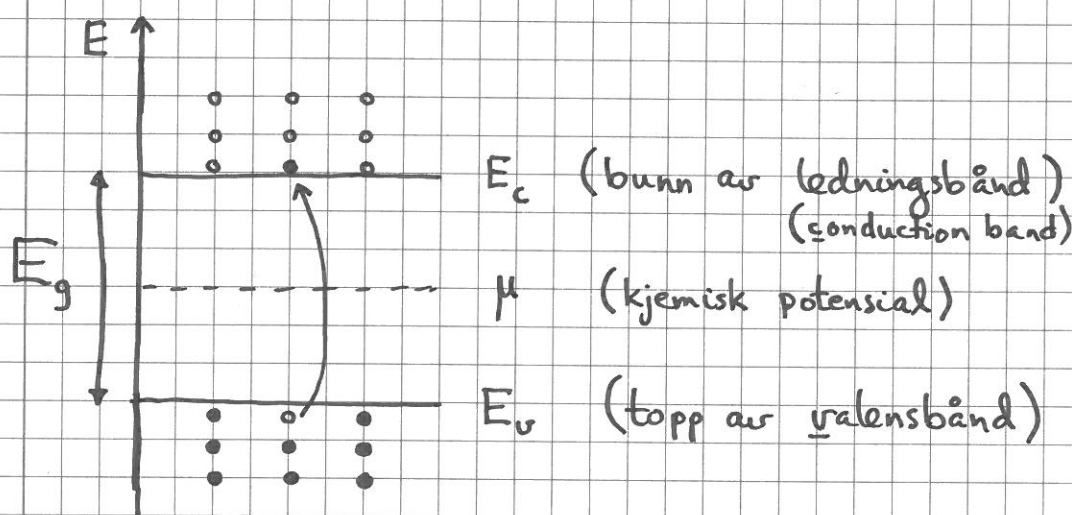


Halvledere

Ved $T = 0$: ikke-metall

Ved $T = 300\text{ K}$: en liten andel av elektronene er termisk eksitert fra toppen av valensbåndet til ledige tilstander ved bunnen av ledningsbåndet

Skjematisk:



I ren ("intrinsikk") halvleder:

$$\mu \approx E_v + \frac{1}{2}E_g = E_c - \frac{1}{2}E_g = \frac{1}{2}(E_v + E_c) \quad \left[\text{dvs midt i energigapet} \right]$$

Sannsynlighet for okkupert tilstand med $E \approx E_c$:

$$f(E_c) = \frac{1}{e^{(E_c - \mu)/k_B T} + 1} \approx e^{-(E_c - \mu)/k_B T} \approx e^{-E_g/2k_B T}$$

Antall eksiterte elektroner pr volumenhett:

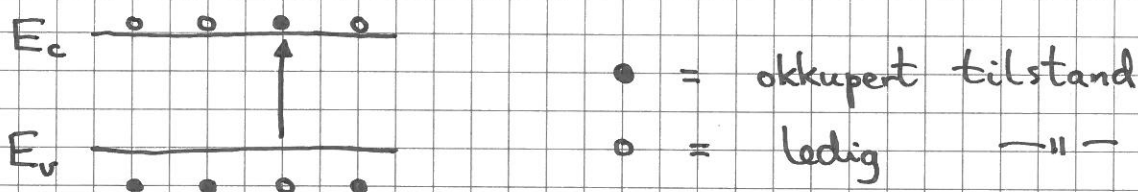
$$n(T) = n_0 e^{-E_g/2k_B T} \quad ; \quad n_0 \sim 10^{26} \text{ m}^{-3}$$

[Typisk tallverdi ved normale temperaturer]

Omtrentlige tallverdier for elementer i gruppe IV:

	E_g (eV)	$\exp(-E_g/2k_B T)$ ved 300 K	$n(300K)$ (pr m^3)	type materiale
C	5.47	$3 \cdot 10^{-48}$	0	isolator (diamant)
Si	1.12	$2 \cdot 10^{-10}$	$\sim 10^{16}$	halvleder
Ge	0.67	$1.5 \cdot 10^{-6}$	$\sim 10^{20}$	— " —
Sn	0.08	0.2	$\sim 10^{25}$	— " —
Pb	0	1	$\sim 10^{26}$	metall

Hull: For hvert elektron som eksiteres fra valensbåndet til ledningsbåndet i en intrinsikk halvleder, får vi en ledig tilstand i valensbåndet. Denne ledige tilstanden oppfører seg som en partikkel med positiv ladning ($+e$); vi kaller den et hull.

