Zusammenfassung vom 09.11.2010

Leitungselektronen-Konzentration im n-dotierten Halbleiter

$$n(T) = 2n_D \frac{1}{1+\sqrt{1+4\frac{n_D}{N_{eff}^C} e^{\frac{E_d}{k_B T}}}}$$

Störstellen-Reserve (*T tief*)

$$4\frac{n_D}{N_{eff}^C} e^{\frac{E_d}{k_B T}} >> 1 \quad \rightarrow \quad n(T) = \sqrt{n_D N_{eff}^C}\, e^{-\frac{E_d}{2k_B T}}$$

→ *exponentieller Anstieg von n(T)*

→ *es gibt noch genügend Donatoren, die ihr Elektron noch nicht an das Leitungsband abgegeben haben*

Störstellen-Erschöpfung (*T hoch*)

$$4\frac{n_D}{N_{eff}^C} e^{\frac{E_d}{k_B T}} << 1 \quad \rightarrow \quad n(T) = n_D \cong \text{const}$$

→ *alle Donatoren haben ihr Elektron abgegeben und Anregung aus dem Valenzband spielt noch keine Rolle*

intrinsischer Bereich (*T sehr hoch*)

$$n_D^+ << n_i = p_i \quad \rightarrow \quad n = \sqrt{N_{eff}^C N_{eff}^V}\, e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$$

→ *Anregung aus dem Valenzband dominiert*

Zusammenfassung vom 09.11.2010

p-n-Übergang (*ohne Vorspannung*)

➔ *Idealisierung :* *abrupter Übergang von p- zu n-Dotierung ohne Störung des Kristallgitters*

➔ *es gilt Störstellenerschöpfung bei Raumtemperatur*

thermisches Gleichgewicht

➔ *chemisches Potential gleicht sich an:* **$\mu(x)$ = const.**

➔ *Leitungs- und Valenzband verbiegen sich*

Makropotential

➔ *es entsteht ein Makropotential* **$V(x)$** *im Übergangsbereich*

Raumladungszone

$$\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0}$$

Krümmung des Makropotentials entspricht einer Raumladungszone

Ladungsneutralität weit weg vom Übergang

$$n_D^+ \cong n_n \qquad n_A^- \cong p_p$$

Majoritätsladungsträger

n_n, p_p

Minoritätsladungsträger

n_p, p_n

Zusammenfassung vom 09.11.2010

in der Raumladungszone

- ➔ *Konzentrationsgefälle erzeugt Diffusionsstrom* j^{Diff} *von Elektronen aus dem n- in den p-HL* (n_p) *und von Löchern aus dem p- in den n-HL* (p_n)
- ➔ *Makropotential erzeugt Feldstrom* j^{Feld} *von Elektronen aus dem p- in den n-HL und von Löchern aus dem n- in den p-HL*
- ➔ *im thermischen Gleichgewicht ist an jedem Ort* x *der Gesamtstrom* $j = j^{Diff} + j^{Feld} = 0$

Gleichgewichtsbedingung

$$n_i^2 = n_n\,p_n = n_p\,p_p = N_{eff}^C\,N_{eff}^V\,e^{-\frac{E_g}{k_B T}}$$

$$E_g = E_c^p - E_v^p = E_c^n - E_v^n$$

Majoritätsladungsträger-konzentrationen

$$n_n = N_{eff}^c\,e^{-\frac{E_c^n-\mu}{k_B T}} \qquad p_p = N_{eff}^v\,e^{-\frac{\mu - E_v^p}{k_B T}}$$

$$\Rightarrow \quad \frac{n_n\,p_p}{n_i^2} = \frac{e^{\left(E_v^p - E_c^n\right)/k_B T}}{e^{-\left(E_c^n - E_v^n\right)/k_B T}} = e^{\frac{E_v^p - E_v^n}{k_B T}}$$

Diffusionsspannung

$$\Rightarrow \quad eV_D = \left(E_c^p - E_c^n\right) = \left(E_v^p - E_v^n\right) = kT\ln\frac{n_n p_p}{n_i^2}$$

V_D *= maximaler Wert von* $V(x)$

Zusammenfassung vom 09.11.2010

Diffusionsstrom

$$j^{\text{Diff}} = j_n^{\text{Diff}} + j_p^{\text{Diff}} = e\left(D_n \frac{\partial n(x)}{\partial x} - D_p \frac{\partial p(x)}{\partial x}\right)$$

$D_{n,p}$ ***= Diffusionskonstanten***

mit $E_c(x) = E_c^p - eV(x)$ ➔ $n(x) = N_{eff}^c \, e^{-\frac{E_c(x)-\mu}{k_B T}} = N_{eff}^c \, e^{-\frac{E_c^p - eV(x)-\mu}{k_B T}}$

➔ $$\frac{\partial n(x)}{\partial x} = n(x)\frac{e}{kT}\frac{\partial V(x)}{\partial x}$$

mit $E_v(x) = E_v^n + eV(x)$ ➔ $p(x) = N_{eff}^v \, e^{-\frac{\mu - E_v(x)}{k_B T}} = N_{eff}^v \, e^{-\frac{\mu - E_v^n - eV(x)}{k_B T}}$

➔ $$\frac{\partial p(x)}{\partial x} = p(x)\frac{e}{kT}\frac{\partial V(x)}{\partial x}$$

Feldstrom

$$j^{\text{Feld}} = j_n^{\text{Feld}} + j_p^{\text{Feld}} = e\left[n(x)\mu_n + p(x)\mu_p\right]E(x)$$

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

durch V(x) erzeugtes Feld E_x

$\mu_{n,p}$ ***= Beweglichkeit***

Einstein-Beziehung

$$j^{\text{Diff}} + j^{\text{Feld}} = 0$$

➔ $$D_{n,p} = \frac{kT}{e}\mu_{n,p}$$