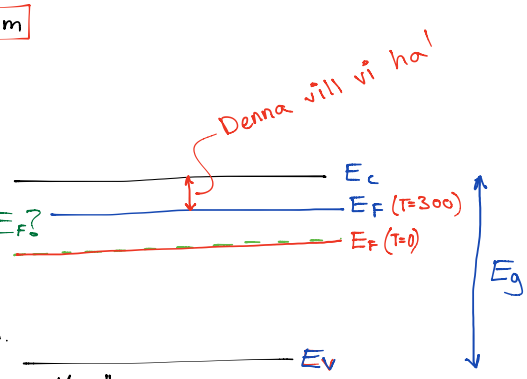
32) Beräkna effektiva Bohrradien i GaAs.

$$a_0^* = a\frac{\varepsilon_r m}{m_e^*} = \frac{4\pi\hbar^2\varepsilon_0}{e^2 m}\cdot\frac{\varepsilon_r m}{m_e^*} = \frac{4\pi\hbar^2\varepsilon_0}{e^2 m_e^*} = / m_e^* = 0{,}066\, m_e / \approx \boxed{10\,nm}$$

33) Si-prov, $n = 10^{19} m^{-3}$



a,b) Hur långt från ledningskanten ligger E_F?

$E_c - E_F = ?$

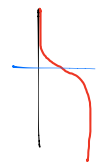
Vi får inte använda frielektronmodellen.

Vi använder "nästan-frielektronmodellen".

$$n = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT}, \quad N_c = \left(\frac{2\pi m_e^* \cdot kT}{h^2}\right)$$

$$\boxed{\begin{array}{l} n = 10^{19} m^{-3} \Rightarrow E_c - E_F = 0{,}33\, eV \\ n = 10^{20} m^{-3} \Rightarrow E_c - E_F = 0{,}27\, eV \end{array}}$$

c) Jämför a) och b).



Ökat n ger högre E_F eftersom vi har samma T så ändras inte E_c eller E_v.

34) Si, T = 300 K, $\rho = 9\cdot 10^{-3}\,\Omega m$, $R_H = \frac{1}{qn} = -\frac{1}{ne} = -3{,}9\cdot 10^{-4}\, m^3/As$.

a) Bestäm mobiliteten.

$$\mu = \frac{e\cdot\tau}{m} = \frac{e\, m\, \sigma}{m e^2 n} = \frac{\sigma}{en} = \frac{1}{en\rho}$$

$$n = \frac{-1}{3{,}9\cdot 10^{-4}} \Rightarrow \mu = -\frac{3{,}9\cdot 10^{-4}}{e\cdot\rho} =$$

35) $E_g = 2{,}2\,eV$, n-dopad, $N_D = 10^{23}\,m^{-3}$.
donatorkonc.

a) Vad är n givet att hälften av donatorerna är joniserade?

Om hälften är joniserade så finns hälften kvar.

$$n = N_D^+ = \frac{N_D}{2} = \boxed{0{,}5 \cdot 10^{23}\,m^{-3}}$$

b) Var ligger E_F?

$E_F = E_D$ eftersom hälften ligger över E_D (joniserade).

c) Uppskatta T.

$$E_c - E_D = E_c - E_F = -\ln\left(\frac{n}{N_c}\right) \cdot kT$$

$m_h^* \approx 0{,}6\,m_e$ (vi gissar...)

$$\Longleftrightarrow \boxed{T = \frac{E_c - E_D}{k \cdot \ln\left(\frac{N_c}{n}\right)}}, \quad N_c = 2\left(\frac{2\pi m_h^* kT}{h^2}\right)^{2/3}$$

, här approximerar vi $T \approx 300\,K$

i) $E_c - E_D = 0{,}05\,eV \Rightarrow T \approx 106\,K$

ii) $E_c - E_D = 0{,}20\,eV \Rightarrow T \approx 425\,K$

$\xRightarrow{\text{Avrundn.}} \begin{cases} T \approx 100\,K \\ T \approx 400\,K \end{cases}$

d) Orkar inte $\Rightarrow T = \{120\,K, 360\,K\}$

36) $E_F = 0$, bandgap E_g, effektiv massa m_e^*, $E_g \gg kT$:

$$E_{tot} = \underbrace{2\left(\frac{m_e^* kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}}_{N_c} \cdot (E_g/2 + \alpha) \cdot e^{-E_g/2kT} = n \times (E_g/2 + \alpha) \qquad (*)$$

a) Ange betydelsen av α.

