

Fysikalisk elektronik

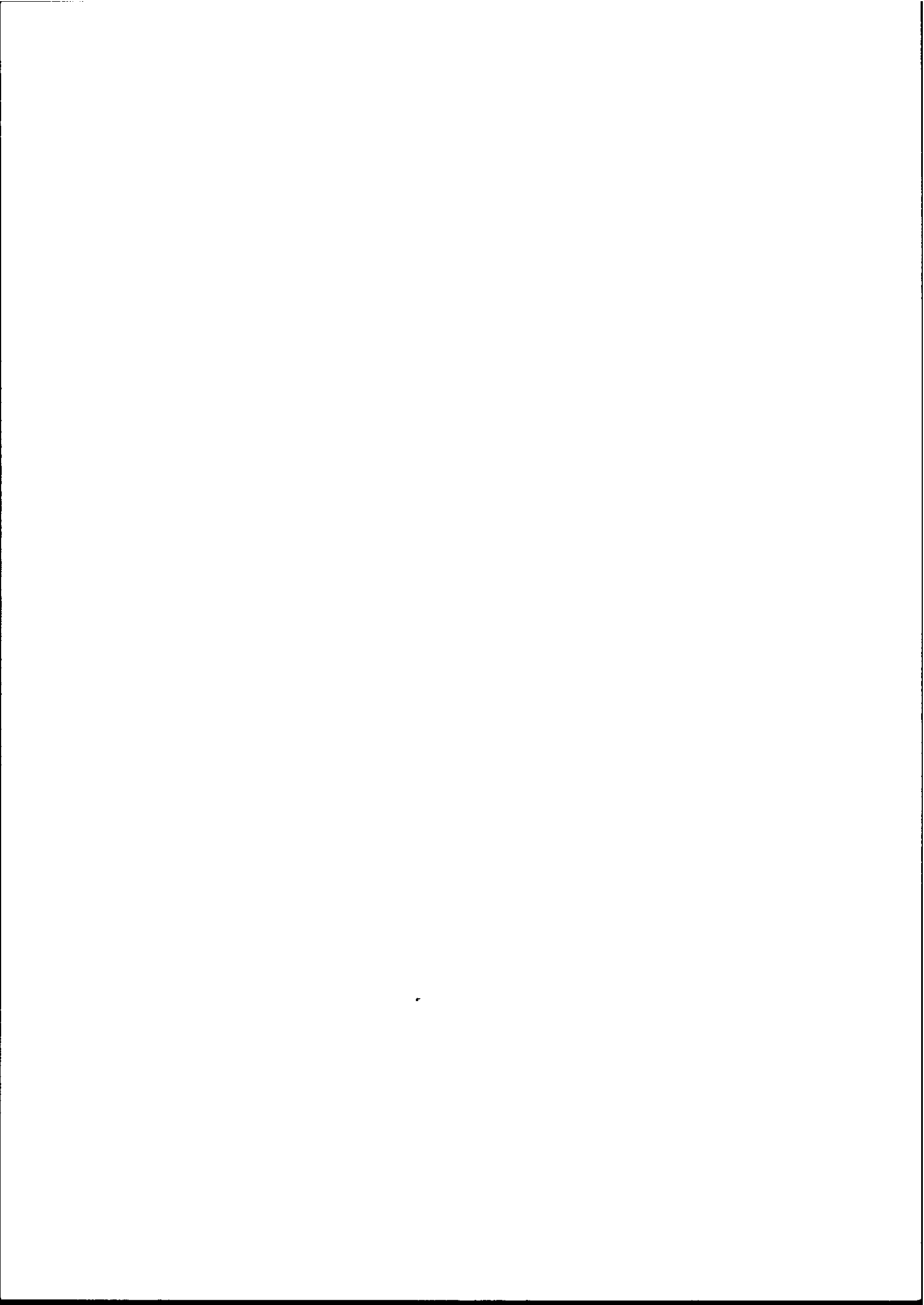
r.ö.

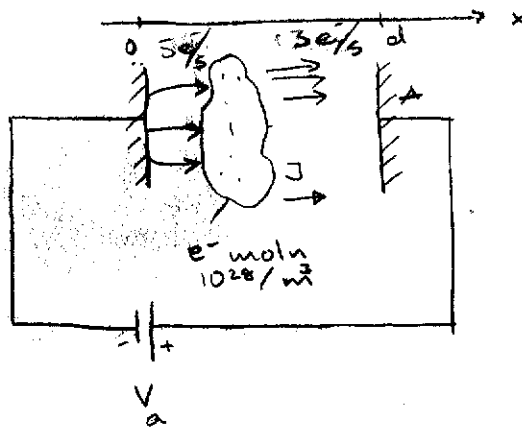
F

1999

Sidor : 53

Pris : ~~15:-~~ 25:-





$$I = -JA$$

Rymdladdningsbegränsad ström

$I_c <$ emitterade strömen från katoden

Viktiga ekvationer:

$$\begin{cases} \nabla^2 V = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0} \\ J(x) = \rho(x)v(x) \end{cases}$$

Vakuum fallet (inga kollisioner)

$$\frac{1}{2}mv^2 = eV \quad (1)$$

$$\Rightarrow I_c = pV_a^{3/2}$$

Gasfylld diod: kollision $\neq 0$

Energikonservering (1) gäller ej.

$$v(x) = \mu E(x) \quad \text{Ohms modell}$$

↑
mobilitet hos e^- .

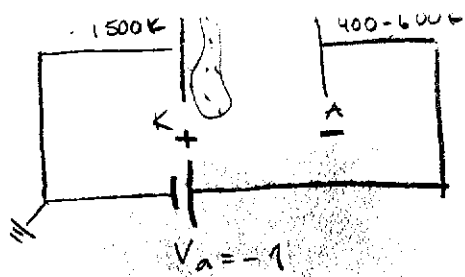
$$\Rightarrow I_c = kV_a^2$$

Randvillkor

$$v_c = 0 \quad \text{då } x = 0$$

$$E = 0 \quad \text{--- " ---}$$

Med rymdladdningsbegränsning menas att några av de e^- som hoppar ut från emittorn kolliderar med e^- molnet och hoppar tillbaka

1

②

a) Fältet är riktat mot rörelsen av e^- .

⇒ Ingen ström.

Rymdladdn. beg: Ja

Även om $V_a = +1V$ kommer en del e^- att reflekteras.

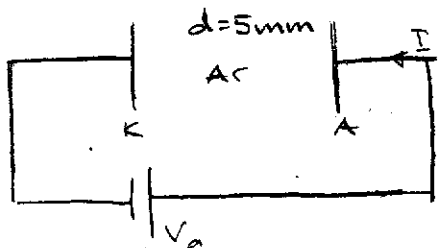
b) $I_c = \rho V_a^{3/2} \Rightarrow \{V_a < 0\} \Rightarrow$ Imaginär ström!

c) $I_c \text{ ideal} = 0$

d) strömmen är dock ej noll, två anledn.

1) Anoden har $T = 400-600K$, några få e^- emitteras alltså och man får en svag backström.

2) $v_e^{\text{hast.}} = 0$ gäller inte riktigt ty man har en termisk rörelse. Liten sannolikhet att emittera finns.

2

a) $\frac{1}{2}mv^2 = eV \Rightarrow v \sim \sqrt{V}$

Det sker en omvandling från lägesenergi till rörelseenergi.

e^- sveps fritt (utan kollisioner) av fältet.

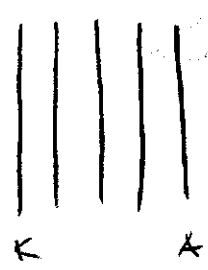
b) vi vet $I_c \sim kV^2$

Poisson $\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{s(x)}{\epsilon}$

strömtäthet: $J(x) = s(x)v(x)$

Dr's modell $v(x) = \mu E(x)$

$$\Rightarrow J(x) = \epsilon \frac{\partial E}{\partial x} \mu E(x)$$



plangeometri

$$\Rightarrow J(x) = J \quad \text{konst.}$$

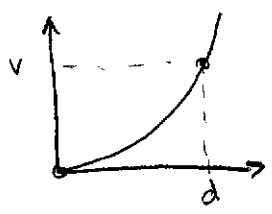
$$\Rightarrow J dx = -\epsilon \mu E(x) dE$$

$$\int J dx = \epsilon \mu \int E dE \Rightarrow Jx = -\frac{\epsilon \mu}{2} E^2(x) + C$$

R.V.: $-\frac{dV}{dx} = E = 0$ vid $x=0 \Rightarrow C=0$

$E(x) = \sqrt{\frac{2Jx}{\epsilon \mu}}$ men $E(x) = \frac{dV(x)}{dx}$

$$-\frac{dV}{dx} = \sqrt{\frac{2Jx}{\epsilon \mu}} \rightarrow \{\text{integrera}\} \Rightarrow -V(x) = \sqrt{\frac{2J}{\epsilon \mu}} \cdot \frac{2}{3} x^{3/2} + \text{konst.}$$



$V(d) = V_a$
 $V(0) = 0$ } R.V.

$$\Rightarrow \text{konst.} = 0$$

$$\Rightarrow J = \underbrace{\frac{9}{8} \frac{\epsilon \mu}{d^3}}_K V_a^2$$

c) Pga kollisioner gäller ej $\frac{1}{2}mv^2 = eE$ utan $v = \mu E$

$P = \frac{N}{V} KT$ gäller för allmän gas

Förutsättning:

1) Likfördelad elektrontäthet så att man kan uttrycka en slh för transport mellan A & K utan kollision

$$\frac{\sum A_{Ar}}{A_{anod}} = 0,01 = 1\%$$

A_{Ar} = Arean av Ar atomer
 A_{anod} = Anodens area.

Om tätheten är $> 1\% \Rightarrow$ gas, $< 1\%$ vakuum.
Har antagit att gasen är argon.

$$\Rightarrow \frac{NA_{Ar}}{A_{Anod}} = 0,01$$

$$P = \frac{N}{V} kT = \frac{1 \cdot 10^{-2} A_{Anod}}{A_{Ar} d A_{Anod}} kT$$

$$\begin{cases} V(x) = \mu E(x) & \text{Ohms lag} \\ \frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon} & \text{Gauss} \\ J(x) = \sigma(x) V(x) & \text{Def. av strömtäthet} \end{cases}$$

a) $\rho(x)$ i Gauss beskriver totala laddningstäth.
 $J(x)$ i def. av strömtätheten beskriver enbart lednings e⁻.

b) För koppar gäller alltså att $\rho(x) = 0$ i Gauss

$$\Rightarrow V = \mu E(x)$$

$$\frac{dE}{dx} = 0$$

$$J(x) = \sigma_e \cdot V_e(x) + \sigma_{cut} \cdot V_{cut}(x)$$

Eftersom vi har $\frac{dE}{dx} = 0 \Rightarrow E = \text{konst.}$ (för Cu)

$$J = \sigma_e \cdot V(x) = n_e \mu E$$

$$I = -AJ$$

$$\Rightarrow I = -q n_e \mu A E$$

$$-\frac{\partial V}{\partial x} = E \quad V_a = -Ed$$

$$\Rightarrow I = q n_e \mu A \frac{V_a}{d}$$

$$\frac{q n_e \mu A}{d} = \text{konduktans}$$

$$R = \frac{1}{q n_e \mu} \frac{d}{A}$$

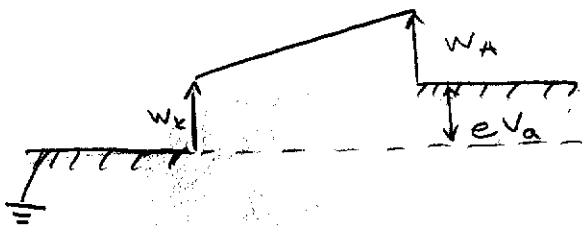
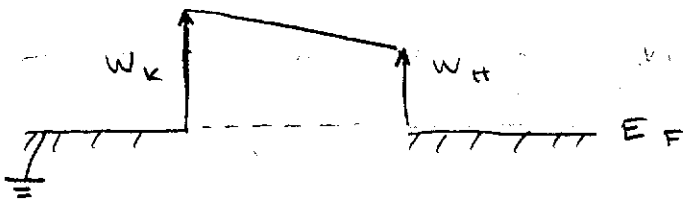
$\sigma = \text{resistivitet}$

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad \text{där } \rho = \text{konduktivitet}$$

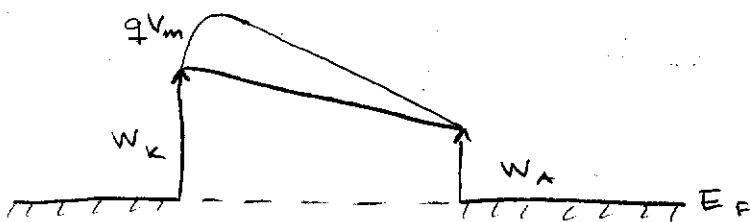
- Rymdladdn. begränsad ström
- Termiskt begr. ström

$$I_c \sim K e^{-W/kT}$$

Begrepp av utträdes arbets funktionen



$$I_c = 1,2 \cdot 10^6 A T^2 e^{-W_k/kT_k}$$

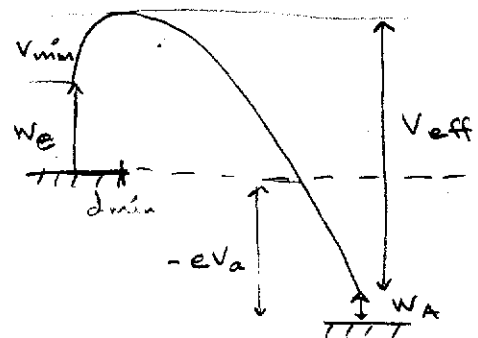


e^- -molnet gör att vi måste addera qVm

$$W_e \rightarrow W_e + qVm_{min}$$

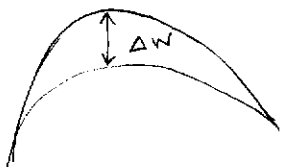
$$d \rightarrow d - d_{min}$$

$$V_a \rightarrow \underbrace{V_a + W_e + V_{min} - W_A}_{V_{eff}}$$

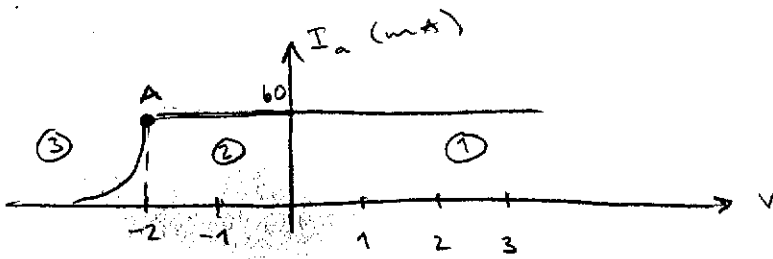


Schottky effekt

Vi får en barrär minskning pga fältet från anoden.

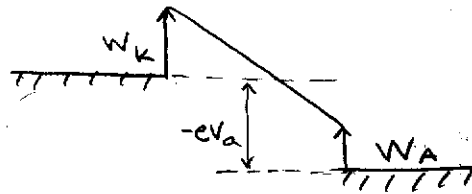


$$\Delta W = 3,8 \cdot 10^{-5} \sqrt{E_e}$$



Region ①

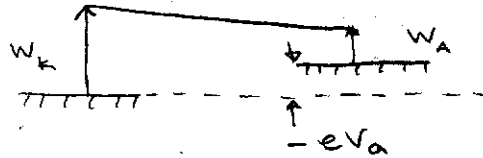
$$V_a > 0$$



Inget hindrar e^-
 e^- ser bara
 barriären W_k .
 $W_k \approx T_k$ best I.

Region ②

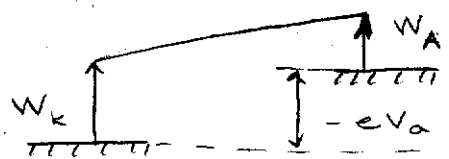
$$-2 < V_a < 0$$



Samma W_k som
 förut. Nedförsbacken
 lutar mindre men
 ström kan fortfarande
 ledas

Region ③

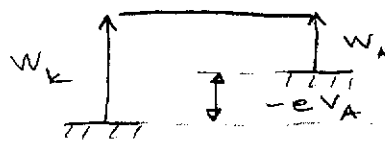
$$V_a < -2$$



Om vi minskar V_a mer
 än $-2V$ kommer
 vi att få en upp-
 försbacke och färre
 e^- kan ta sig
 över.

Kort avstånd mellan katod och anod
 \Rightarrow Termiskt begränsat. Kan avv. ekv. 3,18
 i gula boken.

a) Punkt A



$$W_k = W_A - eV_A$$

$$V_A = -2V$$

$$\textcircled{1} I_c = 1,2 \cdot 10^6 \text{ AT}^2 e^{-W_k/kT_k}$$

$$\Rightarrow W_k \approx 3,5 \text{ eV}$$

$$\textcircled{2} \quad W_k = W_A - eV_A \Rightarrow W_A = 1,5 \text{ eV.}$$

⑦

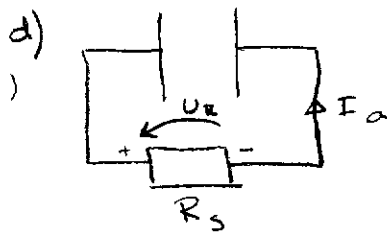
Schottky effekten försummas

b) Värme energi omvandlas till rörelseenergi hos elektronerna. Energin förs sedan vidare till anoden då e^- kolliderar med den.

c) Nej!

$$W_k > W_A$$

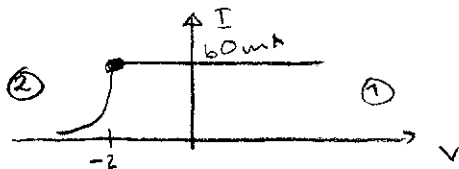
$$T_k > T_c$$



Vill ha P_{max}

$$P = U \cdot I$$

Spänning faller över resistansen, vilket innebär att dioden förspänns negativt, vilket leder till en minskning av strömmen när spänningfallet är större än $-V$.



$$I = 60 \text{ mA}$$

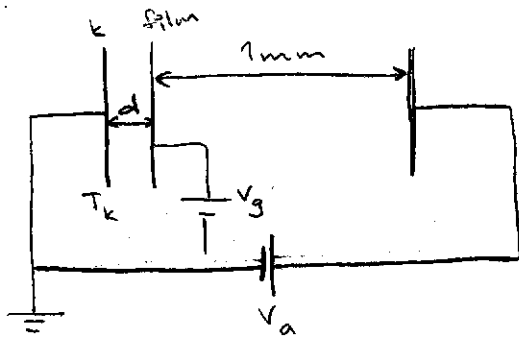
U måste tas så stort som möjligt

I 1:a kvadranten är resistansen en last.

