

Physique du solide et des semiconducteurs - 2

1 Densités de porteurs dans les semi-conducteurs

On cherchera dans cette partie à déterminer les concentrations de porteurs dans les bandes de conduction (électrons) et de valence (trous ou lacunes d'électrons) d'un matériau semi-conducteur. Dans un deuxième temps, on considérera l'effet d'un dopage de sites donneurs d'électrons sur la densité de porteurs. On suppose que le matériau possède une bande de valence et une bande de conduction au profil parabolique (cf Fig. 1) :

$$\epsilon_c(k) = \epsilon_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \quad \text{et} \quad \epsilon_v(k) = \epsilon_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v}$$

Figure 28.12

Level density for a semiconductor containing both donor and acceptor impurities. The donor levels ϵ_d are generally close to the bottom of the conduction band, ϵ_c compared with E_g , and the acceptor levels, ϵ_a , are generally close to the top of the valence band, ϵ_v .

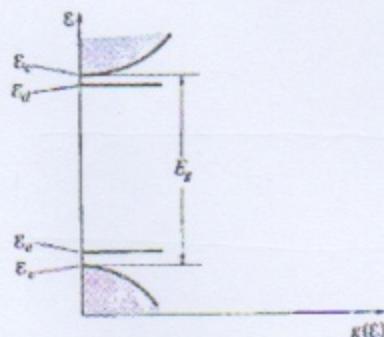


FIGURE 1 – Densité d'états typique d'un semi-conducteur contenant des sites d'impuretés donneurs et accepteurs (d'après Ashcroft et Mermin).

Semiconducteurs intrinsèques.

1. Donner l'ordre de grandeur des gaps du Germanium ou du Silicium.
2. Donner l'expression du nombre N_c d'électrons par unité de volume dans la bande de conduction ainsi que le nombre P_v de trous dans la bande de valence en fonction de la température et du potentiel chimique.
3. Calculer la densité d'états dans chaque bande.
4. On suppose que $\epsilon_c - \mu \gg k_B T$ et $\mu - \epsilon_v \gg k_B T$. Calculer alors explicitement N_c et P_v (on rappelle que $\Gamma(3/2) = \sqrt{\pi}/2$). On pose $n_i^2 = N_c \cdot P_v$. Exprimer n_i , N_c et P_v en fonction de la température seulement.
5. En déduire la valeur du potentiel chimique μ_i en fonction de la température. Discuter la validité des approximations faites précédemment.

Semiconducteurs dopés.

Il est difficile en pratique d'observer le régime intrinsèque de conduction des semi-conducteurs car ceux-ci sont généralement dopés (volontairement ou pas) par des impuretés. On considère que le semi-conducteur contient N_d impuretés donneuses par unité de volume. À température nulle, chaque site donneur d'énergie ϵ_d est occupé par un électron. À plus haute température, ces sites peuvent s'ioniser et ainsi fournir des porteurs additionnels dans la bande de conduction. On pourra par exemple considérer l'exemple d'impuretés d'Arsenic dans le Germanium dont l'énergie ϵ_d des sites donneurs est située à ≈ 0.013 eV de la bande de conduction du Germanium.

- NAV
6. Calculer la fonction de partition grand canonique du système des électrons liés aux N_d impuretés sachant que chaque site peut contenir 0 ou 1 électron dans deux états de spin.
 7. En déduire le nombre de sites n_d occupés en fonction de la température et du potentiel chimique puis relier N_c , P_v , N_d et n_d .
 8. On suppose que la température est suffisamment élevée pour qu'un grand nombre de sites donneurs soient ionisés. Dans ce cas, on a $\epsilon_d - \mu \gg k_B T$. En déduire alors l'expression de N_c et P_v en fonction de N_d et n_d . En déduire l'existence de deux régimes de dopage en fonction de la densité d'impuretés.
 9. Calculer avec cette hypothèse, le potentiel chimique en fonction de N_d , n_d et μ_i et discuter la validité des approximations.

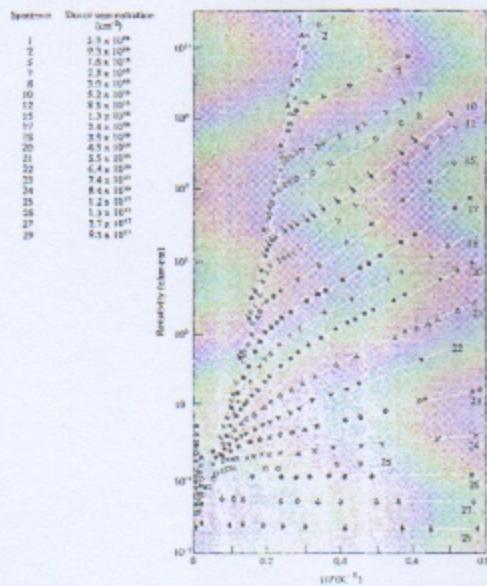


Figure 2B.2
The resistivity of statistics-doped germanium as a function of $1/T$ for several impurity concentrations. (From H. J. Fritzsch, *J. Phys. Chem. Solids* 6, 69 (1956))

FIGURE 2 – Résistivité du Ge dopé Sb en fonction de $1/T$ (d'après Ashcroft et Mermin).

