

Notes de cours – Chapitre n°8. Jonctions

La fabrication de composants électroniques requiert de mettre en contact des matériaux aux propriétés électriques différentes (semi-conducteurs, métaux, isolants). L'interface entre deux matériaux joue par conséquent un rôle crucial dans les propriétés de transport électrique des composants. L'interface est appelée **jonction métallurgique**. Une jonction est **idéale** si on considère qu'elle ne contient aucun défaut. Bien sûr, en pratique, les matériaux présentent tous des défauts. Néanmoins, le modèle d'une jonction idéale permet déjà d'avoir une bonne idée de l'interaction entre matériaux.

1. Jonction métal / semi-conducteur

Quand un métal est mis en contact avec un semi-conducteur, deux types de jonction peuvent se former selon les travaux de sortie du métal Φ_m et du semi-conducteur dopé N par exemple, soit Φ_N :

- Si $\Phi_m > \Phi_N$, alors la jonction est de type **Schottky** ;
- Si $\Phi_m < \Phi_N$, alors la jonction est de type **ohmique**.

Nous allons considérer successivement les deux cas dans la suite.

Au préalable, quelques points de vocabulaire :

- On appelle **travail de sortie** l'énergie à fournir au matériau pour en extraire un électron (c'est-à-dire pour amener cet électron au niveau du vide).
- Dans le cas d'un métal (Fig. 8.1), le travail de sortie Φ_m est la différence d'énergie entre l'énergie de Fermi W_{Fm} (les électrons libres remplissent partiellement une bande jusqu'à W_{Fm}) et le niveau du vide.
- Dans le cas d'un semi-conducteur dopé N (Fig. 8.2), le travail de sortie Φ_N est la différence d'énergie entre le niveau de Fermi W_{FN} et le niveau du vide. On aurait pu penser que l'énergie minimale à fournir pour extraire un électron libre de la bande de conduction est simplement l'**affinité électronique** χ , à savoir la hauteur (en énergie) de la bande de conduction. Il n'en est rien. En effet, il faut vérifier l'équilibre thermodynamique. Rappelons que pour un semi-conducteur dopé N à 300 K (tous les atomes donneurs sont ionisés) :

$$n = N_C \exp\left(-\frac{W_C - W_{FN}}{k_B T}\right) \approx N_D \quad (8.1)$$

Cette expression signifie qu'à une température T donnée, il y a n électrons libres par unité de volume dans la bande de conduction. Si un électron est retiré de la bande de conduction, alors l'équilibre thermodynamique n'est plus vérifié : pour maintenir cet équilibre, il faut aussi qu'un électron de la bande de valence passe dans la bande de conduction : cela implique qu'il y a absorption d'énergie (chaleur) en provenance de l'environnement par le semi-conducteur. Par conséquent, il faut une énergie supérieure à l'affinité électronique χ pour extraire un électron libre du semi-conducteur.

Par ailleurs, on appellera ΔE la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction W_C et le niveau de Fermi W_{FN} :

$$\Delta E = W_C - W_{FN} \quad (8.2)$$

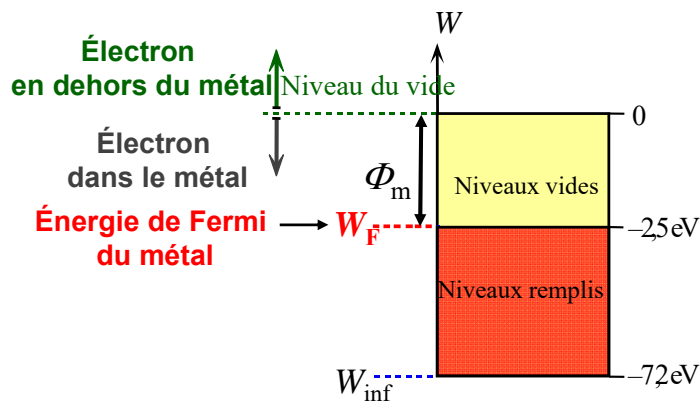


Figure 8.1. Modèle des bandes d'un métal.

