

# Eléments théoriques sur la physique des semi-conducteurs

## Table des matières

<b>1</b>	<b>Les lois et les équations fondamentales</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Le semi-conducteur</b>	<b>4</b>
2.1	L'atome dans tous ses états . . . . .	4
2.2	Semi-conducteur intrinsèque . . . . .	6
2.3	Semi-conducteur extrinsèque . . . . .	7
2.4	Influence d'un potentiel électrostatique sur la concentration des porteurs	8
2.5	Potentiel de contact . . . . .	8
2.5.1	Définition . . . . .	8
2.5.2	Potentiel de Fermi . . . . .	8
2.5.3	Potentiel de contact de matériaux en série . . . . .	9
<b>3</b>	<b>La jonction PN et la diode semi-conductrice</b>	<b>10</b>
3.1	Constitution . . . . .	10
3.2	Etude phénoménologique et quantitative de la jonction PN . . . . .	11
3.3	Diode semi-conductrice . . . . .	12
3.3.1	Equation de fonctionnement : le modèle de Shockley . . . . .	12
3.3.2	Capacité de jonction inverse . . . . .	13
<b>4</b>	<b>La jonction métal-semiconducteur</b>	<b>14</b>
<b>5</b>	<b>Le condensateur MOS</b>	<b>14</b>
5.1	Constitution . . . . .	14
5.2	Définition de la tension de bande plate . . . . .	14
5.3	Etude quantitative dans le cas général . . . . .	15
5.4	Etude quantitative en mode de désertion . . . . .	16
5.5	Etude quantitative en mode d'inversion . . . . .	17
5.6	Etude quantitative en mode d'accumulation . . . . .	19
5.7	Capacité MOS petit signal . . . . .	20
5.7.1	Etude phénoménologique . . . . .	21

# 1 Les lois et les équations fondamentales

Pour décrire le mouvement des porteurs, c'est à dire des électrons et des trous, qui peut avoir lieu à l'intérieur d'un semi-conducteur, de manière très générale, on peut partir des équations de Maxwell, qui constituent les lois fondamentales de l'électromagnétisme [2] :

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{div } \vec{D} &= \rho \\ \text{div } \vec{B} &= 0 \\ \text{rot } \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \end{aligned}$$

Explicitement, si  $\vec{V}(x, y, z) = V_1 \vec{i} + V_2 \vec{j} + V_3 \vec{k}$  est défini et différentiable en tout point (x,y,z) de l'espace, la divergence est un scalaire qui s'exprime par

$$\text{div } \vec{V} = \frac{\partial V_1}{\partial x} + \frac{\partial V_2}{\partial y} + \frac{\partial V_3}{\partial z},$$

et le rotationnel est un vecteur qui s'exprime par

$$\text{rot } \vec{V} = \left(\frac{\partial V_3}{\partial y} - \frac{\partial V_2}{\partial z}\right)\vec{i} + \left(\frac{\partial V_1}{\partial z} - \frac{\partial V_3}{\partial x}\right)\vec{j} + \left(\frac{\partial V_2}{\partial x} - \frac{\partial V_1}{\partial y}\right)\vec{k},$$

alors que si  $\Phi(x, y, z)$  est défini et différentiable en tout point (x,y,z) de l'espace, le gradient est un vecteur s'exprimant par

$$\vec{\text{grad}} \Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial \Phi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial \Phi}{\partial z}\vec{k}.$$

Les équations de Maxwell sont valables dans tous les milieux, elles doivent donc être complétées par des relations valables dans le milieu où on désire les appliquer. Ainsi, dans un conducteur, l'équation de transport est fournie par la loi d'Ohm, qui lie fonctionnellement le vecteur densité de courant  $\vec{J}$  au champ électrique  $\vec{E}$  par l'intermédiaire de la conductivité  $\sigma$  est applicable en toutes circonstances avec

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}.$$

Alors que dans un milieu isotrope parfait au point de vue diélectrique et magnétique, le vecteur induction (ou déplacement) électrique  $\vec{D}$  est lié au vecteur champ électrique  $\vec{E}$  par la permittivité du milieu  $\epsilon$  et que le vecteur induction magnétique  $\vec{B}$  est lié au vecteur champ magnétique  $\vec{H}$  par la perméabilité  $\mu$  avec

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu \vec{H}. \end{aligned}$$

En physique des semi-conducteurs, on fait l'hypothèse que le champ magnétique est négligeable, ainsi avec  $\vec{B} = \vec{H} = 0$  on peut écrire

$$\text{rot } \vec{E} = 0,$$

donc, sachant que le rotationnel d'un gradient est nul, on déduit de la première équation de Maxwell, que le champ électrique dérive d'un potentiel tel que

$$\vec{E} = -\text{grad } \Phi.$$

D'autre part, la deuxième équation de Maxwell, qui établit qu'en un point où il existe des charges de densité cubique  $\rho$ , l'induction électrique satisfait le théorème de Gauss, nous conduit à la première relation fondamentale de la physique des semi-conducteurs qui est l'équation de Poisson

$$\text{div}(-\epsilon \text{grad } \Phi) = \rho,$$

soit

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon}.$$

Dans la mesure où le champ magnétique est négligeable, la troisième équation de Maxwell n'exprime plus aucun phénomène physique, il ne reste à considérer que la quatrième, et en prenant sa divergence soit

$$\text{div } \vec{J} + \frac{\partial(\text{div } \vec{D})}{\partial t} = 0$$

on établit l'équation de continuité qui est la deuxième relation fondamentale

$$\text{div } \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.$$

La troisième équation fondamentale, qui complète les équations de Maxwell est une équation de transport qui quantifie la densité de courant dans le milieu considéré. Dans un semi-conducteur le flux de porteurs a essentiellement deux origines très différentes. La première provient de l'application d'un champ électrique, faisant que les électrons s'écoulent à vitesse constante dans la bande de conduction et qu'ainsi les trous se déplacent en sens opposé dans la bande de valence. C'est la conduction électrique. Quant à la seconde, elle provient du fait que lorsque des particules ne sont pas distribuées uniformément dans l'espace, c'est à dire lorsqu'il existe un gradient de concentration de porteurs, l'agitation aléatoire provoque un phénomène de migration des zones à forte concentration vers les zones à plus faible concentration (comme des particules de fumée de cigarette dans un local clos). Les électrons et les trous étant des particules chargées, il y a un transport de charge correspondant à un courant de diffusion.

La vitesse  $\nu$  des porteurs étant proportionnelle au champ électrique, pour la conduction, la densité de courant d'électron s'écrit

$$\vec{J}_n = -q n \vec{\nu}_n = q n \mu_n \vec{E},$$

ayant de même, pour le courant de trou

$$\vec{J}_p = q p \vec{\nu}_p = q p \mu_p \vec{E}.$$

$q$  étant la charge de l'électron,  $n$  leur nombre,  $\mu_n$  leur mobilité,  $p$  le nombre de trous et  $\mu_p$  leur mobilité, le courant de conduction est donné formellement par

$$\vec{J}_{con} = q(n \mu_n + p \mu_p) \vec{E} = \sigma \vec{E}.$$

Quant au courant de diffusion, il est proportionnel au gradient de la concentration des

porteurs,  $D$  étant la constante de diffusion, il est donné par

$$\vec{J}_{dif} = q(D_n \vec{grad} n - D_p \vec{grad} p).$$

Ainsi, l'équation de transport s'écrit [4]

$$\vec{J} \approx -q( (\mu_n \cdot n + \mu_p \cdot p) \vec{grad} \Phi - D_n \cdot \vec{grad} n + D_p \cdot \vec{grad} p ).$$

On notera que la constante de diffusion est simplement liée à la mobilité par la relation d'Einstein avec [1]

$$D_n = \mu_n \cdot V_t \text{ et } D_p = \mu_p \cdot V_t$$

- $V_t$  est la tension thermique :  $V_t = \frac{KT}{q} = 0,0259V$  à température ambiante avec  $T=300$  degrés Kelvin
- $K$  est la constante de Boltzmann :  $1,3804 \cdot 10^{-23}$
- $q$  est la charge de l'électron :  $1,6020 \cdot 10^{-19}$ .

