

Elektronik II Foliensatz 4: Halbleiter, Dioden

G. Kemnitz

8. Juli 2024

Inhaltsverzeichnis

1 Halbleiter	1	2.1 Spice-Modell	16
1.1 Stromfluss in Halbleitern	1	2.2 Durchlassbereich	17
1.2 Undotiert (intrinsisch)	3	2.3 Sperr- und Durchbruchbereich	20
1.3 Dotiert (extrinsisch)	5	2.4 Sperrschicht- und Diffusionskapazität	21
1.4 Stromloser pn-Übergang	8	2.5 Kleinsignalmodell	23
1.5 pn-Übergang, Sperrbereich	11	3 Spezielle Dioden	24
1.6 pn-Übergang Durchlassbereich	13	3.1 Schottky-Diode	24
2 Dioden	16	3.2 Z-Dioden	28
		3.3 PIN-Diode	30
		3.4 Kapazitätsdiode	31

1 Halbleiter

1.1 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 Verhaltens- und Simulationsmodelle für

- Dioden
- Bipolartransistoren,
- MOS-Transistoren und
- weitere Halbleiterbauteile.

Die betrachteten physikalischen Größen

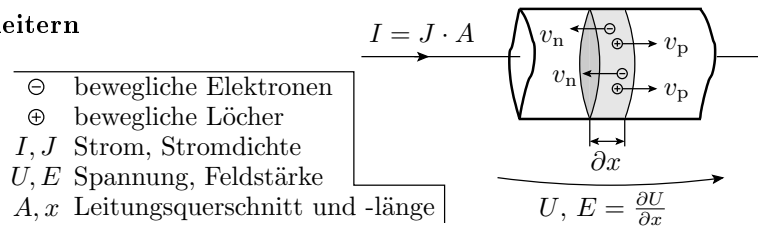
	Symbol	Maßeinheit
Energie ⁽¹⁾ , Fermienergie ⁽²⁾ , chemisches Potential	W, W_F, ζ	J (Joule) eV= $1,6 \cdot 10^{-19}$ J
mittlere thermische Energie	$k_B \cdot T$	(eV - Elektronenvolt)
Temperatur	T	K (Kelvin)
Boltzmannkonstante	k_B	$1,38 \cdot 10^{-23} \frac{J}{K} = 8,62 \cdot 10^{-5} \frac{eV}{K}$
Potential ⁽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 ≈ 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	$v_{p,\text{diff}} = D_p \cdot \frac{\partial p}{p \cdot \partial x}, v_{n,\text{diff}} = D_n \cdot \frac{\partial n}{n \cdot \partial x}$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
Diffusionskoeffizient ⁽³⁾	$D_{p/n} = U_T \cdot \mu_{p/n}$	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
Strom ⁽⁴⁾	$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{\partial Q}{\partial x} \cdot v$	A
Leitungsquerschnitt	A	m^2
Stromdichte	$J = \frac{I}{A} = q \cdot (p \cdot v_p - n \cdot v_n)$	A/m^2
Raumladungsdichte	$\rho, \left(\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon}\right)^{(5)}$	$\frac{\text{As}}{\text{m}^3}$
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. ⁽⁵⁾Poissongleichung

Ströme in Halbleitern



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

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:

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

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

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon} \tag{2}$$

(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.

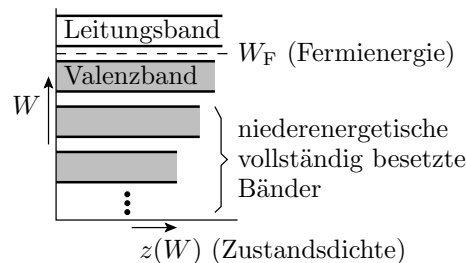
Der Gleichgewichtszustand für die Dichten und Gradienten der beweglichen Ladungen wird durch Dotierung eingestellt. Ungleichgewichte durch zu- und abfließende Ströme bauen sich innerhalb von μs bis ms ab.

Feldstärken E entstehen durch Aufladung und äußere Spannungen.

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

1.2 Undotiert (intrinsisch)

Bewegliche Ladungsträger



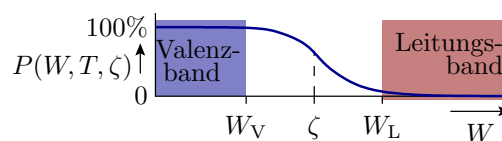
- Elektronen besitzen im Quantenmodell einen Zustand, dem eine Energie zugeordnet ist.
- Teilen sich Elektronen wie in einem Festkörper einen Raum, kann jeder Zustand nur mit einem Elektron besetzt sein.
- Der Zustandsraum ist in Bänder unterteilt und füllt sich bei $T = 0$ von der niedrigsten Energie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

Undotierte 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:

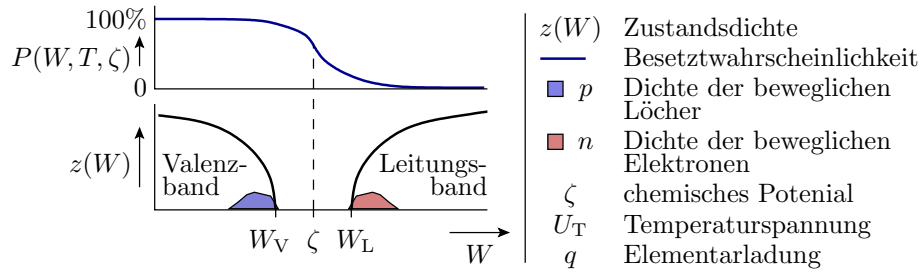
$$P(W, T, \zeta) = \left(e^{\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} + 1 \right)^{-1}$$

(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 $P(\dots)$

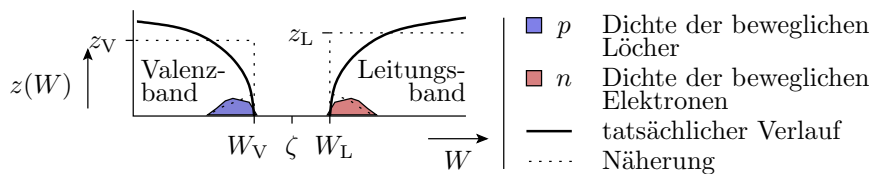
$$n = \int_{W_L}^{\infty} P(W, T, \zeta) \cdot z(W) \cdot dW$$

Boltzmannnäherung

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

$$P(W, T, \zeta) = \left(e^{\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} + 1 \right)^{-1} \approx \begin{cases} 1 - e^{\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} & \frac{W-\zeta}{q \cdot U_T} < -2 \\ e^{-\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} & \frac{W-\zeta}{q \cdot U_T} > 2 \end{cases}$$

Überschlag für konstante Zustandsdichten in den Bändern:



$$\begin{aligned} p &= z_V \cdot \int_0^{W_V} e^{\frac{W-\zeta}{q \cdot U_T}} \cdot dW & n &= z_L \cdot \int_{W_L}^{\infty} e^{\frac{\zeta-W}{q \cdot U_T}} \cdot dW \\ p &= z_V \cdot q \cdot U_T \cdot e^{\frac{W_V-\zeta}{q \cdot U_T}} & n &= z_L \cdot q \cdot U_T \cdot e^{\frac{\zeta-W_L}{q \cdot U_T}} \\ p &= N_V \cdot e^{\frac{W_V-\zeta}{q \cdot U_T}} & n &= N_L \cdot e^{\frac{\zeta-W_L}{q \cdot U_T}} \end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned} \text{Löcherdichte: } p &= N_V \cdot e^{\frac{W_V-\zeta}{q \cdot U_T}} \\ \text{bewegl. Elektr.: } n &= N_L \cdot e^{\frac{\zeta-W_L}{q \cdot U_T}} \end{aligned} \tag{3}$$

- 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

$$n \cdot p = n_i^2 = N_V \cdot N_L \cdot e^{\frac{W_V-W_L}{q \cdot U_T}} \tag{4}$$

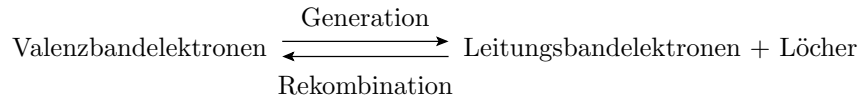
(n_i – intrinsische Ladungsträgerdichte). Mit unserem Überschlag nehmen N_V und N_L proportional mit der Temperatur zu, in Wirklichkeit eher mit Exponent 1,5.

Die intrinsische Ladungsträgerdichte n_i^2 ist 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:

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

Die Nettorekombinationsraten ist die Differenzen zum stationären Zustand geteilt durch die Zeitkonstante:

$$r_p = \frac{dp}{dt} = \frac{p - p_0}{\tau_p}; \quad r_n = \frac{dn}{dt} = \frac{n - n_0}{\tau_n} \tag{5}$$

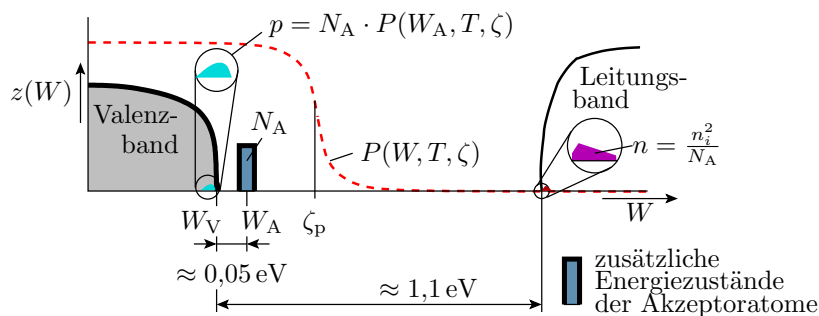
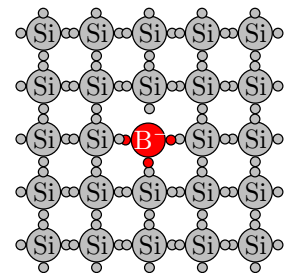
sind im Gleichgewichtszustand null und ansonsten proportional zur Größe der Gleichgewichtsstörung $p - p_0$ bzw. $n - n_0$.

