

IFIPS 2ème année - Département Matériaux

PHYSIQUE DES DISPOSITIFS
ÉLECTRONIQUES

Cédric KOENIGUER

[http ://koeniguer.perso.cegetel.net/ifips/ifips.html](http://koeniguer.perso.cegetel.net/ifips/ifips.html)

Octobre 2006



Table des matières

I	Hétérostructures	9
1	Le contact Métal-Semiconducteur	13
1.1	Etude à l'équilibre	13
1.1.1	Approche qualitative	13
1.1.2	Modélisation du diagramme des bandes	16
1.1.3	Etude des courants à l'équilibre.	19
1.2	Etude hors équilibre	21
1.2.1	Contact ohmique	22
1.2.2	Contact redresseur	22
1.3	Amélioration des modèles précédents	27
1.3.1	Ancrage du niveau de Fermi : le modèle de Baarden	27
1.3.2	Effet schottky	29
1.4	Applications	30
2	Jonction composée de deux semiconducteurs	33
2.1	Etude d'une jonction à l'équilibre	33
2.1.1	Allure du diagramme des bandes	33
2.1.2	Modélisation du diagramme des bandes	37
2.1.3	Répartition du champ	41
2.1.4	Etude de la continuité du champ	41
2.2	Etude hors équilibre	41
2.2.1	Répartition du potentiel appliqué.	41
2.2.2	Les différents courants	42
3	Structure MIS	45
3.1	Les différents régimes	46
3.1.1	Conventions et rappels	46
3.1.2	Polarisation négative	48
3.1.3	Polarisation positive	49
3.2	Modélisation	52
3.2.1	Régime de désertion et de faible inversion	52
3.2.2	Régime de forte inversion	54

II	Etude des capteurs CCD	55
4	Principe de la détection	59
4.1	Constante diélectrique	59
4.2	Temps de stockage	60
4.3	Synthèse	61
5	Etude du transfert de charge	63
5.1	Etude d'un transfert à deux phases	65
5.1.1	Conditions de l'étude	65
5.1.2	Transfert de charge	66
5.2	Transfert à 3 phases.	67
5.2.1	Nécessité du transfert à 3 phases	67
5.2.2	Etude du transfert à 3 phases	68
5.3	Réalisation de la couleur	69
III	Introduction à l'optoélectronique	71
6	Généralités	73
6.1	Interaction rayonnement-matière	73
6.1.1	Quelques rappels sur le photon	73
6.1.2	Quelques rappels sur l'électron.	74
6.1.3	Interaction électron/photon	74
6.1.4	Les différentes transitions	75
6.2	Etude des différents spectres d'absorption	79
6.2.1	Sensibilité de l'oeil	80
6.2.2	Transmission dans l'atmosphère	80
6.2.3	Transmission d'une fibre optique	81
6.3	Quelques grandeurs utiles	81
6.3.1	Coefficient de réflexion	82
6.3.2	Coefficient d'absorption	82
6.3.3	Notion de rendement quantique.	83
6.3.4	Réponse spectrale.	84
6.3.5	Autres grandeurs	85
7	Les photodétecteurs à semiconducteurs	87
7.1	Introduction	87
7.2	Dispositifs photoconducteurs	88
7.3	Etude d'une photodiode	89
7.3.1	Photodiode à jonction PN	89
7.3.2	Les autres types de photodiode	91
8	Photoémetteurs à semiconducteurs	93
8.1	Introduction	93
8.2	Diodes électroluminescentes.	93
8.2.1	Principe de fonctionnement	93

8.2.2	Détermination du rendement	94
8.2.3	Amélioration	96
8.3	Laser à semiconducteurs	96
8.3.1	Introduction	96
8.3.2	Rappels sur la physique du laser	97
8.3.3	Diode laser	100

Introduction

Ce polycopié rassemble quelques notions de base sur le fonctionnement des dispositifs à semiconducteurs les plus courants, exceptés la jonction PN (à homojonction) et les transistors qui ont été vu en première année. Il constitue donc un complément au cours de Physique des composants de la première année de l'IFIPS.

Ce document donne une première approche, bien souvent qualitative, pour comprendre dans les grandes lignes les principes physiques essentiels permettant d'expliquer le fonctionnement de ces dispositifs. Nous laissons le soin au lecteur, désireux d'en savoir plus, de consulter les ouvrages mentionnés en annexe. Ces ouvrages sont dans l'ensemble très complets et permettront de répondre à un grand nombre de questions qui n'ont pas été abordées ici.

En effet, le but de ce cours n'est pas de faire un état de l'art des composants ni de donner une approche technologique. Il s'agit juste de donner un aperçu des composants à semiconducteur que l'on peut rencontrer dans l'industrie de l'électronique (au sens large) et de justifier leur fonctionnement. Ainsi, la modélisation la plus simple de chaque composant a été choisie et les performances actuelles ne sont pas fournies.

Nous nous sommes efforcé de rendre ce cours le plus accessible possible, en donnant le maximum d'explications qualitatives et en essayant de ne pas trop rentrer dans la physique du solide.

Les composants abordés sont des composants issus de la microélectronique : les dimensions sont relativement importantes (composants qu'on pourrait qualifier de "micro"). Nous avons laissé de côté les composants issus des filières des nanotechnologies, ces derniers faisant appel à des notions de mécanique quantique plus poussées.

Ce polycopié s'articule autour de trois parties. Dans un premier temps, nous abordons les hétérostructures. Trois familles de composants sont étudiées : les jonctions métal/semiconducteur, qui sont présentes au niveau des contacts dans tout dispositif à semiconducteur ; les hétérojonctions à semiconducteurs, qui constituent une généralisation des jonctions PN classiques ; la capacité MOS, qui est la brique de base de l'électronique actuelle (et encore pour quelques années).

La seconde partie constitue une transition entre la première et la dernière partie : elle concerne l'étude des capteurs CCD. La structure MOS est mise à profit pour la détection dans le visible et pour le transfert de charge.

Enfin, la dernière partie est une introduction à l'optoélectronique : les concepts de base sont donnés puis appliqués à la détection, au travers des photoconducteurs et des photodiodes, et à l'émission de lumière (LED et diodes laser).

Première partie
Hétérostructures

Introduction

La jonction PN et le transistor bipolaire étudiés en première année dans le cours de physique statistique et physique du composant sont des composants constitués de semiconducteurs de dopages différents mais de même composition chimique (par exemple de Silicium). De tels composants sont qualifiés d'homojonction.

Si on assemble des matériaux de composition chimique différentes, on forme des hétérojonctions (ou encore hétérostructures).

On distingue deux grands types d'hétérostructures constituées de deux matériaux différents, qui seront étudiés cette année : le contact métal-semiconducteur et la jonction formée par deux semiconducteurs différents.

La structure Métal-Oxyde-Semiconducteur (également appelée capacité MOS ou structure MIS) est un autre exemple d'hétérostructure. Nous reviendrons sur les caractéristiques essentielles d'une telle structure, permettant de justifier leur importance dans les capteurs CCD aussi bien au niveau de l'acquisition que du traitement de l'information.

Notions essentielles liées aux hétérostructures

L'étude d'une hétérostructure sera identique à celle des homojonctions : nous partirons des deux jonctions isolées et nous les rapprocherons pour comprendre la structure à l'équilibre. Après cette étude qualitative, nous essayerons de quantifier les paramètres de l'équilibre, puis nous tenterons de voir ce qu'il se passe pour la structure hors équilibre.

Lorsqu'on étudie une jonction PN classique (jonction abrupte à homojonction), on associe deux quasi niveaux de Fermi aux deux semiconducteurs : chaque pseudo-niveau de Fermi est référencé par rapport à la bande de conduction et à la bande de valence. Lors de l'étude d'un contact métal-semiconducteur, il est difficile de référencer le niveau de Fermi du métal ¹. Lors de l'étude de l'association de deux semiconducteurs différents, les gap sont différents : il est donc peu commode de se référencer par rapport aux bandes de conduction et de valence.

Il est donc courant de référencer les bandes d'énergie par rapport au niveau du vide (noté NV). L'écart d'énergie entre le niveau du vide (correspondant à une énergie nulle) et un niveau d'énergie donné (par exemple le niveau de Fermi) est l'énergie qu'il faut fournir à un électron du réseau cristallin pour l'extraire de ce réseau, sans

¹n'oublions pas qu'un métal se comporte comme un semiconducteur fortement dégénéré, c'est à dire que le niveau de Fermi du métal est bien au dessus de la bande de conduction

vitesse finale.

On appelle :

- travail de sortie : énergie séparant le niveau du vide du niveau de Fermi (noté $q\phi$)
- affinité électronique : écart d'énergie entre le niveau du vide et la bande de conduction (noté $q\chi$)

Pour un métal : seul le travail de sortie est un paramètre utile. C'est une constante du matériau.

Pour un semiconducteur : le travail de sortie est fonction du matériau et du dopage (puisque le niveau de Fermi est fonction du dopage). En revanche, l'affinité électronique ne dépend pas du dopage : c'est une constante du matériau.

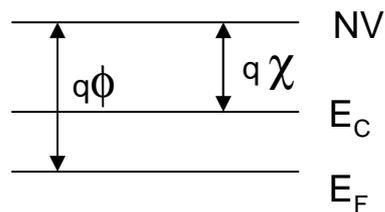


FIG. 1 – Définition du travail de sortie et de l'affinité électronique dans un semiconducteur.

Chapitre 1

Le contact Métal-Semiconducteur

Importance de l'étude

Ce contact est aussi appelé jonction (ou contact) schottky. Tout d'abord, supposons que nous souhaitons étudier un semiconducteur massif. Comme tout composant électronique, il va falloir réaliser deux contacts pour relier notre dispositif à un générateur (de tension ou de courant) ou pour l'insérer dans un circuit. Le contact est tout simplement réalisé par une soudure entre un métal (le fil électrique) et le semiconducteur considéré : c'est donc un contact schottky. Comment se comporte-t-il ? Est-ce qu'il joue bien son rôle de contact, c'est à dire permet-il la circulation des électrons du circuit externe vers le semiconducteur et réciproquement sans contrainte ? Est-il faiblement résistif ? Comment réaliser un bon contact ?

En outre, nous verrons que sous certaines conditions, la jonction schottky peut être redresseuse, c'est à dire qu'elle peut jouer le rôle de diode. De telles diodes ont des propriétés intéressantes, notamment vis à vis des fréquences d'utilisation. Par ailleurs, elles sont largement utilisées dans l'optoélectronique en tant que capteur.

1.1 Etude à l'équilibre

1.1.1 Approche qualitative

Soit ϕ_m le travail de sortie du métal, ϕ_S le travail de sortie du semiconducteur et χ l'affinité électronique du semiconducteur.

Nous allons étudier plus en détail le cas où $\phi_m > \phi_S$. Nous pourrions alors adopter un raisonnement analogue pour le cas $\phi_m < \phi_S$.

La figure 1.1 expose une méthode rapide pour retrouver l'allure du diagramme des bandes d'énergie et comprendre le fonctionnement qualitatif de l'établissement de l'équilibre d'une jonction schottky. Il faut remarquer que le type de semiconducteur n'est précisé que dans le dernier schéma. Il n'est pas nécessaire de connaître le type du semiconducteur pour déterminer l'allure des bandes d'énergie. En revanche, le type du dopage permet de déterminer la nature de la Zone de charge d'espace (ZCE) de la jonction (accumulation ou zone de désertion).

