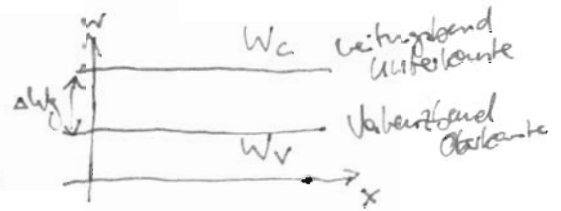
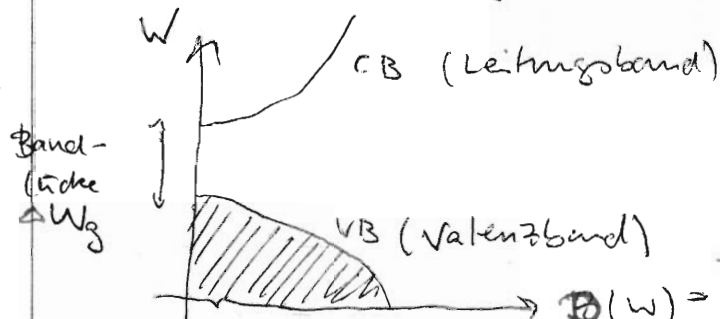


GEMB REP (2) HALBLEITER

EIGENHALBLEITER - undotierte / intrinsische HL

Energiebanddarstellung

$T=0K$



$\Delta W_g \approx \text{wenige eV}$

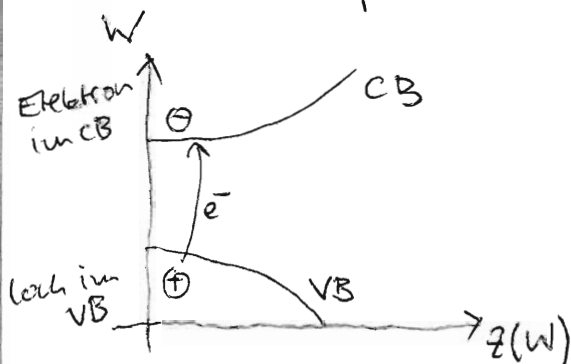
Zustandsdichte

$\Phi(W) = \text{Anzahl Zustände pro Energieintervall}$

$T=0K$: Alle Zustände im VB sind mit Elektronen besetzt, kein Elektron im CB
 → keine el. Leitung möglich

$T>0K$

Thermische Generation von Elektronen-Loch-Paaren



im intrinsischen HL:

$$n = p = n_i$$

↳ Eigenleitungsschichte

Elektronen im CB und Löcher im VB können ihre Zustände ändern, d.h. sie sind beweglich

→ el. Leitung

$$\text{el. Leitfähigkeit } \sigma = e \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p)$$

Vergleich Metall:

$$\sigma_{\text{Met}} = e \cdot n \cdot \mu_n$$

Wie viele Elektronen / Löcher tragen zur
el. Leitfähigkeit bei?



$$n = \int_{CB} n(w) \cdot f_n(w) dw$$

$\uparrow$
 Zustandsdichte im CB

$$p = \int_{VB} p(w) \cdot f_p(w) dw$$

$\uparrow$
 Zustandsdichte im Valenzband

Verteilungsfunktion
 für e^- /Löcher
 $\Rightarrow$ Fermi-Dirac-Verteilung

$\downarrow$
 u. U. vereinfachen
 $\rightarrow$ Boltzmann-Vert.

- EXKURS Fermi-Dirac-Verteilung

... gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit
 ein e^- / Loch eine Energie W zur gegebenen
 Temperatur T hat $\rightarrow f(W, T)$

Elektronen: $f_{FD, n}(W) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W - W_{FS}}{k_B T}\right)}$

Löcher: $f_{FD, p}(W) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W_{FP} - W}{k_B T}\right)} = 1 - f_{FD, n}(W)$

W_{Fi} = Fermienergie (i = intrinsischer HCl)
 = Energie, bei der $f_{FD,n}(W) = f_{FD,p}(W) = \frac{1}{2}$

Bei $W - W_{Fi} \gg 3 k_B T$

$$f_{FD,n}(W) \approx f_{B,n}(W) = \frac{1}{\exp\left(\frac{W - W_{Fi}}{k_B T}\right)} = \exp\left(-\frac{W - W_{Fi}}{k_B T}\right)$$

$W_{Fi} - W \gg 3 k_B T$

$$f_{FD,p}(W) \approx f_{B,p}(W) = \frac{1}{\exp\left(\frac{W_{Fi} - W}{k_B T}\right)} = \exp\left(-\frac{W_{Fi} - W}{k_B T}\right)$$

$$U = \int_{CB} Z_c(W) \cdot f_n(W) dW \quad *$$

$$P = \int_{VB} Z_v(W) \cdot f_p(W) dW \quad **$$

Zustandsdichten: $D_c(W) = \frac{4\pi \cdot (2m_n^*)^{3/2}}{h^3} (W - W_c)^{1/2}$

$$D_v(W) = \frac{4\pi (2m_p^*)^{3/2}}{h^3} (W_v - W)^{1/2}$$

$f_n(W), f_p(W)$ so.

$$\Rightarrow f_{B,n}(W), f_{B,p}(W)$$

Lösen von * und **

$$- n = N_c \cdot \exp\left(-\frac{W_c - W_{Fi}}{k_B T}\right) \quad \text{mit } N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k_B T}{h^2}\right)^{3/2}$$

$$- p = N_v \cdot \exp\left(-\frac{W_{Fi} - W_v}{k_B T}\right) \quad \text{mit } N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_B T}{h^2}\right)^{3/2}$$

