

1.1 Introduction

L'étude des plus petits constituants de la matière et les particules subatomiques invisibles, représente un sujet actuel de la physique expérimentale. Les mesures dans ce domaine peuvent aider à comprendre les différentes et essentielles propriétés de ces particules comme le reste de la masse, la charge, les spins et leurs interactions.

Pour pénétrer dans les niveaux profonds de la matière on utilise des accélérateurs de particules à haute énergie, comme le (L H C) Large Hadron Collider au CERN, qui peut mettre en collision deux faisceaux de proton de 7 TeV chacun [1, 7, 8].

Les mesures demandent des détecteurs très sophistiqués pour réagir avec les particules. Dans le passé, ces détecteurs sont fabriqués à base de matériaux solides qui ne fonctionnent qu'aux basses températures, ce qui nécessite des systèmes de refroidissement compliqués et coûteux. Actuellement, les recherches sont dirigées vers le développement des détecteurs à base de semi-conducteurs pour leur grande précision de mesure et leur simplicité de fabrication.

1.2 Détecteurs de particules à semi-conducteurs

1.2.1 Introduction

Les détecteurs de radiation à base de semi-conducteurs ont une bonne résolution énergétique par rapport à plusieurs détecteurs. Les porteurs de charge qui portent l'information élémentaire sont les paires électron - trou créées tout au long du trajet de la particule incidente. Parmi les avantages des détecteurs à semiconducteurs il y a leur petite taille, leur vitesse élevée, et leur épaisseur qui peut être changée pour répondre à plusieurs nécessités expérimentales.

Les matériaux semiconducteurs utilisés doivent avoir des mobilités d'électrons et de trous relativement élevées pour assurer une collection rapide de charge. Les matériaux les plus étudiés et les plus utilisés dans les détecteurs sont le silicium (Si) et l'arséniure de gallium (GaAs).

1.2.2 Théorie des détecteurs semi-conducteurs

Les solides cristallins étant constitués d'une quantité considérable d'atomes ou de molécules, les électrons plutôt que d'occuper des niveaux d'énergie distincts se retrouvent dans des bandes d'énergie. Les niveaux d'énergie occupés par les électrons de valence donnent naissance à la bande de valence. Entre cette bande et la bande de conduction, qui correspond aux niveaux d'énergie occupés par les électrons du cristal qui sont excités et participent donc à la conduction électrique, se trouve une bande interdite d'énergie (le gap). La caractéristique des semi-conducteurs est que ce gap est suffisamment petit (environ 0.7 eV pour le germanium et 1.12 eV pour le silicium) pour que, à température ambiante, la bande de conduction soit partiellement occupée.

A température non nulle, l'énergie thermique est partagée sur les électrons du cristal. Il est donc possible pour un électron de valence d'acquérir assez d'énergie thermique pour sauter le gap et se retrouver dans la bande de conduction. Cette excitation, en plus de créer un électron dans la bande de conduction qui normalement serait vide, laisse une lacune (appelée un trou) dans la bande de valence normalement pleine. On appelle ce processus, qui nécessite environ 3.6 eV dans le silicium, une création de paire électron- trou.

En présence d'un champ électrique E , ces porteurs de charge (l'électron et le trou) se déplacent à la vitesse $v = E\mu$ où le facteur de proportionnalité est appelé la mobilité et vaut respectivement environ 480 cm²/Vs et 1350 cm²/Vs pour les trous et les électrons dans le silicium [1].

1.2.3 Principe de fonctionnement des détecteurs semi-conducteurs

Quand une particule incidente avec une énergie cinétique considérable, passe par un détecteur, son énergie est dissipée tout au long de son trajet en créant des paires électron - trou (fig.1.1). Le long de ce trajet, plusieurs paires électron- trou sont générées par interaction coulombienne soit directement ou indirectement [9]. Le nombre de paires électron - trou généré est proportionnel à la perte d'énergie, donc la détection de la quantité de charge donne une estimation de la perte d'énergie. En particulier, lorsqu'une particule traverse le silicium, elle crée environ 80 paires électron - trou par micron. En général, des substrats de silicium de 300 microns d'épaisseur sont utilisés car cette taille correspond au standard de l'industrie. Une particule au minimum d'ionisation génère alors environ 24000 paires électron - trou ce

qui est aisément détectable avec l'électronique de lecture actuelle dont le bruit reste inférieur à 1000 équivalent électron [7].

La structure simple qui constitue la jonction p-n (voir .sec.1.4) pourrait être utilisée pour détecter des particules mais ses performances seraient médiocres. Les paires électrons - trous créées dans l'épaisseur de la zone désertée, soumises à un champ faible, subiraient des phénomènes de recombinaison entre elles et avec les impuretés du réseau. D'autre part, l'épaisseur désertée étant faible, seule une fraction de l'énergie déposée par la particule pourrait être détectée.

Dans le cas où une polarisation inverse est appliquée (potentiel positif à la partie dopée n et négatif à la partie dopée p), les électrons (trous) libres sont attirés vers la partie extérieure du cristal polarisée positivement (négativement). Si la tension appliquée est suffisante, nous pouvons ainsi dépeupler, de toute charge libre, l'épaisseur entière de la jonction p-n, voir figure (1.5).

Il devient donc possible de détecter le passage d'une particule dans une telle structure. Le théorème de Ramo [10] dit que la quantité de charge mesurée est déterminée par la distance dont les électrons et les trous traversent dans le champ électrique à travers le dispositif avant d'être piégés ou collectés. Cependant, l'efficacité de collection de la charge d'espace (cce) dépend du libre parcours moyen des porteurs de charge [11]. D'après la relation donnant le libre parcours moyen $\lambda = v \cdot \tau$ où $v (= \mu \cdot E)$ est la vitesse de déplacement, et τ est le temps de vie des porteurs de charge, les basses valeurs de cce sont le résultat des faibles vitesses des porteurs de charge ou de leur faible temps de vie. Dans ce sens, le cce est régi par la sensibilité du détecteur à toute la charge déposée dans son volume.

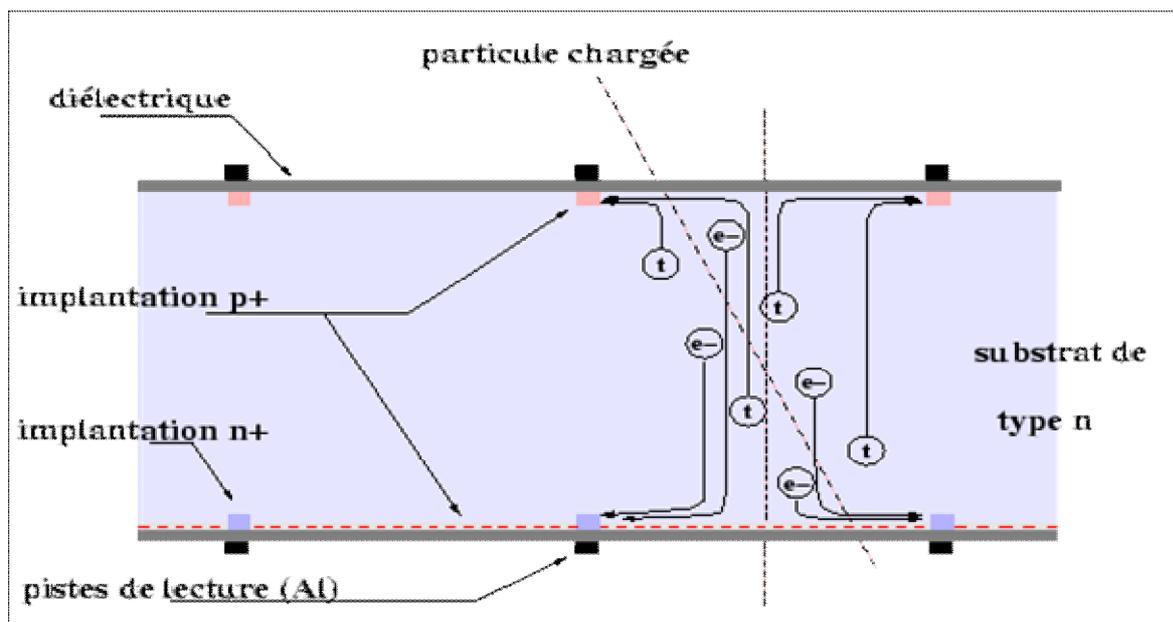


Fig. 1.1: Principe de la détection dans un détecteur à micropiste double-face polarisé (vue en coupe perpendiculairement aux pistes).

