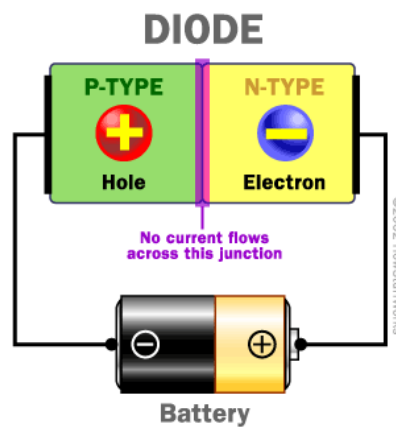


Electronique de puissance

Chapitre 6

LES SEMICONDUCTEURS DE PUISSANCE PREMIÈRE PARTIE : LA DIODE



T A B L E D E S M A T I E R E S

	<u>PAGE</u>
6. LES SEMICONDUCTEURS DE PUISSANCE (1) : LA DIODE.....	1
6.1 LA DIODE.....	1
6.1.1 Introduction.....	1
6.1.2 Les propriétés électriques du cristal de silicium.....	1
6.1.3 Le silicium pur ou intrinsèque.....	1
6.1.4 Le silicium dopé ou extrinsèque.....	3
6.1.5 Les mouvements des charges dans un cristal de silicium.....	5
6.1.6 La jonction PN.....	6
6.1.7 Remarques générales.....	15
6.1.8 La diode utilisée en commutation.....	16
6.1.9 Caractéristiques statiques.....	17
6.1.10 Valeurs maximales admissibles pour le courant et la tension.....	19
6.1.11 Pertes à l'état passant et à l'état bloqué.....	19
6.1.12 Les caractéristiques dynamiques: les commutations.....	20
6.1.13 Avertissement.....	25
6.1.14 Grandeurs nominales et caractéristiques importantes de sélection.....	26
6.1.15 Limites maximales d'utilisation (Absolute maximum ratings).....	27
6.1.16 Caractéristiques statiques.....	28
6.1.17 Caractéristiques dynamiques.....	28
6.1.18 Notes sur les diodes spéciales.....	32

6. LES SEMICONDUCTEURS DE PUISSANCE (1) : LA DIODE.

6.1 LA DIODE.

6.1.1 Introduction.

Si on veut évaluer les sollicitations auxquelles les semiconducteurs sont soumis lors des commutations, ou si on veut étudier les moyens qui permettent de réduire ces sollicitations, il faut disposer de modèles plus précis du comportement de ces interrupteurs statiques.

Le but des sections 6.1.2 à 6.1.7 n'est pas de traiter de la physique des semiconducteurs ni de leur technologie de fabrication. Nous nous tiendrons au minimum nécessaire pour expliquer les principales caractéristiques des composants les plus utilisés.

6.1.2 Les propriétés électriques du cristal de silicium.

Les atomes des matériaux semiconducteurs possèdent quatre électrons sur leur couche extérieure dite couche de valence. Ceci peut correspondre à l'association par liaison de covalences d'atomes identiques possédant chacun ces quatre électrons périphériques (carbone, germanium, silicium) ou à l'association deux par deux par liaison ionique d'atomes possédant, l'un trois électrons périphériques, l'autre cinq (arséniure de gallium). Ces atomes ou ces molécules s'accrochent les uns aux autres de façon régulière en partageant leurs électrons périphériques et forment des structures cristallines.

Au stade actuel de la technologie, seul le silicium permet la réalisation d'interrupteurs de puissance capables de supporter des tensions de quelques milliers de volts à l'état ouvert, des courants pouvant aller jusqu'à plusieurs milliers d'ampères à l'état fermé.

6.1.3 Le silicium pur ou intrinsèque.

Dans un cristal de silicium, les atomes sont arrangés dans un réseau tétraédrique où chaque atome voit ses quatre électrons périphériques établir quatre liaisons de covalence avec les quatre atomes qui lui sont voisins au sein du réseau.

La Figure 6-1 donne une représentation plane de cette structure qui est à priori stable.

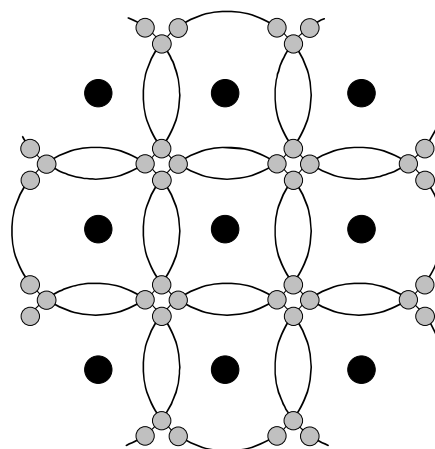


Figure 6-1 : Structure d'un cristal de silicium

Toutefois, *l'agitation thermique* au sein de ce réseau fournit à certains électrons de valence l'énergie nécessaire pour passer de la bande de valence dans la bande de conduction, devenant

ainsi des porteurs de charge négative mobiles pouvant servir à la circulation d'un courant dans le matériau.

Lorsqu'un électron passe dans la bande de conduction, il laisse dans le réseau cristallin un ion positif (atome ayant perdu cet électron). Une particularité essentielle du silicium est que cet ion peut aisément rétablir son équilibre électronique en capturant un électron de valence d'un atome voisin, lequel peut à son tour rétablir son équilibre aux dépens d'un atome voisin ... On voit que le *trou* laissé par le passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction correspond à une charge positive se déplaçant de proche en proche dans le réseau cristallin et participant ainsi à la conduction du courant au même titre que l'électron passé dans la bande de conduction.

C'est pourquoi, lorsque l'agitation thermique fait passer un électron dans la bande de conduction, on dit qu'il y a création d'une *paire électron-trou* pour indiquer qu'il y a apparition de deux porteurs de charge mobiles de signes opposés.

Un électron passé dans la bande de conduction peut revenir dans la bande de valence en étant capturé par un ion positif ; on dit que cet électron se *recombine* avec un trou du réseau cristallin.

Par la suite, quand nous parlerons d'électrons, nous sous-entendrons qu'il s'agit d'électrons passés dans la bande de conduction.

Le nombre de paires électron-trou libéré par unité de temps par l'agitation thermique croît avec la température du cristal. Par ailleurs, le nombre de paires électron-trou qui se recombine par unité de temps est sensiblement proportionnel au produit de la concentration en électrons par la concentration en trous au sein du cristal.

$$n_I^2 = C \cdot e^{-\frac{qE_g}{KT}} \quad 6.1$$

avec :

- E_g : le niveau d'énergie du semiconducteur, 1.1eV pour le silicium.
- q : charge de l'électron
- K : cte de Boltzmann
- T : température en degré Kelvin
- C : cte de proportionnalité

Ces deux mécanismes antagonistes font qu'à une température donnée la concentration en paires électron-trou atteint une valeur d'équilibre pour laquelle le nombre de paires qui se recombine par unité de temps égale le nombre de paires générées par l'agitation thermique.

On caractérise la concentration en paires électron-trou à l'équilibre par le nombre n_I d'électrons par cm^3 (Il est égal au nombre p_I de trous par cm^3 ; l'indice I correspond au caractère intrinsèque du cristal.)

A la température ambiante (25 °C),

$$n_I = p_I \cong 1.2 \cdot 10^{10} [1/cm^3] \quad 6.2$$

Ce nombre, qui est celui des atomes ionisés par cm^3 est une fraction infime des $5 \cdot 10^{22} / cm^3$ atomes présents dans le cristal.

La résistivité du silicium pur est voisine de $250k\Omega \cdot cm$. Cette valeur est à comparer à celle du cuivre ($1.7 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot cm$) et à celle du polypropylène ($1.7 \cdot 10^{17} \Omega \cdot cm$).

6.1.4 Le silicium dopé ou extrinsèque.

On peut modifier les caractéristiques d'un cristal de silicium par *dopage*, c'est-à-dire par injection en très faible quantité d'atomes trivalents, comme l'aluminium, ou pentavalents, comme le phosphore.

La concentration en atomes étrangers (ou impuretés) introduits par le dopage doit être nettement supérieure à n_i , pour produire un effet sensible, mais elle est inférieure à n_i^2 et est donc négligeable à l'échelle du nombre d'atomes par cm^3 cristal.

6.1.4.1 Le silicium de type N.

On réalise un dopage de type N en injectant dans le cristal de silicium des atomes possédant cinq électrons de valence. Quatre électrons de valence de chaque atome étranger servent à établir des liaisons covalentes avec les atomes de silicium voisins; le cinquième est rejeté dans la bande de conduction et laisse derrière lui un ion positif (atome étranger ayant perdu un électron).

A chaque atome d'impureté correspond donc

- une charge négative mobile,
- une charge positive fixe.

Il faut ajouter à ces charges les paires électron-trou générées par l'agitation thermique venant des atomes de silicium.

Pour déterminer le nombre total de porteurs de charge à l'équilibre thermique, on remarque:

- que le nombre de paires électron-trou produit par cm^3 et unité de temps par l'agitation thermique n'est pas affecté par la présence des impuretés vu leur très faible concentration,
- qu'à l'équilibre le nombre de recombinaisons par cm^3 et unité de temps reste proportionnel, comme pour le silicium pur, au produit de la concentration en électrons n_N par la concentration en trous p_N .

On en déduit, pour $25^\circ C$

$$n_N \cdot p_N = n_i \cdot p_i = n_i^2 \cong 1.44 \cdot 10^{20} [1/cm^3] \quad 6.3$$

soit

$$p_N = \frac{n_i}{n_N} \cdot p_i \quad 6.4$$

Si le nombre N_D d'atomes étrangers donneurs d'un électron est nettement supérieur à n_i ,

$$n_N = N_D + n_i \cong N_D \gg n_i \text{ ou } p_i \quad 6.5$$

et la relation précédente devient

$$p_N = \frac{n_I}{N_D} p_I \ll p_I \ll N_D \quad 6.6$$

Par cm^3 de cristal de silicium de type N il y a donc:

– comme *charges fixes*:

N_D ions positifs venant du silicium libérés par agitation thermique;

– comme *porteurs mobiles* :

p_N trous venant d'atomes de silicium et dus à l'agitation thermique,

p_N électrons correspondant aux trous précédents,

N_D , avec $N_D \gg p_N$, électrons libérés par les atomes donneurs.

Les électrons sont les porteurs de charge majoritaires. Les trous sont minoritaires. Le dopage diminue très fortement la résistivité du silicium. Pour $N_D = 10^{14}/\text{cm}^3$, elle tombe à $40 \Omega\text{cm}$.

6.1.4.2 Le silicium de type P.

Le dopage de type P s'obtient en injectant dans le cristal de silicium des atomes étrangers possédant trois électrons de valence. Chacun de ces atomes doit capturer un électron du réseau cristallin pour établir des liaisons de valence avec les quatre atomes de silicium qui l'entourent. Cela transforme l'atome étranger en un ion négatif et fait apparaître un trou dans le réseau cristallin.

Si la concentration N_A en atomes étrangers *accepteurs* d'un électron est nettement supérieure à n_I , la concentration en trous p_p et celle en électrons n_p sont données approximativement par:

$$p_p = N_A + p_I \cong N_A \gg p_I \text{ ou } n_I \quad 6.7$$

$$n_p = \frac{p_I}{N_A} n_I \ll n_I \ll N_A \quad 6.8$$

Par cm^3 dans un cristal de silicium du type P il y a donc:

– comme *charges fixes*:

N_A ions négatifs, un par atome accepteur ayant capturé un électron;

– comme *porteurs mobiles* :

n_p électrons venant du silicium libérés par agitation thermique,

n_p trous correspondant aux électrons précédents,

N_A , avec $N_A \gg n_p$, trous créés par les atomes accepteurs.

Les trous sont les porteurs majoritaires ; les électrons sont minoritaires.

6.1.5 Les mouvements des charges dans un cristal de silicium.

Dans un métal, les charges négatives que constituent les électrons de la bande de conduction sont libres de se déplacer au sein du matériau. Les charges positives, que constituent les atomes ionisés par passage de leurs électrons périphériques dans la bande de conduction, sont fixes. Toute variation spatiale de la concentration en électrons libres au sein du matériau créerait un déséquilibre entre les concentrations des charges positives et négatives, et donc l'apparition d'un champ électrique s'opposant à ce déséquilibre.

Dans un semiconducteur, il y a deux types de charges mobiles; les électrons et les trous. On peut donc avoir une variation spatiale de la concentration en porteurs sans qu'il y ait apparition d'un champ électrique ; il suffit que les variations de concentration des électrons et des trous soient égales.

Par conséquent, dans un semiconducteur, deux mécanismes peuvent contribuer à produire des mouvements de charges et donc à faire circuler un courant.