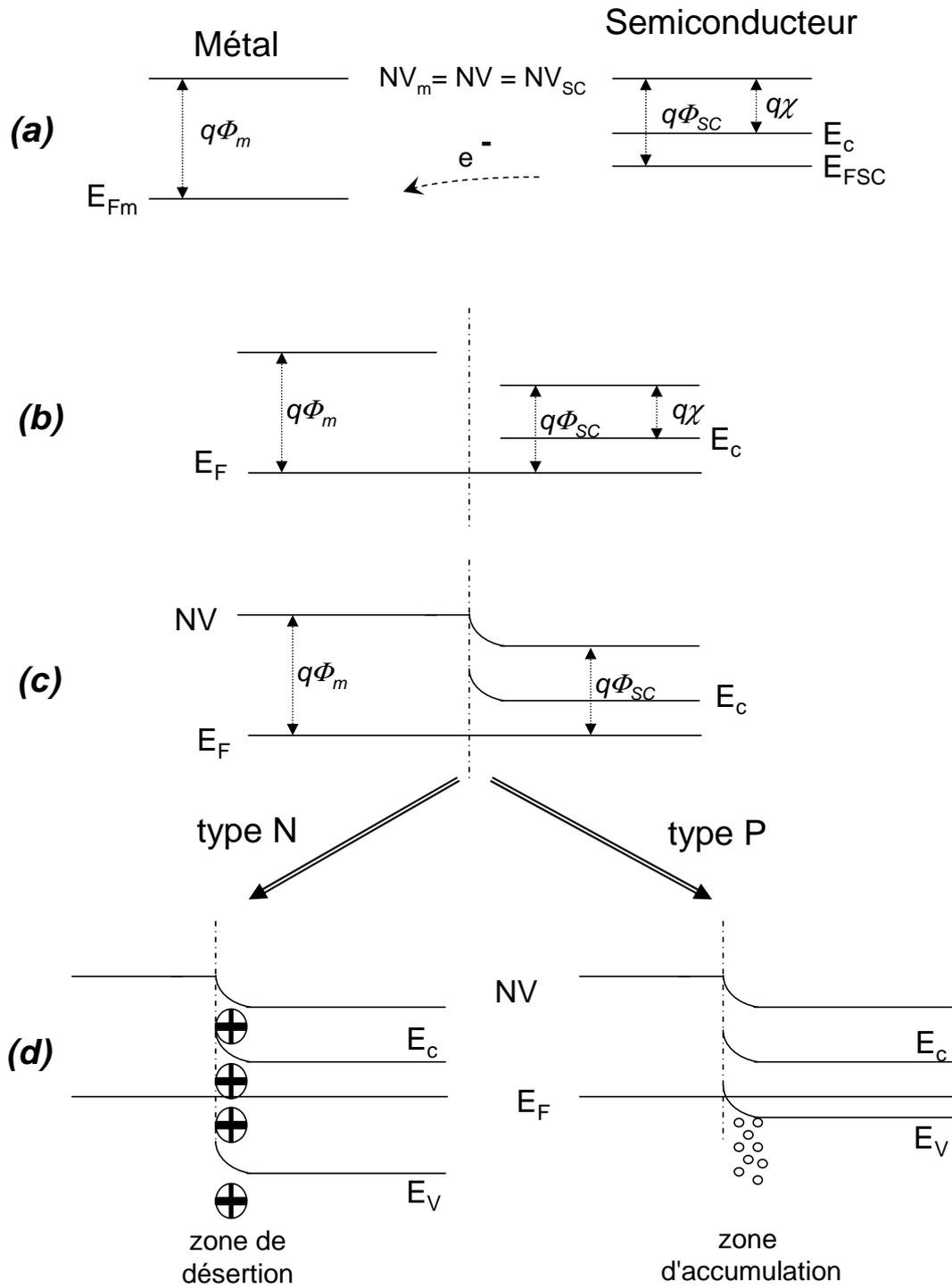


FIG. 1.1 – Etablissement de l'équilibre thermodynamique d'une jonction schottky dont $\phi_m > \phi_s$ (a) deux matériaux isolés; (b) diagramme loin de la jonction; (c) diagramme complet; (d) étude des deux cas : semiconducteur de type N et P

- Considérons un barreau de métal et un barreau de semiconducteur isolés l'un de l'autre (cas (a)). Chaque système est caractérisé par son propre niveau de Fermi. Les deux niveaux du vide sont alignés. Les deux quasi-niveaux de Fermi ne sont pas alignés, puisque les travaux de sortie des deux matériaux sont différents. Rapprochons ces deux morceaux (par la pensée : une telle manipulation n'est pas réalisable). Lorsque les deux barreaux sont accolés, ils peuvent échanger des électrons pour atteindre une situation d'équilibre, afin que les deux quasi-niveaux de Fermi s'alignent. Loin de la jonction, l'équilibre initial est maintenu. Côté métal, le niveau du vide et le niveau de Fermi sont séparés d'un écart d'énergie $q\phi_m$ (loin de la jonction). Côté semiconducteur, loin de la jonction, la bande de conduction et le niveau du vide sont séparés du niveau de Fermi par $q\phi_s$ et $q\chi$ (cas (b)).
- Proche de la jonction, la situation est différente. Sur la figure (a), nous pouvons constater que le quasi-niveau de Fermi du semiconducteur est au-dessus du quasi-niveau de Fermi du métal : il va donc y avoir une diffusion des électrons du semiconducteur vers le métal. Cette diffusion va permettre un alignement des deux quasi-niveaux de Fermi pour permettre d'atteindre un état d'équilibre. La densité d'état étant beaucoup plus élevée dans le métal que dans un semiconducteur (de plusieurs ordre de grandeur), les électrons diffusés vont se trouver localisés dans le métal en surface uniquement. Les bandes d'énergie, côté métal, resteront identiques à l'équilibre initial ¹. Le départ des électrons provenant du semiconducteur va en revanche provoquer une modification des bandes d'énergie sur une certaine distance ², côté semiconducteur. Ceci est représenté sur la figure (c). Deux cas sont à envisager : le semiconducteur est soit de type N, soit de type P.
- Si le semiconducteur est de type N (figure (d) à gauche), le départ des électrons, proche de la jonction, va définir une zone de désertion (les atomes donneurs ne sont plus compensés par des électrons). Cette zone est chargée positivement ³.
- Si le semiconducteur est de type P, les électrons vont diffuser également vers le métal. Ces porteurs étant minoritaires, le semiconducteur va générer des paires électrons/trous pour compenser ce départ et tenter de restaurer l'équilibre initial. Les électrons générés sont diffusés vers le métal. On a donc un "surplus" de trous : une zone d'accumulation (de trous) apparaît en surface. Cette zone, est chargée positivement ⁴.

Une zone de désertion est une zone chargée dépourvue de porteurs libres. La charge provient des atomes donneurs ou accepteurs (selon le type de semiconducteur). C'est

¹cette forte densité d'état côté métal a pour conséquence de ne pas modifier les bandes d'énergie.

²la densité d'état du semiconducteur ou la densité d'atomes dopants est beaucoup plus faible : la diffusion des électrons se fera sur une certaine distance dans le semiconducteur.

³plus on se rapproche de la jonction et plus le champ électrique est intense (en valeur absolue). La bande de conduction "s'éloigne" du niveau de Fermi et la bande de valence s'en "rapproche". Le semiconducteur devient de moins en moins de type N, ce qui est bien cohérent avec le défaut d'électrons que l'on a dans la ZCE.

⁴un raisonnement analogue peut être appliqué : la bande de conduction s'éloigne du niveau de Fermi et la bande de valence s'en rapproche. Le semiconducteur devient de plus en plus de type P, ce qui est bien cohérent avec l'accumulation de trous que l'on a au niveau de cette jonction.

donc une zone fortement résistive ⁵.

Une zone d'accumulation est également une zone chargée, mais elle comporte un très grand nombre de porteurs (supérieur à la densité de porteurs majoritaire défini à l'équilibre). Cette zone est donc faiblement résistive.

Nous ne pouvons pas donner le type de la courbure pour le moment : il faut faire une étude plus quantitative pour connaître plus précisément la forme de la courbure des bandes d'énergie.

La figure 1.2 montre le même raisonnement avec $\phi_m < \phi_S$.

1.1.2 Modélisation du diagramme des bandes

Nous allons donner une approche plus quantitative dans le cas où il y a établissement d'une zone de désertion. Prenons par exemple un métal dont le travail de sortie est plus grand que celui du semiconducteur et considérons un semiconducteur de type N.

Le modèle que nous allons donner (et qui est tout à fait analogue à celui d'une jonction PN abrupte) repose sur deux hypothèses (cf figure 1.3) :

1. la zone d'accumulation d'électrons dans le métal résultant de la diffusion des électrons est localisée en surface. La densité de charge est un Dirac, côté métal. Cette accumulation permet de conserver la neutralité globale de la structure, mais n'aura pas d'incidence sur les bandes d'énergie.
2. la zone de charge d'espace a une densité de charge de type "rectangulaire".

La première hypothèse est bien sûr justifiée par la densité d'état qui est bien plus élevée dans le métal que dans le semiconducteur.

L'intégration de l'équation de Maxwell-Gauss : $\text{div} \vec{E} = \rho/\epsilon$ donne le champ électrique. Etant donné la présence du Dirac (côté métal), le champ sera discontinu à l'interface ⁶. Par intégration du champ électrique, on obtient le potentiel, qui au signe près fournit les variations des bandes d'énergie. L'intégration de l'équation de Poisson permet d'obtenir le résultat plus rapidement.

La figure 1.4 illustre le raisonnement permettant de modéliser la courbure des bandes. Prenons l'exemple d'une jonction schottky de type N, avec $\phi_m > \phi_S$. Soit N_d la densité d'atome donneur (qui correspond à la densité de porteurs ⁷). Prenons comme origine l'interface entre les deux matériaux. La figure 1.4 (a) montre la répartition de la densité de charges.

Pour $x > 0$, l'équation de Maxwell-Gauss s'écrit :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{qN_d}{\epsilon}$$

⁵Rappelons que conductivité σ (l'inverse de la résistivité) est donnée par : $\sigma = qn\mu$, où μ est la mobilité des porteurs et n la densité des porteurs considérés. Donc, moins il y a de porteurs, plus faible sera la conductivité et donc plus élevée sera la résistivité.

⁶cette discontinuité n'est pas présente dans une homojonction PN.

⁷on suppose que tous les atomes donneurs sont ionisés : chaque atome donneur fournit un électron.

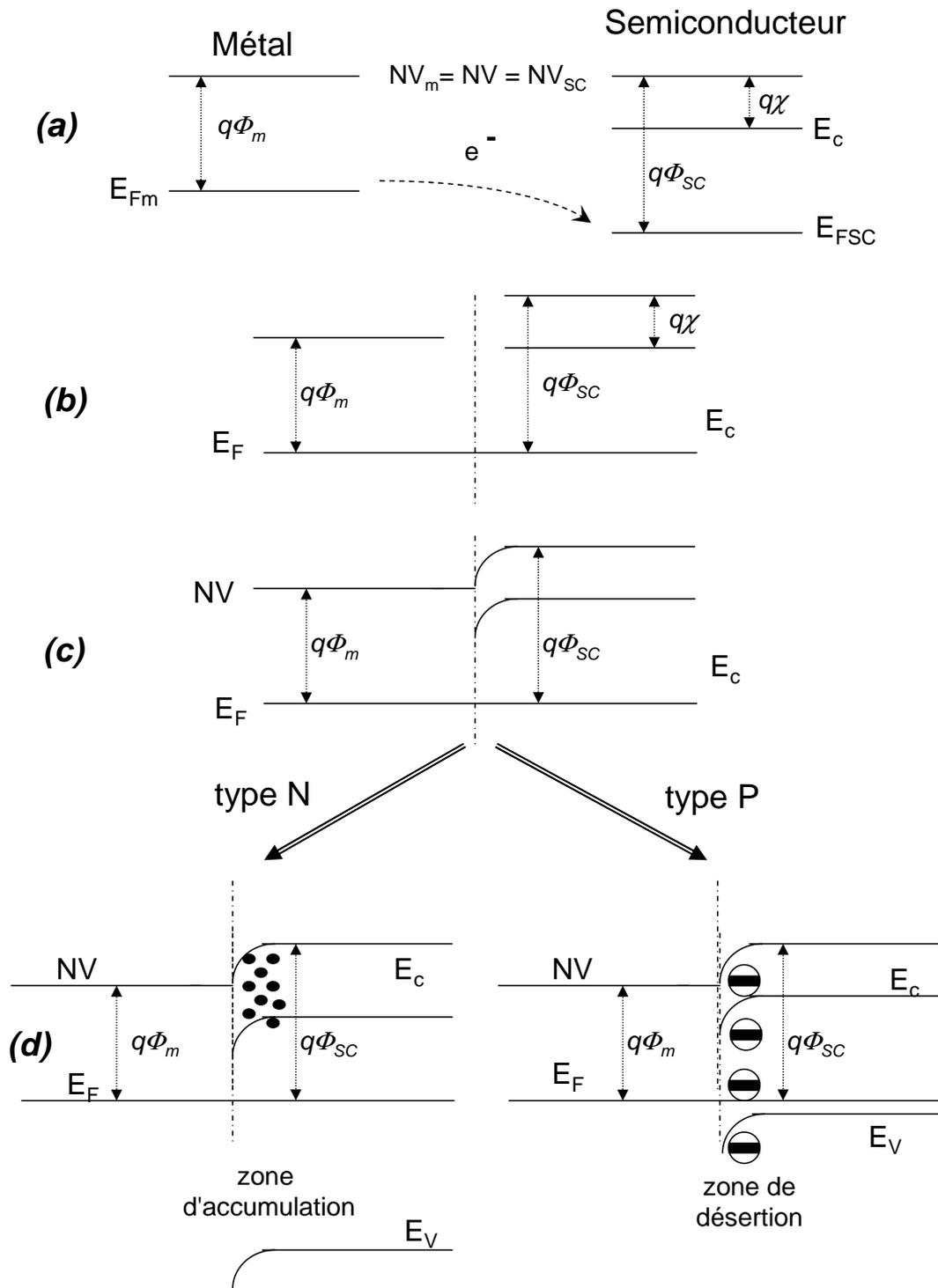


FIG. 1.2 – Etablissement de l'équilibre thermodynamique d'une jonction schottky dont $\phi_m < \phi_s$ (a) deux matériaux isolés; (b) diagramme loin de la jonction; (c) diagramme complet; (d) étude des deux cas : semiconducteur de type N et P