Ainsi, pour traiter un problème ayant trait aux mouvements des porteurs à l'intérieur d'un semi-conducteur, il suffit de résoudre les trois équations fondamentales. Dans le cas général, elles sont non-linéaires et à trois dimensions et ne peuvent être résolues que numériquement. Ce ne peut être qu'avec de nombreuses simplifications, donc des approximations, que l'on peut obtenir des modèles analytiques susceptibles de décrire le fonctionnement des dispositifs électroniques. Une simplification couramment utilisée est de réduire le problème à une seule dimension pour lequel les trois relations fondamentales de la physique des semi-conducteurs s'écrivent :

- l'équation de Poisson

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon}$$

- l'équation de continuité

$$\frac{\partial \vec{J}}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

- l'équation de transport

$$\vec{J} = -q( (\mu_n \cdot n + \mu_p \cdot p) \frac{\partial \Phi}{\partial x} - D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} + D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x} ).$$

## 2 Le semi-conducteur

### 2.1 L'atome dans tous ses états

Tous les matériaux sont formés d'atomes, et la conductivité électrique est due aux électrons qui ont une énergie suffisante pour pouvoir se détacher de leur atome d'origine et se déplacer sous l'influence d'un champ électrique extérieur [3].

- Energies de l'électron dans un atome

L'atome étant constitué d'un noyau de charge  $q'$  autour duquel gravitent des électrons, tout électron de charge  $q$  possède une énergie potentielle et cinétique appelée énergie de liaison  $W$ , qui peut être formulée à partir de la loi de Coulomb, par

$$W(r) = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{q' \cdot q}{r}.$$

Lorsqu'un électron est libre, son énergie de liaison est nulle, le rayon de l'orbite  $r$  est très grand, et l'atome est dit ionisé. Lorsque un électron est lié, son énergie de liaison est négative et pour pouvoir le libérer de l'attraction du noyau il faut fournir une énergie d'autant plus grande que  $|W|$  est élevé. En mécanique quantique, on montre que  $W$  ne peut prendre qu'une suite de valeur discrète, appelée niveau d'énergie et représentable schématiquement par un trait horizontal sur un diagramme d'énergie comme indiqué sur la *figure 1*. Le nombre d'électrons occupant un niveau d'énergie est limité, et en l'absence d'apport d'énergie et au zéro degré absolu, tous les niveaux inférieurs sont occupés. Les électrons périphériques les plus éloignés sont appelés électrons de valence.

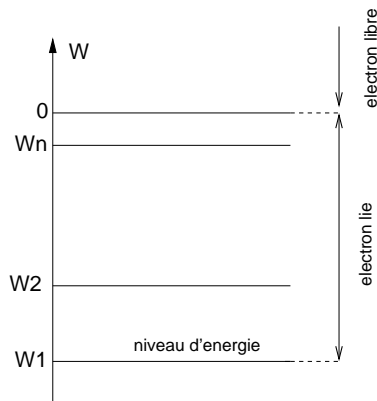


FIGURE 1 –

*Diagramme d'énergie de l'atome*

- Energies de l'électron dans un solide

Un solide est constitué d'atomes répartis régulièrement dans l'espace et dont la cohésion est assurée par la mise en commun des électrons périphériques, c'est à dire des électrons de valences, pour former des liaisons. Du fait des interactions entre atomes, les états énergétiques possibles des électrons correspondent à des positions différentes dans le solide, et les niveaux du diagramme d'énergie de l'atome sont transformés en bandes dans le diagramme d'énergie du solide, chaque bande étant séparée par une bande interdite (*figure 2*). Un électron avec une énergie située dans une bande en dessous de la bande de valence est lié à un atome particulier, alors qu'un électron situé dans la bande de valence est commun à plusieurs atomes. Un électron énergétiquement situé au dessus de la bande de valence, c'est à dire dans la bande de conduction, peut circuler librement dans le solide et participer à l'écoulement du courant lorsque le solide est soumis à un champ électrique externe. Un électron extérieur au solide ( $W \geq 0$ ) est dit libre, et au zéro degré absolu, en l'absence d'apport d'énergie, les électrons du solide comblent les bandes les plus basses correspondant aux énergies de liaison les plus élevées. Conducteurs et isolants peuvent être différencié par leur diagramme d'énergie. Un conducteur a une partie de sa bande de valence qui est commune avec sa bande de conduction, alors qu'un isolant a sa bande de conduction suffisamment éloignée de sa bande de conduction pour éviter que les électrons de valence passent dans la bande de conduction même à haute température.

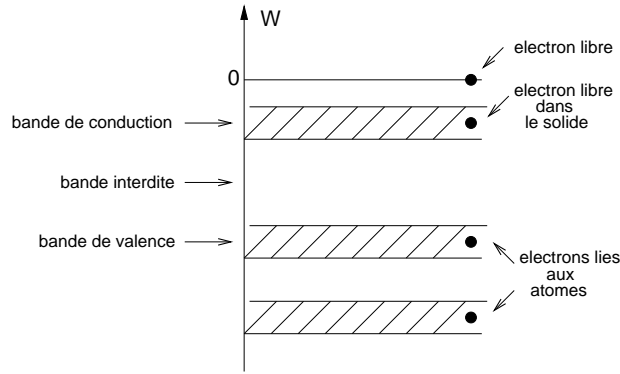


FIGURE 2 –

*Diagramme d'énergie d'un solide*

### ● Loi de répartition des porteurs

Lorsque la température quitte le zéro absolu, les électrons faiblement liés peuvent acquérir une énergie suffisante pour leur faire franchir la bande interdite et passer d'une bande d'énergie inférieure à une bande d'énergie supérieure. La répartition des électrons dans les différentes bandes d'énergie du solide est statistique. Si  $dN$  est le nombre de places disponibles dans un intervalle d'énergie  $dW$  centré sur l'énergie  $W$  et  $dn$  le nombre de places effectivement occupées à la température  $T$ , la répartition est donnée par la loi de distribution de Fermi-Dirac qui a pour expression [6]

$$\frac{dn}{dN}(W) = \frac{1}{1 + e^{\frac{W-W_F}{k.T}}}.$$

Le niveau de Fermi  $W_F$ , c'est à dire le niveau pour lequel les places disponibles sont occupées à 50%, est une caractéristique du solide et généralement, il se situe dans la bande interdite. Une agitation thermique croissante dépeuple progressivement la bande de valence au profit de la bande de conduction, et les places laissées libres par les électrons de valence qui sont transformés en électrons de conduction sont appelés des trous, on dit qu'il y a création de paires électron-trou par agitation thermique (*figure 3*).