10. Commenter les données expérimentales de la figure 2.
11. Quand le matériau comprend en outre N_a sites par unité de volume accepteur d'électrons, généraliser les résultats précédents dans un régime simple.

2 Jonction p-n

On considère une jonction p-n idéalisée, avec un matériau semi-conducteur dopé p dans la région $x < 0$ ($N_a(x) = N_a$ et $N_d(x) = 0$) et un matériau dopé n dans les $x > 0$ ($N_a(x) = 0$ et $N_d(x) = N_d$), cf Fig. 3. On supposera atteint l'équilibre thermodynamique local ainsi que le régime extrinsèque où l'on peut négliger les densités intrinsèques de porteurs.

↳ porteur dopé

1. Justifier l'existence d'un champ électrique au niveau de la jonction à l'équilibre. Ce champ est associé à une variation du potentiel électrostatique que l'on note ϕ . L'énergie des niveaux électroniques est alors décalée de $-e\phi(x)$ et sa variation typique est représentée sur la figure 3.

$$\beta(\epsilon_d - \mu) \gg k_B T$$

ϵ_d

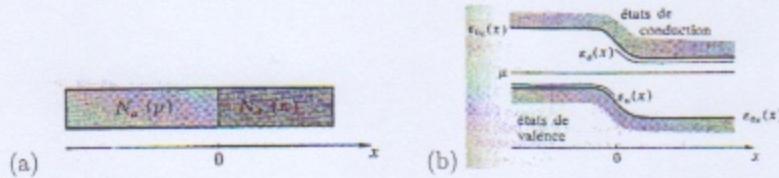


FIGURE 3 – (a) Principe de la jonction p-n. Du côté $x < 0$, le semi-conducteur est de type p : il contient N_a impuretés accepteuses par unité de volume. Du côté $x > 0$, il est de type n et contient N_d impuretés donneuses par unité de volume. (b) Niveaux électroniques en fonction de la position (d'après Diu *et al.*).

2. Donner la densité de porteurs libres, électrons et trous, en fonction de $\phi(x)$ et du potentiel chimique μ , puis en fonction de $\phi(x)$, des concentrations en impuretés N_d et N_a et du potentiel loin de la jonction $\phi(+\infty)$ et $\phi(-\infty)$. En déduire la différence de potentiel entre les deux bornes de la jonction $\phi(+\infty) - \phi(-\infty)$.
3. Donner l'équation satisfaite par le potentiel électrostatique en fonction des différentes densités de charges présentes dans le système.

L'équation obtenue est fortement non-linéaire et nous allons calculer explicitement sa solution dans le cadre d'une résolution approchée. Les inhomogénéités de charge sont modélisées par une double couche au niveau de la jonction, cf Fig. 4. Pour $x < -d_p$, on suppose que les variations du potentiel sont négligeables et on considère $\phi(x) \simeq \phi(-\infty)$ et de façon similaire, $\phi(x) \simeq \phi(+\infty)$ pour $x > d_n$. Dans les deux doubles couches, on considère à l'inverse que les charges libres ont été repoussées dans les autres régions et sont donc en quantités négligeables.

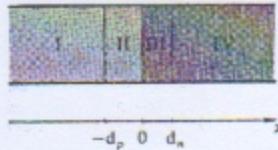


FIGURE 4 – La jonction p-n et les quatre régions où l'on peut résoudre de façon approchée l'équation de Poisson. Les régions I et IV sont pratiquement homogènes et localement neutres. La douce couche s'étend entre $-d_p$ et $+d_n$: la région II est chargée négativement, la région III, positivement (d'après Diu *et al.*).

4. Avec les hypothèses faites, écrire les différentes concentrations de charges dans les différentes régions de la jonction, ainsi que les équations de Poisson associées.
5. Justifier la continuité du potentiel électrostatique et de sa dérivée puis donner la solution pour ϕ dans les différentes zones d'espace. En déduire les épaisseurs des doubles couches en fonction des concentrations en impuretés N_a et N_d .

On cherche à calculer la caractéristique de la jonction. On applique une tension V aux bornes de la jonction. On suppose que les électrons qui passent de la région p à la région n, qui descendent une barrière de potentiel, sont décrits par un courant $J_{p \rightarrow n}^{(e)}$ indépendant de la tension V , de même que le courant de trous $J_{n \rightarrow p}^{(t)}$. On suppose que le courant d'électrons $J_{n \rightarrow p}^{(e)}$ est proportionnel au poids de Boltzmann de la barrière electrostatique qu'ils ont à franchir.

6. Donner le courant $J_{n \rightarrow p}^{(e)}$ en fonction de V et de $J_{p \rightarrow n}^{(e)}$
7. En déduire le courant total dans la jonction en fonction de V , e et $k_B T$.

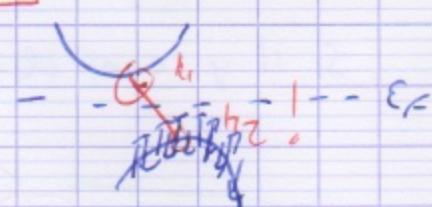
TD phys sol 2

1

TD Physique des solides 2

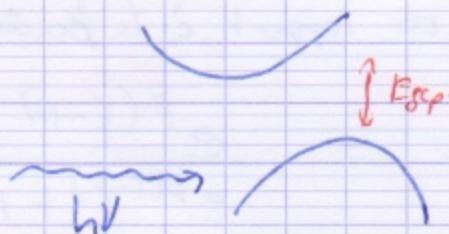
1) à savoir: $E_{gap}^{Ge} \approx 0,67 \text{ eV}$

$$E_{gap}^{\text{Si}} \approx 1,1 \text{ eV} \quad \leftarrow \text{gap indirect!}$$



en quoi ça change?

observons un effet photoélectrique:



Le photon est absorbé, il y a une collision entre l'électron et le photon.