d'où, dans la ZCE :

$$E(x) = \frac{qN_d}{\epsilon}x + \text{cte}$$

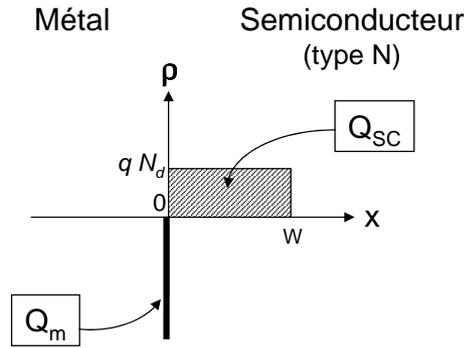


FIG. 1.3 – Densité de charge dans une diode schottky.

Le champ doit être nul dans la zone quasi neutre (pas de chute de potentiel dans cette zone puisqu'il s'agit d'une zone faiblement résistive). Si W est la largeur de la zone de charge d'espace :

$$E(x) = \frac{qN_d}{\epsilon}(x - W)$$

Côté métal ($x < 0$) : $E(x) = 0$

D'où la figure 1.4 (b). On peut donc en déduire le potentiel :

Pour $x < 0$: $V(x) = \text{cte}$. Prenons cette constante nulle.

Pour $0 < x < W$: $\frac{dV}{dx} = -\frac{qN_d}{\epsilon}(x - W)$ et donc :

$$\begin{aligned} V(x) - V(0) &= -\frac{qN_d}{\epsilon} \int_0^x (u - W) du \\ V(x) &= -\frac{qN_d}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} - Wx \right) \end{aligned}$$

On en déduit la hauteur de barrière de potentiel ⁸ :

$$\begin{aligned} V_d &= V(W) \\ &= \frac{qN_d}{2\epsilon} W^2 \end{aligned} \quad (1.1)$$

On obtient donc au signe près (et à une constante additive près) les variations des bandes d'énergie :

$$E_i(x) = \frac{q^2 N_d}{\epsilon} \left(\frac{x^2}{2} - Wx \right)$$

D'où la figure 1.4 (d).

Remarque : le cas de la zone d'accumulation est beaucoup plus délicat à traiter :

⁸Cette expression est à rapprocher de celle concernant une jonction PN : $W^2 = \frac{2\epsilon}{q} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \right) V$. A partir de l'expression dans le cas d'une jonction PN, il suffit de faire tendre le dopage N_a , côté P, vers l'infini pour retrouver la largeur de la ZCE dans une jonction schottky. Une jonction schottky est en quelque sorte un cas particulier d'une jonction PN, ce qui se retrouve bien sur le diagramme des bandes

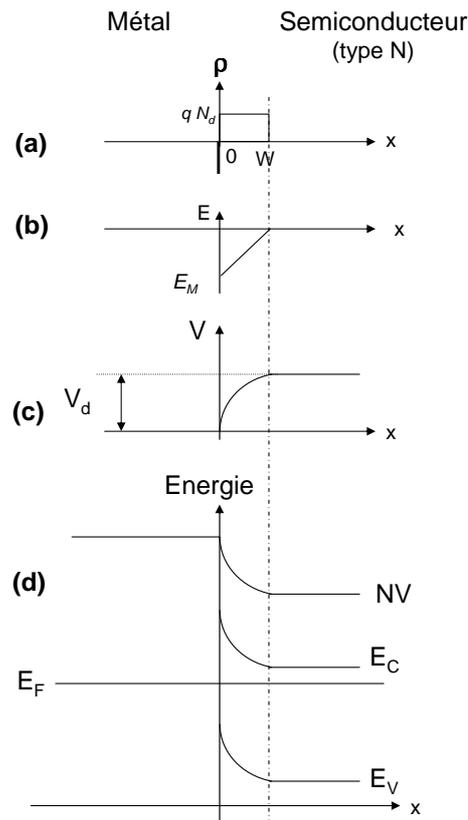


FIG. 1.4 – Intégrations successives de la densité de charge dans une diode schottky de type N.

la densité de porteurs est plus importante qu'à l'équilibre et ces porteurs sont mobiles. L'apparition de ces porteurs crée un champ qui modifie leur répartition. Il faut résoudre de manière auto-cohérente l'équation de Poisson, ce qui nécessite des outils numériques.

Comme dans le cas de la jonction PN, l'établissement de l'équilibre résulte d'une diffusion de porteurs et donc d'un courant de diffusion associé. Ce dernier est contré par un courant inverse. A l'équilibre, deux courants inverses se compensent à chaque instant. Nous allons étudier quels sont les courants existants à l'équilibre.

1.1.3 Etude des courants à l'équilibre.

Par définition de l'équilibre, il n'y a pas de courant macroscopique global. Il y a un équilibre entre différents courants locaux. On distingue 3 grands types de courant dans une jonction schottky :

- le courant thermo-électronique (cf figure 1.5 (b)). Il provient des électrons (ou des trous) de la zone quasi neutre et du métal, ayant une énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel. C'est par agitation thermique que certains électrons (ou certains trous) peuvent "passer" au dessus de cette barrière et se

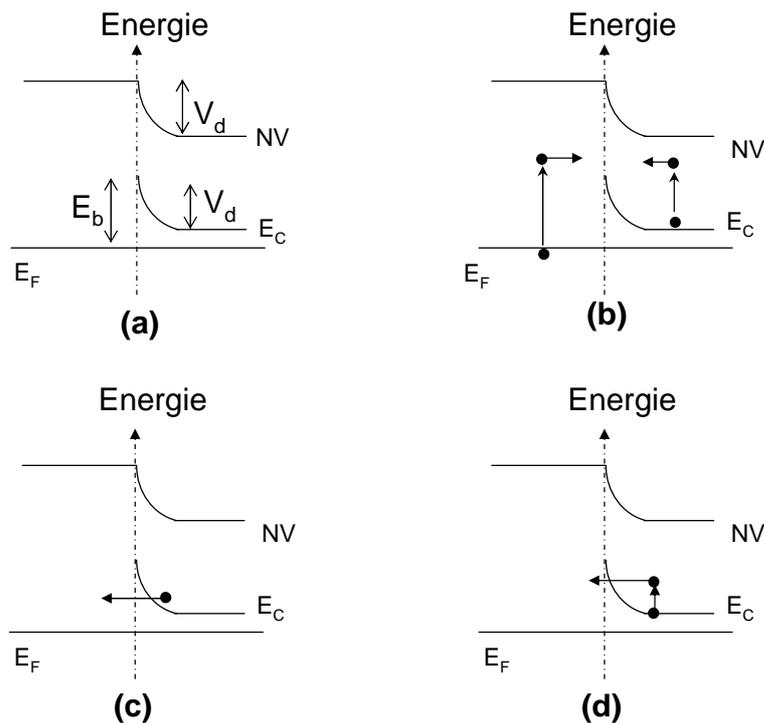


FIG. 1.5 – Les trois grands types de courant dans une diode schottky : **(a)** définition des barrières de potentiel ; **(b)** courants thermoélectroniques ; **(c)** courant tunnel (un seul sens a été représenté afin que la figure soit plus lisible) ; **(d)** courant tunnel assisté par agitation thermique (un seul sens représenté)

retrouver dans l'autre matériau de la jonction. C'est le courant principal d'une diode schottky.

- le courant tunnel (cf figure 1.5 (c)). Certains électrons peuvent franchir la barrière par effet tunnel et participer à un courant. Ce courant sera important dans certains cas. Nous le négligerons dans un premier temps, par soucis de simplicité.
- un courant mixte : thermoélectronique et tunnel (cf figure 1.5 (d)). Certains électrons peuvent avoir une énergie inférieure à celle de la barrière de potentiel et passer à travers par effet tunnel. Ce courant, plus difficile à évaluer, sera négligé dans notre étude.

Il faut aussi mentionner un dernier courant qui existe dans la zone de charge d'espace : il s'agit d'un courant de diffusion (car en réalité la zone de charge d'espace n'est pas entièrement dépeuplée). Ces porteurs (même si ils sont peu nombreux) diffusent. Le courant global étant conservatif, certains modèles physiques permettent, par continuité, de rendre compatible les courants de diffusion et thermoélectronique.

Courant thermoélectronique

Notation : on note E_b la hauteur de la barrière de potentiel vue par les électrons du métal et V_d la barrière de potentiel vue par les électrons du semiconducteur (cf figure 1.5 (a)).

Pour calculer ce courant, il faut évaluer la proportion d'électrons ayant une énergie supérieure à E_b et une vitesse orientée dans le bon sens (vers la droite si on est dans le métal). On peut montrer que ce courant se met sous la forme ⁹ :

$$|J_{m \rightarrow sc}| = A^* T^2 e^{-E_b/k_b T} \quad (1.2)$$

avec :

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k_b^2}{\hbar^3} : \text{constante de Richardson} \quad (1.3)$$

$$m^* = \text{masse effective du porteur considéré} \quad (1.4)$$

La constante de Richardson vaut, pour $m^* = m_0$ (masse de l'électron) : $A^* = 120 \text{ A.cm}^{-2}\text{K}^{-2}$.

Ce courant est orienté du semiconducteur vers le métal (sens opposé au sens des électrons) et est donc négatif pour la convention de la figure 1.6.

A l'équilibre, les courants thermoélectronique "métal \rightarrow semiconducteur", noté $J_{m \rightarrow sc}$, et "semiconducteur \rightarrow métal", noté $J_{sc \rightarrow m}$ se compensent ¹⁰ : $|J_{m \rightarrow sc}| = |J_{sc \rightarrow m}|$. On peut écrire différemment la dernière équation en remplaçant l'expression de la barrière E_b en fonction de V_d :

$$E_b = qV_d + \phi_F, \text{ avec :} \quad (1.5)$$

$$\phi_F = E_c^\infty - E_F \quad (1.6)$$

où E_c^∞ désigne la bande de conduction loin de la jonction. Le courant peut alors se réécrire comme suit :

$$|J_{sc \rightarrow m}| = A^* T^2 e^{-qV_d/k_b T} \underbrace{e^{-(E_c^\infty - E_F)/k_b T}}_{\frac{n}{N_c}} \quad (1.7)$$

On dispose donc de deux expressions : l'une fonction de la hauteur de la barrière vue par les électrons du métal, et l'autre, fonction de la hauteur de la barrière vue par les électrons du semiconducteur. Ces deux expressions vont nous être utiles pour l'étude des courants hors équilibre.