## 2.2 Semi-conducteur intrinsèque

Un semi-conducteur est un matériau qui conduit mieux qu'un isolant et moins bien qu'un conducteur. Au sens strict du terme c'est un isolant puisqu'au zéro degré absolu la bande de conduction est séparée de la bande de valence par une bande interdite correspondant à une énergie de l'ordre de l'électron/volt (1eV). Le semi-conducteur le plus utilisé actuellement est le silicium qui possède quatre électrons de valence à sa périphérie (tétravalent). Dans son état intrinsèque, c'est à dire dépourvu de toute impureté, les liaisons entre quatre atomes voisins étant réalisées par la mise en commun de deux électrons de valence, chaque atome est entouré de huit électrons de valence, ce qui constitue une configuration stable de l'atome avec une occupation complète de la bande de valence. Quelque soit la température, et en l'absence d'illumination, de champ électromagnétique, de radiation, de stress mécanique, ... , pouvant influencer sur la concentration (densité volumique) des porteurs, la densité de trous  $p_i$  et égale à la densité d'électrons  $n_i$ . Ainsi, à 300K (degrés Kelvin) la valeur de  $n_i$  pour le silicium est de l'ordre

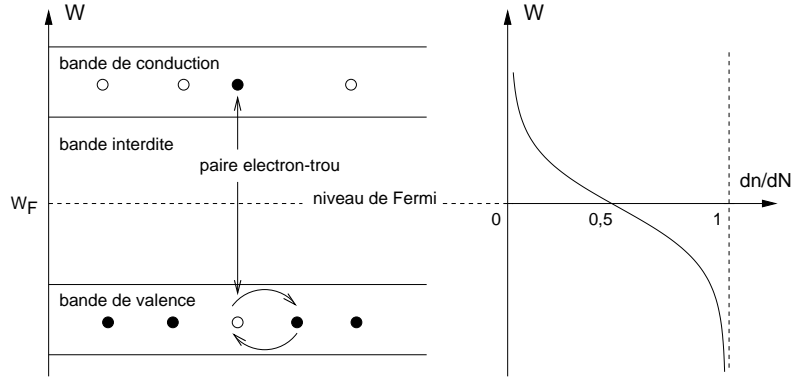


FIGURE 3 –

*Génération de paires électron-trou  
et distribution de Fermi-Dirac*

de  $0,0145\mu m^{-3}$ , sachant qu'il y a  $5 \cdot 10^{10}$  atomes de silicium par  $\mu m^3$ , on constate que seulement 3 atomes tous les  $10^{12}$  participent à la création de paires électron-trou et qu'à température ambiante, étant donné la taille actuelle des dispositifs électroniques (qq  $\mu m^3$ ) il y a peu de paires électron-trou pouvant participer à la conduction. On notera que le nombre de porteurs est très sensible à la température puisque  $Eg$  étant la largeur de bande interdite du matériau (1,14eV pour le silicium),

$$n_i \propto T^{3/2} e^{-\frac{Eg}{2kT}}$$

et que d'autres semi-conducteurs comme le germanium (tétravalent) et l'arséniure de gallium (composé 3/5 tétravalent) également utilisés pour la fabrication de composants électroniques ont respectivement comme densité intrinsèque de porteur  $n_i = 20\mu m^{-3}$  et  $n_i = 3 \cdot 10^{-6}\mu m^{-3}$ .

### 2.3 Semi-conducteur extrinsèque

Par adjonction d'impuretés, c'est à dire par dopage, on peut modifier profondément les propriétés électriques du semi-conducteur intrinsèque, dans ce cas, le matériau est dit extrinsèque. Ainsi, si on introduit dans le réseau cristallin une faible quantité d'atomes pentavalents de la colonne cinq de la table de Mendéléev [6] (5 électrons de valence), par exemple de l'arsenic (As), ceux-ci seront en majorité entourés d'atomes de silicium. Quatre de ses cinq électrons de valence vont établir des liaisons avec les atomes voisins, quant au cinquième qui ne peut être intégré dans la configuration stable à huit électrons, il quittera l'atome d'arsenic très facilement laissant un atome donneur  $As^+$  équivalent à une charge fixe de valeur  $+q$ . La concentration des atomes donneurs (ND) étant usuellement choisie pour être de plusieurs ordres de grandeurs plus élevée que les paires électron-trou du semi-conducteur intrinsèque, les électrons sont majoritaires devant les trous, le semi-conducteur dopé est dit extrinsèque de type N avec une concentration en électrons  $n_o \approx ND$ . Comme beaucoup d'électrons libres sont susceptibles de rencontrer un trou et de se recombiner, la concentration  $p_o$  diminue d'autant et le produit  $n_o \cdot p_o$  est le même que dans le matériau intrinsèque, et égale à  $n_i^2$ . Un semi-conducteur extrinsèque de type

N est ainsi caractérisé par la relation

$$p_o \approx \frac{n_i^2}{ND}$$

Si le matériau intrinsèque est dopé avec des impuretés trivalentes (de la colonne 3) par exemple du gallium (Ga), un raisonnement dual du précédent conduit à définir un semi-conducteur extrinsèque de type P, majoritaire en trous avec

$$n_o \approx \frac{n_i^2}{NA}$$

$NA$  étant le nombre d'atomes dopants accepteurs.

## 2.4 Influence d'un potentiel électrostatique sur la concentration des porteurs

Si nous considérons une région d'un semi-conducteur extrinsèque ou intrinsèque et supposons qu'une différence de potentiel électrostatique  $\Phi_{12}$  existe entre deux points 1 et 2 de cette région. Il peut être montré à partir de la loi statistique de Fermi-Dirac [1], que les concentrations en électrons  $n_1$  et  $n_2$  aux deux points sont telles que

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{\Phi_{12}/V_t}$$

Sous les mêmes conditions, il peut également être montré que la concentration en trous suit la loi

$$\frac{p_1}{p_2} = e^{\Phi_{21}/V_t}$$

## 2.5 Potentiel de contact

### 2.5.1 Définition

Considérons deux matériaux différents, typiquement deux semi-conducteurs, ou un semi-conducteur et un métal. Sans polarisation externe, lorsque les deux matériaux sont mis en contact (*figure 4*), du fait que leur concentration est normalement différente en J1 et J2, un flot de porteurs traverse le plan de jonction des deux matériaux. De ce fait, les porteurs quittant un matériau laissent en place une charge électrique équivalente opposée, et créent un champ électrique à travers le plan de jonction qui tend à inhiber le mouvement des électrons et des trous. Ainsi, si un électron quitte J1 pour aller en J2, il laisse une charge positive en J1 telle que la contribution de cette charge positive au champ électrique est dans une direction qui attire les électrons. Il est donc facile d'admettre qu'un état d'équilibre s'établit, tel que le champ électrique généré s'oppose à tout mouvement de porteurs. Le potentiel électrique correspondant est par définition le potentiel de contact entre J1 et J2. Ce potentiel de contact est une caractéristique propre des matériaux considérés ainsi, Si étant du silicium intrinsèque :  $\Phi_{Cu,Si} = 0.0V$ ,  $\Phi_{Al,Si} = 1,35V$ ,  $\Phi_{Au,Si} = -0,3V$ , ... .

### 2.5.2 Potentiel de Fermi

Dans le cas particulier où J1 est un semi-conducteur extrinsèque et J2 est un semi-conducteur intrinsèque le potentiel de contact prend le nom de potentiel de Fermi, et il



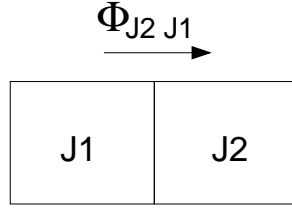


FIGURE 4 –

*Définition du potentiel de contact*

s'exprime formellement par

$$\Phi_F = V_t \text{Log} \frac{n_i}{n_o} = V_t \text{Log} \frac{p_o}{n_i},$$

Ainsi, si J1 est un matériau de type P le potentiel de Fermi a pour valeur

$$\Phi_{Fp} \approx +V_t \text{Log} \frac{NA}{n_i}$$

et pour un matériau de type N

$$\Phi_{Fn} \approx -V_t \text{Log} \frac{ND}{n_i}.$$

Typiquement, le potentiel de Fermi a comme ordre de grandeur quelques dixièmes de Volt à l'ambiante.

