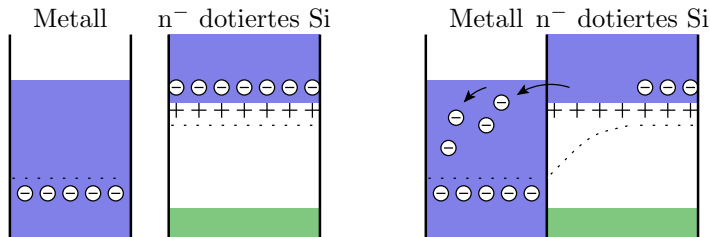
- Eine Schottky-Diode ist ein Metall-Halbleiter-Übergang, z.B. Aluminium zu einem niedrig dotierten n-Gebiet.
- Kleinere Einschaltspannungen.
- Kürzere Verzögerungszeiten.



Physik an Metall-Halbleiter-Kontakten



Der n-dotierte Halbleiter hat ein höheres chemisches Potential. Bei Kontakt verbiegt sich das chemische Potential nach unten.



..... chemisches Potential

Leitungsband

Valenzband

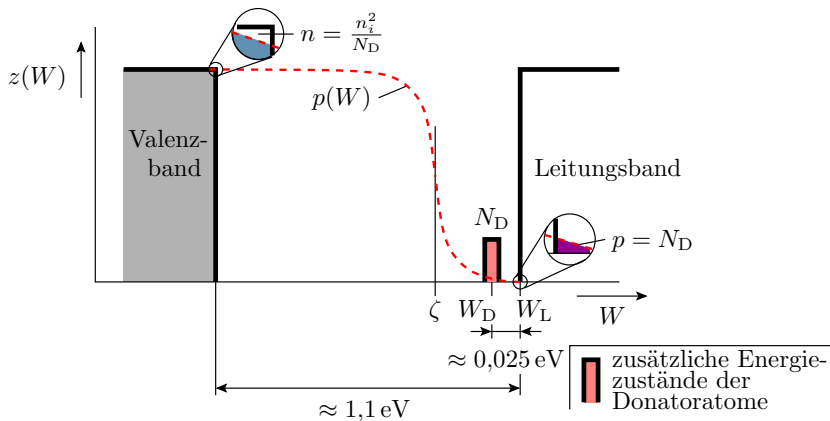
+ ortsfeste Donatoren

⊖ bewegliche Elektronen

↪ Diffusion und Energieabgabe

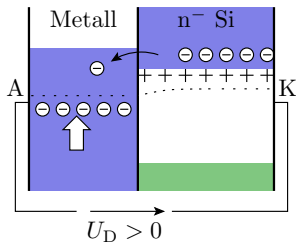
ρ Raumladung

Die Besetzungswahrscheinlichkeit im Valenzband und damit auch die Leitfähigkeit nimmt in Richtung Metall exponentiell mit dem Abstand zur Bandkante ab.

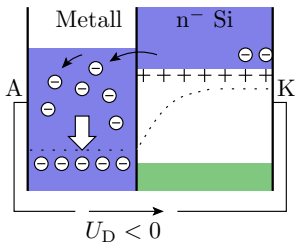


Die Verbiegung des chemischen Potentials zur Mitte der Bandlücke verringert die Dichte der beweglichen Elektronen exponentiell.

Erhöhung der Leitfähigkeit an der Halbleiteroberfläche mit einer $U_D > 0$



Verringerung der Leitfähigkeit an der Halbleiteroberfläche mit einer $U_D < 0$



- $U_D > 0$ verringert Verbiegung des chemischen Potentials. Exponentielle Zunahme der Leitfähigkeit und des Stroms.
- $U_D < 0$ erhöht Verbiegung des chemischen Potentials. Zunahme der Sperrschichtbreite und damit des Generationsstroms.
- Bei zu hoher Sperrspannung, zu hohe Feldstärke über der Sperrschicht. Durchbruch.



Verhaltensmodell

Gleiches Spice-Modell wie pn-Übergang, andere Parameterwerte.