1.2.4 Efficacité de collection de charge

L'efficacité de collection de charge est définie comme étant le rapport entre la charge produite dans le détecteur par une particule et la charge effectivement collectée par l'électronique.

L'efficacité sera donc déterminée par la mobilité des porteurs de charge et la fenêtre temporelle de l'électronique.

Or, les défauts induits dans le cristal induisent des états d'énergie intermédiaire dont un des effets est de capturer les porteurs de charges générés dans un état métastable. Ainsi, les charges créées par une particule au sein du détecteur peuvent être capturées et réémises peu après mais trop tard pour l'électronique.

Le signal obtenu par un détecteur est proportionnel à la charge collectée. Si, pour une pulsation, le temps est suffisant pour que toutes les charges atteignent leurs électrodes convenables, ou pour qu'elles soient piégées pendant le déplacement, la charge nette totale obtenue est donnée par l'expression suivante [12] :

$$Q_{\max} = A_n \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{(L-x) \cdot L}{\mu_n \cdot \tau_n \cdot V}\right) \right] + A_p \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{x \cdot L}{\mu_p \cdot \tau_p \cdot V}\right) \right] \quad (1.1)$$

Où x est le point où la charge est injectée, μ_n et μ_p sont respectivement les mobilités des électrons et des trous, τ_n et τ_p sont respectivement les temps de vie des électrons et des trous, L est la longueur du détecteur.

A_n et A_p sont donnés par les relations suivantes :

$$\text{Pour les électrons} \quad A_n = Q_0 \cdot \frac{\mu_n \cdot \tau_n \cdot V}{L^2} \quad (1.2)$$

$$\text{Pour les trous} \quad A_p = Q_0 \cdot \frac{\mu_p \cdot \tau_p \cdot V}{L^2} \quad (1.3)$$

L'efficacité de collection de la charge est donc calculée de la relation suivante :

$$cce = \frac{Q_{\max}}{Q_0} \quad (1.4)$$

Où Q_0 est la charge totale générée par un bombardement dans un détecteur. La charge Q_0 créée dans un détecteur est une mesure indirecte de l'énergie déposée par un rayonnement, quelle que soit sa nature. Cette propriété permet de construire des dispositifs ayant une résolution bien définie à condition que la collection effective des porteurs de charge générés par l'ionisation dans le semi-conducteur soit assurée. Alors que le problème crucial qu'on peut affronter est l'optimisation de l'extraction de la charge dans le volume du détecteur. Ce problème ne se pose pas dans les semi-conducteurs à temps de vie, mais il devient très compliqué dans les semi-conducteurs de relaxation [13].

1.3 Le silicium comme un détecteur de particules

1.3.1 Propriétés de Silicium

Le silicium est un matériau du groupe IV, avec sa structure diamant et un gap indirect de l'ordre de 1.12 eV, il possède une énergie moyenne pour la création de paires (électron - trou) de 3.63 eV. Dans un cristal de silicium à 310[°] K, nous avons les caractéristiques suivantes:

$$N_{at} = 1.5 \cdot 10^{22} \text{ atomes } \cdot \text{cm}^{-3} \text{ et } n_i = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}.$$

Où n_i est la densité de porteurs libres pour un semiconducteur intrinsèque.

La durée de vie des porteurs minoritaires dans le silicium est longue (≈ 10 ns). Ce paramètre est important car il détermine les caractéristiques de commutation dans les semi-conducteurs [8, 14, 19].

Le silicium est un semi-conducteur à temps de vie conventionnel (sec.1.6.1). Lorsque, il est soumis à des radiations fortes ou dopé par des métaux lourds (or, platine) son comportement devient semblable à celui du GaAs [15] qui est un semi-conducteur de relaxation de nature (sec. 1.6.1).

1.3.2 Fabrication des détecteurs de particules à base de Silicium

Les détecteurs de particules à silicium sont en général des jonctions **p-n** ou **p-i-n**, qui sont des dispositifs largement étudiés et leur comportement électrique est très clair.

En général, la jonction **p-n** est fabriquée par la technique épitaxiale [7]. Pour construire un détecteur, une couche de l'ordre de 1 micron d'épaisseur, fortement dopée **p+** respectivement **n+** est implantée sur un substrat de 300 microns, dopé **n** respectivement **p**. Une tension de polarisation est appliquée pour désertir l'ensemble des 300 microns du substrat. La différence de concentration en porteurs entre les deux types de silicium permet de maintenir l'équilibre de la jonction.

La charge déposée par le passage d'une particule peut être mesurée en connectant les côtés **p** ou (et) **n** à un amplificateur qui produira un signal mesurable. Cependant, il existe un courant de fuite entre les côtés **p** et **n** qui introduit du bruit dans l'amplificateur. Afin de découpler ce courant et d'isoler la source de tension de polarisation de l'électronique de

lecture, le signal est généralement lu par couplage capacitif. Le principe de ce couplage est représenté sur la figure (1.2). Une couche de quelques microns d'épaisseur de dioxyde de silicium est déposée à la surface du substrat de silicium. Elle est elle-même recouverte par une couche d'aluminium. La capacité entre l'aluminium et l'implantation p^+ (ou n^+) est importante.

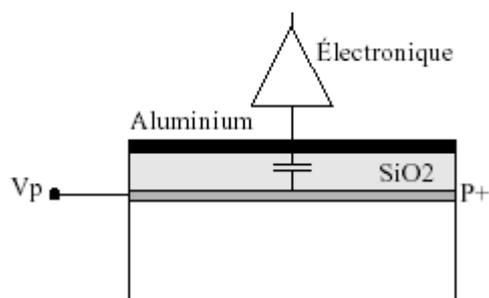


Fig.1.2. Couplage capacitif entre silicium p^+ et Aluminium.

Le fonctionnement d'un volume entièrement déplété se fonde sur sa capacité de rassembler la charge produite par ionisation. Quand une particule ionisée traverse le détecteur, des paires (e^-t^+) sont créées au long du chemin de la voie de la particule. Elles sont séparées, avant qu'elles puissent recombiner, par le champ électrique dans le volume épuisé et la dérive vers l'anode (électrons) ou la cathode (trous) (voir Fig.1.3).

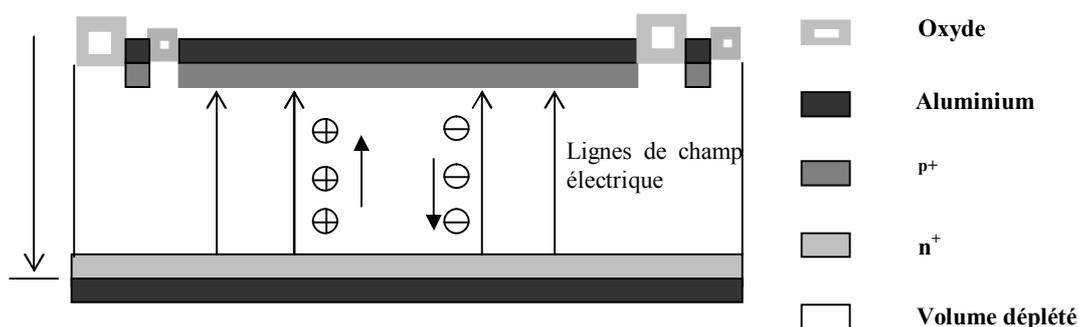


Fig.1. 3 : Génération des porteurs dans la majeure partie du détecteur.