1.2 Etude hors équilibre

Durant cette étude, nous adopterons les conventions de la figure 1.6. La tension V correspond donc à la différence de potentiel suivante : $V = V_m - V_{sc}$.

⁹attention : le symbole $m \rightarrow sc$ désigne le sens de parcours des électrons et non le sens du courant qui est opposé!

¹⁰la barrière côté métal est plus importante que la barrière côté semiconducteur. On pourrait donc penser a priori que le courant $J_{sc \rightarrow m}$ est plus important que le courant $J_{m \rightarrow sc}$. Il ne faut pas oublier qu'il y a plus de porteurs libres dans le métal que dans le semiconducteur : la barrière est certes plus importante côté métal mais la densité de porteurs aussi. Côté semiconducteur, la barrière est plus petite mais la densité de porteurs est plus faible. Au final il y a équilibre : on a autant de porteurs ayant une énergie plus grande que la barrière des deux côtés.

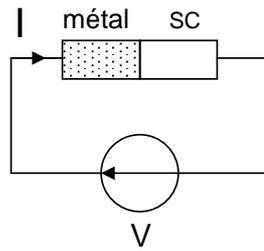


FIG. 1.6 – Définition de la convention relative au courant et à la tension.

1.2.1 Contact ohmique

Considérons une jonction schottky ayant une zone d'accumulation (par exemple de type P, $\phi_m > \phi_s$). Contrairement à une jonction ayant une zone de désertion (qu'elle soit de type PN ou schottky), il n'y a pas de zone fortement résistive localisée dans le semiconducteur : on a une accumulation de porteurs au moment de l'instauration de l'équilibre et donc une conductance élevée dans le semiconducteur. Si on applique un champ externe, celui-ci s'appliquera uniformément sur tout le semiconducteur (et naturellement pas sur le métal, en raison de la forte conductivité de ce dernier). Celui-ci se comporte donc comme une résistance, excepté dans la zone d'accumulation où la barrière de potentiel reste fixée à l'interface par les matériaux et où un léger effet schottky (décrit plus loin) a tendance à conserver la courbure des bandes. Dans la zone quasi-neutre, les bandes d'énergie et le niveau de Fermi associé ont donc une variation linéaire.

Le métal se comporte comme une résistance de très faible valeur car possédant un grand nombre de porteurs : en première approximation, on peut donc négliger l'influence du champ électrique sur le métal. Le niveau de Fermi associé au métal reste constant, ainsi que le niveau du vide. La jonction ainsi formée est ohmique. La figure 1.7 montre l'allure du diagramme des bandes à l'équilibre et hors équilibre. Si $V > 0$ (cas **(a)**), le champ créé est orienté de la gauche vers la droite : les trous subissent une force qui a tendance à les pousser vers la droite (loin de la jonction, à droite, le semiconducteur est plus de type P). La situation est inversée si on inverse le signe de la tension (cas **(b)**).

La modélisation du transport électronique dans une telle structure n'est pas facile à déterminer : la répartition des charges est fonction de l'effet schottky et du potentiel appliqué. Une résolution numérique doit être appliquée. Nous ne détaillerons donc pas le calcul permettant de connaître la caractéristique courant-tension.

1.2.2 Contact redresseur

Approche qualitative

Considérons par exemple une jonction métal-semiconducteur ayant les caractéristiques suivantes : $\phi_m > \phi_s$ et de type N. Appliquons une tension : un champ externe est donc appliqué à la structure. Ce champ va se superposer au champ interne créée par la zone de charge d'espace. A priori, le champ s'applique tout le long de la structure. Mais une zone de désertion est une zone dépourvue de porteurs libres :

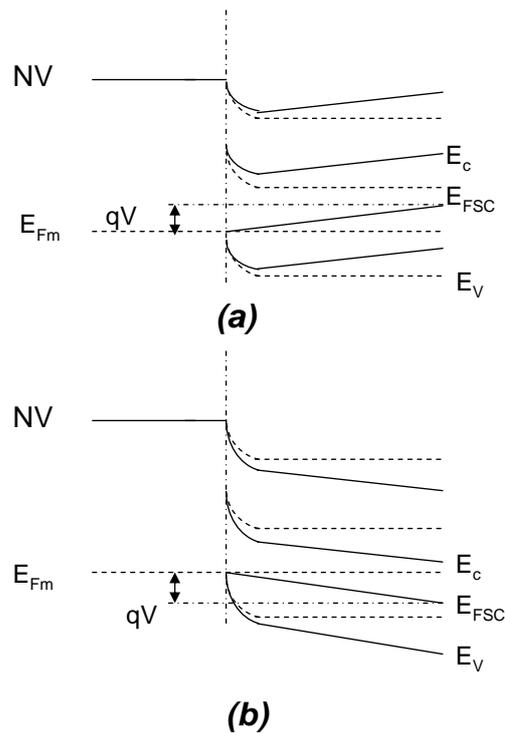


FIG. 1.7 – Diagramme des bandes d'énergie en fonction du potentiel appliqué. Cas (a) : $V_m > V_{sc}$ ($V > 0$) ; Cas (b) : $V_{sc} > V_m$ ($V < 0$).

c'est donc une zone fortement résistive, à la différence des zones quasi neutres et du métal. Il est donc naturel de considérer que le champ externe ne s'applique que sur la zone de charge d'espace, comme c'est généralement le cas dans une jonction PN. On peut adopter deux raisonnements pour comprendre la situation hors équilibre :

1. Raisonnons sur les signes des tensions et des énergies.

Si $V > 0$, alors $V_m > V_s$ et donc ¹¹ : $E_{Fm} < E_{Fs}$. Le quasi-niveau de Fermi du semiconducteur augmente d'un facteur qV par rapport au quasi-niveau de Fermi du métal. Loin de la zone de charge d'espace, il n'y a pas de modification de la répartition des porteurs de charge, puisque le champ ne s'y applique pas. Les bandes d'énergie vont donc se traduire d'un même facteur qV (en dehors de la ZCE) pour conserver localement l'équilibre. La bande de conduction et le niveau du vide étant fixes au niveau de la jonction, cette barrière globale est donc plus faible qu'à l'équilibre (pour les électrons de la zone quasi neutre). Elle vaut : $V'_d = V_d - V$.

En revanche, si $V < 0$, les bandes d'énergies dans la zone quasi-neutre et le quasi niveau de Fermi du semiconducteur sont traduits vers le bas : la barrière de potentiel augmente et vaut : $V'_d = V_d + |V| = V_d - V$.

Finalement, côté métal, rien ne change : les électrons du métal voient toujours une barrière E_b . Il existe toujours le même courant $J_{m \rightarrow sc}$ thermoélectronique

¹¹n'oublions pas que les tensions et les énergies sont équivalentes au signe près.

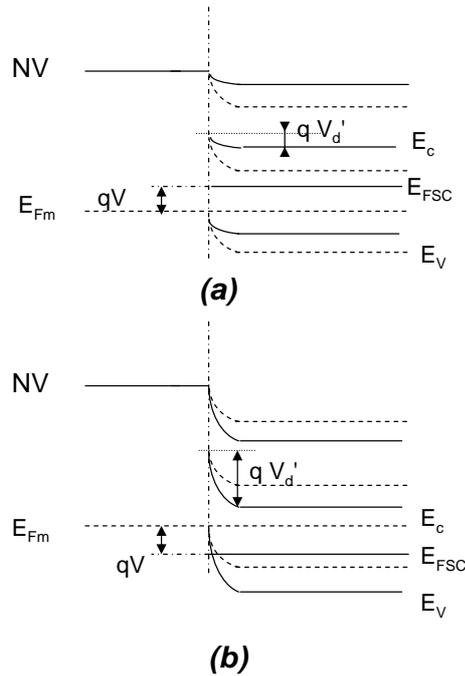


FIG. 1.8 – Raisonement sur la tension : les bandes d'énergie et le niveau de Fermi se translattent. Cas (a) : $V_m > V_{sc}$; Cas (b) : $V_{sc} < V_m$

dans ce sens. Côté semiconducteur, les électrons voient une barrière de potentiel qui augmente ou diminue selon le signe de la tension appliquée : le courant thermoélectronique $J_{sc \rightarrow m}$ va diminuer ou augmenter par rapport à l'équilibre (selon le signe de la tension). Un courant global va donc apparaître. La situation est résumée sur la figure 1.8.

2. Raisonons sur le champ appliqué.

A l'équilibre, la zone de charge d'espace crée un champ orienté vers la gauche (vers le métal chargé localement négativement)¹². Appliquons une tension positive. Nous avons vu que cette tension créait un champ supplémentaire orienté vers la droite (vers le semiconducteur). Le champ global (qui est la somme du champ interne et du champ externe) sera plus faible que le champ de la ZCE à l'équilibre : les électrons vont donc pouvoir diffuser plus facilement du semiconducteur vers le métal. La diminution du champ entraîne la diminution de la ZCE et la diminution de la barrière de potentiel. Un courant apparaît, orienté de la gauche vers la droite : l'équilibre est rompu. D'après la convention choisie, ce courant est négatif¹³.

¹²Ce champ permet ainsi de contrer la diffusion des électrons du semiconducteur vers le métal et permet d'atteindre un état d'équilibre résultant de la compétition entre la diffusion des électrons vers le métal (afin dégaliser les niveaux de Fermi) et la conduction due à ce champ (comme dans le cas de la jonction PN)

¹³ce raisonnement est basé sur les courants de diffusion. Il n'est donc pas question ici de courant thermoélectronique. En réalité, on peut montrer que ce courant de diffusion est lié au courant thermoélectronique et que les deux modèles sont liés. Mais une telle démonstration dépasse le cadre de ce cours ...l'idée principale de ce raisonnement est bien la suivante : la diminution du

Appliquons une tension négative : le champ global va maintenant augmenter. On aura une diminution de la diffusion des électrons du semiconducteur vers le métal (par rapport à l'équilibre); en revanche, les électrons vont toujours passer du métal vers le semiconducteur. Un courant (faible) apparait et il est orienté vers la droite : l'équilibre est à nouveau rompu. La figure 1.9, illustre ce raisonnement.

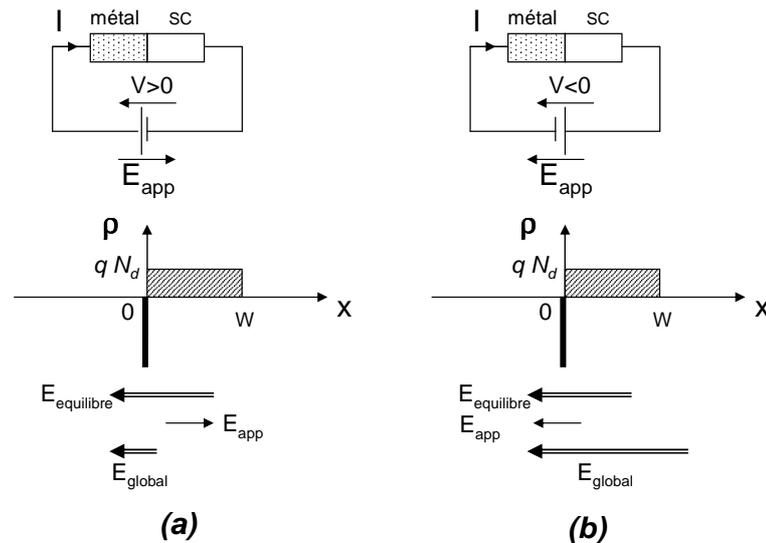


FIG. 1.9 – Raisonnement sur le champ. Cas (a) : $V_m > V_{sc}$; Cas (b) : $V_{sc} < V_m$

Finalement, lorsque la tension est positive, le courant (orienté vers la droite : $I > 0$) est important (car la barrière est faible côté semiconducteur)¹⁴. Lorsque la tension est négative, le courant (orienté vers la gauche : $I < 0$) est faible (car les barrières sont importantes). On a donc une allure courant-tension redresseuse, représentée sur la figure 1.10. Mais ces raisonnements ne permettent pas de conclure sur l'importance des courants entre eux : une étude quantitative est donc nécessaire.