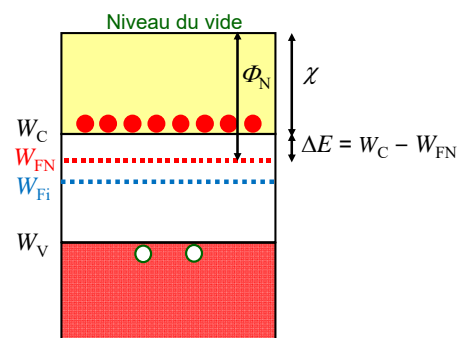


Figure 8.2. Modèle des bandes d'un semi-conducteur dopé N.

1.1 Question-clé n°1. Que se passe-t-il lorsqu'on met en contact un métal avec un semi-conducteur à l'équilibre ? (cas du contact Schottky)

Considérons une jonction formée entre un métal et un semi-conducteur de type N, dont le niveau de Fermi W_{FN} est plus élevé que celui W_{Fm} du métal (Fig. 8.3, à gauche). On se trouve bien dans le cas où $\Phi_m > \Phi_N$. On note que les électrons libres situés dans le bas de la bande de conduction du semi-conducteur occupent des états d'énergie situés au-dessus de l'énergie de Fermi W_{Fm} du métal.

Lors du contact (Fig. 8.3, à droite et en haut), les **niveaux de Fermi s'alignent à l'équilibre thermodynamique**. Le niveau du vide est également continu. Les électrons libres côté semi-conducteur vont passer (par **effet tunnel**) dans le métal à la recherche de niveaux inoccupés d'énergie plus faible (c'est-à-dire juste au-dessus de W_{Fm}) et s'accumuler ainsi à l'interface côté métal.

Ces électrons laissent au voisinage de l'interface côté semi-conducteur une zone dépourvue en porteurs libres (**zone de déplétion**, représentée Fig. 8.3, à droite et en bas), contenant les atomes donneurs ionisés positivement (porteurs de charges d'espace i.e. fixes). On appelle aussi cette zone de déplétion une **zone de charges d'espace**.

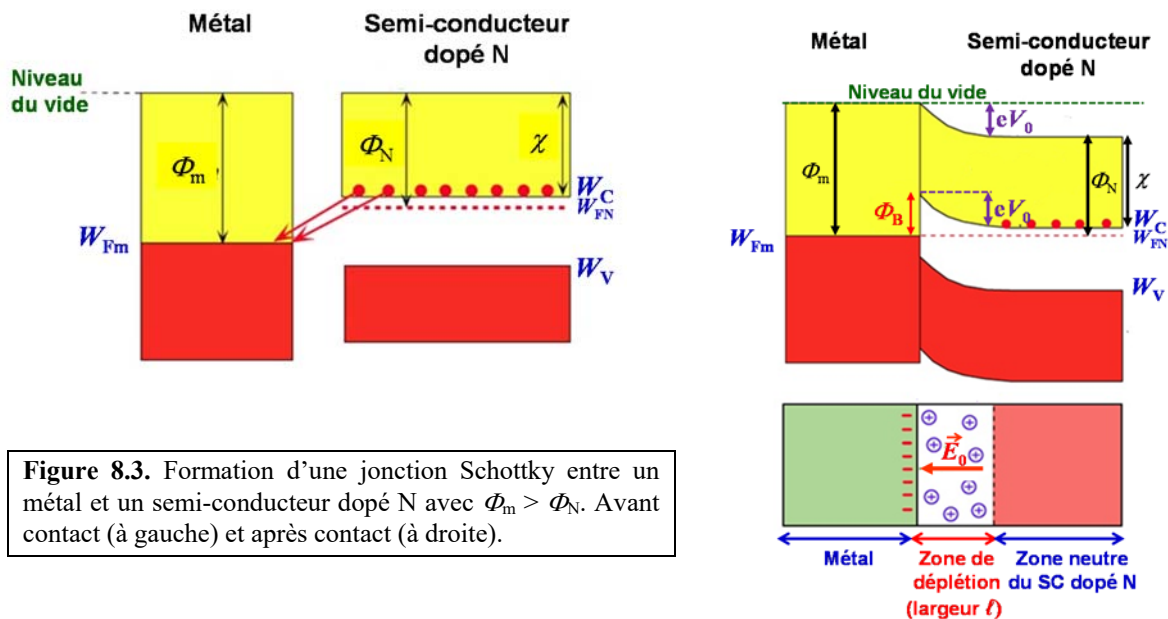
Ainsi, on a une zone chargée positivement avec des ions donneurs du côté semi-conducteur et une zone chargée négativement avec des électrons libres du côté métal : il y a par conséquent apparition d'un **champ électrique interne \vec{E}_0** dans la zone de déplétion, **orienté du semi-conducteur vers le métal**, d'où un **potentiel interne de jonction V_0** associé. Les électrons libres en provenance de la zone neutre du semi-conducteur qui entrent dans la zone de déplétion subissent l'action du champ électrique interne, qui les repousse vers la zone neutre. Le champ électrique interne empêche toute accumulation supplémentaire des électrons à la surface du métal : un **équilibre** est alors atteint.