Für $p < p_0$ bzw. $n < n_0$ ist die Nettorekombinationsrate negativ und eigentlich eine Generationsrate.

1.3 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:

$$\zeta_p \approx W_V + q \cdot U_T \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right) \quad N_A \ll N_V \tag{6}$$

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

Die Dichte der Minoritätsladungsträger strebt durch Generation bzw. Rekombination gegen Gl. 4:

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

Richtwerte Si 300K:

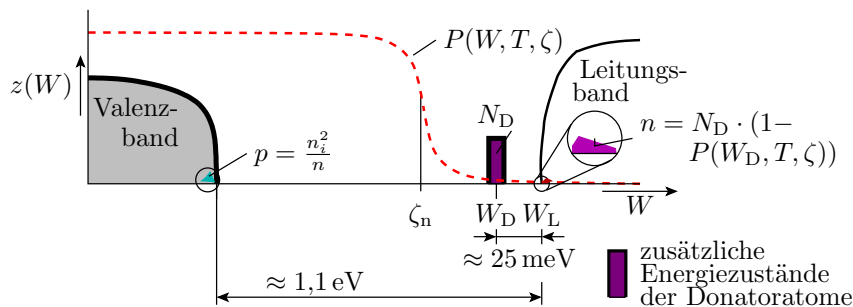
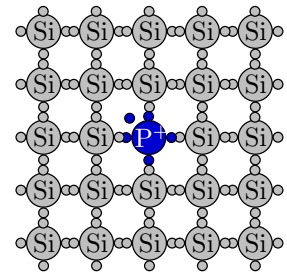
Akzeptordichte in cm^{-3}	10^{14}	10^{16}	10^{18}
Majoritätsladungsträgerdichte (p) in cm^{-3}	10^{14}	10^{16}	$5 \cdot 10^{17}$
Minoritätsladungsträgerdichte (n) in cm^{-3}	$4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^2$	8

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 Elektronenanzahl im Leitungsband gleich der Anzahl der freien Donator- und Valenzbandzustände ist:

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

Chemisches Potential für die Boltzmannnäherung:

$$\zeta_n \approx W_L - q \cdot U_T \cdot \ln\left(\frac{N_L}{N_D}\right) \tag{7}$$

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

Die Dichte der Minoritätsladungsträger strebt durch Generation bzw. Rekombination gegen Gl. 4:

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

Richtwerte Si 300K:

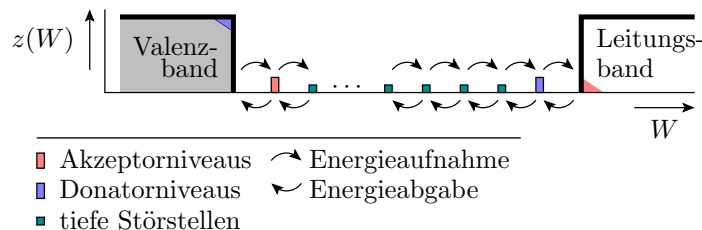
Donatordichte in cm^{-3}	10^{14}	10^{16}	10^{18}
Majoritätsladungsträgerdichte (n) in cm^{-3}	10^{14}	10^{16}	10^{18}
Minoritätsladungsträgerdichte (p) in cm^{-3}	$4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^2$	4

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:

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

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

Im Gleichgewichtszustand:

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

n_i – intrinsische Ladungsträgerdichte, für Si bei 300 K $n_i \approx 2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Abnahme mit etwa 7% pro Kelvin zu.

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

$$p = N_A; \quad n = \frac{n_i^2}{N_A}$$

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

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

$$n = N_D; \quad p = \frac{n_i^2}{N_D}$$

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

Gleichgewichtsstörungen werden mit den Nettorekombinationsraten

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

abgebaut ($\tau_{p/n}$ – Relaxionszeiten, bis zu Millisekunden).

1.4 Stromloser pn-Übergang

Suchen Sie die Gleichungen zusammen

Stromdichte für Halbleiter nach Gl. 1:

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

Die Poisson-Gleichung, Gl. 2:

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

Die Boltzmannnäherung für p und n als Funktion von ζ nach Gl. 3

$$p \approx N_V \cdot \dots\dots\dots$$

$$n \approx N_L \cdot \dots\dots\dots$$

Die Nettorekombinationsraten nach Gl. 5:

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

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 4:

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

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

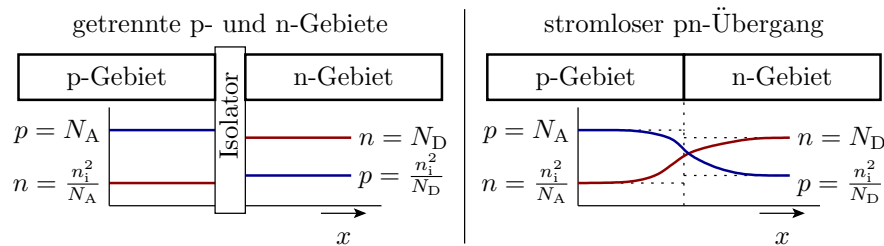
Die Poisson-Gleichung, Gl. 2:

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

Die Nettorekombinationsraten nach Gl. 5:

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

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:

$$J_n = 0 = -q \cdot \mu_n \cdot \left(n \cdot E + U_T \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (8)$$

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. 8 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

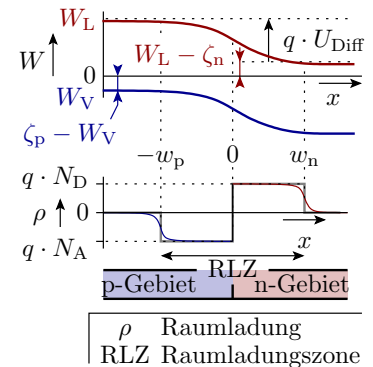
Die Diffusionsspannung

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

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: $\rho \approx q \cdot N_D$.



Gl. 6: $\zeta_p \approx W_V + q \cdot U_T \cdot \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right)$, Gl. 7: $\zeta_n \approx W_L - q \cdot U_T \cdot \ln\left(\frac{N_L}{N_D}\right)$

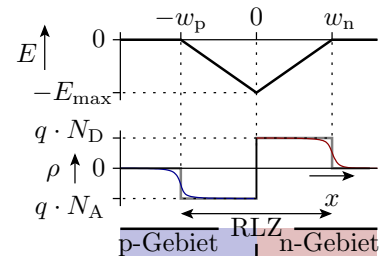
Feldstärke und Sperrschichtbreite

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

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

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

- Abfall p-Gebiet: $\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{-q \cdot N_A}{\epsilon} = \frac{-E_{\text{max}}}{w_p}$
- Anstieg n-Gebiet: $\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon} = \frac{E_{\text{max}}}{w_n}$
- Ladungsneutralität: $N_A \cdot w_p = N_D \cdot w_n$
- Diffusionsspannung: $U_{\text{Diff}} = \frac{1}{2} \cdot E_{\text{max}} \cdot (w_p + w_n)$



Auflösung des Gleichungssystems nach den Breiten der Raumladungszonen:

$$w = w_p + w_n = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot U_{\text{Diff}}}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)} \quad (9)$$

$$w_p = \frac{w \cdot N_D}{N_D + N_A}, \quad w_n = \frac{w \cdot N_A}{N_D + N_A}$$

Maximale Feldstärke:

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

- Bei gleicher Dotierung: $w_p = w_n$.
- Bei ungleicher Dotierung breitet sich die Raumladungszone hauptsächlich im niedriger dotierten Gebiet aus.

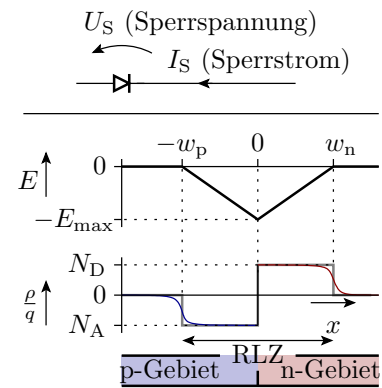
1.5 pn-Übergang, Sperrbereich

Sperrbereich

Eine Sperrspannung $U_S > 0$ vergrößert

$$\int_{-w_p}^{w_n} E \cdot dx$$

von U_{Diff} auf $U_{\text{Diff}} + U_S$. Anstieg und Abfall von E verursacht durch die Raumladungen $\rho = q \cdot N_A$ bzw. $\rho = q \cdot N_D$ bleiben.



In den Gleichungen zur Bestimmung von w , w_p , w_n und E_{max} ist die Diffusionsspannung durch $U_{\text{Diff}} + U_S$ zu ersetzen:

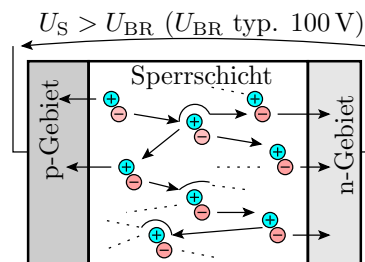
$$E_{\text{max}} = \frac{2 \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{w}$$

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

$$w = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot (U_{\text{Diff}} + U_S)}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)} \quad (11)$$

$$w_p = \frac{w \cdot N_D}{N_D + N_A}, \quad w_n = \frac{w \cdot N_A}{N_D + N_A}$$

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

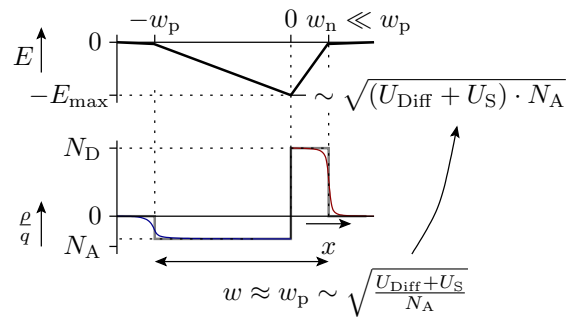
Die maximale Feldstärke E_{max} muss unterhalb des Wertes für den Durchbruch E_{BR} bleiben:

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

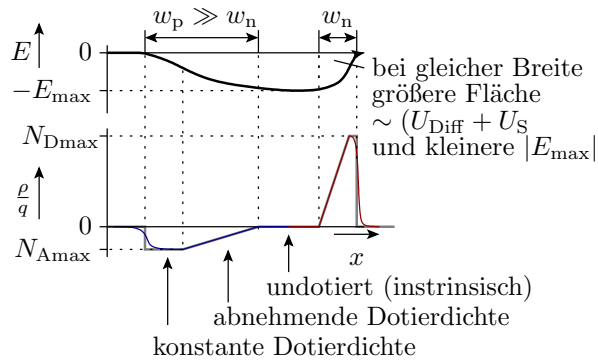
Für gegebene U_S

- große Breite
- niedrige Dotierung.