Spice	Bezeichnung	1N4148	BAS40	BAT43
I_s	Sättigungsstrom	2,68 nA	0	481 μ A
R_s	Bahnwiderstand	0,6 Ω	0,1 Ω	40 m Ω
N	Emissionskoeffizient	1,84	1	5
T_t	Transitzeit	11,5 ns	0,025 ns	0
C_{jo}	Kapazität für $U_D = 0$	4	4	14 pF
M	Kapazitätskoeffizient	0,333	0,333	0,5

(1N4148 – Kleinsignaldiode; BAS40, BAT43 – Schottky-Dioden).

Schottky-Dioden haben nur

- etwa die halbe Flussspannung, simuliert durch kleinere Sättigungsströme und
- keine Diffusionskapazitäten, simuliert durch kleinere Transitzeiten.

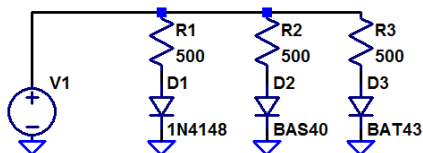


Spice	Bezeichnung	1N4148	BAS40	BAT43
Vj	Diffusionsspannung	0,5 V	0,5 V	0,385 V
FC	Koeff. Bereichswechsel C_S	0,5	0,5	0,5
BV	Durchbruchspannung	100 V	40 V	∞
Ibv	Strom bei U_{BR}	100 μ A	10 μ A	10^{-10} A
Isr	Rekomb.-Stromparam.	1,57 fA	254 fA	10^{-21} A
Nr	I_{SR} -Emmisionskoeff.	2	2	5
Ikf	Wechsel Hochstr.	41 mA	10 mA	∞

Für die Dioden 1N4148 und BAS40 sind die Parameter aus [1] übernommen. Für die Dioden BAT43 wurde folgendes Modell aus dem Internet verwendet [[http://www.ee.siue.edu/...](http://www.ee.siue.edu/)]:

```
.MODEL BAT43 D( IS=480.77E-6 N=4.9950 RS=40.150E-3
+ IKF=20.507 EG=.69 XTI=2 CJO=13.698E-12 M=.50005
+ VJ=.38464 ISR=10.010E-21 FC=0.5 NR=4.9950 TT=0)
```

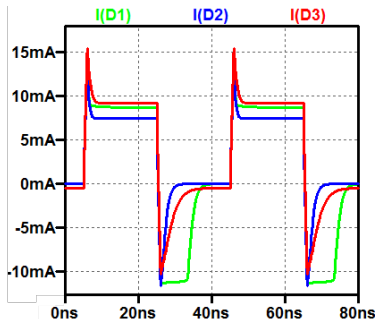

Simulation des Schaltverhaltens



```
PULSE(-5V 5V 5ns 1ns 1ns 19ns 40ns 2)
```

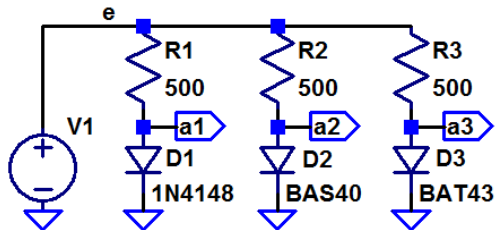
```
.model BAT43 D(IS=480.77E-6 N=4.9950 RS=40.150E-3
+ IKF=20.507 EG=.69 XTI=2 CJO=13.698E-12 M=.5
+ VJ=.38464 ISR=10.010E-21 FC=0.5 NR=4.9950 TT=0)
```

```
.model BAS40 D(IS=0 N=1 RS=0.1 TT=25p Cjo=4p
+ VJ=.5 M=.333 FC=0.5 Bv=40 Ibv=10µ Isr=254f Nr=2
+ IKF=10m)
.tran 80ns
```

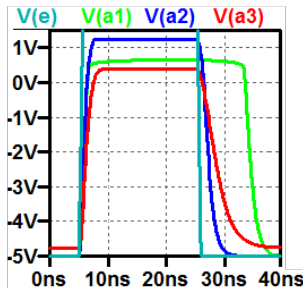


Schottky-Dioden haben nicht die charakteristische lange Ausschaltverzögerung von pn-Übergängen.