Le mouvement de la charge produite induit un signal sur les électrodes du détecteur selon le théorème de Ramo [10] :

$$\Delta Q = Q \frac{\Delta x}{w} \quad (1.5)$$

w : l'épaisseur de détecteur

Q : la charge produite.

Le courant induit par un porteur de charge est donné :

$$I = q \frac{v_{dr,n,p}}{w} \quad , \quad v_{dr,n,p} = \mu_{n,p}(E(x)) \times E(x) \quad (1.6)$$

Avec, $v_{dr,n,p}$ est la vitesse de dérive des électrons, trous.

La mobilité $\mu_{n,p}$ dépend de la valeur du champ qu'elle-même dépend de la profondeur ' x ' du détecteur.

1.4 La jonction PN

1.4.1 Introduction

Le dopage non uniforme d'un semi-conducteur, qui met en présence une région de type **n** et une région de type **p**, donne naissance à une jonction **pn**. Dans la présente section, on étudie, qualitativement, les phénomènes qui ont pour siège la jonction **pn**. On donne également la relation qui lie le courant et la tension dans une telle jonction.

1.4.2 Description

Soit le semi-conducteur à dopage non uniforme de la figure (1.4) qui présente une région **p** à nombre volumique d'atomes accepteurs constant suivie immédiatement d'une région **n** à nombre volumique de donneurs constant également. La surface de transition entre les deux régions est appelée jonction **pn** abrupte. Du fait de la continuité du réseau cristallin, les gaz de trous de la région **p** et d'électrons de la région **n** ont tendance à uniformiser leur concentration dans tout le volume. Cependant, la diffusion des trous vers la région **n** et des électrons libres vers la région **p** provoque un déséquilibre électrique si bien que, dans la zone proche de la jonction, la neutralité électrique n'est plus satisfaite. On trouve, dans la région **p**, des atomes accepteurs et des électrons, soit une charge locale négative, et dans la région **n**, des atomes donneurs et des trous, soit une charge locale positive. Il s'est donc créé un dipôle aux abords de la jonction et, conjointement, un champ électrique. Une fois l'équilibre atteint, ce champ électrique est tel qu'il s'oppose à tout déplacement global de charges libres.

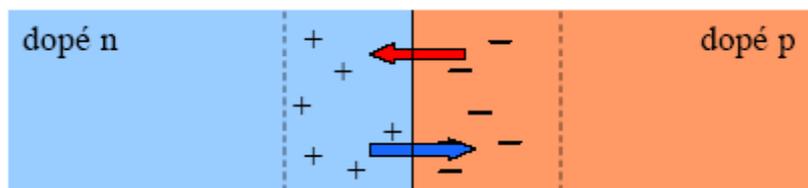


Fig. 1.4 : La jonction pn

La région dans laquelle la neutralité n'est pas satisfaite est appelée zone de déplétion ou zone de charge d'espace alors que les autres régions sont dites régions neutres.

Généralement, la concentration des charges mobiles dans la zone de charge spatiale est négligeable vis-à-vis du nombre volumique des charges fixes. On idéalise cet état de fait et l'on admet qu'il n'y a pas de charges mobiles dans la zone de déplétion.

1.4.3 Propriétés

Il existe, entre la région **p** et la région **n**, une barrière de potentiel énergétique pour les charges mobiles que l'on appelle tension de diffusion. L'existence de cette barrière se traduit par une différence de potentiel électrique liée au champ électrique (fig 1.5).

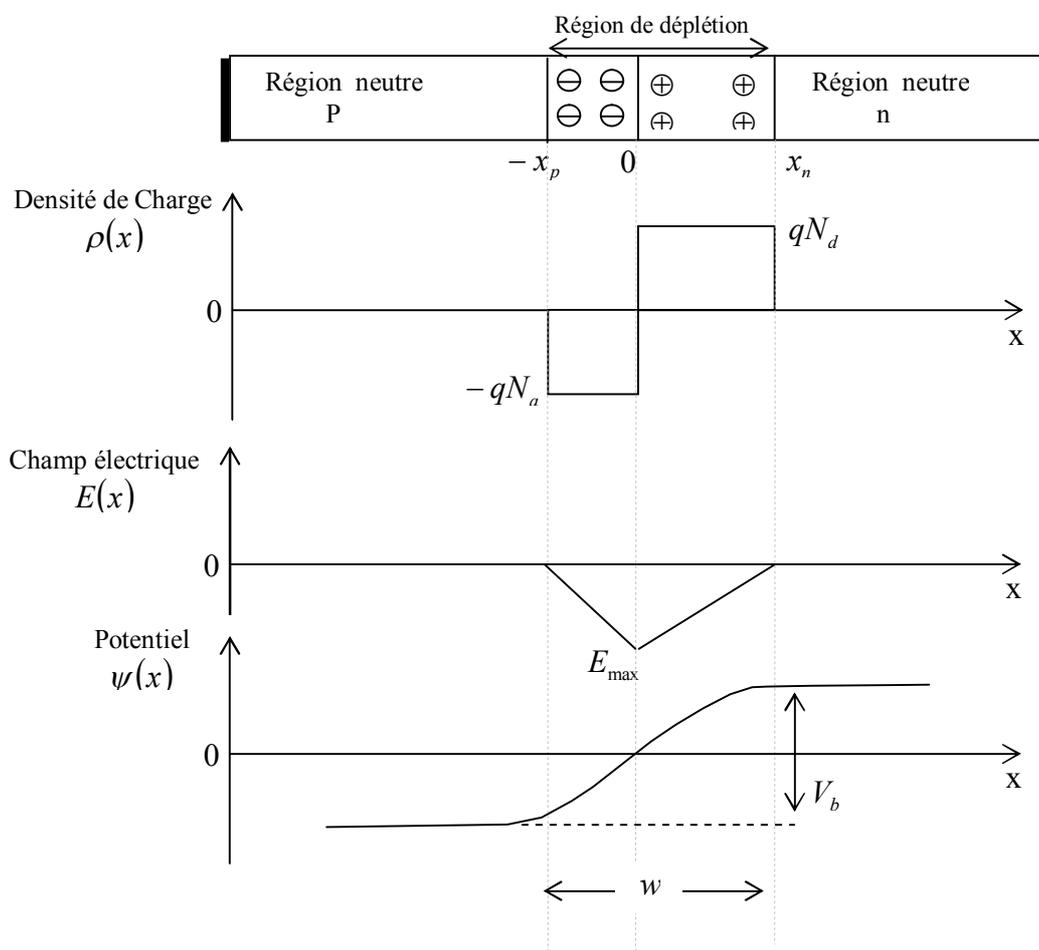


Fig. 1.5 : Propriétés de la jonction p-n

a) La barrière de potentiel V_b

La barrière de potentiel V_b est donnée par la relation :

$$V_b = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2} \quad (1.7)$$

N_d : L'excédent de donneurs dans la région n

N_a : L'excédent d'accepteurs dans la région p

$k = 1.381 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$: constante de Boltzmann, T : La température en K

Pour les dopages utilisée en pratique la valeur de V_b est de l'ordre de 0.7 volt à 300 K pour le silicium.

b) Le champ et le potentiel électrique

Le champ et le potentiel électrique peuvent être calculés par la résolution de l'équation de Poisson donnée par la relation :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon} \tag{1.8}$$

$\epsilon = 1.045 \text{ pF/cm}$ est la permittivité du Silicium.

$\rho(x)$: La densité de charge.