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



Sanfte Dotierprofile und intrinsischer 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 intrinsischen Zwischenschicht gar nicht zunimmt. Bei gleicher Sperrschichtbreite und Sperrspannung geringeres Feldstärkemaximum.

Sperrstrom

Der Sperrstrom ist ein Generierungsstrom mit der Stromdichte:

$$J_S = \frac{I_S}{A} \approx q \cdot (w_n \cdot r_n + w_p \cdot r_p)$$

mit der Generationsrate¹ im p-Gebiet:

$$-r_p = -\frac{dp_p}{dt} = \frac{N_A - p_p}{\tau_p} \approx \frac{N_A}{\tau_p}$$

und im n-Gebiet:

$$-r_n = -\frac{dn_n}{dt} = \frac{N_D - n_n}{\tau_n} \approx \frac{N_D}{\tau_n}$$

(...p - im p-Gebiet; ...p; im n-Gebiet; τ - Relaxionszeit; Näherungsannahmen: Majoritätsdichte viel kleiner Dotierdichten). Zusammen:

$$J_S = \frac{I_S}{A} \approx q \cdot \left(\frac{w_n \cdot N_D}{\tau_n} + \frac{w_p \cdot N_A}{\tau_p} \right) \tag{12}$$

Spannungsabhängigkeit des Sperrstroms und Sperrschichtkapazität

- Breiten der Raumladungszonen

$$w \sim w_p \sim w_n \sim \sqrt{U_{Diff} + U_S}$$

- Sperrstrom:

$$J_S \sim w \sim \sqrt{U_{Diff} + U_S}$$

wird meist vernachlässigt.

- Sperrschichtkapazität:

$$C = \epsilon \cdot \frac{A}{w} \sim \frac{1}{\sqrt{U_{Diff} + U_S}}$$

wichtig für Analyse im Frequenzbereich; Ausnutzung in Kapazitätsdioden.

¹Die Generierungsrate für $n \cdot p < n_i^2$ ist minus Nettorekombinationsrate.

Zusammenfassung

- Sperrschichtbreite:

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

- Maximale Feldstärke:

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

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

1.6 pn-Übergang Durchlassbereich

Suchen Sie die Gleichungen zusammen

1. Stromdichte für Halbleiter nach Gl. 1:

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

2. Die Boltzmannnäherungen für die Elektronen- und die Löcherdichten Gl. 3:

$$p \approx N_V \cdot \dots\dots\dots$$

$$n \approx N_L \cdot \dots\dots\dots$$

3. Die Gleichgewichtsverschiebung des Produkts $n \cdot p$ 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 Löcher- / Elektronendichte; U_D – Spannung in Durchlassrichtung; q – Elementarladung):

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

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 Gl. 3:

$$p \approx N_V \cdot e^{\frac{W_V - \zeta_p}{q \cdot U_T}} \quad \text{für } e^{\frac{W_V - \zeta_p}{q \cdot U_T}} < e^{-2} \approx 0,1^*$$

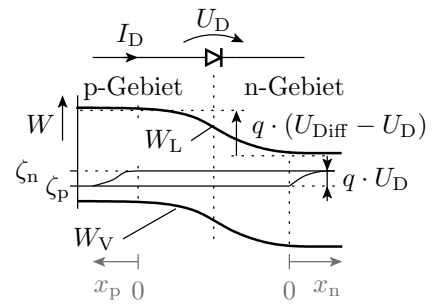
$$n \approx N_L \cdot e^{\frac{\zeta_n - W_L}{q \cdot U_T}} \quad \text{für } e^{\frac{\zeta_n - W_L}{q \cdot U_T}} < e^{-2} \approx 0,1^*$$

(* – Gültigkeitsvoraussetzung).

3. Gleichgewichtsverschiebung des Produkts $n \cdot p$ für $\zeta_n - \zeta_p = q \cdot U_D$

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

Durchlassbereich

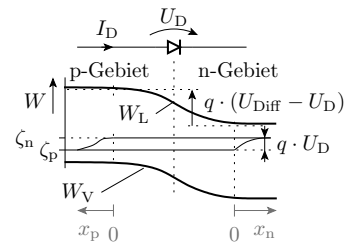


Eine Durchlassspannung $U_D > 0$ verringert nach Gl. 11 das elektrische Feld und die Breite der Raumladungszone. Der Diffusionsstrom wird nicht mehr durch den Driftstrom kompensiert.

Unter der Annahme, keine Rekombination in der Sperrschicht², behalten die chemisches Potentiale der in das andere Gebiet diffundierenden Ladungsträger die Differenz $\zeta_n - \zeta_p = q \cdot U_D$. Vergrößerung von $n \cdot p$ bis zum Ende der Sperrschicht:

$$n \cdot p \approx n_i^2 \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}}$$

Hinter der Raumladungszone



Majoritätsdichte: $p_p(x_p \geq 0) = N_A$
 $n_n(x_n \geq 0) = N_D$

Minoritätsdichteerhöhung am Ende der Raumladungszone:

$$n_p(x_p = 0) = n_{p0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}} \text{ mit } n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}$$

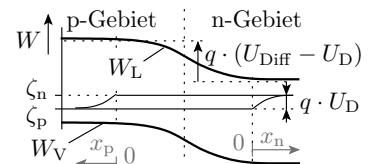
$$p_n(x_n = 0) = p_{n0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}} \text{ mit } p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$$

Weiterdiffusion der Minoritätsladungsträger im Bahngebiet:

- Elektronen im p-Gebiet: $J_n = q \cdot \mu_n \cdot U_T \cdot \frac{\partial n_p(x_p)}{\partial x_p}$
- Löcher im n-Gebiet: $J_p = q \cdot \mu_p \cdot U_T \cdot \frac{\partial p_n(x_n)}{\partial x_n}$

Die Dichtegradienten $\neq 0$ entstehen durch Rekombination.

Minoritätendichten $x_p/n \geq 0$



Diffusionsstromdichten:

$$J = J_n + J_p$$

	Diffusionsstromdichte	Abnahme durch Rekombination
p	$J_n = q \cdot \mu_n \cdot U_T \cdot \frac{\partial n_p(x_p)}{\partial x_p}$	$\frac{\partial J_n}{\partial x_p} = q \cdot r_p = q \cdot \frac{n_p(x_p) - n_{p0}}{\tau_p}$
n	$J_p = q \cdot \mu_p \cdot U_T \cdot \frac{\partial p_n(x_n)}{\partial x_n}$	$\frac{\partial J_p}{\partial x_n} = q \cdot r_n = q \cdot \frac{p_n(x_n) - p_{n0}}{\tau_n}$

1. DGL Min.-Dichte p-Gebiet: $\frac{\partial^2 n_p(x_p)}{\partial x_p^2} = \frac{n_p(x_p) - n_{p0}}{\mu_n \cdot U_T \cdot \tau_p}$

2. DGL Min.-Dichte n-Gebiet: $\frac{\partial^2 p_n(x_n)}{\partial x_n^2} = \frac{p_n(x_n) - p_{n0}}{\mu_p \cdot U_T \cdot \tau_n}$

Lösung der DGLs für die Minoritätendichten:

1. p-Gebiet: $n_p(x_p) = k_p \cdot e^{[-] \frac{x_p}{L_n}} + n_{p0}$ mit $L_n = \sqrt{\mu_n \cdot U_T \cdot \tau_p}$

2. n-Gebiet: $p_n(x_p) = k_n \cdot e^{[-] \frac{x_n}{L_p}} + p_{n0}$ mit $L_p = \sqrt{\mu_p \cdot U_T \cdot \tau_n}$

(L_n - Diffusionslänge Elektronen im p-Gebiet; L_p - ... Löcher im n-Gebiet).

²Aufgrund der großen Dichtegradienten diffundieren die Ladungsträger sehr schnell durch die Sperrschicht.

L_p, L_n – Diffusionslängen, Wege, bis zur Verringerung der Minoritätsüberschüsse auf das 1/e-fache.

Probe mit der Minoritätendichte im p-Gebiet:

$$\frac{\partial^2 \left(k_p \cdot e^{[-] \frac{x_p}{L_p}} + n_{p0} \right)}{\partial x_n^2} = \frac{k_p \cdot e^{[-] \frac{x_p}{L_p}}}{L_p^2} \stackrel{!}{=} \frac{\left(k_p \cdot e^{[-] \frac{x_p}{L_p}} + n_{p0} \right) - n_{p0}}{L_p^2} \sqrt{\quad}$$

... $e^{-\frac{x_n}{L_n}}$ physikalisch richtig, weil $p_n(x_n)$ mit x_n abnimmt.

