

Zusammenfassung 9 - Intrinsische Halbleiter, Ladungstransporteigenschaften

→ Intrinsisch: Nicht dotiert.

→ ~~ist~~ Halbleiter besitzen eine Energielücke zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband von der Größe $E_g \approx 1 \text{ eV}$. In dieser Lücke können sich die Elektronen nicht aufhalten. Da bei intrinsischen Halbleitern keine Dotierung vorhanden ist, können diese nur dann leiten (=Leitungselektronen haben), wenn die Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband durch thermische Anregung angehoben werden.

→ Bei Raumtemperatur ist die thermische Energie relativ gering und kann die benötigte Energie E_g nicht zur Verfügung stellen. Deshalb gibt es bei intrinsischen Halbleiter eine sehr geringe Anzahl der Leitungselektronen, und daher sind intrinsische HL bei Raumtemperatur kaum leitend.

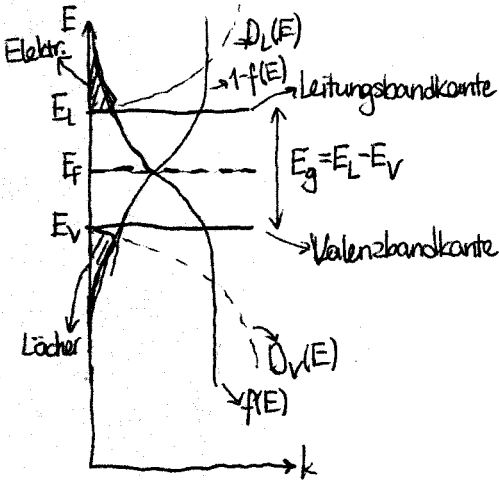
→ Bei $T=0$, können keine Elektronen angeregt werden, Leitungsband ist leer.

→ Da die Elektronen Fermiteilchen sind, besetzen sie die Zustände bei einer Energie E mit der ~~W~~ ^{meistens} Wahrscheinlichkeit, entsprechend der Fermi-Verteilung:

$$f(E, T) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}}$$

(Bei $T=0$ gilt $f(E, T=0)=0$, damit) E_F : Fermienergie (siehe Kapitel 3)
(folgt obige Überlegung)

→ Bandstruktur der HL:



→ Bei $T=0 \text{ K}$ sind alle Elektronen im Valenzband.

→ Wenn $T > 0 \text{ K}$, dann werden manche Elektronen zum Leitungsband angehoben.

→ Die Dichte der Elektronen im Leitungsband ergibt sich durch das Integral über das Produkt von ~~Zustandsdichte~~ Zustandsdichte im Leitungsband ($D_L(E)$) und Besetzungswahrscheinlichkeit ($f(E)$):

$$n = \int_{E_L}^{\infty} D_L(E) f(E, T) dE \quad \left(D_L(E) \text{ wird in Kapitel 3 hergeleitet, siehe Script, S. 114 für die Formel.} \right)$$

→ Zu der Leitfähigkeit tragen aber nicht nur die Elektronen im Leitungsband sondern auch die Defektelektronen (=Löcher) im Valenzband bei. Eigentlich bewegen sich die Elektronen zwischen den unbesetzten Zuständen im Valenzband, aber es ist einfacher positiv geladene ^{weniger} Löcher statt negative viele Elektronen zu betrachten. Die Dichte der Löcher bezeichnet man mit p und rechnet analog mit:

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} D_V(E) [1 - f(E, T)] dE \quad \left(\begin{array}{l} \text{Siehe S. 115 für die Formel von } D_V(E). \\ \text{Hier ist die Besetzungswahrschkeit gleich} \\ \text{dem Wert des Fehlens eines Elektrons.} \\ \Rightarrow \text{Deshalb } 1 - f(E, T) \end{array} \right)$$

→ Die Zustandsdichten D_L und D_V werden anders als im Kapitel 3 mit den effektiven Elektronen- bzw. Lochmassen m_e^* , m_h^* definiert, damit die periodische Gitterstruktur der Halbleiter berücksichtigt wird (eff. Massen sind meistens gegeben).

→ Bei indirekten HL (Minimum des Leitungsbands und Maximum des Valenzbands sind nicht bei gleichem k -Wert, bei direktem HL sind sie dann beim gleichen k -Wert) ist die effektive Masse richtungsabhängig, die parallele Masse $m_{||}^*$ ist größer als die senkrechte m_{\perp}^* . Die effektive Masse m_e^* bzw. m_h^* berechnet man in diesem Fall mit:

$$m_e^* = (m_{||}^* m_{\perp}^*)^{1/3}, \quad m_h^* = (m_{||}^{*3} + m_{\perp}^{*3})^{1/3}$$

in der Mitte

→ Bei HL nimmt man vereinfachend an, dass E_F genau zwischen E_V und E_L liegt. Damit gilt $e^{(E-E_F)/k_B T} \gg 1$ und man kann mit der sog. Boltzmann-Näherung die Fermi-Verteilung wie folgt schreiben:

$$f(E, T) \approx \frac{1}{e^{(E-E_F)/k_B T}} = e^{-\frac{E-E_F}{k_B T}}$$

→ Mit dieser Näherung kann man die Trägerdichten p und n berechnen:

$$n = N_L^* e^{-\frac{E_L - E_F}{k_B T}}, \quad p = N_V^* e^{-\frac{E_F - E_V}{k_B T}} \quad \text{mit} \quad N_L^* = 2 M_L \left(\frac{m_e^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}, \quad N_V^* = 2 \left(\frac{m_h^* k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}$$

• N_L^* und N_V^* sind die effektiven Zustandsdichten im Leitungs- und Valenzband. M_L ist die Anzahl der äquivalenten Leitungsbandminima (wenn nicht anders gegeben, dann $M_L=1$).