$\alpha = \frac{3}{2}kT$, alltså kinetiska energin.

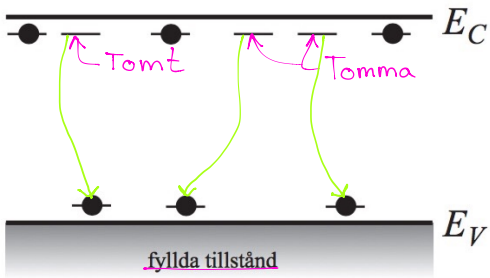
b) $E_V = 0$, Hur ser (*) ut nu?

$$E_{tot} = n \times (E_g + \alpha)$$

(Vi har bara förskjutit nollnivån)

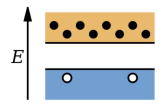
37) Avsikt: $\sigma = 0{,}05^{-1}\,\Omega m$ (bara donatorer), resultat: $\sigma = 0{,}06^{-1}\,\Omega m$, n-typ

a) Rita ett schematiskt banddiagram och indikera vilka tillstånd som är tomma vid T=0 K. $\mu_e = 0{,}15\ m^2/Vs$



N-type semiconductors

N-type semiconductors have a larger electron concentration than hole concentration. The phrase 'n-type' comes from the negative charge of the electron. In n-type semiconductors, electrons are the majority carriers and holes are the minority carriers. N-type semiconductors are created by doping an intrinsic semiconductor with donor impurities (or doping a p-type semiconductor as done in the making of CMOS chips). A common dopant for n-type silicon is phosphorus. In an n-type semiconductor, the Fermi level is greater than that of the intrinsic semiconductor and lies closer to the conduction band than the valence band.



Band structure of an n-type semiconductor. Dark circles in the conduction band are electrons and light circles in the valence band are holes. The image shows that the electrons are the majority charge carrier.

Pauli: Vid T=0 har vi lägst möjlig energi!

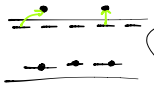
b) Hur stora är donator- och acceptorkoncentrationerna i provet?

När vi har bara donatorer så är $\sigma = 0{,}05$.

$\frac{1}{\rho} = en\mu_e + \cancel{ep\mu_h}$ liten pga hårdare n-dopning

$\sigma = n \cdot e \cdot \mu \iff n_d = \frac{\sigma}{e\mu} = \frac{0{,}05^{-1}}{e \cdot 0{,}15} = \boxed{8{,}32 \cdot 10^{20}}$

När $\sigma = 0{,}06^{-1}$ så har några hoppat ner



$n = N_D - N_A$

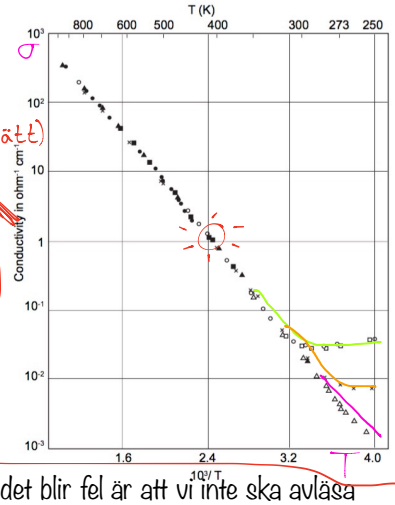
$n_a = n_d - \underbrace{\frac{0{,}06^{-1}}{e \cdot 0{,}15}}_{n} = \boxed{1{,}4 \cdot 10^{20}}$

38) Figuren visar data för germaniumprov dopade på olika sätt.

a) Bestäm bandgapet för germanium.