Pour qu'il y ait absorption: $\{hV\} / E_{gap}$
(conservation de l'impulsion)

=> T^2 est conservé (en réaction entre 2 corps quand le gap est petit)

=> collision e^-/γ est interdite si 2 corps quand le gap est indirect (T^2 diffèrent!)

=> transition entre 3 corps $e^-/\gamma/\text{phonon!}$ moins moins probable!

2) à T, μ et ϵ fixés

$$= f^{FD} = \frac{1}{e^{\beta(\epsilon-\mu)} + 1}$$

Si il y a une densité d'états $\rho(\epsilon)$ dans le bande de conduction

approximation que nb
bande mince " valence

$$N_c = \frac{1}{V} \int_{E_C}^{\infty} d\epsilon \rho_c(\epsilon) f^{FD}(\epsilon, T, \mu).$$

il y a $1 - f^{FD}$ nombre de trous!

$\rightarrow 2 e^-$ qui manque par rapport à la bande valence!

$$= 1 - \frac{1}{e^{\beta(\epsilon-\mu)} + 1} = \frac{e^{\beta(\epsilon-\mu)}}{e^{\beta(\epsilon-\mu)} + 1}$$

$$= \frac{1}{e^{-(\beta-\mu)} + 1} \quad -\text{revient à avoir des particules d'énergie } -\epsilon \text{ avec } -\mu$$

alors

$$P_v = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{E_V} d\epsilon \rho_v(\epsilon) [1 - f^{FD}(\epsilon)]$$

3) $t^2 \rightarrow$ condition limite périodique $t^2 = 2\pi L \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{pmatrix}$

boîte cubique de taille L

2

On procède comme au TD 1:

$$\rho(\vec{k}) d^3k = \frac{Q}{(2\pi)^3} \downarrow \text{spin}$$

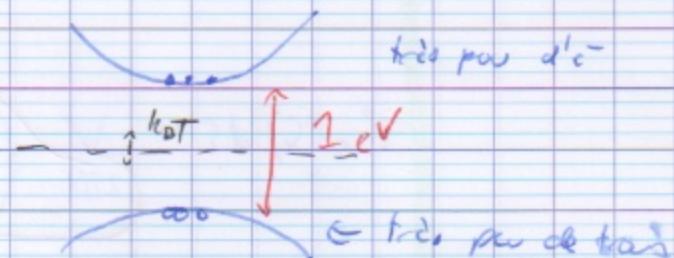
$$\rho(\vec{k}) d\vec{k}^3 = \frac{V}{4\pi^3} d^3k$$

$$\rho(\vec{k}) d\vec{k}^3 = \frac{V}{4\pi^3} \times \pi k^2 dk = \frac{V}{\pi^2} k^2 dk$$

Dans l'énoncé on écrit un DL au voisinage de $k=0$

$$\Rightarrow E_c(k) = E_c + \frac{t_F}{2mc} k^2, \quad E_v(k) = E_v - \frac{t_F^2 k^2}{2mc}$$

$$h_F \sim \frac{1}{40} \text{ ev.}$$



notre approximation en potentiel harmonique est justifiée.

On a bijection $E \geq h$ sur $\rho(E) dE = \rho(k) dk$

on trouve alors:

$$k = \sqrt{\frac{2mc}{t_F^2}} (\underline{E - E_c})^{\frac{1}{2}} \rightarrow \text{conduction}$$

$$k = \sqrt{\frac{2m}{t_F^2}} (\underline{E_v - E})^{\frac{1}{2}} \rightarrow \text{valence}$$

on raisonne sur le nombre d'états que l'on écrit
 $\epsilon(\epsilon) d\epsilon = \epsilon(\epsilon) \rho(\epsilon)$, alors on travaille en valeur
absolue!

alors :

$$dI_C = \frac{1}{2} \left(\frac{2m_e}{h^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{d\epsilon}{(\epsilon - \epsilon_C)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{conduction.}$$

$$|dI_V| = \frac{1}{2} \left(\frac{2m_e}{h^2} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{d\epsilon}{(\epsilon_V - \epsilon)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{volage}$$

alors $\epsilon_C(\epsilon)d\epsilon = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\epsilon - \epsilon_C} d\epsilon$

$$\epsilon_V(\epsilon)d\epsilon = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{h^2} \right) \sqrt{\epsilon_V - \epsilon} d\epsilon$$

$$4) N_C = A_C \int_{\epsilon_C}^{\infty} \frac{d\epsilon \sqrt{\epsilon - \epsilon_C}}{e^{F(\epsilon - \mu)} + 1}$$

$$\text{hyp } \epsilon - \mu \gg \epsilon - \mu \gg k_B T$$

$$\text{donc } e^{F(\epsilon - \mu)} \gg 1$$

On est dans le limit de Boltzman !

