

Chap II- Jonction p - n

I-INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons examiné les concentrations de porteurs et les phénomènes de transport dans des matériaux semi-conducteurs homogènes. Dans ce chapitre, nous discutons du comportement d'un matériau semi-conducteur contenant à la fois des régions de type p et de type n formant une jonction p-n.

Une jonction p-n joue un rôle important dans les applications électroniques modernes et dans la compréhension d'autres dispositifs à semi-conducteurs. Il est largement utilisé pour le redressement, la commutation et d'autres opérations dans les circuits électroniques. C'est un élément essentiel pour le transistor bipolaire et le thyristor ainsi que pour les transistors à effet de champ à grille métal-oxyde (MOSFET). Dans des conditions de polarisation appropriées ou lorsqu'elle est exposée à la lumière, la jonction p - n fonctionne également comme un dispositif à micro-ondes ou comme dispositif photonique

II- CONDITION THERMIQUE DE L'ÉQUILIBRE

II-1 Potentiel électrostatique :

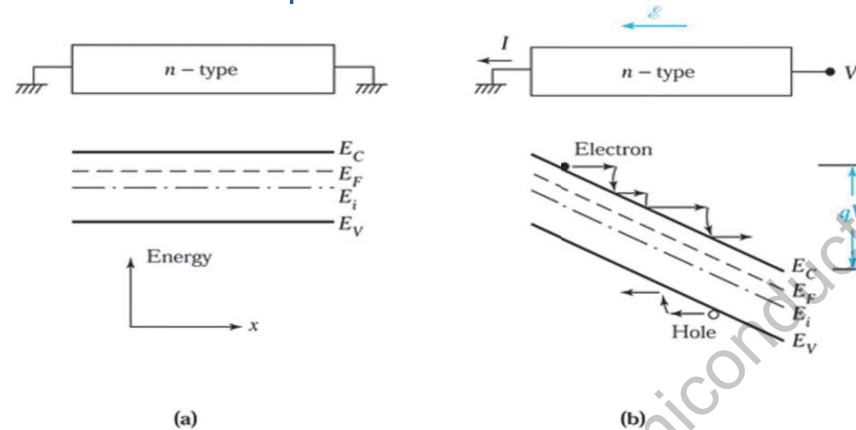


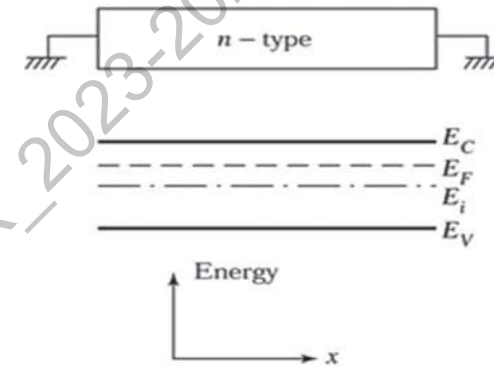
Fig. 1 Processus de conduction dans un semi-conducteur de type n (a) à l'équilibre thermique et (b) dans une condition de polarisation.

Considérons un matériau semi-conducteur homogène. La figure 1a montre un semi-conducteur de type n et son diagramme de bande à l'équilibre thermique. La figure 1b montre le diagramme de bande correspondant lorsqu'une tension de polarisation positive est appliquée à la borne de droite. Nous supposons que les contacts aux bornes gauche et droite sont ohmiques, c'est-à-dire que la chute de tension est négligeable à chacun des contacts. Comme mentionné précédemment, lorsqu'un champ électrique \vec{E} est appliqué à un semi-conducteur, chaque

électron subira une force $-q\vec{E}$ provenant du champ. La force est égale au gradient négatif d'énergie potentielle :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}(V) \text{ et } \vec{F} = -\overrightarrow{\text{grad}}(E_p)$$

$$\vec{F} = \pm q \vec{E} \text{ et } E_p = \pm qV$$

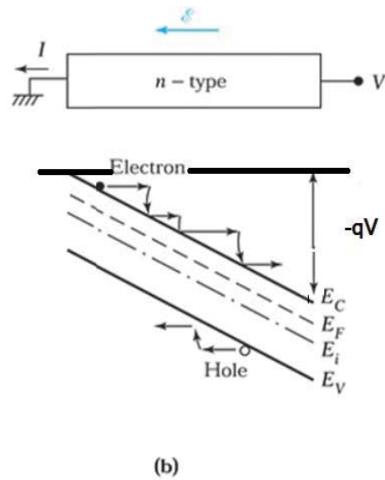


E_C correspond à l'énergie potentielle de l'électron : c'est l'énergie minimale qu'il faut à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction et devient ainsi libre, avec une énergie cinétique nulle.