Cet équilibre se traduit par une **courbure des bandes** dans la zone de déplétion (donc côté semi-conducteur) : dans la zone neutre du semi-conducteur (**bulk**), $n = N_D$, puis plus on s'approche de l'interface, la concentration n diminue. D'après l'expression (8.1), cela se traduit donc par le fait que $\Delta E = W_C - W_{FN}$ augmente, d'où la courbure des bandes. Le potentiel interne de jonction constitue ainsi une **barrière** pour les **électrons se déplaçant du semi-conducteur vers le métal**, vérifiant (en énergie) :

$$\Phi_m - \Phi_N = eV_0 \quad (8.3)$$

Il existe également une **barrière de potentiel** pour les **électrons allant du métal vers le semi-conducteur** : il s'agit de la **barrière de Schottky**, dont la hauteur (en énergie) vaut :

$$\Phi_B = \Phi_m - \chi \Rightarrow \Phi_B = eV_0 + \Phi_N - \chi \Rightarrow \Phi_B = eV_0 + \Delta E \quad (8.4)$$



À l'équilibre, le **courant moyen** dans la jonction est **nul**, car **aucune polarisation** n'est appliquée. Cela implique que le courant des électrons allant du semi-conducteur vers le métal est égal au courant des électrons allant du métal vers le semi-conducteur, ce qui s'écrit en termes de densités de courant :

$$J_{SC \rightarrow \text{métal}} = J_{\text{métal} \rightarrow SC} \Rightarrow J_2 \exp(-eV_0/k_B T) = J_1 \exp(-\Phi_B/k_B T) \quad (8.5)$$

1.2 Question-clé n°2. Que se passe-t-il si le contact Schottky est sous polarisation ?

Deux types de polarisation peuvent être appliqués à la structure métal / semi-conducteur dopé N :

- **Polarisation directe (Fig. 8.4, à gauche) :** le métal est connecté à la borne positive et le semi-conducteur à la borne négative. Comme la zone de déplétion dans le semi-conducteur présente une résistance beaucoup plus élevée que la zone neutre dans le semi-conducteur, la chute de tension est prédominante aux bornes de cette zone de déplétion fortement résistive. Le champ électrique extérieur \vec{E}_{ext} est orienté en sens opposé au champ électrique interne \vec{E}_0 . Par conséquent, le potentiel interne de jonction est diminué de V_0 à $(V_0 - V_D)$. Les électrons injectés par le circuit de polarisation dans le semi-conducteur peuvent facilement franchir la petite barrière de potentiel pour pénétrer dans le métal. Cela conduit à un **courant** dans le circuit dont l'intensité augmente avec le potentiel V_D appliqué. Ainsi, la densité de courant totale s'écrit :

$$J = J_s [\exp(eV_D/k_B T) - 1] \quad (8.6)$$

où J_s est la **densité de courant inverse de saturation** :

$$J_s = B_e T^2 \exp(-\Phi_B/k_B T) \quad (8.7)$$

avec $B_e = 1,2 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{K}^{-2} \cdot \text{m}^{-2}$ est la **constante effective de Richardson-Dushman**.