$\begin{cases} n = N_c \cdot e^{-E_g/2kT} \\ \sigma = n \cdot e \cdot \mu_e \end{cases}$ | Vi läser av σ och T i grafen.

$\sigma = 1,\ T = \frac{10^3}{2{,}4} \approx 416{,}7\ K \Rightarrow \boxed{E_g = 0{,}89\ eV}$ (Nästan rätt)



b) Vad kan du säg om de som skiljer sig åt?

De har olika dopkoncentration. Grön är mest dopad.

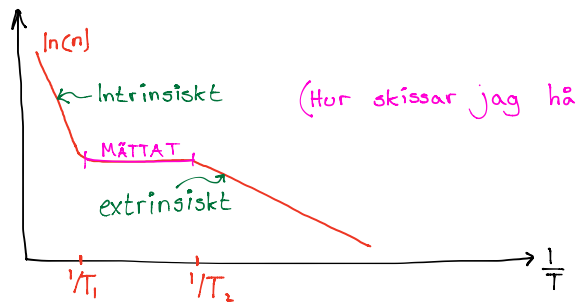
c) Uppskatta dopkonc. för □.

$\sigma \approx 10^{-1,5} \Rightarrow n = \frac{\sigma}{e\mu_e} \approx$

Anledningen att det blir fel är att vi inte ska avläsa i tabellen. Vi beräknar istället Eg rsom lutningen av linjen där vi också måste ln-a sigma.

39) Kiselprov, $N_D = 10^{23}\,m^{-3}$

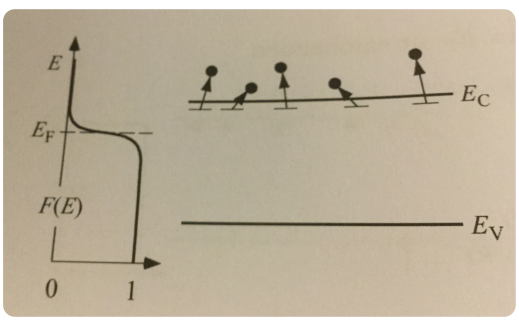
a) Skissa e⁻-konc. och hålkonc. m.a.p. T.



(Hur skissar jag hålkonc. Magnus?)

b) Var vill vi arbeta?

Vi vill jobba i mättnadsområdet, alltså där laddningsbärarkonc motsvarar dopkonc. och alltså har varje donator släppt sin elektron till ledningsbandet.



se s.164

c) Uppskatta områdets gränstemperaturer T_1 & T_2.

$$n \cdot p = N_c N_v e^{-E_g/kT} \equiv n_i^2 \quad , \quad n = \sqrt{N_c N_D}\, e^{-E_d/2kT}$$

T_1 ges av att $n_i = N_D$, se s.165.

$$\Rightarrow N_c N_v \cdot e^{-E_g/kT} = N_D^2 \iff T = \left(\ln\left(\frac{N_D^2}{N_c \cdot N_v}\right) \cdot \left(-\frac{k}{E_g}\right)\right)^{-1}$$

Vid $T = 300$, $m_e^* = 0.26 m_e$, $m_h^* = 0.69 m_e$ och $E_g = 1.11\,eV$ har vi: $\boxed{T = 1040\,K}$

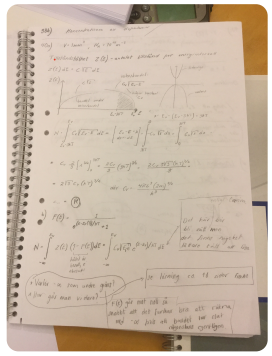
Den andra gränsen fås av $n = N_D$.

$$\Rightarrow N_D = \sqrt{N_c \cdot N_D} \cdot e^{-E_d/2kT} \iff T = \left(\ln\left(\frac{N_D}{\sqrt{N_c \cdot N_D}}\right) \cdot \left(\frac{-2k}{E_d}\right)\right)^{-1}$$

Vi approximerar N_c för $T = 300K$ igen och $E_d = 0.045$ $\Rightarrow$ $\boxed{T = 96\,K}$

40) Kisel, $V = 1\,mm^3$, $N_A = 10^{22}\,m^{-3}$, Pauli kan försummas $\Leftrightarrow$ slh att ett tillst. i valens-bandet är besatt av ett hål är liten.

a) Hur många tillstånd finns det inom 3kT från valensbandskanten vid T=300K?