$n_p(x_p), p_n(x_n)$	Minoritätendichte im p- bzw. n-Bahngbiet
k_p, k_n	noch zu bestimmende Parameter
τ_p, τ_n	Relaxionszeit im p- bzw. n-Gebiet
μ_p, μ_n	Beweglichkeit im p- bzw. n-Gebiet
L_n	Diffusionslänge Elektronen im p-Gebiet
L_p	Diffusionslänge Löcher im n-Gebiet

Bestimmung k_p aus Randbedingung $n_p(x_p = 0) = n_{p0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}}$:

$$\begin{aligned} n_{p0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}} &= k_p \cdot e^{-\frac{x_p=0}{L_n}} + n_{p0} \\ k_p &= n_{p0} \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \\ n_p(x_p) &= n_{p0} \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x_p}{L_n}} + n_{p0} \end{aligned}$$

Bestimmung k_n aus Randbedingung $p_n(x_n = 0) = p_{n0} \cdot e^{\frac{U_D}{U_T}}$:

$$p_n(x_n) = p_{n0} \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \cdot e^{-\frac{x_n}{L_p}} + p_{n0}$$

Durchlassstrom gleich Summe der Diffusionsströme bei $x_{p/n} = 0$:

$$\begin{aligned} J &= J_n + J_p = q \cdot \left(\mu_n \cdot U_T \cdot \left. \frac{\partial n_p(x_p)}{\partial x_p} \right|_{x_p=0} + \mu_p \cdot U_T \cdot \left. \frac{\partial p_n(x_n)}{\partial x_n} \right|_{x_n=0} \right) \\ &= \left(\frac{n_{p0} \cdot q \cdot \mu_n \cdot U_T}{L_n} + \frac{p_{n0} \cdot q \cdot \mu_p \cdot U_T}{L_p} \right) \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \end{aligned}$$

Shockley-Gleichung

Durchlassstromdichte (Shockley-Gleichung):

$$J_D = J_s \cdot \left(e^{\frac{U_D}{U_T}} - 1 \right) \quad (13)$$

mit der Sättigungsstromdichte

$$J_s = \left(\frac{n_{p0} \cdot q \cdot \mu_n \cdot U_T}{L_n} + \frac{p_{n0} \cdot q \cdot \mu_p \cdot U_T}{L_p} \right)$$

Gleichgewichtsminoritätendichten	$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}$	$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$
Diffusionslängen:	$L_n = \sqrt{U_T \cdot \mu_n \cdot \tau_p}$	$L_p = \sqrt{U_T \cdot \mu_p \cdot \tau_n}$

die wegen $U_T = \frac{k_B \cdot T}{q}$ und $n_i^2 \sim T^{2.3} \cdot e^{-\frac{15000 \text{ K}}{T}}$ sehr stark von der Temperatur T abhängt:

$$J_s \sim T^{2.5..3.5} \cdot e^{-\frac{15000 \text{ K}}{T}}$$

(U_D – Spannung in Durchlassrichtung; U_T – Temperaturspannung; n_i – intrinsische Ladungsträgerdichte).

Zusammenfassung Durchlassstromdichte

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

$$J_s = q \cdot U_T \cdot n_i^2 \cdot \left(\frac{1}{N_D} \cdot \sqrt{\frac{\mu_p}{\tau_n}} + \frac{1}{N_A} \cdot \sqrt{\frac{\mu_n}{\tau_p}} \right)$$

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

Die Faktoren U_T und n_i^2 bewirken, dass die Sättigungsstromdichte J_S stark temperaturabhängig ist.

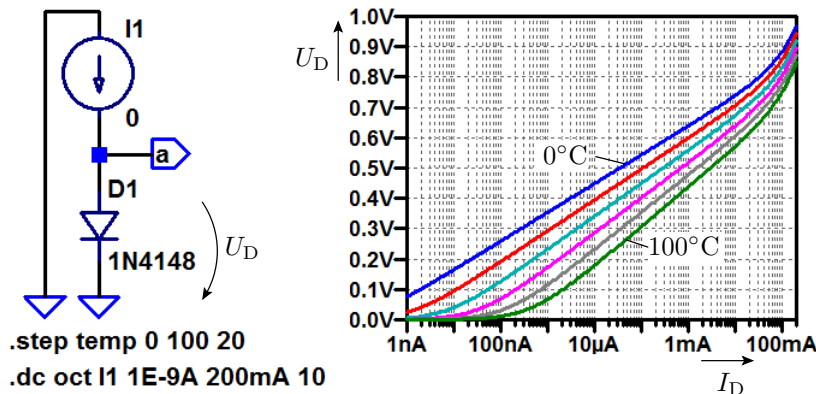
τ_p, τ_n	Relaxionszeit im p- bzw. n-Gebiet
μ_p, μ_n	Beweglichkeit im p- bzw. n-Gebiet
N_A, N_D	Akzeptor- und Donatordichte im p- bzw. n-Gebiet
$U_T = \frac{k_B \cdot T}{q}$	Temperaturspannung
q	Elementarladung
n_i^2	instrinsische Ladungsträgerdichte

2 Dioden

2.1 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+ME	1N4148
I_S	Is	Sättigungsstrom	10^{-14} A	2,52nA
R_S	Rs	Bahnwiderstand	0 Ω	0.568 Ω
	N	Emissionskoeffizient	1	1,75
	Tt	Transitzeit	0 ns	20ns
C_{S0}	Cjo	Kapazität für $U_D = 0$	0 pF	4pF
U_{Diff}	Vj	Diffusionsspannung	1 V	
	M	Kapazitätskoeffizient	1	.4
W_g	Eg	Bandabstand	1,11* eV	

(Std-W+ME Standardwert + Maßeinheit; *- Wert für Silizium)

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	
	BV	Durchbruchspannung	∞ , V	
	Ibv	Strom bei U_{BR}	10^{-10} A	
	Tnom	Bezugstemperatur	27°C	
	Isr	Rekomb.-Stromparam.	0 A	
	Nr	I_{SR} -Emmissionskoeff.	2	
	Ikf	Wechsel Hochstromber.	∞ A	
	Tikf	Ikf-Temperaturkoeff.	0/°C	
	Trs1	lin. Rs Temp.-Koeff.	0/°C	
	Trs2	quad. Rs Temp.-Koeff.	0/°C	

Grenzwerte

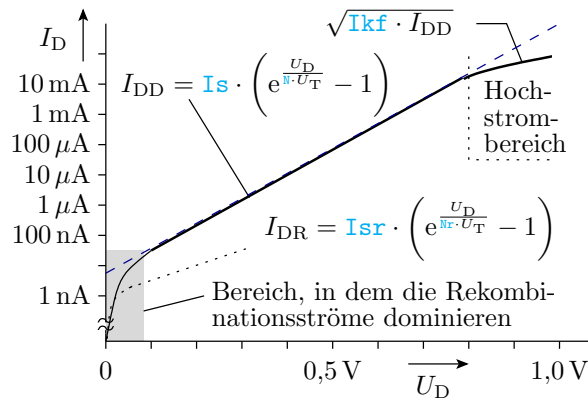
Zulässige Maximalwerte zur Kontrolle, dass die Diode im zulässigen Bereich betrieben wird.

Param.	Spice	Bezeichnung	Einheit	1N4148
	Vpk	Spitzensperrspannung (peak voltage)	V	75 V
	Ipk	Spitzenstrom	A	
	Iave	mittlerer Strom (average current)	A	200 mA
	Irms	Strom RMS	A	
	diss	max. Verlustleistung	W	
	mfg	Hersteller		onSemi
	type	Diodenart		silicon

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

2.2 Durchlassbereich

Strom-Spannungsbeziehung Durchlassbereich



- Normaler Durchlassbereich: Näherungsweise Gültigkeit der Shockley-Gl. 13.
- Niedrigstrombereich: Hier dominieren die winzigen Rekombinationsströme in der Sperrschicht.
- Hochstrombereich: Halbierter logarithmischer Anstieg.

Annäherung durch parametrisierte Gleichungen

- Shockley-Gleichung mit Korrekturfaktor N für den log. Anstieg (normaler Durchlassbereich):

$$I_{DD} = I_S \cdot \left(e^{\frac{U_D}{N \cdot U_T}} - 1 \right) \tag{14}$$

- Der zusätzliche Rekombinationsstrom in der Sperrschicht:

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

- Halbierung des logarithmischen Anstiegs im Hochstrombereich:

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

(I_{DD} – Diffusionsstrom nach Gl. 14; I_{KF} – Strom für den Übergang zum Hochstrombereich).

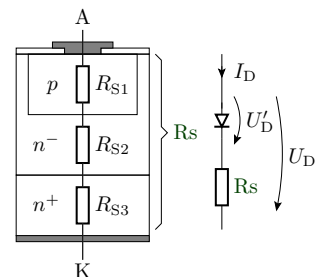
Zusätzliche Berücksichtigung der Bahnwiderstände

Bahnwiderstand R_S :

- typ. $10 \text{ m}\Omega$ (Leistungsdioden) bis 10Ω (Kleinsignaldioden).
- Modellierung durch einen zusätzlichen Spannungsabfall:

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

(U'_D – Spannungsabfall pn-Übergang; n^- – niedrig dotiertes n-Gebiet; n^+ – hoch dotiertes n-Gebiet).



Temperaturverhalten

In der angepassten Shockley-Gl. 13

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

sind die Temperaturspannung (eingeführt auf S. 2)

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

und nach Gl. 13 und 4 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:

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

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

Temperaturverhalten für Überschläge

Relative Stromzunahme mit der Temperatur:

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

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

Spannungsabnahme bei konstantem Strom:

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

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

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

Parameterbeispiele

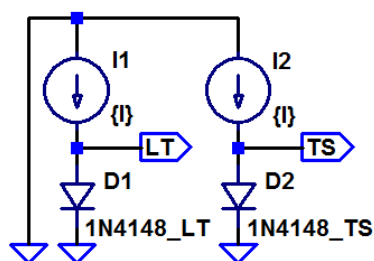
Die nachfolgenden Werte sind aus [1] und nicht von den Modellen aus dem Simulator.