Approche quantitative

Nous avons vu que la barrière vue par les électrons du métal était une constante du matériau. A cette barrière était associée un courant thermoélectronique dont l'expression est donnée par l'équation 1.2, page 21. Ce courant existe quelque soit la perturbation externe.

La barrière de potentiel, vue par les électrons du semiconducteur, est V_d à l'équilibre. Nous avons vu que cette barrière varie en fonction de la tension externe appliquée. D'après l'équation 1.7, le courant d'électrons du semiconducteur vers le métal (avec

champ interne est associée à une diminution de la barrière de potentiel. Un raisonnement sur tout type de courant peut ensuite être appliqué

¹⁴en se rappelant l'expression de la statistique de Boltzman dans une jonction PN, on peut avoir l'intuition d'un courant évoluant suivant une loi exponentielle ...

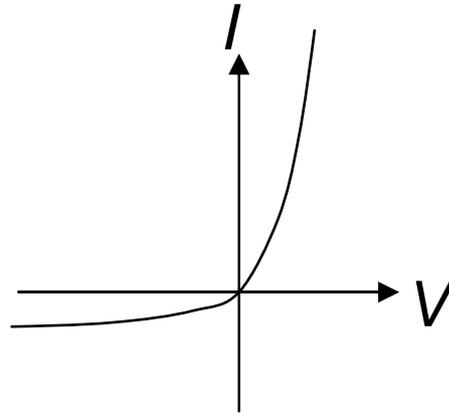


FIG. 1.10 – Allure de la caractéristique courant-tension pour une diode schottky

une barrière de potentiel V'_d) vaut donc :

$$J_{sc \rightarrow m} = A^* T^2 \frac{n}{N_c} e^{-qV'_d/k_b T} \quad (1.8)$$

Sachant que $V'_d = V_d - V$, le courant global vaut donc :

$$J_{global} = J_{sc \rightarrow m} - J_{m \rightarrow sc} \text{ (cf convention choisie)} \quad (1.9)$$

$$= A^* T^2 \frac{n}{N_c} e^{-q(V_d - V)/k_b T} - A^* T^2 \frac{n}{N_c} e^{-qV_d/k_b T} \quad (1.10)$$

$$= A^* T^2 \frac{n}{N_c} e^{-qV_d/k_b T} (e^{qV/k_b T} - 1) \quad (1.11)$$

$$= \underbrace{A^* T^2 e^{-qE_b/k_b T}}_{J_{sat}} (e^{qV/k_b T} - 1) \quad (1.12)$$

On retrouve l'expression d'une caractéristique courant tension d'une diode classique. En outre, cette caractéristique est bien compatible avec la convention choisie et les deux raisonnements qualitatifs réalisés.

Capacité

L'équation 1.1 permet de relier la largeur de la zone de charge d'espace W avec la barrière de potentiel V_d . Lorsqu'on polarise la structure, la barrière de potentiel est modifiée, modifiant ainsi la largeur de la zone de charge d'espace :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_d} (V_d - V)} \quad (1.13)$$

Si on applique une tension alternative, on va donc avoir une modulation de cette zone de charge d'espace. On a donc une modulation de charge en fonction de la tension appliquée : il y a donc un effet de capacité ¹⁵.

¹⁵ce phénomène est tout à fait analogue à celui responsable de la capacité de transition d'une jonction PN

La charge présente dans la ZCE vaut :

$$Q_{sc}(V) = qN_d W(V) \quad (1.14)$$

Une modulation de dV de la tension provoque donc une modification dQ de la charge :

$$\delta Q = qN_d \delta W \quad (1.15)$$

$$= qN_d \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_d} \frac{-\delta W}{2\sqrt{V_d - V}}} \quad (1.16)$$

$$= -\sqrt{\frac{qN_d\epsilon}{2(V_d - V)}} \delta V \quad (1.17)$$

D'où une capacité C :

$$C = \left| \frac{dQ}{dV} \right| \quad (1.18)$$

$$= \sqrt{\frac{qN_d\epsilon}{2(V_d - V)}} \quad (1.19)$$

$$= \frac{\epsilon}{W} \quad (1.20)$$

La mesure de la capacité en fonction de la tension appliquée ¹⁶ permet donc de déduire le dopage et la hauteur de la barrière V_d . Il faut aussi remarquer qu'il n'existe pas de capacité de diffusion dans une jonction schottky : il n'y a pas de diffusion de porteurs minoritaires.

En outre, nous avons supposé qu'il n'y a pas d'états d'interface (pour approcher la structure réelle, il faudrait tenir compte de la charge apportée par les états d'interface). La capacité réelle (tenant compte de ces états) est différente.

Cette propriété (ie variation de la capacité en fonction de la tension) est mise à profit dans les oscillateurs haute fréquence. Une tension continue permet en effet de choisir une valeur de capacité compatible avec la fréquence d'oscillation voulue lorsqu'on insère une telle diode dans un montage oscillateur. Les fréquences d'utilisation des ces diodes étant élevées (plusieurs GHz, cf infra), ceci permet de réaliser des oscillateurs pour la transmission d'information dans le domaine des hyperfréquences. De telles diodes portent le nom de "Varactor" (ou éventuellement "diode Varicap").

1.3 Amélioration des modèles précédents

Nous allons voir dans cette partie deux améliorations possibles au modèle décrit précédemment.

1.3.1 Ancrage du niveau de Fermi : le modèle de Baarden

La méthode qui consiste à rapprocher par la pensée deux matériaux afin de mieux comprendre ce qui se passe conduit, si on ne prend pas de précautions, au modèle

¹⁶en pratique, on effectue la mesure de l'inverse du carré de la capacité.

de schottky. C'est le modèle qui a été développé. En particulier, ce modèle propose l'existence de deux barrières :

1. une barrière de potentiel pour les électrons du métal, notée E_b . Cette barrière, dans le modèle de schottky, n'est fonction que des matériaux : elle ne dépend que du travail de sortie du métal et de l'affinité électronique du semiconducteur (puisque $E_b = q(\phi_m - \chi)$). Elle ne dépend pas du dopage ni d'autres paramètres.
2. une barrière de potentiel V_d qui dépend du métal, du semiconducteur et du dopage.

Ce modèle est en réalité inexact. Il est en effet difficile de comprendre ce qui se passe à l'interface semiconducteur/métal. D'un point de vue de la physique des semiconducteurs, nous avons appliqué les lois comme si la structure cristalline était périodique et infinie ... A l'interface, le théorème de Bloch (entre autre) n'est plus valable. De nombreux écarts par rapport à la théorie des semiconducteurs existent :

- il y a tout d'abord rupture de la périodicité du cristal. Cette rupture, qui laisse des atomes ayant des liaisons électroniques non saturées (appelées liaisons pendantes), autorise des réarrangements électroniques qui n'ont pas été pris en compte (états possibles dans le gap). Ces états, appelés états de surface, influencent de manière importante le niveau de Fermi du semiconducteur (cf figure 1.11).
- l'interface n'est pas plane : une certaine rugosité existe étant responsable d'interactions avec les électrons du réseau cristallin

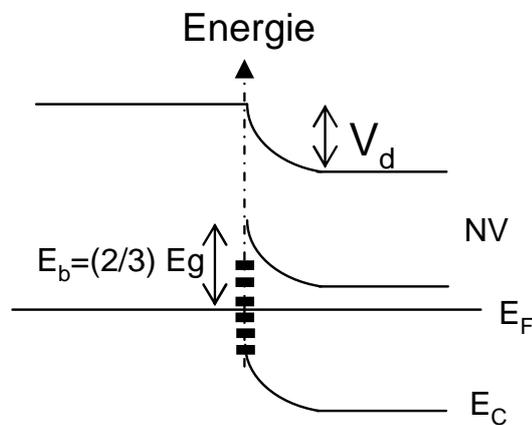


FIG. 1.11 – Modèle de Baarden : le niveau de Fermi est ancré au tiers du gap, en raison des états de surfaces (représentés par les traits dans le gap à l'interface).

Ces phénomènes aboutissent à un piégeage (ou ancrage) du niveau de Fermi : le niveau de Fermi est fixé à une certaine hauteur de la barrière de potentiel, indépendamment du métal utilisé. On constate que le quasi-niveau de Fermi peut être situé environ au tiers du gap au dessus de la bande de valence. La barrière de potentiel vue par les électrons du métal vaut donc : $E_b = \frac{2}{3} E_g$. Ce modèle est le modèle de Baarden. Nous ne développerons pas ce modèle, mais il est utile d'avoir à l'esprit les limites du modèle de schottky.

1.3.2 Effet schottky

A l'interface métal/semiconducteur, il existe un phénomène d'influence qui n'a pas été pris en compte : c'est l'effet schottky.

Origine

Considérons une interface métal-vide (on pourra aisément transposer le raisonnement qui suit à une interface métal-semiconducteur). Prenons comme origine : l'interface, et l'axe des abscisses orienté vers le vide. Nous avons défini le niveau du vide par l'énergie que possède l'électron isolé du réseau cristallin sans aucune interaction avec ce réseau et sans vitesse. Nous avons pris comme référence des énergies ce niveau du vide. D'après cette définition du niveau du vide, si on extrait un électron du métal à une distance x de l'interface, il a une énergie potentielle E nulle. Ainsi :

$$\begin{aligned} \text{pour } x < 0 & : E(x) = -q\phi \\ \text{pour } x > 0 & : E(x) = 0 \end{aligned}$$

En réalité, ce résultat est faux : en extrayant un électron du réseau cristallin, on enlève une charge négative. Une charge positive reste au niveau du métal (l'électron libère un trou). La présence de ce trou signifie que cet électron extrait interagit avec le réseau cristallin qui lui est proche. On peut montrer que le réseau agit comme une charge $+q$ située à une distance $-x$ de la surface : cette charge est appelée charge image. Il se crée donc un dipole électrostatique : un champ orienté de la charge image vers la charge extraite est créé. La charge extraite est donc soumise à une force dirigée vers le réseau cristallin et a donc tendance à ramener l'électron extrait vers le réseau : c'est l'effet schottky. Ce champ a tendance à diminuer l'énergie potentielle de l'électron extrait : à une distance $x > 0$ de l'interface son énergie potentielle est non nulle : $-q\phi < E(x) < 0$. L'énergie potentielle de l'électron n'est nulle qu'à l'infini.

Modélisation

L'électron extrait subit la force $\vec{f} = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{(2x)^2}$, puisque les deux charges sont séparées de la distance $2x$. Il n'y a qu'à l'infini que l'électron ne subit plus de forces exercées par le réseau. Pour que cet électron soit isolé, il faut donc fournir l'énergie suivante :

$$\begin{aligned} E_{fournie}(x) &= \int_x^\infty f(r) dr \\ &= \frac{-q}{16\pi\epsilon_0} \int_x^\infty \frac{dr}{r^2} \\ &= \frac{q}{16\pi\epsilon_0 x} \end{aligned}$$

Il faut remarquer un problème de divergence de cette énergie à proximité du matériau. Le modèle devient en effet inexact à mesure qu'on se rapproche du matériau. En

outre, le potentiel doit être continu. La figure 1.12 montre l'allure de l'énergie potentielle. Cet effet se produit également à l'interface métal/semiconducteur. Dans certains cas particuliers, cet effet peut réduire la hauteur de barrière d'une jonction schottky (cas du contact ohmique par exemple). Nous l'avons négligé, d'une part par soucis de simplicité mais aussi parce que cet effet est mineur comparé à l'effet de la charge de la ZCE.

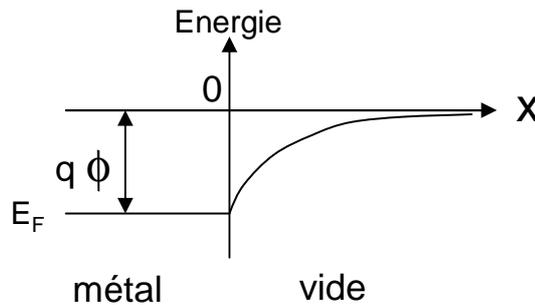


FIG. 1.12 – Allure de l'énergie potentielle à l'interface métal/vide.