- **Polarisation inverse (Fig. 8.4, à droite) :** le métal est connecté à la borne négative et le semi-conducteur à la borne positive. Le champ électrique extérieur \vec{E}_{ext} est désormais dans le même sens que le champ électrique interne \vec{E}_0 . Par conséquent, le potentiel interne de jonction est augmenté de V_0 à $(V_0 + V_R)$. La barrière de potentiel à franchir pour les électrons venant du semi-conducteur devient plus élevée. Le courant dans le circuit est dû aux électrons allant du métal vers le semi-

conducteur en franchissant la barrière de hauteur Φ_B . Cela conduit à un courant constant dans le circuit : la densité de courant correspondante vaut J_S comme définie par l'équation (8.7).

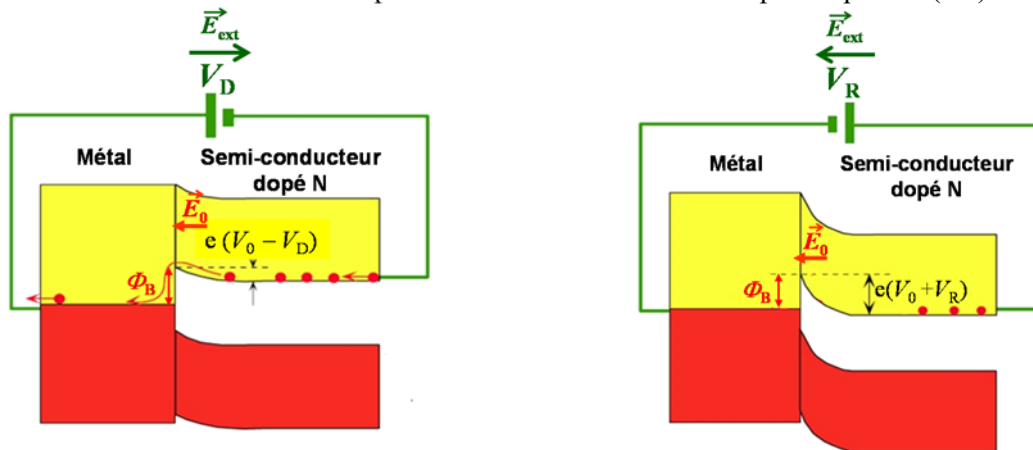
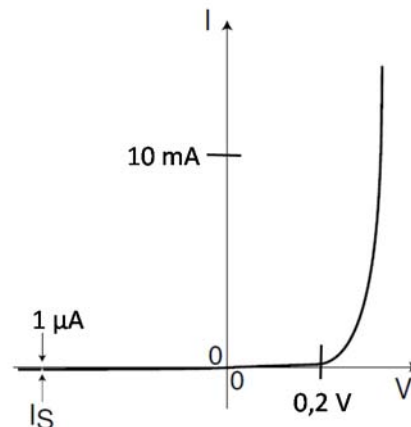


Figure 8.4. Contact Schottky sous polarisation directe (à gauche) et inverse (à droite).

Typiquement le courant en polarisation directe est largement plus élevé (quelques mA) que le courant en polarisation inverse (quelques μA). La tension de seuil est typiquement de 0,2 V. La jonction de type Schottky se comporte comme un **contact redresseur** (Fig. 8.5), c'est-à-dire qu'elle est **passante** en **polarisation directe** (augmentation exponentielle de l'intensité du courant avec la tension appliquée) et **bloquée** en **polarisation inverse** (très faible courant).