### 2.5.3 Potentiel de contact de matériaux en série

Si nous considérons plusieurs matériaux en série comme indiqué sur la *figure 5*, et si nous exprimons le potentiel  $\Phi_{J_n J_1}$ , on obtient

$$\Phi_{J_n J_1} = \Phi_{J_2 J_1} + \Phi_{J_3 J_2} + \dots + \Phi_{J_n J_{n-1}}$$

soit

$$\Phi_{J_n J_1} = (\Phi_{J_2} - \Phi_{J_1}) + (\Phi_{J_3} - \Phi_{J_2}) + \dots + (\Phi_{J_n} - \Phi_{J_{n-1}})$$

c'est à dire

$$\Phi_{J_n J_1} = \Phi_{J_n} - \Phi_{J_1}.$$

Le potentiel de contact d'une série de matériaux ne dépend que du potentiel de contact des extrémités, on peut donc référencer tous les potentiels de contact par rapport au potentiel de Fermi et ainsi n'avoir à considérer que les potentiels de Fermi des différents matériaux.

On notera que si on mesure le potentiel de contact avec un voltmètre idéal comme indiqué sur la *figure 6* on obtient

$$V_{AB} = (\Phi_{J_1} - \Phi_{J_V}) + \Phi_{J_n J_1} + (\Phi_{J_V} - \Phi_{J_n}) = 0.$$

On répond ainsi à la question "métaphysique" de savoir si on peut fabriquer une pile pour fournir de l'énergie en utilisant le potentiel de contact de différents matériaux à la même température.

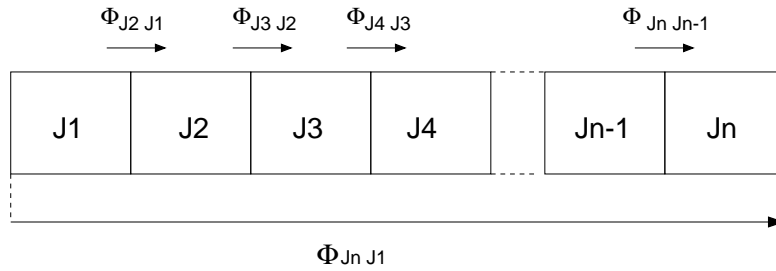


FIGURE 5 –

*Potentiel de contact de matériaux en série*

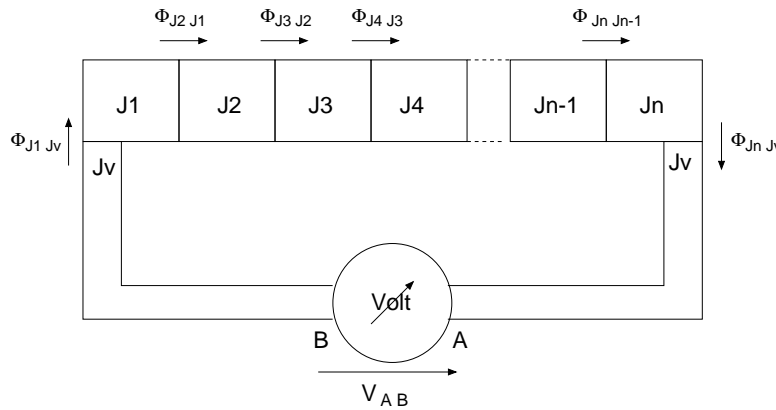


FIGURE 6 –

*"Mesure" du potentiel de contact*

### 3 La jonction PN et la diode semi-conductrice

#### 3.1 Constitution

Une jonction PN à profil idéal rectiligne (jonction abrupte avec  $dn/dx$  et  $dp/dx$  infinis) est montrée sur la *figure 7*. Elle est constituée par la mise en contact d'un semi-conducteur extrinsèque de type P et d'un semi-conducteur extrinsèque de type N, tous deux fortement dopés.

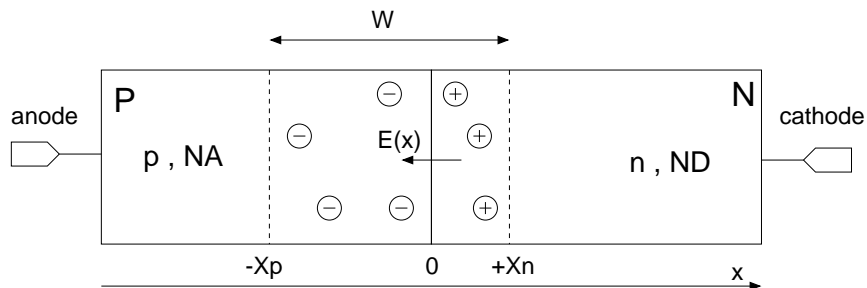


FIGURE 7 –

*La jonction PN à profil idéal*

### 3.2 Etude phénoménologique et quantitative de la jonction PN

Si aucune tension externe n'est appliquée, les électrons libres sont en plus forte concentration du côté N que du côté P, ils diffusent vers le côté P à travers le plan de jonction, laissant des charges immobiles constituées d'atomes donneurs en N. Réciproquement, les trous en plus forte concentration du côté P diffusent vers le côté N en laissant des charges immobiles constituées d'atomes accepteurs en P. Par simplification, on considère qu'à la fin de la migration des porteurs, une zone complètement dépourvue de charge mobile de largeur  $W$ , appelée zone de charge d'espace ZCE ou zone désertée, est générée et ainsi, un champ électrique  $E(x)$  s'opposant à toute diffusion est créé. En terme de potentiel de contact, l'association des deux semi-conducteurs extrinsèques peut être vue comme une mise en série fictive P/silicium intrinsèque/N, le champ électrique dérive donc d'un potentiel électrostatique appelé potentiel de diffusion de valeur

$$\Phi_0 = \Phi_{Fp} - \Phi_{Fn} \approx V_t \text{Log} \frac{NA}{n_i} + V_t \text{Log} \frac{ND}{n_i} = V_t \text{Log} \frac{NA \cdot ND}{n_i^2}.$$

D'autre part, en considérant l'équation de Poisson à une dimension

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = -\frac{dE(x)}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_{SI}},$$

$\rho(x)$  étant la quantité de charges fixes correspondant aux atomes dopants ionisés telle que

$$\rho(x) = +q \cdot ND \text{ entre } 0 \text{ et } Xn$$

et

$$\rho(x) = -q \cdot NA \text{ entre } 0 \text{ et } Xp$$

par une première intégration on détermine

$$E(x) = -\frac{q \cdot NA}{\epsilon_{SI}}(x - Xp) \text{ pour } Xp \leq x < 0$$

et

$$E(x) = +\frac{q \cdot ND}{\epsilon_{SI}}(x - Xn) \text{ pour } 0 \leq x \leq Xn$$

et par une seconde intégration on détermine

$$\Phi_p(x) = \frac{q \cdot NA}{2\epsilon_{SI}}((x - Xp)^2 - Xp^2) \text{ pour } Xp \leq x < 0$$

et

$$\Phi_n(x) = -\frac{q \cdot ND}{2\epsilon_{SI}}((x - Xn)^2 + Xn^2) \text{ pour } 0 \leq x \leq Xn.$$

On constate que la valeur du champ électrique est maximum à l'origine des coordonnées où il prend la valeur

$$E(0) = \frac{q \cdot NA}{\epsilon_{SI}}Xp = \frac{q \cdot ND}{\epsilon_{SI}}Xn$$

et que le potentiel de diffusion s'écrit

$$\Phi_0 = \Phi_n(Xn) - \Phi_p(Xp) = \frac{q}{2\epsilon_{SI}}(NA \cdot Xp^2 + ND \cdot Xn^2).$$

Ainsi, à partir de la valeur de  $Xp$  et  $Xn$  extraite du champ électrique maximum on

obtient la largeur de la zone de charge d'espace

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_{SI}\Phi_0}{q} \left( \frac{1}{NA} + \frac{1}{ND} \right)}.$$

### 3.3 Diode semi-conductrice

Une diode semi-conductrice (simplement diode) est obtenue par une métallisation des extrémités de la jonction PN afin de pouvoir appliquer une tension  $Vd$  nécessaire à la polarisation du dispositif. Son symbole est donné sur la *figure 8*.