1.4 Applications

Les applications des jonctions schottky sont nombreuses : diode (utilisation de la jonction redresseuse), diode varicap, contact ohmique (utilisation de la jonction ohmique et redresseuse), photodétecteur (utilisation de la jonction redresseuse). Nous étudierons en détail dans ce chapitre les deux premières applications, la dernière sera vue dans un chapitre ultérieur concernant l'optélectronique.

Diode schottky

De telles diodes ont des avantages vis à vis de la fréquence d'utilisation :

- à la différence d'une diode PN classique, une diode schottky est un composant unipolaire : un seul type de porteur est responsable du courant. Or les électrons sont des porteurs ayant une mobilité plus grande que celle des trous. Ils se déplacent "plus rapidement" dans le réseau cristallin que les trous (la masse effective associée à un électron est en effet plus élevée que la masse effective associée à un trou)¹⁷. La fréquence d'utilisation d'un composant unipolaire de type N sera donc plus élevée que celle d'un composant de type P (et donc qu'une jonction faisant intervenir les deux types de porteurs, comme c'est le cas dans une jonction PN). Contrairement à une jonction PN, le courant n'est pas lié à deux types de porteurs.
- en outre, le courant principal n'est pas un courant de diffusion de porteurs minoritaires ; or, il ne faut pas oublier qu'un mécanisme de diffusion est un

¹⁷Rappelons l'expression de la mobilité : $\mu = q\tau/m^*$, où τ est la durée de vie des porteurs. La mobilité intervient dans le courant de conduction et dans le coefficient de diffusion via la relation d'Einstein.

mécanisme "lent" (dû au caractère minoritaire des porteurs qui diffusent : cf temps de transit ...), les porteurs minoritaires subissant des recombinaisons.

- enfin, une autre vision de cette utilisation en haute fréquence est la capacité interne : une diode schottky ne possède pas de capacité de diffusion (puisque'il n'y a pas de courants de diffusion de porteurs minoritaires). La capacité globale est donc plus faible, c'est à dire que la fréquence de coupure est plus élevée.

Mais les diodes schottky ont d'autres caractéristiques : un fort courant inverse de saturation et une tension de seuil généralement plus faible qu'une diode à homo-jonction classique. Leur utilisation en basse fréquence n'est pas avantageuse.

Contact ohmique

On a deux solutions pour réaliser un contact ohmique : soit utiliser une jonction type "redresseuse", soit de type "ohmique".

jonction de type ohmique Nous avons vu précédemment que les contact métal-semiconducteur pouvait être de type ohmique. Pour réaliser une connexion entre le circuit externe et un semiconducteur, la première idée consiste à souder un métal tel que l'on soit dans les condition d'une zone d'accumulation à l'équilibre, proche du semiconducteur. L'étude précédente montre en effet qu'une telle jonction soumise à un champ électrique se comporte comme une résistance.

jonction de type redresseuse Ce type de jonction est à priori peu adapté à la réalisation d'un contact. Supposons en effet que l'on souhaite faire une diode PN avec des contacts, si on obtient de part et d'autre de la jonction PN deux jonctions schottky redresseuse, on se retrouvera avec trois diodes mises en série!

La première idée consiste à choisir un métal tel que la barrière soit la plus faible possible. Mais cela revient à avoir un métal à très faible travail de sortie ... ce qui est rare, mais tout à fait possible dans certains cas.

Cependant, même avec un travail de sortie élevé, sous certaines conditions, le contact redresseur est très performant. En effet, si on surdope les matériaux au niveau des contacts, les zones de charges d'espace peuvent devenir très faibles (typiquement inférieures à 10 nm). La barrière de potentiel est alors très fine (bien que haute) et une majorité de porteurs peuvent passer par effet tunnel. Ce fort courant tunnel permet d'avoir une faible résistance et donc un bon contact. La condition est donc d'avoir une zone de charge d'espace très faible et donc un dopage élevé. Ce type d'injection électrique est très utilisé car facile à réaliser et efficace.

La figure 1.13 illustre le diagramme des bandes d'un tel contact (sur un semiconducteur de type N et P). Exemple d'application :

Considérons une diode AlGaAs dopée N, dont le dopage vaut 10^{15}cm^{-3} . Supposons que l'on place une couche plus dopée au niveau du contact. On notera N_d ce dopage. La largeur de la ZCE vaut :

$$W^2 = \frac{2\epsilon_{sc}\epsilon_0}{qN_d} V_d$$

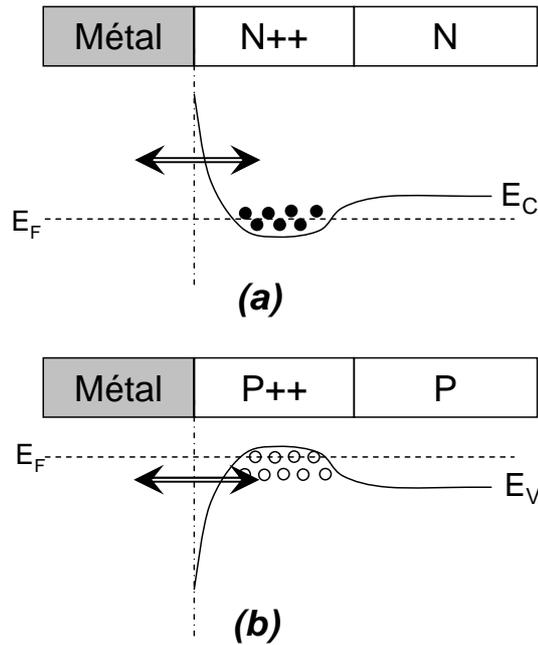


FIG. 1.13 – Contact ohmique réalisé à partir d’une zone surdopée : il y a échanges électroniques par effet tunnel entre le métal (le circuit) et le semiconducteur. (a) : type N ; (b) : type P.

Or la barrière de potentiel V_d est donnée par la relation : $V_d = \underbrace{q(\phi_m - \chi)}_{E_b} + \underbrace{-\frac{k_b T}{q} \ln(N_d/N_C)}_{E_C^\infty - E_{Fsc}}$.

Il suffit donc de résoudre l’équation :

$$W^2 = \frac{2\epsilon_{sc}\epsilon_0}{qN_d} \left(q(\phi_m - \chi) - \frac{k_b T}{q} \ln(N_d/N_C) \right)$$

Une résolution numérique donne pour une largeur de la ZCE de 90 \AA : $N_d = 4.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Chapitre 2

Jonction composée de deux semiconducteurs

Introduction

L'étude des structures composées de deux semiconducteurs constituent un élargissement de l'étude des jonctions PN à homojonction. Ces dispositifs sont essentiellement utilisés en tant que diode. Un empilement d'un plus grand nombre de couches est possible et permet la réalisation d'un grand nombre de dispositifs. Nous n'étudierons que l'empilement de deux couches de "grandes dimensions" (avec comme application les diodes!). Les structures plus récentes sont constituées de couches de très fines épaisseurs (quelques couches atomiques). La physique de ces structures est bien différente de la physique des semiconducteurs de plus grande dimension ; ces structures ne seront pas étudiées ici.

L'étude se fera de manière plus qualitative que l'étude des contacts métal-semiconducteurs. En particulier, nous ne chercherons pas à déterminer les caractéristiques courant-tension de manière quantitative : seule l'allure de ces caractéristique sera vue.

Convention : dans tout ce chapitre, nous désignerons par l'indice "1" le semiconducteur de gauche, et par l'indice "2" le semiconducteur de droite.

2.1 Etude d'une jonction à l'équilibre

2.1.1 Allure du diagramme des bandes

L'étude de l'équilibre d'une hétérojonction composée de deux semiconducteurs se fera comme pour une homojonction ou une diode schottky : on isole les deux matériaux et on les rapproche "par la pensée". En fonction de la position initiale des deux quasi niveaux de Fermi et du type de semiconducteur considéré, on pourra en déduire la nature de la réorganisation électronique : soit il s'agira d'une zone de désertion, soit d'une zone d'accumulation (nous ne reviendrons pas sur la méthode : cf chapitre précédent).

La présence de deux semiconducteurs rend la situation du diagramme des bandes

plus complexe. On effectue l'étude du diagramme des bandes en deux parties : une étude "loin de la jonction" et une étude "proche de la jonction".

Rappelons que dans les semiconducteurs, les deux travaux de sortie dépendent à la fois du semiconducteur (via l'affinité électronique) et de la densité de porteurs au point considéré. Ils sont donc fonction de la zone de charge d'espace liée à l'établissement de l'équilibre. En particulier, ils seront différents loin de la jonction et proche de la jonction, à l'équilibre.

Dans toute l'étude, nous supposons que $\phi_1 \geq \phi_2$. Le cas d'égalité est un cas particulier ¹ : il ne sera pas traité dans ce polycopié. Le cas $\phi_1 \leq \phi_2$ sera déduit par analogie.

Diagramme loin de la jonction

Loin de la jonction, les positions relatives des niveaux par rapport au niveau de Fermi sont inchangées. Voici la démarche à suivre pour trouver l'allure du diagramme des bandes d'énergie loin de la jonction (nous caractériserons ces grandeurs par un exposant "∞") :

- A l'équilibre, les deux quasi-niveaux de Fermi s'égalisent.
- On peut donc en déduire l'écart des deux niveaux du vide : $\Delta NV^\infty = NV_2 - NV_1 = q\phi_2 - q\phi_1$. Cette différence fait apparaître une barrière de potentiel notée V_d^∞ : $\Delta NV = -qV_d^\infty$. Nous avons choisi d'illustrer le cas $\phi_1 \geq \phi_2$: il en découle que $\Delta NV^\infty < 0$. Le niveau du vide du premier semiconducteur est au dessus du second.
- De la même manière, on peut définir un écart d'énergie pour les bandes de conduction, toujours loin de la jonction : $\Delta E_c^\infty = E_{c2} - E_{c1} = (E_{c2} - E_F) + (E_F - E_{c1}) = q\phi_{F2} - q\phi_{F1}$
- On peut aussi définir un écart de gap ² : $\Delta E_g = E_{g2} - E_{g1}$
- Cet écart de gap permet d'exprimer l'écart d'énergie entre les deux bandes de valence : $\Delta E_g^\infty = (E_{c2} - E_{v2}) - (E_{c1} - E_{v1}) = (E_{c2} - E_{c1}) - (E_{v2} - E_{v1}) = \Delta E_c^\infty - \Delta E_v^\infty$

Les signes des écarts d'énergies ΔE_c^∞ et ΔE_v^∞ définissent donc 4 cas représentés sur la figure 2.1.

Remarque : l'écart de la bande de conduction des deux côtés de la jonction peut s'exprimer en fonction des affinités électroniques de chaque semiconducteur et ce quel que soit l'endroit considéré :

$$\begin{aligned} \Delta E_c &= E_{c2} - E_{c1} \\ &= E_{c2} - NV_2 + NV_2 - NV_1 + NV_1 - E_{c1} \\ &= -q\chi_2 + \Delta NV + q\chi_1 \end{aligned}$$

¹pour ce cas particulier, il n'y a pas de changements entre le diagramme loin de la jonction et près de la jonction, puisqu'il n'y a pas de ré-arrangements électroniques, c'est à dire pas de zone de charge d'espace.