Si l'électron a acquis un surplus d'énergie alors celle-ci sera transformée en énergie cinétique.

Il en est de même pour le trou.

Lorsqu'on applique une ddp aux bornes du barreau semiconducteur, un champ \vec{E} se crée, provoquant le déplacement de porteurs :



Le diagramme d'énergie se trouve déformé comme indiqué à la figure 1-b, un électron de conduction (dérive) se déplace de gauche à droite, jusqu'à ce qu'il entre en choc avec un atome du réseau (modèle de Drude), il perd la totalité de son énergie cinétique, il est alors tout de suite remis en mouvement sous l'effet du champ électrique jusqu'à faire une autre choc, et ainsi de suite. Pour le trou, c'est le mouvement en sens inverse. A une dimension, pour l'électron, on a :

$$-q\mathcal{E} = -\frac{dE_C}{dx}$$

Puisque nous nous intéressons au gradient de l'énergie potentielle, nous pouvons utiliser n'importe quelle partie du diagramme de bande parallèle à E_C (par exemple, E_F , E_i ou E_V , comme le montre la Fig. 1b). Il est commode d'utiliser le niveau intrinsèque de Fermi E_i car nous utiliserons E_i lorsque nous considérons les jonctions p-n. Par conséquent, nous avons, pour un électron :

$$\mathcal{E} = \frac{1}{q} \frac{dE_C}{dx} = \frac{1}{q} \frac{dE_i}{dx}$$

On peut définir une quantité associée ψ comme le potentiel électrostatique dont le gradient négatif est égal au champ électrique. Pour un électron, on a :

$$E_i = -q\psi$$

D'où

$$\mathcal{E} = \frac{1}{q} \frac{dE_i}{dx} = \frac{1}{q} (-q) \frac{d\psi}{dx} = -\frac{d\psi}{dx}$$

II-2-Rappel : Caractéristique courant-tension :

La caractéristique la plus importante des jonctions p-n est qu'elles permettent au courant de circuler facilement dans une seule direction.

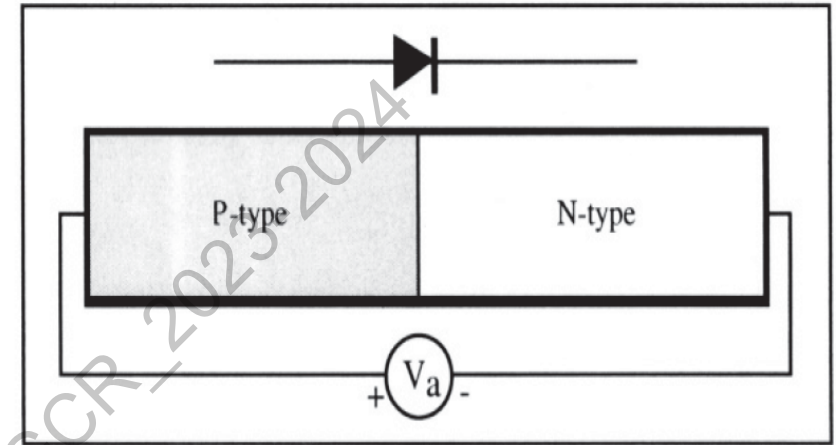


Fig 2 : jonction p-n ou diode polarisée

La figure 3 présente les caractéristiques courant-tension d'une jonction p-n en silicium typique. Lorsque nous appliquons une "polarisation directe" à la jonction (c'est-à-dire une tension positive du côté p), le courant augmente rapidement à mesure que la tension augmente. Cependant, lorsque nous appliquons une tension inverse, pratiquement aucun courant ne circule au départ. Lorsque la polarisation inverse est augmentée, le courant reste très faible jusqu'à ce qu'une tension critique soit atteinte, point auquel le courant augmente soudainement. Cette augmentation soudaine du courant est appelée rupture de jonction.