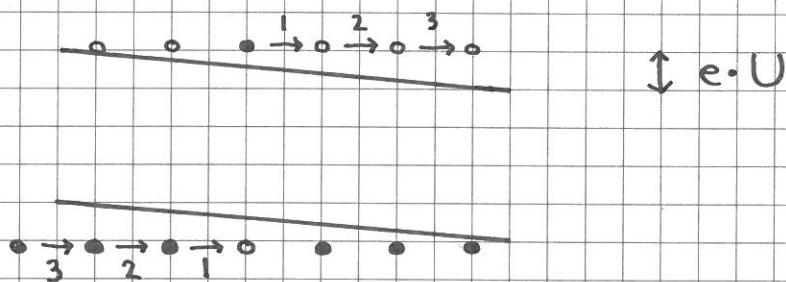


n = konsentrasjon av elektroner i ledningsbåndet
 p = — " — hull i valensbåndet

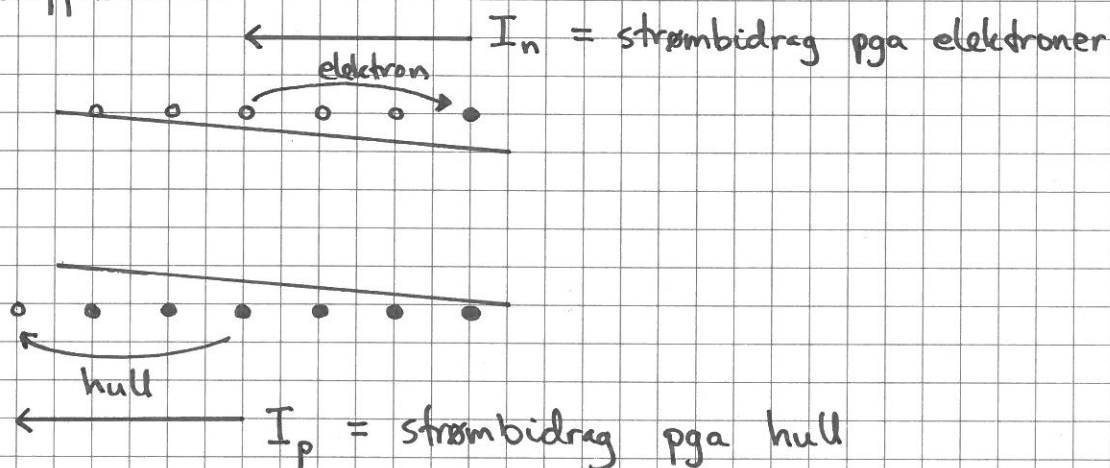
For intrinsikk halvleder: $n = p$

Med påtrykt spenning U , dvs el. felt $\vec{E} = -\nabla U$:

(110)

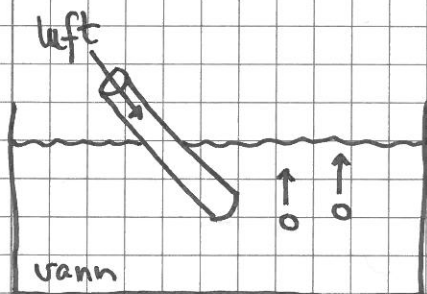


Nettoeffekten er:



Total elektrisk strøm blir: $I = I_n + I_p$

Velkjent analogi:



Luftbobler opp $\hat{=}$ Vann ned !

Fravær av elektron i valensbåndet muliggjør forflytning av de andre. Enklere å beskrive hullets forflytning!