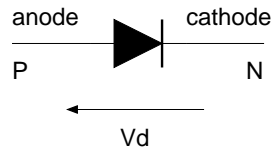


FIGURE 8 –

*Symbole de la diode semi-conductrice*

#### 3.3.1 Equation de fonctionnement : le modèle de Shockley

En appliquant une tension externe  $Vd$  aux bornes de la diode, on modifie la valeur du champ électrique interne. Le calcul du courant de diode à partir de l'équation de transport fait essentiellement intervenir un courant d'électron pour le côté P de la jonction et un courant de trou pour le côté N, il conduit à l'expression analytique [7] [5]

$$Id = Is \left( e^{\frac{Vd}{\eta V_t}} - 1 \right).$$

Le facteur  $Is = A.Js$  est une quantité dépendante de la section droite de la jonction, des paramètres technologiques de fabrication et de la température puisqu'il double approximativement tous les  $10^\circ C$ . Le paramètre  $\eta$  est le facteur d'émission (ou facteur d'idéalité) souvent pris égal à l'unité. De part la présence de l'exponentiel, pour les tensions positives supérieures à la tension thermique  $V_t$  le courant est fortement croissant, alors que pour les tensions négatives, il est pratiquement égal au courant de saturation  $Is$ . A partir d'une forte tension inverse supérieure à une valeur particulière, souvent appelée tension Zener, on constate une brusque augmentation du courant inverse (*figure 9*). Ce phénomène, non destructif si le courant est contrôlé par une résistance pour éviter un échauffement excessif de la jonction, a deux sources principales. La première est l'ionisation par impact ou effet d'avalanche : si le champ électrique est très élevé, les porteurs dotés d'une grande vitesse créent par impact avec les atomes des paires électron-trou dans la zone de charge d'espace, qui à leur tour entre en collision avec d'autres atomes qui génèrent d'autres paires électron-trou, etc... . Le phénomène est cumulatif. La seconde source est l'effet Zener : pour un champ électrique intense et avec des semi-conducteurs fortement dopés, il peut y avoir des transferts d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction par l'effet tunnel qui correspond à un phénomène prédit par la mécanique quantique. En termes de modélisation, ces deux effets peuvent être pris en compte en associant au

modèle de Shockley un modèle uniquement valable en régime inverse de la forme

$$I_{inv} = \frac{I_s}{1 + \left(\frac{V_d}{V_{BR}}\right)^n}$$

L'exposant  $n$  peut être compris entre 3 et 6 selon les matériaux et le dopage. On notera que l'effet d'avalanche est mis à profit dans un type de diode, la diode Zener utilisée principalement dans les régulateurs de tension.

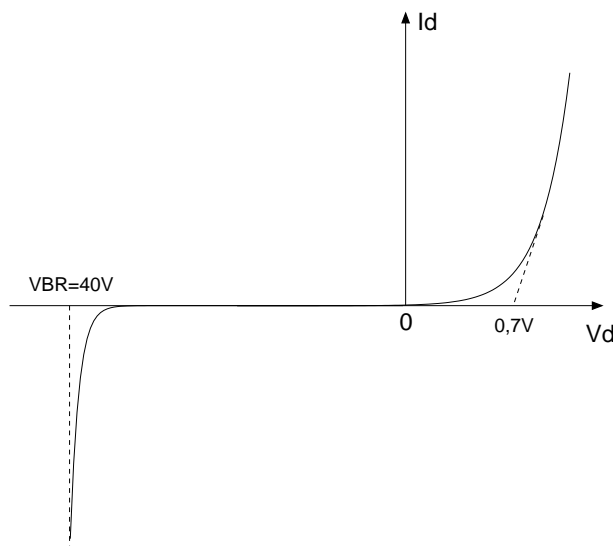


FIGURE 9 –

*Caractéristique de transfert de la diode*

### 3.3.2 Capacité de jonction inverse

En régime inverse, au voisinage de la jonction, s'étend la zone de charge d'espace (ZCE) désertée par les porteurs. Une petite variation de la tension autour du point de fonctionnement entraîne une variation de la longueur de cette zone d'une quantité  $dX_n$  côté N et  $dX_p$  côté P de la jonction. Ainsi, côté N on aura une variation de charge  $Q_n = q \cdot ND \cdot dX_n$  et en P une variation de charge  $Q_p = -q \cdot NA \cdot dX_p$ . Dans l'hypothèse de la jonction abrupte et d'après le théorème de Gauss on aura  $Q_n + Q_p = 0$ . Une variation de tension fait donc apparaître une même quantité de charges de signe opposé aux bornes de la zone de charge d'espace. En mode incrémental (petit signal), la ZCE est donc équivalente à un condensateur plan de valeur surfacique

$$C'_J = \frac{\epsilon_{SI}}{W} \approx \frac{\epsilon_{SI}}{\sqrt{\frac{2\epsilon_{SI}}{q} \left(\frac{1}{NA} + \frac{1}{ND}\right) \sqrt{\Phi_0 - V_d}}} = \frac{C'_{J0}}{\left(1 + \frac{|V_d|}{\Phi_0}\right)^{MJ}}$$

L'exposant de correction  $MJ$  éventuellement différent de 1/2 permet de prendre en compte les imperfections de la jonction, notamment le fait que pratiquement la jonction n'a pas un profil rigoureusement abrupte, ainsi  $MJ=1/3$  pour une jonction graduelle correspondant à un profil linéaire.

## 4 La jonction métal-semiconducteur

Lors de la mise contact d'un métal et d'un semiconducteur, il y a création d'un potentiel de contact et éventuellement formation d'une barrière de potentiel s'accompagnant d'une zone dépeuplée de porteurs, si le dopage du semiconducteur est faible ( $ND < 10^5 \mu m^{-3}$ ). La diode ainsi créée par la jonction métal-semiconducteur, appelé diode Schottky, est utilisable en commutation rapide de part le fait que les trous n'intervenant pas dans la conduction, il n'y a pas de charge stockée limitant le temps de commutation.

On notera que la prise de contact sur une zone semiconductrice devant être de nature ohmique, on devra toujours veiller à ce que le semiconducteur en contact avec le métal soit toujours très fortement dopé.

## 5 Le condensateur MOS

### 5.1 Constitution

Le condensateur MOS (souvent nommé capacité MOS) est la structure de base aussi bien pour **fabrication** des transistors MOS que pour leur **modélisation**

. Elle est composée d'un substrat qui est un semi-conducteur extrinsèque dopé P ou N (dans l'exemple de la *figure 10* il est dopé P), d'un isolant qui est typiquement de l'oxyde de silicium ( $SiO_2$ ) et d'une grille fabriquée en silicium polycristallin amorphe. Typiquement  $NA \approx 10^4 \mu m^{-3}$  à  $NA \approx 10^6 \mu m^{-3}$ , ce qui confère au substrat une résistivité de l'ordre du  $K\Omega/sq$  ( $sq$ =carré élémentaire) à la dizaine  $\Omega/sq$ , et l'épaisseur de l'oxyde de grille est de l'ordre de la dizaine de nm.