Gutte

b) Hur många hål finns det?

$N_{hål} = N_A \cdot V = 10^{22} \cdot 10^{-9} = \boxed{10^{13}\,st}$

c) Kan hålen betraktas som en klassisk gas?

Japp, eftersom vi försummat Pauliprincipen. $1 - F(E)$ är mycket liten.

d) Hur stor är hålens fria medellängd?

$l = v_{th} \cdot \tau$, vi använder v_{th} eftersom Pauli inte gäller , se s. 169.

$\frac{1}{2} m^* v_{th}^2 = \frac{3}{2} kT \Leftrightarrow v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}} \approx \boxed{1{,}41 \cdot 10^5\,m/s}$

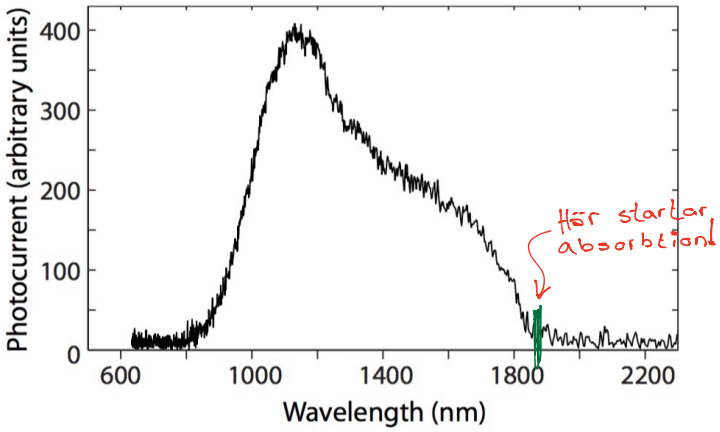
$\tau = \frac{m\mu}{e}$

41) Nanotrådar

Vad är bandgapet?

$\lambda = 1850$

$E_g = \frac{hc}{\lambda} \approx \boxed{0{,}7\,eV}$



42) $J_0 = 10\,nA$ vid backspänning: 10V (T=300 K)

$$\boxed{J = J_0(e^{eU/kT} - 1)} \; *$$

Vad blir strömmen om vi har framspänning:

a) 0,1 V?

Sätt bara in i formeln, $U_F = 0{,}1\,V$, $T = 300\,K$.

$\boxed{J = 4{,}7 \cdot 10^{-7} A}$

b) $U = 0{,}3V \Rightarrow \boxed{J = 1{,}1 \cdot 10^{-3} A}$

c) $U = 0{,}5V \Rightarrow \boxed{J = 2{,}5\,A}$

43) p^+n-diod, arbetsström ~1mA per $100\,\mu m^2$, framspänning 0,7 V.

Antag att dioden går sönder vid 100mA per $100\,\mu m^2$ –
Hur stor var ändringen i pålagd spänning?

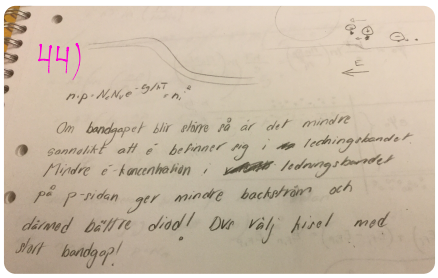
$J = J_0(e^{eU_F/kT} - 1)$

$J = 1mA$, $U_F = 0{,}7 \Rightarrow J_0 = 1{,}74 \cdot 10^{-15} A$

$J = 100mA$, $\Rightarrow U_F = \ln(\frac{J}{J_0} + 1) \cdot \frac{kT}{e} = 0{,}82$