En utilisant les conditions aux limites le champ E et le potentiel ψ de la zone de charge d'espace sont respectivement :

$$E(x) = -\frac{d\psi}{dx} = \begin{cases} E_n(x) = \frac{qN_d}{\epsilon}(x - x_n) & \text{pour } 0 \leq x \leq x_n & (1.10.a) \\ E_p(x) = -\frac{qN_a}{\epsilon}(x + x_p) & \text{pour } -x_p \leq x \leq 0 & (1.10.b) \end{cases}$$

$$\psi(x) = \begin{cases} \psi_n(x) = \psi_n - \frac{qN_d}{2\epsilon}(x - x_n)^2 & \text{Pour } 0 \leq x \leq x_n & (1.9.a) \\ \psi_p(x) = \psi_p + \frac{qNa}{2\epsilon}(x + x_p)^2 & \text{Pour } -x_p \leq x \leq 0 & (1.9.b) \end{cases}$$

x_n : limite de la zone de charge d'espace de la région n

x_p : limite de la zone de charge d'espace de la région p

c) L'épaisseur de la zone de déplétion

L'épaisseur w totale de la zone de déplétion peut être obtenues en imposant la continuité du potentiel en $x = 0$ ($\psi_n(0) = \psi_p(0)$) on trouve :

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_b}{q} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \right)} \quad (1.11)$$

d) Tension de désertion totale

Si on applique une tension inverse $V_0 > 0$ du côté p de la jonction, la zone de désertion prend de l'extension, sa nouvelle longueur X est donnée par la relation :

$$X = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \right) (V_b + V_0)} \quad (1.12)$$

Les détecteurs utilisés sont de type **n** et forme une jonction **p⁺n** (soit $N_d < N_a$)

En utilisant l'équation de neutralité $N_a x_p = N_d x_n$ on trouve :

$$X \approx x_n \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \frac{1}{N_d} (V_0 + V_b)} \quad (1.13)$$

La tension nécessaire pour dépeupler totalement le détecteur (appelée Tension de désertion totale

(V_d) correspond à $X = W$) s'écrit :

$$V_d = \frac{W^2 q N_d}{2\varepsilon} - V_b \quad (1.14)$$

W est l'épaisseur total du détecteur

e) Concentration effective et résistivité

Pour utiliser les différentes équations aussi bien pour un détecteur de type **n** que **p**, on utilise une concentration effective définie par :

$$N_{eff} = N_a - N_d \quad (1.15)$$

Où les concentrations de dopant utilisées sont celles du volume du détecteur. On obtient donc :

$$X \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \frac{1}{|N_{eff}|} (V_0 + V_b)} \quad (1.16)$$

Et

$$V_d = \frac{W^2 q |N_{eff}|}{2\varepsilon} - V_b \quad (1.17)$$

Généralement, lorsqu'on parle des caractéristiques d'un détecteur non irradié on se réfère à sa résistivité ρ_0 donnée par la relation :

$$\rho_0 = \frac{1}{\mu q |N_{eff}|} \quad (1.18)$$

1.4.4 Caractéristiques électriques de la jonction

a) Courant de conduction et de diffusion

Le courant dans un semiconducteur résulte du déplacement des porteurs de charges, électrons et trous, sous l'action d'une force. L'origine de la force peut être un champ électrique ou un gradient de concentration. Dans le premier cas, le courant est dit de conduction, dans le second cas, il est dit de diffusion. Les densités des courant total résultants des électrons et des trous s'écrivent :

Pour les électrons

$$j_n = e\mu_n nE + eD_n n \frac{dn}{dx} \quad (1.19.a)$$

Pour les trous

$$j_p = e\mu_p pE - eD_p p \frac{dp}{dx} \quad (1.19.b)$$

e est la charge d'électron, μ_n et μ_p la mobilité des électrons et des trous respectivement. D_n et D_p les constantes de diffusion des électrons et des trous .

La densité total du courant est :

$$j = j_n + j_p \quad (1.20)$$

b) Courant de génération - recombinaison

Dans une jonction **pn**, Le courant de génération – recombinaison représente la source importante du courant de fuite dans la zone déserte. Ce courant est attribué aux centres de génération – recombinaison qui se trouvent dans la bande interdite.

En polarisation directe le processus qui domine le courant g-r dans la zone de déplétion est le processus de capture. Ce courant est dit de recombinaison j_{rec} dont l'expression est donnée par [Sze, 1969] :

$$j_{rec} = \sigma v_{th} N_T \cdot (en_i W) \cdot \exp\left(\frac{eV}{2KT}\right) \quad (1.21)$$

σ est la section efficace de capture , v_{th} la vitesse thermique des porteurs de charges, N_T la densité des pièges et W c'est la largeur de la zone de déplétion .

c) Caractéristiques réelles du courant dans la jonction pn

Dans une situation idéale, ou le courant g-r est négligeable, le courant est donné par la relation de Schokly suivante :

$$j = j_s \left[\exp\left(\frac{eV}{KT}\right) - 1 \right] \quad (1.22)$$

T est la température absolu, K est la constante de Boltzmann, j_s est le courant de saturation défini par la relation :

$$j_s = \frac{eD_p}{L_p} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + \frac{eD_n}{L_n} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \quad (1.23)$$

L_n et L_p sont les longueurs de diffusion des électrons et des trous respectivement. D_p est relié avec L_p par la relation $L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}$ pour les trous est $L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n}$ pour les électrons. τ_n et τ_p sont la durée de vie des porteurs minoritaires.

L'équation (1.22) décrit le courant d'une diode idéale (pas de centres g-r).

Pour une diode réelle où les centres g-r sont présents, l'équation (1.22) devient :

$$j = j_s \left[\exp\left(\frac{eV}{\eta KT} - 1\right) \right] \quad (1.24)$$

η est le facteur idéal de la structure, il varie suivant la nature du courant et l'ordre de la tension appliquée. La valeur de η varie entre ≈ 1 quand le courant de diffusion domine, et ≈ 2 quand le courant de recombinaison domine.

d) Courant en mode direct

Quand on applique une tension positive V_F sur la partie **p** de la jonction **p-n**, un large courant est observé pour des valeurs faibles de la tension. On dit que la structure est polarisée en direct. S'il n'y a pas de centres g-r, la densité du courant est définie par les relations (1.22) et (1.23). Le courant total j_{FB} est la somme des deux courants de diffusion et de recombinaison données par les relations (1.21) et (1.22) respectivement.

$$j_{FB} = \frac{eD_p}{L_p} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} \cdot \exp\left(\frac{eV}{KT}\right) + \sigma v_{th} N_T \cdot (en_i W) \cdot \exp\left(\frac{eV}{2KT}\right) \quad (1.25)$$

e) Effet de la résistance série

Quand la valeur de la tension directe devient grande ($V_F \gg KT/e$), le courant est limité par un effet qui correspond à une résistance série R_s et devient plus linéaire que exponentiel. Cette résistance est due au contact et les zones non désertées de la diode. À cet effet, la valeur de la tension appliquée V devient $V - I R_s$ est l'équation du courant s'écrit finalement :

$$j = j_s \left[\exp\left(\frac{e(V - R_s I)}{\eta KT} - 1\right) \right] \quad (1.26)$$

La figure (1.6) montre les caractéristiques idéales et réelles du courant d'une diode.

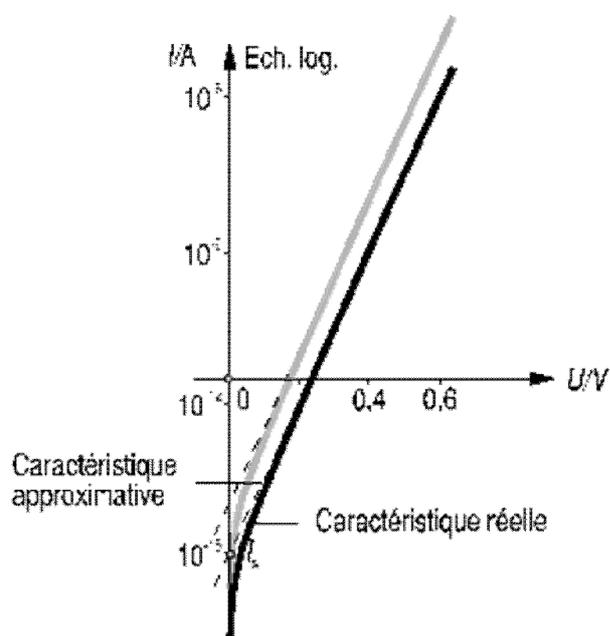


Fig. 1. 6: caractéristique courant - tension de la jonction pn.