3

$$N_C = A_C \int_{E_C}^{\infty} 2E \sqrt{E - E_C} e^{-\beta(E-\mu)} \quad \text{or pour } E = E_C + E$$

$$\Rightarrow N_C = A_C e^{-\beta(E_C-\mu)} \int_0^{\infty} 2E \sqrt{E} e^{-\beta E} \quad \begin{array}{l} \text{on admet que} \\ \text{l'intégrale est} \\ \underline{\underline{t = \beta E}} \end{array}$$

$$N_C = A_C e^{-\beta(E_C-\mu)} \frac{1}{\beta^{3/2}} \int_0^{\infty} dt t^{1/2} e^{-t}$$

$$\Gamma\left(\frac{3}{2}\right) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

$$N_C = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (k_B T)^{3/2} A_C e^{-\beta(E_C-\mu)}$$

rg: il faudra trouver μ pour préciser notre approximation!

avec le \tilde{m} précédent, en posant $\mu - E_V \gg k_B T$, on trouve:

$$P_V = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (k_B T)^{3/2} A_V e^{-\beta(N-E_V)}$$

rg: si on fait $N_C \cdot P_V$ on trouve:

$$N_C P_V = A_C A_V \frac{\sqrt{\pi}}{2} (k_B T)^{3/2} e^{-\beta \frac{(E_C-E_V)}{E_C \cdot \mu}}$$

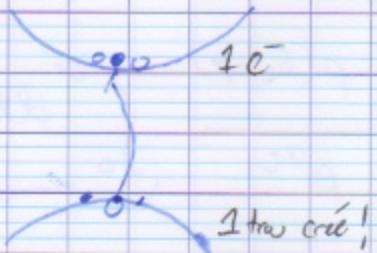
$$= \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} (k_B T)^{3/2} \sqrt{A_C A_V} e^{-\frac{\mu}{2}(E_C-E_V)} \right]^2$$

homogène à une densité $\equiv N_i$ densité intrinsèque ν !

5) Par conservation du nb. d' e^- ou par électroneutralité

$$\text{ora } N_C = P_V \Leftrightarrow N(e^-) + P_V(e^-) = 0$$

Il y a autant de e^- dans la bande de conduction que de v_{rc} (car \rightarrow trois dans la bande de valence!
on n'est pas dopplés!



alors $\frac{\sqrt{\pi}}{2} (\hbar \omega)^{\frac{3}{2}} A_C e^{-P(E_C, T)} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\hbar \omega)^{\frac{3}{2}} A_V e^{-P(V, T)}$

$$\Rightarrow e^{P(V - E_C + \mu - E_V)} = \frac{A_V}{A_C}$$

$$\Rightarrow P(V - E_C + E_V) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{A_V}{A_C} \right)$$

$$P = \frac{E_C + E_V}{2} + k_B T \cdot \frac{3}{4} \ln \left(\frac{m_V}{m_C} \right)$$

$$\text{or } \frac{E_C + E_V}{2} = \text{niveau du gap!}$$

donc $P \approx$ limite du gap + correction $k_B T$

$$\text{donc on obtient } E_C - P \approx \frac{E_{gap}}{2} \gg k_B T \quad) \begin{array}{l} \text{hypothèse} \\ \text{vérifiée!} \end{array}$$

4

Finalement :

$$N_c = P_V = N_i = \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m_e}} (h_B T)^{\frac{3}{2}} \sqrt{4\pi A c} e^{-\beta \frac{E_F}{2}}$$

Dans l'expérience de conductivité, on a donc

⇒ La résistance (par un semi-conducteur intrinsèque standard)

dans ce semi-conducteur intrinsèque ↓ avec T !Ils se peuplent dans le bande de conduction ↗ avec T
⇒ il y a de ① à ② d'é. dispo pour conduire donc R .

Imp! pour legon et montage!

c) on doit calculer $\sum_{\text{états}} e^{-\beta E_{\text{état}}} = e^{-\beta (E_{\text{état}} - \mu N_{\text{électr}})}$

grand canari!

{ Systèmes : { } des e^- { États : e^- indiscernable ⇒ états ent. la donnée des n_e
avec n_e = nombre d' e^- dans
chaque état à 1 e^- l.

par des particules sans interaction, on va pouvoir factoriser la fonction de partition.

donc $\boxed{-} = \prod_{\text{état } l} (\boxed{\zeta_l})$ fonction de partition
de l'état l

On s'intéresse seulement aux impacts dominants!

$$\boxed{-} = \prod_{\text{dominants}} \boxed{\zeta_l}$$

ζ_l : impact dominant

avec $\zeta_l = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\beta(E - \mu n_l)}$!

états possibles: $l = 0 \leftarrow$ pas d'é

$\leftarrow 1$ c avec spin \uparrow

$\leftarrow 2$ c avec spin \downarrow

$\leftarrow 2$ é négligé dans l'ordre
du à la répulsion
coulorbitaire

donc $\boxed{-} = [1 + 2e^{-\beta(Ed - \mu)}]$ val doit être nb et négative
devise!

et $\boxed{-}_{\text{TOT}} = \boxed{\text{dominants}} \cdot \boxed{-}$ potentiel, conduction.