C'est l'existence de ces deux types de courant qui est à la base des propriétés particulières des dispositifs à semiconducteur.

6.1.5.1 Effet des gradients de concentration: courant de diffusion.

Une variation de la concentration en électrons suivant l'axe des x entraîne un gradient de concentration $\frac{\partial n}{\partial x}$ et un mouvement des électrons dans le sens qui contribue à rétablir l'équilibre (Figure 6-2). Il en va de même d'une variation de la concentration en trous. Il en résulte un *courant de diffusion* dont la densité est donnée par:

$$J_{diff,x} = q \cdot \left(D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} - D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad 6.9$$

où D_n , et D_p sont les constantes de diffusion des électrons et des trous. Elles sont liées aux mobilités μ_n et μ_p par la relation d'Einstein :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} = U_T \quad 6.10$$

où T : la température en degrés Kelvin [K],
 k : la constante de Boltzmann ($13.8 \cdot 10^{-24}$ [J/K] = $86.2 \cdot 10^{-6}$ [eV/K]),
 U_T : le potentiel thermodynamique; il est de 26mV à 25°C.

6.1.5.2 Effet des gradients de potentiel: courant de conduction.

Un champ électrique E_x , dirigé suivant l'axe des x (Figure 6-2) exerce une force sur les charges mobiles et provoque par-là un mouvement global de ces charges dans le sens de E_x , pour les trous, en sens inverse pour les électrons.

Il en résulte un *courant de conduction* dans le sens de E_x , et dont la densité est donnée par:

$$J_{cond,x} = q \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \cdot E_x \quad 6.11$$

avec

q : charge de l'électron ($16 \cdot 10^{-20} [C]$),
 n et p : les concentrations en électrons et en trous [$1/cm^3$],
 μ_n et μ_p : les mobilités des électrons et des trous.

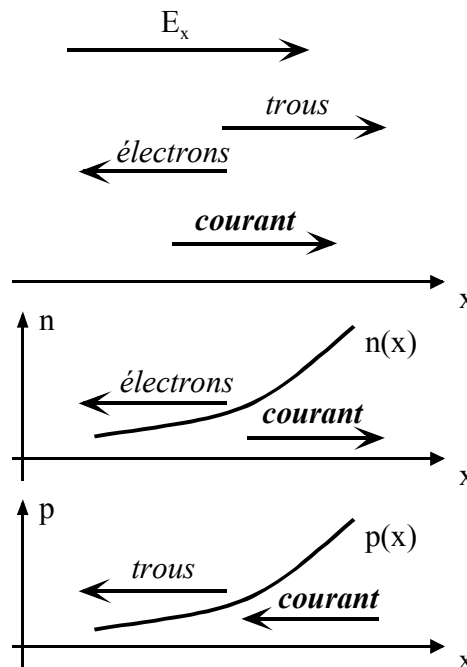


Figure 6-2 : Mouvement de charges dû à la conduction et à la diffusion

6.1.6 La jonction PN.

Pratiquement tous les dispositifs à semiconducteur, et en particulier les interrupteurs de puissance, sont réalisés à l'aide de structures dans lesquelles certaines régions sont du type P et d'autres de type N. La jonction PN désigne la zone de faible épaisseur (quelques microns) où la conductivité passe du type P au type N.

Les phénomènes qui se produisent au niveau d'une jonction jouent un rôle essentiel dans le fonctionnement de la plupart des interrupteurs de puissance à semiconducteur.

6.1.6.1 La jonction PN à l'équilibre.

Les porteurs majoritaires du côté P sont les trous, du côté N les électrons. Il existe donc de part et d'autre de la jonction de fortes différences de concentration en trous et électrons. Sous l'effet des gradients qui en résultent, les trous ont tendance à diffuser de la zone P vers la zone N, et les électrons de la zone N vers la zone P, donnant ainsi naissance à un courant de diffusion dû aux porteurs majoritaires (Figure 6-3).

Les recombinaisons entre charges mobiles de signes opposés sont très nombreuses à proximité immédiate de la jonction: il ne reste dans les régions que les charges fixes, ions négatifs du côté P, ions positifs du côté N, qui font disparaître localement la neutralité électrique. Dans cette zone dite de déplétion ou de charge d'espace, apparaît un champ électrique dirigé de la zone N vers la zone P. Ce champ crée un courant de conduction dû aux porteurs minoritaires. A l'équilibre, aucun courant ne pouvant traverser la jonction isolée, ce courant de conduction compense le courant de diffusion dirigé en sens inverse.

Puisque les charges mobiles disparaissent deux à deux lors des recombinaisons, la charge positive localisée du côté N de la jonction est égale à la charge négative localisée du côté P. En

dehors de la zone de déplétion, le champ électrique est nul, comme le sont les gradients de concentration en porteurs.

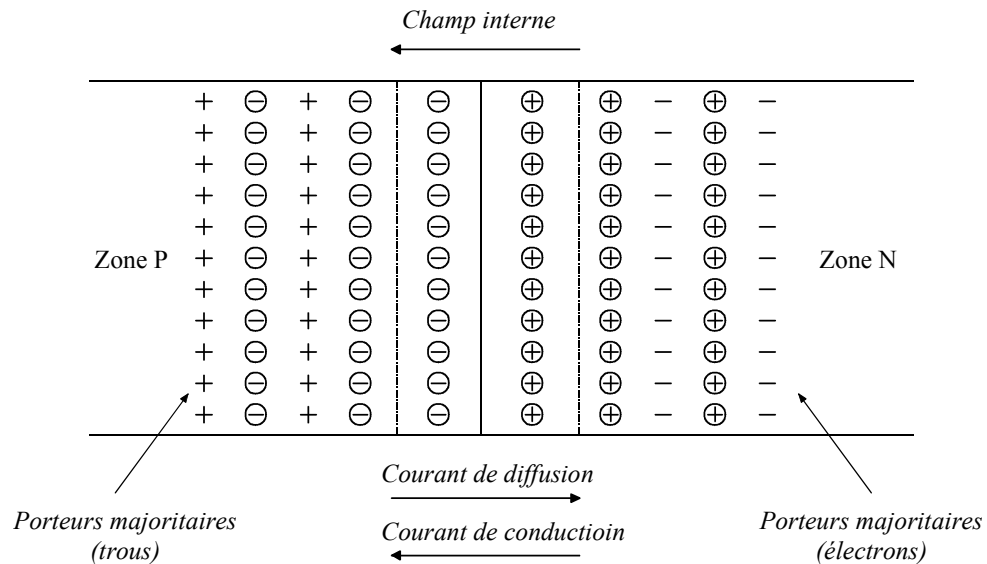


Figure 6-3 : Etat d'équilibre d'une jonction PN

Si on fait l'hypothèse que les limites de la zone de déplétion sont abruptes (Figure 6-4), par centimètre carré de surface de jonction, on a:

- du côté P, une charge égale à $-qN_A l_{P0} \cdot S$
- du côté N, une charge égale à $+qN_D l_{N0} \cdot S$

en désignant par

- N_A : le nombre d'atomes accepteurs par cm^3 de la zone P,
- l_{P0} : la largeur en cm de la zone de déplétion dans cette zone à l'équilibre,
- N_D : le nombre d'atomes donneurs par cm^3 de la zone N,
- l_{N0} : la largeur en cm de la zone de déplétion dans cette zone à l'équilibre.
- S : section (normale à la direction du champ électrique) du semiconducteur

L'égalité des charges de part et d'autre implique que l'on ait:

$$N_A \cdot l_{P0} = N_D \cdot l_{N0} \tag{6.12}$$

Cette relation montre que, si les concentrations en impuretés N_A et N_D sont différentes, c'est dans la zone la plus faiblement dopée que la largeur de la zone de déplétion est la plus importante.

L'hypothèse de frontières abruptes de la zone de déplétion revient à admettre que le champ électrique évolue dans cette zone suivant un triangle, comme représenté à la Figure 6-4:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{q \cdot N_A}{\epsilon} \cdot S, \text{ dans la zone P} \tag{6.13}$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q \cdot N_D \cdot S}{\epsilon}, \text{ dans la zone N} \quad 6.14$$

avec ϵ constante diélectrique du silicium (10^{-12} F/cm).

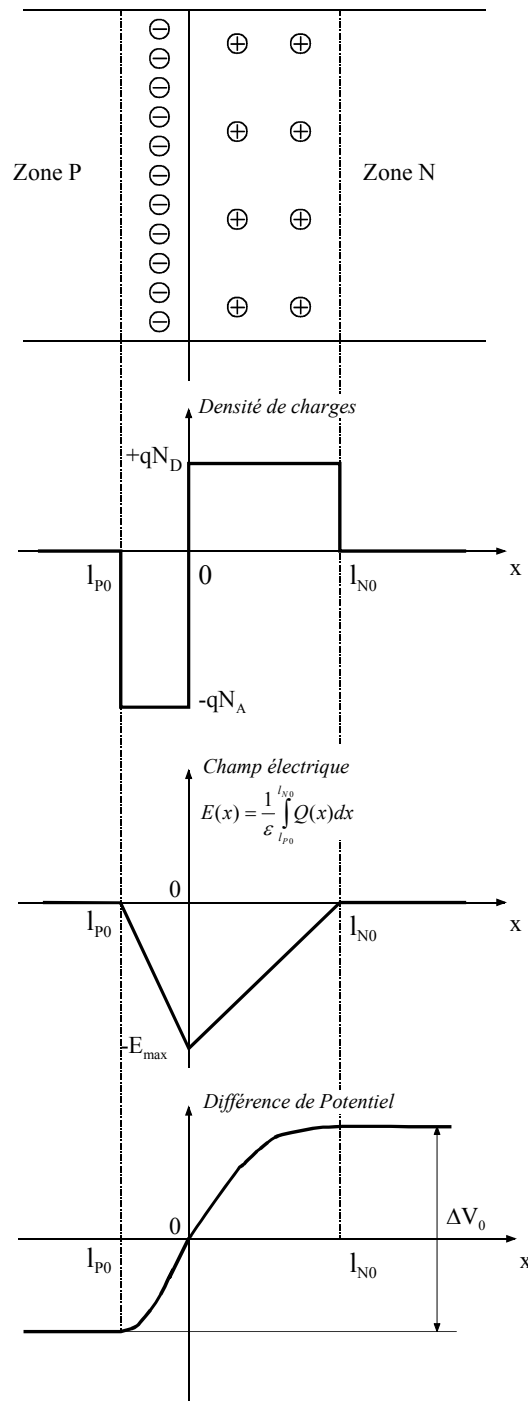


Figure 6-4 : Etat d'équilibre d'une jonction PN : Champ électrique et différence de potentiel

On en déduit la valeur maximale E_{max} du champ dans la zone de déplétion et celle de la barrière de potentiel ΔV_0 qui s'installe entre la zone P et la zone N.

$$E_{\max} = \frac{q \cdot N_D}{\varepsilon} S \cdot l_{N0} = \frac{q \cdot N_A}{\varepsilon} S \cdot l_{P0} \quad 6.15$$

$$\begin{aligned} \Delta V_0 &= \int_{l_{P0}}^{l_{N0}} E(x) dx = \int_{l_{P0}}^0 \left(-E_{\max} \frac{x+l_{P0}}{l_{P0}} \right) dx + \int_0^{l_{N0}} \left(-E_{\max} \frac{x+l_{N0}}{l_{N0}} \right) dx \\ &= E_{\max} \frac{l_{N0} + l_{P0}}{2} \end{aligned} \quad 6.16$$

On peut évaluer ΔV_0 en fonction de la concentration en impureté dans les deux zones. A l'équilibre, comme indiqué, la somme des courants de conduction et de diffusion à travers la jonction est nulle. Si on prend par exemple, les composantes de ces courants dues aux électrons, on obtient :

$$J_n = J_{\text{cond},n} + J_{\text{diff},n} = q \cdot n \cdot E(x) \cdot \mu_n + q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx} = 0 \quad 6.17$$

On en tire

$$E(x) = -\frac{D_n}{n \cdot \mu_n} \cdot \frac{dn}{dx} = -\frac{dV}{dx} \quad 6.18$$

$$dV = -\frac{D_n}{\mu_n} \cdot \frac{dn}{n} = U_T \cdot \frac{dn}{n} \quad 6.19$$

D'où

$$\Delta V_0 = \int_{n_p}^{n_N} \frac{U_T}{n} dn = U_T \cdot \ln\left(\frac{n_N}{n_p}\right) = U_T \cdot \ln\left(\frac{N_D N_A}{n_i^2}\right) \quad 6.20$$

On obtiendrait le même résultat en prenant les composantes des courants dus aux trous. La valeur de ΔV_0 est de l'ordre du volt.

On peut exprimer l_{P0} , l_{N0} et E_{\max} en fonction de ΔV_0 et des concentrations d'impuretés.