Dopede halvledere

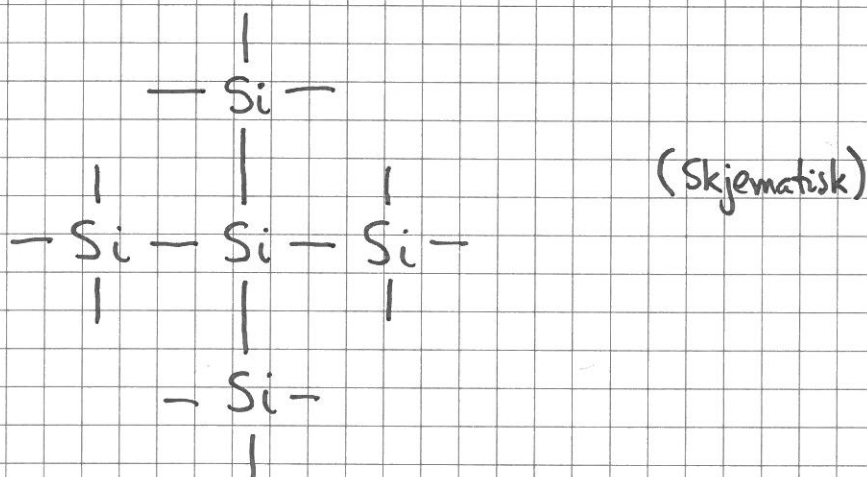
(111)

Si, Ge : 4 valenselektroner

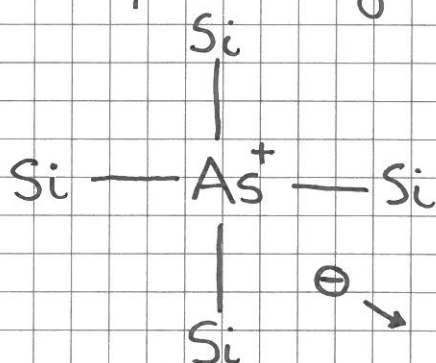
Al, B : 3 —"—

P, As : 5 —"—

Ren Si : Diamantstruktur, 4 nærmeste naboer, kovalente bindinger, 2 elektroner pr binding

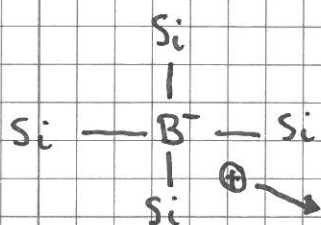


Donor - forurensning: As erstatter Si



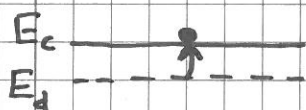
4 av de 5 valenselektronene til As inngår i kovalente bindinger med de 4 Si-naboene; 1 valenselektron er løst bundet til As⁺ og frigjøres lett

Akseptor - forurensning: B erstatter Si



de 3 valenselektronene til B pluss 1 elektron fra valensbåndet til Si-krystallen inngår i de 4 kovalente bindingene med Si-naboer; et hull er løst bundet til B⁻ og frigjøres lett

n-type halvleder: donor-forurensset



E_d = "donornivå" = energien til det 5. valenselektronet på donoratomet

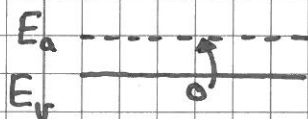


Eks: For As i Ge-krystall er $E_c - E_d \approx 0.013 \text{ eV}$

$\Rightarrow$ mye lettere å frigjøre elektron fra As (dvs: eksitere fra E_d til E_c) enn å eksitere fra E_v til E_c ;

$$E_g = E_c - E_v \approx 0.67 \text{ eV i Ge}$$

p-type halvleder: akseptor-forurensset



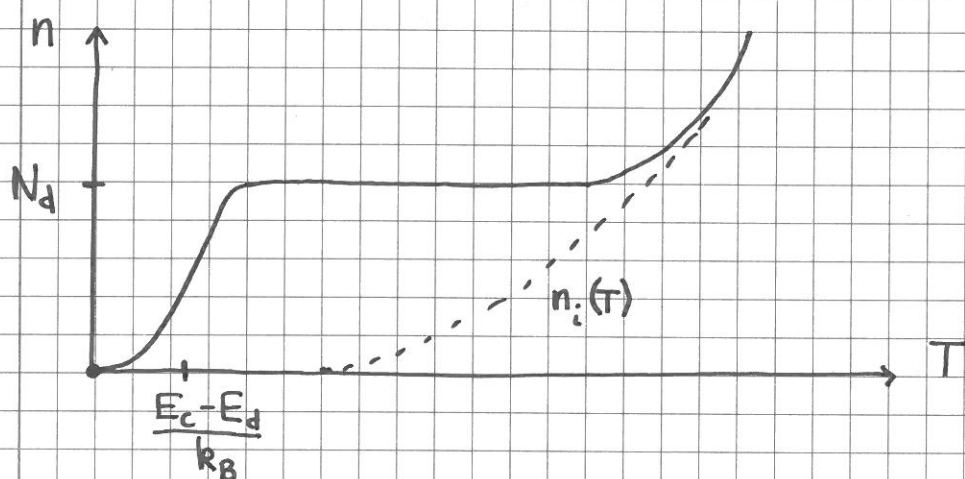
E_a = "akseptornivå" = energien til ledig tilstand på akseptoratomet