$\boxed{\Delta U_F = 0{,}12\,V}$

Gutte


44)

$n \cdot p = N_c N_v e^{-E_g/kT} = n_i^2$

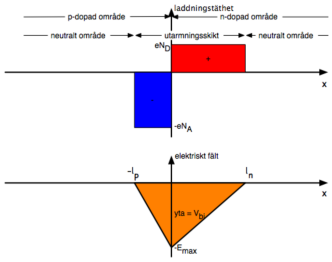
Om bandgapet blir större så är det mindre sannolikt att e^- behinner ng i ledningsbandet. Mindre e^--koncentration i ledningsbandet på p-sidan ger mindre backström och därmed bättre diod! Dvs välj kisel med stort bandgap!

44) Kisel: $E_g = 1{,}1eV$, Germanium: $E_g = 0{,}66eV$

Vilket material är bäst lämpat för dioder?

Den mättade backströmmen i pn-övergången ska vara så liten som möjligt! Därför är kisel bäst pga sitt större E_g.

45) pn-övergång



a) I vilken del är fältstyrkan större än noll?

I utarmningsområdet

b) I vilken riktning pekar fältet?

Från n till p (fr. + laddn.täthet till – laddn.täthet)

46) Energiskillnad: $e\psi_0$

Visa att $\psi_0 = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{n_n p_p}{n_i^2}\right) = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{N_D N_A}{n_i^2}\right)$, fullständig jonisation kan antas.

$$\begin{cases} n_n = N_c\, e^{-(E_c - E_F^n)/kT} \\ p_p = N_v \cdot e^{-(E_F^p - E_v)/kT} \end{cases}$$

Två olika E_F!

$$n_i^2 = N_c N_v \cdot e^{-E_g/kT}$$

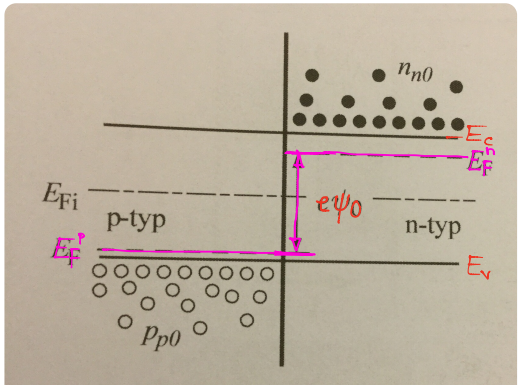
$E_g = E_c - E_v$

$$n_n \cdot p_p = N_c N_v \cdot e^{-\left(\overbrace{(E_c - E_v)}^{E_g} - \overbrace{(E_F^n - E_F^p)}^{e\psi_0}\right)/kT} = N_c N_v$$

$$\Rightarrow \frac{n_n \cdot p_p}{n_i^2} = \frac{N_c N_v e^{(e\psi_0 - E_g)/kT}}{N_c N_v e^{-E_g/kT}} = \boxed{e^{e\psi_0/kT}}$$

$\frac{n_n p_p}{n_i^2}$

$$\Leftrightarrow \boxed{\psi_0 = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{n_n p_p}{n_i^2}\right)}$$



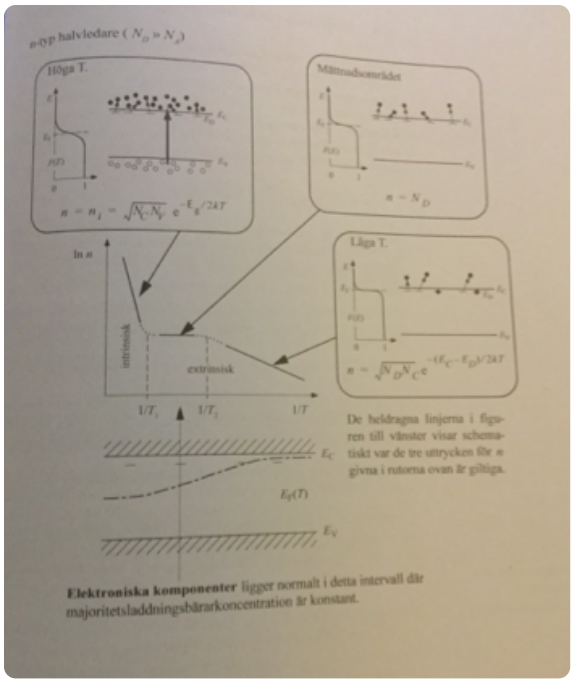
Figur 7.1: pn-övergången innan jämvikt har etablerats. E_{Fi} är den intrinsiska Ferminivån, som ligger ungefär mitt i bandgapet.