Simulation des Schaltverhaltens

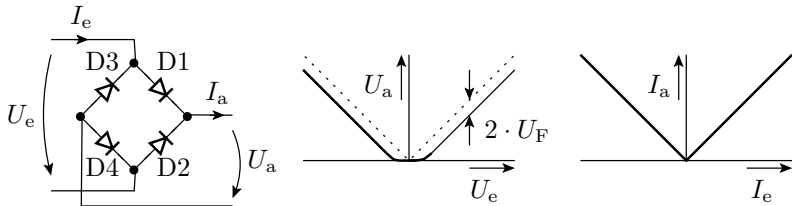


```
PULSE(-5V 5V 5ns 1ns 1ns 19ns 40ns 2)
.tran 80ns
```



Die Simulationsergebnisse sind nicht vollständig plausibel. Die BAS40 hat eine Flussspannung größer 1 V (sollte nicht mehr als 0,5 V sein) und bei der BAT43 fließt laut Simulation ein Sperrstrom von 0,5 mA (sollte null sein). Nicht jedes Bauteilmodell, das man irgendwo findet, liefert glaubhafte Werte. Nachmessen!

Brückengleichrichter mit Schottky-Dioden



Mit dem vereinfachten Verhaltensmodell für Dioden aus Elektronik 1 und der Spannung als Ein- und Ausgabegröße:

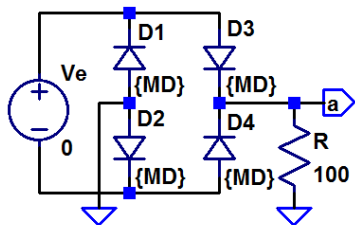
$$U_a \approx \begin{cases} 0 & \text{sonst} \\ |U_e| - 2 \cdot U_F & |U_e| > 2 \cdot U_F \end{cases}$$

(U_F – Flussspannung). Mit Strom als Ein- und Ausgabe:

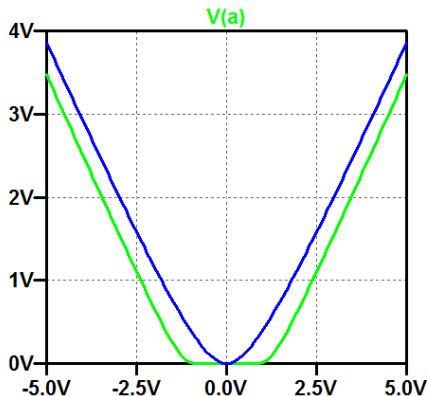
$$I_a = |I_e|$$

Exakte Betragsbildung, Einsatz als Messgleichrichter.

Simulation der Übertragungsfunktion

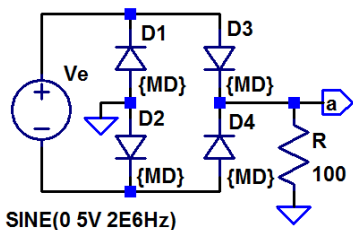


```
.include BAT43.lib
.model 1 ako:1N4148
.model 2 ako:BAT43
.step param MD list 1 2
.dc Ve -5V 5V 0.1V
```



Über den Schottky-Dioden (BAT43) fällt weniger Spannung ab.

Simulation des Zeitverhaltens



SINE(0 5V 2E6Hz)

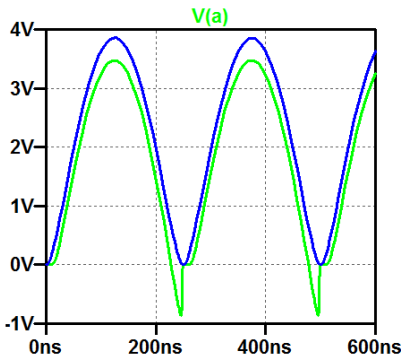
.include BAT43.lib

.model 1 ako:1N4148

.model 2 ako:BAT43

.step param MD list 1 2

.tran 600ns



Bei hohen Frequenzen (hier 2 MHz) fließt durch die pn-Dioden nach jedem Polaritätswechsel aufgrund der Diffusionskapazität ein Strom in Sperrichtung, bei Schottky-Dioden nicht.

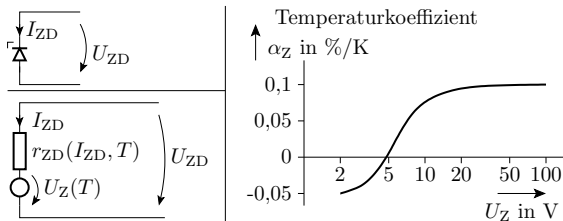




Z-Diode

Z-Dioden

Dioden mit geringer Durchbruchspannung zum Betrieb im Durchbruchbereich. Außer der Durchbruchspannung ist bei einer Z-Diode der Widerstand im Durchbruchbereich und der Temperaturkoeffizient der Durchbruchspannung von Bedeutung.