De

$$l_{P0} = \frac{\varepsilon \cdot E_{\max}}{q \cdot N_A}, \quad l_{N0} = \frac{\varepsilon \cdot E_{\max}}{q \cdot N_D} ; \quad \Delta V_0 = E_{\max} \cdot \frac{l_{P0} + l_{N0}}{2}$$

on tire

$$E_{\max} = \sqrt{\frac{2 \cdot q}{\varepsilon} \frac{\Delta V_0}{\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}}} \quad 6.21$$

$$l_{P0} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon}{q \cdot N_A} \frac{\Delta V_0}{1 + \frac{N_A}{N_D}}} ; \quad l_{N0} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon}{q \cdot N_D} \frac{\Delta V_0}{1 + \frac{N_D}{N_A}}} \quad 6.22$$

A cause de la barrière de potentiel, les électrons qui tentent de diffuser de la zone N vers la zone P se voient repoussés vers la zone N. Il en va de même des trous qui tentent de diffuser vers la zone N.

Comme le champ électrique issu de la barrière de potentiel sert à produire le courant de conduction qui compense le courant de diffusion, il n'y a aucune circulation de courant dans le circuit extérieur si on relie par un court circuit les extrémités des zones P et N.

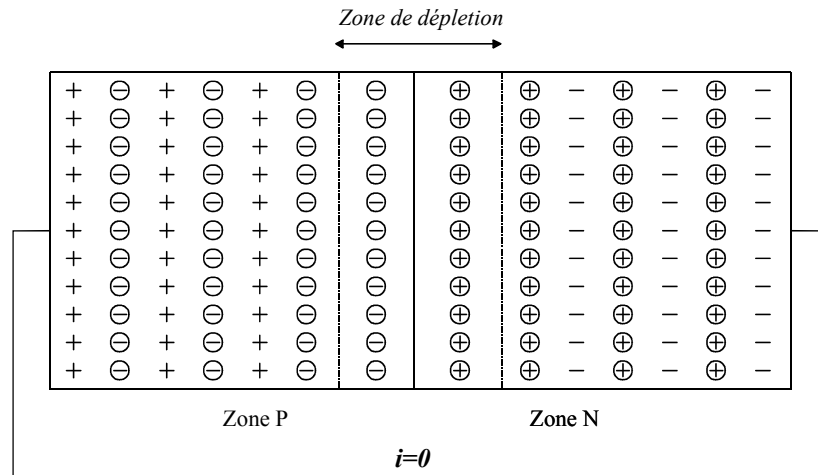


Figure 6-5 : Jonction à l'état d'équilibre

6.1.6.2 La jonction PN en polarisation inverse.

Si on polarise négativement la zone P par rapport à la zone N à l'aide d'une source extérieure de tension V_R (R comme reverse), la zone de déplétion s'élargit au fur et à mesure que V_R augmente (Figure 6-6) et renforce la barrière de potentiel.

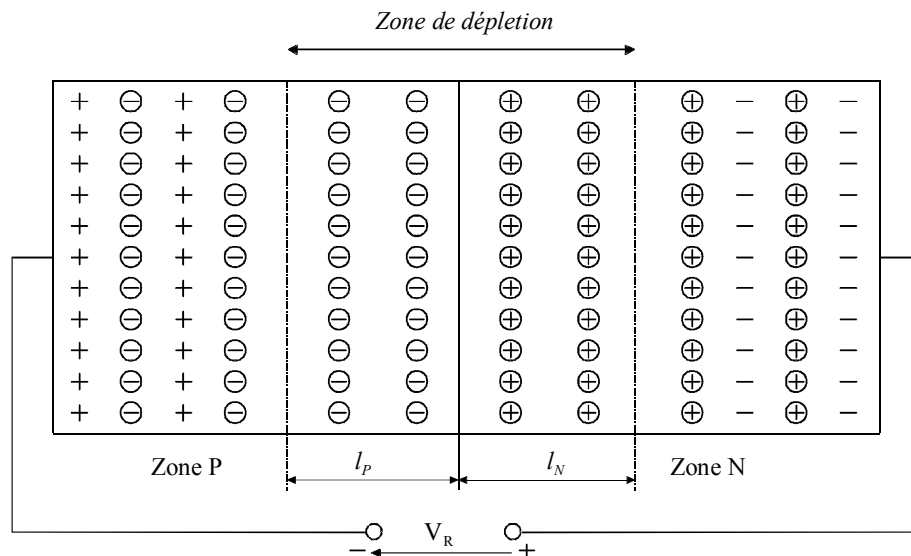


Figure 6-6 : Jonction en polarisation inverse

Les largeurs l_N et l_P de la zone de déplétion dans les zones N et P et le champ maximum s'obtiennent en remplaçant ΔV_0 par $\Delta V_0 + V_R$ dans les relations 6.15, 6.16, 6.21 et 6.22 qui deviennent:

$$\Delta V_0 + V_R = E_{\max} \frac{l_N + l_P}{2} \quad 6.23$$

$$E_{\max} = \sqrt{\frac{2 \cdot q}{\varepsilon} \frac{\Delta V_0 + V_R}{\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}}} \quad 6.24$$

$$l_N = l_P \cdot \frac{N_A}{N_D} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon}{q \cdot N_D} \frac{\Delta V_0 + V_R}{1 + \frac{N_D}{N_A}}} \quad 6.25$$

6.1.6.2.1 Tenue en tension inverse.

La tension inverse maximale que peut supporter une jonction est limitée par deux phénomènes : le perçage et le claquage.

- Le perçage d'une zone de la jonction intervient lorsque la largeur de la zone de déplétion dans une zone, P ou N, tend à devenir supérieure à l'épaisseur de la zone la plus faiblement dopée. Ainsi, si la zone N est nettement moins dopée que la zone P et si V_R est très supérieur à ΔV_0 , la relation 6.25 donne :

$$l_N \cong \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon}{q \cdot N_D} V_R} \quad 6.26$$

et la tension de perçage est la valeur de V_R pour laquelle l_N devient égale à l'épaisseur e_N de la zone N

$$e_N = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon}{q \cdot N_D} V_{\text{perçage}}} \quad 6.27$$

on tire

$$V_{\text{perçage}} = \frac{q \cdot N_D}{2 \cdot \varepsilon} e_N^2 \quad 6.28$$

- Le claquage de la jonction intervient lorsque la valeur E_{\max} du champ électrique atteint le seuil d'avalanche E_{BR} (BR comme breakdown); l'énergie cinétique transmise aux électrons mobiles est alors suffisante pour leur permettre d'arracher lors des collisions des électrons captifs du réseau cristallin, d'où une multiplication en avalanche de paires électron-trou. Si l'on conserve les hypothèses $N_D \ll N_A$ et $V_R \gg \Delta V_0$, on peut exprimer la tension de claquage V_{BR} en fonction de E_{BR}

De

$$E_{BR} = E_{\max} = \sqrt{\frac{2 \cdot q}{\varepsilon} N_D \cdot V_{BR}} \quad 6.29$$

on tire

$$V_{BR} \cong \frac{\varepsilon}{2 \cdot q \cdot N_D} E_{BR}^2 \quad 6.30$$

La tension de claquage est inférieure à la tension de perçage si

$$e_N > \frac{\varepsilon}{q \cdot N_D} E_{BR} \quad 6.31$$

On voit que pour qu'une jonction puisse supporter une *tension inverse élevée*, il faut *qu'une des deux zones soit épaisse et peu dopée*.

6.1.6.2.2 Augmentation de la tension inverse admissible.

A tension de claquage donnée, on peut limiter l'épaisseur de la zone faiblement dopée nécessaire en lui accolant une zone de même type, mais fortement dopée. Par exemple (Figure 6-7), on fait suivre une zone N faiblement dopée, notée N^- , d'une zone fortement dopée, notée N^+ .

Comme la pente du champ électrique dans la zone de déplétion est proportionnelle à la densité des ions présents, cette pente augmente brutalement quand on passe de la zone N^- à la zone N^+ ; le perçage de la zone N^- ne constitue plus la limite de tenue en tension inverse de la jonction PN^- .

Il ne reste que la tension de claquage pour laquelle $E_{\max} = E_{BR}$. La Figure 6-7 montre que, si l'épaisseur e_N de la zone N^- est grande devant les largeurs des zones de déplétion dans P et dans N^+ , la valeur de la tension V_{BR} est donnée approximativement par la surface du trapèze hachuré:

$$V_{BR} = V_{R\max} \cong e_N \cdot E_{BR} - V_{\text{perçage}}(N^-) \cong \left(E_{BR} - \frac{q \cdot N_D^-}{2 \cdot \varepsilon} \cdot e_N \right) \cdot e_N \quad 6.32$$

Pour que cette valeur soit supérieure à la tension de perçage de la zone N^- , il suffit que le produit $e_N \cdot E_{BR}$ soit supérieur à deux fois cette tension de perçage.

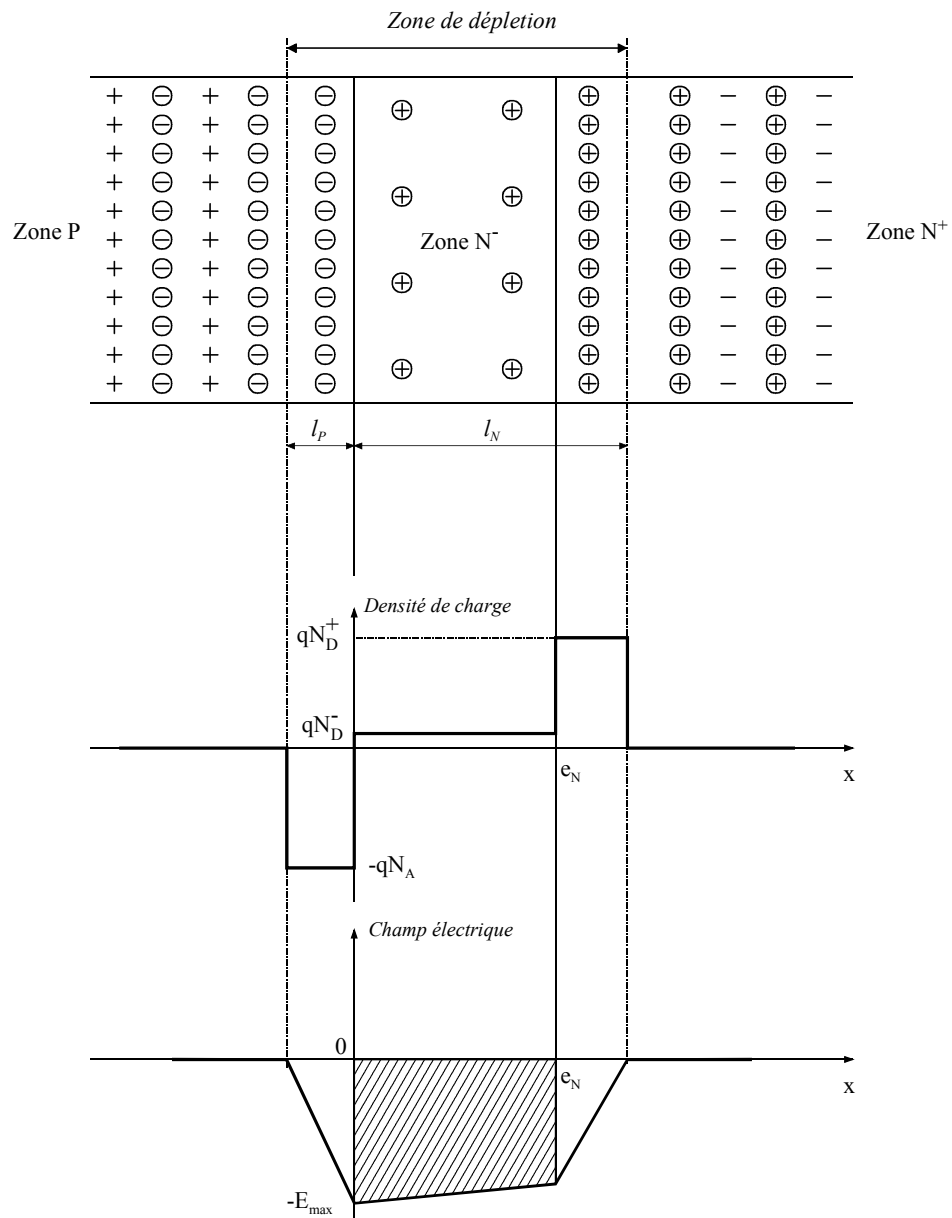


Figure 6-7 : Jonction en polarisation inverse

6.1.6.2.3 Capacité parasite d'une jonction P-N polarisée en inverse.

Lorsqu'une zone de déplétion de largeur l_N apparaît dans la couche N^- de section S possédant N_D ions positifs par unité de volume, la charge contenue dans cette zone est égale à

$$Q = q \cdot N_D \cdot S \cdot l_N \tag{6.33}$$

La largeur l_N est donnée par la relation 6.24, soit

$$l_N = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot \Delta V_0 + V_R}{q \cdot N_D \cdot \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right)}} \cong \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot \Delta V_0}{q N_D} \left(1 + \frac{V_R}{\Delta V_0}\right)}, \text{ si } N_A \gg N_D \tag{6.34}$$

En reportant cette expression dans celle de Q , on obtient :

$$Q = S \sqrt{2 \cdot q \cdot N_D \cdot \varepsilon \cdot \Delta V_0 \cdot \left(1 + \frac{V_R}{\Delta V_0}\right)} \quad 6.35$$

La capacité parasite de la jonction P-N polarisée en inverse est donnée par:

$$\begin{aligned} C_J &= \frac{dQ}{dV_R} = S \sqrt{2 \cdot q \cdot N_D \cdot \varepsilon \cdot \Delta V_0} \cdot \left(1 + \frac{V_R}{\Delta V_0}\right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{2 \cdot \Delta V_0} \\ &= S \sqrt{\frac{q \cdot N_D \cdot \varepsilon}{2 \cdot \Delta V_0} \cdot \frac{1}{1 + \frac{V_R}{\Delta V_0}}} \end{aligned} \quad 6.36$$

qui peut s'écrire :

$$C_J = \frac{C_{J0}}{\sqrt{1 + \frac{V_R}{\Delta V_0}}} \quad \text{avec} \quad C_{J0} = \sqrt{\frac{q \cdot N_D \cdot \varepsilon}{2 \cdot \Delta V_0}} \quad 6.37$$

C'est cette capacité qu'il faut charger ou décharger chaque fois qu'on veut atteindre ou quitter l'état bloqué de la jonction.