I 2:a kvad. kan man dock ta ut en positiv effekt över resistansen.

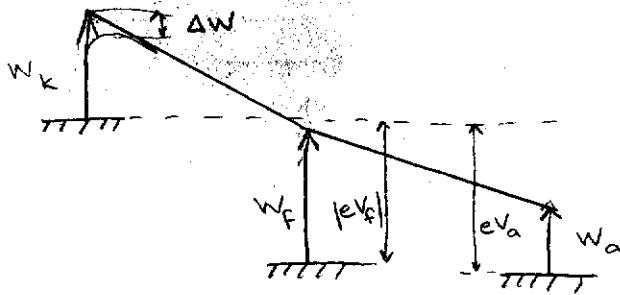
$$P = 60 \cdot 10^{-3} \cdot 2$$

$$R = \frac{V}{I} = 33 \Omega$$

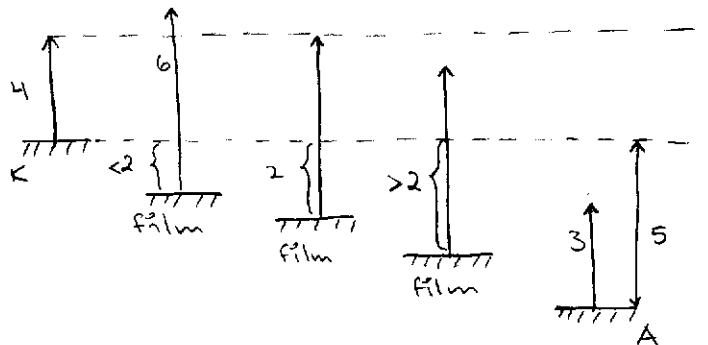


$d = 0,05 \text{ mm}$
 $T_k = 1000 \text{ K}$
 $W_k = 4 \text{ eV}$
 $W_f = 6 \text{ eV}$
 $W_a = 3 \text{ eV}$

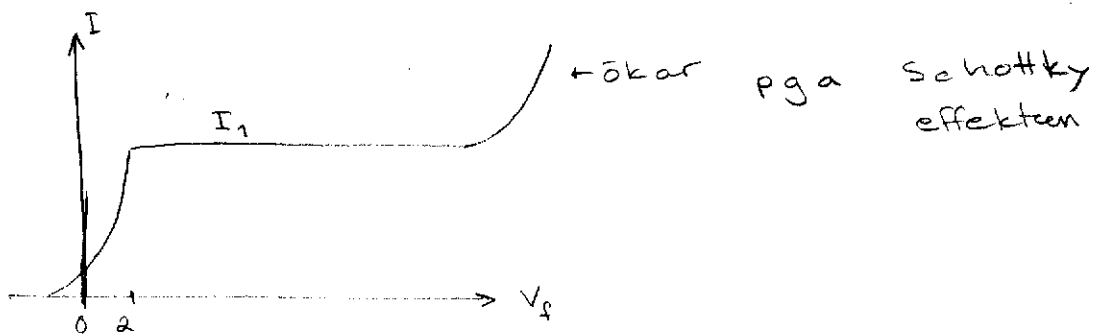
a) Vad är meningen med filmen?
 Vi kan beräkna barriärminskning pga schottky eff.
 Använd schottky eff. för att minska W_k (med en faktor ΔW) och öka på så sätt strömmen.



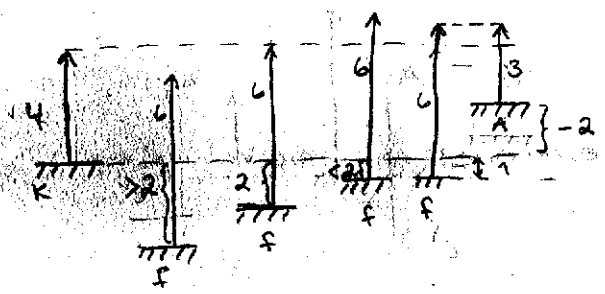
b) $V_a = 5 \text{ V}$



Om $eV_f < 2$ blir filmen en barriär

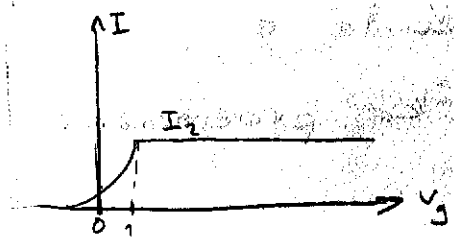


$V_a = -2V$



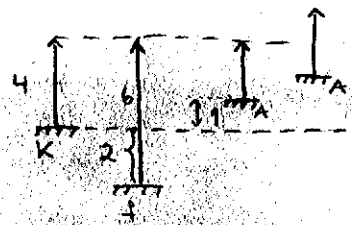
$|eV_a| + W_a > W_k$
 best. strömmen
 W_k spelar ingen roll

Eftersom $|eV_a| + W_a$ bestämmer den totala barrären har vi här ingen Schottky effekt.

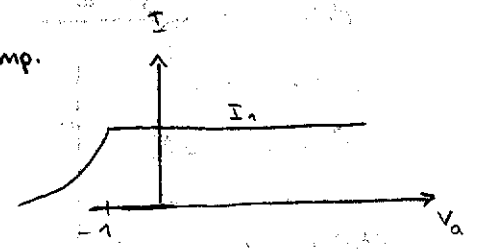


$V_g > 1 \Rightarrow$ konstant ström, I_2
 $V_g < 1 \Rightarrow$ exp. dämpad ström
 $I_2 < I_1$ pga högre barrär.

c) $V_g = 2V$

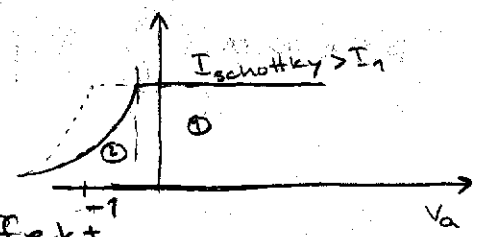
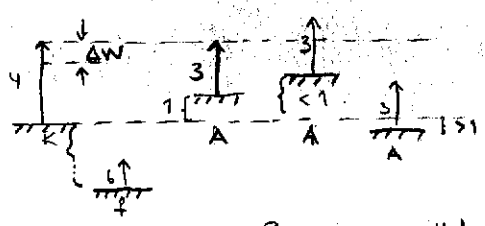


$V_a < -1 \Rightarrow$ exp. dämp.
 $V_a > -1 \Rightarrow$ konst, I_1



Då $V_a < -1$ best. $W_a - eV_a$ barrär höjden
 Då $V_a > -1$ —||— W_k —||—

$V_g = 200V$



Om $V_a > -1$ får vi schottky effekt

- 1) ① $W_k - \Delta W$ best. barrären
- 2) $W_a - eV_a$ —||— —||—

d) $I = 1,2 \cdot 10^6 T_k^2 A e^{-W/kT_k}$

$\frac{I_{schottky}}{I_{utan}} = \frac{e^{-\frac{W_{schott}}{kT_k}}}{e^{-\frac{W_k}{kT_k}}} = \exp\left(\frac{W_k - W_{schott}}{kT_k}\right) = 2$

$W_k - W_{schott} = \Delta W$

$\Delta W = kT_k \ln 2 = 0,059$

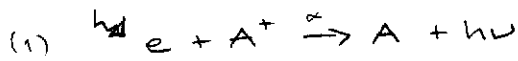
$\Delta W = 3,8 \cdot 10^{-5} \sqrt{E_c} \quad E = 2,47 \cdot 10^6 V/m$

Om $E = \text{konst}$

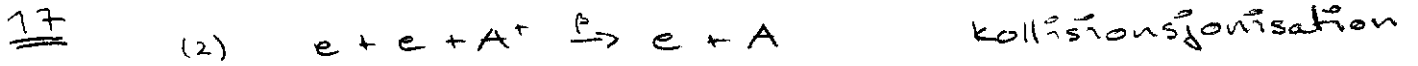
$E = V_f / d \Rightarrow V_f = 124V$

d är $d = 0,05 \text{ mm}$, avst. mellan katod och film

RÖ 3



fotogjonisation (10)



kollisionsjonisation

a) Laddning, rörelsemängd och energi måste bevaras.

(1) orsakas av EM-strålning, man får $h\nu$ ut.

(2) orsakas av en kolliderande e^-

(1) o (2) är alltså helt olika processer

b) $\frac{dn_e}{dt} = \underbrace{-n_0 n_e \alpha}_{(1)} - \underbrace{n_e^2 \beta}_{(2)}$

Antag att vi har neutral plasma, $n_e = n_i$

$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha n_e^2 - \beta n_e^3$

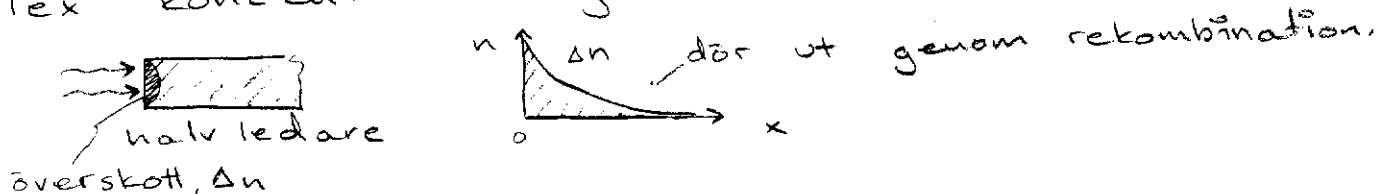
c) $\beta n_e^3 \gg \alpha n_e^2$
 $\beta n_e \gg \alpha$
 $\Rightarrow \beta \gg \frac{\alpha}{n_e}$

19a) $\frac{dn}{dt} = \frac{\text{generation}}{\text{tid} \cdot \text{volym}} - \frac{\text{rekombination}}{\text{tid} \cdot \text{volym}} + ?$

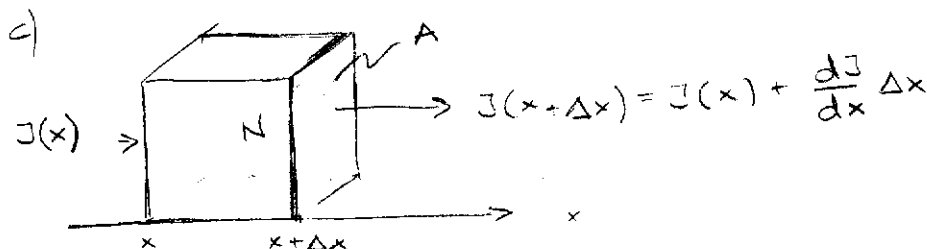
? = transport term.

tex ut- och inresa i Sverige

b) Då vi har stora partikelströmmar
Tex koncentrationsgradienter i halvledare.



1 dim



Vi har volymen, $\Delta V = \Delta x A$, innehållande N st partiklar (11)

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\text{generation}}{t.v.} \Delta V - \frac{\text{rekombination}}{t.v.} \Delta V + A J(x) - A J(x+\Delta x)$$

$$= \left\{ J(x+\Delta x) \approx J(x) + \frac{\partial J}{\partial x} \Delta x \right\} =$$

$$= \frac{\text{gen}}{t.v.} \Delta V - \frac{\text{rek.}}{t.v.} \Delta V - \frac{\partial J}{\partial x} \Delta x A$$

Vi räknar per volymenhet och $\Delta x A = \Delta V$

$$\Rightarrow \frac{dn}{dt} = \frac{\text{gen}}{t.v.} - \frac{\text{rek}}{t.v.} - \frac{\partial J}{\partial x}$$

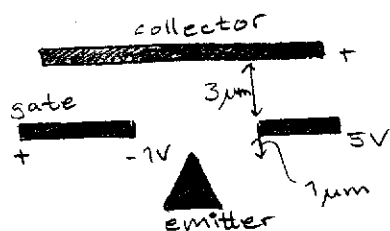
J 's utseende:

• Enbart diffusion: $J \sim \frac{\partial n}{\partial x}$

• Enbart drift (pga E-fält): $J \sim n v$

d) Kontinuitetsekvationen i halvledare kallas ofta för "diffusions ekv."

14



• E-fältet vid emittorn best. strömmen

• Då gate potentialen varieras varierar också E-fältet $E(V_c, V_g) = F(\alpha V_c + \beta V_g)$ (ekv 3.27)

• för att best t , best. löptiden mellan E o C

Hast v som funk. av potentialen V :

$$\frac{mv^2}{2} = eV \quad \text{ty vakuum jfr R0 1}$$

$$v = \sqrt{\frac{2eV}{m}} \Rightarrow \frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{2eV(x)}{m}}$$

$$\Rightarrow \int_0^{\tau} dt = \sqrt{\frac{m}{2e}} \int_0^d \frac{dx}{\sqrt{V(x)}} \quad (1)$$

$$-\frac{dV}{dx} = E(x)$$

Avståndet mellan E och C är kort $\Rightarrow E = \text{konst}$

$$\Rightarrow -\frac{dV}{dx} = E \Rightarrow -V(x) = Ex + \zeta$$

R.V. $V(0) = 0 \Rightarrow \zeta = 0$

$$V(d) = V_d \Rightarrow V(x) = \frac{V_d}{d} x \quad (2)$$

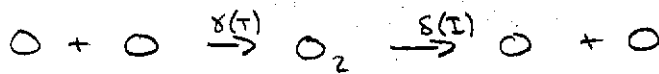
$$(1) \circ (2) \Rightarrow \tau = \sqrt{\frac{md}{2eV_d}} \int_0^d \frac{1}{\sqrt{x}} dx = \sqrt{\frac{md}{2eV_d}} 2\sqrt{d} = \sqrt{\frac{2md^2}{eV_d}} \text{ [s]}$$

$$= \underline{\underline{6 \text{ ps}}}$$

Begränsningar i modellen:

- $v=0$ vid emitterspetsen
- $kT \approx 25 \text{ meV} \ll 5 \text{ eV}$
- $v \approx 0$ vid spetsen

20



För processen gäller

$$\frac{dn_{O_3}}{dt} = n_{O_2} n_O \alpha(T) - n_{O_3} \beta \quad (1)$$

$$\frac{dn_{O_2}}{dt} = n_O^2 \gamma(T) - n_{O_2} \delta(I) - n_{O_2} n_O \alpha(T) + n_{O_3} \beta \quad (2)$$

v_i har stationärt tillstånd: $\frac{dn_{O_3}}{dt} = \frac{dn_{O_2}}{dt} = 0$

Antag: $n_O \ll n_{O_2}$

$$n_{O_3} \ll n_{O_2}$$

20% av luften är O_2 : $n_{O_2} = 0,2 n(n)$

(1),(2)

$$\Rightarrow \begin{cases} 0 = n_{O_2} n_O \alpha(T) - n_{O_3} \beta & (3) \end{cases}$$

$$\begin{cases} 0 = n_O^2 \gamma(T) - n_{O_2} \delta(I) - n_{O_2} n_O \alpha(T) + n_{O_3} \beta & (4) \end{cases}$$

(3)+(4)

$$\Rightarrow 0 = n_O^2 \gamma(T) - n_{O_2} \delta(I) \Rightarrow n_O = \sqrt{n_{O_2} \frac{\delta(I)}{\gamma(T)}} \quad (5)$$

$$(5) \text{ o } (3) \Rightarrow n_{O_3} = \frac{n_{O_2} \alpha(T)}{\beta} \sqrt{n_{O_2} \frac{\delta(I)}{\gamma(T)}}$$

$$\Rightarrow n_{O_3} = \frac{\alpha(T)}{\beta} n_{O_2}^{3/2} \sqrt{\frac{\delta(I)}{\gamma(T)}} \quad (6)$$

Antag:
$$\begin{cases} \alpha(T) = \alpha_0 2^{T/40} \\ \gamma(T) = \gamma_0 2^{T/40} \\ \delta(I) = \delta_0 f(I) \end{cases}$$

$$(6) \Rightarrow n_{O_3} = \frac{\alpha_0 2^{T/40}}{\beta} n_{O_2}^{3/2} \sqrt{\frac{\delta_0 f(I)}{\gamma_0 2^{T/40}}}$$

$$\Rightarrow n_{O_3} = A n_{O_2}^{3/2} 2^{T/40} 2^{-T/80} \sqrt{f(I)} \Rightarrow n_{O_3} = A n_{O_2}^{3/2} 2^{T/80} \sqrt{f(I)}$$

där $A = \frac{\alpha_0}{\beta} \left(\frac{\delta_0}{\gamma_0}\right)^{1/2} = \text{konst.}$

Ur diagram för vi $n(h)$, $T(h)$ o $f(I)$

$$\Rightarrow n_{O_3} = A' n(h)^{3/2} 2^{T/80} \sqrt{f(I)} \quad (7) \quad \text{där } A' = A \cdot 0,2^{3/2}$$

Vi gör en tabell för olika höjder:

h	n(h)	T(h)	f(I)	$n(h)^{3/2} 2^{T/80} \sqrt{f(I)}$
25	$5 \cdot 10^{24}$	200	10^7	$\approx 6 \cdot 10^{39}$
50	$5 \cdot 10^{23}$	300	10^8	$5 \cdot 10^{40}$
75	$5 \cdot 10^{21}$	200	10^{11}	$6 \cdot 10^{38}$
100	$1 \cdot 10^{19}$	250	10^{13}	$9 \cdot 10^{35}$
125	$1 \cdot 10^{18}$	600	10^{14}	$2 \cdot 10^{36}$
150	$5 \cdot 10^{17}$	1200	10^{15}	$4 \cdot 10^{38}$
175	$5 \cdot 10^{16}$	1350	10^{16}	$1 \cdot 10^{38}$
200	$2 \cdot 10^{16}$	1400	10^{17}	$2 \cdot 10^{38}$
225	$1 \cdot 10^{16}$	1450	$5 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{38}$
250	$7 \cdot 10^{15}$	1500	10^{18}	$3 \cdot 10^{38}$

Ser att vi har mest n_{O_3} då $h < 75$ km eller $h > 150$ km

I verkligheten ligger ozonskiktet på ca 80 km höjd, vilket alltså inte alls stämmer med beräkningarna.