TDL Phys 1

densité fermionique intrinsèque $\sim 10^{10} \cdot \text{cm}^{-3}$

5

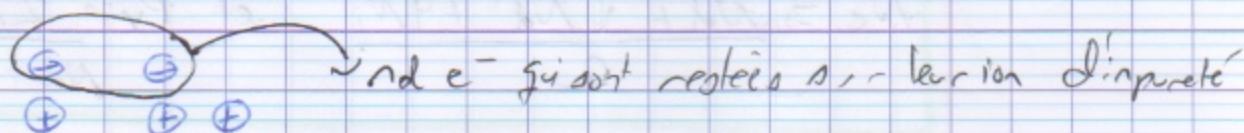
7) Le nombre d'êc sur les sites donneurs = $\frac{\partial \ln \left(\frac{-\epsilon_d}{kT} \right)}{\partial \mu} / T$

$$= N_d V \frac{\partial}{\partial \mu} \ln \left[1 + 2 e^{-\beta(E_d - \mu)} \right] = \frac{N_d V 2 e^{-\beta(E_d - \mu)}}{1 + 2 e^{-\beta(E_d - \mu)}}$$

$$\Rightarrow N_d = \frac{N_d}{\frac{1}{2} e^{\beta(E_d - \mu)} + 1}$$

n_d = densité d'êc sur les sites donneurs.

On a donc :



N_d ions impuretés.

on a toujours P_V trous et N_c élec de conduction

Si on fait un bilan d'électro-neutralité:

$$(-e) (n_d + N_c) + (+e) (N_d + P_V) = 0$$

$$\Rightarrow N_d = n_d + N_c - P_V \rightarrow vient changer \mu!$$

8) On se place dans la limite où $E_d - \mu \gg k_B T$

Le donneur est près de la bande de conduction.
 $\Rightarrow E_d - \mu \gg k_B T$

clara $N_d \gg 0 \Rightarrow N_d \approx N_c - P_V$

1 équation 2 inconnus!
(N_c et P_V).

on rajoute $N_i^2 = N_c P_V$

alors on trouve:

$$N_c = \frac{N_d + \sqrt{N_d^2 + 4N_i^2}}{2} \quad \text{et} \quad P_V = \frac{2N_i^2}{N_d + \sqrt{N_d^2 + 4N_i^2}}$$

en général on adopte de façon à ce que $N_d \gg N_i$:

$$\Rightarrow N_c = N_d \quad \Delta$$

$$P_V = \frac{N_i^2}{N_d} = N_d \left(\frac{N_i}{N_d} \right)^2$$

Imp!

Tous les électrons des impuretés sont parés avec dans la bande de conduction

↳ on contrôle le taux de dopage \Rightarrow on contrôle le nb. d'é. dans la bande de conduction!

et la contribution de la bande de valence est négligeable.



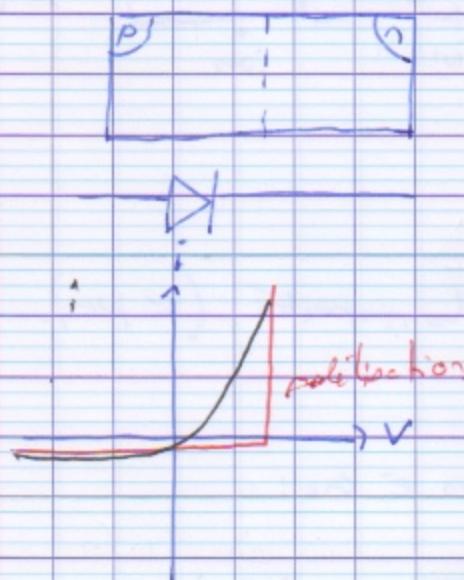
C

si on calcule μ on trouve:

$$\mu = \mu_{\text{ideal}} - k_B T \ln \left[N_{\text{el}} + \sqrt{\frac{N_{\text{el}}^2 + 4m_i^2}{2N_i}} \right]$$

exercice 2 junction p-n

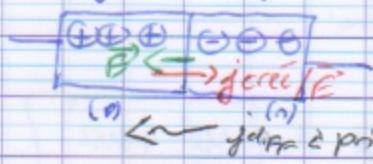
junction p-n



- 2) La matière doit respecter l'électroneutralité en volume
 En surface on peut avoir des écarts, ces écarts sont compensés par un ~~effet de~~ réseau ionique.

En surface on se souvient que les électrons de conduction

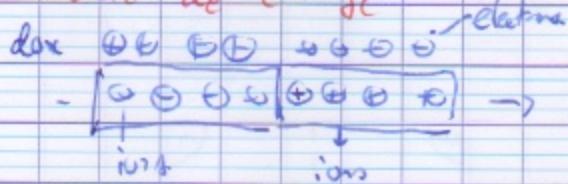
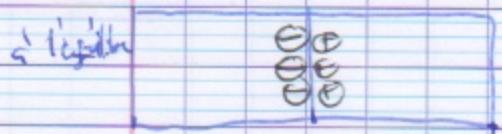
depart excess lec de conduction



} courant de contact avec équilibre

- Cela signifie que la diffusion des e^- de conduction
- Or si l'équilibre existe, on doit avoir un champ électrique qui contrebalance ce mouvement.
- Des zones de déplétion de taille microscopique (effet de surface) se créent au voisinage de la jonction.

$\rho_{tot} < 0$ densité totale de charge



charge

$\rho_{tot} > 0$

zones de

déplétion à

l'électroneutralité n'est plus respectée ($\approx \mu_m$).