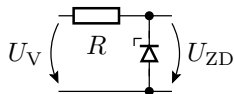
$$I_{ZD} = I_{BR} \cdot e^{\frac{U_{ZD} - U_{BR}}{n_{BR} \cdot U_T}}$$

$$r_{ZD} = \frac{n_{BR} \cdot U_T}{I_{ZD}}$$

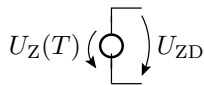
$$U_Z(T) = U_Z(T_0) \cdot (1 + \alpha_Z \cdot (T - T_0))$$

Spannungsstabilisierung mit einer Z-Diode

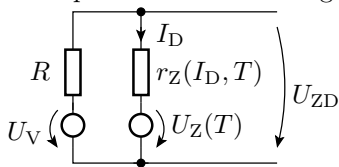
Spannungsstabilisierung
mit einer Z-Diode



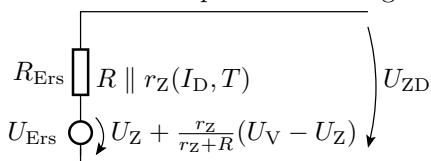
vereinfachte
Ersatzschaltung



komplette Ersatzschaltung

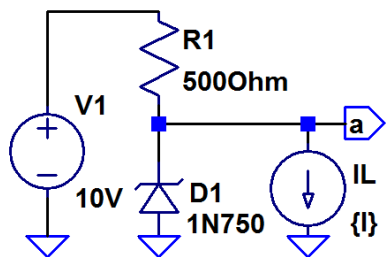


nach Zweipolvereinfachung

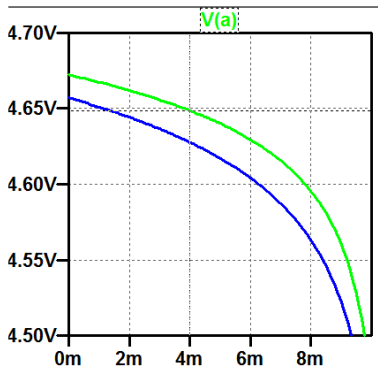


Die nachgebildete Quelle hat einen stromabhängigen Innenwiderstand, eine strom- und temperaturabhängige Quellspannung, ...

Simulation



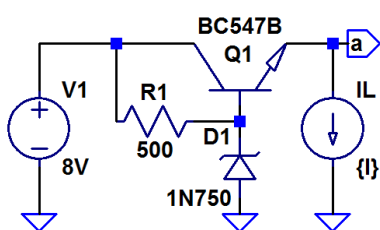
```
.step param I 0 10mA 0.1mA
+ temp list 0 70
.op
```



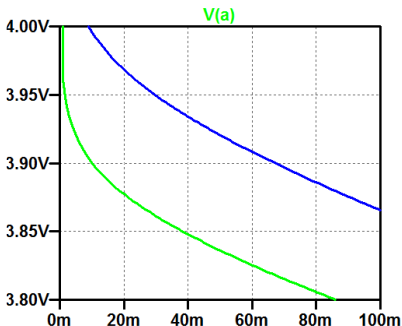
Der Innenwiderstand ist bei $I_L = 5 \text{ mA}$ ungefähr $6,2 \Omega$ und die Durchbruchspannung nimmt bei von 0°C bis 70°C etwa 22 mV ab (negativer Temperaturkoeffizient).

Stabilisierung mit Längstransistor

Laut Ersatzschaltung Innenwiderstand \downarrow , $U_a \approx |U_S| - U_{BEF}$.