Beror på; många gissningar, tex, α, γ, δ .

$$v_\varphi = \frac{\omega}{k}$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} < c_0$$

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{f_p}{f}\right)^2}$$

$n < 1$ för jonosfären

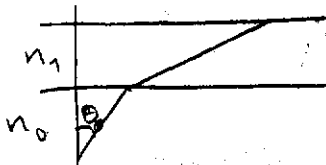
$$f_p = 9\sqrt{n_e}$$

höjd beroende

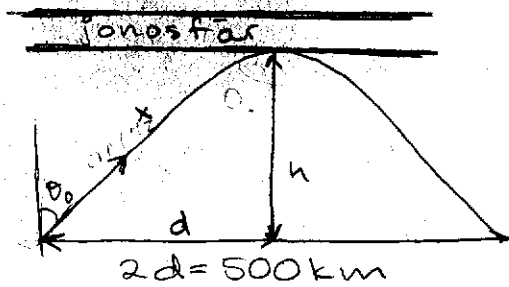
Snells lag

$$n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 = \text{konst}$$

luft: $n_0 = 1$



22



$f = 5 \text{ MHz}$

Uttryck $\sin \theta_0$ i d och h

$$x = \sqrt{d^2 + h^2}$$

$$\sin \theta_0 = \frac{d}{\sqrt{d^2 + h^2}}$$

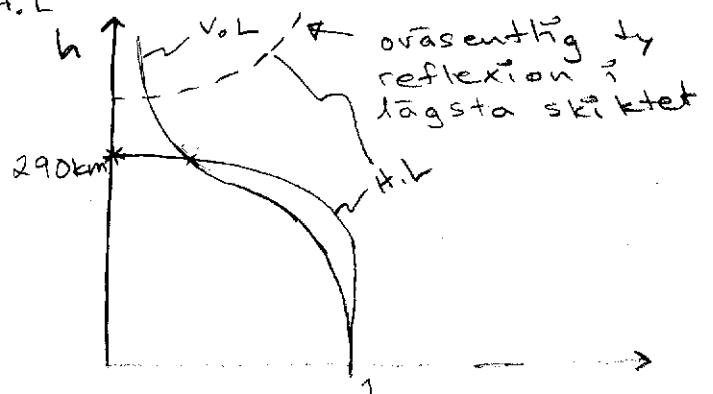
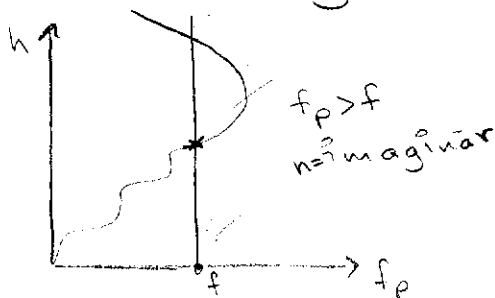
$$\theta_1 = 90^\circ$$

$$n_0 \sin \theta_0 = n_h \sin 90^\circ$$

$$\Rightarrow \sin \theta_0 = n_h = \frac{d}{\sqrt{d^2 + h^2}} = \sqrt{\frac{1 - \frac{f_p(h)^2}{f^2}}{v.L}} \quad \text{H.L.}$$

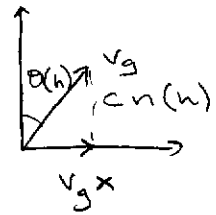
Grafisk lösning:

fig 4.6



Radiorågen reflekteras vid $h \approx 290 \text{ km}$

b) $v_{gx} = v_g(u) \sin \theta(u) = c n(u) \sin \theta(u) = c n_0 \sin \theta_0$

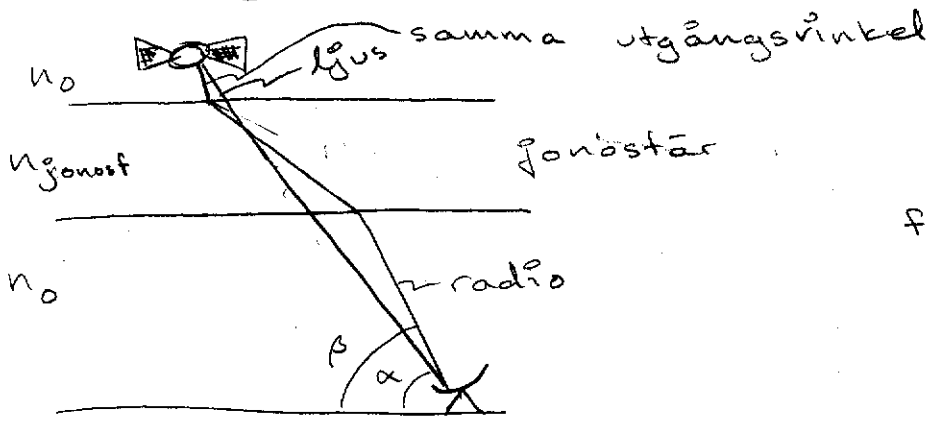


$d = h$ givna $\Rightarrow \theta_0 = 48^\circ$

$v_{gx} = c_0 \sin 48^\circ$

1) $\tau = \frac{x}{v} = \frac{2d}{v_{gx}} \approx 2,2 \text{ ms}$

27

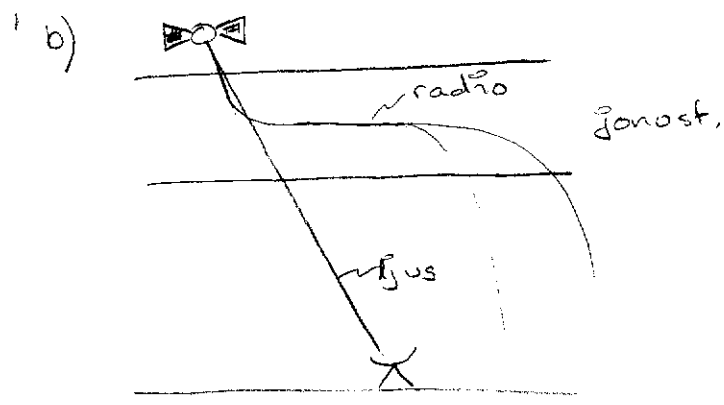


$f = 15 \text{ MHz}$

a) Ljuset reflekteras ej av jonostären

1) $n_{jonost} \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}} < 1$

$\beta > \alpha$



Antag att jorden är plan.

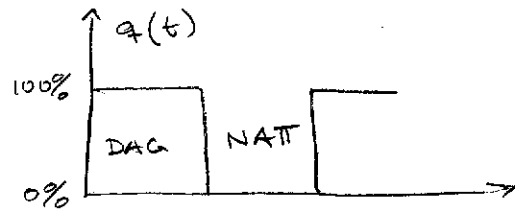
Får en våg som går horisontellt i jonost.
En störn kan få den att gå ner på jorden
Störningen kan dock komma vart som helst.

Svar: Kan ej best. vinkeln.

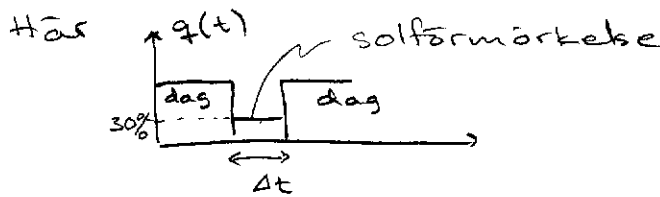
Man kan \therefore inte säga höjden.

29 Enklaste modellen

$$\frac{dn_e}{dt} = q(t) - \alpha_{\text{eff}} n_e^2$$



(16)



- Före solförmörkelse stationärt tillstånd.

$$f_p = q \sqrt{n_e}$$

$$\frac{dn_e}{dt} = 0 = \underset{\substack{\uparrow \\ \text{konst}}}{q_0} - \alpha_{\text{eff}} n_{e_0}^2$$

$$\Rightarrow q_0 = \alpha_{\text{eff}} n_{e_0}^2$$

$$\Rightarrow q_0 = \alpha_{\text{eff}} \left(\frac{f_p}{81} \right)^2$$

- Under solförmörkelse

$$0 = 0,3 q_0 - \alpha_{\text{eff}} n_{e_s}^2$$

Kan antaga stat. tillst. om Δt är lång
Men tiden för en solförmörkelse är inte tillräckligt lång. Vi får istället.

$$\frac{dn_e}{dt} = 0,3 q_0 - \alpha_{\text{eff}} n_e^2$$

$$\int_{n_{e_0}}^{n_{e_s}} \frac{dn_e}{0,3 q_0 - \alpha n_e^2} = \int_{t_1}^{t_2} dt$$

$$\text{BETA} \Rightarrow \left[-\frac{1}{2\sqrt{0,3 q_0 \alpha_{\text{eff}}}} \ln \frac{n_e \sqrt{\alpha_{\text{eff}}} - \sqrt{0,3 q_0}}{n_e \sqrt{\alpha_{\text{eff}}} + \sqrt{0,3 q_0}} \right]_{n_{e_0}}^{n_{e_s}}$$

$$\Delta t = -\frac{1}{2\sqrt{0,3 q_0 \alpha_{\text{eff}}}} \ln \frac{\frac{n_{e_s} \sqrt{\alpha} - \sqrt{0,3 q_0}}{n_{e_s} \sqrt{\alpha} + \sqrt{0,3 q_0}}}{\frac{n_{e_0} \sqrt{\alpha} - \sqrt{0,3 q_0}}{n_{e_0} \sqrt{\alpha} + \sqrt{0,3 q_0}}}$$

$$q_0 = \alpha_{\text{eff}} n_{e_0}^2 = \alpha_{\text{eff}} \frac{f_p^4}{81}$$

Söker n_{e_s}

Gör tabell över α_{eff} , n_{e_0} , q_0 , f_p , och försök passa in i formeln

Solfäcksminimum dagtid

(17)

• F_1 -skikt

$$\alpha_{\text{eff}} = 7 \cdot 10^{-16}$$

$$f_{p_0} = 4,25 \text{ MHz}$$

$$\Rightarrow n_{e_0} = \left(\frac{4,25 \cdot 10^6}{9} \right)^2 = 2,23 \cdot 10^{11} / \text{m}^3$$

n_{e_s} kan beräknas om Δt väljes till ngt.

$$\underline{F_1} \Rightarrow n_{e_s} = 1,77 \cdot 10^{11}$$

79% av de ursprungliga e^- är kvar

$$\underline{F_2} \quad n_{e_0} = 4,44 \cdot 10^{11} \quad n_{e_s} = 4,39 \cdot 10^{11}$$

99% av e^- är kvar

Orsak till skillnad.

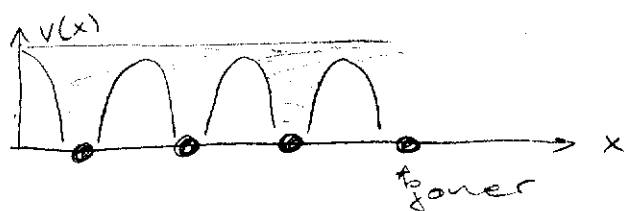
Rekombineras mer i F_1 . α_{eff} styr.

RÖ5

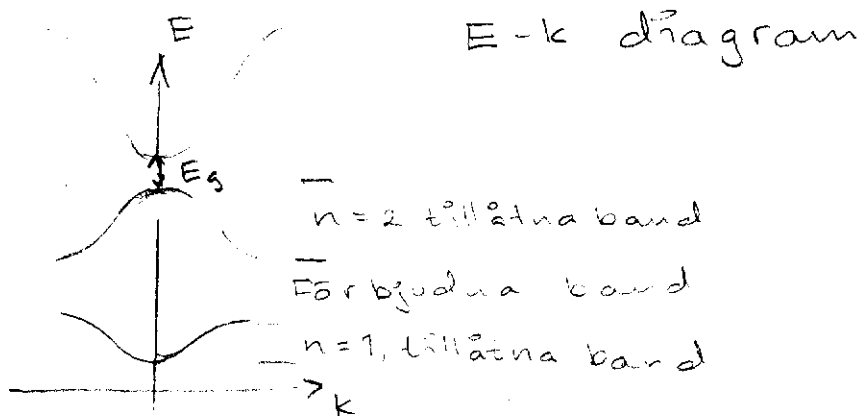
GENOMGÅNG

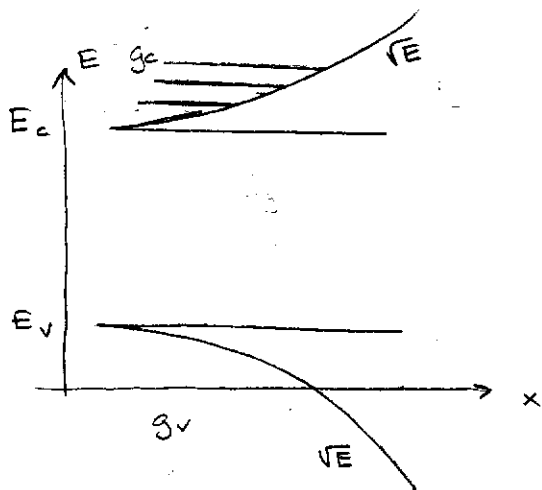
Halvledare

Potentialenergi och konfinerade tillstånd i en kristall.



Grafisk lösning till S.E:





Tillståndstäthet, $g_c(E)$

Fermi-Dirac: $f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}}$

$$n = \int_{E_c}^{\infty} g_c(E) f(E)$$

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} g_v(E) (1 - f(E))$$

$$f(E) \approx e^{-(E-E_F)/kT}$$

för $E - E_F > 3k_B T$

$$\Rightarrow n = N_c e^{-(E_c - E_F)/kT}$$

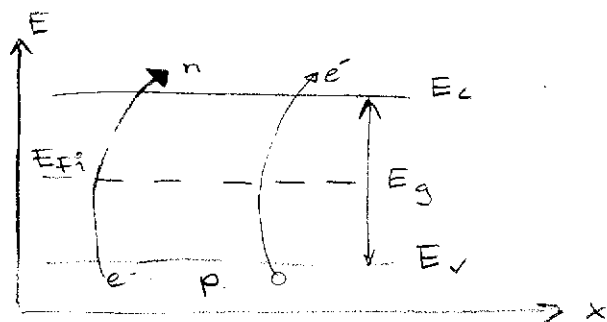
$$p = N_v e^{-(E_F - E_v)/kT}$$

N_c och N_v är effektiva tillståndstätheter för lednings och valensbandet.

$$N_c = 2,5 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_n^*}{m_0}\right)^{3/2} \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_v = 2,5 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_p^*}{m_n}\right)^{3/2} \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \text{ cm}^{-3}$$

*** Intrinsic halvledare**



$$E_g = 1,2 \text{ eV för Si}$$

$$n_i = p_i$$

$$E_{Fi} = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}$$

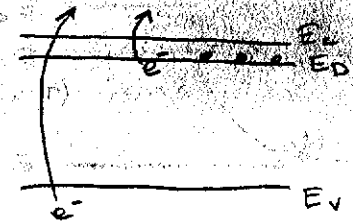
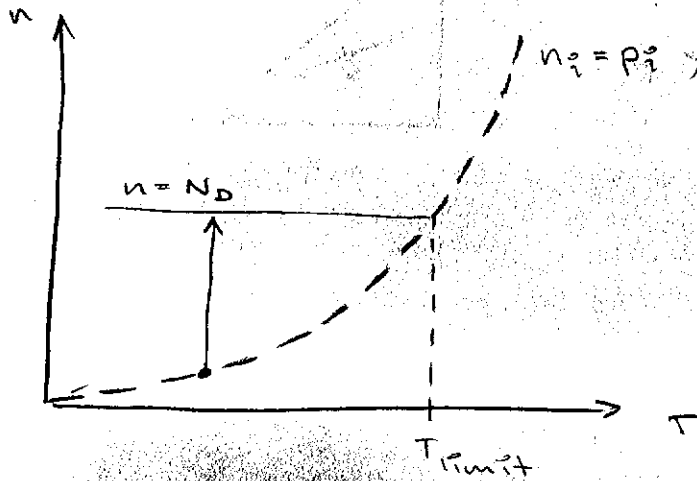
Ungefär i mitten av E_g

$$n_i \propto e^{-E_g/2kT}$$

(79)

$$n_i (Si \text{ 300K}) = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$$

* Extrinsisk halvledare



Det finns en övre T gräns då materialet blir intrinsiskt.