1.5 Performance des détecteurs silicium dans un milieu radiatif

1.5.1 Endommagement par radiation

Certaines des caractéristiques des détecteurs à silicium étudiées ci-dessus sont susceptibles de varier dans un environnement radiatif.

Nous commencerons par introduire les mécanismes responsables des dégâts, puis nous discuterons de l'évolution de certains des paramètres des détecteurs.

1.5.2 Processus causant les dommages

Les dommages causés dans le substrat de silicium, que ce soit par des particules lourdes (neutrons, protons, pions...) ou légères (mais ayant une grande énergie) sont dus aux collisions directes de ces dernières avec les atomes de Si.

L'atome de silicium concerné est déplacé de sa position initiale dans le réseau. Avec le site laissé vacant, il forme une "paire de Frenkel" fig. (1.7).

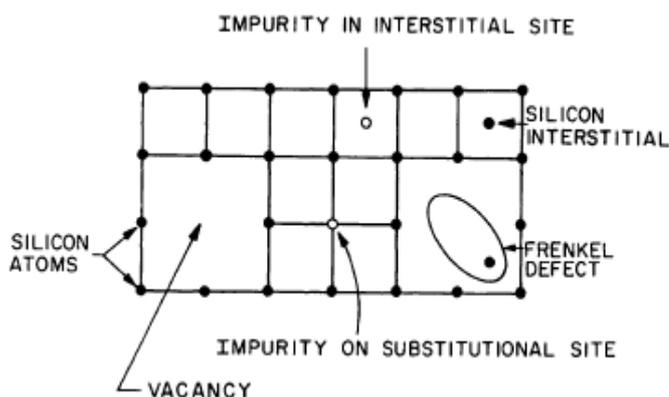


Fig. 1.7 : Paire de Frenkel et défauts cristallins en général [16].

Quand l'énergie de la particule incidente est suffisante, l'atome de silicium initialement éjecté peut créer d'autres défauts lors de son recul. Ainsi, une énergie de recul supérieure à 2keV pourrait engendrer une agglomération de défauts ("cluster"). La particule initiale peut elle-même encore interagir si elle est suffisamment énergétique.

Les sites vides (vacances) et les atomes libérés (atomes interstitiels) peuvent diffuser au sein du cristal et ne peuvent donc être considérés comme étant des défauts stables. Ces défauts ont deux possibilités: soit se combiner entre eux pour reconstituer le cristal, soit se combiner avec un autre type de défaut (par exemple un atome du dopant) pour former alors un défaut plus stable [2, 16, 17].

1.5.3 Classification des défauts

La classification des défauts n'est pas bien définie car les relations entre les concentrations de ces derniers et les caractéristiques macroscopiques du senseur ne sont pas encore bien connues.

Une étude approfondie nécessite d'une part une bonne connaissance de la cinétique des différents types de défauts (pour étudier l'évolution temporelle) et d'autre part les valeurs précises des concentrations absolues, sections efficaces de capture d'électrons ou trous (par exemple pour calculer le courant de fuite).

On peut classifier les défauts dans un semi-conducteur par rapport à leur position dans le gap comme :

a) Des centres de génération - recombinaison (g-r)

Ces défauts se situent près du milieu du gap. Ils peuvent augmenter considérablement le taux de recombinaison des porteurs libres puisque à cette position les taux de piégeage des électrons et des trous sont comparables. Si un électron est capturé par un centre g-r il y a une grande probabilité de capturer un trou (recombinaison) que de réémettre cet électron [18]. Fig. (1.8).

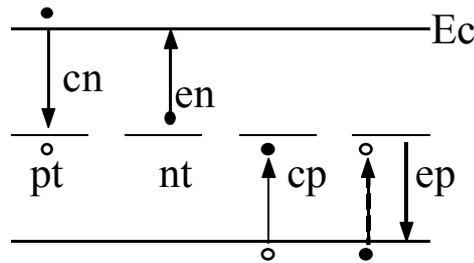


Fig.1.8 : Diagramme de bande d'énergie pour un semi-conducteur ayant des centres $g - r$. Le cas nt se produit quand le centre $g - r$ est occupé par un électron, et le cas pt se produit quand il est occupé par un trou.

b) Des centres de piégeage

Les centres de piégeages dans les semi-conducteurs sont des défauts ayant une énergie d'ionisation très supérieure à KT et qui se trouvent plus proche de la bande de conduction (pièges donneurs) ou de la bande de valence (pièges accepteurs). Si un centre de piégeage capture un électron, il y a une grande probabilité de réémettre cet électron que de capturer un trou. On dit que le centre a simplement piégé momentanément l'électron.

Les défauts qui jouent le rôle des centres de piégeage peuvent être ionisés à l'équilibre. Dans les régions de déplétion, ces centres contribuent à la charge d'espace et donc à la tension nécessaire pour une déplétion totale Fig. (1.9).

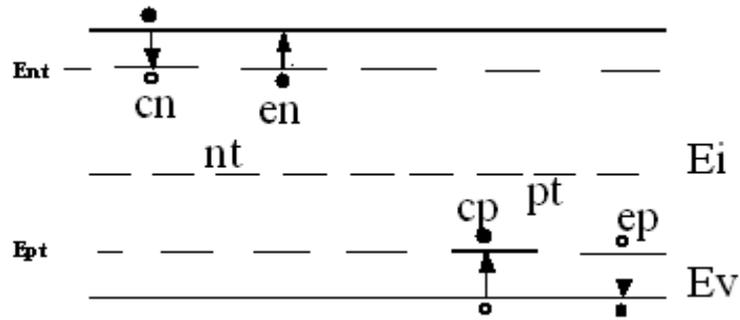


Fig. 1. 9 : Diagramme de bande d'énergie pour un semi-conducteur ayant des pièges. E_{nt} est le niveau d'énergie du piège d'électron alors que E_{pt} est celui du piège à trou.

1.5.4 Evolution des propriétés de détecteur

Les défauts induits dans un détecteur ont pour effets principaux :

1) une augmentation du courant de fuite (les défauts agissent comme des centres de recombinaison /génération). La figure (1.10) illustre l'évolution de la densité de courant de fuite obtenue pour le silicium en fonction de la fluence, pour différents procédés de fabrication, dopages et résistivités.

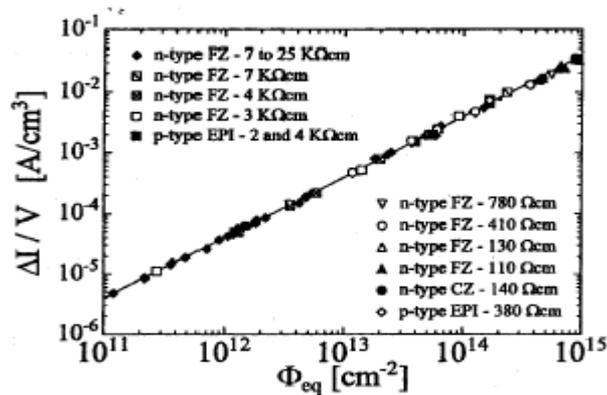


Fig. 1.10: Variation du courant de fuite en fonction de la fluence (obtenu pour des diodes ayant subi un recuit à 60 °C pendant 80min. [16]).

2) Un changement de la tension de déplétion (modification de N_{eff}). Le dopage effectif d'un substrat n varie alors avec la fluence selon le comportement illustré à la figure (1.11).