För att visa den andra likheten så måste den korkade Max förstå varför $n_n \cdot p_p = N_A \cdot N_D$

Vid mättnad gäller att $n_n = N_D$ och (analogt) att $p_p = N_A$ (se s.165)

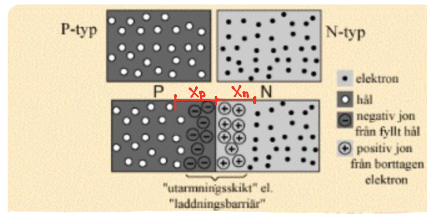
svar

$$\Rightarrow \boxed{\psi_0 = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{n_n \cdot p_p}{n_i^2}\right) = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{N_D \cdot N_A}{n_i^2}\right)}$$



s.165

47) Kisel, $N_A = 10^{22} m^{-3}$, $N_D = 10^{21} m^{-3}$, $n_i = 10^{16} m^{-3}$



a) Beräkna x_n och x_p.

$$\mathcal{E}_m = \frac{eN_A}{\varepsilon_s} x_p = \frac{eN_D}{\varepsilon_s} x_n$$

Se ekv. (7.5)

$$\Rightarrow \boxed{x_p = \frac{N_D}{N_A} x_n}$$

Tänk Max, hur kan du ta fram x_p & x_n? * Bläddrar i formelsamlingen *

FS: $w = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e}(\psi_0 - U) \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}}$

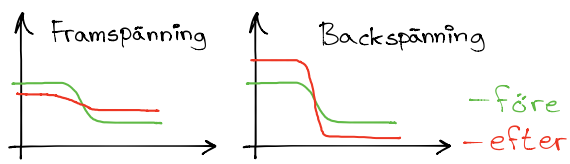
I uppgift 46 härledde vi: $\boxed{\psi_0 = \frac{kT}{e} \cdot \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right)}$

Vi antar också att vi inte har någon pålagd spänning $\Rightarrow U = 0$ V.

Alltså: $w = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e} \cdot \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}} = \boxed{\frac{N_A N_D}{n_i^2} \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r kT}{e^2} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}}} \Rightarrow \boxed{x_n = 0{,}88\,\mu m, \quad x_p = 88\,nm}$

Bryt bara ut x_n & x_p, $w = x_n + x_p = x_n + \frac{N_D}{N_A} x_n = \boxed{\left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right) x_n}$ w

b) Ska dioden vara framspänd eller backspänd för att öka rymdladdningsområdet?



Vid framspänning så blir backen mindre brant och färre hål/elektroner diffunderar, då ökar utarmningsområdet, det vill vi inte!

Vid backspänning blir backen brantare och utarmningsområdet minskar, det vill vi!

$\boxed{\text{Svar: Backspänning.}}$

c) Hur stor spänning krävs för att göra rymdladdningsområdet dubbelt så stort?

Vi vill dubbla w genom att ändra U.

$w \propto \sqrt{(\psi_0 - U)}$, om $U = -3\psi_0 \Rightarrow \sqrt{(\psi_0 - U)} = \sqrt{(\psi_0 + 3\psi_0)} = 2\psi_0$

w är alltså dubbelt så stort om $U = -3\psi_0$ än om $U = 0$. $(w(U = -3\psi_0) = 2w(U = 0))$

Vi använder att $\boxed{\psi_0 = \frac{kT}{e} \cdot \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right)} \Longrightarrow \boxed{U \approx 2{,}0\,V}$