2) Dans le hamiltonien de un e^- on:

$$H(e^-) = \frac{\vec{p}^2}{2m} + \vec{V}(\vec{r}) - e\phi(r)$$

ce qui décide les niveaux d'énergie!

On fait l'approximation des systèmes continus et qu'on peut dire raisonnable dans le dom. On suppose $\phi(x)$ s'variation "lente" par rapport à $\frac{1}{\lambda}$

V



7

clara:

$$E_c \rightarrow E_c - e\phi(x)$$

$$E_v \rightarrow E_v - e\phi(x).$$

Tous les niveaux électroniques sont décalés

Clara on reprend les mêmes considerations que dans l'exercice 1:

$$N_c = A_c \int_{\text{cte}}^{+\infty} dE \frac{\sqrt{E - (E_c - e\phi(x))}}{e^{P(E-\mu)} + 1}$$

$E' = E + e\phi(x)$

$$N_c = A_c \int_{E_c}^{+\infty} dE \frac{\sqrt{E - E_c}}{e^{P(E-\mu-e\phi(x))} + 1}$$

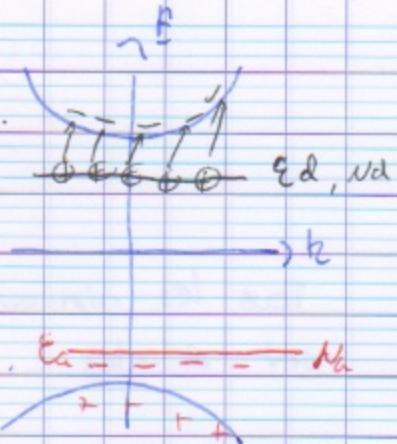
soit enlever à changer $\mu \rightarrow \mu + e\phi(x)$

On fait l'hypothèse comme dans QY de l'évo 1:

$$E - \mu \gg E_c - \mu \gg k_B T \quad \text{donc } e^{P(E-\mu)} \gg 1$$

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{d'où } N_c(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (k_B T)^{\frac{3}{2}} A_c e^{-P(E_c - \mu - e\phi(x))} \\ \text{et de même } P(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (k_B T)^{\frac{3}{2}} A_v e^{-P[\mu + e\phi(x) - E_v]} \end{array} \right.$$

On a placé dans le link Karen et donc



$$J = (-e) \int_{-\infty}^{\infty} J(x) dx$$

On rajoute sur le bord de conduction
un nb. d'e- égal au nb. d'impuretés.

~~et $N_d = N_a$~~ devient pour le bord de valence et les fois.

On a fait jusqu'ici des calculs dans l'ensemble standard mais
Il faut revenir dans la réalité. (égalité $N_d \approx N_a$)

Dans le régime fortement dopé, $N_c(x \rightarrow +\infty) \approx N_d$ (1)

$$P_e(x \rightarrow +\infty) \approx N_a$$
 (2)

car on est loin des effets de charge de la jonction. P_n et $N_d, N_a \gg N_i$ (ce qui donne $x \rightarrow +\infty$ pour $x \rightarrow +\infty_{P_n}$)

alors $\left(N_d = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (k_B T)^{\frac{3}{2}} A e^{-\mu - e\phi(x \rightarrow +\infty)} \right)$

(2) $\left(N_a = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (k_B T)^{\frac{3}{2}} A v e^{-\mu + e\phi(x \rightarrow +\infty) - E_v} \right)$

(1) et (2) donc $\left(N_c(x) = N_a e^{-\mu - e[\phi(+\infty) - \phi(x)]} \right)$

$$\left(P_v(x) = N_a e^{-\mu - e[\phi(+\infty) - \phi(-\infty)]} \right)$$

On a toujours $N_c(x) P_v(x) = N_i^2$, densité intrinsèque.
indépendante du dopage.



8

donc :

 $\Delta\phi$

$$N_c(x) P_v(x) = n_a n_i e^{-Pe [\Phi(+\infty) - \Phi(-\infty)]}$$

$$\text{donc } n_a n_i e^{-Pe \Delta\phi} = n_i^2$$

$$\text{d'où } -e\beta \Delta\phi = \ln\left(\frac{n_i^2}{n_a n_i}\right)$$

$$\begin{array}{ccc} 10^6 & & 10^6 \\ \downarrow & & \uparrow \\ \frac{n_d}{n_i} & \frac{n_a}{n_i} \end{array}$$

$$= \frac{1}{4\pi} \frac{eV}{\epsilon} \ln(10^{12}) \simeq 0.7 V$$

$$\Rightarrow \Delta\phi = \frac{k_B T}{e} \ln\left[\frac{n_a n_i}{n_i^2}\right]$$

différence de potentiel entre les 2 jonctions!

Le parallèle est parallèle au déphasé!

- 3) On peut mesurer cette différence de potentiel (car on rajoutrait un chargeur).

ou utiliser Maxwell sans à 1D:

$$\operatorname{div}(\vec{E}) = \frac{\rho_{\text{rot}}}{\epsilon_0} \quad \left. \right\} \Rightarrow \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\rho(x)}{\epsilon_0} = 0$$

$$\text{et } E = -\frac{\partial \phi}{\partial x}$$

$$\text{or } \rho(x) = e \left[N_c(x) - P_v(x) - N_d(x) + N_a(x) \right]$$

inversés,

Par ailleurs, on suppose les impuretés sont supposées totalement ionisées.