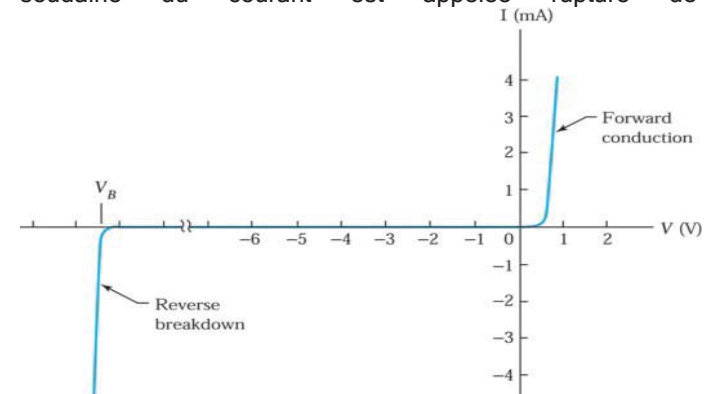
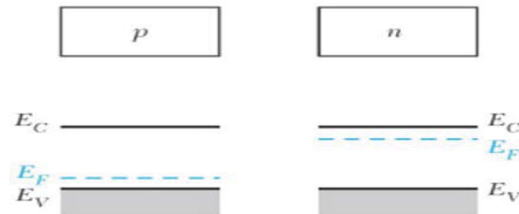


Fig. 3 Caractéristiques courant-tension d'une jonction p - n typique en silicium.

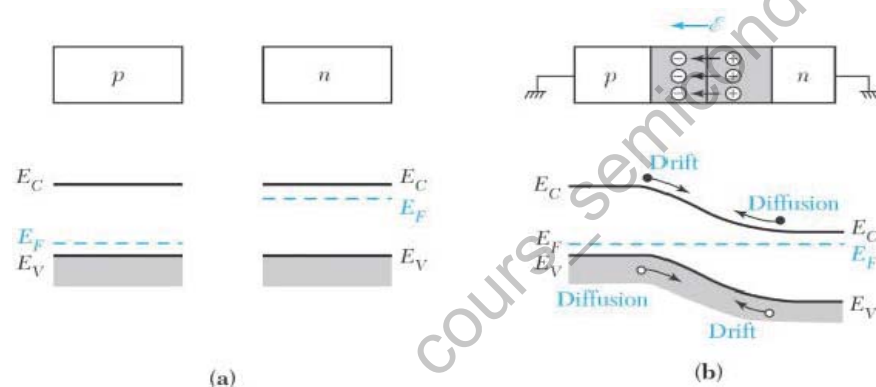
La tension directe appliquée est généralement inférieure à 1V, mais la tension critique inverse, ou tension de claquage, peut varier de quelques volts à plusieurs milliers de volts, en fonction de la concentration de dopage et d'autres paramètres du dispositif.

II-3 Schéma de bande



(a)

Sur la figure 3a, nous voyons deux régions de matériaux semi-conducteurs de types p et n qui sont uniformément dopées et physiquement séparées avant la formation de la jonction. Notez que le niveau E_F de Fermi est proche du bord de la bande de valence dans le matériau de type p et du bord de la bande de conduction dans le matériau de type n. Alors que le matériau de type p contient une grande concentration de trous avec peu d'électrons, l'inverse est vrai pour le matériau de type n.



(a)

(b)

Fig. 3 (a) Semi-conducteurs de type p et de type n dopés uniformément

avant la formation de la jonction. (b) Le champ électrique dans la région dépeuplée et le diagramme de bande d'énergie d'une jonction p-n en équilibre thermique.

Lorsque les semi-conducteurs de type p et n sont joints, les gradients de concentration de porteurs importants à la jonction provoquent la diffusion des porteurs. Les trous du côté p diffusent dans le côté n et les électrons du côté n diffusent dans le côté p. Alors que les trous continuent de quitter le côté p, certains des ions accepteurs négatifs (par exemple B^-) près de la jonction ne sont pas compensés car les accepteurs sont fixés dans le réseau de semi-conducteurs, alors que les trous sont mobiles. De même, certains des ions donneurs positifs (par exemple P^+) près de la jonction ne sont pas compensés lorsque les électrons quittent la face n. Par conséquent, une charge d'espace négative se forme près du côté p de la jonction et une charge d'espace positive se forme près du côté n. Cette région de charge d'espace crée un champ électrique qui est dirigé de la charge positive vers la charge négative, comme indiqué dans l'illustration supérieure de la figure 3b.