Figure 8.5. Caractéristique courant-tension d'une jonction Schottky.



1.3 Question-clé n°3. Que se passe-t-il pour un contact ohmique ?

Le travail de sortie du métal Φ_m est désormais plus petit que le travail de sortie Φ_N du semi-conducteur dopé N (Fig. 8.6). On note que les électrons côté métal occupent des états d'énergie situés au-dessus de W_{FN} .

Ainsi, lors du contact métal / semi-conducteur dopé N, les **électrons libres côté métal** vont **s'accumuler côté semi-conducteur** à la recherche de niveaux inoccupés d'énergie plus faible dans la bande de conduction. Cette zone d'accumulation d'électrons libres au voisinage de l'interface côté semi-conducteur présente alors une conductivité beaucoup plus élevée que celle du *bulk* du semi-conducteur. La jonction est donc de type ohmique et se comporte comme une résistance conduisant le courant aussi bien en polarisation directe qu'en polarisation inverse. La résistance de l'ensemble de la structure polarisée est déterminée par la résistance du *bulk* du semi-conducteur.

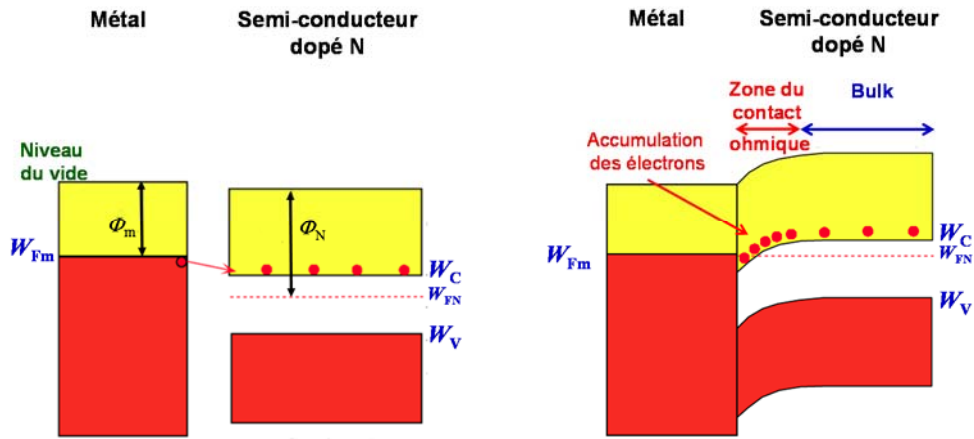


Figure 8.6. Formation d'une jonction ohmique entre un métal et un semi-conducteur dopé N avec $\Phi_m < \Phi_N$. Avant contact (à gauche) et après contact (à droite).

2. Jonction PN

2.1 Résumé

La jonction PN résulte de la juxtaposition d'un matériau semi-conducteur dopé P et d'un matériau semi-conducteur dopé N. La **jonction PN et ses contacts métalliques** aux extrémités forment une **diode**. La densité de courant J dans la diode à jonction PN en fonction de la tension appliquée V_{app} est donnée par :

$$J(V_{app}) = J_s [\exp(eV_{app}/k_B T) - 1] \quad (8.8)$$

où J_s est la densité de courant inverse de saturation indépendante de V_{app} , e la charge élémentaire, k_B la constante de Boltzmann et T la température.

2.2 À l'équilibre ($V_{app} = 0$)

Avant contact (Fig. 8.7) : les expressions des niveaux de Fermi sont :

- dans la région N : $W_{FN} = W_{Fi} + k_B T \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right)$,
- dans la région P : $W_{FP} = W_{Fi} - k_B T \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right)$,

où W_{Fi} est le niveau de Fermi intrinsèque, n_i la concentration intrinsèque, N_D la concentration en atomes donneurs et N_A la concentration en atomes accepteurs. On suppose que tous les atomes donneurs et accepteurs sont ionisés.