Finns också en undre T gräns där tätheten blir noll.

$$n = n_i + N_D$$

n_i försummas ofta, dock ej för höga T.

Vid p-dopning flyttas E_F ner, tvärt om för n-dopning.

E_F 's läge beror på

1) Dopningen
$$n = n_i e^{(E_F - E_i)/kT}$$

$$N_D$$

2) Temperaturen

Då T ökar \Rightarrow går mot intrinsiskt \Rightarrow E_F går ner till E_{Fi} (n-dopat)

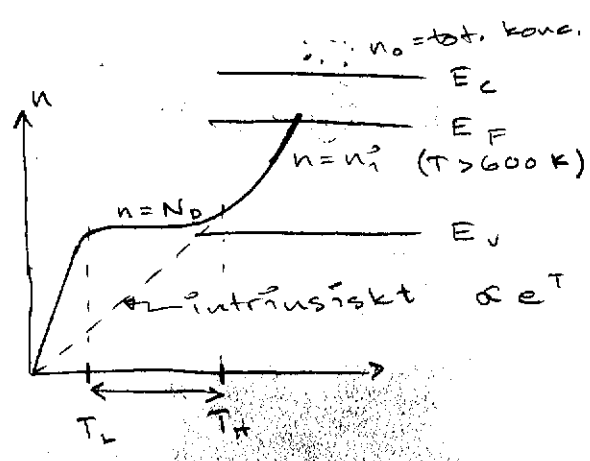
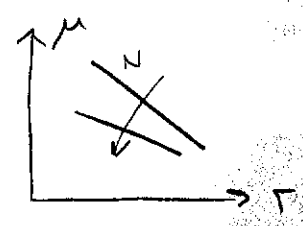
T minskar \Rightarrow strömmen går mot noll \Rightarrow E_F går upp och lägger sig över E_D .

R06

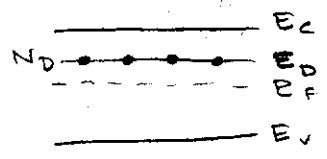


$I \propto n \mu_n V$ (20)

Kollisionerna gör att mobiliteten blir mindre



1 Undre temperaturgräns T_L :



$\frac{1}{1 + e^{(E_D - E_F)/kT_L}} = 0,01$ (1) ty slk att en nivå \bar{n} ska vara 1%. Gräns för T_L .

Avst. mellan E_D o E_F bestäms av dophalten och med vad man dopar.

$n = N_c(T) e^{-(E_c - E_F)/kT}$ (2)

$N_c(T) = 4,7 \cdot 10^{23} \left(\frac{T_L}{300}\right)^{3/2}$ (3)

Laddningsneutralitet: $n_0 = p_0 + N_D^+ \approx N_D^+$ (4)

(1) $\Rightarrow e^{(E_D - E_F)/kT} = 99$

(4) $\Rightarrow n_0 = N_D^+ = 99\% N_D$

(1) \rightarrow (2) $\Rightarrow 0,99 N_D = N_c(T_L) e^{-(E_c - E_F)/kT_L}$ (5)

$e^{-(E_c - E_F)/kT} = e^{-(E_c - E_D)/kT} \underbrace{e^{-(E_D - E_F)/kT}}_{1/99}$

avst. mellan donatorniv. och ledn. band $E_c - E_D$?

GaAs, förslag: Si som dopatom.

$E_c - E_D = 5,8 \text{ meV}$

Tabell 4.4

Vi antar att $N_D = 10^{21} \text{ m}^{-3}$

Ersätt allt i (5)

$0,99 \cdot 99 N_D e^{(E_c - E_D)/kT_L} = 4,7 \cdot 10^{23} \left(\frac{T_L}{300}\right)^{3/2}$

Lös ut $T_L \Rightarrow T_L = 145 \text{ K}$

145 K motsvarar temp. då n sjunkit under 1%.

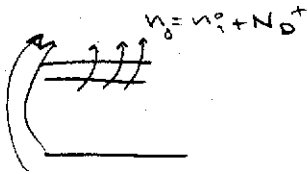
Övre temp. gräns, T_H

$n_0 = N_D + 1\% N_D = 1,01 N_D$ (1)

ty alla donatorer är joniserade

Laddningsneutralitet: $n_0 = p_0 + N_D^+ = p_0 + N_D$ (2)

$p_0 \neq 0$ ty e^- kan hoppa hela vägen från val. bandet till ledn. b.



$n_0 = N_c(T_H) e^{-(E_c - E_F)/kT_H}$

$p_0 = N_v(T_H) e^{-(E_F - E_v)/kT_H}$

$n_0 p_0 = N_c(T_H) N_v(T_H) e^{-(E_c - E_v)/kT_H}$ (3)

$N_c(T_H) = 4,7 \cdot 10^{23} \left(\frac{T_H}{300}\right)^{3/2}$

$N_v(T_H) = 7,010 \cdot 10^{24} \left(\frac{T_H}{300}\right)^{3/2}$

$\Rightarrow p_0 = n_0 - N_D = 1,01 N_D - N_D = 0,01 N_D$

E_g minskar med T

$E_g(T) = 1,52 - 0,1 \frac{T_H}{300}$
↑
 E_g i Kelvin

Sätt samman (3) $\Rightarrow T_H = 660 \text{ K}$

6

Fermi-Dirac:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E_c - E_f)/kT}}$$

(22)

Boltzmann:

$$f_B(E) = e^{-(E_c - E_f)/kT}$$

$$E_c - E_f \gg kT$$

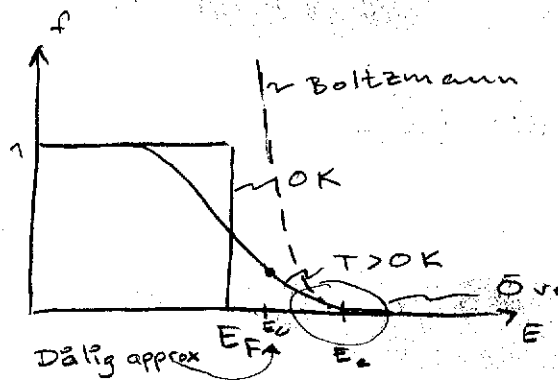
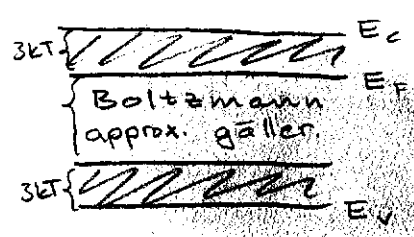


fig 3.34

Överensstämmelse mellan f_B och f

Hårt dopad: $E_c - E_f \ll kT$



$$\frac{e^{-(E_c - E_f)/kT}}{1 + e^{-(E_c - E_f)/kT}} = \frac{1}{1 + e^{(E_c - E_f)/kT}}$$

fel gräns. = 10%

$$\Rightarrow e^{-(E_c - E_f)/kT} (1 + e^{(E_c - E_f)/kT}) - 1 = 0,1 \Rightarrow$$

$$e^{-(E_c - E_f)/kT} = 0,1 \Rightarrow e^{(E_c - E_f)/kT} = 10$$

$$n_0 = N_c(T) e^{-(E_c - E_f)/kT} \Rightarrow$$

$$\text{Si: } n_0 \approx 2,8 \cdot 10^{25} \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} 0,1$$

$$\{77K\} \Rightarrow n_0 = 3,64 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$$

$$\{300\} \Rightarrow n_0 = 2,8 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$$

Är alla donatorer joniserade?

P = slk att finna e^- på E_D -nivån

$$P = \frac{1}{1 + e^{(E_D - E_f)/kT}} = \frac{1}{1 + e^{-(E_c - E_D)/kT} e^{(E_c - E_f)/kT}}$$

Välj fosfor som dopatom (n-dopat för Si)

$$E_c - E_D = 0,045 \text{ eV}$$

77K : 99% besatta endast 1% kan ta sig loss.
 300K : 36% —||— & icke joniserat

Laddningsneutralitet : $N_D = n_0 + p N_0$
 totalt joniserade & icke jonis.

$$p_0 = \frac{n_0^2}{n_0} \ll n_0$$

$$N_D = \frac{n_0}{1 - P}$$

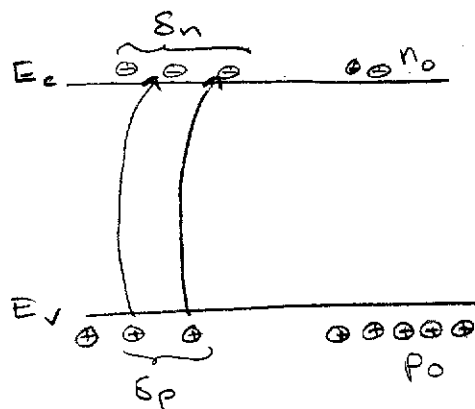
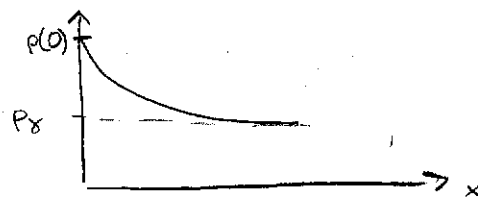
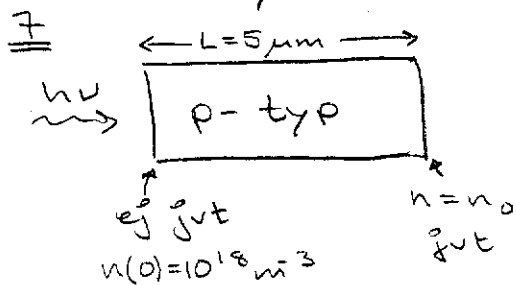
77K : $N_D = 3,25 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$

300K : $N_D = 4,4 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$

∴ Högsta dophalten för att approx. med Boltzmann.

RÖ7

Belyst halvledare



a) e^- är minoritetsbärare i p-typ material
 Diffusions ekv. för minoritetsbärare (6.3)

$$D_n \frac{\partial^2 (\delta n)}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial (\delta n)}{\partial x} + g' - \frac{\delta n}{\tau_{n0}} = \frac{\partial (\delta n)}{\partial t}$$

- Stat. tillst. $\frac{\partial (\delta n)}{\partial t} = 0$
- Ingen generation $g' = 0$
- E-fältet är försumbart litet $E \approx 0$

$$\Rightarrow \frac{d^2(\delta n)}{dx^2} = \frac{\delta n}{D_n \tau_{n0}} = \left\{ L_n = \sqrt{D_n \tau_{n0}} \right\} = \frac{\delta n}{L_n^2}$$

$$\delta n(x) = A e^{x/L_n} + B e^{-x/L_n} \approx \left\{ x \ll L_n, \text{ Taylorutveckla} \right\} =$$

$$\approx A \left(1 + \frac{x}{L} \right) + B \left(1 - \frac{x}{L} \right) = A + B + (A - B) \frac{x}{L}$$

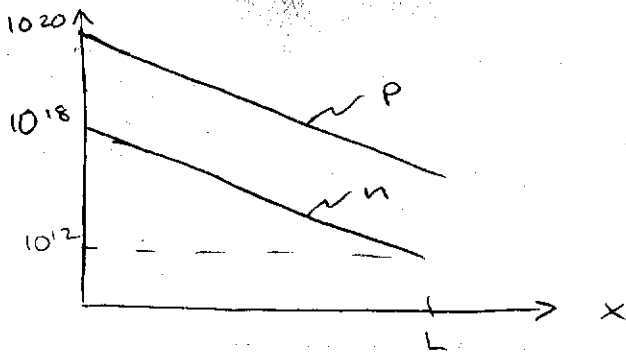
RV 1: $x=0 \quad \delta n = n(0) \Rightarrow \begin{cases} A+B = n_0 \end{cases}$

RV 2: $x=L \quad \delta n = n_0 \Rightarrow \begin{cases} A-B = \frac{L_n}{L} (n_0 - n(0)) \end{cases}$

$$\delta n(x) = n(x) = n(0) - \frac{n(0) - n_0}{L} x$$

där $n_0 = \frac{n_i^2}{N_A} = \frac{(10^{16})^2}{10^{20}} = 10^{12} \text{ m}^{-3}$

massverkonslag



b) Diff. strömmen $J_n = e D_n \frac{dn}{dx}$

Einstein's relation: $D_n = \frac{kT}{e} \mu_n$

$$\Rightarrow J_n^{diff} = kT \mu_n \left(-\frac{n(0) - n_0}{L} \right) \approx - \frac{kT \mu_n n(0)}{L} \approx -107 \text{ A/m}^2$$

c) Driftström för min. bärare

$$J_n^{drift} = n e \mu_n E$$

$$J_{tot} = J_p + J_n = J_p^{drift} + J_p^{diff} + J_n^{drift} + J_n^{diff} =$$

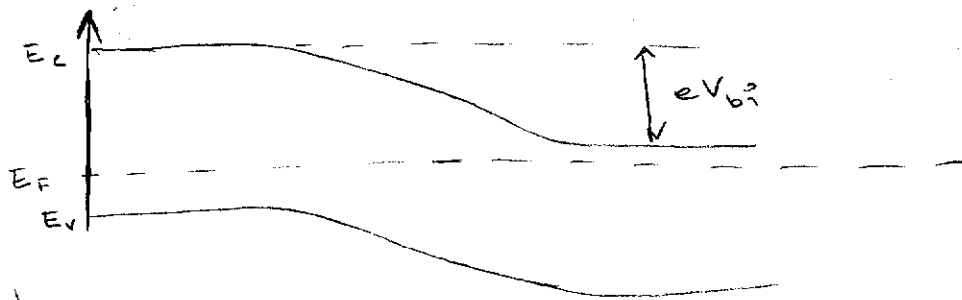
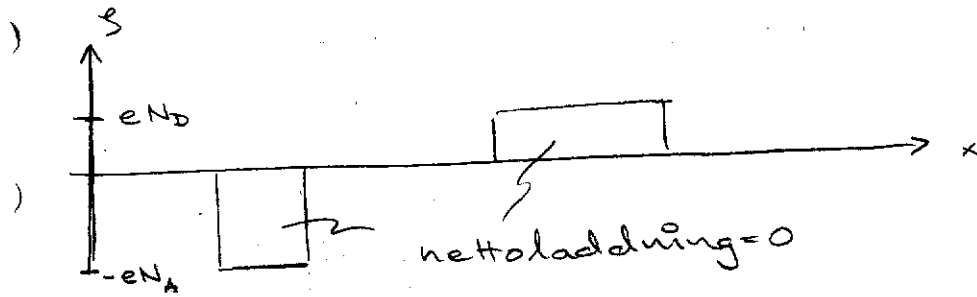
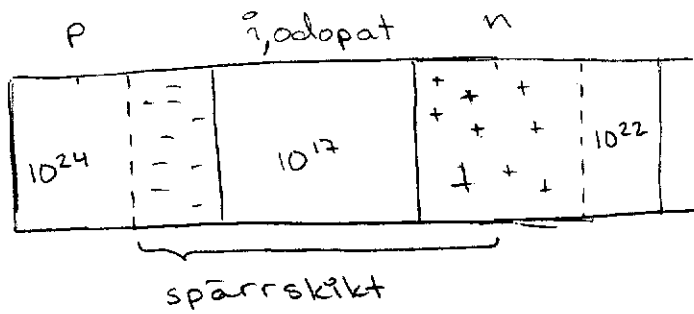
$$= N_A e \mu_p E - e D_p \frac{dp}{dx} + e D_n \frac{dn}{dx} + n e \mu_n E$$

$$N_A \gg n \Rightarrow E = \frac{e \frac{dn}{dx} (D_p - D_n)}{p \mu_p} = \frac{kT (\mu_p - \mu_n) \frac{dn}{dx}}{p \mu_p} \approx 120 \text{ V/m}$$

120 V/m är väldigt lite

$$J_{n, drift} = n_0 e \mu_n E \approx 2 \text{ A/m}^2 \ll J_{n, diff}$$

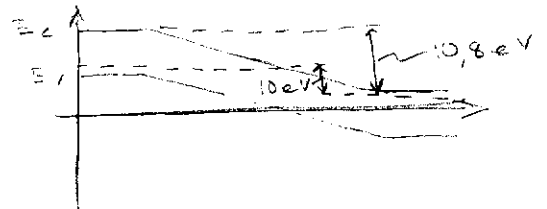
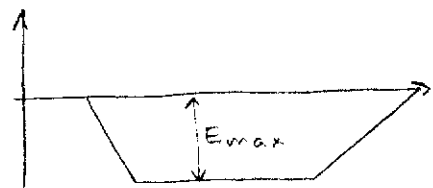
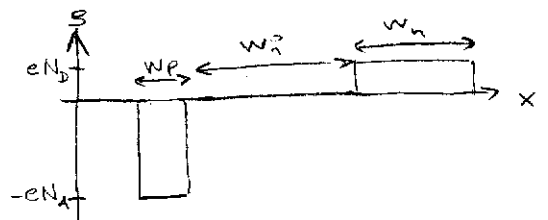
10 PIN-diöd



$$(7.10) \quad eV_{bi} = kT \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} = 0,8 \text{ eV}$$

Om man lägger på en backspänning breder spärrskiktet ut sig.

$$E = \int S(x) dx$$



b) E-fältet i det oöppade omr

(26)

$$0 < x < w_p$$

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{eN_A}{\epsilon} \Rightarrow E = -\frac{eN_A}{\epsilon} x$$

$$E_{\max} = -\frac{eN_A}{\epsilon} w_p \quad (1)$$

w_p är ber. av backsp. Best. w_p

Potentialskillnad $\Delta V =$ arean i $E-x$ diagrammet

$$\Rightarrow E_{\max} \left(\frac{1}{2}(w_p + w_n) + w_i \right) = \Delta V \quad (2)$$

Neutralitetsvillkor

$$N_A w_p = N_D w_n \Rightarrow w_n = \frac{N_A}{N_D} w_p = 100 w_p$$

$$\Delta E = e\Delta V = 10,8 \text{ eV}$$

$$(1) \text{ o } (2) \Rightarrow \frac{eN_A w_p}{\epsilon} \left\{ \frac{1}{2}(w_p + 100w_p) + w_i \right\} = 10,8 \text{ eV}$$

Antag att v_i har S_i med $\epsilon_r = 11,7$

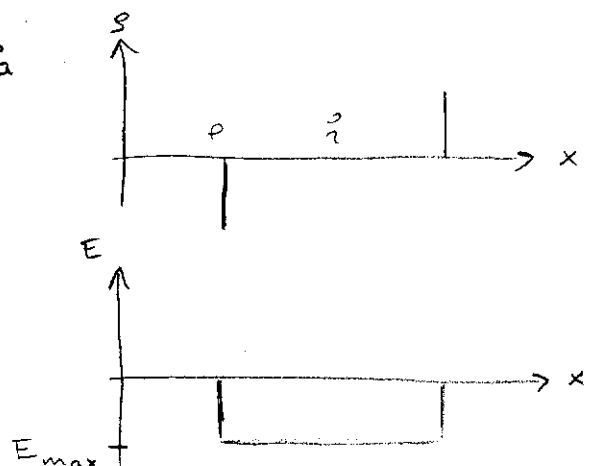
$$\Rightarrow w_p = 7 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

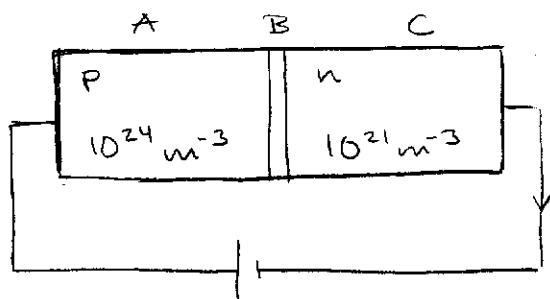
$$\Rightarrow w_n = 7 \cdot 10^{-8} \text{ m}$$

$$\Rightarrow E_{\max} = 1 \text{ MV/m}$$

Fig. vi ritade var alltså ganska överdrivna.