Le champ électrique est dans la direction opposée au courant de diffusion pour chaque type de porteur de charge. L'illustration inférieure de la figure 3b montre que le courant de diffusion du trou circule de gauche à droite, tandis que le courant de dérive du trou dû au champ électrique circule de droite à gauche. Le courant de diffusion des électrons circule également de gauche à droite, tandis que le courant de dérive des électrons circule dans la direction opposée. Notez qu'en raison de leur charge négative, les électrons diffusent de droite à gauche, à l'opposé de la direction du courant électronique.

II-4 Niveaux d'équilibre de Fermi

À l'équilibre thermique, c'est-à-dire la condition d'état stable à une température donnée sans aucune excitation externe, les courants individuels d'électrons et de trous qui traversent les jonctions sont identiques à **zéro**. Ainsi, pour chaque type de porteur, le courant de dérive dû au champ électrique doit annuler exactement le courant de diffusion dû au gradient de concentration. À partir de l'équation développée au chapitre précédent :

$$J_p = 0 \text{ et } J_n = 0$$

Exercice :

Montrer qu'à l'équilibre thermique, on a :

$$p = n_i \exp \left[\frac{(E_i - E_F)}{kT} \right] (*) \text{ et } n = n_i \exp \left[\frac{(E_F - E_i)}{kT} \right] (**)$$

Solution :

Pour un semiconducteur intrinsèque, à l'équilibre thermique, on a :

$$p_i = N_V \exp \left[-\frac{(E_i - E_V)}{kT} \right] = n_i$$

Pour un semiconducteur dopé, à l'équilibre thermique, on a :

$$\begin{aligned} p &= N_V \exp \left[-\frac{(E_F - E_V)}{kT} \right] \\ &= N_V \exp \left[-\frac{(E_F - E_i + E_i - E_V)}{kT} \right] \\ &= N_V \exp \left[-\frac{(E_i - E_V)}{kT} \right] \exp \left[-\frac{(E_F - E_i)}{kT} \right] = n_i \exp \left[\frac{(E_i - E_F)}{kT} \right] \end{aligned}$$

Il en est de même pour n.

Exercice :

1°) A l'équilibre, on a vu qu'on doit vérifier que :

$$J_p = 0$$

Développer l'expression de J_p en remplaçant le champ électrique par son expression en fonction de E_i .

2°) utiliser l'équation (*) pour dériver p par rapport à x.

3°) déduire que E_F est constant.

Solution :

1°) $J_p = J_p(\text{dérive}) + J_p(\text{diffusion})$ ou

$$J_p = J_p^{\text{drift}} + J_p^{\text{diff}}$$

$$J_p(x) = q\mu_p pE - qD_p \frac{dp}{dx} = \mu_p \left(qpE - kT \frac{dp}{dx} \right)$$

$$J_p = 0 \implies qpE - kT \frac{dp}{dx} = 0$$

$$qp \left[\frac{1}{q} \frac{dE_i}{dx} \right] - kT \frac{dp}{dx} = 0 \quad (\Delta)$$

Remarque : Pour les trous, on a aussi $E = \frac{1}{q} \frac{dE_i}{dx}$

2°) en utilisant l'équation (*), nous avons :

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dx} &= \frac{n_i}{kT} \exp \left[\frac{(E_i - E_F)}{kT} \right] \left[\frac{dE_i}{dx} - \frac{dE_F}{dx} \right] \\ \frac{dp}{dx} &= \frac{p}{kT} \left[\frac{dE_i}{dx} - \frac{dE_F}{dx} \right] \end{aligned}$$

En remplaçant dans l'équation (Δ), on a :

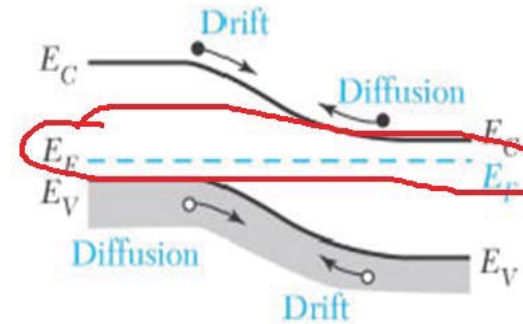
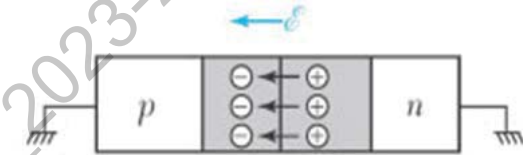
$$p \left[\frac{dE_i}{dx} \right] - kT \frac{p}{kT} \left[\frac{dE_i}{dx} - \frac{dE_F}{dx} \right] = 0$$

Ce qui conduit à :

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

On déduit que le niveau E_F est constant.