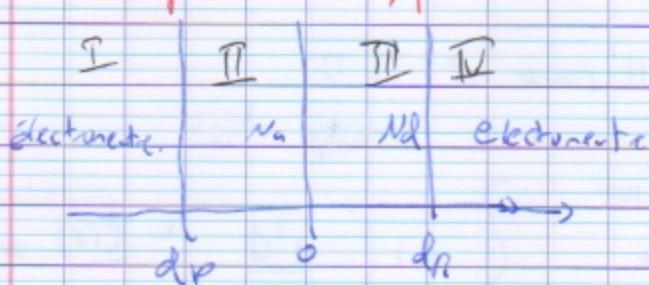
$$\Rightarrow N_{\text{U}}(x) : \begin{cases} = N_{\text{U}} & \text{si } x > 0 \\ = 0 & \text{si } x < 0 \end{cases}$$

$$N_{\text{d}}(x) : \begin{cases} = 0 & \text{si } x > 0 \\ = N_{\text{d}} & \text{si } x < 0 \end{cases}$$

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = \frac{e}{\epsilon} \left[N_{\text{c}}(x) - P_{\nu}(x) + \text{cte} \right]$$

plus si $x_c > 0$
ou $x_c < 0$

4) On dérape en 4 zones:



dans la zone I: $\psi(x) \approx \psi(-\infty)$ $\Rightarrow P_{\nu}(x) \approx N_{\text{d}}$

$N_{\text{c}}(x)$ négatif

$$N_{\text{d}}(x) = 0$$

$$N_{\text{c}}(\infty) \approx N_{\text{d}}$$



9

dans la zone III $\Phi(x) \approx \Phi(+\infty) \rightarrow N_c(x) \approx N_a$

$$p_r \approx 0$$

electro-

$$N_c(0) = 0$$

neutralité

$$N_c(+\infty) = N_a$$

Zone II: $-d_p < x < 0$:

$$N_c \approx p_r(x) \approx 0 \quad \text{implique}$$

$$\Rightarrow \frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} N_a$$

$$N_a(0) = N_a$$

$$N_d(0) = 0$$

Zone III: $0 < x < d_p$:

$$N_c(x) \approx p_r(x) \approx 0 \Rightarrow \frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} N_d$$

$$N_a(x) = N_a$$

$$N_d(x) = 0$$

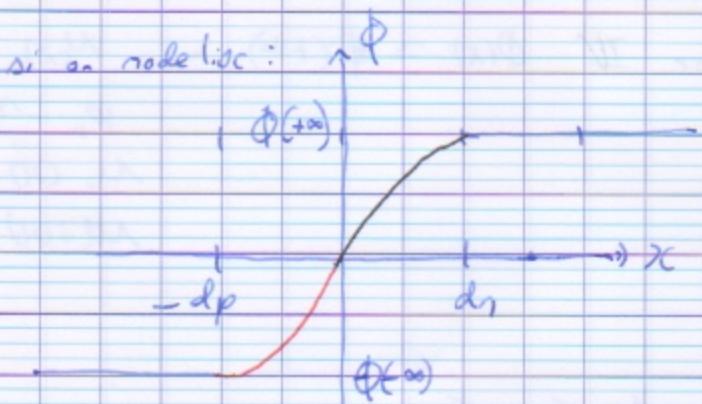
ce sont les hypothèses de l'énergie

5) E est C^∞ et ϕ est C^∞ (résultat brûlé des équations)

$$\Rightarrow \phi(x) = \phi(-\infty) + \frac{e}{2\epsilon_0} N_a (x + d_p)^2 \quad \text{si } x < 0$$

$$\phi(x) = \phi(+\infty) - \frac{e}{2\epsilon_0} N_d (x - d_p)^2 \quad \text{si } x > 0$$

si au node loc :



il ne reste plus qu'à déterminer N_d et N_a

On utilise la continuité de $\phi(x)$ et $\frac{d\phi}{dx}$ à $x=0$

continuité de $\frac{d\phi}{dx}$: $\left. \frac{e}{\epsilon_0} N_a d\rho \right|_{x=0} = \left. \frac{e}{\epsilon_0} N_d d\eta \right|_{x=0}$

$\Rightarrow N_a d\rho = N_d d\eta$ [électronégativité
globale de la
garniture.]
(A)

e. o: $\phi(x)$ continue:

$$\frac{e}{2\epsilon_0} N_a d\rho^2 + \phi(-\infty) = -\frac{e}{2\epsilon_0} N_d d\eta^2 + \phi(+\infty)$$

donc: $\frac{e}{2\epsilon_0} \left[N_a d\rho^2 + N_d d\eta^2 \right] = \phi(+\infty) - \phi(-\infty) = \Delta\phi$

$$= \frac{k_B T}{e} \ln \left[\frac{N_d N_a}{N^2} \right]$$

(B)