Når $E_a - E_v \ll E_g$, er det mye lettere å eksitere et hull i valensbåndet ved å "ta" et elektron fra valensbåndet og putte det i den ledige tilstanden på akseptoratomet, enn å eksitere fra E_v helt opp til E_c

Ladningskonsentrasjon i n-type halvleder:

[tilsvarende argumentasjon for hullkonsentrasjon i p-type]

- $T=0$: $n=0$, E_d okkupert av elektron
- $T > (E_c - E_d)/k_B$: $n \approx N_d$ = antall donatoratomer pr volumenhett ("dope-konsentrasjonen")
- $T \gg (E_c - E_d)/k_B$: $n \approx n_i(T) \sim \exp(-E_g/2k_B T)$ [s. 108]



Ved romtemp. (300K) er vanligvis $n \approx N_d \gg p$ i en n-type halvleder, mens $p \approx N_a \gg n$ i en p-type halvleder (der N_a = antall akseptoratomer pr volumenhett).

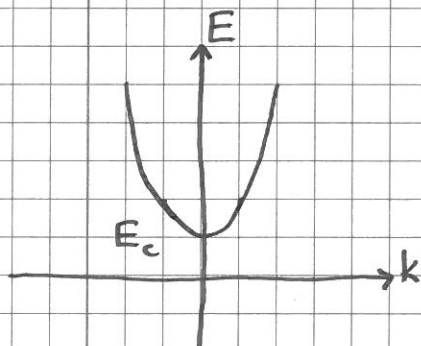
Med andre ord: Vi kan typisk neglisjere hullstrømmen I_p og sette $I = I_n$ i en n-type halvleder.

Og tilsvarende typisk neglisjere elektronstrømmen I_n og sette $I = I_p$ i en p-type halvleder.

Effektiv masse

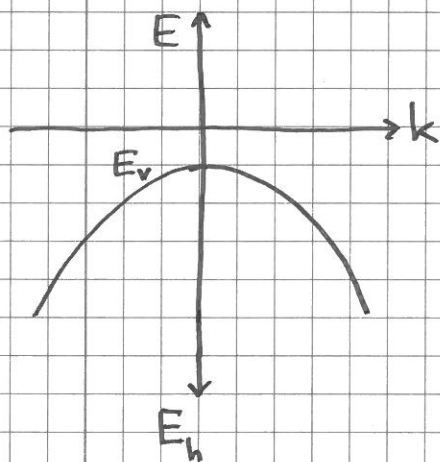
114

Nær båndkantene, dvs bunnen av ledningsbåndet og toppen av valensbåndet, er $E(k)$ med god tilnærming kvadratisk i k :



$$E(k) = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} = \text{elektronenergi i ledningsbåndet}$$

Elektronets effektive masse m_e^* gitt ved invers krumning: $m_e^* = \hbar^2 \left[\frac{d^2 E}{dk^2} \right]^{-1} > 0$



$$E(k) = E_v + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} = \text{elektronenergi i valensbåndet; positiv oppover}$$

$$\Rightarrow E_h(k) = E_v + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} = \text{hullenergi i valensbåndet; positiv nedover}$$

Hullets effektive masse m_h^* gitt ved invers krumning:

$$m_h^* = \hbar^2 \left[\frac{d^2 E_h}{dk^2} \right]^{-1} > 0$$

Partiklene (elektronene og hullene) beskrives av båndstruktur ($E(k)$ og $E_h(k)$) nær båndkantene som er "fri-partikkel-lignende", men de er ikke

frie partikler: Det periodiske potensialet påvirker partiklene på en slik måte at de effektivt oppfører seg som om de har masse forskjellig fra $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31}$ kg. Typisk er $m^* \sim 0.1 m_e$.