Il en est de même avec le courant des électrons qui conduit aussi à la même conclusion.



Ceci est illustré dans le diagramme de bande d'énergie de la Fig. 4b.

Chap IV- Jonction p - n (suite 1)

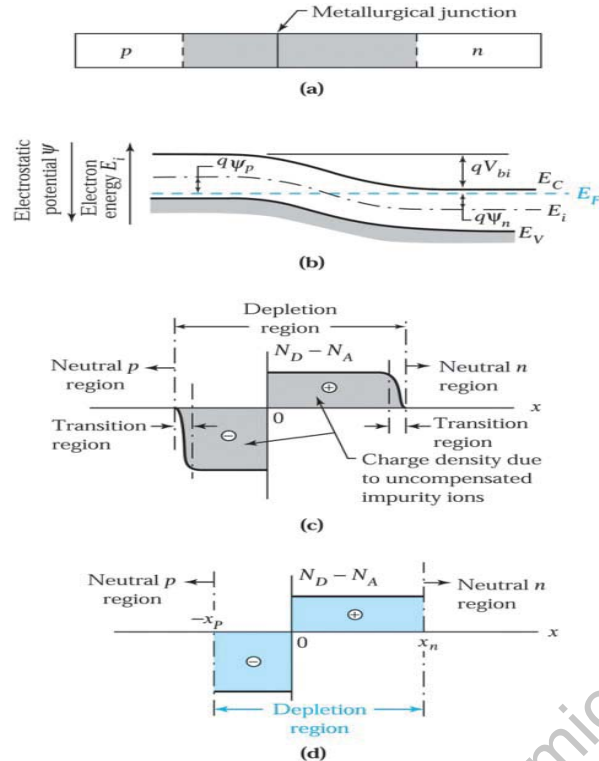


Fig. 5 (a) Une jonction p - n avec des changements de dopage brusques à la jonction métallurgique. (b) Diagramme de bande d'énergie d'une jonction abrupte à l'équilibre thermique. (c) Répartition des charges d'espace. (d) Approximation rectangulaire de la distribution de la charge d'espace.

La répartition unique de la charge d'espace et le potentiel électrostatique ψ sont régies par l'équation de Poisson:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = \frac{\rho_s}{\epsilon_s} = \frac{q}{\epsilon_s} (N_D - N_A + p - n) \quad (7)$$

Nous supposons ici que tous les donneurs et accepteurs sont ionisés.

Dans les régions éloignées de la jonction métallurgique, la neutralité de charge est maintenue et la densité de charge spatiale totale est nulle. Pour ces régions neutres, nous pouvons simplifier l'équation. 7 comme suit :

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = 0 \quad (8)$$

et

$$(N_D - N_A + p - n) = 0 \quad (9)$$

Pour une région neutre de type p, nous supposons $N_D = 0$ et $p \gg n$. Le potentiel électrostatique de la région neutre de type p par rapport au niveau de Fermi, désigné par ψ_p sur la figure 5b, peut être obtenu en écrivant que : $N_D = n = 0$ dans l'Eq. 9 et en remplaçant le résultat ($p = N_A$), ce qui donne :

$$\psi_p = -\frac{1}{q} (E_i - E_F) |_{x \leq x_p} = -\frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \quad (10)$$

De même, nous obtenons le potentiel électrostatique de la région neutre de type n par rapport au niveau de Fermi :

$$\psi_n = -\frac{1}{q} (E_i - E_F) |_{x \geq x_n} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_D}{n_i} \right) \quad (11)$$

La différence de potentiel électrostatique totale entre les régions neutres du côté p et du côté n à l'équilibre thermique est appelé le potentiel de barrière V_{bi} :

$$V_{bi} = \psi_n - \psi_p = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (12)$$

II-5 Charge d'espace :

En partant d'une région neutre vers la jonction, nous rencontrons la région de transition étroite illustrée à la Fig. 5c. Ici, la charge d'espace des ions d'impureté est partiellement compensée par les porteurs mobiles. Au-delà de la région de transition, nous entrons dans la région complètement épuisée où les densités de porteurs mobiles sont nulles. C'est ce qu'on appelle la région d'épuisement (également la région de charge d'espace). Pour les jonctions p - n typiques dans l'arséniure de gallium et le silicium, la largeur de chaque région de transition est petite comparée à la largeur de la région de dépeuplée. Par conséquent, nous pouvons négliger la région de transition et représenter la région dépeuplée par la distribution rectangulaire illustrée à la figure 5d, où x_p et x_n désignent les largeurs des couches dépeuplée des côtés p et n pour la région complètement dépeuplée avec $p = n = 0$.