Après contact (Fig. 8.8) : le **niveau de Fermi est unique pour la jonction**. Il s'ensuit la formation d'un **potentiel interne de jonction** V_0 se traduisant par la **courbure des bandes d'énergie** :

$$W_{FN} - W_{FP} = eV_0 = k_B T \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \Rightarrow V_0 = \frac{k_B T}{e} \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \quad (8.9)$$

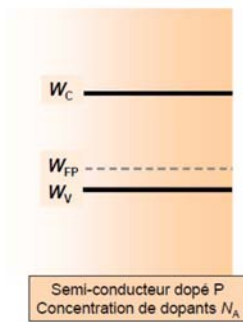


Figure 8.7.

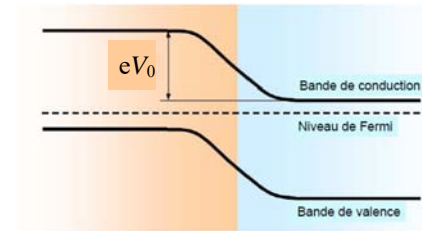
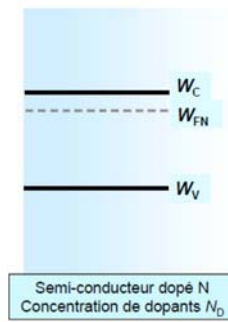


Figure 8.8.

Explication physique (Fig. 8.9)

- Les électrons de la région N diffusent vers la région P et laissent derrière eux des atomes donneurs ionisés de charge positive. Il y a donc formation d'une zone de charges d'espace, d'où un champ électrique interne qui tend à rappeler les électrons vers la zone N.
- Les trous de la région P diffusent vers la région N et laissent derrière eux des atomes accepteurs de charge négative. Il y a donc formation d'une zone de charges d'espace, d'où un champ électrique interne qui tend à rappeler les trous vers la zone P.
- Au voisinage de la jonction, les porteurs de charges libres diminuent. On suppose que les zones de charges d'espace (ZCE) de part et d'autre de la jonction sont dues uniquement à la présence des ions donneurs et accepteurs. Ainsi, dans la ZCE côté N, la concentration en porteurs libres majoritaires (électrons) n_N est négligeable devant N_D . De même, dans la ZCE côté P, la concentration en porteurs libres majoritaires (trous) p_P est négligeable devant N_A . Il s'agit de l'**hypothèse de déplétion**. Ainsi la zone de charges d'espace totale (somme de la ZCE côté N et de la ZCE côté P) est équivalente à la zone de déplétion (= zone vidée de ses porteurs libres).

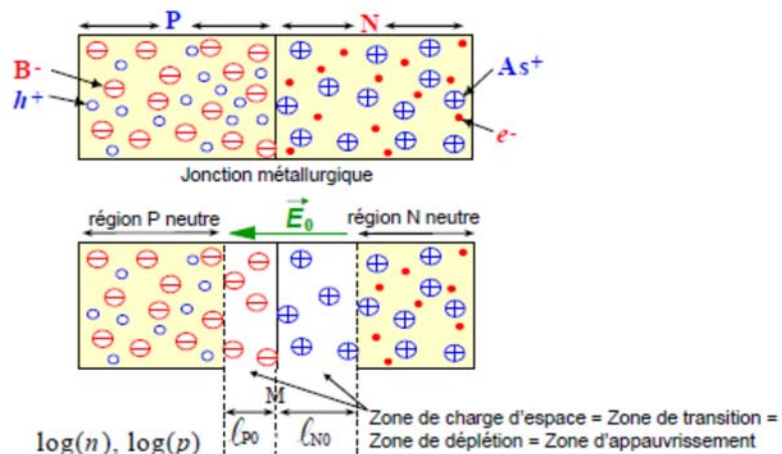


Figure 8.9.