• Vorsicht: N_L^* und N_V^* sind temperaturabhängig!

→ N_L^* und N_V^* sind hier Näherungen für $D_L(E)$ und $D_V(E)$. Da die Elektronen im Leitungsband hauptsächlich an der Energie E_L oder ganz nah dran befinden und die Löcher im Valenzband an E_V ersetzt man die verteilten Zustandsdichten D_L, D_V mit den an Bandkanten konzentrierten N_L^*, N_V^* . Man nimmt also an, dass alle Elektronen im Leitungsband die Energie E_L und alle Löcher im Valenzband die Energie E_V haben. Diese Näherung ist gültig für nicht entartete HL.

→ Entartete HL: $E_F > E_L$ bzw. $E_V > E_F$ (passiert bei sehr hoher Dotierung)

→ Bei intrinsischen HL gilt $n = n_i$, $p = p_i$ und da die Ladungsneutralität gelten soll, $n = p = n_i = p_i$. Die intrinsischen Dichten n_i und p_i kann man über vorherige Formel oder wenn nur E_g aber nicht E_V, E_L bekannt sind über:

$$n_i = p_i = \sqrt{N_L^* N_V^*} \cdot e^{-\frac{E_g}{2k_B T}}$$

berechnen.

→ Aufgrund der Ladungsneutralität ergibt sich für das Fermienergie im thermodyn. Gleichgewicht:

$$E_F = \frac{E_V + E_L}{2} + \frac{k_B T}{2} \ln \frac{N_V^*}{N_L^*}$$

• Ladungstransport bei HL: Eine bipolare Leitfähigkeit ist vorhanden, d.h. Elektronen und Löcher tragen der Leitfähigkeit bei. Die Gesamtstromdichte \vec{j} in einem HL ist definiert als:

$$\vec{j} = -n \cdot e \cdot \vec{v}_n + p \cdot e \cdot \vec{v}_p \quad \text{mit } \vec{v}_{i,p} \text{ Driftgeschwindigkeit der Elektronen oder Löcher}$$

→ Ladungsträgerbeweglichkeit: Die immer positive, materialspezifische Größe Beweglichkeit μ ist definiert durch:

$$\vec{v} = \pm \mu \cdot \vec{E} \quad (+ \text{ für Löcher, } - \text{ für Elektronen})$$

→ Es gilt außerdem (siehe Skript S. 125 für die Herleitung): $\mu = \frac{e \tau}{m^*}$, τ : mittlere Zeit zwischen zwei Streuprozessen (Streurate)

• Im HL gibt es 2 Arten der Streuprozesse: Streuung an Störstellen und Streuung durch Gitterschwingungen (= Phononen)

- Störstellen verursachen Streuungen, wenn sie elektrisch geladen sind, wegen des elektr. Streupotentials. Streuung an Störstellen beeinflusst schnelle Teilchen nur wenig. Da die Geschwindigkeit der Ladungsträger proportional zur Temperatur ist, werden die Ladungsträger mit steigender Temp. weniger gestreut.

⇒ τ_i : Streuzeit an ionisierten Störstellen, nimmt mit zunehmender Temp. zu (wenigere Streuung).

$$\Rightarrow \tau_i \sim \frac{T^{3/2}}{N_i} \quad \text{mit } N_i: \text{ Teilchendichte der Störstellen.}$$

- Streuung an Phononen steigt dagegen mit zunehmender Temperatur, da je heißer es ist, umso mehr Phononen werden erzeugt. Es gilt für τ_{ph} : Streuzeit an Phononen:

$$\Rightarrow \tau_{ph} \sim \frac{1}{T^{3/2}}$$

- Gesamtstreurate τ_{ges} berechnet man über: $\frac{1}{\tau_{ges}} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_{ph}}$

⇒ μ -T-Diagramm hat bei mittleren Temp. ein Maximum, da für kleine T die Störstellenstreuung und für große T die Phononenstreuung dominiert. (siehe Bild 6.10 im Skript auf S. 126)

→ Anmerkung zum Übungsblatt 9: Wegen $\vec{v} = \pm \mu \cdot \vec{E}$, $\vec{j} = -n \cdot e \cdot \vec{v}_n + p \cdot e \cdot \vec{v}_p$ und $\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$ (lokales Ohmsches Gesetz, siehe EUM) gilt für die Leitfähigkeit σ in einem HL:

$$\sigma = n \cdot e \cdot \mu_n + p \cdot e \cdot \mu_p$$