L'équation (7) devient :

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon_s} (N_D - N_A) \quad (13)$$

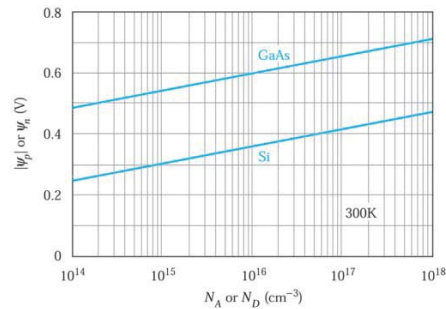


Fig. 6 Potentiels électrostatiques du côté p et du côté n des jonctions abruptes dans Si et GaAs en fonction de la concentration en impuretés.

Les valeurs de $|\psi_p|$ et ψ_n calculées à partir de Eqs.10 et 11 sont tracées sur la Fig. 6 en fonction de la concentration de dopage de l'arséniure de gallium et de silicium. Pour une concentration de dopage donnée, le potentiel électrostatique de l'arséniure de gallium est plus élevé en raison de sa plus faible concentration intrinsèque n_i .

Exemple :

Calculer le potentiel de barrière pour une jonction p-n en silicium avec $N_A=10^{18}\text{cm}^{-3}$ et $N_D=10^{15}\text{cm}^{-3}$ à $T=300\text{K}$

Solution :

A partir de l'Eq 12, on obtient :

$$V_{bi} = (0.0259) \ln \left[\frac{10^{18} \times 10^{15}}{(9.65 \times 10^9)^2} \right] = 0.774 \text{ V}.$$

De même à partir de Fig. 6,

$$V_{bi} = \psi_n + |\psi_p| = 0.30 \text{ V} + 0.47 \text{ V} = 0.77 \text{ V}.$$

III- REGION (ou zone) DE DEPLETION (ou dépeuplée ou de charge d'espace RCE ou ZCE)

Pour résoudre l'équation de Poisson (Eq 13), nous devons connaître la distribution des impuretés. Dans cette section, nous examinons deux cas importants: la jonction abrupte et la jonction graduée (à gradation linéaire). La figure 7a montre une jonction abrupte, c'est-à-dire une jonction p - n formée par diffusion peu profonde ou implantation d'ions à faible énergie. La distribution des impuretés de la jonction peut être approximée par une transition abrupte de la concentration de dopage entre les régions de type n et p. La figure 5b montre une jonction à gradation linéaire. Pour les diffusions

profondes ou les implantations ioniques à haute énergie, les profils d'impuretés peuvent être approximés par des jonctions à gradation linéaire: la distribution des impuretés varie de manière linéaire à travers la jonction. Nous considérons les régions de charge d'espace des deux types de jonction.

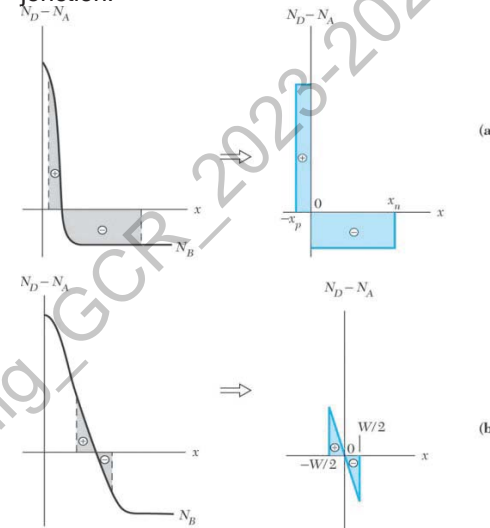


Fig. 7 Profils de dopage approximatifs. (a) Jonction abrupte. (b) Jonction graduée.