Ska se ut



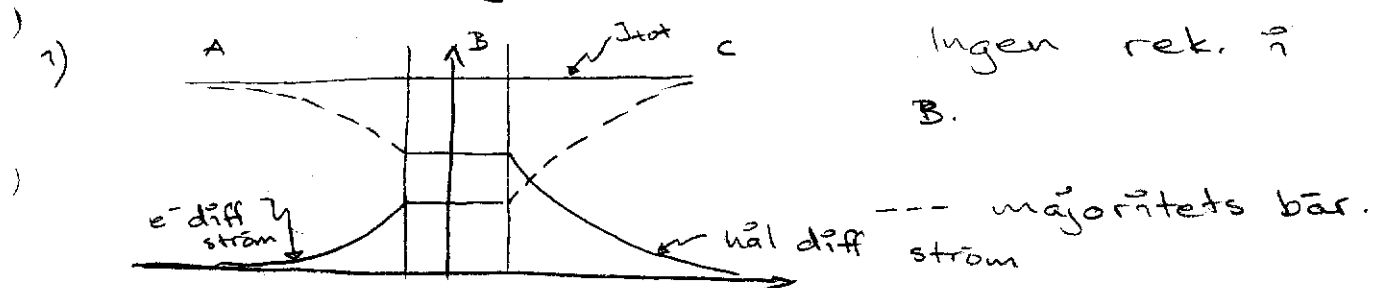


$$J = 10^4 \text{ A/m}^2$$

Antar framspänd diod

E-fältet är störst i B pga spärrskiktet

Detta utbreder sig mest åt N-hållet ty dopn. är lägre där.



$$J_{\text{tot}} = J_s (e^{qV/kT} - 1)$$

Se boken sid 281

2) Fältet i resp. omr.

$$\underline{A} \quad p = N_A \quad J = J_p^{\text{drift}} = e \mu_p p E_A \quad (\text{maj. bärar ström})$$

$$J_A = J_c \quad \text{pga kontinuitet}$$

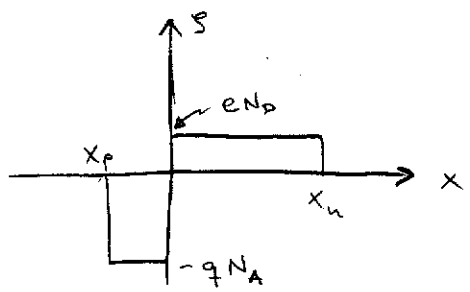
$$\mu_p = 13 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2/\text{Vs}$$

$$\Rightarrow E_A = 4,8 \text{ V/m}$$

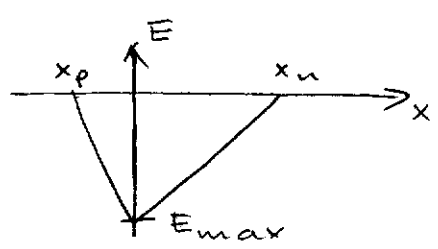
\underline{C} Analogt med A.

$$\Rightarrow E_C = 460 \text{ V/m}$$

\underline{B} Fältet varierar mellan max vid $x=0$ och min vid spärrskiktets kanterna
Antag en abrupt övergång.

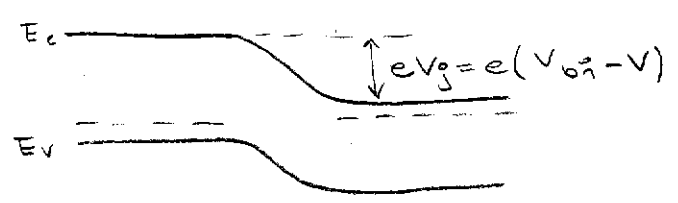


$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon}$$



$$|E_{max}| = \frac{eN_A x_p}{\epsilon} = \frac{eN_D x_n}{\epsilon}$$

x_n & x_p är biasberoende



Utänför spärnskiktet är materialet neutralt och fältet $\approx 0 \Rightarrow$ ändring måste ske i spärnskiktet.

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon V_{bi}}{q} \cdot \frac{N_A}{N_D} \frac{1}{N_A + N_D}} \quad (1)$$

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) = 0,702 \text{ V}$$

Best. av V :

Diodekv: $J = J_s (e^{qV/kT} - 1)$ $J_s = ?$

Ur Boken 8.1.3 fås:

$$J = J_n(-x_p) + J_p(x_n) = \left\{ \begin{array}{l} \text{diffusions} \\ \text{strömmar} \end{array} \right\} =$$

$$= \underbrace{\left(\frac{q D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{q D_p p_{n0}}{L_p} \right)}_{\text{minoritetsbärare}} \left(e^{qV/kT} - 1 \right) \quad (2)$$

Einsteins relation:

(29)

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n = \left\{ \text{Min. bär på p-sid, } \mu_n = 27 \cdot 10^{-3} \right\} = 698 \cdot 10^{-6}$$

$$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p = \left\{ \text{---||--- n-sid } \mu_p = 48 \cdot 10^{-3} \right\} = 1,24 \cdot 10^{-3}$$

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$$

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_A}$$

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D}$$

ty termisk jvt

$$(2) \Rightarrow J = e n_i^2 \left(\frac{1}{N_A} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} + \frac{1}{N_D} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \right) (e^{qV/kT} - 1)$$

Antag $\tau_n = 10^{-7}$ (p-sidan) } olika dopning
 $\tau_p = 10^{-6}$ (n-sidan)

$$\Rightarrow J_s = 1,27 \mu A$$

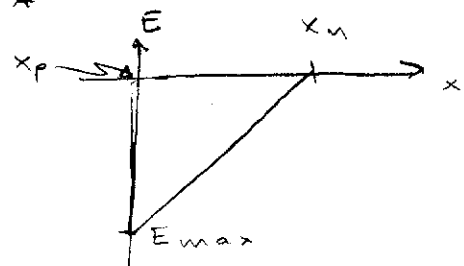
$$\Rightarrow V = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J}{J_s} + 1 \right) = 0,589 V$$

$$\Rightarrow V_j = V_{b0} - V = 0,113 V$$

$$x_n = \sqrt{\frac{2qE_j}{q} \frac{N_A}{N_D} \frac{1}{N_A + N_D}} = 382 \mu m$$

$$x_p = 382 \mu m \quad \text{ty} \quad x_p = \frac{N_D}{N_A} x_n$$

$$\Rightarrow E_{max} = q \frac{N_D}{\epsilon} x_n = 591 kV/m$$



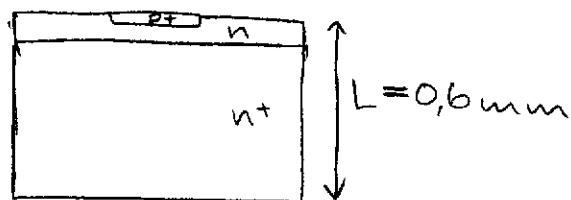
3) Transportprocessen är diffusion
 Studera diffusionslängden

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} = 8,4 \mu m \quad (\text{p-sid.})$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = 35 \mu m \quad (\text{n-sid.})$$

$L_n < L_p \Rightarrow$ min. bärar överskottet artar snabbast på p-sidan.

11



n-typ: låg dopat \Rightarrow hög
brottssp.

n+-typ: hög dopat \Rightarrow låg
serieres.

$$R = \rho \frac{L}{A} \quad \Rightarrow \quad \rho = \frac{RA}{L}$$

$$J = \sigma E = ne \langle v \rangle = ne \mu E$$

$$\Rightarrow n\mu = \frac{L}{eRA} = 3,75 \cdot 10^{22}$$

Studera fig. 5.3

$$n = 2 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$$

$$\mu = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{Vs}$$

$$\Rightarrow n\mu = 3,6 \cdot 10^{22} \approx \underline{\underline{3,75 \cdot 10^{22}}}$$

Tillägg:

Ekv. (8.111)

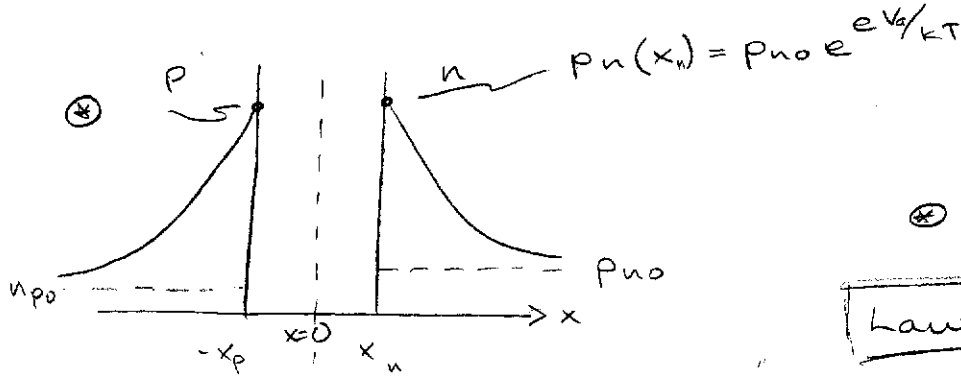
Genombrottssp. V_B :
$$V_B = \frac{\epsilon E_{crit}^2}{2eN}$$

där N är dopkone. i lågdop. omr.

Vi önskar $V_B = 200\text{V}$ o $E_{crit} = 400 \text{ MV/m}$

$$\Rightarrow N = 2,6 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$$

DIODEN



Law of junction

Randvillkor som visar att minoritetsbärare konc. vid kanten på spärrskiktet är exp. beroende av framspänningen

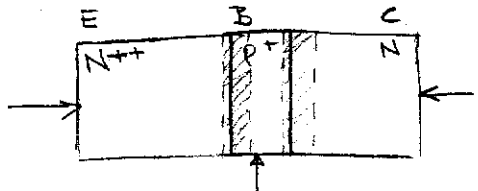
Ideala diodekv

$$J = J_s (e^{eV/kT} - 1)$$

J_s är diffusionsber.

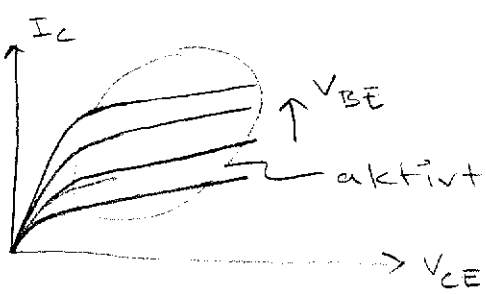
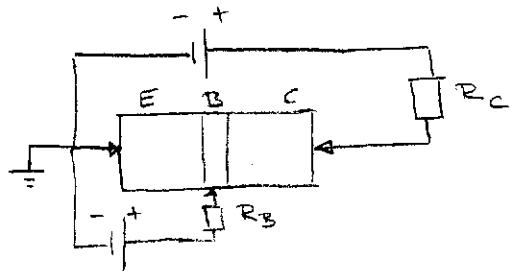
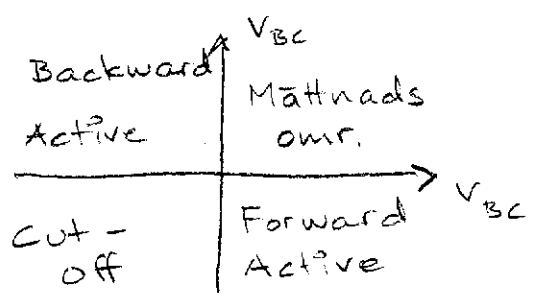
29

Sätt samman två pn-övergångar

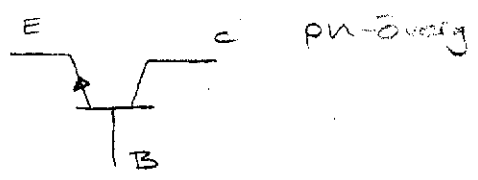


spärrskiktet breder ut sig mer i det lågdotade området.

I aktiva omr. är $V_{BE} > 0$, $V_{BC} < 0$



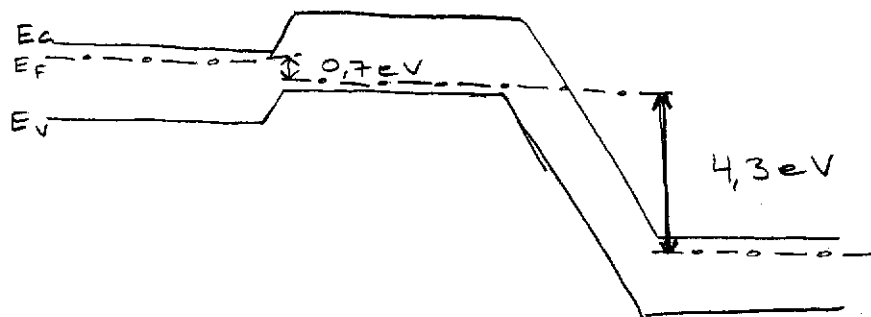
ström-spänningsdiagram



Vi väljer $V_{BE} = 0,7V$ $\Rightarrow V_{CE} = 5V$

$\Rightarrow V_{BC} = -4,3V$, ordentligt backsp.

Bandediagrammet:



Fermi nivåerna:

Emittorn: $n = N_C e^{-(E_C - E_F)/kT}$

$\Rightarrow E_C - E_F = 0,027$ ($3kT = 0,078 eV$ ej så bra approx.)

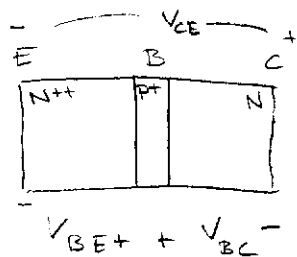
Bas: $p = N_V e^{-(E_F - E_V)/kT}$

$\Rightarrow E_F - E_V = 0,12 eV$

Kollektor $n = N_C e^{-(E_C - E_F)/kT}$

$E_C - E_F = 0,324 eV$

RÖ 9



Aktivt $V_{BE} > 0$ $V_{BC} < 0$

$I_n \gg I_{pB}$ ty $N_E \gg N_B$

ii) tunn bas \Rightarrow ingen rekombination \Rightarrow mör. bärarna dröjs ut i c.

iii) BC överg. backspänd. Min. bärarna sveps genom spärrekitet av fältet.

Injecera litet hål \Rightarrow stor ström av e^- mellan

emitter och kollektor.