6.1.6.2.4 Remarques sur le courant inverse.

Lorsqu'une jonction est polarisée en inverse, elle est traversée par un faible courant, appelé courant de fuite, allant de la zone N à la zone P. Ce courant correspond à l'augmentation du courant de conduction dû à l'action du champ électrique sur les porteurs minoritaires (trous de la zone N, électrons de la zone P). Ces concentrations étant peu élevées, ce courant est relativement faible. Toutefois, lors des variations brusques de la tension V_R , ce courant peut atteindre transitoirement des valeurs élevées pour enlever ou apporter les charges nécessaires pour assurer les variations de largeur de la zone de déplétion.

6.1.6.3 La jonction PN en polarisation directe.

Lorsqu'on applique aux bornes de la jonction PN une tension directe V_F (F comme forward) qui polarise positivement la zone P par rapport à la zone N, la barrière de potentiel est réduite ainsi que la largeur de la zone de déplétion. Les équations 6.15, 6.16, 6.21 et 6.22 deviennent maintenant:

$$\Delta V_0 - V_F = E_{\max} \frac{l_N + l_P}{2} \quad 6.38$$

$$E_{\max} = \sqrt{\frac{2 \cdot q}{\varepsilon} \frac{\Delta V_0 - V_F}{\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}}} \quad 6.39$$

$$I_N = I_P \cdot \frac{N_A}{N_D} = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon}{q \cdot N_D} \frac{\Delta V_0 - V_F}{1 + \frac{N_D}{N_A}}} \quad 6.40$$

Le courant de conduction diminue tandis que le courant de diffusion augmente: la jonction devient passante dans le sens direct, de P vers N.

A mesure que V_F tend vers ΔV_0 , le courant de diffusion devient de plus en plus important; ce courant peut atteindre des valeurs élevées car les gradients de concentration au niveau de la jonction sont importants.

La diffusion de trous de la zone P vers la zone N entraîne une forte augmentation de la concentration en trous dans la zone N au droit de la jonction.

- Si la concentration en trous reste inférieure à la concentration en atomes donneurs du côté N, on dit qu'il y a *faible injection* et la relation 6.12 reste applicable.
- Si la zone N comporte une partie N^- faiblement dopée pour assurer une bonne tenue en tension inverse, l'injection de trous peut rendre la concentration en trous supérieure à la concentration en électrons provenant des atomes donneurs situés dans cette partie. Il y a *alors forte injection*.

Pour rétablir la neutralité électrique, il faut que la zone N^+ située de l'autre côté de la zone N^- injecte des électrons dans la zone N^- . Le double phénomène d'injection dans la zone N^-

- de trous par la zone P,
- d'électrons par la zone N^+ ,

présente l'avantage de fortement augmenter la concentration en porteurs dans cette zone par rapport à la situation d'équilibre, par conséquent de réduire fortement la résistance de cette zone et la chute de tension due au passage du courant direct.

On peut montrer que, en régime établi, la concentration en paires électron-trou dans la zone N^- est proportionnelle à la densité J du courant à travers la jonction et à la durée de vie τ_a (a comme ambipolaire) des paires électron-trou dans la zone N^- . Si I est le courant traversant la jonction, la charge stockée Q_S correspondant au nombre total d'électrons dans la zone N^- en forte injection est égale à:

$$Q_S = I \cdot \tau_a \quad 6.41$$

Mais, lors du retour à la polarisation inverse, il faudra évacuer les porteurs excédentaires amenés par injection dans la zone N^- . La quantité de charges à extraire pour élargir la zone de déplétion sera augmentée et avec elle la pointe de courant négatif assurant cette évacuation.

6.1.7 Remarques générales.

Les différents phénomènes dont nous venons de donner une description succincte et essentiellement qualitative permettent d'expliquer l'allure des caractéristiques, tant statiques que dynamiques, des principaux types d'interrupteurs à semiconducteur utilisés en Electronique de Puissance, qu'il s'agisse de dispositifs ne comportant qu'une jonction, comme les diodes, ou plusieurs jonctions, comme les transistors.

Tous ces dispositifs ont en commun une zone N^- faiblement dopée dont l'épaisseur est proportionnelle à la tension maximale que peut supporter l'interrupteur à l'état bloqué.

- Au repos, cette zone N^- est électriquement neutre, les charges positives fixes équilibrant les charges négatives mobiles;
- l'état bloqué de l'interrupteur s'obtient par extraction des charges mobiles ce qui fait apparaître une zone de déplétion plus ou moins étendue dans N^- ;
- le passage de l'état bloqué à l'état passant nécessite au minimum la réinjection de charges négatives dans N^- pour retrouver l'état au repos, qui correspond à l'état passant pour les composants unipolaires (i.e. dont le courant est dû au déplacement d'un seul type de charges).

Pour les composants bipolaires (i.e. dont le courant est dû au déplacement de charges positives et négatives), les plus nombreux, l'état de repos n'est qu'une transition entre les états passant et bloqué. L'état passant est obtenu par une forte injection de charges positives et négatives, en nombre égal pour maintenir la neutralité électrique de la zone N^- dont la résistivité devient très faible.

Ce sont les différentes méthodes utilisées pour injecter ou extraire les charges mobiles dans la zone N^- qui différencient les interrupteurs de puissance à semiconducteurs.

6.1.8 La diode utilisée en commutation.

6.1.8.1 Fonction interrupteur.

La diode est un interrupteur à ouverture et fermeture spontanée.. Il s'agit donc d'un interrupteur non commandé

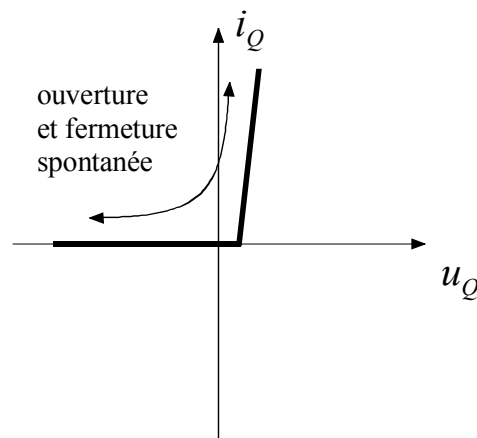


Figure 6-8 : Représentation de la diode sous forme d'un interrupteur

6.1.8.2 Structure.

Les diodes à jonction ont une structure PN ou PN^-N^+ (encore appelée PIN) suivant qu'il s'agit de composants destinés à supporter à l'état bloqué une tension inverse de faible ou forte valeur. Comme dans tous les interrupteurs de puissance, cette structure est réalisée dans l'épaisseur de la pastille de silicium afin que le courant dispose de toute la section de la pastille pour circuler

(Figure 6-9 (a)). Le contact relié à la zone P constitue l'anode (A), celui relié à la zone N⁺ la cathode (C).

La Figure 6-9-(b) indique le symbole utilisé pour représenter la diode et les conventions de signe adoptées pour le courant i_F et la tension v_F .

Le comportement statique et dynamique des diodes à jonction se déduit directement de l'étude de la jonction PN.

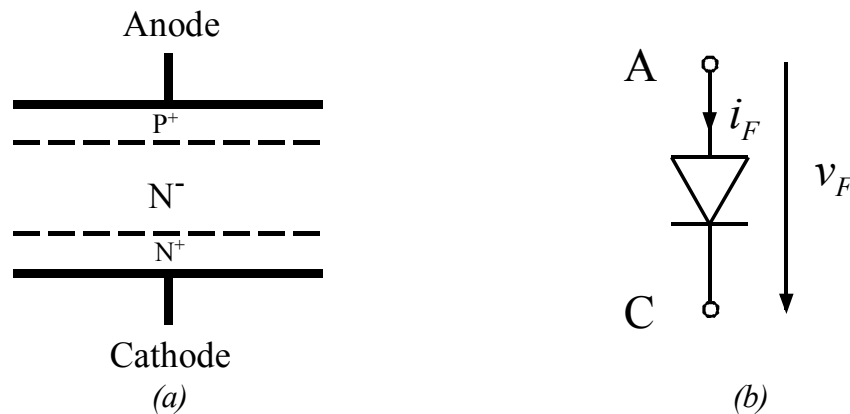


Figure 6-9 : (a) Structure d'une diode à jonction et (b) symbole électrique

6.1.9 Caractéristiques statiques.

6.1.9.1 État passant (ou ON).

Lorsque la tension V_F est positive, le courant I_F croît rapidement avec la tension, théoriquement suivant la relation :

$$i_F = I_s \cdot (e^{V_F/U_T} - 1) \quad 6.42$$

avec I_s : courant de saturation,
 U_T : potentiel thermodynamique

En réalité, à cause de la chute ohmique dans la zone N⁻, le courant s'écarte de cette valeur théorique quand V_F augmente, mais le début de la caractéristique a bien une allure exponentielle.

Si la température augmente, l'agitation thermique fait apparaître plus de porteurs et le courant de saturation I_s augmente, mais le potentiel thermodynamique U_T est plus élevé. La Figure 6-10 (a) donne l'allure du début de $I_F = f(V_F)$ pour deux valeurs de la température T.

Pour les valeurs *normales* du courant direct, on peut assimiler la caractéristique statique à une demi-droite caractérisée par une tension de seuil V_{T0} et une résistance r_d (La Figure 6-10.(b)) :

$$V_F = V_{T0} + r_d \cdot I_F \quad 6.43$$

La chute de tension des diodes de puissance pour le courant direct nominal est d'ordinaire comprise entre 1.3 et 1.5 V.

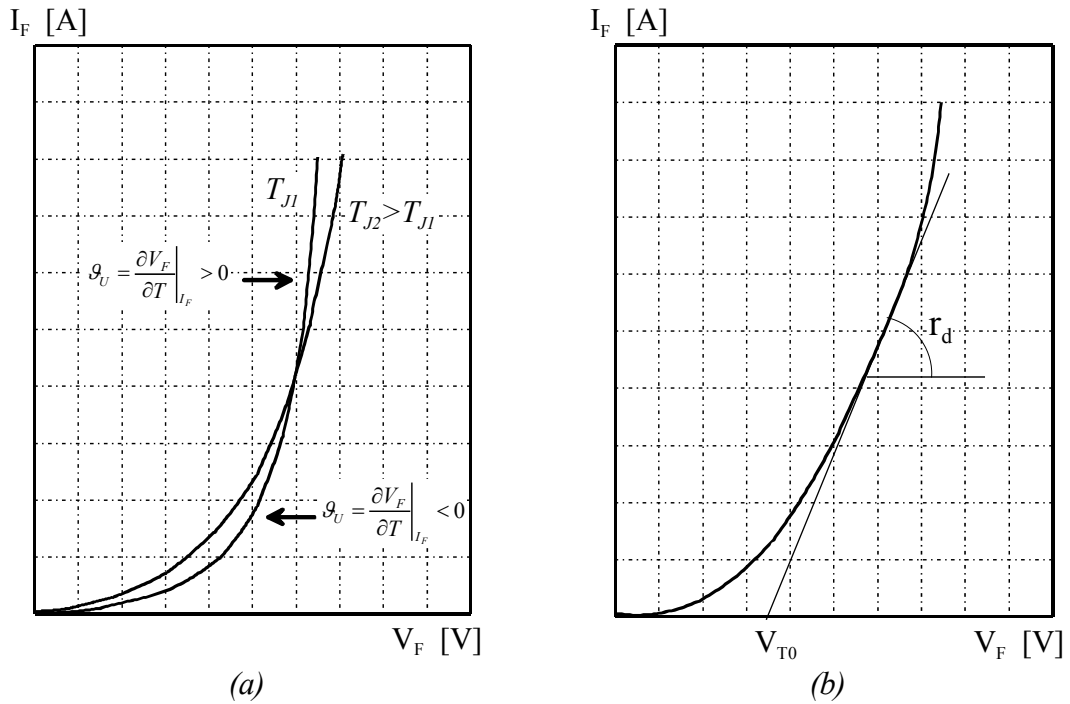


Figure 6-10 : Allure de $I_F = f(V_F)$ dans le sens passant

A partir d'un certain courant le coefficient en température g_U devient positif. Cette caractéristique permet la mise en parallèle des diodes.