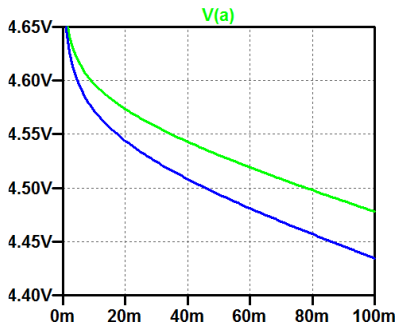
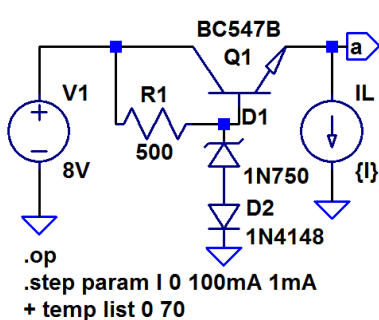


```
.step param I 0 100mA 1mA
+ temp list 0 70
.op
```



Der Innenwiderstand ist bei $I_L = 50 \text{ mA}$ ungefähr $1,2 \Omega$ und die Durchbruchspannung nimmt bei von 0°C bis 70°C etwa 89 mV zu. Positiver Temperaturkoeffizient durch Subtraktion von U_{BEF} mit negativem Temperaturkoeffizienten.

Reihenschaltung einer pn-Diode mit einer Flussspannung von $\approx U_{BEF}$ und ähnlichem negativen Temperaturkoeffizienten:



Durchbruchspannung nimmt bei von 0°C bis 70°C etwa 37 mV ab.
Die Erzeugung einer stabilen, temperaturunabhängigen Spannung ist eine anspruchsvolle Aufgabe.



PIN-Diode



PIN-Diode (Schichtfolge: p – instrinsisch – n)

Eine PIN-Diode hat eine undotierte Schicht zwischen dem p- und dem n-Gebiet. Diese erhöht die Transitzeit. Für Frequenzen $f \gg \tau_t^{-1}$ verhält sich ein PIN-Diode wie ein gesteuerter Widerstand mit:

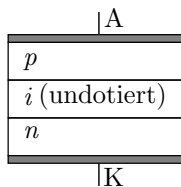
$$r_{D.Pin} \approx \frac{N \cdot U_T}{I_D}$$

(\bar{I}_D – Gleichstrom durch die Diode). Große Sperrschichtbreite bedeutet, geringe Sperrschichtkapazität.

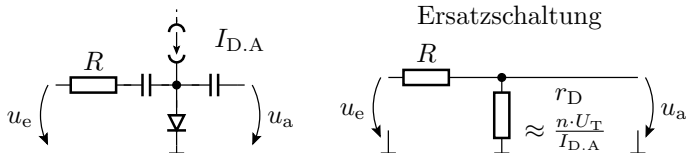
Beispielmodell:

```
.MODEL DRN142S3 D(IS=127pA N=1.7 RS=.160hm IKF=.14A
+ CJO=386fF M=.12 VJ=.79 ISR=139pA NR=3 BV=60 TT=275ns)
```

³[http://w.rohem.vom/...](http://w.rohem.vom/)



Spannungsteiler für Wechselspannungen

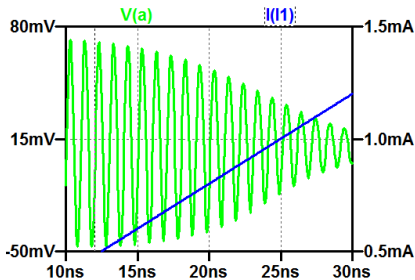
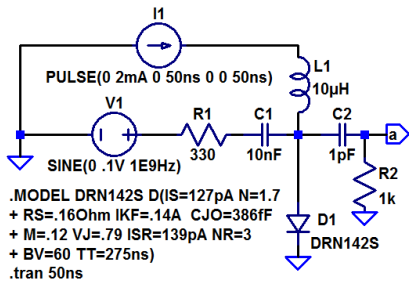


- Für hohe Frequenzen hat die PIN-Diode einen einstellbaren Widerstand statt der nichtlinearen Kennlinie.
- Ausgangswechselspannung:

$$u_a = \frac{n \cdot U_T}{n \cdot U_T + I_{D.A} \cdot R} \cdot u_e$$

- Geringere diodentypische Verzerrung für größere u_e .

Beispielsimulation



PIN-Dioden werden als Schalter für sehr hochfrequente Signale genutzt. MOS-Transistoren haben dafür zu große Kapazitäten und mechanische Schalter zu große Induktivitäten.