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	I_{sr} -Emissionskoeffizient	2	2
I_{kf}	Wechsel Hochstromber.	0,041 A	94,8 A
R_s	Bahnwiderstand	0,6 Ω	0,034 Ω

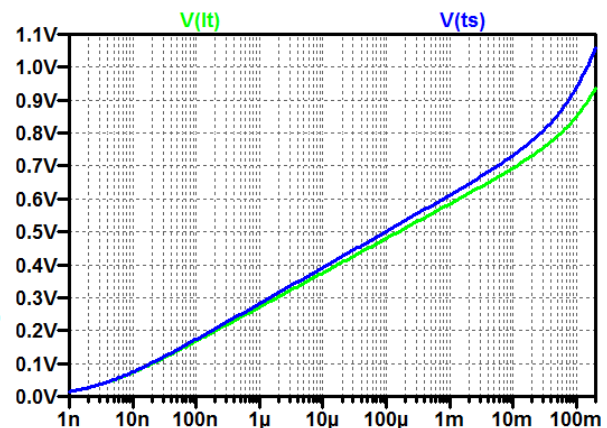
Der Temperaturkoeffizient χ_{ti} von I_S , der Temperaturkoeffizient χ_{ikf} des Hochstromübergangs und die Temperaturkoeffizienten χ_{rs1} und χ_{rs2} des Bahnwiderstands haben die Standardwerte.

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.

2.3 Sperr- und Durchbruchbereich

Sperrstrom

Der Sperrstrom ist ein Generierungsstrom, der proportional zur Sperrschichtbreite zunimmt. Für einen abrupten Übergang Zunahme mit der Wurzel der Sperrspannung $U_S = -U_D$:

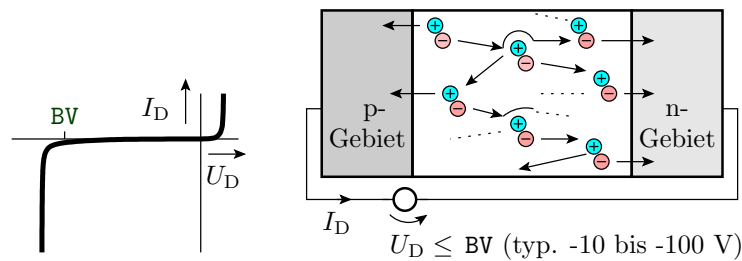
$$I_S \sim \sqrt{v_j + U_S}$$

(vergl. Gl. 12). Empirische Spice-Annäherung:

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

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



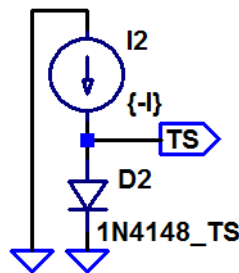
Modellierung als exponentielle Stromzunahme mit zunehmender Sperrspannung $-U_D$ abzüglich der Durchbruchspannung BV:

$$I_{BR} = I_{bv} \cdot e^{\frac{U_S - BV}{U_T}} \tag{17}$$

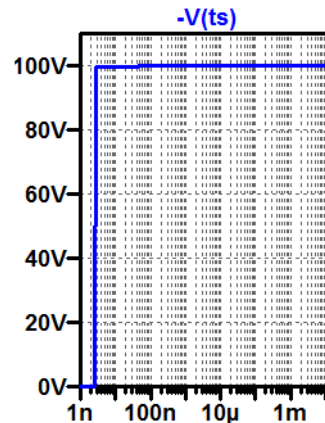
Param.	Bezeichnung	1N4148	1N4001
BV	Durchbruchspannung	100 V	75 V
I _{bv}	Strom bei BV	100 μA	10 μA