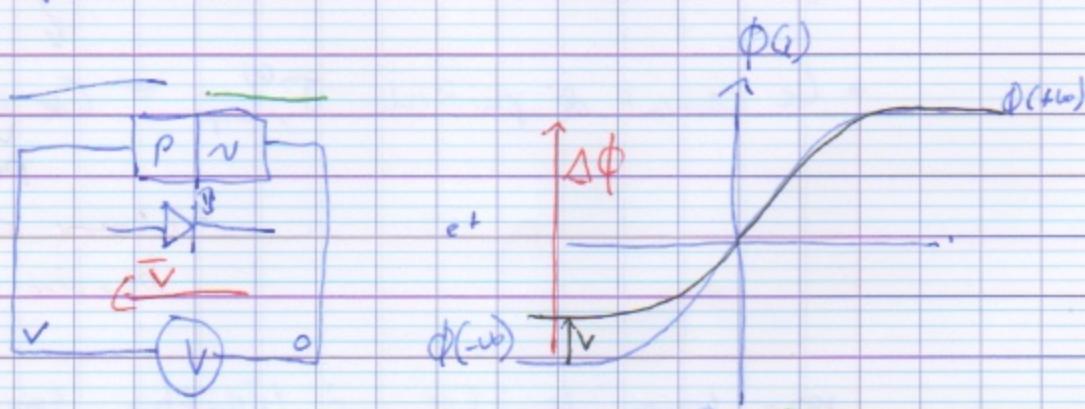


10

$$(A) + (B) \Rightarrow dn = \frac{2\epsilon_0 k_B T}{e^2} \frac{N_d}{N_A} \frac{1}{N_{\text{eff}}} \ln \left(\frac{n_e n_i}{n_i^2} \right)$$

$$dp = \frac{2\epsilon_0 k_B T}{e^2} \frac{N_d}{N_A} \frac{1}{N_{\text{eff}}} \ln \left(\frac{n_e n_i}{n_i^2} \right)$$

6) On fait ensuite :



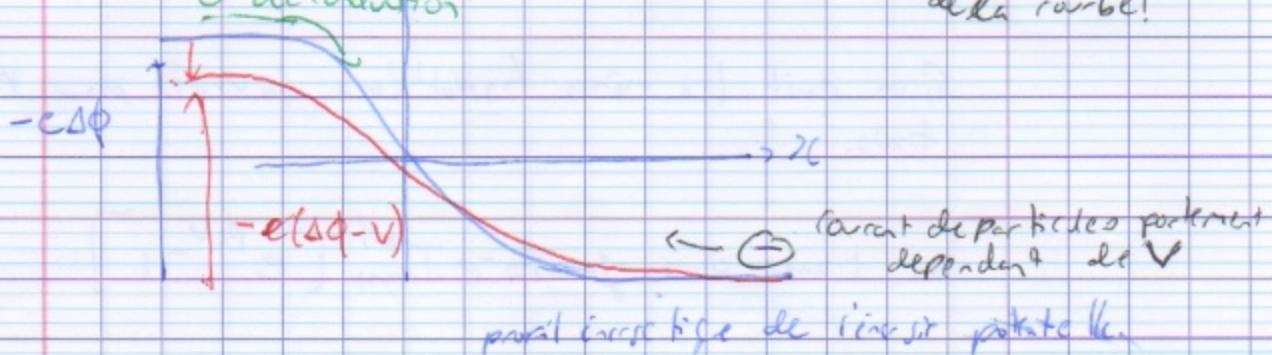
Le potentiel sininme
différence de tension V
sur le barreau lié à P:

doublecade!

$$\Delta\phi \rightarrow \Delta\phi - V \approx \text{formules décalées} \quad \text{ou} \quad \Delta\phi \rightarrow \Delta\phi - V$$

donc $E(\phi)^\text{potentiel} = [-e\phi(x)]$

on multiplie par $-e$
donc on chg. le sens
de la courbe!



hypothèse 1:

- le courant des électrons de conduction de p vers n est indépendant de V (décrit une chute en E^{nat})

(mej: les électrons tombent facilement mais remontent difficilement)
(la chute en $E^{nat} \Rightarrow e^-$ de conduction facile mais électrons qui dérangent au ncl.)

on a cette loi (car on a $e^{-\frac{e(V)}{kT}}$)

hypothèse 2:

- Le courant de particule $\bar{J}_{n \rightarrow p}^{(e)} = Cte \frac{e^{\beta eV}}{V}$ avec $V < 0.01$
selon la loi de Boltzman!
 \Rightarrow comme si on avait une barrière de Boltzman.

pour trouver les Cte , à l'équilibre quand $V=0$, le courant total $\bar{J}_{tot}^{(e)} = 0 \Rightarrow Cte = -\bar{J}_{p \rightarrow n}^{(e)}$.

$$\text{donc } \bar{J}_{tot}^{(e)} = \bar{J}_{p \rightarrow n}^{(e)} [1 - e^{\beta eV}]$$

$$\Rightarrow j_e = (-c) \bar{J}_{tot}^{(e)} = c e \bar{J}_{p \rightarrow n}^{(e)} [e^{\beta eV} - 1]$$

comme d'habitu.

Si on fait les mêmes hypothèses inversées pour j_{pn} pour les trous.

$$\text{on trouve alors } j_{pn} = -c \bar{J}_{n \rightarrow p}^{(e)} [e^{\beta eV} - 1]$$



II

claro:

naturel et à retenir!

$$\overrightarrow{J}_{\text{tot}} = e \left[J_{p \rightarrow n}^{(e)} - J_{n \rightarrow p}^{(e)} \right] [e^{\beta eV} - 1] = \text{cte} (e^{\beta eV} - 1)$$