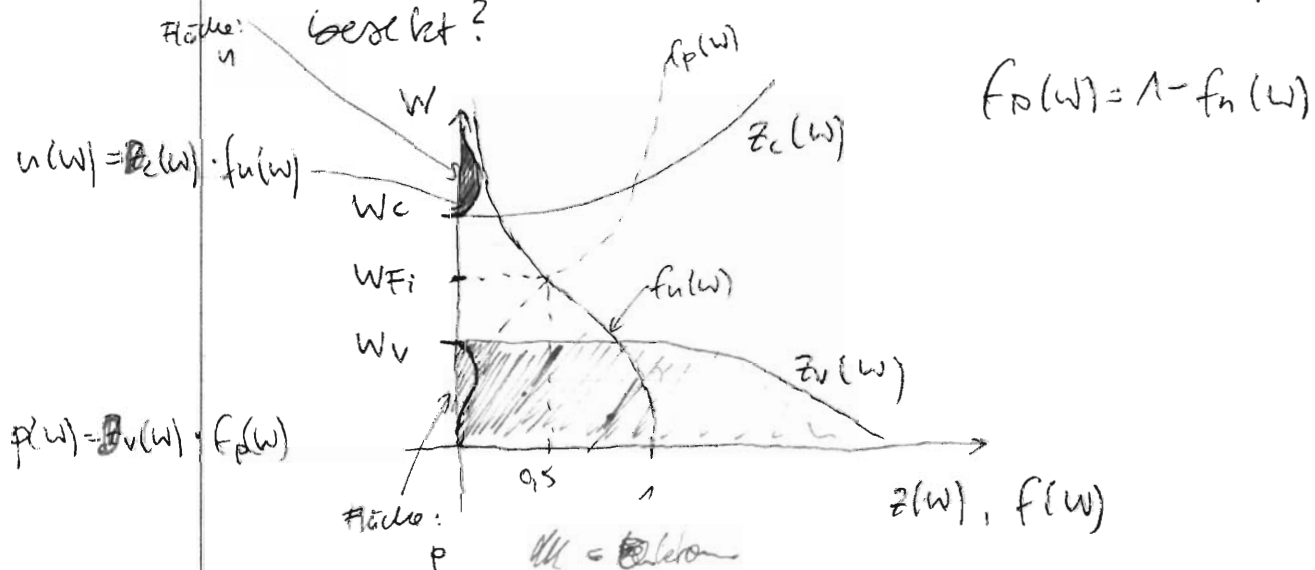
vgl. Kap 5, A1
Skript S. 121/122

N_c / N_v = eff. Zustandsdichte im Leitungs-/Valenzband

$N_c, N_v \sim T^{3/2}$ Temperaturabhängigkeit

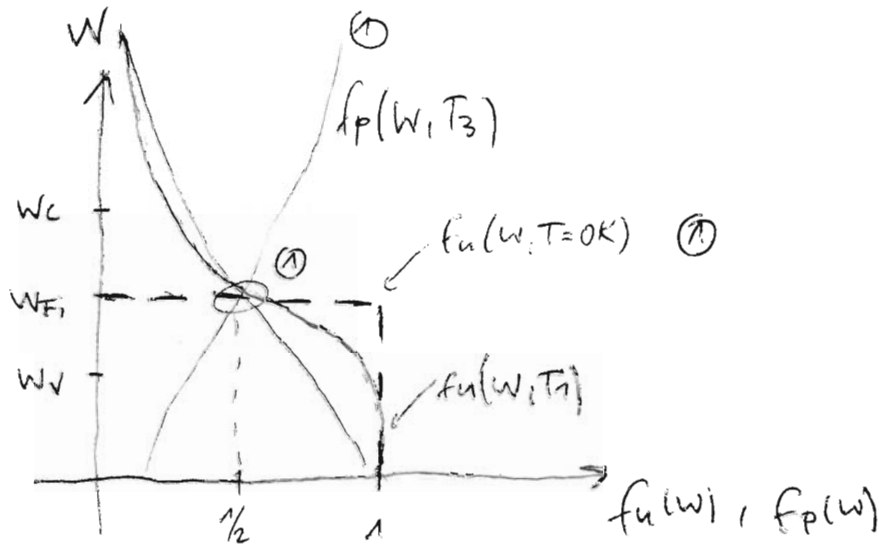
EFFECTIVE BESÜTZUNG DER ZUSTÄNDE IM EIGENTL.

Welche energetischen Zustände sind von e^- / Löchern besetzt?



AUFGABE

Gegeben ist die FD-Verteilung $f_n(w)$ für e^- bei einer Temp T_1 (vgl. Abb.) Zeichnen Sie ferner Abb. $f_n(w)$ bei der Temp. $T_2 = 0K$ sowie die Vert.-Fkt. für Löcher $f_p(w)$ bei einer Temp $T_3 > T_1$ an.



FERMIENERGIE IM EIGENHALBLEITER

Aus $n=p$ (Elektronenkonzentration im Eigenhl.)

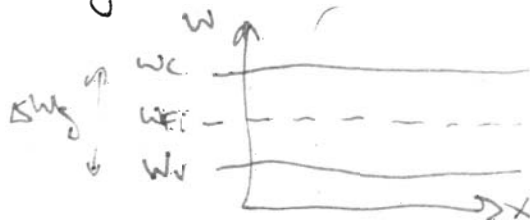
$$\Leftrightarrow N_c \cdot \exp\left(-\frac{W_c - W_{Fi}}{k_B T}\right) = N_v \cdot \exp\left(-\frac{W_{Fi} - W_v}{k_B T}\right)$$

... kann die Fermienergie berechnet werden:

$$W_{Fi}(T) = W_v + \underbrace{\frac{1}{2} W_g}_{\text{Bandbreite}} + \underbrace{\frac{3}{4} k_B T \cdot \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right)}_{\text{Bandmitte}}$$

kleiner temperaturabhängiger Beitrag bei $m_p^* \neq m_n^*$, wird i.d.R. vernachlässigt.

$$W_g = W_c - W_v$$



Kap 5, A1e)

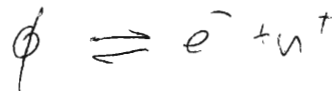
EIGENLEITUNGSDICHTE n_i

Elektronen im CB und Löcher im VB haben eine endliche Lebensdauer: Sie rekombinieren innerhalb einer mittleren Zeit τ_{rec}

τ_{rec} = Rekombinationszeit,
Ladungsträgerlebensdauer

Ständige Generation + Rekombination von e^- /Loch-Paaren:
thermodynamisches Gleichgewicht

Gleichgewichtsreaktion:



gilt immer!

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

im Eigenhalbleiter: $n = p = n_i$

n_i = charakteristische Ladungs-
konzentration des reinen (intrins.)
HL in Abh. von T.

$$\Rightarrow n_i = \underbrace{\sqrt{N_C \cdot N_V}}_{\sim T^{3/2}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_g}{2k_B T}\right) = f(T)$$

$$\text{insg.} \sim T^{3/2} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_g}{2k_B T}\right)$$

n_i abh. von T und ΔW_g .

Beispielrechnung: $n_i(T_1)$ gegeben, $n_i(T_2)$ gesucht
T₁ gegeben

Temperaturabhängigkeit! bekannt? → Größe kann bei beliebiger Temperatur berechnet werden.

Silizium $\Delta W_g = 1,1 \text{ eV}$ $n_i(T_1 = 500 \text{ K}) = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

$n_i(T_2 = 300 \text{ K}) = ?$

Bildung des Bruchstrichs:

$$\frac{n_i(T_2)}{n_i(T_1)} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta W_g}{2k_B} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right)\right) \Rightarrow n_i(300 \text{ K}) = 9,33 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

DOTIERTE HALBLEITER

Dotierung: Einbau von Fremdatomen (= Störstellen, Dotierstoffe)
ins Kristallgitter

Beeinflussung der Ladungsträgerkonzentration
+ der Leitfähigkeit.

Donator: z.B. 5-wertiges Element (P, As, Sb)
auf Si-Gitterplatz.