²cet écart est constant tout au long de la jonction : le gap est une constante du matériau et ne dépend pas du dopage

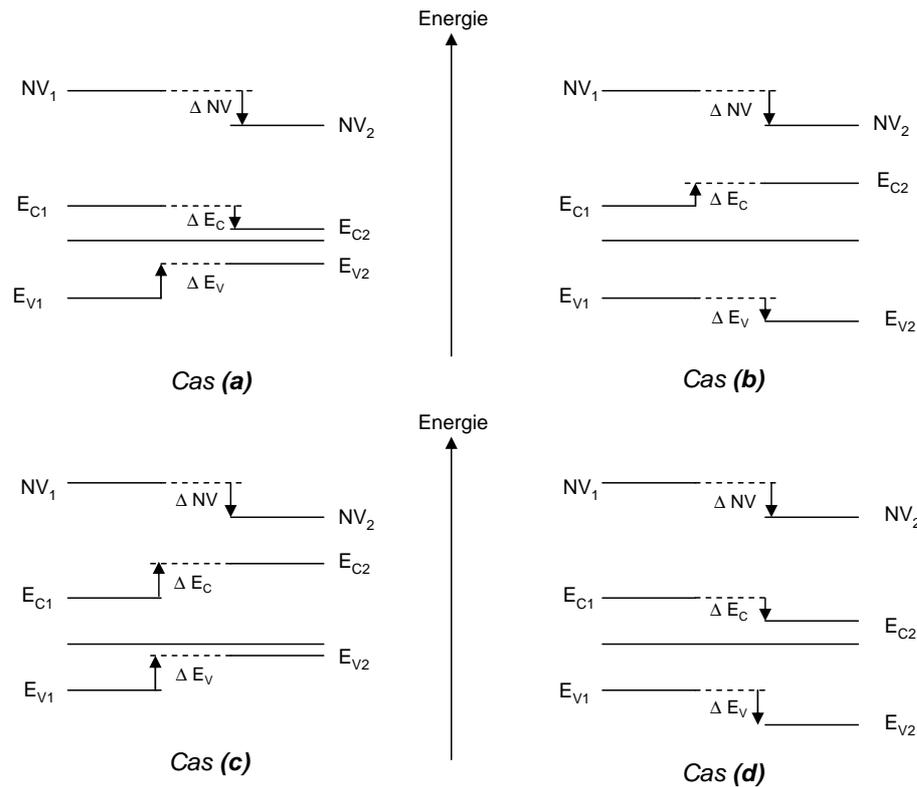


FIG. 2.1 – Les 4 diagrammes des bandes d'énergie loin de la jonction : cas (a) : $\Delta E_C < 0$ et $\Delta E_v > 0$; cas (b) : $\Delta E_C > 0$ et $\Delta E_v < 0$; cas (c) : $\Delta E_C > 0$ et $\Delta E_v > 0$; cas (d) : $\Delta E_C < 0$ et $\Delta E_v < 0$. Les exposants " ∞ " n'ont pas été reportés afin d'alléger la figure

$$= \underbrace{q(\chi_1 - \chi_2)}_{-q\Delta\chi} - qV_d \quad (2.1)$$

- le premier terme $\Delta\chi$ est une constante liée aux matériaux. Ce terme ne dépend pas du dopage ni de la densité de porteurs : il est constant dans toute la jonction.
- le second terme V_d dépend de la densité de porteurs au point considéré : il varie donc selon que l'on est dans les zones quasi-neutres (loin de la jonction) ou dans une zone de charge d'espace.

Exemple

Considérons l'hétérojonction constituée de GaAs, dopé P : $N_a = 10^{14}\text{cm}^{-3}$, et de Ge, dopé N : $N_d = 10^{16}\text{cm}^{-3}$: On peut donc en déduire les écarts entre les niveaux de Fermi et les bandes de conduction :

1. Pour le GaAs :

$$\begin{aligned} E_V - E_F &= \frac{k_b T}{q} \ln\left(\frac{N_a}{N_v}\right) \\ &= -0.29 \text{ eV} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 q\phi_{F1} &= (E_C - E_V) + (E_V - E_F) \\
 &= 1.42 - 0.29 \\
 &= 1.13 \text{ eV}
 \end{aligned}$$

2. Pour le Ge :

$$\begin{aligned}
 q\phi_{F2} &= -\frac{k_b T}{q} \ln\left(\frac{N_d}{N_c}\right) \\
 &= 0.17 \text{ eV}
 \end{aligned}$$

D'où :

$$\phi_1 = \phi_{GaAs} = q\chi_1 + E_C - E_F = 4.07 + 1.13 = 5.2 \text{ eV}$$

et

$$\phi_2 = \phi_{Ge} = q\chi_2 + E_C - E_F = 4.13 + 0.17 = 4.3 \text{ eV} < \phi_1$$

Donc $\Delta NV < 0$. Puis : $\Delta E_c^\infty = q\phi_{F2} - q\phi_{F1} = 0.17 - 1.13 = -0.96 \text{ eV} < 0$ et $\Delta E_v = \Delta E_C - \Delta E_g^\infty = -0.96 - (0.66 - 1.42) = -0.2 \text{ eV}$ Il s'agit donc du cas **(d)** de la figure 2.1

Diagramme proche de la jonction

On notera avec un indice "i" les grandeurs évaluées au niveau de l'interface. Au voisinage de la jonction, des discontinuités des bandes d'énergies apparaissent. Seul le niveau du vide est continu. Le potentiel de diffusion V_d (qui vaut V_d^∞ loin de la jonction) s'annule à l'interface³ : les porteurs diffusent sans contrainte pour assurer l'équilibre (égalité des niveaux de Fermi). Les travaux de sortie des deux semiconducteurs sont donc identiques.

Pour connaître les discontinuités des différents niveaux d'énergie, il suffit de faire tendre le potentiel de diffusion V_d vers 0 dans les expressions précédentes. D'où :

$$\begin{aligned}
 -\Delta NV_i &= 0 \\
 -\Delta E_{ci} &= -q(\chi_2 - \chi_1) \\
 -\Delta E_{vi} &= \Delta E_{ci} - \Delta E_g
 \end{aligned}$$

On en déduit que le type de discontinuité de la bande de conduction est donné par le signe de $(\chi_2 - \chi_1)$ et celui de la bande de valence par le signe de $q(\chi_2 - \chi_1) - \Delta E_g$. La figure 2.2 donne une illustration des 4 allures possibles au voisinage de la jonction (il faut noter que ces 4 allures possibles peuvent exister avec d'autres allures loin de la jonction, en vérifiant bien à chaque fois que le gap est constant pour chaque matériau).

Ces figures font apparaître deux types de discontinuité au voisinage de l'interface. La première est caractérisée par une variation monotone de la bande d'énergie considérée, comme c'est le cas pour la bande de valence de la figure 2.2 (b). Une telle discontinuité, pour laquelle la différence d'énergie s'ajoute au potentiel de diffusion, est appelée "pseudo-discontinuité". Ce type de variation ressemble fortement à la

³il est logique que ce potentiel de diffusion s'annule à l'interface : c'est l'endroit de la jonction où les porteurs diffusent le plus pour atteindre l'équilibre. Quand on rapproche les deux barreaux, c'est le premier endroit qui subit cette diffusion. Il n'y a donc pas de barrière de diffusion.

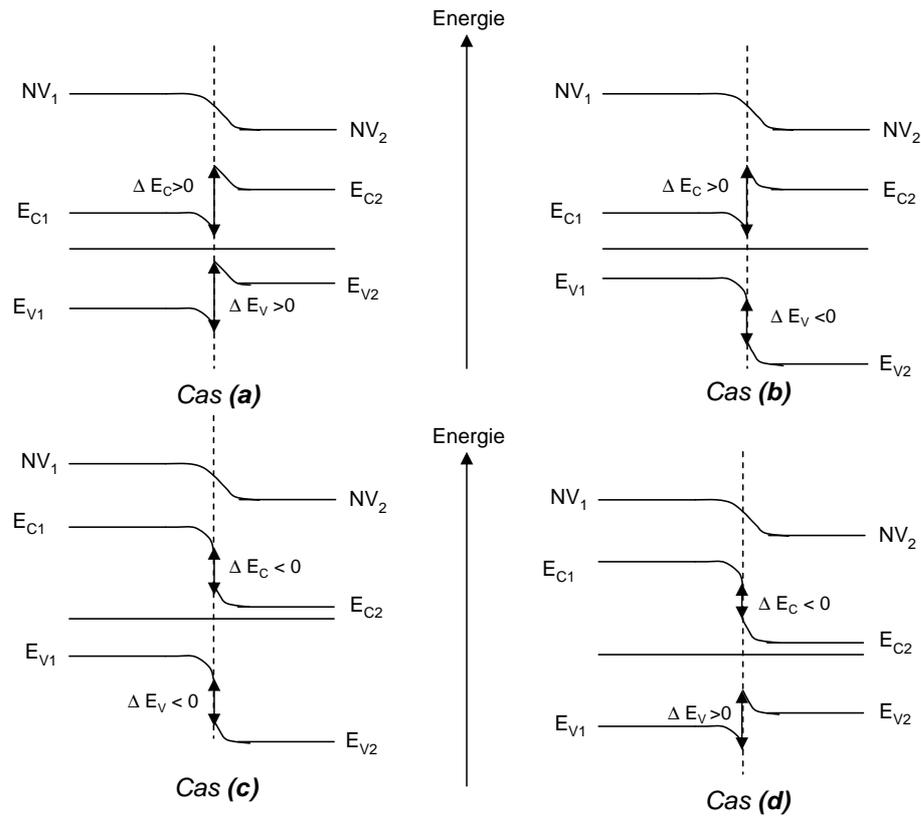


FIG. 2.2 – Les 4 diagrammes des bandes d'énergie proche de la jonction : cas (a) : $\Delta E_{ci} > 0$ et $\Delta E_{vi} > 0$; cas (b) : $\Delta E_{ci} > 0$ et $\Delta E_{vi} < 0$; cas (c) : $\Delta E_{ci} < 0$ et $\Delta E_{vi} < 0$; cas (d) : $\Delta E_{ci} < 0$ et $\Delta E_{vi} > 0$. Les indices "i" n'ont pas été reportés afin d'alléger la figure.

variation des bandes d'énergie d'une jonction PN "classique" (à homojonction). Le second type de discontinuité est illustré par la bande de conduction de la figure 2.2 (b). Il y a une rupture importante entre les deux bandes de conduction. Ce type de discontinuité est appelé une "forte discontinuité".

Exemple précédent :

$$\Delta E_{ci} = 4.13 - 5.65 = -1.52 < 0$$

$$\Delta E_{vi} = \Delta E_{ci} - \Delta E_g = -1.52 - (0.664 - 1.42) = -1.52 + 0.756 = -0.764 < 0$$

On est donc dans le cas (c) (qui est bien compatible au niveau du gap avec le diagramme loin de la jonction).

2.1.2 Modélisation du diagramme des bandes

Nous ne modéliserons le diagramme des bandes d'énergie que dans le cas où deux zones de désertion se sont formées. Il est en effet plus difficile de résoudre l'équation de Poisson en présence d'une zone d'accumulation (comme dans le cas d'une jonction Schottky⁴). La méthode est analogue à celle utilisée lors de la jonction PN ou lors

⁴on rappelle que dans le cas d'une zone d'accumulation, la répartition des porteurs dépend du champ qui dépend de la répartition des porteurs ... il faut résoudre de manière autocohérente ce

de l'étude des contacts métal-semiconducteur.