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 Ibv=100μ)
.step oct param I 1n 20m 10
.op
```



2.4 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 nach Gl. 11:

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

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

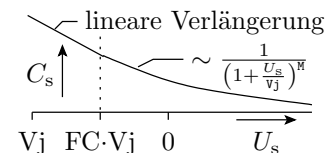
$$C_S = C_{j0} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{U_S}{V_j}\right)^M} \tag{18}$$

Der Kapazitätskoeffizient M hängt vom Dotierverlauf ab. In Gl. 11 für den abrupten Übergang Quadratwurzel ($M=0,5$).

Bei zur Sperrschicht abnehmender Dotierung $M < 0,5$.

Gl. 18 gilt auch im schwach durchlässigen Bereich bis $U_S > -FC \cdot V_j$.

Für größere Durchlassspannungen $U_S = -U_S > -FC \cdot V_j$ lineare Annäherung:



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

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	Kapazitätskoeffizient	0,333	0,44
	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:

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

(I_{DD} – Diffusionsstrom nach Gl. 14; τ_T – Transitzeit). Die Diffusionskapazität beschreibt die Änderung der Diffusionsladung mit der Diodenspannung U_D :

$$C_D = \frac{dQ_D}{dU_D} \approx \frac{T_t \cdot I_D}{N \cdot U_T}$$

Parameter	Bezeichnung	1N4148	1N4001	
T_t	Transitzeit	11,5	5700	ns
N	Emissionskoeffizient	1,84	1,99	

Formen Sie selbst um

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

1. Wie groß ist die Diffusionskapazität in Abhängigkeit von der Durchlassspannung:

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

2. Wie groß ist die Durchlassspannung in Abhängigkeit vom Durchlassstrom I_{DD} :

$$U_D = \dots\dots\dots$$

3. Wie groß ist die Diffusionskapazität in Abhängigkeit vom Durchlassstrom:

$$C_D = \dots\dots\dots$$

Zur Kontrolle

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

1. Diffusionskapazität in Abhängigkeit von der Durchlassspannung:

$$C_D = \frac{dQ_D}{dU_D} = \frac{T_t}{N \cdot U_T} \cdot I_S \cdot \left(e^{\frac{U_D}{N \cdot U_T}} \right)$$

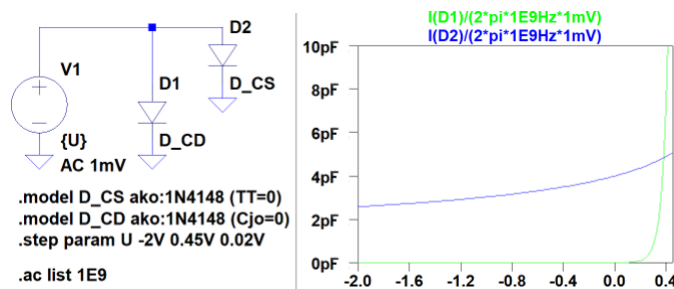
2. Durchlassspannung in Abhängigkeit vom Durchlassstrom I_{DD} :

$$U_D = N \cdot U_T \cdot \ln \left(\frac{I_{DD}}{I_S} \right)$$

3. Diffusionskapazität in Abhängigkeit vom Durchlassstrom:

$$C_D = \frac{T_t}{N \cdot U_T} \cdot I_{DD}$$

Simulierte Kapazitäten der Diode 1N4148



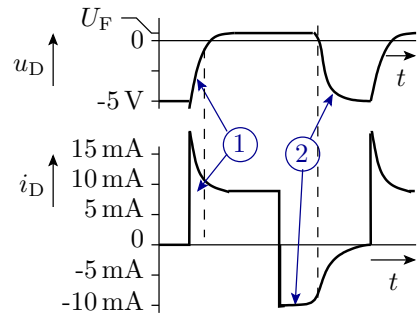
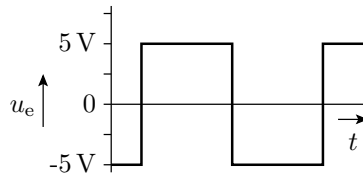
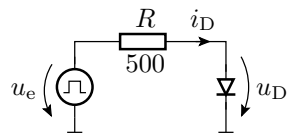
- Kapazität: AC-Strom/(2π·AC-Spannung)
- Nur Sperrschichtkapazität: Simulation mit Transitzeit TT=0
- Nur Diffusionskapazität: Simulation mit Cj0=0.

In späteren Überschlügen:

$$C \approx \begin{cases} C_{j0} & C_{j0} > \frac{T_t}{N \cdot U_T} \cdot I_{DD} \\ \frac{T_t}{N \cdot U_T} \cdot I_{DD} & \text{sonst} \end{cases}$$

Schaltverhalten mit Diffusionskapazität

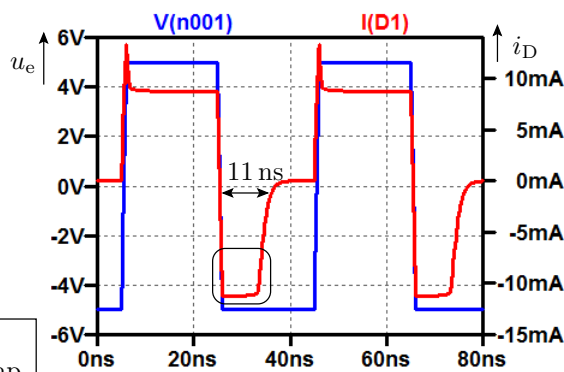
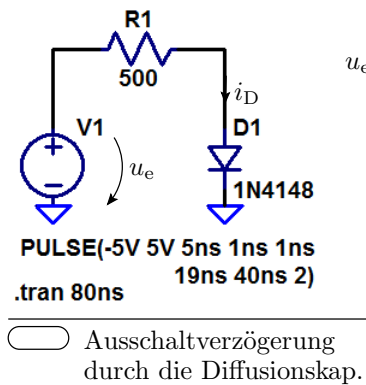
Messschaltung:



② Entladung der Diffusionskapazität ① Entladen der Sperrschichtkapazität

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

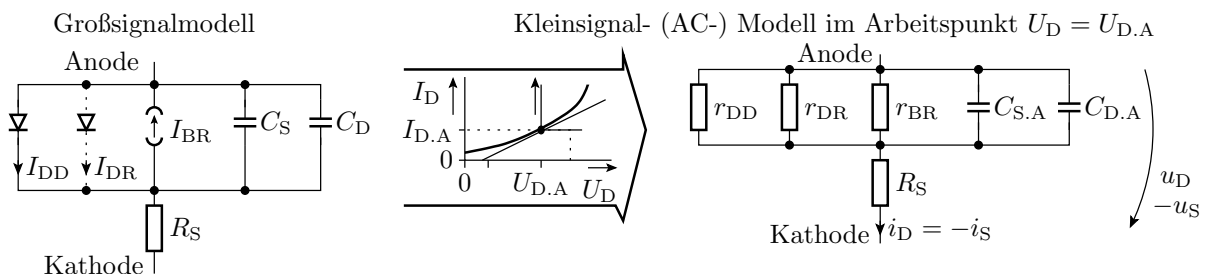
Kontrolle mittels Simulation



- Beim Einschalten Signalverlauf ähnlich wie geschaltetes RC-Glied.
- Beim Ausschalten benötigt die Diode zusätzlich $TT=11\text{ ns}$ zum entladen der Diffusionskapazität (Stromschleife).

2.5 Kleinsignalmodell

Kleinsignalmodell, Ersatzwiderstände



D	$I_{DD} \approx I_S \cdot e^{\frac{U_D}{(2\cdot)^* \cdot U_T}}$	$\frac{1}{r_{DD}} = \frac{dI_{DD}}{dU_D} \Big _{U_{D,A}}$	$r_{DD} = \frac{(2\cdot)^* \cdot U_T}{I_{DD,A}}$
BR	$I_{BR} = I_{bv} \cdot e^{\frac{U_{S-BV}}{U_T}}$	$\frac{1}{r_{BR}} = \frac{dI_{BR}}{dU_S} \Big _{U_{S,A}}$	$r_{BR} = \frac{U_T}{I_{BR,A}}$

D – Durchlassbereich; $(2\cdot)^*$ – Widerstandserhöhung im Hochstrombereich; BR – Durchbruchbereich; I_{DR} , r_{DR} – Rekombinationsstrom und zugehöriger Kleinsignalwiderstand (Berechnung analog zu r_{DD}); $C_{S,A}$, $C_{D,A}$ – Sperrschicht und Diffusionskapazität im Arbeitspunkt.

Formen Sie selbst um

Rekombinationsstrom in der Sperrschicht:

$$I_{DR} = I_{SR} \cdot \left(e^{\frac{U_D}{\beta r \cdot U_T}} - 1 \right)$$

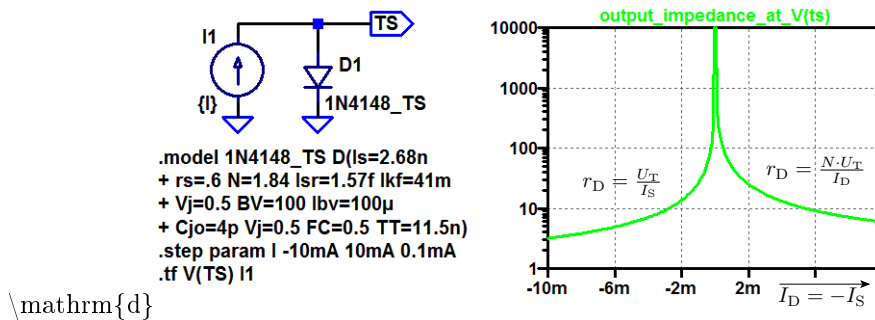
Kleinsignal- (AC-) Leitwertanteil:

$$\frac{1}{r_{DR}} = \left. \frac{dI_{DR}}{dU_D} \right|_{U_{D,A}} = \dots\dots\dots$$

Kleinsignal- (AC-) Ersatzwiderstand:

$$r_{DR} = \dots\dots\dots$$

Ersatzwiderstand der Diode 1N4148



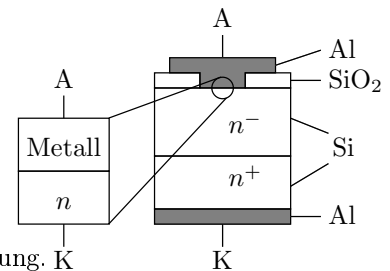
- Im Sperrbereich bei $I_D \approx 0$ ist der Ersatzwiderstand $\approx 17\text{M}\Omega$.
- Die Kapazität in Abhängigkeit von der Spannung über der Diode zeigt Seite 22.

3 Spezielle Dioden

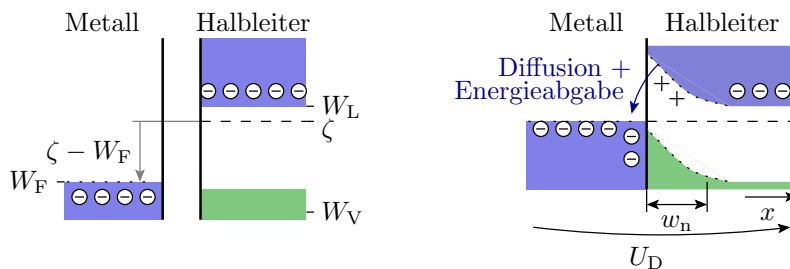
3.1 Schottky-Diode

Schottky-Diode

- Eine Schottky-Diode ist ein Metall-Halbleiter-Übergang, z.B. Aluminium zu einem niedrig dotierten n-Gebiet.
- Dasselbe Grundmodell wie eine pn-Diode mit
- geringerer Flussspannungen,
- ohne Diffusionskapazität und damit kürzerer Ausschaltverzögerung.

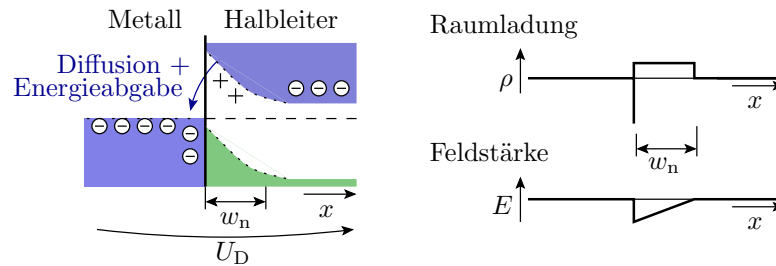


Physik an Metall-Halbleiter-Kontakten

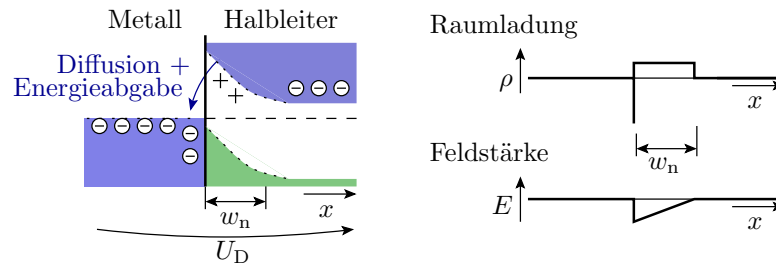


Bei Verbindung eines Metalls mit einer Fermi-Energie W_F mit einem n-dotierten Halbleiter mit einem chemischen Potential $\zeta > W_F$

- verbiegt sich das Leitungsband des Halbleiters nach oben,
- die Leitungsbandelektronen diffundieren in das Metall und geben Energie ab.



- Die Elektronen aus dem Halbleiter sammeln sich an der Metalloberfläche und hinterlassen über eine Breite w_n ortsfeste Donatorionen im Halbleiter.
- Eine positive Spannung U_D drängt Elektronen in die Verarmungszone. Die Potentialbarriere $\zeta - W_F$ wird kleiner. Wie bei pn-Übergang exponentieller Stromanstieg mit der Spannung, wohlgermerkt durch die ankommende Ladungsdichte, nicht durch Diffusion.
- Eine negative Spannung U_D erhöht die Potentialbarriere und die Sperrschichtbreite. Es fließt ein geringer Sperrstrom.



- Bei zu hohen Sperrspannungen Durchbruch.
- Kein Beitrag der Minoritätsladungsträger zum Stromfluss.
- Keine Diffusionsladung.

Im Vergleich zu pn-Übergängen:

- kleinere Flussspannungen.
- wesentlich kürzere Ausschaltzeiten.

Spice verwendet dasselbe Modell, wie für Dioden, nur andere Parameter.

Verhaltensmodell

Gleiches Spice-Grundmodell wie pn-Übergang:

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_{j0}	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
- kurze Ausschaltzeiten, modelliert durch kleine Transitzeiten.

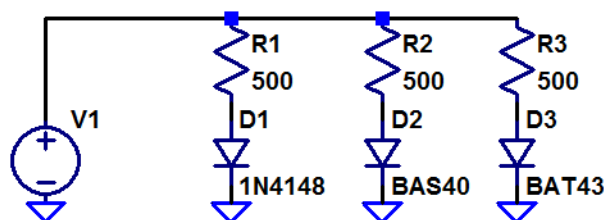
(* Modellierung durch die Rekombinationsstromparameter I_{sr} und N_r .)

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
I _{sr}	Rekomb.-Stromparam.	1,57 fA	254 fA	10^{-21} A
Nr	I_{SR} -Emissionskoeff.	2	2	4,995
I _{kf}	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.siu.edu/...]:

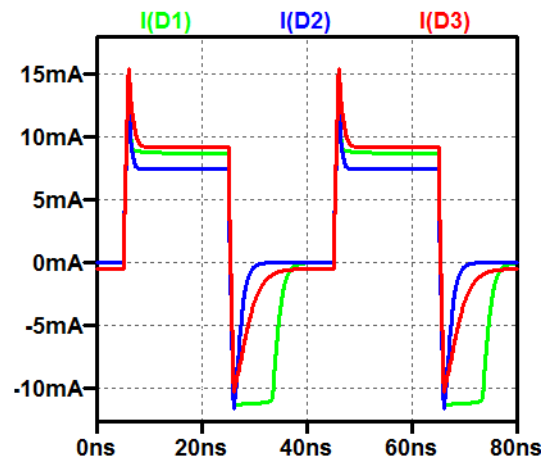
```
.MODEL BAT43 D( IS=480.77E-6 N=4.9950 RS=40.150E-3
+ IKF=20.507 EG=.69 XTI=2 CJO=13.698E-12 M=.50005
+ VJ=.38464 ISR=10.010E-21 FC=0.5 NR=4.9950 TT=0)
```

Simulation des Schaltverhaltens



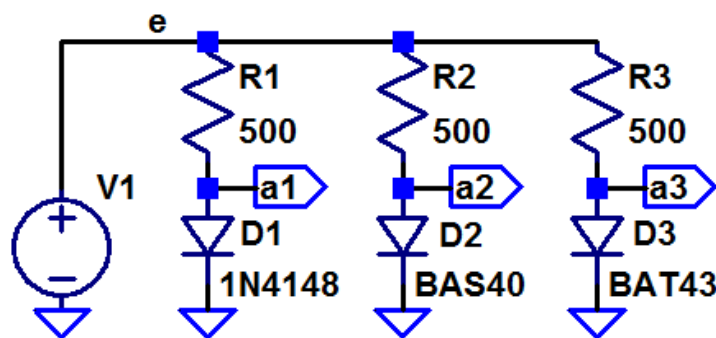
```
PULSE(-5V 5V 5ns 1ns 1ns 19ns 40ns 2)
```