III.1 Jonction abrupte

La répartition de la charge d'espace d'une jonction abrupte est illustrée à la Fig. 8a. Dans la RCE, les porteurs libres sont totalement épuisés, de sorte que l'équation de Poisson (équation 13) est simplifiée.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = + \frac{qN_A}{\epsilon_s} \quad \text{for } -x_p \leq x < 0, \quad (14a)$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = - \frac{qN_D}{\epsilon_s} \quad \text{for } 0 < x \leq x_n. \quad (14b)$$

La neutralité globale de la charge d'espace du semi-conducteur nécessite que la charge d'espace totale négative par unité de surface du côté p soit exactement égale à la charge d'espace totale positive par unité de surface du côté n:

$$N_A x_p = N_D x_n. \quad (15)$$

La largeur totale de la RCE, W est donnée par

$$W = x_p + x_n. \quad (16)$$

Le champ électrique représenté sur la figure 8b est obtenu en intégrant les équations. 14a et 14b, ce qui donne :

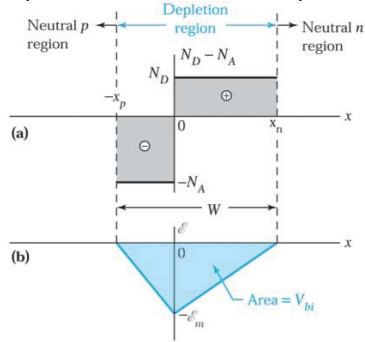


Fig. 8 (a) Distribution de la charge d'espace dans la région d'appauvrissement à l'équilibre thermique. b) Distribution du champ électrique. La zone ombrée correspond au potentiel intégré.

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{qN_A(x+x_p)}{\epsilon_s} \quad \text{pour } x_p \leq x < 0 \quad (17a)$$

$$\mathcal{E}(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_s}(x - x_n) \quad \text{pour } 0 < x \leq x_n, \quad (17b)$$

En $x=0$, le champ (en valeur absolue) est maximum (voir fig 8b):

$$\mathcal{E}_m = \frac{qN_D x_n}{\epsilon_s} = \frac{qN_A x_p}{\epsilon_s}. \quad (18)$$

L'intégration des éq. 17a et 17b sur la RCE donne la variation totale du potentiel, à savoir le potentiel de barrière V_{bi} :

$$\begin{aligned} V_{bi} &= -\int_{-x_p}^{x_n} \mathcal{E}(x) dx = -\int_{-x_p}^0 \mathcal{E}(x) dx \Big|_{\text{côté p}} - \int_0^{x_n} \mathcal{E}(x) dx \Big|_{\text{côté n}} \\ &= \frac{qN_A x_p^2}{2\epsilon_s} + \frac{qN_D x_n^2}{2\epsilon_s} = \frac{1}{2} \mathcal{E}_m W. \end{aligned} \quad (19)$$

Par conséquent, l'aire du triangle de champ sur la figure 8b correspond au potentiel de barrière.

En combinant les éq. 15 à 19 on obtient la largeur totale de la RCE en fonction du potentiel de barrière,

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}}. \quad (20)$$

Lorsque la concentration d'impuretés d'un côté d'une jonction abrupte est beaucoup plus élevée que celle de l'autre côté, la jonction est appelée jonction abrupte unilatérale (Fig. 9a). La figure 9b montre la répartition de la charge d'espace d'une jonction p⁺-n abrupte unilatérale, où $N_A \gg N_D$. Dans ce cas, la largeur de la RCE du côté p est beaucoup plus petite que celle du côté n (c'est-à-dire, $x_p \ll x_n$), et l'expression de W peut être simplifiée.

$$W \cong x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{qN_D}}. \quad (21)$$

L'expression de la distribution du champ électrique est la même que celle de l'équation. 17b :

$$\mathcal{E}(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_s}(x - x_n) \approx \frac{qN_D}{\epsilon_s}(x - W) \quad (22)$$

(on considère ici uniquement $x > 0$)

$$\mathcal{E}_{\min} = \frac{qN_D}{\epsilon_s} W \quad (23); \quad \mathcal{E}(x) = -\mathcal{E}_{\min} \left(1 - \frac{x}{W}\right) \quad (24)$$

En intégrant, on obtient :

$$\psi(x) = -\int_0^x \mathcal{E} dx = \mathcal{E}_m \left(x - \frac{x^2}{2W} \right) + \text{constant}. \quad (25)$$

En choisissant $\psi(0)=0$, comme référence, et à l'aide de l'Eq 19, on a :

$$\psi(x) = \frac{V_{bi}x}{W} \left(2 - \frac{x}{W} \right). \quad (26)$$

Exemple :

Pour une jonction abrupte unilatérale en silicium avec $N_A = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, calculez la largeur de la RCE et le champ maximal à polarisation nulle ($T = 300 \text{ K}$).