6.1.9.2 État bloqué (ou OFF).

Lorsque la tension V_F devient négative, la jonction est polarisée en inverse, la faible valeur du courant i_F , maintenant négatif, est encore donnée par la relation 6.42. Dès que V_F s'écarte notablement de zéro, le terme exponentiel devient négligeable et le courant inverse devient égal au courant de saturation dû aux porteurs minoritaires. En réalité, il augmente un peu avec la tension inverse (Figure 6-11).

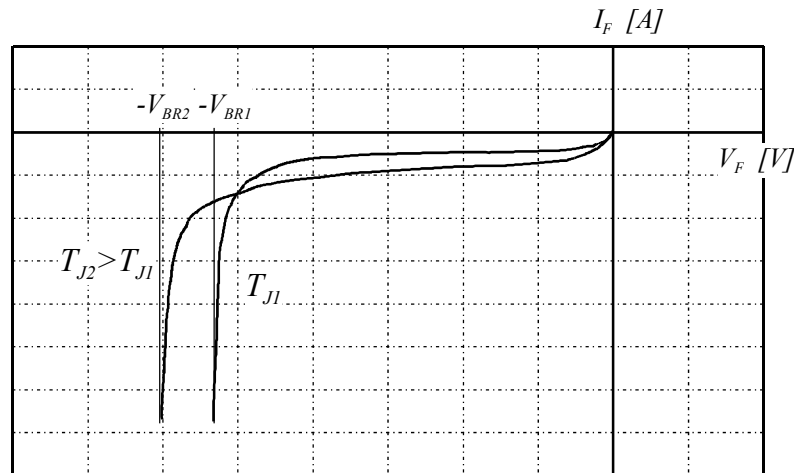


Figure 6-11 : Allure de $I_F = f(V_F)$ dans le sens bloqué

Ce n'est que lorsque la tension inverse atteint la tension de claquage par avalanche V_{BR} que le courant inverse atteint des valeurs importantes, car le courant de saturation I_s est alors multiplié par un facteur M tel que

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V_F}{V_{BR}}\right)^n} \quad 6.44$$

où n est un coefficient compris entre 3 et 6, dépendant du dopage et de la température.

Lorsque la température croît, le courant inverse augmente car le nombre de porteurs minoritaires libérés par agitation thermique est accru. Par contre, la durée de vie moyenne des porteurs diminue et le phénomène d'avalanche se produit pour une tension inverse V_{BR} plus élevée, comme indiqué sur la Figure 6-11.

6.1.10 Valeurs maximales admissibles pour le courant et la tension.

6.1.10.1 *État passant.*

En ce qui concerne le courant, on caractérise une diode par la valeur moyenne du courant direct qu'elle peut écouler. Cette valeur est notée I_0 ou I_F ou I_{FAV} (average forward current).

On indique aussi:

- la valeur maximale admissible pour une pointe de courant répétitive I_{FM} ou I_{FPM} (peak forward current),
- la valeur maximale admissible pour une pointe de courant non répétitive I_{FSM} (surge non repetitive forward current).

Ces caractéristiques, et toutes les autres, sont définies pour une température de la jonction T_J et une température du boîtier T_C déterminées.

En ce qui concerne la tension, on indique la valeur maximale de la chute de tension directe V_{FM} pour une ou plusieurs valeurs du courant direct.

6.1.10.2 *État bloqué.*

En ce qui concerne la tension, on caractérise une diode par la valeur instantanée maximale répétitive V_{RRM} (maximum repetitive reverse peak voltage) qu'elle peut supporter.

En ce qui concerne le courant inverse ou courant de fuite, on indique généralement sa valeur maximale pour V_F égale à V_{RRM} . Cette valeur, notée I_R , est de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-6} fois I_{FAV} , ce qui explique que dans la plupart des cas on puisse négliger ce courant.

6.1.11 Pertes à l'état passant et à l'état bloqué.

6.1.11.1 *Pertes par conduction.*

Pour les valeurs normales du courant direct, on a vu qu'on pouvait assimiler la caractéristique statique à une demi-droite d'équation

En un point de fonctionnement donné, la puissance instantanée p dissipée dans la diode est donc:

$$p = u_F \cdot i_F = (V_{T0} + r_d \cdot i_F) \cdot i_F = V_{T0} \cdot i_F + r_d \cdot i_F^2 \quad 6.45$$

En prenant la moyenne sur une période, on obtient les pertes par conduction

$$P_{cond} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T p \cdot dt = V_{T0} \cdot I_F + r_d \cdot I_{FRMS}^2 \quad 6.46$$

avec : I_F : courant moyen
 I_{FRMS} : courant efficace

Lorsque la température augmente, V_{F0} diminue mais r_d augmente. On peut en tenir compte en mettant v_F sous la forme

$$v_F = V'_{T0} - a \cdot T_j + (r_0 + b \cdot T_j) \cdot i_F \quad 6.47$$

où a et b sont des paramètres déterminés à partir des caractéristiques.

6.1.11.2 Pertes à l'état bloqué.

Comme on l'a indiqué, le courant de fuite à l'état bloqué est très faible. Ainsi, les pertes à l'état bloqué, égales au produit de ce courant par la tension inverse appliquée à la diode, sont généralement négligeables devant les pertes à l'état passant.

6.1.12 Les caractéristiques dynamiques: les commutations.

La commutation à la fermeture (commutation ON) correspond au passage de l'état bloqué à l'état passant la commutation à l'ouverture (commutation OFF) au passage inverse. Contrairement aux caractéristiques statiques, ces changements d'état dépendent à la fois du composant semiconducteur et du circuit dans lequel il est inséré. En effet, le circuit extérieur impose la valeur du courant I dans la diode à l'état passant et la tension $-U$ à ses bornes à l'état bloqué; en outre, le plus souvent il impose aussi la vitesse di/dt à laquelle le courant i_F s'établit ou disparaît.

6.1.12.1 Commutation à la fermeture.

Pour étudier la commutation à la fermeture, on peut utiliser le schéma équivalent de la Figure 6-12.(a), où C représente la capacité parasite de la boucle incluant la capacité de jonction de la diode.

Quand l'interrupteur Q est fermé, le courant de la source de courant I passe dans la source de tension U ; celle-ci impose une tension $v_F = -U$ aux bornes de la diode. Quand on ouvre l'interrupteur Q, le condensateur C se charge à courant I constant jusqu'à ce que, à l'instant $t = 0$, la tension v_F négative devienne positive.

A partir de $t = 0$, le courant direct commence à circuler. La zone N^- est encore très résistive et, si le courant augmente très vite, la tension directe peut atteindre une valeur élevée car l'épaisseur de la zone de déplétion de la couche N^- ne diminue que progressivement. Au fur et à mesure que les zones P et N^+ injectent des porteurs dans la zone N^- , la chute de tension diminue et tend vers sa valeur d'équilibre V_F .

La pointe de tension V_{FM} au début de la conduction de la diode, importante quand la vitesse d'établissement di_F/dt du courant est élevée (Figure 6-12 (b)), diminue quand cette vitesse diminue elle-même (Figure 6-12 (c)).

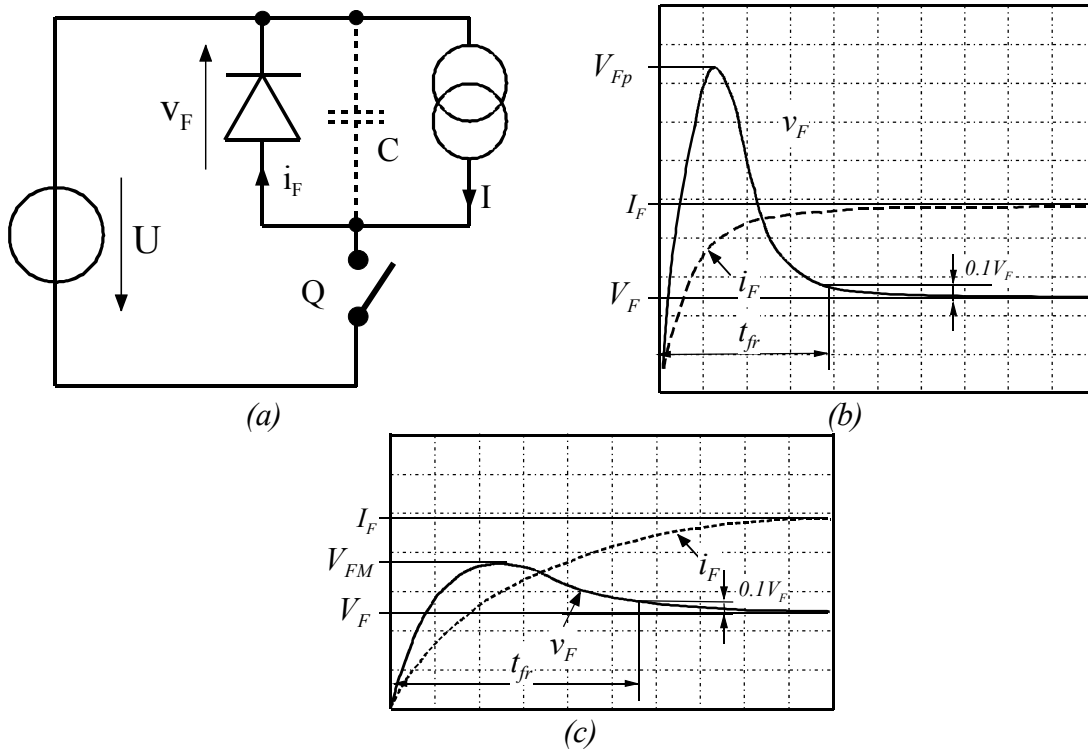


Figure 6-12 : Allure du courant et de la tension lors d'une commutation à la fermeture

Pour la commutation à la fermeture, le comportement d'une diode peut être caractérisé par :

- la pointe de tension directe V_{FP} ou V_{FM} (peak forward voltage), valeur maximale de v_F pendant la commutation,
- le temps d'établissement (ou de recouvrement) direct t_{fr} , (forward recovery time), temps nécessaire à la disparition de la surtension de fermeture).

Ces paramètres dépendent du courant appliqué, de sa vitesse d'établissement et de la température.

Malgré la pointe de tension directe, les pertes de commutation à la fermeture sont d'ordinaire négligeables devant celles à l'ouverture.

6.1.12.2 Commutation à l'ouverture.

Pour étudier la commutation de la diode à l'ouverture, on peut utiliser un montage dont la Figure 6-13 (a) donne le schéma équivalent. La source de courant I donne le courant à couper, la source de tension U donne la tension inverse après ouverture. Sur la Figure 6-13 (b), on a tracé les formes d'ondes théoriques du courant i_F et de la tension v_F .