Kapazitätsdiode

Kapazitätsdiode

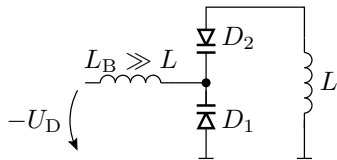
Ausnutzung der Sperschichtkapazität:

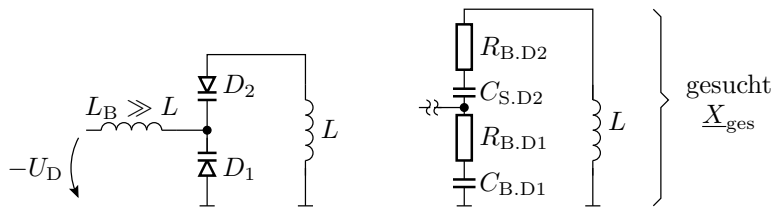
$$C_S = C_{S0} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{U_D}{U_{D\text{diff}}}\right)^{m_S}} \quad \text{für } U_D < 0$$

Kapazitätsdioden haben

- hyperabrupte Dotierung ($m_S \approx 0,5 \dots 1$)
- geringe Bahnwiderstände

Anwendung: Frequenzabstimmung von LC-Bandpässen und -Oszillatoren.





$$\begin{aligned} \underline{X}_{\text{ges}} &= 2 \cdot \left(R_B + \frac{1}{j\omega C_s} \right) \parallel j\omega L \\ &= \frac{j\omega L - \omega^2 R_B L C_s}{1 + j\omega R_B C_s - \omega^2 \frac{L C_s}{2}} \end{aligned}$$

mit $\omega_0 = \sqrt{\frac{2}{L C_s}}$, $\alpha = R_B \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot C_s}{L}}$ und $\frac{\alpha}{\omega_0} = R_B C_s$

$$\underline{X}_{\text{ges}} = \frac{j\omega L \cdot \left(1 + j\alpha \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \right)}{1 + j\alpha \cdot \frac{\omega}{\omega_0} - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2}$$



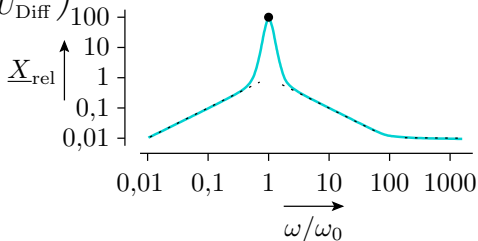
Frequenzgang für $\alpha \ll 1$, $R_B \ll \sqrt{\frac{L}{2 \cdot C_s}}$:

$\omega_{\text{rel}} = \frac{\omega}{\omega_0}$	$\ll 1$	1	$\gg 1$ und $\ll \frac{1}{\alpha}$	$\gg \frac{1}{\alpha}$
$\underline{X}_{\text{rel}} = \frac{\underline{X}_{\text{ges}}}{\omega_0 L}$	$j \cdot \omega_{\text{rel}}$	$\frac{1+j\alpha}{\alpha}$	$\frac{-j}{\omega_{\text{rel}}}$	α

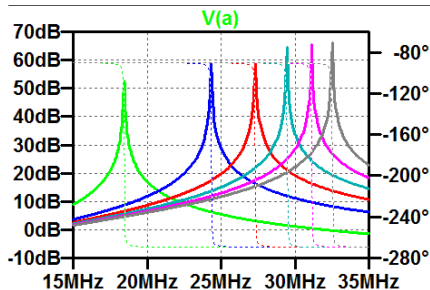
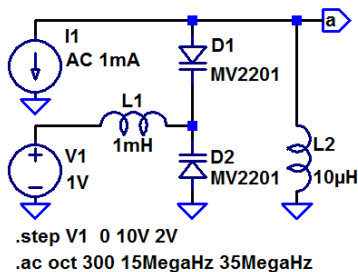
Resonanzfrequenz $\omega_0 = f(U_D)$:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2}{LC_s}} \text{ mit } C_s = C_{S0} \cdot \frac{1}{\left(1 - \frac{U_D}{U_{\text{Diff}}}\right)^{m_S}}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2}{L \cdot C_{S0}}} \cdot \left(1 - \frac{U_D}{U_{\text{Diff}}}\right)^{\frac{m_S}{2}}$$



Beispielsimulation



Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Steuerspannung:

V1 in V	0	2	4	6	8	10
f_0 in MHz	18,43	24,31	27,35	29,46	31,14	32,53



Literatur

- [1] U. Tietze, Ch Schenk, and Lutz Dümbsgen.
Halbleiterschaltungstechnik.
Springer, 2002.