Pour une fluence proche de $2 \cdot 10^{12}$ n/cm², le dopage effectif change de signe: le substrat change de type! Ce comportement a été observé pour divers procédés de fabrication.

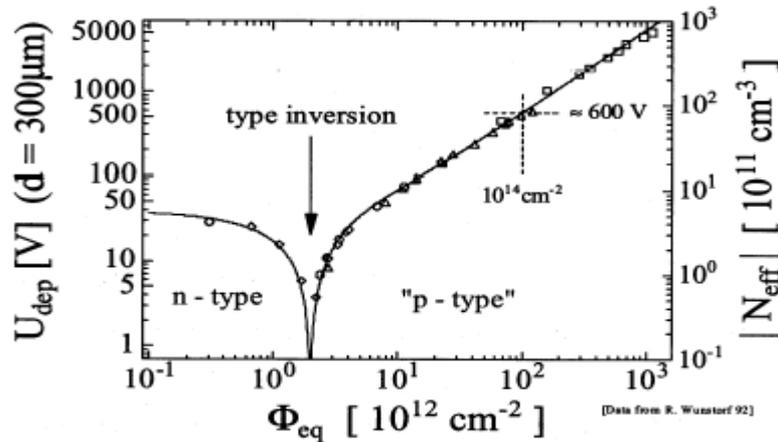


Fig. 1.11: Variation du dopage effectif en fonction de la fluence (1MeV-éq.). [16].

- 3) une efficacité de collection de charge amoindrie (lorsque les défauts jouent le rôle de pièges, la charge peut être réémise trop tard pour être collectée),
- 4) Changement dans la capacité et la résistivité du matériau [3, 20].

1.6 Phénomène de transport

1.6.1 Introduction

Le phénomène de transport dans les semiconducteurs peut avoir deux aspects. Le premier est le transport avec une neutralité électrique instantanée de la charge d'espace à chaque point. C'est le cas des semi-conducteurs conventionnels. Le second est le transport faisant appel à une charge d'espace [3, 12]. C'est le cas des semi-conducteurs de relaxation.

a) Cas du semi conducteur à Temps de Vie

Le silicium non irradié est un semi-conducteur de temps de vie, dit : conventionnel .Il est défini par la relation :

$$\tau_D \ll \tau_0 \quad (1.27)$$

τ_D : Le temps de relaxation diélectrique

τ_0 : est le temps de vie des porteurs minoritaires, c'est le temps nécessaire pour la recombinaison des (e – t) hors d'équilibre ou de l'excès des porteurs minoritaires.

b) Cas du semi conducteur de Relaxation

Les semi-conducteurs de relaxation sont définis principalement par leur temps de relaxation très supérieur que leur temps de vie [21, 22, 23]. Le temps de relaxation est donné par l'expression suivante :

$$\tau_D = \rho \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \quad (1-28)$$

Où ρ est la résistivité électrique, ε_0 est la permittivité du vide et ε_r est la permittivité relative. Le temps de relaxation diélectrique représente le temps nécessaire pour neutraliser une charge existante. Un grand temps de relaxation est atteint quand la résistivité est assez élevée.

Un matériau ait une résistivité assez élevée quand sa densité de porteurs de charge et /ou la mobilité est petite. C'est ce qui se passe quand les porteurs de charges sont compensés par des niveaux profonds. Aussi dans les semi-conducteurs amorphes, l'absence de l'ordre cristallin donne lieu à des basses mobilités et par conséquent à des hautes résistivités.

Un nombre abondant de centre de recombinaison augmente le taux de recombinaison et par la suite le temps de vie devient très court. C'est à dire les semi-conducteurs amorphes et les matériaux semi- isolant à compensation obéissent facilement à la condition de relaxation [24].

La différence essentielle entre ces deux régimes de comportement est que dans le cas à temps de vie, l'injection des porteurs minoritaires conduit à une augmentation des porteurs majoritaires [25, 26], alors que dans le cas à relaxation, l'injection des porteurs minoritaires donne lieu à une déplétion des porteurs majoritaires. La figure (1.12) explique le phénomène.

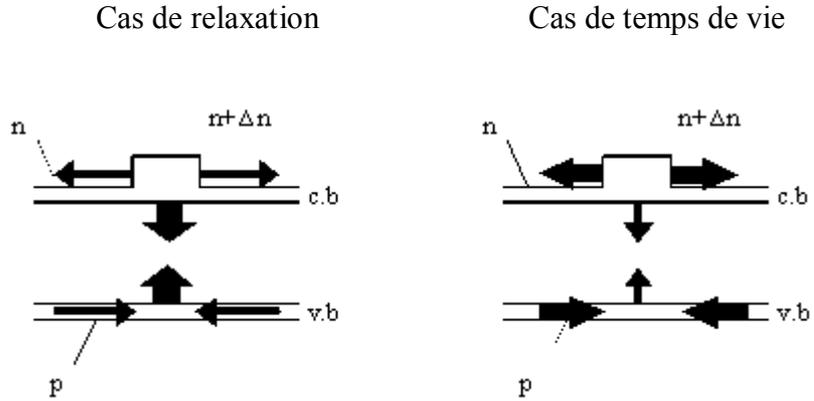


Fig.1.12 : La réaction d'un semi-conducteur à relaxation et un semi-conducteur de temps de vie à une perturbation locale. Le volume des flèches indique les concentrations. Les flèches verticales indiquent la recombinaison, et les flèches horizontales indiquent la diffusion.

1.6.2 Cinétique de génération, piégeage et recombinaison

Les équations qui décrivent le phénomène de transport en régime permanent d'un semi-conducteur possédant un seul centre recombinant sont :

L'équation de Poisson :

$$\text{div}(\text{grad } \psi) = \frac{e}{\epsilon} [n - p - (N_D^+ - N_A^-) + n_r] \quad (1.29)$$

Les équations de conservation :

$$\begin{aligned} \frac{1}{e} \text{div } \vec{J}_n - U_n + G &= 0 \\ -\frac{1}{e} \text{div } \vec{J}_p - U_p + G &= 0 \end{aligned} \quad (1.30)$$

Où les expressions des courants sont données par :

$$\vec{J}_n = -e \cdot n \cdot \mu_n \cdot \text{grad } \varphi_n \quad (1.31.a)$$

$$\vec{J}_p = -e \cdot p \cdot \mu_p \cdot \text{grad } \varphi_p \quad (1.31.b)$$

Et les densités d'électrons et de trous sont données par :

$$n = N_c \cdot \exp\left[-\frac{E_c - E_{Fn}}{k \cdot T}\right] = n_i \cdot \exp\left[\frac{e \cdot (\psi_i - \varphi_n)}{k \cdot T}\right] \quad (1.32.a)$$

$$p = N_v \cdot \exp\left[-\frac{E_{Fp} - E_v}{k \cdot T}\right] = n_i \cdot \exp\left[\frac{e \cdot (\varphi_p - \psi_i)}{k \cdot T}\right] \quad (1.32.b)$$

Lorsqu'il y a dans la bande de conduction et dans la bande de valence un excès d'électrons libres et de trous libres par rapport aux concentrations d'équilibre thermique, différents processus tendent à ramener le système vers son état d'équilibre. Ces processus sont traduits dans les équations de conservation par les termes G , U_n , et U_p , qui caractérisent la création (Génération) et la disparition (Recombinaison) des porteurs dans un semi-conducteur.

Le terme G , regroupe les générations de paires électron- trou dans le semi-conducteur par un processus externe. Ces générations peuvent résulter notamment ; d'une excitation optique (G_{opt}), génération de paires électron - trou par absorption directe ou indirecte de photons, d'une irradiation par des particules ionisantes, d'un champ électrique intense, d'une injection électrique...