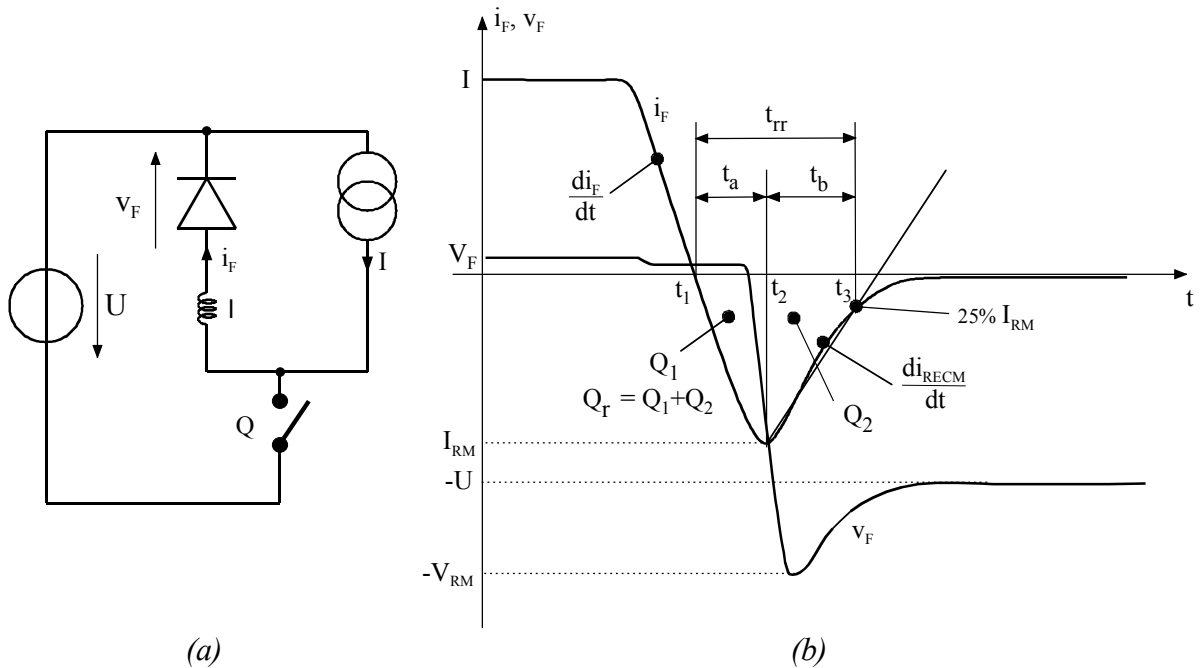


Figure 6-13 : Allure du courant et de la tension lors d'une commutation à l'ouverture

6.1.12.2.1 Phases successives de la commutation.

Pour $t = 0$, alors que le courant i_F égale I , on ferme l'interrupteur Q : la tension U est appliquée en inverse aux bornes de la diode en série avec l'inductance ℓ . Celle-ci, qui représente l'ensemble des inductances parasites de la boucle impose la pente $-U/\ell$ avec laquelle le courant i_F diminue progressivement

$$i_F = I - \left| \frac{di}{dt} \right| \cdot t, \quad \text{avec} \quad \left| \frac{di}{dt} \right| = \frac{U}{\ell} \tag{6.48}$$

La diminution du courant permet l'évacuation progressive de la charge Q_s stockée dans la zone N^- , selon l'équation

$$i_F = \frac{Q_s}{\tau_a} + \frac{dQ_s}{dt} = I - \left| \frac{di}{dt} \right| \cdot t \tag{6.49}$$

avec Q_s / τ_a représentant le courant de recombinaison proportionnel à la charge Q_s en transit et dQ_s/dt le courant servant à modifier la charge Q_s en transit.

L'équation 6.49 admet pour solution,

$$\frac{Q_s}{\tau_a} = I + \tau_a \cdot \left| \frac{di}{dt} \right| \cdot \left[1 - \frac{t}{\tau_a} - e^{-t/\tau_a} \right] \tag{6.50}$$

Le courant i_F passe par zéro pour $t = t_1$ tel que

$$t_1 = \frac{I}{\left| \frac{di}{dt} \right|} \tag{6.51}$$

Mais, en $t = t_1$, toute la charge stockée n'a pas encore été évacuée. Il reste la charge "recouvrée" Q_R (reverse recovery charge) donnée par :

$$\frac{Q_R}{\tau_a} = \frac{Q_s(t_1)}{\tau_a} = I + \tau_a \cdot \left| \frac{di}{dt} \right| \cdot \left[1 - \frac{I}{\tau_a \cdot \left| \frac{di}{dt} \right|} - e^{-\frac{I}{\tau_a \cdot \left| \frac{di}{dt} \right|}} \right] \quad 6.52$$

$$Q_R = \tau_a^2 \cdot \left| \frac{di}{dt} \right| \cdot \left[1 - e^{-\frac{I}{\tau_a \cdot \left| \frac{di}{dt} \right|}} \right] \quad 6.53$$

La relation 6.53 montre que la charge recouvrée Q_R dépend d'une part de la technologie et de la température par la durée moyenne de recombinaison des porteurs (τ_a) mais aussi de la décroissance du courant circulant dans le sens passant (di/dt) et de la valeur initiale de ce courant (I).

6.1.12.3 Mesure de la douceur d'une diode de commutation.

La durée de l'intervalle t_2, t_3 et la surtension V_{RM} correspondante dépendent du type de diode. Cet intervalle est très court et la surtension plus importante dans les diodes du type 'snap-off' (tracés en traits interrompus sur la Figure 6-14). L'intervalle est plus long, et donc la surtension plus faible, dans les diodes du type 'soft-recovery' (tracés en traits continus sur la Figure 6-14).

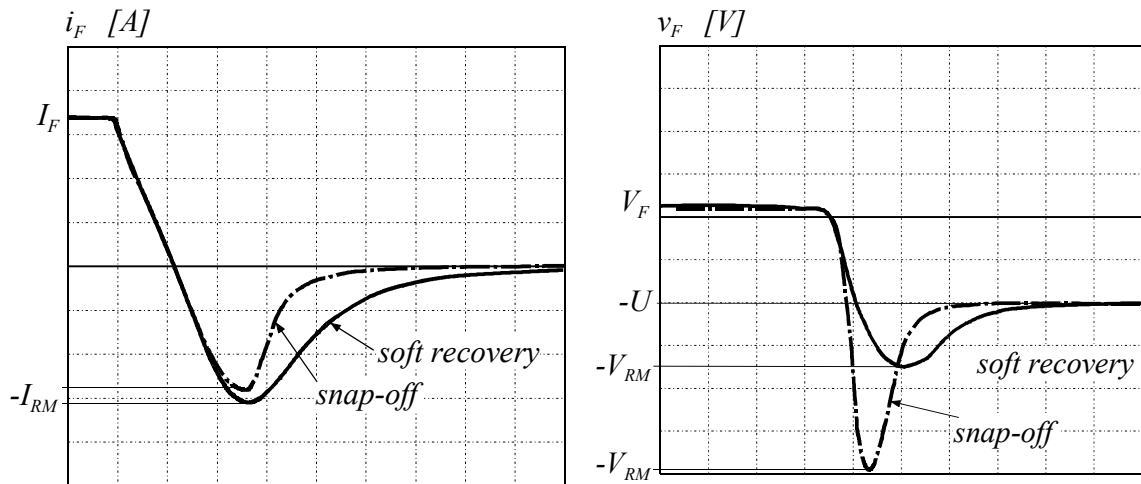


Figure 6-14 : Caractéristique de blocage

Le courant de recouvrement inverse t_r est égal à la somme de t_a et t_b . Ces temps correspondent au temps d'évacuation des charges accumulées ainsi qu'au temps de remontée du courant de recouvrement. Le quotient t_b/t_a est désigné comme la constante s , et correspond à un facteur de remontée relatif

$$s = \frac{t_b}{t_a} \quad 6.54$$

Le courant de recouvrement inverse peut être exprimé par

$$I_{RM} = \frac{d}{dt} i_F(t) \cdot t_a = \frac{d}{dt} i_F(t) \frac{t_{rr}}{s+1} \quad 6.55$$

En admettant un comportement linéaire de la diode en commutation (voir Figure 6-14), on peut écrire

$$Q_{rr} = \frac{1}{2} I_{RM} \cdot t_{rr} \quad 6.56$$

Et finalement

$$Q_{rr} = \frac{d}{dt} i_F(t) \cdot \frac{t_{rr}^2}{2(s+1)} \quad 6.57$$

6.1.12.4 Pertes de commutation.

Dans la mesure où les pertes à la fermeture sont très faibles par rapport aux pertes à l'ouverture, seules ces dernières sont généralement prises en compte pour le calcul des pertes de commutation.

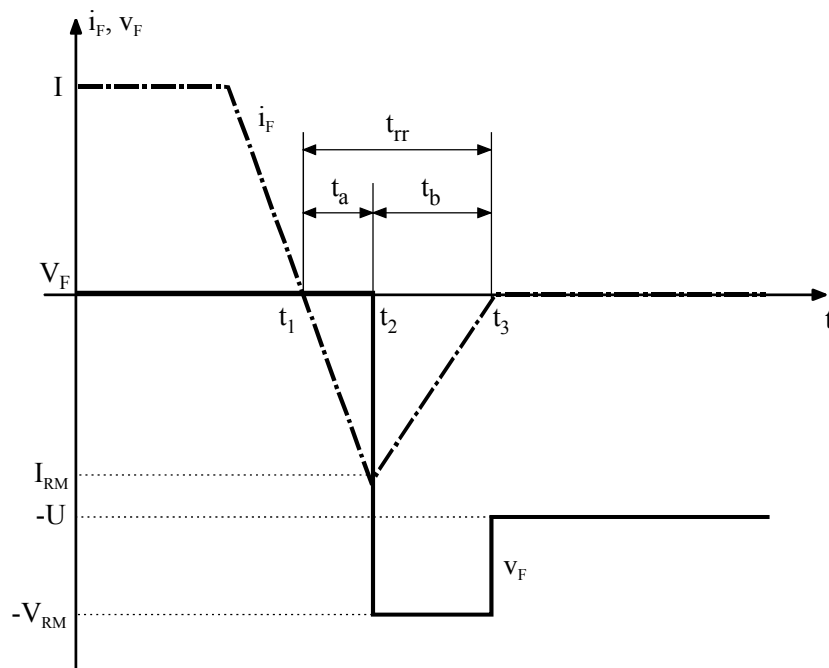


Figure 6-15 : Caractéristique de recouvrement

On effectue d'ordinaire ce calcul à partir des formes d'ondes approchées de la Figure 6-15, c'est-à-dire avec une décroissance linéaire du courant direct et une extinction linéaire du courant inverse.

De $t=t_1$ à $t=t_2$, i_F va de zéro à $-I_{RM}$.

$$v_F = 0 = -U - \ell \cdot \frac{di_F}{dt} \quad 6.58$$

donne

$$\frac{di_F}{dt} = \frac{-I_{RM}}{t_2 - t_1} = -\frac{U}{\ell} \quad 6.59$$

D'où

$$t_2 - t_1 = \frac{\ell \cdot I_{RM}}{U} \quad 6.60$$

et la charge Q_1 évacuée de la diode durant cet intervalle (aire d'un triangle),

$$Q_1 = \frac{1}{2} I_{RM} \cdot (t_2 - t_1) = \frac{\ell \cdot I_{RM}^2}{2 \cdot U} \quad 6.61$$

De $t=t_2$ à $t=t_3$ i_F va de $-I_{RM}$ à zéro

$$v_F = -U_{RM} = -U - \ell \frac{di_F}{dt} \quad 6.62$$

donne

$$i_F = I_{RM} \cdot \frac{t - t_3}{t_3 - t_2} \quad 6.63$$

$$-U_{RM} = -U - \ell \cdot \frac{I_{RM}}{t_3 - t_2} \quad 6.64$$

et la charge Q_2 évacuée durant cet intervalle (aire d'un triangle),

$$Q_2 = \frac{I_{RM}}{2} \cdot (t_3 - t_2) \quad 6.65$$

L'énergie W dissipée dans la diode à chaque commutation est

$$\begin{aligned} W &= \int_0^{t_3} u_F \cdot i_F \cdot dt = -U_{RM} \cdot \int_{t_2}^{t_3} \left(I_{RM} \cdot \frac{t - t_3}{t_3 - t_2} \right) \cdot dt = \\ &= \left(-U - \ell \frac{I_{RM}}{t_3 - t_2} \right) \cdot \left(-\frac{I_{RM}}{2} (t_3 - t_2) \right) = U \cdot \frac{I_{RM}}{2} \cdot (t_3 - t_2) + U \cdot \frac{\ell \cdot I_{RM}^2}{2 \cdot U} \\ &= U \cdot (Q_1 + Q_2). \end{aligned} \quad 6.66$$

Puisque $Q_1 + Q_2$ égale la charge recouvrée Q_R ,

$$W = U \cdot Q_R \quad 6.67$$

On voit que c'est la charge recouvrée qui permet le calcul des pertes.

6.1.13 Avertissement.

Dans les sections suivantes, nous allons traité les caractéristiques utiles de la diode. Les fabricants ont chacun leur manière de présenter les caractéristiques de leurs composants. Pour des raisons de clarté, nous ferons référence aux grandeurs caractéristiques présentées par STMicroelectronics. Chaque paramètre est défini pour des conditions d'utilisations bien précises. Ces conditions sont spécifiées et correspondent à la méthode de mesure effectuée. Il faut donc être prudent lors de l'analyse d'un problème particulier.