Donatorkonz. N_D

- Zufuhr von ΔW_D (Ionisierungsenergie)
→ Abspaltung eines e^- , ~~kann~~ als
freies e^- im Gitter, ortsfeste pos. Ladung

Elektronen sind Majoritätsladungsträger (viele vorhanden)
Löcher sind Minoritätsladungsträger
⇒ n-HL.

Akzeptor: z.B. 3-wertiges Element (B, Al, Ga)
auf Si-Gitterplatz

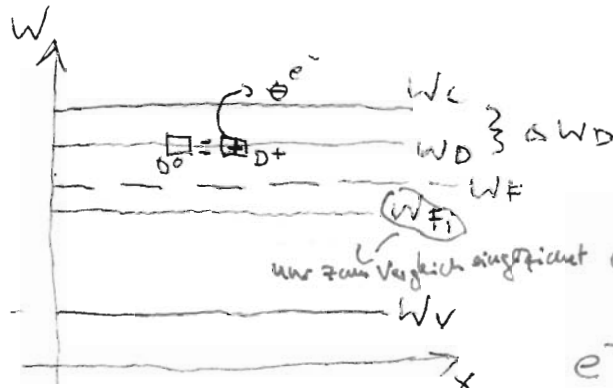
Akzeptorkonz. N_A

- Zufuhr von ΔW_A (Ionisierungsenergie)
→ fehlendes e^- kann von
benachbarten MO zur Verfügung gestellt
werden, so entstehendes Loch ist
beweglich. Ortsspezif. neg. Ladung
↙
aus Ion gekoppelt, trägt nicht zur
Leitung bei

Löcher sind Majoritätsladungsträger
Elektronen sind Minoritätsladungsträger
⇒ p-HL

ENERGETISCHE LAGE DER DONATOR- + AKZEPTORNIVEAUS

n-HL



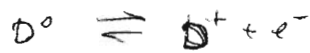
□ ortsfeste Ladung

⊖ freies Elektron

e^- sind Majoritätsladungsträger

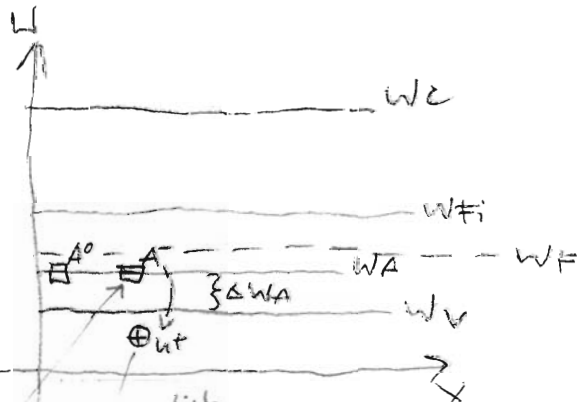
h^+ sind Minoritätsladungsträger

→ n-HL.



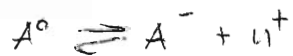
↑
höheres Don.-niveau

p-HL



ortsfest

beweglich



$\Delta W_D, \Delta W_A$: einige 10 meV

Effektive Besetzung im dot. HL



S.126/5-13

Ionisierung der Dotierstoffatome:

thermische Energiezufuhr von $\Delta W_D / \Delta W_A$



Abhängigkeit der Zahl der ionisierten Störstellen von T



Abhängigkeit der Majoritätsladungsträgerkonz. von T



Abhängigkeit der Leitfähigkeit von T

⇒ 3 char. Temp.-Bereiche mit unterschiedlichem Verhalten der Ladungsträgerkonz. und Leitfähigkeit

- 1) Eigenleitung
- 2) Störstelleneroschöpfung
- 3) Störstellensättigung

1) EIGENLEITUNG „hohe Temp“

T reicht aus, um nennenswerte

Eigenleitungsdichte zu erzeugen ($N_D \ll 2n_i$, $N_A \ll 2n_i$)
für n- und p-dot. HK

Trägerdichten: $n = p = n_i \sim T^{3/2} \exp\left(-\frac{W_g}{2k_B T}\right)$

Leitfähigkeit: $\sigma = e \cdot (n \mu_n + p \mu_p) = e \cdot n_i (\mu_n + \mu_p)$

$$\text{MWG: } n \cdot p = n_i^2$$

↳ gilt für alle Temperaturbereiche

(vgl. Eigenhalbleiter)

2) Störstellenerschöpfung ("mittlere Temp")

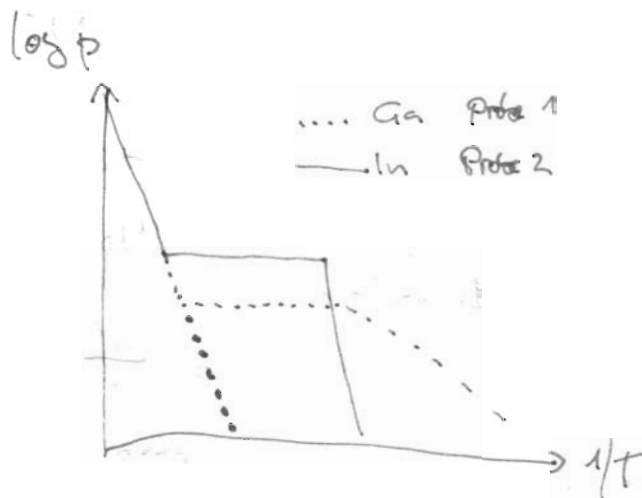
therm. Energie reicht nicht aus, um nennenswerte n_i zu erzeugen, wohl aber, um alle ~~Dotierstoff~~ Dotierstoffatome zu ionisieren ($N_D \gg 2n_i$; $N_A \gg 2n_i$)
 alle ionisiert $\rightarrow N_D^+ = N_D$; $N_A^- = N_A$

	n-HL	p-HL
Trägerdichten: Majoritäten	$n = N_D \neq f(T)$	$p = N_A \neq f(T)$
Minoritäten		
	aus $n \cdot p = n_i^2$	
	$p = \frac{n_i^2}{n}$	$n = \frac{n_i^2}{p}$
	$n \gg p$	$p \gg n$
Leitfähigkeit	$\sigma = e \cdot n \cdot \mu_n$	$\sigma = e \cdot p \cdot \mu_p$
allg. $\sigma = e \cdot (n \mu_n + p \mu_p)$	$= e N_D \cdot \mu_n$	$= e \cdot N_A \cdot \mu_p$
	$= f(T)$	$= f(T)$
	da $\mu_n = f(T)$	da $\mu_p = f(T)$