Le terme U regroupe les générations- recombinaisons par un processus interne; les différents mécanismes qui traduisent le processus de génération- recombinaison des porteurs sont nombreux, l'importance des différents mécanismes dépend du type de dispositif et du problème considéré. On peut citer ici :

- Génération - recombinaison bande à bande
- Génération - recombinaison Auger.
- Génération - recombinaison assistée par un centre recombinant : lorsque le semi-conducteur est peu dopé, les densités de porteurs libres sont faibles, de sorte que la probabilité pour qu'un électron et un trou se rencontrent (recombinaison bande à bande) est faible. La présence d'impuretés joue alors un rôle important dans le processus de recombinaison.

1.6.3 Statistique de Shockley- Read - Hall

a) Définitions de Miller et Al

Dû à la confusion dans les définitions des pièges et des centres de g-r, les définitions données par Miller et al (1977) sont adoptées ici [27] :

- 1) Le piège ou le centre de recombinaison est défini en terme de taux de capture (c_n, c_p) dans la région neutre de semi-conducteur et en terme d'émission thermique (e_n, e_p) dans la région de déplétion d'une jonction **pn** ou une barrière de Schottky.

- 2) Dans un semi-conducteur neutre, le niveau profond est dit centre de recombinaison si les taux de capture des électrons et des trous sont considérablement larges et comparables ($c_n \approx c_p$).

- 3) Le niveau profond est considéré comme étant un piège à électron, par exemple, si son taux de capture d'électrons est plus grand que celui de trous, et on écrit : $c_n \gg c_p$. Il en résulte que le piège à trou est le niveau pour lequel : $c_p \gg c_n$.

Dans la région de déplétion où la densité d'électrons et de trous (n et p) tendent vers zéro, il n'est pas utile de parler de capture. Effectivement, l'émission thermique domine, et alors, si le niveau profond a des taux d'émission d'électrons et de trous considérables et comparables ($e_n \approx e_p$), donc c'est un centre de génération. Pour les pièges, il est utile de parler de deux types, les pièges majoritaires et minoritaires. Le piège à électron, par exemple, est un piège majoritaire dans un semi-conducteur de type **n**. La figure (1.13) (a et b) résume ces notions.

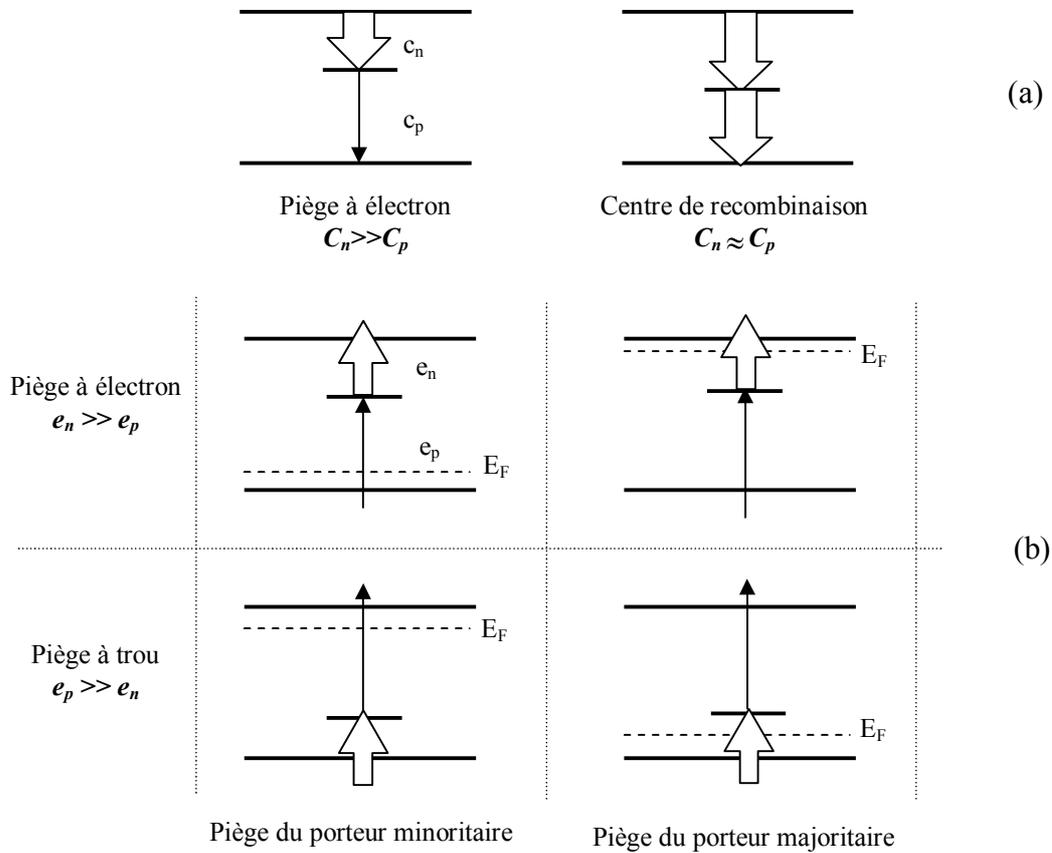


Fig. 1.13 : a) Définition des termes ‘piège à électron’ et ‘centre de recombinaison’, en indiquant la différence entre les coefficients de capture par la largeur des flèches. b) Définition des termes ‘piège du porteur majoritaire’ et ‘piège du porteur minoritaire’ (colonnes), ‘piège à électron’ et ‘piège à trou’ (lignes).

La constante du temps (de capture ou d’émission) d’un piège est donnée par :

$$\tau = \frac{1}{c_n n + e_n + e_p + c_p p} \quad (1.33)$$

Considérons, par exemple, le cas d’un piège à électron. Dans ce cas l’équation (1.33) se réduit à :

$$\tau = \frac{1}{c_n n + e_n} \quad (1.34)$$

Deux cas distincts à considérer :

- en cas d'émission dans la région de déplétion, eq.1.33 s'écrit :

$$\tau \approx \tau_e = \frac{1}{e_n} \quad (1.35)$$

- en cas de capture dans la région neutre, eq.134 s'écrit :

$$\tau \approx \tau_c = \frac{1}{c_n n} \quad (1.36)$$

Le taux de capture d'un électron (c_n) est donné par :

$$c_n = \sigma_n \langle v \rangle \quad (1.37)$$

$\langle v \rangle$: La vitesse thermique moyenne des électrons

σ_n : La section efficace de capture d'un électron

Le taux d'émission d'un électron est donné par :

$$e_n = c_n N_T \quad (1.38)$$

La densité N_T de pièges est donnée par les statistiques de Boltzmann:

$$N_T = N_c \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{kT}\right) \quad (1.39)$$

N_c : Densité effective des états vides dans la bande de conduction

E_T : Niveau d'énergie du piège

La substitution de c_n et N_T dans la relation 1.38 donne :

$$e_n = c_n N_c \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{kT}\right) \quad (1.40)$$

Cette relation peut être écrite sous la forme :

$$e_n = \gamma_n \sigma_n T^2 \exp(-(E_C - E_T)/kT) \quad (1.41)$$

La section efficace de capture d'électrons et de trous (σ_n, σ_p) pour le silicium est de l'ordre de 10^{-13} à 10^{-16} cm^{-2} [24].

Une forme similaire de la fréquence d'émission est appliquée aussi au piège à trous :

$$e_p = \gamma_p \sigma_p T^2 \exp\left(-\frac{E_T - E_V}{kT}\right) \quad (1.42)$$

b) Taux de recombinaison :

La recombinaison d'un électron avec un trou, dans un semi-conducteur, peut se produire soit directement par la rencontre des deux particules, soit indirectement par l'intermédiaire des centres de recombinaison. Lorsque le semi-conducteur est peu dopé les densités des porteurs libres sont faibles de sorte que le taux de recombinaison directe est faible [18].

Les centres de recombinaison jouent donc un rôle principal dans la recombinaison. Le calcul de taux de recombinaison associé à ces centres fait l'objet de la théorie de Shockley-Read-Hall [Mathieu, Sze]. Cette théorie calcul la fonction d'occupation des états des pièges, f hors d'équilibre.