```
.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=10u Isr=254f Nr=2
+ IKF=10m)
.tran 80ns
```

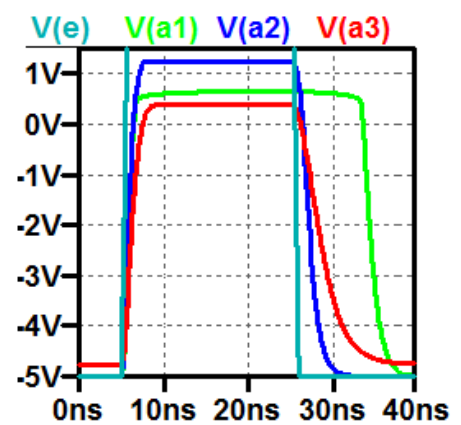


Schottky-Dioden haben nicht die charakteristische lange Ausschaltverzögerung von pn-Übergängen.

Spannungsverlauf über der geschalteten Diode

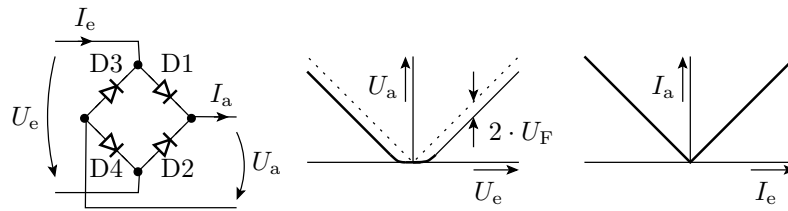


```
PULSE(-5V 5V 5ns 1ns 1ns 19ns 40ns 2)
.tran 80ns
```



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:

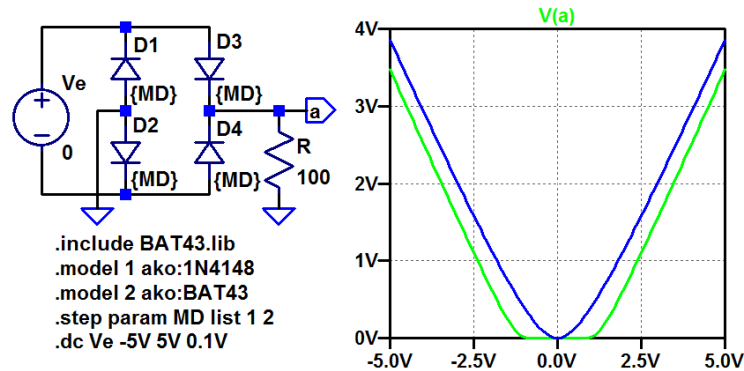
$$U_a \approx \begin{cases} 0 & \text{sonst} \\ |U_e| - 2 \cdot U_F & |U_e| > 2 \cdot U_F \end{cases}$$

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

$$I_a = |I_e|$$

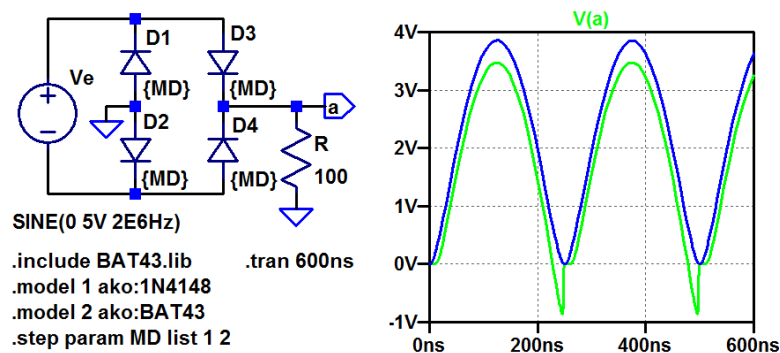
Exakte Betragsbildung, Einsatz als Messgleichrichter.

Simulation der Übertragungsfunktion



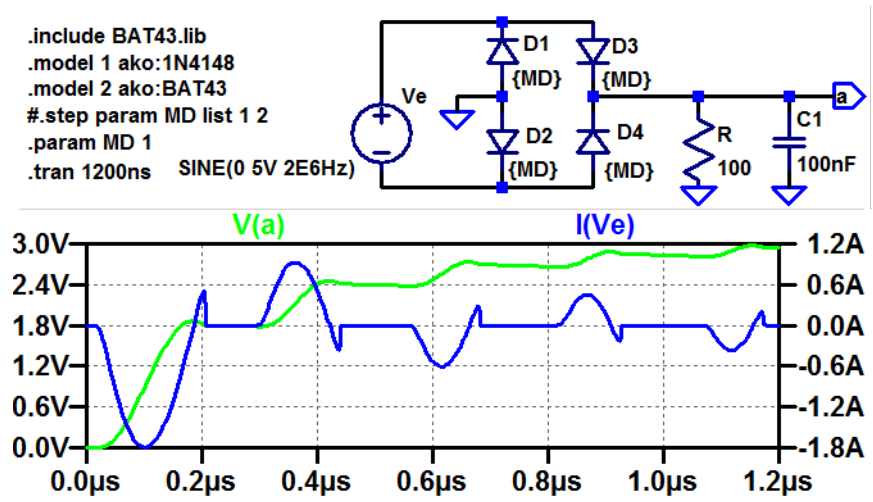
Über den Schottky-Dioden (BAT43) fällt weniger Spannung ab.

Zeitverhalten mit Schottky- und pn-Dioden



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

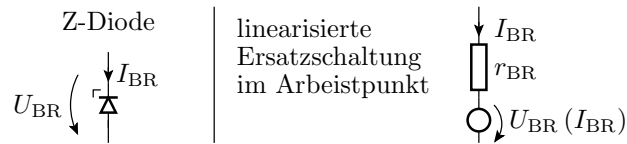
Brückengleichrichter mit Glättungskondensator



3.2 Z-Dioden

Z-Dioden

Dioden mit niedrigen Durchbruchspannungen zum Betrieb im Durchbruchbereich.



Durchbruchstrom und -spannung im Durchbruchbereich:

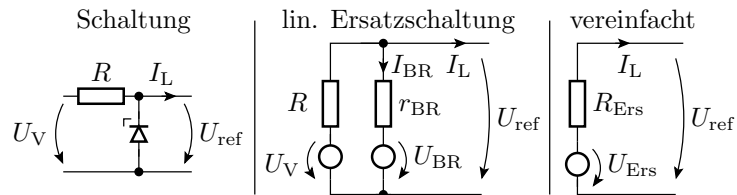
$$I_{BR} = I_{bv} \cdot e^{\frac{U_{BR} - R_s \cdot I_{BR} - BV}{U_T}}$$

$$U_{BR} = BV + R_s \cdot I_{BR} + U_T \cdot \ln\left(\frac{I_{BR}}{I_{bv}}\right)$$

Kleinsignalersatzwiderstand:

$$r_{BR} = \frac{U_T}{I_{BR}} + R_s$$

Spannungsstabilisierung mit einer Z-Diode



$$U_{Ers} = U_{BR} + \frac{r_{BR}}{R + r_{BR}} \cdot (U_V - U_{BR})$$

$$r_{Ers} = R \parallel r_{BR} = R \parallel \left(\frac{U_T}{I_{BR}} + R_s\right)$$

- Hohe Konstanz der Ausgangsspannung verlangt kleinen r_{BR} .
- Kleiner r_{BR} verlangt einen Durchbruchstrom $I_{BR} \gg \frac{U_T}{R_s}$.

Rauschen der stabilisierten Spannung

Effektivwerte der Rauschquellen:

- Wärmerauschen von R_S :

$$u_{\text{reff.Rs}} = \sqrt{2 \cdot k_B \cdot T \cdot R_S \cdot \Delta f}$$

- Stromrauschen der Z-Diode:

$$i_{\text{reff.sd}} = \sqrt{2 \cdot q \cdot I_{BR} \cdot \Delta f}$$

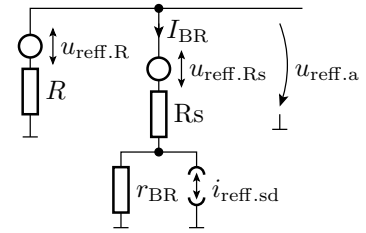
- äquivalentes Spannungsrauschen dazu:

$$u_{\text{reff.sd}} = r_{BR} \cdot i_{\text{reff.sd}} = \frac{U_T}{I_{BR}} \cdot \sqrt{2 \cdot q \cdot I_{BR} \cdot \Delta f} = \frac{k_B \cdot T \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta f}}{\sqrt{q \cdot I_{BR}}}$$

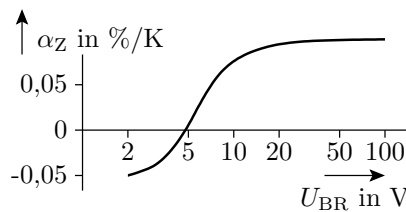
- Äquivalente Rauschspannung am Ausgang für $R \gg r_{BR}$:

$$\begin{aligned} u_{\text{reff.a}} &= \sqrt{u_{\text{reff.Rs}}^2 + (r_{BR} \cdot i_{\text{reff.sd}})^2} \\ &= \sqrt{2 \cdot k_B \cdot T \cdot R_S \cdot \Delta f + \frac{(k_B \cdot T)^2 \cdot 2 \cdot q \cdot \Delta f}{q \cdot I_{BR}}} \end{aligned}$$

Auch gegen Rauschen hilft ausreichender Durchbruchstrom I_{BR} .



Durchbruchspannung abhängig von Temperatur

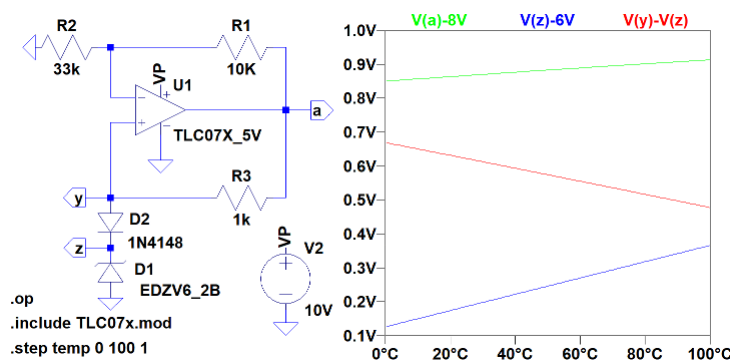


$$U_{BR} = U_{BR}(T_0) \cdot (1 + \alpha_Z \cdot (T - T_0)) \quad (20)$$

U_{BR} – Durchbruchspannung; T_0 – Bezugstemperatur; α_Z – Temperaturkoeffizient, für $U_{BR} < 5\text{ V}$ negativ, sonst positiv. Die Flussspannung von pn-Übergängen hat einen negativen betragsmäßig viel größeren Temperaturkoeffizient:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dU_D}{dT} \right|_{I_D = \text{const.}} &\approx -1,7 \text{ mV/K} \\ \alpha_Z = \frac{dU_D}{U_D \cdot dT} &\approx -0,25\%/\text{K} \end{aligned}$$

Minderung der Temperaturabhängigkeit



Der OV hält den Strom durch D1 und D2 konstant und bildet

$$U_a = (U_{BR,D1} + U_{F,D2}) \cdot \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right)$$

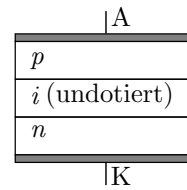
$U_{BR,D1}$ nimmt mit der Temperatur T zu und $U_{F,D2}$ mit T ab.

3.3 PIN-Diode

PIN-Diode (Schichtfolge: p – intrinsisch – 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:

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

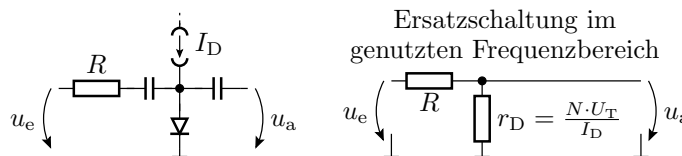


(\bar{I}_D – Gleichstrom durch die Diode). Große Sperrschichtbreite bedeutet, geringe Sperrschichtkapazität.

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)
```