3) Störstellenerschöpfung ("geringe Temp") $N_D^+ < N_D$ $N_A^- < N_A$

Nur ein Teil der Störstellen ist ionisiert

	n-HL	p-HL
Trägerdichten: Maj:	$n = \sqrt{\frac{N_D N_D}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_D}{2k_B T}\right)$	$p = \sqrt{\frac{N_A N_A}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_A}{2k_B T}\right)$
	$= N_D^+$	$= N_A^-$
	$\sim T^{3/4} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_D}{2k_B T}\right)$	$\sim T^{3/4} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta W_A}{2k_B T}\right)$
	$n = N_D^+ = N_D \cdot (1 - f_{FD}(E_D))$	$p = N_A^- = N_A \cdot (1 - f_{FD}(E_A))$
Min:	aus $n \cdot p = n_i^2$	
	$p = n_i^2 / n$	$n = n_i^2 / p$
	$n \gg p$	$p \gg n$
Leitfähigkeit:	$\sigma = e \cdot n \cdot \mu_n$	$\sigma = e \cdot p \cdot \mu_p$
	$= f(T)$, da $n = f(T)$	$= f(T)$, da $p = f(T)$
	$\mu_n = f(T)$	$\mu_p = f(T)$



Welcher Dotierstoff höhere Aktivierungsenergie? $\rightarrow$ In. da $\Delta H_2 > \Delta H_1$

Handelt es sich um Proben aus dem gleichen HK-Grundmaterial? $\rightarrow$ Ja, gleiches Mat, da gleiche Bandabstand

Kurve für undotierte Probe:

$$N_D^+ = N_D (1 - f_D(W_D))$$

$$= N_D \cdot \frac{1}{1 + 2 \exp\left(-\frac{W_D - W_F}{k_B T}\right)}$$

~~entladungsfeld~~

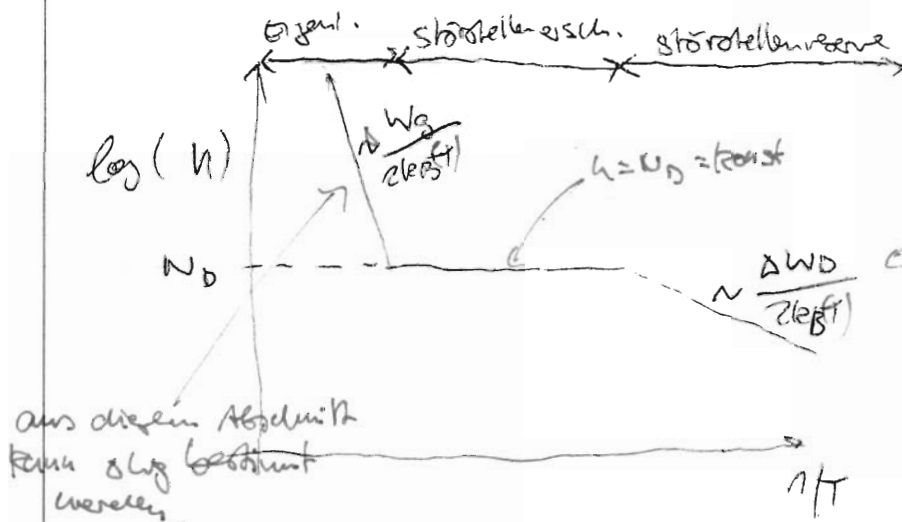
$$N_A^- = N_A \cdot f_A(W)$$

$$= N_A \cdot \frac{1}{1 + 2 \exp\left(-\frac{W_F - W_A}{k_B T}\right)}$$

entladungsfeld

ABHÄNGIGKEIT DER MAJORITYSLADUNGSTRÄGERDICHTE VON T
vgl. 12. Übung

z.B. n-HC



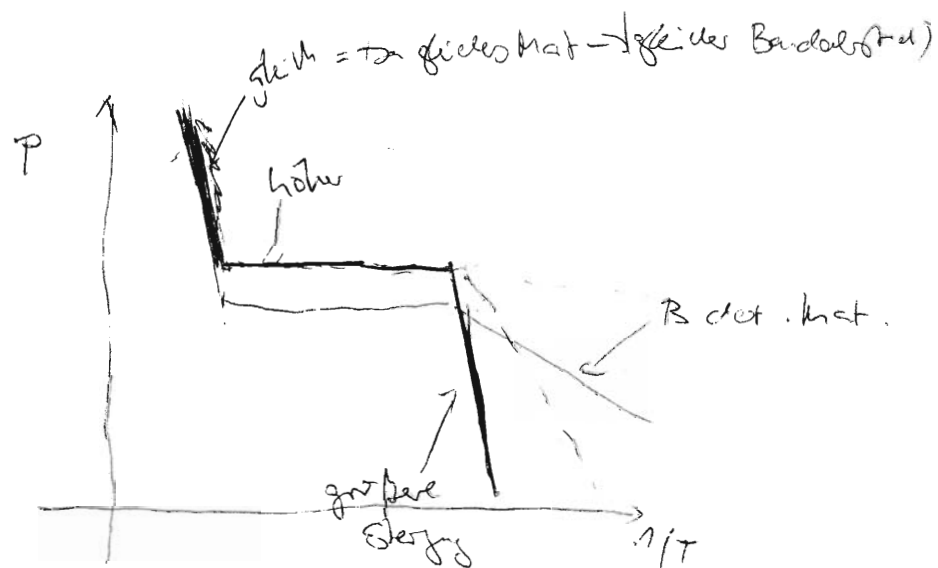
ΔW_D bestimmbar

Berechnung von ΔW_D : S. 15

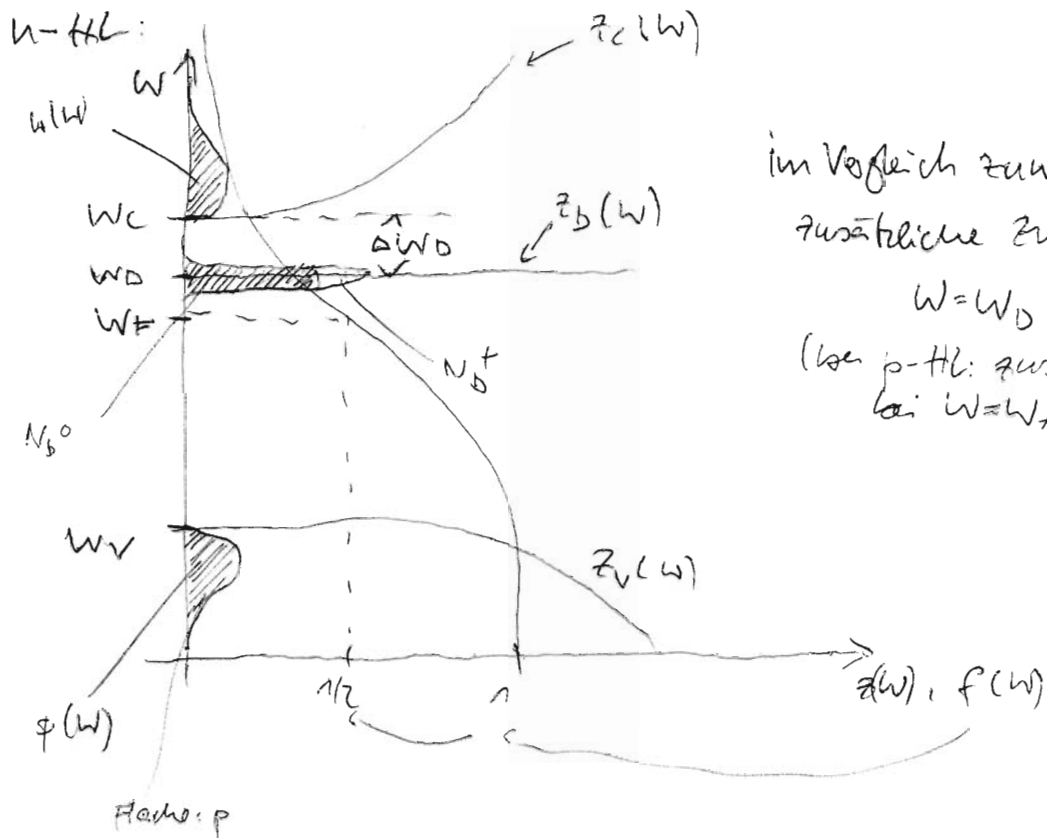
$\Delta W_D, \Delta W_A$: 156

Die Abb. zeigt eine temp-abh. Maj. lad. trägerkonz. eines mit Bor dot. HL-Materials. Die Dot.-Stoffkonz. betrage $N_A = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ und die Ionisierungsenergie von Bor betrage $\Delta W_A = 45 \text{ meV}$.

Ders gleiche Material sei nun aust. mit Bor mit Al. ($\Delta W_A = 57 \text{ meV}$ dotiert). Zeichnen Sie qualitativ den Verlauf der Maj. Lad. tr. in die Abb. ein, für den Fall, dass die Al-Dotierstoffdichte $N_A = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ beträgt.



EFFEKTIVE BESÜTZUNG DER ZUSTÄNDE



BERECHNUNG DER FERMIENERGIE IM DOT. HL

Ausgangspunkt: Elektronenneutralitätsbedingung (im thermodyn. Gleichgewicht)

$$\underbrace{p + N_D^+}_{\text{pos. Lad.}} - \underbrace{n - N_A^-}_{\text{neg. Lad.}} = 0$$

$$\text{mit } p = N_V \cdot \exp\left(-\frac{W_F - W_V}{k_B T}\right)$$

$$n = N_C \cdot \exp\left(-\frac{W_C - W_F}{k_B T}\right)$$

$$N_D^+ = N_D \cdot \frac{1}{1 + 2 \exp\left(-\frac{W_D - W_F}{k_B T}\right)} \stackrel{W_D - W_F \gg k_B T}{\approx} N_D \left(1 - 2 \exp\left(-\frac{W_D - W_F}{k_B T}\right)\right)$$

$$N_A^- = N_A \cdot \frac{1}{1 + 2 \exp\left(-\frac{W_F - W_A}{k_B T}\right)} \stackrel{W_F - W_A \gg k_B T}{\approx} N_A \left(1 - 2 \exp\left(-\frac{W_F - W_A}{k_B T}\right)\right)$$

i. d. R. entweder nur Donatoren oder Akzeptoren

$$N_A = 0, \text{ n-HL}$$

$$N_D = 0, \text{ p-HL}$$

n-HL

$$\Rightarrow W_F = W_V + \frac{1}{2} W_G + \frac{3}{2} k_B T \cdot \ln \left(\frac{n_{p^*}}{n_{n^*}} \right) + k_B T \cdot \ln \left(\frac{N_D}{2 n_i} \right)$$

p-HL

$$\Rightarrow W_F = W_V + \frac{1}{2} W_G + \frac{3}{2} k_B T \cdot \ln \left(\frac{n_{p^*}}{n_{n^*}} \right) + k_B T \cdot \ln \left(-\frac{N_A}{2 n_i} \right)$$

identisch zu Eigenleitungsbezug

Beitrag durch ionisierte Störstellen

vgl. A 1.8)

TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DES FERMINIVEAUS IM DOT. HL

Bereich:

n-HL

p-HL

- Eigenleitung

$$W_F = W_{Fi} \neq f(T)$$

(schwache Abhängigkeit)

- Störstellenschöpfung:

$$W_F \uparrow \text{ mit } T \downarrow$$

$$W_F \downarrow \text{ mit } T \downarrow$$

- Störstellennähe:

$$W_F > W_D$$

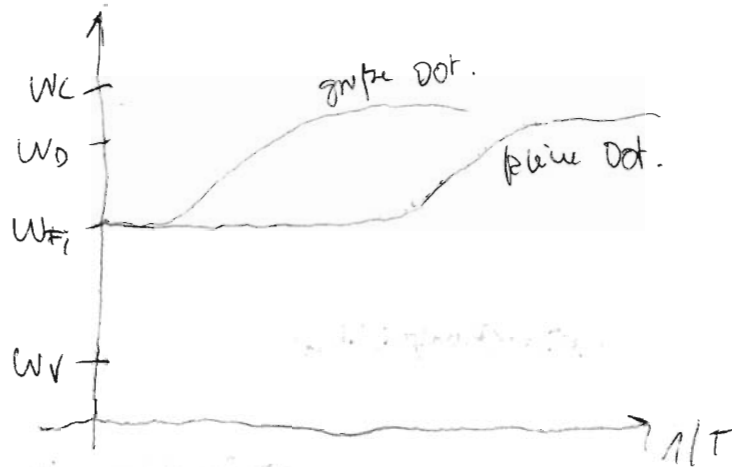
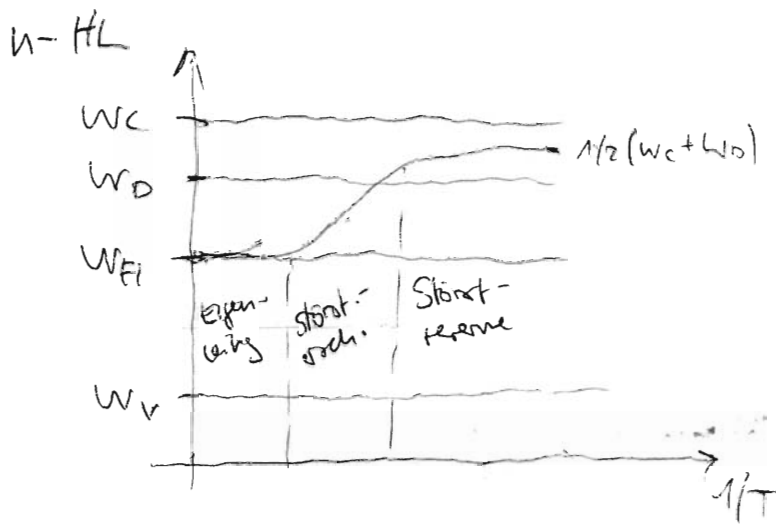
$$W_F \rightarrow \frac{1}{2} (W_C + W_D)$$