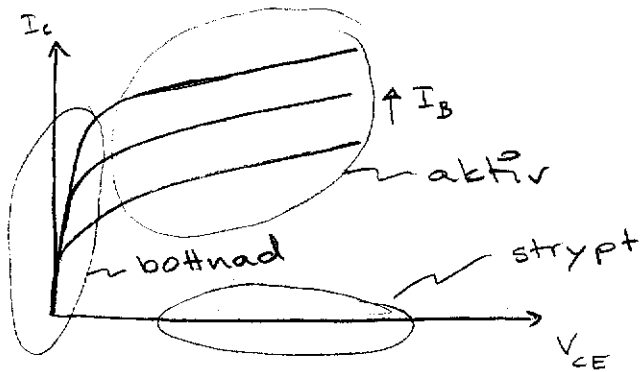
(33)

$\therefore I_c$ beror till första ordningen enbart på V_{BE} (och därmed I_B)

Strypt

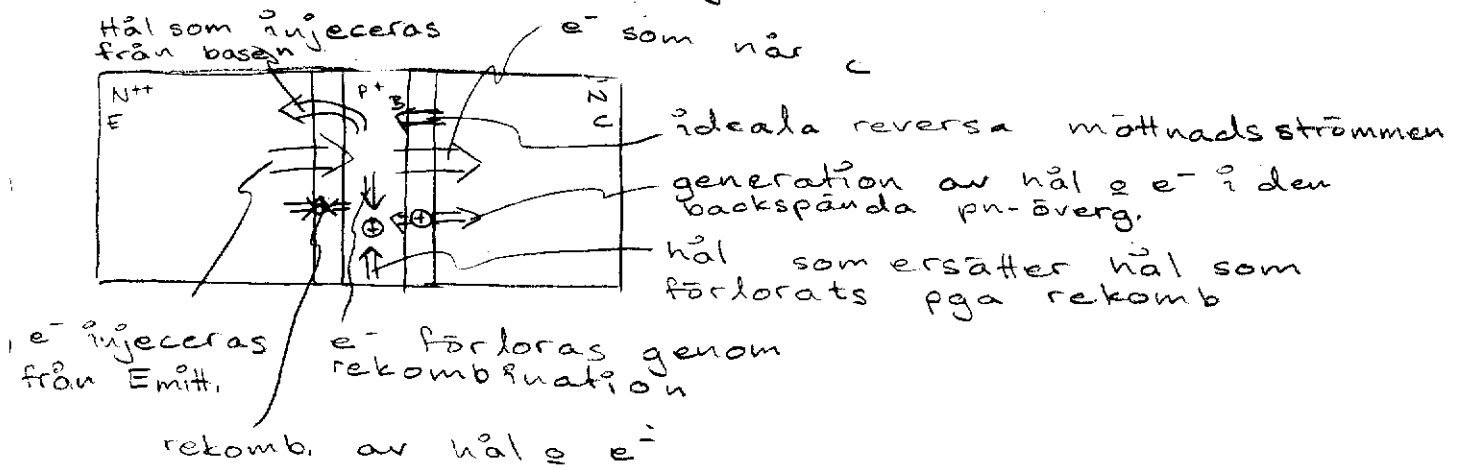
$$V_{BE} < 0$$

Ingen framspänning av BE \Rightarrow ingen injektion
 $\Rightarrow I_c \approx 0$



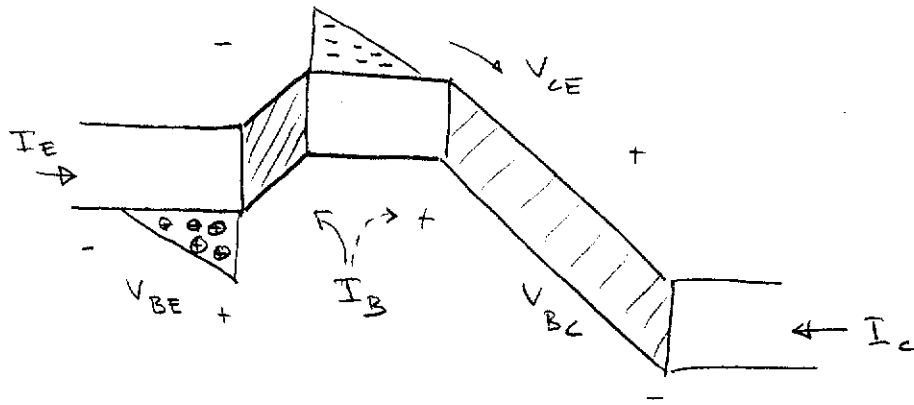
Bottnad

Båda dioderna framspända $\Rightarrow I_c$ beror starkt av förändringar i V_{CE} .



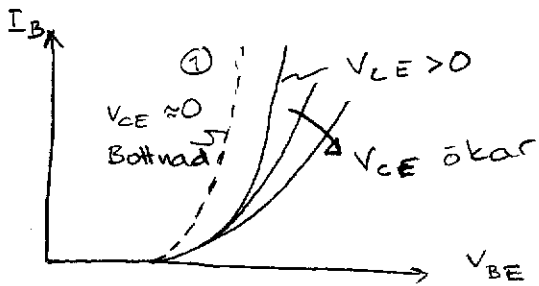
Kolla fig 10-12 i boken

18 Transistorkaraktäristik



npn - transistor

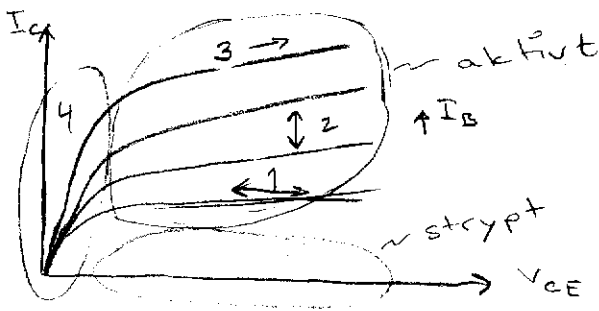
Ingångskaraktäristik:



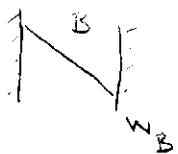
Spelar V_{CE} någon roll?

- ① $V_{CE} = 0$ Transistor i bottnad
- ② $V_{CE} > 0,7V$ Transistor i aktiv (mindre rek. i basen)

Utgångskaraktäristik:



1) I_C ober. av V_{CE}

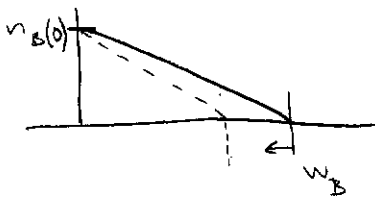


$n_B(w_B)$ kan ej bli < 0 !

- 2) I_C ökar med I_B ty BE är mer framsp.
 - $\Rightarrow n_B(0)$ ökar \Rightarrow större lutning på $n_B(x)$ \Rightarrow
 - \Rightarrow större I_C

3) Basviddsmodulation.

(35)

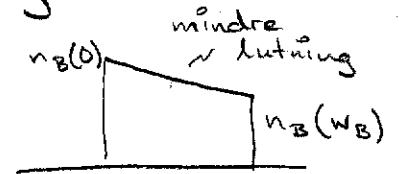


När V_{CE} ökar, ökar spärnskiktets utbredning.

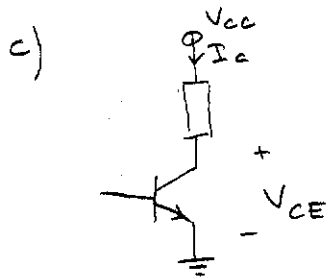
Rörlig spärnskiktsgrens med ökande V_{CE}

4) Strömmen blir lägre vid bottning ty BC-övergången är lite backspänd \Rightarrow

min. bärare sveps ej längre iväg över spärnskiktet $\Rightarrow n_B(W_B) \neq 0$



b) $\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{10}{0,04} = 250$ ggr



$V_{CE} = RI_C + V_{CE}$

$I_C = 0 \Rightarrow V_{CE} = V_{CC}$

$V_{CE} = 0 \Rightarrow I_C = 20 \text{ mA}$

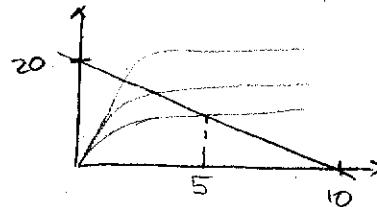
Rita lastlinjen

Arbetspkt:

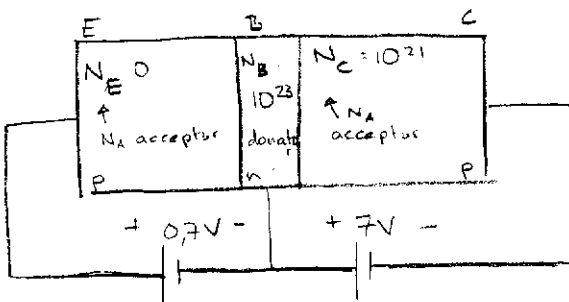
$V_{CE} = 5 \text{ V}$

$I_C = 10 \text{ mA}$

$I_B = 4 \mu\text{A}$

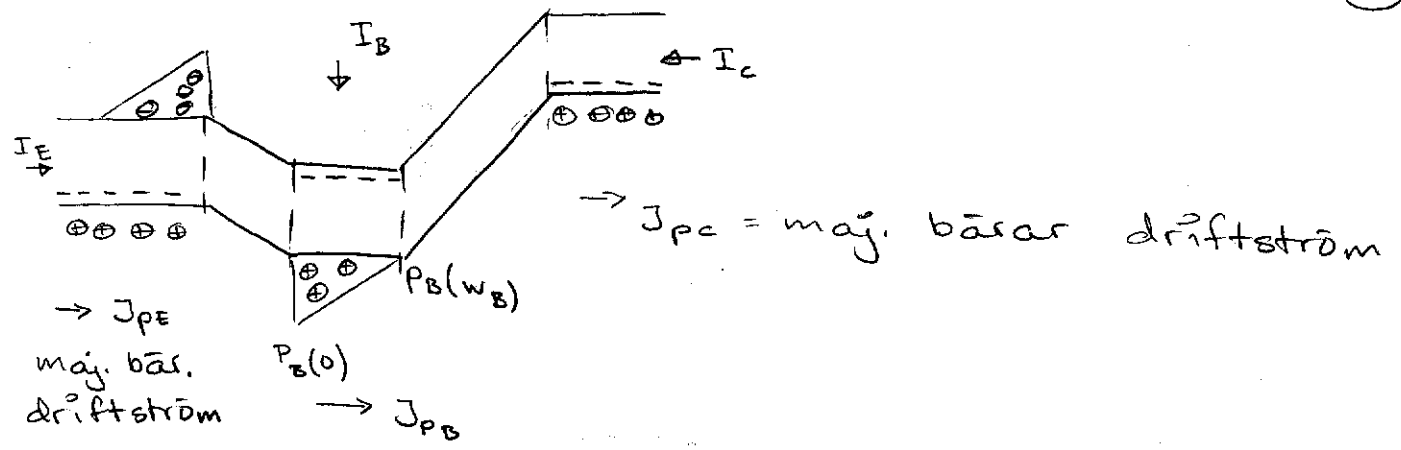


24



$A = 1 \text{ mm}$

$W_{Beff} = 3 \mu\text{m}$



a) Elektronkoncentration \bar{n} omr.

1) e^- är min. bärare

$$n = \frac{N_D^2}{N_E} = 2 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$$

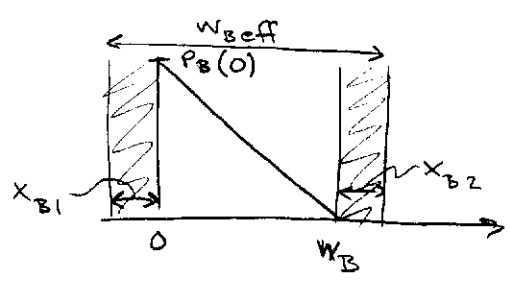
2) e^- är maj. bärare $n = 10^{23} \text{ m}^{-3}$

3) $n = \frac{N_D^2}{N_C} = 2 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$

b) Hållkoncentrationen

1) $p = 10^{24} \text{ m}^{-3}$
 3) $p = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ } maj. bärare

2) Mitt i basen



Spärrskiktet breder ut sig pga att vi lägger på en spänning.

Studera spärrskiktets utbredning:

BE-överg: $x_{B1} = \sqrt{\frac{2\epsilon V_j}{q} \frac{N_E}{N_B} \frac{1}{N_E + N_B}} = 45,6 \cdot 10^{-9} \text{ m}$

ty $V_j = V_{B1} - V = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_E N_B}{n_i^2} - 0,7 = 0,172 \text{ V}$

$$\text{BC-överg: } x_{b2} = \sqrt{\frac{2 \epsilon V_j}{q} \frac{N_c}{N_B} \frac{1}{N_c + N_B}} = 3,8 \cdot 10^{-9} \text{ m} \quad (37)$$

$$\text{ty } V_j = V_{bi} - V = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_c N_B}{n_i^2} + V = 7,69 \text{ V}$$

$$W_B = W_{\text{eff}} - x_{b1} - x_{b2} = 2,92 \mu\text{m}$$

Är basen kort?

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = 28 \cdot 10^{-6} \gg W_B \Rightarrow \text{JA!}$$

\Rightarrow Ingen rekomb. i basen.

$$p_B(0) = p_{B0} e^{qV_{BE}/kT} = \frac{n_i^2}{N_B} e^{qV_{BE}/kT} = 1,3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$$

$p(W_B) \approx 0$ ty backspänd BC-överg.

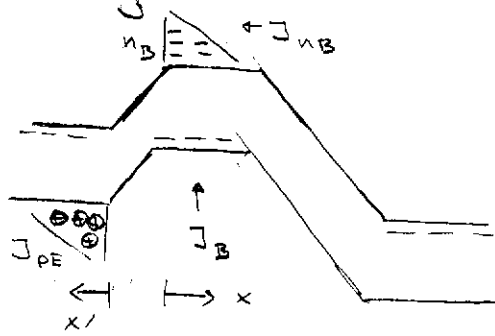
$$p_B\left(\frac{W_B}{2}\right) = \frac{p_B(0)}{2} = 6,5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

c) Hälströmmen blir den samma i alla tre pktierna

$$J_{\text{tot}} = J_{pB} = q D_p \frac{\partial p_B}{\partial x} = q D_p \frac{p_B(0)}{W_B}$$

$$I_{\text{tot}} = J_{\text{tot}} \cdot A = 5,7 \text{ mA} \quad (0,57 \text{ mA, vet ej vilket som stämmer})$$

27 Småsignaler i transistorer



npn-transistor

a) vilken spänning styr vilken ström?

⊗ I_B bestäms av V_{BE} ty $J_{pE} \sim \left. \frac{\partial p_E}{\partial x'} \right|_{x'=0}$

$\Rightarrow p_E(0) = p_{E0} e^{qV_{BE}/kT}$

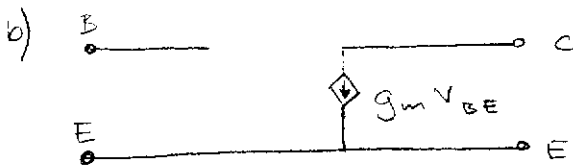
⊗ I_c best. både av V_{BE} o V_{BC}

$J_{nB} \sim \frac{n_B(0)}{W_B}$

$n_E(0) = n_{B0} e^{qV_{BE}/kT}$

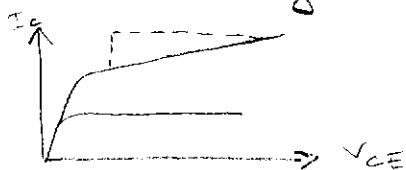
$W_B \sim \sqrt{V_{bi} - V_{BC}}$

$I_c = \frac{q D_n A n_{B0} e^{qV_{BE}/kT}}{W_B}$

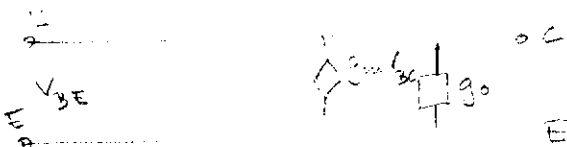


$g_m = \frac{\partial I_c}{\partial V_{BE}} = \frac{\partial \left(\frac{q D_n A n_{B0} \exp(qV_{BE}/kT)}{W_B} \right)}{\partial V_{BE}} = \frac{q}{kT} I_c$

c) Modellen förutsätter konst W_B , dvs strömmen ändras ej då V_{CE} ändras. V_{BC} ger upphov till en lutning i $I_c(V_{CE})$ - diagrammet.



Kallas utgångskonduktans och modelleras med en konduktans g_o .



$g_o = \frac{\partial I_c}{\partial V_{CE}}$

RÖ10

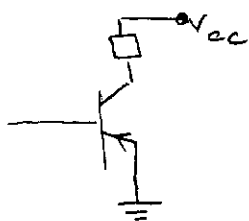
Transistorparametrar från fysikalisk modell

modell

22 Betrakta basen som ingång och

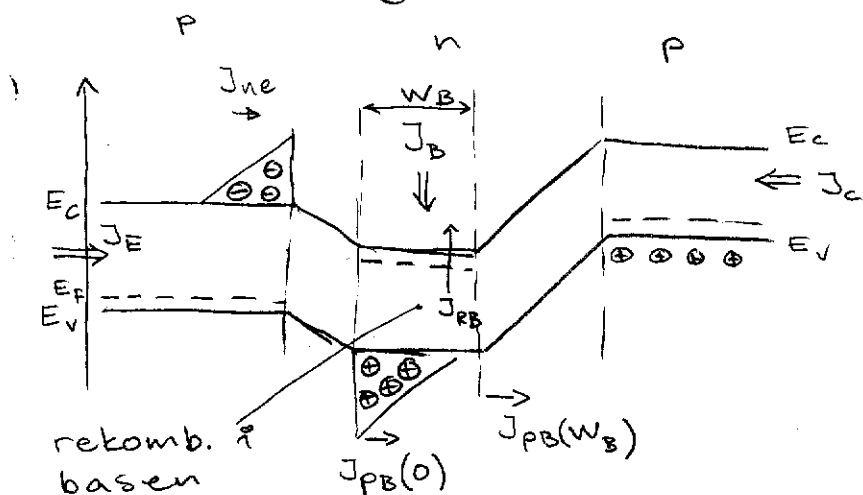
a) kollektorn som utgång.

(39)



Bas transportfaktor $\alpha_T = 0,998$

Bandediagram



pga rekomb. i basen

$$J_{PB}(0) > J_{PB}(w_B)$$

$$\alpha_T = \frac{J_{PB}(w_T)}{J_{PB}(0)} \leq 1 \quad (=1, \text{ingen rekomb. i basen})$$

Ström förstärkningsfaktorn

$$\beta = \frac{J_c}{J_B} = \frac{-J_{PB}(w_B)}{-(J_{ne} + J_{RB})}$$

b) Vad händer med β om $\alpha_T < 1$?

β minskar ty $J_{PB}(w_B)$ minskar pga rekomb. i basen. J_B ökar i motsvarande grad.