- La **densité totale de courant** aux bornes de la **jonction non polarisée** est nulle :

$$J(0V) = J_{\text{diff}}(0V) + J_D(0V) = 0 \Rightarrow J_{\text{diff}}(0V) = -J_D(0V) \quad (8.10)$$

où $J_{\text{diff}}(0V)$ est la **densité de courant de diffusion** (liée aux électrons libres et trous libres) et $J_D(0V)$ est la **densité de courant de dérive** (liée aux électrons libres et trous libres).

Cette relation signifie que le **phénomène de diffusion** (phénomène universel apparaissant dès qu'il y a un **gradient de concentration** entre deux points distincts, d'où un **courant de diffusion**) est compensé par l'apparition d'un **champ électrique interne** (d'où un **courant de dérive** orienté en sens opposé du courant de diffusion), afin que la densité de courant total (diffusion + dérive) soit nulle aux bornes de la jonction non polarisée.

Rappel (chap. 7) :

Courant de dérive : $\vec{J}_d = \vec{J}_{de} + \vec{J}_{dh} = e (n \mu_e + p \mu_h) \vec{E}_0$

Courant de diffusion : $\vec{J}_{diff} = \vec{J}_{diff,e} + \vec{J}_{diff,h} = e \left(D_e \frac{dn}{dx} - D_h \frac{dp}{dx} \right) \vec{u}_x$

Calcul du potentiel $V(x)$ dans la jonction (problème à une dimension)

- Il faut résoudre l'équation de Poisson :

$$\text{div} \vec{E} = \text{div}(-\vec{\text{grad}} V(x)) = + \frac{\rho}{\varepsilon} \Rightarrow, \boxed{\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = - \frac{\rho}{\varepsilon}} \quad (8.11)$$

où ρ est la densité locale moyenne de charges et ε la permittivité (avec $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r'$, où ε_0 est la permittivité du vide et ε_r' est la permittivité relative du semi-conducteur).

- On résout l'équation de Poisson en ayant recours à l'hypothèse de déplétion (Fig. 8.10) :

$$\begin{aligned} \rho(x) &= 0 && \text{pour } -\infty < x < -\ell_{p0} \quad (\text{zone quasi-neutre}) \\ \rho(x) &= -eN_A && \text{pour } -\ell_{p0} < x < 0 \quad (\text{zone de déplétion}) \\ \rho(x) &= +eN_D && \text{pour } 0 < x < +\ell_{n0} \quad (\text{zone de déplétion}) \\ \rho(x) &= 0 && \text{pour } +\ell_{n0} < x < +\infty \quad (\text{zone quasi-neutre}) \end{aligned}$$

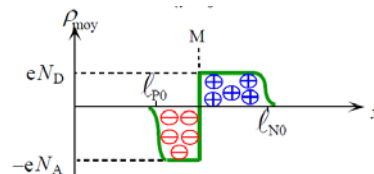


figure 8.10.

La résolution implique d'intégrer une première fois sur chacune des quatre zones, en admettant que le champ électrique est nul dans les zones quasi-neutres :

Pour $-\infty < x < -\ell_{p0}$: $E(x) = 0$ et pour $\ell_{n0} < x < +\infty$: $E(x) = 0$

Pour $-\ell_{p0} < x < 0$: $E(x) = -\frac{eN_A}{\varepsilon} (x + \ell_{p0})$

Pour $0 < x < \ell_{n0}$: $E(x) = -\frac{eN_D}{\varepsilon} (-x + \ell_{n0})$

- La continuité du champ électrique en $x = 0$ impose :

$$\boxed{N_A \ell_{p0} = N_D \ell_{n0}} \quad (8.12)$$

C'est le semi-conducteur le moins dopé qui présentera la plus large zone de déplétion.