mit $T \downarrow$

$$W_F < W_A$$

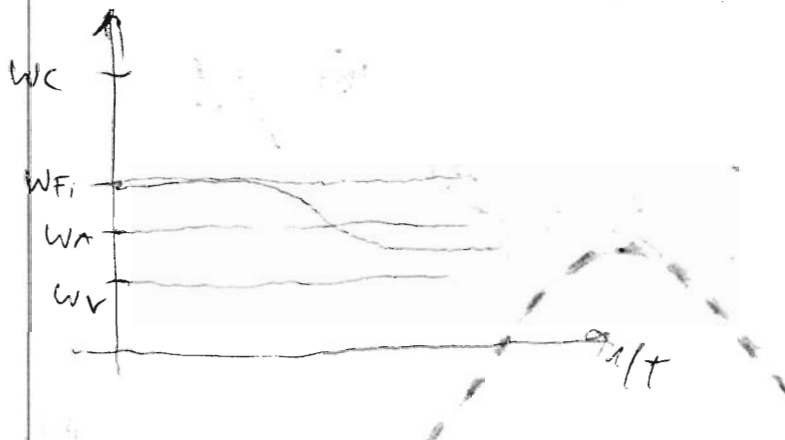
$$W_F \rightarrow \frac{1}{2} (W_V + W_A)$$

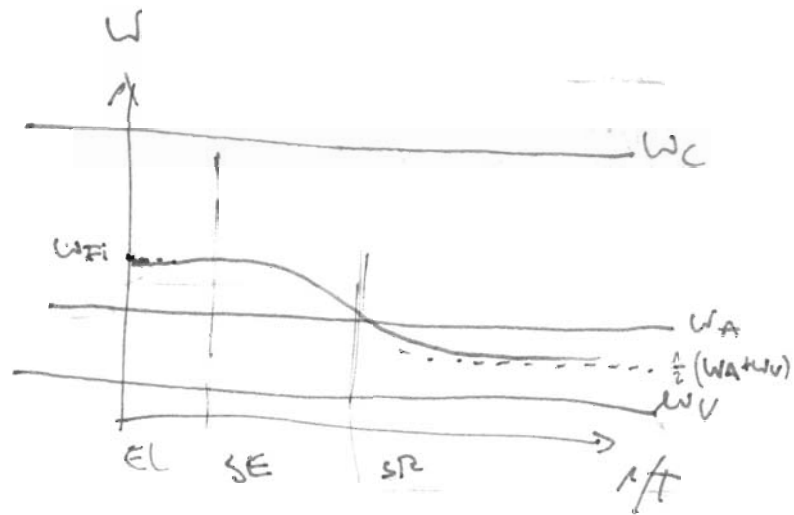
mit $T \downarrow$



temp-abh.

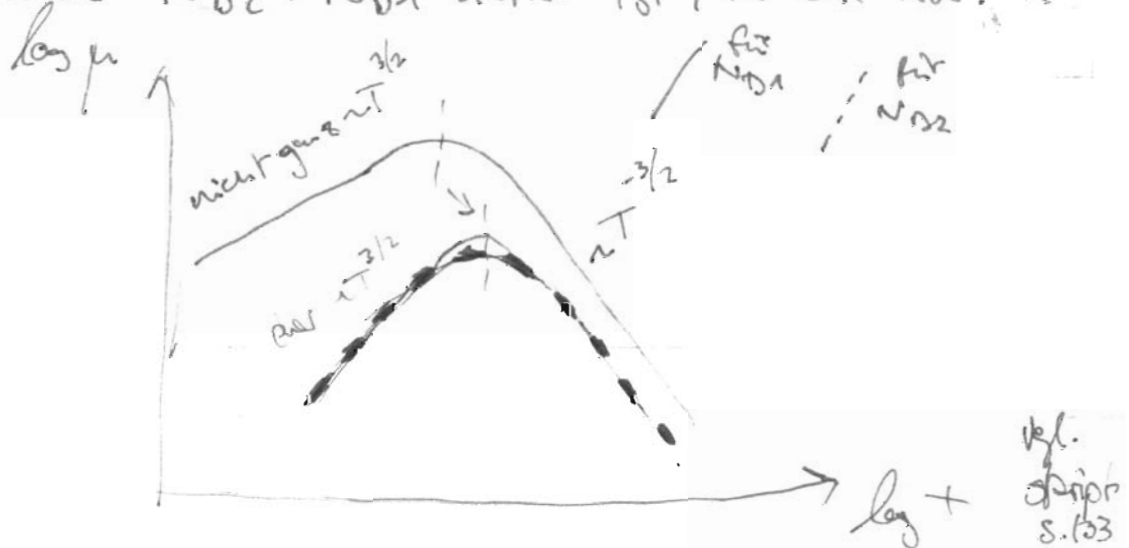
Skizzieren Sie den Verlauf der Fermienergie eines p-dot.
Halbleiters in unten stehende Abb.





Miniaufgabe Ladungsträgerbeweglichkeit

Gegeben sei die temp.-abhängige Ladungsträgerbeweglichkeit eines Halbleiters, der mit einem Dotierstoff der Dichte N_{D1} dotiert sei. Zeichnen Sie den Verlauf der temp. abhängigen Beweglichkeit für den Fall, dass der HL mit einer Dichte $N_{D2} > N_{D1}$ dotiert ist, in die Abb. eintragen



- kleinere Beweglichkeit: Verschiebung $\downarrow$
- ionischer Anteil dominiert (länger: Verschiebung des Max nach -)
- ionischer Anteil bindet stärker ab.

LADUNGSTRÄGERBEWEGLICHKEIT

$$\mu_n = \frac{e \cdot \tau_n}{m_n^*}$$

$$\mu_p = \frac{e \cdot \tau_p}{m_p^*}$$

$$\mu_n = f(T)$$

τ_n, τ_p : mittlere Lebensdauer

prinzipiell:

2 Streuungsmechanismen mit unterschiedl. Temperaturabhängigkeit

- Streuung an Phononen: (bei hohen T, niedrigen N_D/N_A)
 Gitterschwingungen / Kristallgitter
 thermische Geschwindigkeit

$$\tau = \frac{\lambda}{v_{th}} \quad \text{und} \quad v_{th} \sim T^{1/2}, \quad \lambda \sim T^{-1}$$

$$\Rightarrow \mu_{n,th} \sim T^{-3/2}$$

$$\mu_{p,th} \sim T^{-3/2}$$

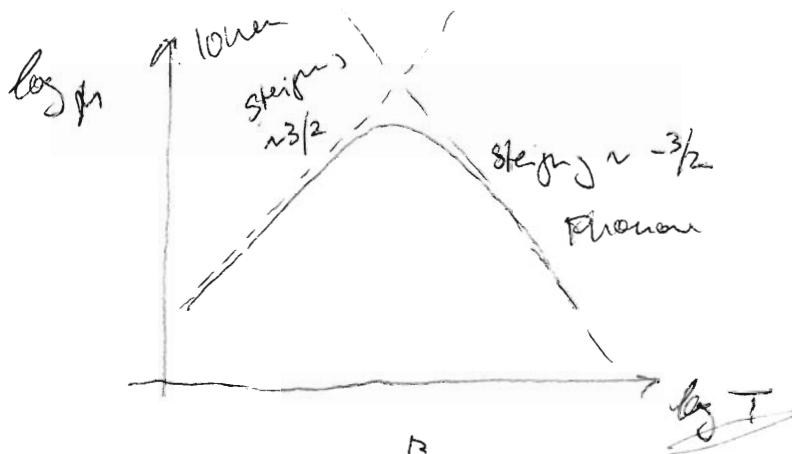
bei Streuung an akustischen Phononen

↑
mittlere freie Weglänge

- Streuung an Störstellen / Ionen: (bei niedrigen N_D, N_A hoch)

$$\mu_{n,ion} \sim T^{3/2}$$

$$\mu_{p,ion} \sim T^{3/2}$$



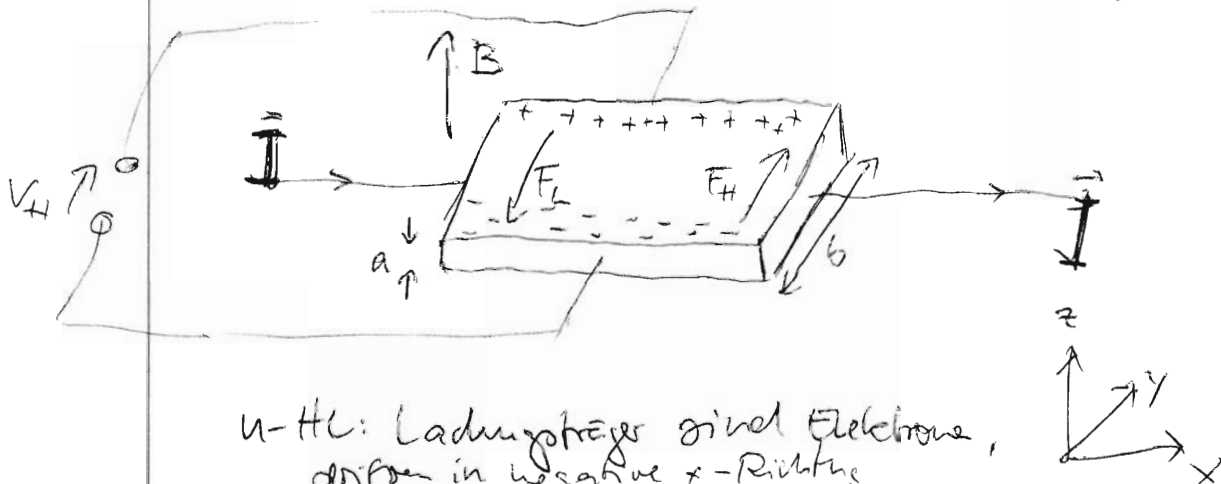
Ang. $\mu_{n,p} \sim T^{-\beta}$

HALL EFFEKT

Bestimmung der Dichten n und p

... der Polarität der Ladungsträger

... der Beweglichkeit der Ladungsträger



n -Hal: Ladungsträger sind Elektronen, driften in negative x -Richtung

$$I_x = -e \cdot n \cdot v_{nx} \cdot a \cdot b$$

- Lorentzkraft: $\vec{F}_L = q (\vec{v}_0 \times \vec{B})$

$$F_L = -e (v_{nx} \times B)_y = e \cdot v_{nx} \cdot B_z$$

e^- werden zum seitl. Rand abgelenkt.

- Gegenfeld $E_H \Rightarrow$ Kraft F_H

$$F_H + F_L = 0$$

$$-e \cdot E_H \Rightarrow V_H = b \cdot E_H$$

Ans $F_L + F_H = 0$

Dann V_H berechnet werden

$$V_H = - \frac{1}{ne} \cdot \frac{I \cdot B}{a}$$

R_H Hallkoeffizient

$$F_L = e v_{drift} \cdot B$$

$$F_H + F_L = 0$$

$$F_H = -F_L = -e v_{drift} \cdot B$$

$$e E_H = \frac{F_H}{-e} = v_{drift} \cdot B$$

$$= - \frac{1}{n \cdot e} \cdot \frac{I}{ab} \cdot B$$

$$v_H = - \frac{1}{n e} \cdot \frac{1}{a} \cdot B$$

p-HL: Löcher werden in die gleiche Richtung abgelenkt wie e^- im n-HL (andere V_H von Ladung und Driftgeschwindigkeit)

— v_H ändert V_H

* Hallkoeffizient (materialabh.)

↳ Elektronenleitung: $R_H = - \frac{1}{ne}$
 Löcherleitung: $R_H = \frac{1}{pe}$

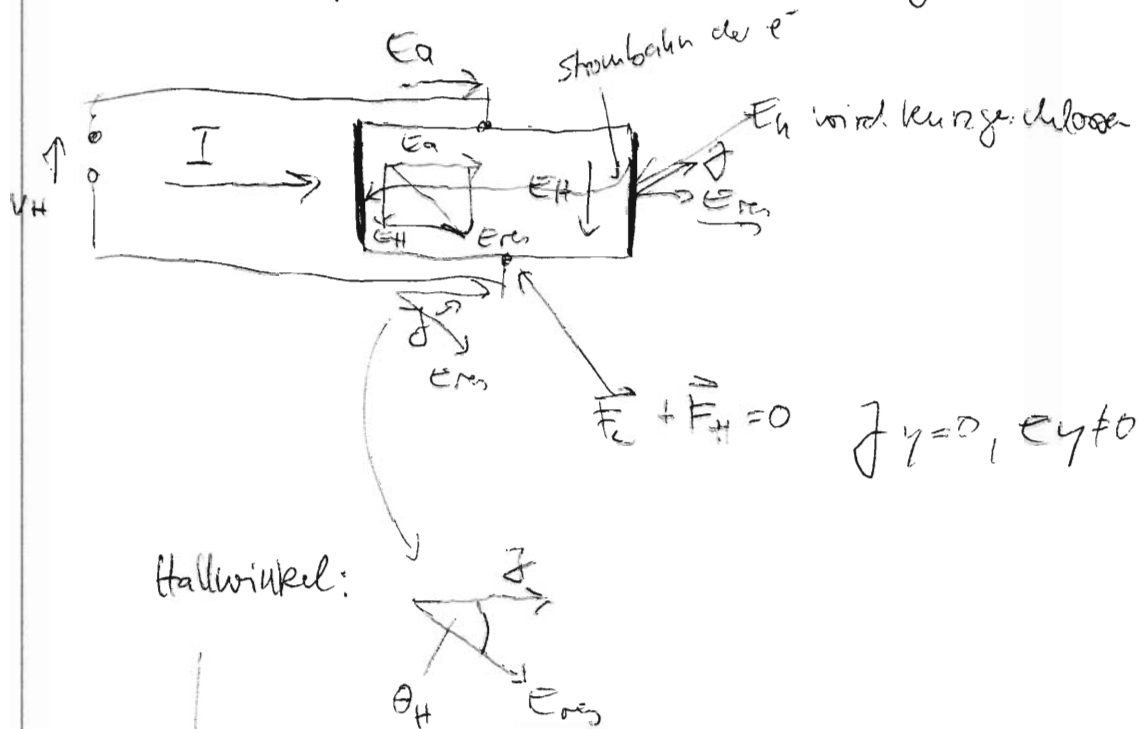
gemischte Leitung:

$$R_H = \frac{1}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)^2}$$

vgl. A23

Verlauf der Strombahnen im Hallplättchen und Hallwinkel

E_H und äußere Feldstärke E_a überlagern sich



Hallwinkel:

→ Zur Bestimmung der Beweglichkeit:

$$\tan \theta_H = \frac{E_H}{E_a} = \frac{-\frac{1}{ne} j B_z}{\frac{1}{q\mu_e} j} = -\mu_n \cdot B$$

TEMPERATURABHÄNGIGKEIT DES HALLEFF. R_H UND DER LEITFÄHIGKEIT σ FÜR DOT. HK.

$$\text{allg. } R_H = \frac{1}{e} \frac{p \cdot \mu_p^2 - n \cdot \mu_n^2}{(p \mu_p + n \mu_n)^2}$$

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

• Eigenleitung:

$$n = p = n_i$$

$$b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$$

$$R_H = \frac{1}{e n_i} \frac{\mu_p^2 - \mu_n^2}{(\mu_p + \mu_n)^2} = \frac{1}{e \cdot n_i} \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n} = \frac{1}{e n_i} \cdot \frac{1-b}{1+b}$$

i.d.R. gilt $\mu_n > \mu_p$, d.h. R_H im Eigenl.-ber. < 0 !

$$\sigma = e \cdot n_i (\mu_p + \mu_n) \Rightarrow \sigma \sim \exp\left(\frac{-W_g}{2k_B T}\right)$$

$\nearrow$
 $\sim T^{-3/2} \cdot e^{\dots}$

$R \sim T^{3/2} \exp\left(\frac{-W_g}{2k_B T}\right)$

• Störstellenerschöpfung

n-HL
 $n = N_D \gg p$

p-HL
 $p = N_A \gg n$

$$R_H = -\frac{1}{N_D \cdot e} < 0$$

$$R_H = \frac{1}{N_A \cdot e} > 0$$

$$\sigma = e \cdot N_D \cdot \mu_n \sim T^{-\beta}$$

$$\sigma = e \cdot N_A \cdot \mu_p \sim T^{-\beta}$$

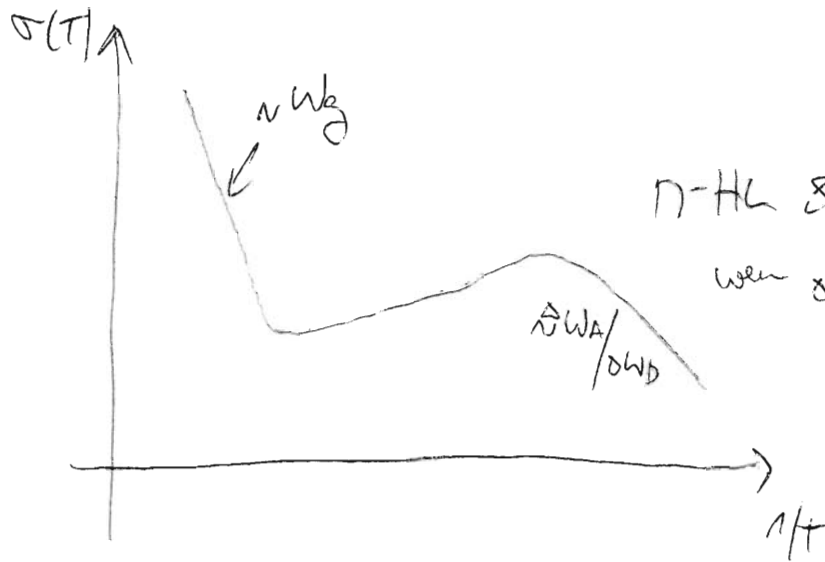
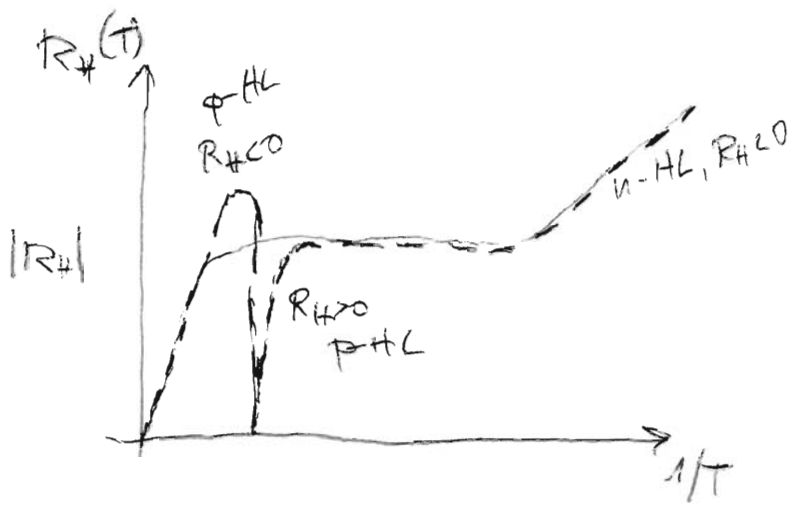
$\beta > 0$ Leitfähigkeit nimmt mit
 steigen der Temperatur ab!

• Störstellenregime

n-HL
 $R_H = -\frac{1}{e \cdot n} \sim T^{-3/4} \cdot \exp\left(\frac{\Delta W_D}{2k_B T}\right)$

p-HL
 $R_H = \frac{1}{e \cdot p} \sim T^{-3/4} \exp\left(\frac{\Delta W_A}{2k_B T}\right)$

$\sigma = e \cdot n \cdot \mu_n \sim T^{-3/2} \cdot \exp\left(\frac{-\Delta W_D}{2k_B T}\right)$
 $\sigma = e \cdot p \cdot \mu_p$



$n\text{-HL}$ & $p\text{-HL}$ gleich
 wenn $\Delta \omega_A = \Delta \omega_D$