Spannungsteiler für Wechselspannungen

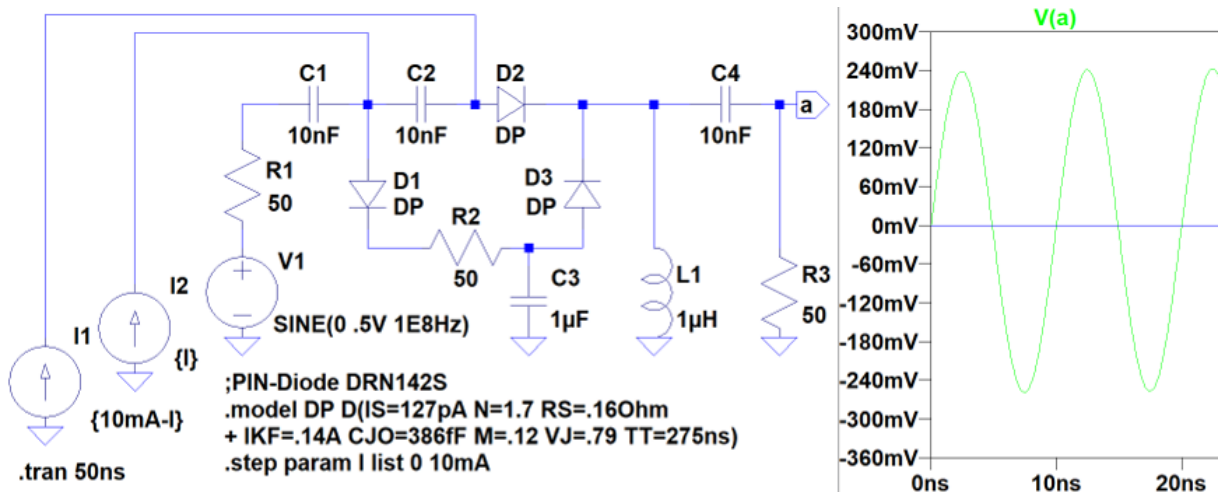


- Für hohe Frequenzen hat die PIN-Diode einen einstellbaren Widerstand. Mit I_D einstellbares Spannungsteilerverhältnis:

$$u_a = \frac{N \cdot U_T}{N \cdot U_T + I_D \cdot R} \cdot u_e$$

- Weniger diodentypische Verzerrung für größer u_e -Amplituden als bei Dioden mit kurzer Transitzeit.

π -Dämpfungsglied mit 3 PIN-Dioden



- Bei $I_2 = 10\text{mA}$ und $I_1 = 0$ haben D1 und D3 $r_D \approx \frac{1,7 \cdot 26\text{mV}}{10\text{mA}} = 4,4\Omega$ und D2 sperrt. Keine Signalweiterleitung.
- Bei $I_2 = 0$ und $I_1 = 10\text{mA}$ umgekehrt. Signal wird weitergeleitet.

³<http://w.rohem.com/web/in/products/-/product/RN142S>

3.4 Kapazitätsdiode

Kapazitätsdiode

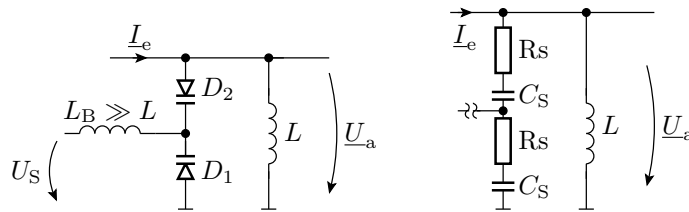
Ausnutzung der Sperrschichtkapazität:

$$C_S = C_{j0} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{U_S}{V_j}\right)^M} \text{ für } U_S \geq 0$$

Kapazitätsdioden haben

- hyperabrupte Dotierung ($M \approx 0,3 \dots 0,5$)
- geringe Bahnwiderstände

Anwendung: Frequenzabstimmung von LC-Bandpässen und -Oszillatoren.



$$\begin{aligned} \frac{U_a}{I_e} = \underline{X} &= 2 \cdot \left(R_s + \frac{1}{j\omega C_s} \right) \parallel j\omega L \\ &= \frac{j\omega L - \omega^2 \cdot R_s \cdot LC_s}{1 + j\omega \cdot R_s \cdot C_s - \omega^2 \frac{LC_s}{2}} \end{aligned}$$

mit $\omega_0 = \sqrt{\frac{2}{LC_s}}$ und $Q = \frac{1}{R_s} \cdot \sqrt{\frac{L}{2 \cdot C_s}}$:

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

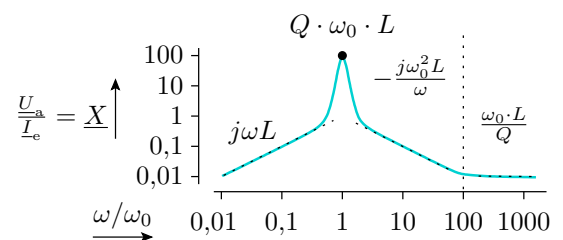
Abschätzung des Frequenzgangs für $Q \gg 1$ d.h. $R_B \ll \sqrt{\frac{L}{2 \cdot C_s}}$:

	$\frac{\omega}{\omega_0} \ll 1$	$\left(\frac{\omega}{\omega_0} = 1\right) \wedge (Q \gg 1)$	$\left(\frac{\omega}{\omega_0} \gg 1\right) \wedge \left(\frac{\omega}{Q \cdot \omega_0} \gg 1\right)$	$\frac{\omega}{\omega_0} \gg Q$
$\frac{U_a}{I_e}$	$j\omega L$	$\omega_0 L \cdot Q$	$-\frac{j\omega_0^2 L}{\omega}$	$\frac{\omega_0 \cdot L}{Q}$

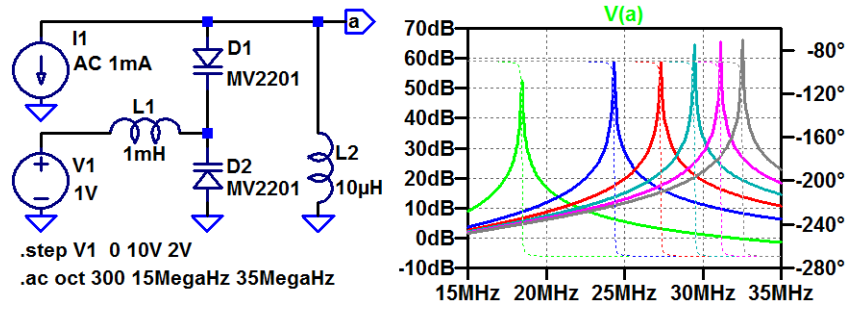
Resonanzfrequenz $\omega_0 = f(U_S)$:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2}{LC_s}} \text{ mit } C_S = C_{j0} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{U_S}{V_j}\right)^M}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2}{L \cdot C_{j0}}} \cdot \left(1 + \frac{U_S}{V_j}\right)^{\frac{M}{2}}$$



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

Literatur

[1] U. Tietze, Ch. Schenk, and L. Dübng. *Halbleiterschaltungstechnik*. Springer, 2002.