- La résolution de l'équation de Poisson (8.11) implique d'intégrer une deuxième fois sur chacune des quatre zones pour déterminer le potentiel $V(x)$:

Pour $-\infty < x < -\ell_{p0}$: $V(x) = V_{p0}$ et pour $\ell_{n0} < x < +\infty$: $V(x) = V_{n0}$

Pour $-\ell_{p0} < x < 0$: $V(x) = \frac{eN_A}{2\varepsilon} (x + \ell_{p0})^2 + V_{p0}$

Pour $0 < x < \ell_{n0}$: $V(x) = -\frac{eN_D}{2\varepsilon} (-x + \ell_{n0})^2 + V_{n0}$

- La continuité du potentiel en $x = 0$ donne l'expression du **potentiel interne de jonction** V_0 :

$$V_0 = V_{n0} - V_{p0} = \frac{e}{2\varepsilon} (N_A \ell_{p0}^2 + N_D \ell_{n0}^2) \quad (8.13)$$

- On déduit de (8.12) et de (8.13) les largeurs des deux zones de déplétion :

$$\ell_{P0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e} \frac{V_0 N_D}{N_A(N_A+N_D)}} \text{ et } \ell_{N0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e} \frac{V_0 N_A}{N_D(N_A+N_D)}} \quad (8.14)$$

- La **largeur totale de la zone de déplétion** est donnée par :

$$\ell_T = \ell_{P0} + \ell_{N0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0 (N_A+N_D)}{e N_A N_D}} \quad (8.15)$$

- En pratique, les jonctions PN sont fortement asymétriques (dopage d'une région beaucoup plus élevé que l'autre) : par exemple, jonction PN^+ où $N_A = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $N_D = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Dans ce cas,

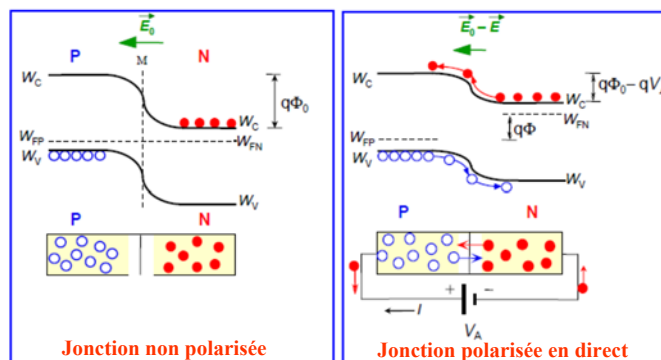
$$\ell_{P0} \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e} \frac{V_0}{N_A}} \text{ et } \ell_{N0} \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon}{e} \frac{V_0 N_A}{N_D^2}} \ll \ell_{P0}, \text{ d'où : } \ell_T \approx \ell_{P0}$$

La largeur totale de la zone de déplétion est déterminée par la zone de déplétion du semi-conducteur le moins dopé.

2.3 La jonction polarisée en direct ($V_{app} > 0$)

- Côté P relié à $+V_{app}$ et côté N relié à la masse.

Figure 8.11.



- Potentiel aux bornes de la jonction : $V_0 - V_{app}$ (Fig. 8.11). La hauteur de la **barrière de potentiel** diminue, ce qui **favorise la diffusion** de trous de la région P vers la région N ainsi que la diffusion d'électrons de la région N vers la région P. La diode est **passante**.
- Les **trous injectés** dans la zone quasi-neutre côté N sont des porteurs **minoritaires en excès** et vont **se recombiner** avec des électrons porteurs majoritaires. De même, les **électrons injectés** dans la zone quasi-neutre côté P sont des porteurs **minoritaires en excès** et vont **se recombiner** avec des trous porteurs majoritaires.
- La densité totale de courant traversant la diode est donnée par **l'équation de Shockley** :

$$J(V_{app}) = J_S \left[\exp\left(\frac{eV_{app}}{k_B T}\right) - 1 \right], \text{ où } J_S = e \left(\frac{D_h p_{N0}}{L_{Dh}} + \frac{D_e n_{P0}}{L_{De}} \right), \text{ avec } L_D = \sqrt{D\tau} \quad (8.16)$$

L_D : longueur de diffusion des porteurs minoritaires injectés, D : constante de diffusion, τ : temps moyen de recombinaison.