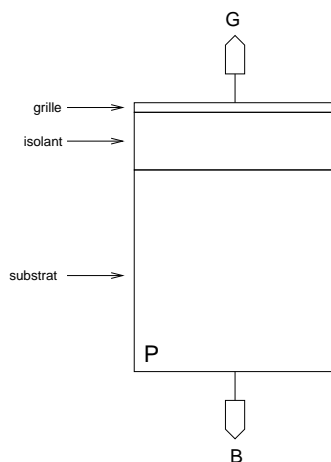


FIGURE 10 –

*Structure du condensateur MOS*

### 5.2 Définition de la tension de bande plate

Initialement, c'est à dire sans aucun apport de tension externe, la capacité MOS n'est pas neutre en terme de potentiel électrostatique. En effet, de part la superposition de matériaux de nature différente, il existe un potentiel de contact qui comme nous le savons

ne dépend que des terminaisons, ce potentiel de contact est noté  $\Phi_{MS} = \Phi_{substrat} - \Phi_{grille}$ . D'autre part, des charges parasites sont inévitablement présentes au sein de la structure MOS. Ces charges ont des origines très diverses, procédés de fabrication, défauts d'interface, contaminations accidentelles, introduction volontaire... , elles sont regroupées sous le terme générique "charge d'interface effective surfacique"  $+Q'_0$  et localisées à l'interface oxyde/semi-conducteur. Elles génèrent un potentiel électrostatique

$$\Phi_0 = \frac{Q'_0}{C_{ox'}}.$$

Ainsi, par définition, la tension de bande plate  $VFB$  est la tension qu'il faut placer aux bornes du condensateur MOS pour neutraliser les deux potentiels électrostatiques précédemment définis

$$VFB = \Phi_{MS} - \frac{Q'_0}{C_{ox'}}.$$

### 5.3 Etude quantitative dans le cas général

Lorsqu'on applique une tension VGB quelconque aux bornes du condensateur MOS, par influence électrostatique, des charges apparaissent dans le semi-conducteur. Ces charges sont situées au voisinage de l'interface isolant semi-conducteur (au dessus du trait d'axe sur la *figure 11*), et au delà, le substrat peut être considéré comme neutre avec une densité d'électrons  $n_0$  et une densité de trous  $p_0$  telles que  $p_0 = n_0 + NA$ . Si nous considérons un point de coordonnée  $x$  dans le substrat, et notons  $\Phi(x)$  son potentiel par rapport au substrat, en terme de densité d'électrons, nous avons

$$n(x) = n_0 e^{\Phi(x)/V_t},$$

et en terme de densité de trous,

$$p(x) = p_0 e^{-\Phi(x)/V_t}.$$

Ainsi, la densité de charge s'écrivant

$$\rho(x) = q(p(x) - n(x) - NA),$$

partant de l'équation de Poisson

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_{SI}}(p_0 e^{-\Phi(x)/V_t} - n_0 e^{\Phi(x)/V_t} - NA)$$

on peut déterminer la charge surfacique dans le semi-conducteur [1]

$$Q'_C = \pm \sqrt{2qNA\epsilon_{SI}} \sqrt{V_t e^{-\Phi_s/V_t} + \Phi_s - V_t + e^{-2\Phi_F/V_t}(V_t e^{\Phi_s/V_t} - \Phi_s - V_t)}.$$

Le signe négatif est à utiliser lorsque  $\Phi_s$  est positif,  $\Phi_s$  étant défini comme le potentiel de surface comme indiquée sur la *figure 11*. Quant à la charge de grille, elle est simplement liée au potentiel aux bornes de l'oxyde par la relation

$$Q'_G = C_{ox'} \Phi_{ox}.$$

Si maintenant on considère d'une part, la boucle de tension formée par la tension externe, le potentiel aux bornes de l'oxyde et le potentiel de surface telle que

$$VGB = \Phi_{ox} + \Phi_s + \Phi_{MS}$$

et d'autre part la neutralité de la charge de la structure MOS qui implique

$$Q'_G + Q'_C + Q'_0 = 0,$$

on obtient un jeu de quatre équations contenant quatre inconnues ( $\Phi_{ox}, \Phi_s, Q'_C, Q'_G$ ) qui ne peut être résolu dans le cas général que numériquement. Pour obtenir un formalisme analytique simple, on peut distinguer essentiellement trois modes de fonctionnement limites, correspondant à différentes valeurs de tension  $VGB$  :

- le mode déserté avec  $VGB$  "tout juste" supérieure à  $VFB$
- le mode inversé avec  $VGB$  "nettement" supérieure à  $VFB$
- le mode accumulé avec  $VGB$  inférieure à  $VFB$ .

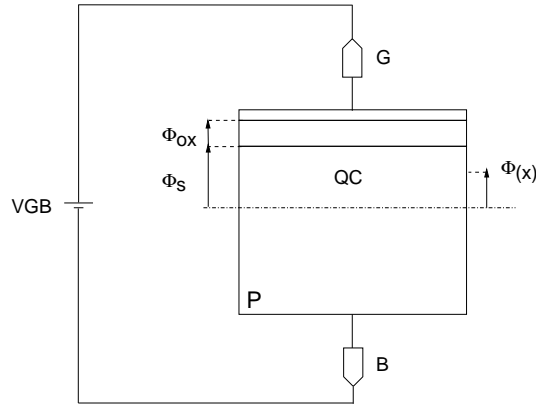


FIGURE 11 -

*Structure du condensateur MOS polarisé*

## 5.4 Etude quantitative en mode de désertion

Considérons une tension  $VGB$  positive, et très légèrement supérieure à la tension de bande plate  $VFB$ . Cette tension induit des charges positives sur la grille et par influence électrostatique des charges négatives  $Q'_C$  dans le semi-conducteur ayant pour origine les atomes accepteurs correspondant chacun à une charge  $-q$  (*figure 12*). Comme pour une jonction PN on peut dire qu'il existe une zone désertée par les porteurs mobiles au voisinage de l'interface oxyde semi-conducteur de profondeur

$$Xd = \sqrt{\frac{2\epsilon_{SI}}{qNA}} \sqrt{\Phi_s}$$

correspondant à une charge de substrat

$$Q'_B = -\sqrt{2q\epsilon_{SI}NA} \sqrt{\Phi_s}.$$



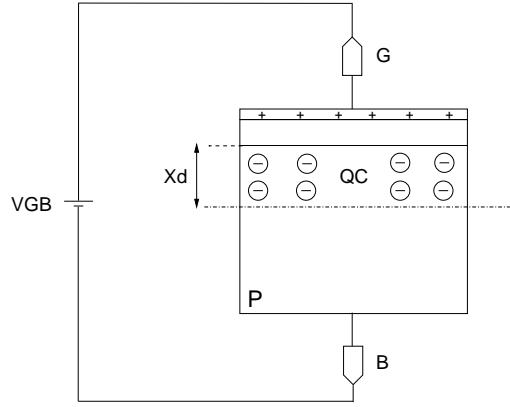


FIGURE 12 –

*Condensateur MOS en mode de désertion*

## 5.5 Etude quantitative en mode d'inversion

Partant du mode de désertion, si on augmente la tension  $V_{GB}$ , on augmente le nombre d'atomes accepteurs ionisés (donc la profondeur  $X_d$ ) et à partir d'une certaine valeur, le potentiel de surface  $\Phi_s$  devient suffisamment positif pour attirer des électrons libres, au voisinage immédiat de la surface (*figure 13*).