6.1.14 Grandeurs nominales et caractéristiques importantes de sélection.

Dans le but de faciliter la sélection d'un composant, les paramètres principaux et une brève description du composant sont mises en évidence.

FEATURES AND BENEFITS

- SPECIFIC TO "FREEWHEEL MODE" OPERATIONS: FREEWHEEL OR BOOSTER DIODE.
- ULTRA-FAST AND SOFT RECOVERY.
- VERY LOW OVERALL POWER LOSSES IN BOTH THE DIODE AND THE COMPANION TRANSISTOR.
- HIGH FREQUENCY OPERATIONS.
- INSULATED PACKAGE: TO-220AC
Electrical insulation : 2500V_{RMS}
Capacitance < 7 pF

I_{F(AV)}	12A
V_{RRM}	600V
t_{tr} (typ)	28ns
V_F (max)	1.5V

Figure 6-16 : Description générale de la diode

Ces données sont insuffisantes pour la sélection définitive d'un composant. La description s'apparente plus à du marketing qu'à de la technique, néanmoins il est possible avec un peu d'habitude de définir à quelle catégorie appartient le composant et d'en faire une rapide comparaison avec les autres fabricants.

6.1.14.1 Courant moyen dans le sens direct : $I_{F(AV)}$.

Il s'agit ici du courant moyen (DC) admissible dans la diode en relation avec la puissance dissipée correspondante permettant de rester, sous certaines conditions, dans l'aire de sécurité.

6.1.14.2 Tenue en tension inverse : V_{RRM} .

Cette tension correspond à la limite de la tenue en tension d'une diode polarisée en inverse avant l'apparition du phénomène d'avalanche due à une ionisation par impact.

6.1.14.3 Temps de recouvrement t_{rr} .

La valeur donnée par le temps de recouvrement permet une rapide estimation du comportement de la diode face aux pertes de commutation.

6.1.14.4 Tension dans le sens direct : V_F .

La tension de passage dans le sens direct est donnée pour un courant correspondant au courant moyen $I_{F(AV)}$.

6.1.15 Limites maximales d'utilisation (Absolute maximum ratings).

Les fiches techniques (data sheets) des composants contiennent toujours une partie importante concernant la limite absolue d'utilisation donnée sous la rubrique **Absolute Maximum ratings**.

ABSOLUTE RATINGS (limiting values)

Symbol	Parameter		Value	Unit
V_{RRM}	Repetitive peak reverse voltage		600	V
V_{RSM}	Non repetitive peak reverse voltage		600	V
$I_{F(RMS)}$	RMS forward current	TO-220AC/ D2PAK	30	A
		TO-220AC ins.	20	A
I_{FRM}	Repetitive peak forward current	TO-220AC/D2PAK	160	A
		TO-220AC ins.		
I_{FSM}	Surge non repetitive forward current	tp=10 ms sinusoidal	110	A
T_j	Maximum operating junction temperature		150	°C
T_{stg}	Storage temperature range		-65 to 150	°C

TM : TURBOSWITCH is a trademark of STMicroelectronics

Figure 6-17 : Limites restrictives d'utilisation

6.1.15.1 Tenue en tension inverse : V_{RRM} et V_{RSM} .

Contrairement aux MOSFET et IGBT, les diodes de commutations ne sont en principe pas prévues pour tenir des énergies d'avalanches. Les valeurs de tenue en tension inverse sont donc des indications permettant, pour une application donnée, de connaître la limite absolue admissible pour le composant. On distingue deux valeurs :

- Tension inverse maximum impulsionnelle répétitif (RRM : Reverse – Repetitive – Maximum).
- Tension inverse maximum impulsionnelle non répétitif (RSM : Reverse – Single – Maximum).

6.1.15.2 Courant efficace permanent admissible $I_{F(RMS)}$.

Cette valeur est définie de manière à ne pas dépasser la température maximum de jonction T_{jMAX} lorsque la diode est le siège de pertes de conduction.

6.1.15.3 Courant maximum en régime répétitif impulsionnel I_{FRM} .

Cette valeur est également limitée par les pertes de conduction et de commutation. Dans le cas présent, il s'agit d'impulsions de 5us pour une fréquence de répétition de 200us, soit un rapport cyclique de 2.5%.

6.1.15.4 Courant maximum en régime non répétitif sinusoïdal I_{FSM} .

Cette valeur correspond à la surcharge non répétitive en courant lorsque la diode est soumise à un régime sinusoïdal (le temps de 10ms correspond à la moitié d'une alternance du réseau 50Hz. Cette valeur n'est pas significative pour une application liée à la commutation PWM.

6.1.15.5 Température maximale de jonction en fonctionnement T_{jmax} .

Correspond à la température maximale de jonction assurant un fonctionnement correct du composant.

6.1.15.6 Température maximale de stockage T_{stg} .

Température maximale de stockage (storage) du composant sans risque de stress mécanique et électrique.

6.1.16 Caractéristiques statiques.

Lorsque les valeurs sont fortement dépendantes du point de fonctionnement, le résultat est fourni sous la forme d'un diagramme.

STATIC ELECTRICAL CHARACTERISTICS

Symbol	Parameter	Test conditions	Min	Typ	Max	Unit
V_F^*	Forward voltage drop	$I_F = 12A$ $T_J = 25^\circ C$ $T_J = 125^\circ C$		1.25	1.75 1.5	V V
I_R^{**}	Reverse leakage current	$V_R = 0.8 \times V_{RRM}$ $T_J = 25^\circ C$ $T_J = 125^\circ C$		2	100 5	μA mA
V_{to}	Threshold voltage	$I_p < 3 \cdot I_{AV}$ $T_J = 125^\circ C$			1.15	V
r_d	Dynamic resistance				29	$m\Omega$

Test pulse : * $t_p = 380 \mu s$, δ cycle < 2%
** $t_p = 5 ms$, δ cycle < 2%

Figure 6-18 : Description générale de la diode

6.1.17 Caractéristiques dynamiques.

Les caractéristiques dynamiques permettent l'estimation des temps de commutation du MOSFET. Elles donnent également des indications essentielles pour le dimensionnement de la commande. Dans le but d'être le plus clair possible, une description de méthode de test est donnée pour les paramètres les plus importants.

TURN-ON SWITCHING

Symbol	Parameter	Test conditions	Min	Typ	Max	Unit
t_{fr}	Forward recovery time	$T_J = 25^\circ C$ $I_F = 12 A$, $dI_F/dt = 96 A/\mu s$ measured at, $1.1 \times V_{Fmax}$			500	ns
V_{Fp}	Peak forward voltage	$T_J = 25^\circ C$ $I_F = 12A$, $dI_F/dt = 96 A/\mu s$			10	V

Figure 6-19 : Caractéristiques de commutation à la fermeture

6.1.17.1 Temps d'établissement (ou de recouvrement) direct t_{fr} .

Le § 6.1.12.1 donne une explication de ce paramètre. La mesure de t_{fr} est définie entre le début de la conduction de la diode et le temps pour que la tension directe V_F soit à 10% au-dessus de sa valeur finale. Ce temps est fortement de la croissance du courant dans la diode.

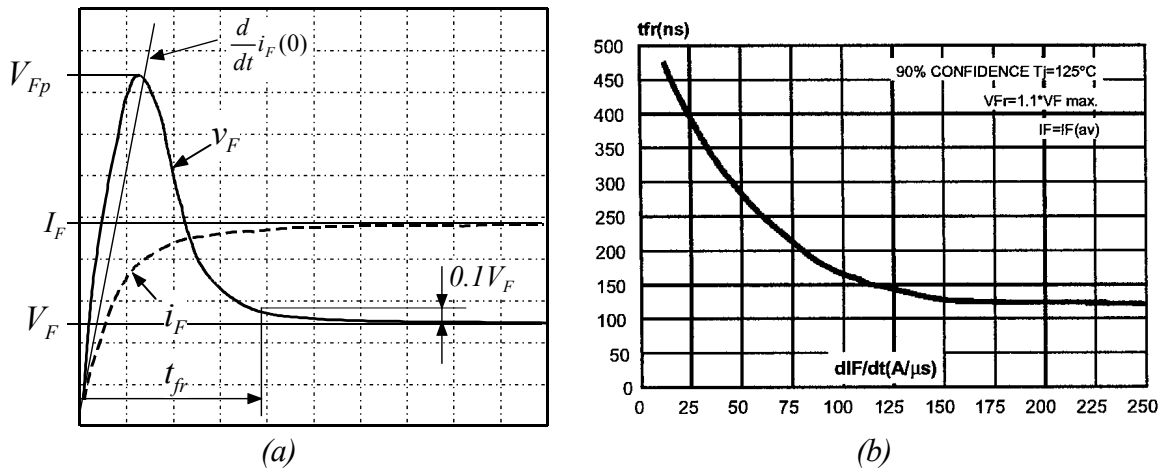


Figure 6-20 : Caractéristiques de commutation à la fermeture

6.1.17.2 Pointe de tension directe V_{FP} .

Correspond à la tension maximum apparaissant lors de la fermeture spontanée de la diode. Cette valeur maximum est fortement dépendant de la croissance du courant dans la diode lors de sa fermeture.

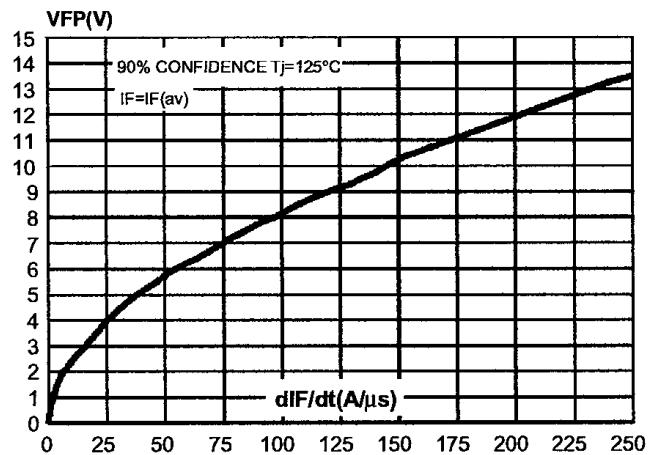


Figure 6-21 : Pointe de tension directe

Les pertes liées à la fermeture d'une diode de commutation sont négligeables en regard des pertes de commutation à l'ouverture.

La Figure 6-22 donne quelques informations utiles notamment pour l'estimation des pertes de commutation à l'ouverture.

TURN-OFF SWITCHING

Symbol	Parameter	Test conditions	Min	Typ	Max	Unit
t_{rr}	Reverse recovery time	$T_j = 25^\circ\text{C}$ $I_F = 0.5\text{ A}$ $I_R = 1\text{ A}$ $I_{rr} = 0.25\text{ A}$ $I_F = 1\text{ A}$ $di_F/dt = -50\text{ A}/\mu\text{s}$ $V_R = 30\text{ V}$		28	55	ns
I_{RM}	Maximum reverse recovery current	$T_j = 125^\circ\text{C}$ $V_R = 400\text{ V}$ $I_F = 12\text{ A}$ $di_F/dt = -96\text{ A}/\mu\text{s}$ $di_F/dt = -500\text{ A}/\mu\text{s}$		16	7.5	A
S factor	Softness factor	$T_j = 125^\circ\text{C}$ $V_R = 400\text{ V}$ $I_F = 12\text{ A}$ $di_F/dt = -500\text{ A}/\mu\text{s}$		0.45		-

Figure 6-22 : Caractéristiques de commutation à l'ouverture

6.1.17.3 Temps de recouvrement inverse t_{rr}

Le temps de recouvrement inverse t_{rr} , correspondant à l'élimination des porteurs minoritaires est fortement dépendant du courant I_F circulant dans la diode juste avant son ouverture ainsi qu'à la décroissance di_F/dt de ce dernier.

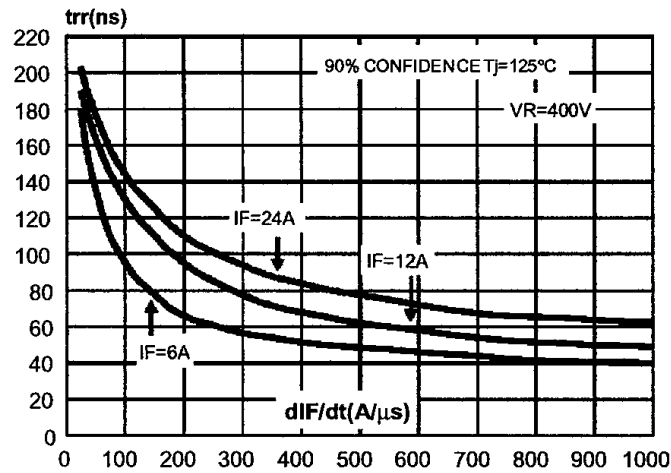


Figure 6-23 : Temps de recouvrement inverse

6.1.17.4 Courant maximum inverse de recouvrement I_{RM} .

Le courant inverse de recouvrement est également fortement dépendant du courant I_F circulant dans la diode juste avant son ouverture ainsi qu'à la décroissance di_F/dt de ce dernier. A l'aide des deux courbes (Figure 6-23, Figure 6-24) il est possible, en première approximation, de définir la charge de recouvrement Q_{rr} et par conséquent les pertes de commutation lors de l'ouverture spontanée de la diode.