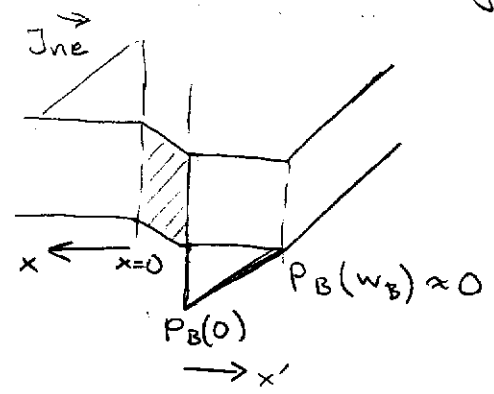
c) Vad blir β ?

Förutsättningar

- Framspänd BE
- Mycket backspänd BC

$P_B(w_B) \approx 0$

$w_B \ll L_{PB} \Rightarrow$ linjärt avtagande



$J_{PB}(w_B)$

$J_{PB}(w_B) = J_{PB}(0) - J_{RB} = \alpha J_{PB}(0)$

$J_{PB}(0) = -q D_p \frac{\partial P_B}{\partial x'} = q D_p \frac{P_B(0)}{w_B}$

$P_B(0) = P_{B0} e^{qV_{BE}/kT} = \frac{n_i^2}{N_B} e^{qV_{BE}/kT}$

J_{RB}

$J_{RB} = J_{PB}(0)(1 - \alpha_T)$

J_{nE}

Antag att emittern är lång! $n_E(x) = ?$

Diffusionsekv. för min. bärare

$\frac{n_E(x) - n_{E0}}{L_n^2} = \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$ ← stat. tillst.

$n_E(x) - n_{E0} = A e^{-x/L_n} + B e^{x/L_n}$

$B = 0$

RV: $x=0 \Rightarrow A = n_E(0) - n_{E0}$

$n_E(x) = n_{E0} + (n_E(0) - n_{E0}) e^{-x/L_n} \approx n_{E0} + n_E(0) e^{-x/L_n}$

$-J_{nE}(x) = q D_n \frac{\partial n_E}{\partial x} = -q D_n \frac{n_E(0)}{L_n} e^{-x/L_n}$

där $n_E(0) = n_{E0} e^{qV_{BE}/kT} = \frac{n_i^2}{N_E} e^{qV_{BE}/kT}$

$$\beta = \frac{J_{PB}(w_B)}{J_{NE} + J_{RB}} = \frac{\alpha_T q D_p n_i^2}{w_B N_B} e^{q V_{BE}/kT} \quad (41)$$

$$\frac{q D_n n_i^2}{L_n N_E} e^{q V_{BE}/kT} + \frac{(1-\alpha_T) q D_p n_i^2}{w_B N_B} e^{q V_{BE}/kT}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} D_p = \frac{kT}{q} \mu_p \\ D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \end{array} \right. \quad \left. \begin{array}{l} \mu_p = 0,04 \text{ [cm}^2/\text{Vs}] \\ \mu_n = 0,085 \text{ --- " ---} \end{array} \right\} \text{Fig 5-3}$$

$$\beta = \frac{\alpha_T}{\frac{\mu_n w_B N_B}{\mu_p L_n N_E} + (1-\alpha_T)}$$

$$L_{nE} = \sqrt{D_{nE} \tau_E} = 66 \mu\text{m}$$

⊗ w_B ?

w_B best. m.h.a. α_T och min. bärarlivslängden.

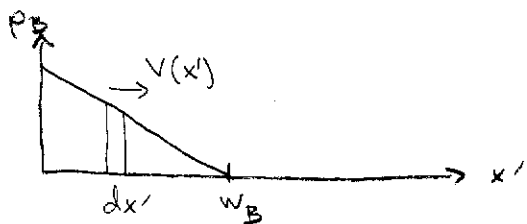
(kan också best. som i boken avsnitt 10.3.2)

Sannolikhet för rekomb.

$$(1) \quad 1-\alpha_T = \frac{T}{\tau_{pB}} \sim \text{löptid genom basen}$$

$$\tau_{pB} \sim \text{min. bärarlivslängd i basen}$$

Strömkontinuitet ger:



$$P_B(x') \cdot v(x') = -q D_p \frac{\partial P_B}{\partial x'} \quad (2)$$

$$v(x') = \frac{\partial x'}{\partial t} \Rightarrow T = \int_0^T dt = \int_0^{w_B} \frac{\partial x'}{v(x')}$$

$$\text{Ur fög.} \quad \frac{\partial P_B}{\partial x'} = -\frac{P_B(0)}{w_B} \Rightarrow P_B(x') = P_B(0) \left(1 - \frac{x'}{w_B}\right) \quad (3)$$

(2) \square (3)

(42)

$$\Rightarrow v(x') = \frac{D_p p_B(0)}{p_B(0) \left(1 - \frac{x'}{w_B}\right) w_B} = \frac{D_p}{w_B - x'}$$

$$T = \frac{1}{D_p} \int_0^{w_B} (w_B - x') dx' = \frac{w_B^2}{2D_p}$$

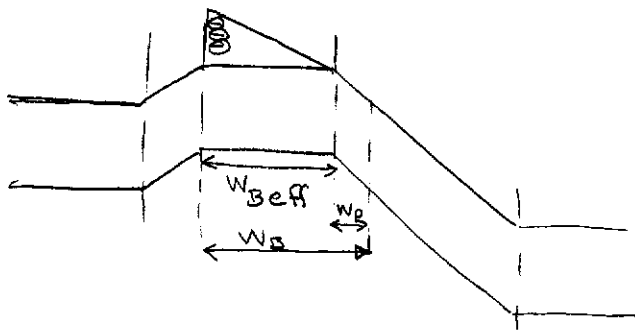
$$(1) \Rightarrow w_B = \sqrt{2D_p \tau_{pB} (1 - \alpha_T)} = \left\{ D_p = 1,0 \cdot 10^{-3} \right\} = 3,5 \mu\text{m}$$

$$\text{Kontroll: } L_p = \sqrt{D_p \tau_{pB}} \approx 55 \mu\text{m} \gg w_B$$

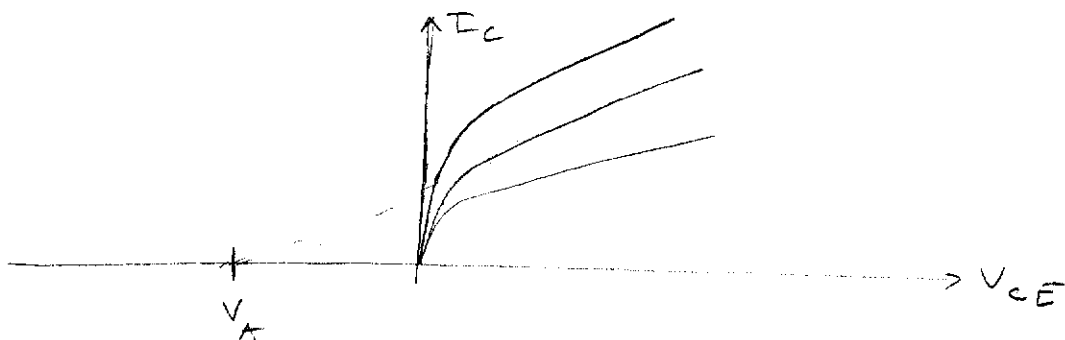
\Rightarrow kort approx. OK!

$$\Rightarrow \beta = 75 \text{ gr}$$

28 Earlyspänning avsnitt 10,4.1 i boken
 Studera basviddsmodulationen



$w_{Beff} = f(V_{BC})$. Ju mer backspänd BC-övergång
 desto mindre basvidd $\Rightarrow I_c$ ökar $I_c \sim \frac{1}{w_B}$



studera lutningen på I_c som funktion av V_{CE}

$$I_c = -q D_n \frac{dn_B}{dx} = q D_n \frac{n_B(0)}{W_B} \quad \text{om } L_n \gg W_B \quad (43)$$

$$W_{B\text{eff}} = W_B - W_p$$

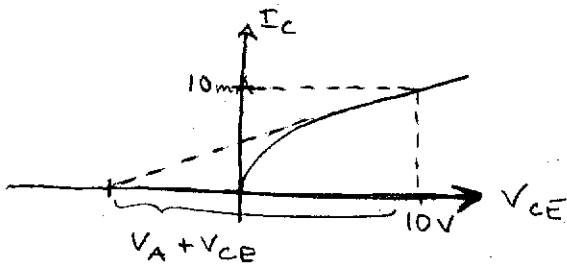
$$W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon N_c}{q N_B} \frac{1}{N_c + N_B} V_j}$$

där

$$V_j = V_{bi} - V_{BC} \approx V_{CE} \Rightarrow W_p = \sqrt{k V_{CE}}$$

1) Lutningen: $\frac{\partial I_c}{\partial V_{CE}} = q D_n n_B(0) \frac{1}{W_{B\text{eff}}^2} \frac{dW_p}{dV_{CE}}$

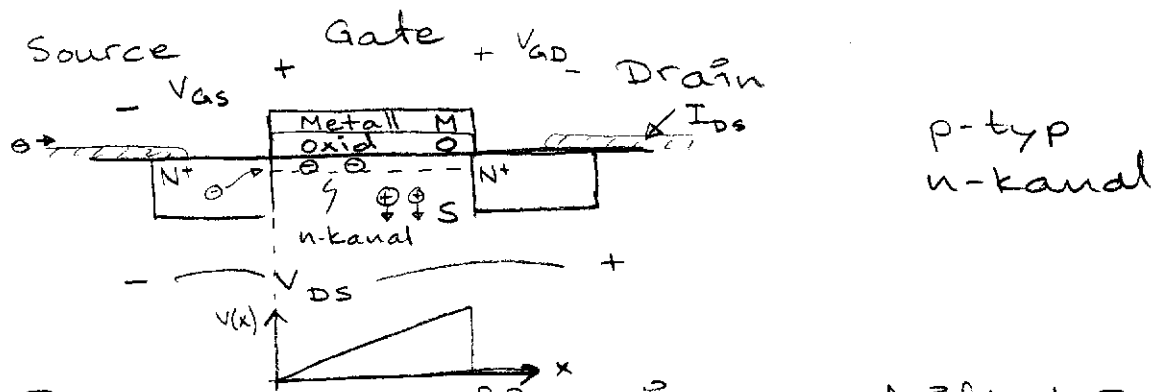
$$= I_c \frac{1}{W_{B\text{eff}}} \frac{\sqrt{k}}{2\sqrt{V_{CE}}} = 50 \mu\text{S} = g_o = \text{utgångskonduktans}$$



$$\frac{I_c}{V_A + V_{CE}} = g_o \Rightarrow V_A = 189\text{V} \approx \underline{\underline{V_A = 200\text{V}}}$$

Vid 200V har spärnskiktet brett ut sig i hela basen.

Kallas Punch Through



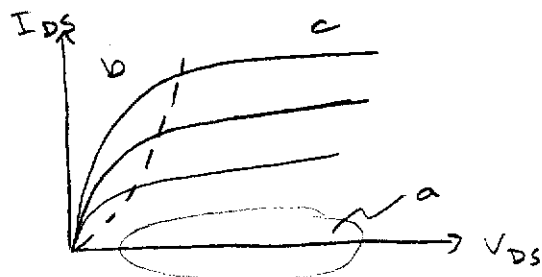
I n-kanalen får vi en driftström av e⁻.

Utarmning: $V_{GS} > 0$

Inversion: kanal som best. av $V_{GS} - V(x)$

Kanal om $V_{GS} - V(x) \geq V_T$ (som är en tröskelsp)

Tre olika fall



a) strypt Ingen kanal mellan S & D

$$V_{GS} < V_T \quad I_{DS} = 0$$

b) Resistivt omr. Kanal mellan S & D

Spänningen V_{DS} gör att det går en ström.

$$\Rightarrow V_{GS} - V_{DS} \geq V_T$$

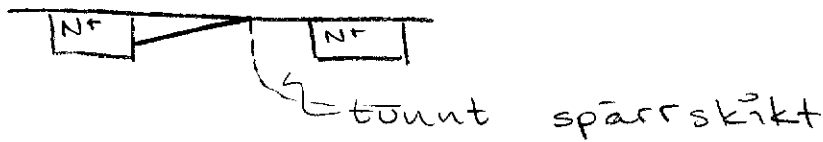
$$I_{DS} = k \left((V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right)$$

$$\text{där } k = \frac{W}{L} \mu_n C_{ox}$$

↑ förh. kanalbredd/kanallängd

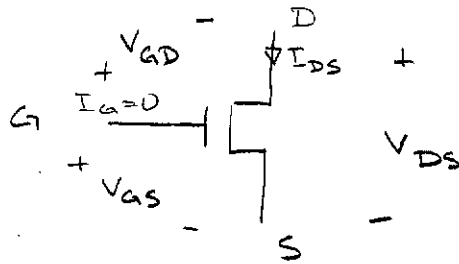
c) Mättad. Kanalen när inte fram till D. Så här!

(45)



$$I_{DS} = k \frac{(V_{GS} - V_T)^2}{2}$$

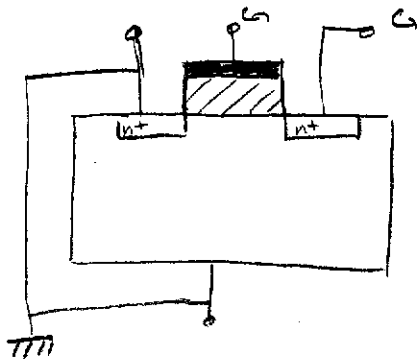
Symbol:



V_{GS} styr I_{DS} !

31

N MOS



$$V_{GS} = -1V$$

$$V_T = -2V$$

$$g_{DS} = 2mS$$

N-kanal finns redan då $V_{GS} = 0V$

$V_{GS} = -2V$ leder nått och jämt ström

$\Rightarrow V_T = -2V$ (depletion mode, utarmn.)

Kanal om $V_{GS} > V_T$

Resistiv $\Leftrightarrow I_{DS} = f(V_{DS})$

Mättad $\Leftrightarrow I_{DS} = f(V_{GS})$

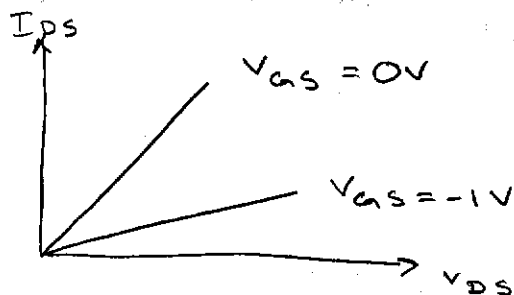
$$(12-58) \Rightarrow I_{DS} = k \left((V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right)$$

$$g_{DS} = \lim_{V_{DS} \rightarrow 0} \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \Big|_{V_{GS} = \text{konst}} = k (V_{GS} - V_T)$$

$$\Rightarrow k = 2 \cdot 10^{-3}$$

a) $g_{DS}|_{V_{GS}=0} = k(V_{GS} - V_T) = 4 \text{ mS}$

Mer pos Gate \Rightarrow fler tillgängliga e^-



b) I_{DS} mäts då $V_{GS} - V_{DS} < V_T$
 $V_{DS} > V_{GS} - V_T = 2 \text{ V}$

(12-61) $\Rightarrow I_{DS}^{\text{mätt}} = k \frac{(V_{GS} - V_T)^2}{2} = 4 \text{ mA}$

34

Diffusions strömmen jämfört driftströmmen?

$V_{DS} = 0,5 \text{ V}$

$L = 10 \mu\text{m}$

$V_{GS} = 5 \text{ V}$

$W = 70 \mu\text{m}$

$V_T = 1 \text{ V}$

$V_{GS} - V_{DS} \geq V_T \Rightarrow$ Resistiva omr

$I_{\text{drift}} = e \mu_n n(x) E = e \mu_n n(x) \frac{dV(x)}{dx}$

$I_{\text{diff}} = -e D_n \frac{dn}{dx}$

$\frac{I_{\text{diff}}}{I_{\text{drift}}} = \frac{-D_n \frac{dn}{dx}}{e \mu_n n(x) \frac{dV(x)}{dx}} = \frac{kT}{e} \frac{\frac{dn}{dx}}{n(x) \frac{dV(x)}{dx}} \quad (1)$

$\frac{dn}{dx}$ och $n(x) = ?$

Gradvisa kanalapprox. 12.3.3

$Q(x) = -C_{ox} ((V_{GS} - V(x)) - V_T)$

$\Rightarrow n(x) = \frac{C_{ox}}{e} ((V_{GS} - V(x)) - V_T)$

$$\frac{dn}{dx} = \frac{C_{ox}}{e} \frac{dV(x)}{dx}$$

(47)

$$\Rightarrow (1) \quad \frac{I_{diff}}{I_{drift}} = \frac{\left(-\frac{kT}{e}\right) \left(-\frac{C_{ox}}{e}\right) \frac{dV(x)}{dx}}{\frac{C_{ox}}{e} \left((V_{GS} - V(x)) - V_T\right) \frac{dV(x)}{dx}} = \frac{-\frac{kT}{e}}{(V_{GS} - V(x)) - V_T}$$

Kolla vägonstens mitt i kanalen

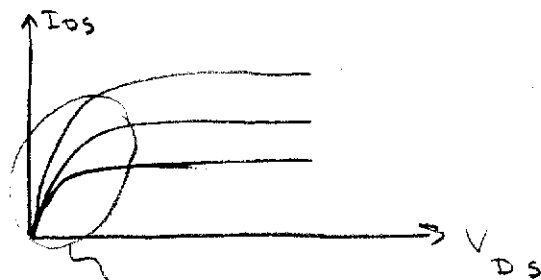
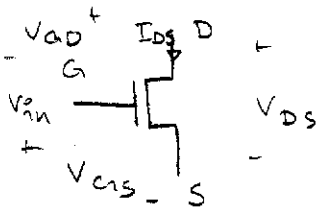
$$V\left(\frac{L}{2}\right) = 0,25 \text{ V}$$

$$\Rightarrow \frac{I_{diff}}{I_{drift}} = 0,7\%$$

RÖ12

36 V_{in} varierar mellan 0 e 5V

$$\Rightarrow 1000 \leq R \leq 2000 \Omega$$



Vi jobbar här.
Långsamma resistiva omr.

