

2.3.2. Jonction quelconque

À partir de l'expression (2-67) établie dans le cas d'une jonction à profil de dopage quelconque mais avec des régions n et p très courtes, et des expressions (2-55-c) puis (2-55-b) et (2-55-a), on peut établir, par analogie, l'expression du courant de saturation dans une jonction quelconque.

Dans les conditions $d_n \ll L_p$ et $d_p \ll L_n$, l'expression (2-67) donne le courant de saturation d'une jonction à dopage quelconque et l'expression (2-55-c) donne le courant de saturation de la jonction abrupte. Les produits $N_d d_n$ et $N_a d_p$ qui apparaissent dans l'expression (2-55-c) sont tout simplement les intégrales qui apparaissent dans l'expression (2-67), avec $N_d(x) = N_d$ et $N_a(x) = N_a$.

Dans la jonction abrupte, on passe du cas $d_n \ll L_p$ et $d_p \ll L_n$ au cas $d_n \gg L_p$ et $d_p \gg L_n$ en remplaçant dans l'expression du courant de saturation, d_n par L_p et d_p par L_n . Par analogie, dans le cas de la jonction à dopage quelconque il suffit de modifier les bornes des intégrales qui deviennent respectivement x_n et $x_n + L_p$ au lieu de x_n d'une part et x_c , et $x_p - L_n$ et x_p au lieu de x'_c et x_p d'autre part.

On peut enfin écrire l'expression du courant de saturation dans le cas d'une jonction quelconque par le même type d'analogie avec l'expression (2-55-a), soit

$$J_s = \frac{en_i^2 D_p}{\int_{x_n}^{x_n + L_p \text{th}(d_n / L_p)} N_d(x) dx} + \frac{en_i^2 D_n}{\int_{x_p - L_n \text{th}(d_p / L_n)}^{x_p} N_a(x) dx} \quad (2-68)$$

Les cas limites correspondant aux valeurs extrêmes des rapports d_n / L_p et d_p / L_n s'obtiennent simplement à partir de l'expression (2-68) en développant la tangente hyperbolique

$$d \gg L \Rightarrow \text{th}(d / L) \approx 1 \quad d \ll L \Rightarrow \text{th}(d / L) \approx d / L$$

2.4. Capacités de la jonction pn

2.4.1. Jonction polarisée en inverse - Capacité de transition

Nous avons calculé la largeur de la zone de charge d'espace de la jonction en écrivant la continuité du potentiel en $x=0$, et établi l'expression (2-19)

$$V_n - V_p = \frac{e}{2\epsilon} (N_d W_n^2 + N_a W_p^2)$$

Si la jonction n'est pas polarisée, $V_n - V_p = V_d$. Si la jonction est polarisée par une tension V , $V_n - V_p = V_d - V$ où V est positif pour une polarisation directe et négatif pour une polarisation inverse. Considérons une polarisation inverse et appelons V_i la valeur absolue de la tension appliquée. Dans ce cas $V_n - V_p = V_d + V_i$ et l'expression précédente s'écrit

$$V_d + V_i = \frac{e}{2\varepsilon} (N_d W_n^2 + N_a W_p^2) \quad (2-69)$$

Considérons le cas d'une jonction très dissymétrique avec par exemple $N_a \gg N_d$, il en résulte d'après la relation (2-17) $W_p \ll W_n$ et par suite $W = W_p + W_n \approx W_n$. L'expression (2-69) s'écrit

$$V_d + V_i = \frac{e N_d}{2\varepsilon} W_n^2 \left(1 + \frac{N_d}{N_a} \right) \approx \frac{e N_d}{2\varepsilon} W_n^2 \quad (2-70)$$

et par suite

$$W_n = \left(\frac{2\varepsilon}{e N_d} (V_d + V_i) \right)^{1/2} \quad (2-71)$$

Une variation dV_i de la tension de polarisation V_i entraîne une variation dW_n de la largeur de la zone de charge d'espace dans la région de type n, et par suite une variation dQ de la charge d'espace développée dans cette région (Fig 2-8). Ces variations sont données par

$$dW_n = \frac{1}{2} \left(\frac{2\varepsilon}{e N_d} \right)^{1/2} (V_d + V_i)^{-1/2} dV_i \quad (2-72)$$

$$dQ = e N_d S dW_n \quad (2-73)$$

où S représente la section de la jonction. Compte tenu des expressions (2-72 et 71), l'expression (2-73) s'écrit

$$dQ = \frac{\varepsilon S}{W_n} dV_i \quad (2-74)$$

Ainsi une variation dV_i de la tension inverse produit une variation dQ de la charge d'espace, proportionnelle à la variation de tension. La jonction pn polarisée en inverse se comporte donc comme un condensateur de capacité dynamique

$$C_i = \varepsilon S / W_n \quad (2-75)$$

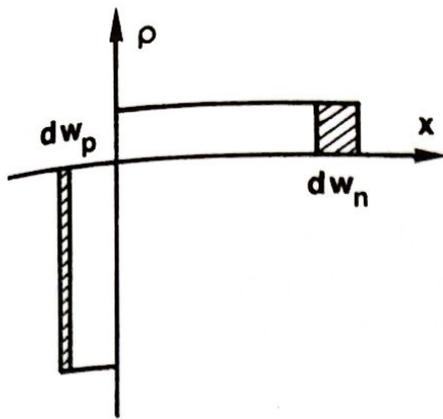


Figure 2-8

La capacité différentielle C_i est appelée *capacité de transition* de la jonction. En explicitant W_n à partir de l'expression (2-71), cette capacité s'écrit

$$C_i = S(\epsilon e N_d / 2)^{1/2} / \sqrt{V_d + V_i} \quad (2-76)$$

Cette relation montre que la capacité de transition varie avec la tension inverse comme $1 / \sqrt{V_d + V_i}$. Cette propriété de la jonction pn est mise à profit dans les *varactors*.

2.4.2. Jonction en régime alternatif - Capacité de diffusion

Considérons une jonction pn polarisée dans le sens direct par une tension statique V et soumise à un signal alternatif de faible amplitude v et de fréquence $f = \omega / 2\pi$. La tension appliquée à la jonction s'écrit

$$V(t) = V + v e^{j\omega t} \quad (2-77)$$

La densité de trous injectés en x_n est toujours donnée par l'expression (2-39-b), et la diffusion de ces trous dans la région de type n est toujours régie par l'équation (2-43) mais avec ici $V(t)$ au lieu de V et $dp/dt \neq 0$.

Considérons tout d'abord la densité de trous injectés en $x = x_n$. Cette densité s'écrit

$$p(x_n, t) = p_n e^{eV(t)/kT} = p_n e^{(V + ve^{j\omega t})/kT} \quad (2-78)$$

Dans la mesure où l'on peut considérer $v \ll kT/e$, on peut développer la deuxième exponentielle en se limitant au terme du premier ordre

$$p(x_n, t) = p_n e^{eV/kT} \left(1 + \frac{ev}{kT} e^{j\omega t} \right) \quad (2-79)$$

Le premier terme correspond à la composante continue, le deuxième à la composante alternative. Cette expression s'écrit

$$p(x_n, t) = P(x_n) + p(x_n) e^{j\omega t} \quad (2-80)$$

avec