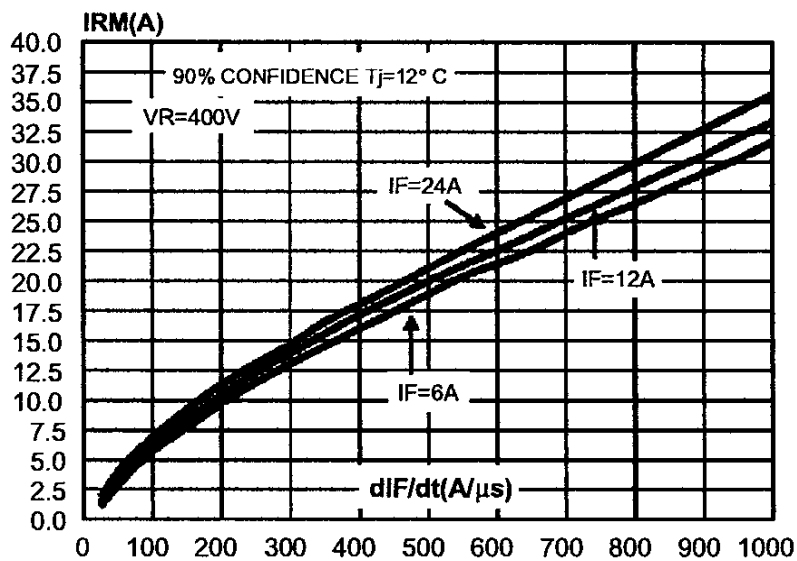


Figure 6-24 : Courant inverse de recouvrement maximum

6.1.17.5 Facteur de remontée relatif S .

Comme on l'a vu aux § 6.1.12.3 et 6.1.12.4, le temps t_a dépend directement de la décroissance du courant dans la diode, cette décroissance pouvant être contrôlée par le circuit extérieur. La Figure 6-25 illustre très bien ce comportement.

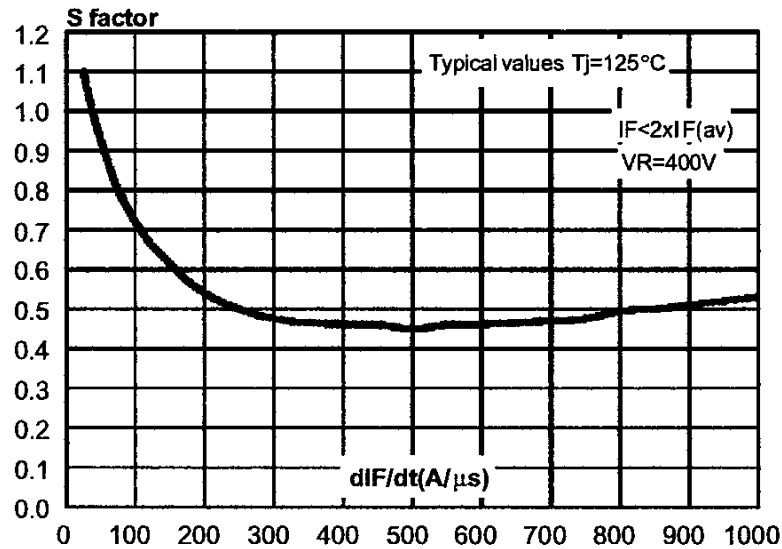


Figure 6-25 : Caractéristique $s=f(di_F/dt)$

6.1.17.6 Variation du comportement de la diode à l'ouverture en fonction de la température.

La température de jonction T_J a un effet important sur la densité des porteurs de même que sur la durée de vie avant recombinaison. La Figure 6-26 montre la sensibilité relative du facteur de douceur s et le courant inverse de recouvrement maximum I_{RM} à la température de jonction.

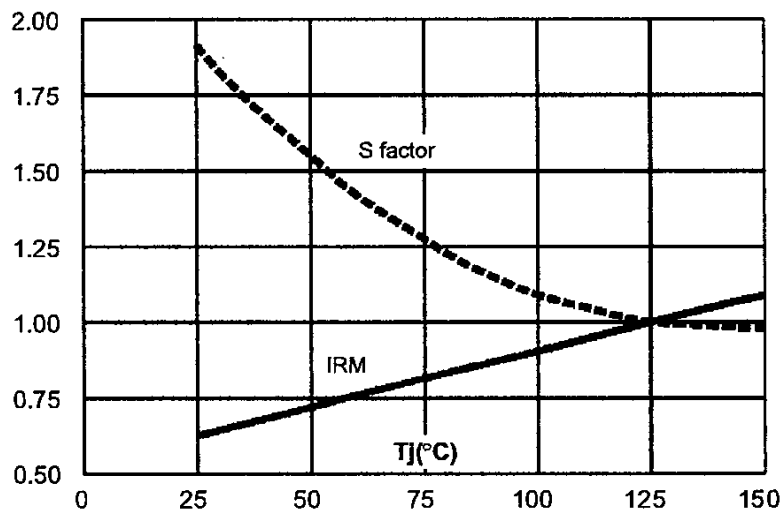


Figure 6-26 : Variations relatives de s et I_{RM} en fonction de la température

6.1.17.7 Conclusions.

En utilisant judicieusement les diverses caractéristiques données sous forme de courbes par le fabricant, il est possible, pour un point de fonctionnement donné, de déterminer les pertes de conduction et de commutation.

6.1.18 Notes sur les diodes spéciales.

Une diode est d'autant plus performante que la tension inverse qu'elle peut supporter à l'état bloqué est plus élevée, que sa chute de tension directe à l'état passant est plus faible et que ses temps de commutation sont plus brefs. Comme ces trois conditions ne peuvent être remplies simultanément, il faut choisir la diode en fonction de l'application à laquelle elle est destinée.

6.1.18.1 Diodes haute-tension.

Pour obtenir des diodes à tension de blocage élevée, il faut donner à la zone N^- faiblement dopée une épaisseur importante (environ $100\mu\text{m}$ par centaines de volts). Cela entraîne une augmentation de la chute de tension directe et de la charge stockée.

6.1.18.2 Diodes à avalanche contrôlée.

Certaines diodes sont conçues pour pouvoir supporter sans dommage le phénomène d'avalanche pendant des intervalles brefs mais de façon répétitive. Pour les caractériser on indique, outre la tension inverse de claquage, le courant inverse correspondant à la puissance maximum dissipable.

6.1.18.3 Diodes rapides.

Les diodes destinées à fonctionner à fréquence élevée doivent avoir une charge stockée résiduelle Q_R faible, car les pertes de commutation sont proportionnelles à celles-ci. Pour diminuer Q_R , il faut réduire la durée de vie des porteurs minoritaires de la zone N^- afin d'accroître le nombre de recombinaisons pendant la décroissance du courant direct. Pour augmenter le nombre de ces centres, on peut utiliser le bombardement ionique ou le dopage à l'or. Mais cela augmente la résistivité et par-là, la chute de tension directe à l'état passant. On peut aussi réduire Q_R en réduisant l'épaisseur de la zone N^- que les charges stockées évacueront plus rapidement. Mais cela réduit aussi la tenue en tension inverse de la diode. Il faut noter que la diminution d'épaisseur de la zone N^- diminue la surtension à la mise en conduction.

6.1.18.4 Diodes à faible chute de tension directe : diodes Schottky.

Pour les diodes à jonction PN , la chute de tension directe est liée à la résistivité de la zone N^- , qui diminue avec le dopage. On peut réduire cette chute de tension en réalisant la jonction par épitaxie avec un contrôle précis du dopage à l'intérieur de chaque couche. On arrive ainsi à réduire la chute de tension directe pour le courant nominal à moins de 1 volt. Mais l'épitaxie ne se prête pas à la réalisation des zones épaisses nécessaires pour tenir des tensions inverses élevées.

Les diodes Schottky utilisent l'effet redresseur obtenu dans certaines conditions au contact métal-silicium. La Figure 6-27 schématise leur structure de base et indique leur symbole représentatif

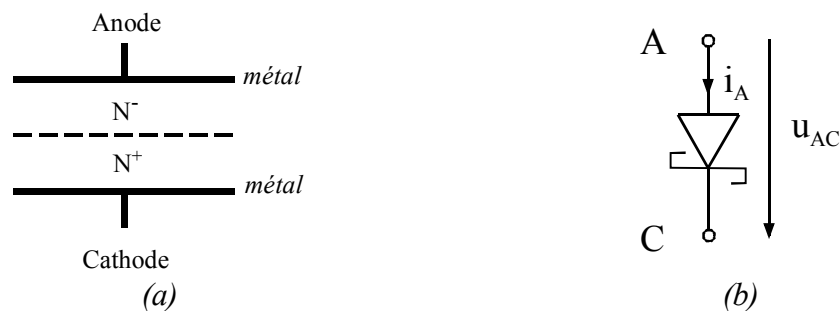


Figure 6-27 : Diode Schottky

Quand on met un semiconducteur, de préférence de type N à cause de la plus grande mobilité des électrons, en contact avec un métal approprié, il y a émission thermoionique d'électrons à la fois du métal vers le semiconducteur et de celui-ci vers le métal. Les électrons du métal sont plus nombreux mais ceux du semiconducteur possèdent plus d'énergie et passent dans le métal en laissant derrière eux une zone de charge d'espace positive et en faisant apparaître une charge négative équivalente à la surface du métal. A l'équilibre, le flux d'électrons venant du métal et celui venant du semiconducteur s'équilibrent: le courant qui traverse la jonction est nul.

La polarisation positive du métal par rapport au semiconducteur favorise l'émission d'électrons du semiconducteur vers le métal et un courant direct peut circuler. Ce courant est lié à la tension v_{AC} par la même relation que pour une diode PN, mais avec un courant de saturation environ 5 fois plus élevé. La même tension v_{AC} fait donc circuler dans une diode Schottky un courant direct plus important que dans une jonction PN de même section.

Le choix du métal dépend de l'application envisagée. Plus le courant de saturation est élevé et plus, à courant donné, la chute de tension directe est faible.

En polarisation inverse, la jonction étant fortement dissymétrique, pratiquement toute la tension se retrouve aux bornes de la zone de déplétion de la couche N^- . Un courant inverse, dû à l'émission d'électrons du métal vers le semiconducteur, circule. Ce courant de majoritaires est plus important que dans une diode à jonction PN ; les pertes associées limitent la tenue en tension inverse des diodes Schottky à une centaine de volts.

Les commutations sont très rapides, puisque l'influence des minoritaires est négligeable et qu'il n'y a pratiquement pas de charge stockée. A chaque commutation, il faut quand même injecter ou extraire les charges nécessaires à la variation de largeur de la zone de déplétion.

Remarque. Le contact de cathode est également un contact métal-semiconducteur. Mais au fort dopage de la zone N^+ correspond un courant inverse très important qui fait disparaître tout effet de redressement.

6.1.18.5 Diodes au carbure de silicium.

Plusieurs fabricants proposent des diodes aux carbures de silicium. Cette technologie est très récente dans le domaine de l'électronique de puissance. On donnera ici les avantages indéniables de ce type de diodes.

- Très faible résistance différentielle.

- Tension directe comparable aux diodes Schottky.
- Pas d'influence de la température sur les caractéristiques de commutation.
- Pas de surtension lors de la fermeture.
- Pas de charge de recouvrement.
- Résistance thermique 3 à 5 fois plus faible que pour une diode silicium ultrafast.

Bibliographie

- [1] **LES CONVERTISSEURS DE L'ÉLECTRONIQUE DE PUISSANCE**
VOLUME 3 : LA CONVERSION CONTINUE – CONTINUE (2^{ème} édition)
Auteurs : Robert Bausière, Francis Labrique, Guy Segquier
Chapitre 5
ISBN : 2-7430-0139-9

- [2] **POWER ELECTRONICS**
CONVERTERS, APPLICATIONS AND DESIGN
Auteurs : Ned Mohan, Tore M. Undeland, William P. Robbins
ISBN : 0-471-50537-4

- [3] **FUNDAMENTALS of POWER ELECTRONICS**
Auteur : Robert W.Erickson
ISBN : 0-412-08541-0