Solution :

$$V_{bi} = 0.0259 \ln \left[\frac{10^{19} \times 10^{16}}{(9.65 \times 10^9)^2} \right] = 0.895 \text{ V},$$

$$W \cong \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{qN_D}} = 3.41 \times 10^{-5} \text{ cm} = 0.341 \text{ } \mu\text{m}$$

$$E_m = \frac{qN_D W}{\epsilon_s} = 0.52 \times 10^4 \text{ V / cm}.$$

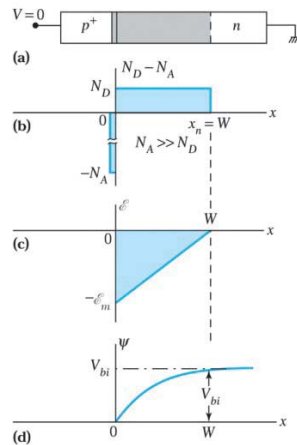


Fig. 9 (a) Jonction abrupte unilatérale (avec $N_A \gg N_D$) en équilibre thermique. (b) Répartition des charges d'espace. (c) Distribution du champ électrique. (d) Distribution du potentiel avec la distance, où V_{bi} est le potentiel incorporé.

Les discussions précédentes portent sur une jonction p-n à l'équilibre thermique sans polarisation externe. Le diagramme de la bande d'énergie d'équilibre, représenté à nouveau à la Fig. 10a, montre que le potentiel

électrostatique total à la jonction

est V_{bi} . La différence d'énergie potentielle correspondante du côté p au côté n est qV_{bi} . Si nous appliquons une tension positive V_F du côté p par rapport au côté n, la jonction p-n devient polarisée en direct, comme indiqué sur la figure 10b. Le potentiel électrostatique total à la jonction diminue de V_F ; c'est-à-dire qu'il est remplacé par $V_{bi} - V_F$. Ainsi, la polarisation directe réduit la largeur de la RCE.

En revanche, comme le montre la figure 8c, si nous appliquons une tension positive V_R du côté n par rapport au côté p, la jonction p-n devient maintenant polarisée en inverse et le potentiel électrostatique total à travers la jonction augmente de V_R ; c'est-à-dire qu'il est remplacé par $V_{bi} + V_R$. Ici, nous trouvons que la polarisation inverse augmente la largeur de la RCE.

En substituant ces valeurs de tension dans Eq. 21 on obtient les largeurs de la RCE en fonction de la tension appliquée pour une jonction abrupte unilatérale:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s (V_{bi} - V)}{qN_B}}, \quad (27)$$

où N_B est la concentration légèrement dopée et V est positif pour la polarisation directe et négatif pour la polarisation inverse. Notez que la largeur de la RCE, W varie en tant que racine carrée de la différence de potentiel électrostatique totale à travers la jonction.

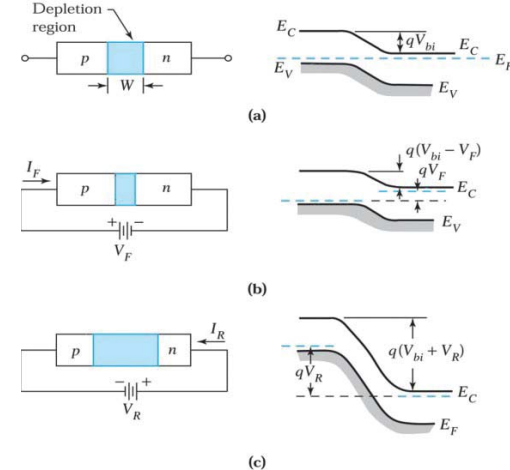


Fig. 10 Représentations schématiques de la largeur de la couche d'appauvrissement et des diagrammes de bande d'énergie d'une jonction p - n dans diverses conditions de polarisation. (a) Condition d'équilibre thermique. (b) condition de biais en avant. (c) condition de biais inverse.