Les étapes qui peuvent se produire dans le procédé de génération - recombinaison sont montrées dans figure (1.14). Les flèches indiquent la transition de l'électron pendant chaque processus.

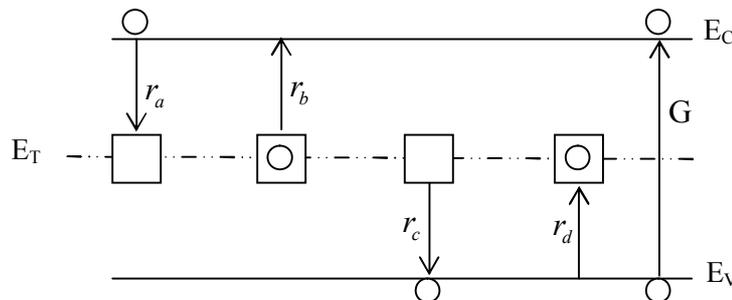


Fig. 1.14 : Taux d'émission et de capture. Procédés de transition directe (G) et indirects (r_i) par l'intermédiaire d'un seul niveau de piège [Beattie].

Comme indiqué dans la figure (1.14), quatre réactions de concurrence ont lieu :

- a) Emission des électrons dans la bande de conduction
- b) Capture des électrons dans les états non occupés
- c) Capture des trous dans des états occupés par l'électron (équivalent à l'émission des électrons dans la bande de valence)

d) Emission des trous dans la bande de valence (équivalent à la capture des électrons de la bande de valence)

Le taux de capture électronique (processus (a)) est proportionnel à la concentration des électrons libres dans la bande de conduction et également à la concentration des pièges vides. Si la concentration des pièges est N_T , la concentration des pièges inoccupés est $N_T \cdot (1 - f)$, où f est la probabilité d'occupation par un électron.

Le taux de capture r_a des électrons (processus (a)) est donc donné par :

$$r_a \propto nN_T(1 - f) \quad (1.43)$$

La constante de proportionnalité est $v_{th}\sigma_n$, par conséquent :

$$r_a = v_{th}\sigma_n nN_T(1 - f) \quad (1.44)$$

v_{th} : est la vitesse thermique des porteurs ; $v_{th} \equiv \sqrt{3k_B T / m_e} \equiv 1.2 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ à 300 K pour le silicium. σ_n est la section efficace de capture des centres pour les électrons, une mesure de la proximité de l'électron d'être capturer par un piège

Le taux d'émission d'électron, processus (b), est proportionnel à la concentration des pièges qui sont occupés par des électrons :

$$r_b = e_n N_T f \quad (1.45)$$

La constante de proportionnalité, e_n est la 'probabilité d'émission' d'un électron par le piège occupé dans la bande de conduction. La valeur e_n ainsi dépend de la densité des états inoccupés dans la bande de conduction et de la proximité des centres au bord de bande de conduction.

Le taux de capture de trou, par analogie au processus (a), est donné par :

$$r_c = v_{th}\sigma_p pN_T f \quad (1.46)$$

Ce processus est proportionnel à la concentration des pièges occupés. Le taux d'émission de trou est donné par :

$$r_d = e_p N_T (1 - f) \quad (1.47)$$

Où e_p est la probabilité d'émission des trous.

La première étape est d'évaluer les probabilités de taux d'émission, e_n et e_p . Dans le cas de l'équilibre thermique, les taux des deux processus par dans lesquels les transitions et hors de la bande de conduction ont lieu doivent être égaux, $r_a = r_b$. On remplace r_a et r_b par leurs expressions (1.44 et 1.45 respectivement) et sachant que la concentration d'électron en l'équilibre est donnée par:

$$n = n_i \exp((E_F - E_i)/k_B T) \quad (1.48)$$

Où $E_i = (E_V + E_C)/2$ et n_i est la densité intrinsèque d'électron libre, mène a :

$$e_n = v_{th} \sigma_n n_i \exp((E_T - E_i)/kT) \quad (1.49)$$

Noter que la probabilité d'émission des électrons augmente exponentiellement avec la température. De même, dans l'équilibre, les deux processus par lequel les trous entrent dans et laissent la bande de valence, doivent être égaux, $r_c = r_d$. On remplace r_c et r_d par leurs expressions (1.46 et 1.47) respectivement donne :

$$e_p = v_{th} \sigma_p n_i \exp((E_i - E_T)/k_B T) \quad (1.50)$$

S'il y aucune excitation extérieur, le semi-conducteur sera hors équilibre. Cette situation est caractérisée par un taux de génération G, donné par :

$$\frac{dn}{dt} = G - (r_a - r_b) = 0 \quad (1.51)$$

Dans l'état stationnaire $\frac{dn}{dt} = 0$ et par conséquent $G = r_a - r_b$

De même, pour les trous :

$$\frac{dp}{dt} = G - (r_c - r_d) = 0 \quad (1.52)$$

Il est possible d'éliminer G entre les deux équations précédentes pour trouver :

$$r_a - r_b = r_c - r_d \quad (1.53)$$

En substituant les expressions des r_a, r_b, r_c et r_d dans l'équation (1.53), la fraction d'occupation f des centres peut être obtenue :

$$f = \frac{\sigma_n n + \sigma_p n_i \exp((E_i - E_T)/k_B T)}{\sigma_n (n + n_i \exp(E_T - E_i)/k_B T) + \sigma_p ((p + n_i \exp(E_i - E_T)/k_B T))} \quad (1.54)$$

Ceci peut également être écrit sous la forme :

$$f = \frac{\sigma_n n + \sigma_p n_i e^{-\beta}}{\sigma_n (n + n_i e^{\beta}) + \sigma_p (p + n_i e^{-\beta})} \quad (1.55)$$

où $\beta \equiv \frac{E_T - E_i}{K_B T}$

La valeur de f , peut être substituée dans les taux des différents processus pour obtenir le taux net de recombinaison (dans les unités de cm^{-3}/s) :

$$U_{SRH} = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_T (pn - n_i^2)}{\sigma_n (n + n_i e^{\beta}) + \sigma_p (p + n_i e^{-\beta})} \quad (1.56)$$

Où :

$$U_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{0p}(n + n_0) + \tau_{0n}(p + p_0)} \quad (1.57)$$

Où, $n_0 = n_i e^{\beta}$, $p_0 = n_i e^{-\beta}$ et avec $\tau_{0n} = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_T}$, $\tau_{0p} = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_T}$ sont les durées de vie pour les électrons et les trous respectivement.

Le taux de recombinaison s'approche du maximum lorsque le centre de recombinaison est au milieu de gap ($E_T = E_i$). Ainsi les centres de recombinaisons les plus efficaces sont ceux situées au milieu de gap, En conséquence l'équation (1.57) est écrite comme :

$$U_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_{0p}(n + n_i) + \tau_{0n}(p + n_i)} \quad (1.58)$$

Dans ce cas-ci $c_n \approx c_p$ et $n_0 = p_0 = n_i$ les durées de vie sont données par :

$$\tau_{0n} = \tau_{0p} = \tau = \frac{1}{c_{n(p)}.N_T}$$

c) Densité de pièges ionisés :

La densité de pièges ionisés est déterminée principalement par le niveau de piège dans le gap et par le niveau de Fermi. En plus, d'autres paramètres influent sur l'ionisation des pièges comme la température.

La densité des pièges donneurs ionisés est donnée par :

$$N_{iD}^+ = (1 - f) \cdot N_{iD} \quad (1.59)$$

N_{iD}^+ : Densité de pièges donneurs ionisés

N_{iD} : Densité totale de pièges donneurs

f : La probabilité d'occupation du piège.

La densité des pièges accepteurs ionisés est donnée par :

$$N_{tA}^- = f \cdot N_{tA} \quad (1.60)$$

N_{tA}^- : Densité de pièges accepteurs ionisés

N_{tA} : Densité totale de pièges accepteurs