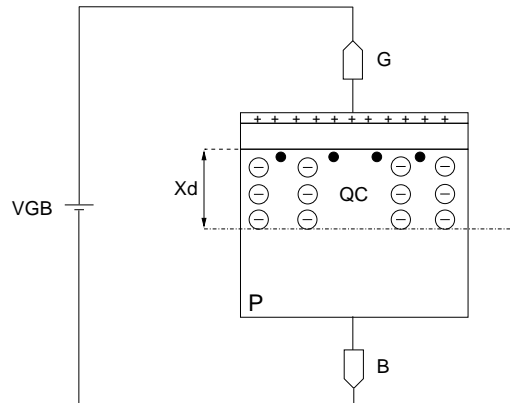


FIGURE 13 –

*Condensateur MOS en mode d'inversion*

Pour une certaine valeur de  $V_{GB}$ , la densité d'électrons dépasse celle des trous et le semi-conducteur de type P change localement de nature, le substrat est dit inversé au voisinage immédiat de l'interface oxyde/semi-conducteur. La concentration d'électrons à la surface peut s'écrire

$$n_s = n_0 e^{\Phi_s/V_t} = n_i e^{(\Phi_s - \Phi_F)/V_t} = p_0 e^{(\Phi_s - 2\Phi_F)/V_t}$$

soit avec  $p_0 \approx NA$

$$n_s \approx NA \cdot e^{\frac{\Phi_s - 2\Phi_F}{V_t}}.$$

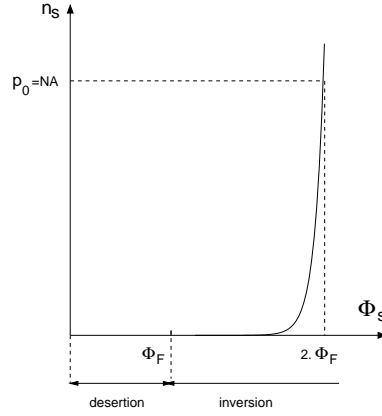


FIGURE 14 –

*Concentration des porteur en surface*

Comme le montre la *figure 14*, pour  $\Phi_s = \Phi_F$  la concentration de porteurs à la surface est égale à la concentration intrinsèque  $n_i$ , cette valeur particulière est par définition la frontière séparant le mode de désertion du mode d'inversion. La nature exponentielle de la loi de variation fait qu'au dessus de  $\Phi_F$ ,  $n_s$  augmente très rapidement pour atteindre  $p_0 \approx NA$  à  $\Phi_s = 2\Phi_F$ . On notera qu'il est théoriquement possible de définir pour le mode inversé trois sous-régions [1] correspondant à une faible inversion avec  $\Phi_F < \Phi_s < 2\Phi_F$ , une inversion modérée avec  $\Phi_s \approx 2\Phi_F$  et une forte inversion avec  $\Phi_s > 2\Phi_F$ . Si on considère que la largeur de la zone désertée a atteint sa valeur maximum à  $\Phi_s = 2\Phi_F$  soit

$$Xd_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon_{SI}}{qNA}} \sqrt{2\Phi_F}$$

correspondant à une charge de substrat

$$Q'_{B0} = -\sqrt{2q\epsilon_{SI}NA} \sqrt{2\Phi_F},$$

et en notant que la densité de charge dans le semi-conducteur doit inclure la présence de la charge surfacique d'inversion  $Q'_I = f(VGB)$  telle que

$$Q'_C = Q'_{B0} + Q'_I,$$

avec

$$Q'_I = -Q'_{B0} - Q'_0 - Q'_G$$

et

$$\Phi_{ox} = VGB - 2\Phi_F - \Phi_{MS},$$

en explicitant  $Q'_G$ , on détermine l'expression de la charge surfacique d'inversion

$$Q'_I = -C_{ox}'(VGB - VTH_0)$$

dans laquelle la tension

$$VTH_0 = VFB + 2\Phi_F + \frac{\sqrt{2q\epsilon_{SI}NA}}{C_{ox}'} \sqrt{2\Phi_F}$$

est par définition la tension de seuil de la capacité MOS dite à tension de substrat nulle. En effet, si maintenant, on considère le montage pratique de la *figure 15* dans lequel on a référencé la grille et le substrat par rapport à la masse, et si on adopte le point de vue physique que la zone inversée de type N forme avec le substrat de type P une jonction PN, la tension de polarisation  $-VB$  appliquée sur le substrat, modifie la charge de substrat avec

$$Q'_B = -\sqrt{2q\epsilon_{SI}NA} \sqrt{2\Phi_F + VB}.$$

C'est "l'effet de substrat". Il est clair que si on désire conserver le niveau d'inversion de la configuration sans effet de substrat, il convient d'augmenter le potentiel de surface d'une quantité  $VB$ . Ainsi, dans le formalisme précédent, en posant  $VGB = VG + VB$ ,  $\Phi_s = 2\Phi_F + VB$  et obtient la charge surfacique d'inversion

$$Q'_I = -Cox'(VG - VTH)$$

le paramètre

$$VTH = VTH_0 + \gamma(\sqrt{2\Phi_F + VB} - \sqrt{2\Phi_F})$$

étant la tension de seuil de la capacité MOS, et

$$\gamma = \frac{\sqrt{2q\epsilon_{SI}NA}}{Cox'}$$

étant le coefficient d'effet de substrat. Cette dernière expression de  $Q'_I$  constitue l'équation de Poisson simplifiée pouvant être utilisée pour établir [l'équation de fonctionnement](#) du transistor MOS en régime fortement inversé.

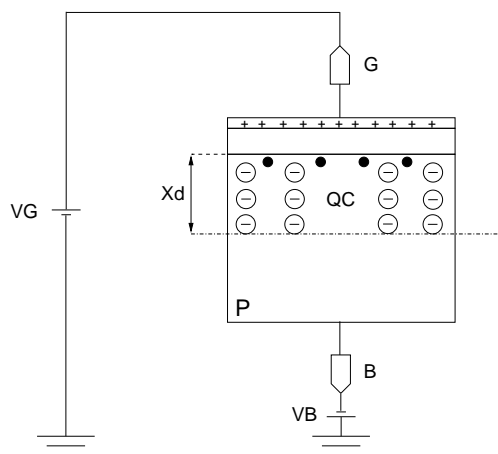


FIGURE 15 –

*Condensateur MOS en mode d'inversion et substrat polarisé*

## 5.6 Etude quantitative en mode d'accumulation

Pour une tension  $VGB$  négative et inférieure à la tension de bande plate, par influence électrostatique comme indiquée sur la *figure 16*, il y a accumulation de charges positives c'est à dire de trous au voisinage de l'interface isolant/semi-conducteur. Le condensateur MOS est dit en accumulation, le potentiel de surface est négatif est la

charge positive dans le semi-conducteur peut s'écrire

$$QC' \approx +\sqrt{2qNA\epsilon_{SI}}\sqrt{V_t e^{|\Phi_s|/V_t} - |\Phi_s| - V_t}.$$