Vi väljer N-kanal, depletion transistor

$V_T < 0 \Rightarrow$ kanal vid 0V.

$$I_{DS} = k \left((V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right) \quad \text{försömmas } V_{DS} \ll V_{GS} - V_T$$

$$\therefore g = \frac{1}{R} = \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} = k (V_{GS} - V_T)$$

$$V_{GS} = 0 \quad R = 2000 \Omega \Rightarrow \frac{1}{2000} = k (0 - V_T)$$

$$V_{GS} = 5V \quad R = 1000 \Omega \Rightarrow \frac{1}{1000} = k (5 - V_T)$$

$$\Rightarrow V_T = -5V \quad g = 10^{-4} \text{ A/V}^2$$

$$k = \frac{W}{L} \mu_n C_{ox}$$

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}^{\approx 3,9}}{t_{ox}}$$

$$t_{ox} = 1000 \text{ \AA}$$

$$\mu_n = 0,06 \frac{m^2}{Vs}$$

$$\Rightarrow \frac{W}{L} = 4,8$$

Design: $V_T = -5V$

$V_{DS} \ll 5V$

$W = 20 \mu m$, $L = 4 \mu m$

t_{ex}

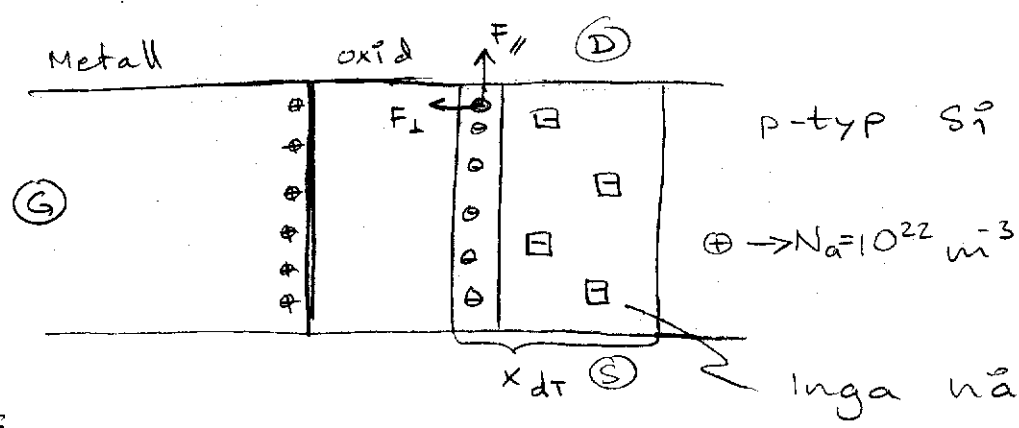
41

$$V_{GS} = 6V$$

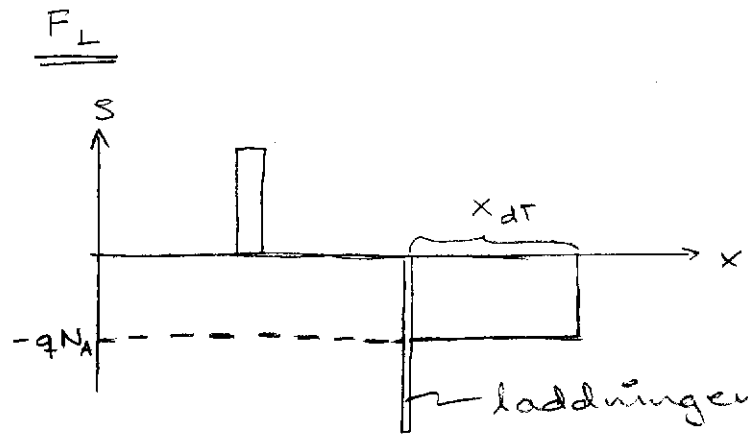
$$V_T = 4V$$

$$V_{DS} = 0,2V$$

$V_{GS} - V_{DS} \geq V_T \Rightarrow$ resistansomr. \Rightarrow full kanal



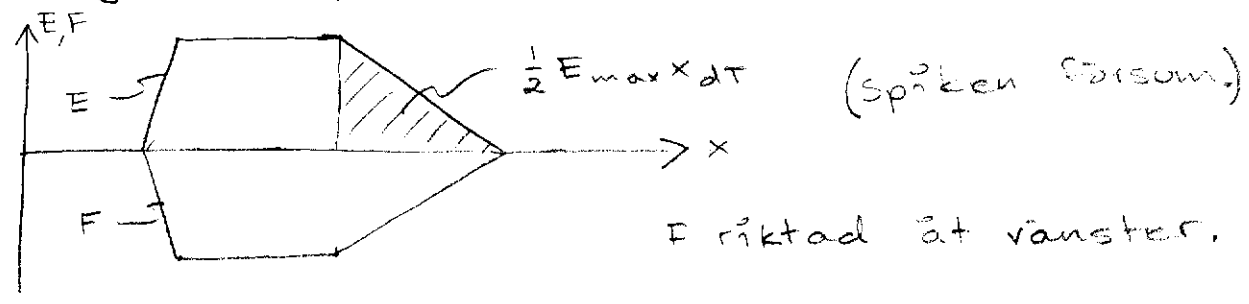
Inga hål här.



laddningen i kanalen försummas.

$$Q = C_{ox} (V_{GS} - V(x) - V_T) \Rightarrow n \approx 10^{15} \ll N_A$$

En tjocklek på oxiden har antagits, $\epsilon_{ox} = 3,9$.



F riktad åt vänster.

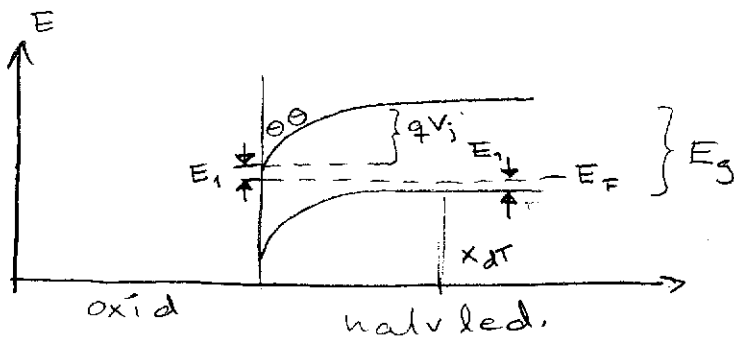
$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon}$$

(49)

$$F = -qE$$

$$E_{\max} = ?$$

Bandediagrammet



Långt från oxidkanten: $p = N_A = N_V e^{-E_1/KT}$

$$E_1 = KT \ln \frac{N_V}{N_A} = 0,026 \ln \frac{9,84 \cdot 10^{24}}{10^{22}} = 0,18 \text{ eV}$$

$$E_g = 2E_1 + qV_j$$

$$qV_j = 0,76 \text{ eV}$$

Fig. för $E \perp F \perp S$

$$\Rightarrow V_j \uparrow_{\text{arean}} = \frac{1}{2} E_{\max} x_{DT} = \frac{1}{2} \left(\frac{N_A q}{\epsilon} x_{DT} \right) x_{DT} = \frac{1}{2} E_{\max} x_{DT}$$

$$\Rightarrow x_{DT} = 0,32 \mu\text{m} \quad E_{\max} = 4,8 \text{ MV/m}$$

$$\Rightarrow F_{\perp} = qE_{\max} = 0,77 \cdot 10^{-12} \text{ N}$$

F_{\parallel}

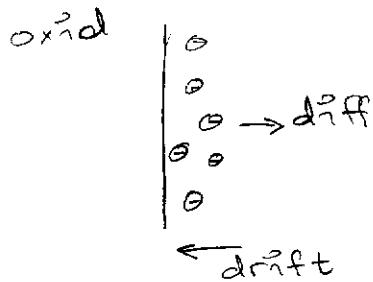
$$E_{\parallel} = \frac{V_{DS}}{L} = \left\{ L = 10 \mu\text{m} \right\} = 20 \text{ keV}$$

$$F_{\parallel} = qE_{\parallel} = 3,2 \cdot 10^{-15} \text{ N}$$

$$V_j \text{ för } \frac{F_{\perp}}{F_{\parallel}} = \frac{0,77 \cdot 10^{-12}}{3,2 \cdot 10^{-15}} = 240 \text{ ggr}$$

b) e^- borde samlas vid oxidkanten, men vi har också diffusion som motverkar laddningsansamlingen.

c) Har balans mellan drift och diff, ström.

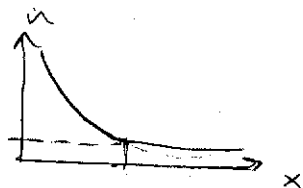


(50)

$$J_{drift} = nq\mu_n E$$

Antag att fältet är konst i det tunna kanalområdet.

$$J_{diff} = qD_n \frac{dn}{dx}$$

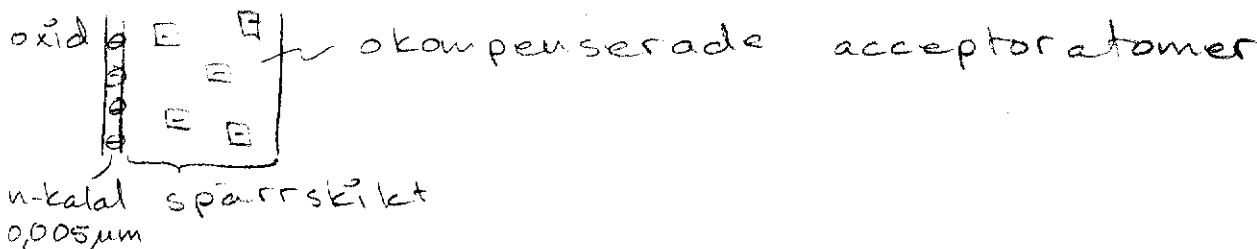


$$J_{drift} + J_{diff} = 0 = nq\mu_n E_{max} + qD_n \frac{dn}{dx}$$

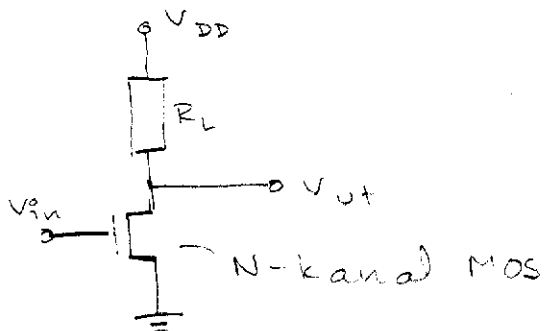
$$n(x) = n(0) e^{-\frac{\mu_n E_{max} \cdot x}{D_n}} \quad \text{ty} \quad \frac{1}{n} dn = -\frac{\mu_n E_{max}}{D_n} dx$$

Låt exponential funk. bli $\frac{1}{2}$

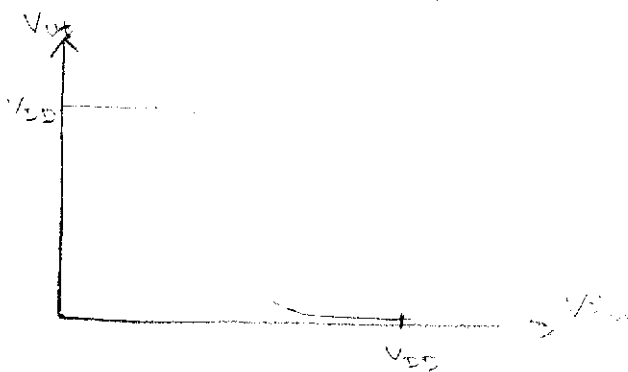
$$\text{Kanal djup} = \frac{D_n}{\mu_n E_{max}} = \frac{kT}{qE_{max}} = 5,4 \mu\text{m}$$



Extra MOS - inverterare



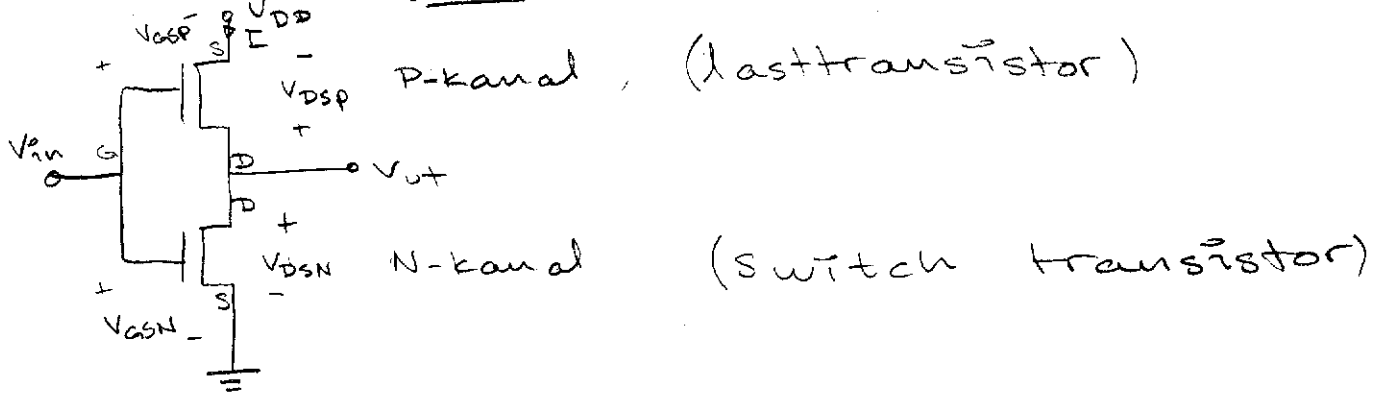
$R_L \gg$ kanalresistansen



Ersätter R_L med MOS-transistor
 Inverterare med depletion last
 NMOS logik

(57)

CMOS



Låg ingång: Switchtransistorn spärrad
 Utgången "dras" hög av lasten.

Hög ingång: Switch transistor leder ström
 Utsignalen ges av spänningsledning mellan transistorerna

Vanligt krav på låg utsignal: $V_{ut} < 0,1 V_{DD}$

Ger krav på $k = \frac{W}{L} C_{ox} \mu$

④ Studera CMOSEN ovan:

Teckenbyte på V_{DS} och V_{GS}
 I_{DS} ska vara negativ

$V_{DD} = 5V$

N-kanal:

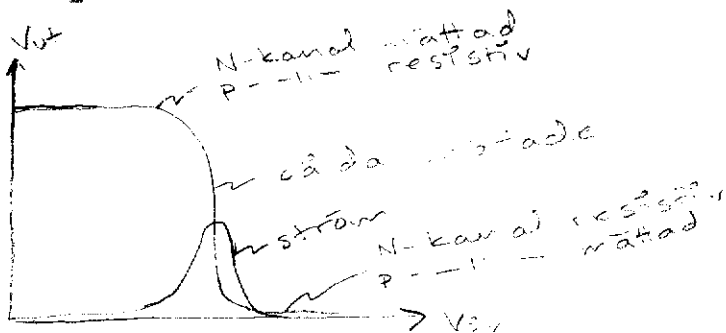
$k = 8 \mu A/V^2$

$V_T = 0,8V$

P-kanal:

$k = 45 \mu A/V^2$

$V_T = -1,0V$



$V_{GS} = 2,4V$ Spänning på ingång på utgången.

Samma ström genom P & N -kanalerna
 33,00 μA ström:

$$\frac{k_N}{2} (V_{GSN} - V_{TN})^2 = \frac{k_P}{2} (V_{GSP} - V_{TSP})^2$$

$$\begin{cases} V_{in} = 2,4V & V_{GSN} = V_{in} & V_{DS} = V_{ut} \\ V_{GSP} = V_{in} - V_{DD} & V_{DSP} = V_{ut} - V_{DD} \end{cases}$$

$$\Rightarrow k_N (V_{in} - V_{TN})^2 = k_P (V_{TP} - V_{in} + V_{DD})^2 \Rightarrow V_{in} = 2,17V$$

Alltså omslag då $V_{in} = 2,17$

Om $V_{in} = 2,4$

\Rightarrow N-kanal resistiv, P-kanal mättad

$V_{ut} = ?$, Samma ström

$$k_N \left((V_{GSN} - V_{TN}) V_{DSN} - \frac{V_{DSN}^2}{2} \right) = \frac{k_P}{2} (V_{TP} - V_{GSP})^2$$

$$k_N \left((V_{in} - V_{TN}) V_{ut} - \frac{V_{ut}^2}{2} \right) = \frac{k_P}{2} (V_{TP} - V_{in} + V_{DD})^2$$

$$\Rightarrow V_{ut} = 0,542$$

b) Strömmen genom transistorerna?

$$I = \frac{k_P}{2} (V_{TP} - V_{in} + V_{DD})^2 = 57,6 \mu A$$

Kolla att vi utagit korrekt

• N-kanalen mättad om

$$V_{DSN} \geq V_{GSN} - V_{TN}$$

$$V_{ut} \geq V_{in} - V_{TN} = 2,4 - 0,8 = 1,6V$$

\Rightarrow ej mättad $V_{GS} > V_T \Rightarrow$ Resistiv \Rightarrow OK!

• P-kanalen mättad om

$$V_{DSP} < V_{GSP} - V_{TP}$$

$$V_{ut} - V_{DD} < V_{in} - V_{DD} - V_{TP} = 2,4 - 1 = 1,4$$

\Rightarrow mättad \Rightarrow OK!