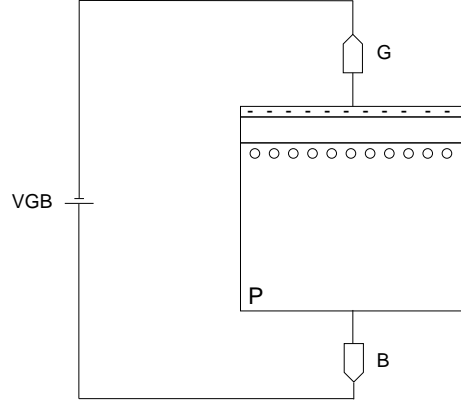


FIGURE 16 –

*Condensateur MOS en mode d'accumulation*

## 5.7 Capacité MOS petit signal

Lorsque  $VGB$  varie d'une petite quantité positive  $+dVgb$  autour de son point de repos  $VGB_0$ , une quantité de charge positive  $+dQ'_G$  est générée sur la grille et par influence électrostatique une quantité de charge négative  $-dQ'_C$  est générée dans le semi-conducteur. Se faisant, autour du point de repos, on peut définir une capacité incrémentale ou capacité petit signal

$$C_{gb'} = \frac{dQ'_G}{dVgb}.$$

La tension grille-substrat étant distribuée aux bornes de l'isolant et aux borne du semi-conducteur, avec

$$dVgb = d\Phi_{ox} + d\Phi_s$$

et

$$dQ'_C = -dQ'_G$$

on peut écrire

$$\frac{1}{C_{gb'}} = \frac{1}{dQ'_G/d\Phi_{ox}} + \frac{1}{dQ'_C/d\Phi_s} = \frac{1}{C_{ox'}} + \frac{1}{C_{c'}}.$$

Ainsi, le condensateur MOS peut être considéré comme l'association série d'une capacité d'oxyde  $C_{ox}$  et d'une capacité semi-conducteur  $C_c$  (*figure 17*), s'écrivant dans le cas général [1]

$$C_{c'} = -\frac{dQ'_C}{d\Phi_s} = \pm\sqrt{2qNA\epsilon_{SI}}\frac{1-e^{-\Phi_s/V_t}+e^{-2\Phi_F/V_t}(e^{\Phi_s/V_t}-1)}{2\sqrt{V_t e^{-\Phi_s/V_t}+\Phi_s-V_t+e^{-2\Phi_F/V_t}(V_t e^{\Phi_s/V_t}-\Phi_s-V_t)}}.$$

Quelque soit le mode de fonctionnement du condensateur MOS, la capacité de semi-conducteur est toujours positive.

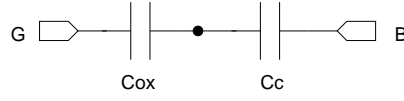


FIGURE 17 –

*Schéma équivalent du condensateur MOS*

### 5.7.1 Etude phénoménologique

- En désertion :

En mode déserté, c'est à dire avec  $V_{GB}$  tout juste supérieure à la tension de bande plate, la charge dans le semi-conducteur correspond uniquement à la charge de substrat et

$$C'c' = Cb' = -\frac{dQ'_B}{d\Phi_s} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2qNA\epsilon_{SI}}{\Phi_s}}$$

- En inversion :

En inversion, c'est à dire avec  $V_{GB}$  supérieure à la tension de bande plate, la charge dans le semi-conducteur peut être partagée entre un charge de substrat et une charge d'inversion. Ainsi, avec

$$dQ'_C = dQ'_B + dQ'_I$$

conduisant à

$$C'c' = \frac{-dQ'_B}{d\Phi_s} + \frac{-dQ'_I}{d\Phi_s} = Cb' + Ci',$$

la capacité de semi-conducteur peut être considéré comme la combinaison parallèle (*figure 18*) d'une capacité de substrat et d'une capacité d'inversion, ayant respectivement pour valeur

$$Cb' \approx \sqrt{2qNA\epsilon_{SI}} \frac{1}{2\sqrt{\Phi_s + V_t} e^{(\Phi_s - 2\Phi_F)/V_t}}$$

et

$$Ci' \approx \sqrt{2qNA\epsilon_{SI}} \frac{e^{(\Phi_s - 2\Phi_F)/V_t}}{2\sqrt{\Phi_s + V_t} e^{(\Phi_s - 2\Phi_F)/V_t}}.$$

On notera que pour le potentiel de surface caractéristique  $\Phi_s = 2\Phi_F$  les deux condensateurs prennent la même valeur

$$Cb' = Ci' = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2qNA\epsilon_{SI}}{2\Phi_F}},$$

et que la nature exponentielle des relations fait que la capacité d'inversion est très rapidement dominante pour les valeurs de potentiel de surface supérieures à  $2\Phi_F$ .

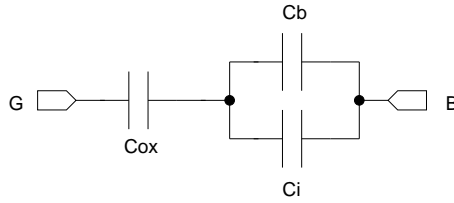


FIGURE 18 –

*Schéma équivalent du condensateur MOS en inversion*

● En accumulation :

Pour des valeurs de  $V_{GB}$  très inférieures à la tension de bande plate, d'après l'expression générale de la capacité semi-conducteur,  $C_c$  devient très grande et  $C_{gb}$  est pratiquement équivalente à  $C_{ox}$ .

● En résumé :

En considérant les trois modes de fonctionnement limites précédent, on peut déterminer grossièrement l'allure de la capacité MOS de la *figure 19*. On notera que d'une part, comme ceci a déjà été signalé lors de la détermination de  $Q_I$ , la forte inversion montre en réalité trois allures différentes selon que l'on se place en faible inversion, inversion modérée ou forte inversion. D'autre part, les raisonnements qui ont conduit à l'élaboration de la courbe ont été fait en statique, c'est à dire en considérant que pour chaque valeur de  $V_{gb}$  (autour de chaque point de fonctionnement), les charges considérées ont un temps infini pour atteindre leur valeur d'équilibre. Or, en forte inversion, les porteurs (électrons) présents dans la zone inversée sont dus au processus de génération de paires électron-trou dans le substrat. Ce processus est très lent à s'établir, et en dynamique, c'est à dire pour des tension de grille variant alternativement et rapidement autour d'une valeur de repos ( $> qqsKHz$ ), l'état d'équilibre en forte inversion n'a pas physiquement le temps de s'établir et la courbe expérimentalement obtenue est celle figurant en traits pointillés sur la *figure 19*.

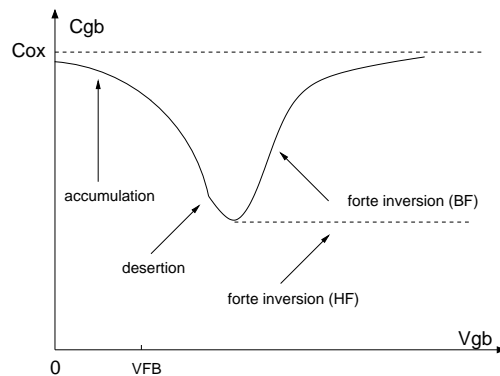


FIGURE 19 –

*Allure de la capacité MOS en fonction de  $V_{gb}$*

## Références

- [1] G. BRUHAT. "*Cours de physique générale :Electricité*". Masson, 1967.
- [2] J.C. NEAU and J.P. WATTEAU. "*Cours du Conservatoire National des Arts et Métiers*" :composants actifs. Editions scientifiques Riber, 1973.
- [3] T. OZAWA. "*Analog methods for computer aided ciecuit analysis and diagnosis*". Marcel DEKKER, INC, 1988.
- [4] P.ANTOGNETTI and G. MASSOBRIO. "*Semiconductor device modeling with SPICE*". McGraw-Hill Book Company, 1988.
- [5] S.M. SZE. "*Physics of semiconductor devices*". John Wiley New York, 1981.
- [6] Y.P. TSIVIDIS and P. ANTOGNETTI. "*Design of MOS VLSI circuits for telecommunications*". McGraw-Hill Book Company, 1985.
- [7] J.P. WATTEAU. "*Cours du Conservatoire National des Arts et Metiers*" : les composants solides de l'électronique d'aujourd'hui. Editions scientifiques Riber, 1973.