Nous développerons la méthode sur un exemple illustré par la figure 2.3. L'hétéro-

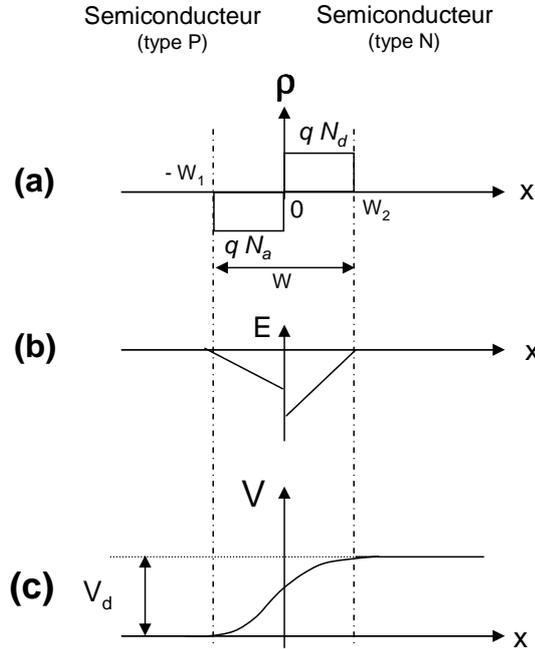


FIG. 2.3 – Détermination du potentiel. Cas (a) : profil de la densité de charge; Cas (b) : profil du champ électrique; Cas (c) : profil du potentiel électrostatique.

jonction considérée est de type PN, la région P ayant une densité de porteurs N_a et la région N une densité N_d . Prenons l'origine au niveau de l'interface. Soient :

- W_1 et W_2 : les largeurs des deux zones de charge d'espace
- W : la largeur totale de la zone de charge d'espace
- N_a et N_d : les densités d'atomes accepteurs et donneurs

L'intégration de la densité de charge fournit le champ électrique (figure 2.3(b)) :

$$\text{Pour } x < -W_1 : E(x) = 0 \quad (2.2)$$

$$\text{Pour } -W_1 < x < 0 : \frac{dE}{dx} = -\frac{qN_a}{\epsilon_{r1}\epsilon_0} \quad (2.3)$$

$$E(x) = -\frac{qN_a}{\epsilon_{r1}\epsilon_0}x + cte \quad (2.4)$$

La continuité du champ en $x = -W_1$ (le champ est ici continu, puisqu'on reste dans le même matériau) permet d'écrire :

$$E(x) = -\frac{qN_a}{\epsilon_{r1}\epsilon_0}(x + W_1) \quad (2.5)$$

problème, nécessitant une résolution numérique!

$$\text{Pour } 0 < x < W_2 \quad : \quad \frac{dE}{dx} = \frac{qN_d}{\epsilon_{r2}\epsilon_0} \quad (2.6)$$

$$E(x) = \frac{qN_d}{\epsilon_{r2}\epsilon_0}x + cte \quad (2.7)$$

$$\text{Pour } x > W_2 \quad : \quad E(x) = 0 \quad (2.8)$$

La continuité du champ en $x = W_2$ permet d'écrire :

$$E(x) = \frac{qN_d}{\epsilon_{r2}\epsilon_0} (x - W_2) \quad (2.9)$$

L'intégration du champ donne au signe près le potentiel dans chaque matériau :

Pour ⁵ $x < -W_1$: $V(x) = 0$

Pour $-W_1 < x < 0$:

$$\begin{aligned} V_{d1}(x) - V(-W_1) &= - \int_{-W_1}^x E(t) dt \\ &= \frac{qN_a}{\epsilon_{r1}\epsilon_0} \int_{-W_1}^x (t + W_1) dt \\ &= \frac{qN_a}{\epsilon_{r1}\epsilon_0} \left(\frac{x^2}{2} - \frac{W_1^2}{2} + W_1(x + W_1) \right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

On a donc la chute de potentiel V_{d1} dans le semiconducteur 1 ($V(-W_1) = 0$) :

$$\begin{aligned} V_{d1} &= V_{d1}(0) \\ &= \frac{qN_a W_1^2}{2\epsilon_{r1}\epsilon_0} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Pour $0 < x < W_2$:

$$\begin{aligned} V_{d2}(x) - V(0) &= - \int_0^x E(t) dt \\ &= - \frac{qN_d}{\epsilon_{r2}\epsilon_0} \int_0^x (t - W_2) dt \\ &= - \frac{qN_d}{\epsilon_{r2}\epsilon_0} \left(\frac{x^2}{2} - xW_2 \right) \end{aligned} \quad (2.12)$$

On peut donc en déduire la hauteur de barrière V_{d2} dans le semiconducteur 2 :

$$\begin{aligned} V_{d2} &= V_{d2}(W_2) - V_{d2}(0) \\ &= \frac{qN_d W_2^2}{2\epsilon_{r2}\epsilon_0} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Les deux barrières de potentiel sont donc les barrières présentes dans chaque semiconducteur, au niveau de chaque bande d'énergie. Ces deux potentiels donnent

⁵en prenant la constante nulle

(au facteur $-q$ près) les variations des bandes de conduction et de valence. N'oublions pas que ces énergies potentielles sont discontinues (conduction et valence), excepté pour le niveau du vide. On peut donc en déduire la barrière globale du niveau du vide, notée V_d , en considérant que le seul le niveau du vide est continu (cf figure 2.4) :

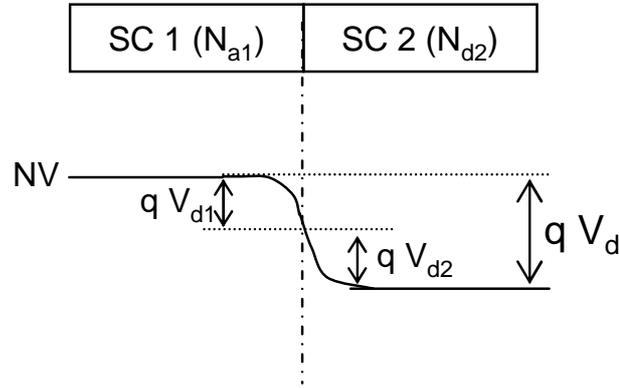


FIG. 2.4 – Répartition de la chute de potentiel au niveau de la jonction.

$$\begin{aligned} V_d &= V_{d1} + V_{d2} \\ &= \frac{qN_a}{\epsilon_{r1}\epsilon_0} \frac{W_1^2}{2} + \frac{qN_d}{\epsilon_{r2}\epsilon_0} \frac{W_2^2}{2} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Par ailleurs, la neutralité électrique du dispositif s'écrit :

$$W_1 N_a = W_2 N_d \quad (2.15)$$

On en déduit alors les épaisseurs de chaque zone de charge d'espace et la largeur totale de la zone de charge d'espace en fonction de la barrière de potentiel globale V_d :

$$W_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon_0}{q} \frac{N_d}{N_a} \frac{\epsilon_{r1}\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r2}N_d + \epsilon_{r1}N_a} V_d} \quad (2.16)$$

$$W_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon_0}{q} \frac{N_a}{N_d} \frac{\epsilon_{r1}\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r2}N_d + \epsilon_{r1}N_a} V_d} \quad (2.17)$$

$$W = \left(\sqrt{\frac{N_a}{N_d}} + \sqrt{\frac{N_d}{N_a}} \right) \sqrt{\frac{2\epsilon_0}{q} \frac{\epsilon_{r1}\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r2}N_d + \epsilon_{r1}N_a} V_d}$$

Cette dernière équation peut se mettre sous la forme :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0}{q} \frac{\epsilon_{r1}\epsilon_{r2}}{N_a N_d} \frac{(N_a + N_d)^2}{\epsilon_{r2}N_d + \epsilon_{r1}N_a} V_d} \quad (2.18)$$

Remarque : dans le cas d'une homojonction, on a : $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = \epsilon_r$. L'équation 2.18 devient :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r}{q} \frac{N_a + N_d}{N_a N_d} V_d} \quad (2.19)$$

On retrouve bien l'expression classique de la largeur de la zone de charge d'espace d'une homojonction.

2.1.3 Répartition du champ

Les équations 2.11, 2.13 et 2.15 permettent d'en déduire le rapport suivant :

$$\frac{V_{d1}}{V_{d2}} = \frac{\epsilon_{r2} N_{d2}}{\epsilon_{r1} N_{a1}} \quad (2.20)$$

Cette équation permet de constater que la répartition de la chute de potentiel est fonction des dopages des semiconducteurs (à l'équilibre).

Par exemple, si $N_a \gg N_d$, on aura : $V_{d1} \gg V_{d2}$. La zone de charge d'espace s'étend plus dans le semiconducteur 1 que dans le semiconducteur 2. On retrouve un résultat bien connu dans une jonction PN : la zone de charge d'espace s'étend dans le semiconducteur le moins dopé. Les équations 2.16 et 2.17 s'écrivent en effet :

$$\begin{aligned} W_1 &= \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_{r1}}{N_a q} V_d} \\ W_2 &\sim \sqrt{\frac{2\epsilon_0}{q} \frac{N_a}{N_d^2} \epsilon_{r1} V_d} \\ &\rightarrow 0 \end{aligned}$$

Ce qui est bien cohérent avec le fait que le potentiel de diffusion ne s'applique que sur le semiconducteur 1.

2.1.4 Etude de la continuité du champ

En outre, les équations 2.5 et 2.9 permettent de déduire la discontinuité du champ électrique à l'interface :

$$E(0^+) - E(0^-) = \frac{q}{\epsilon_0} \left(-\frac{N_d W_2}{\epsilon_{r2}} + \frac{N_a W_1}{\epsilon_{r1}} \right) \quad (2.21)$$

Pour une hétérojonction, le champ électrique est bien discontinu (tout comme dans le cas d'une jonction schottky). Pour une homojonction, cette dernière équation est nulle : le champ est continu.

Calculons la différence des vecteurs déplacement (excitation électrique) à l'interface :

$$\begin{aligned} D(0^+) - D(0^-) &= \epsilon_0 (\epsilon_{r2} E(0^+) - \epsilon_{r1} E(0^-)) \\ &= q (-N_d W_2 + N_a W_1) \\ &= 0 \text{ d'après la conservation de la charge} \end{aligned}$$

Cette relation est bien cohérente puisque l'on doit avoir continuité du vecteur déplacement (cf équation de Maxwell-Gauss).

2.2 Etude hors équilibre

2.2.1 Répartition du potentiel appliqué.

Si on applique une tension V (en prenant comme référence le semiconducteur 1), cette tension va créer un champ qui ne s'appliquera que proche de la jonction.

Elle se répartira de part et d'autre de l'interface. Notons V_1 la chute de potentiel appliquée au semiconducteur 1 et V_2 celle appliquée au semiconducteur 2. On peut donc poser : $V_1 = \alpha V$ et $V_2 = (1 - \alpha)V$. Le coefficient α est fonction du rapport des résistances des deux zones.

Par exemple, si la jonction est telle que l'on ait une zone d'accumulation dans le semiconducteur 1 et une zone de désertion dans le semiconducteur 2, alors : $\alpha \approx 0$, c'est à dire que l'essentiel du champ s'appliquera sur la zone de désertion (semiconducteur 2), qui est rappelons-le, une zone beaucoup plus résistive.

La barrière de potentiel appliquée au semiconducteur 1 devient $\Delta V_1 = V_{d1} + V_1$, et celle appliquée au semiconducteur 2 vaut : $\Delta V_2 = V_{d2} + V_2$.

La barrière de potentiel globale vaut bien : $\Delta V = \Delta V_1 + \Delta V_2$, c'est à dire : $\Delta V = V + V_d$.

2.2.2 Les différents courants

Déterminer les courants dans une telle hétérostructure est assez complexe. Il y a, comme dans le cas d'une hétérostructure métal-semiconducteur, plusieurs sortes de courants :

- un courant thermoélectronique concernant chaque type de porteurs (dans une jonction schottky, nous n'avons qu'un seul type de porteur)
- un courant tunnel (inter ou intra-bandes)
- un courant tunnel assisté par agitation thermique
- un courant de recombinaison (essentiellement localisé à l'interface)

Comme dans le cas de la jonction schottky, nous négligerons les courants tunnel et de recombinaison. Il faut juste avoir à l'esprit qu'une jonction ayant une barrière étroite sera traversée par un courant tunnel important. En ce qui concerne le premier type de courant, nous ne donnerons que des arguments qualitatifs, contrairement à l'étude des contacts Schottky.

Afin de prévoir l'importance des nombreux courants existants, nous allons donner les paramètres qui influencent le courant thermoélectronique. Un tel courant est en effet fonction :

- du type de barrière considéré : pseudo-discontinuité ou discontinuité forte.
- du type de jonction : zone de désertion ou zone d'accumulation.
- des dopages.

Les courants thermoélectroniques sont plus importants dans le cas d'une forte discontinuité. Dans le cas d'une pseudo-discontinuité, la barrière de potentiel est très importante et les porteurs auront plus de difficulté (dans un sens) à la franchir. On se retrouve dans le cas d'une jonction PN classique (homojonction) avec une forte barrière de potentiel et donc un courant plus faible que dans le cas d'une homojonction classique.

Nous nous focaliserons donc essentiellement sur les fortes discontinuités. Voici donc la méthode permettant de repérer les courants majoritaires dans une hétérojonction.

1. il faut tout d'abord repérer les fortes discontinuités qui vont définir un fort courant (de trous et/ou d'électrons)
2. il faut ensuite déterminer quelle type de jonction on a : zone d'accumulation ou zone de désertion. Ceci permet en effet de déterminer la zone de la modification du diagramme des bandes suite à l'application d'une tension. Nous allons détailler l'étude uniquement pour la bande de conduction. Nous laissons le soin au lecteur d'adapter le raisonnement pour la bande de valence. Nous allons donner quelques exemples de détermination des allures des courants.

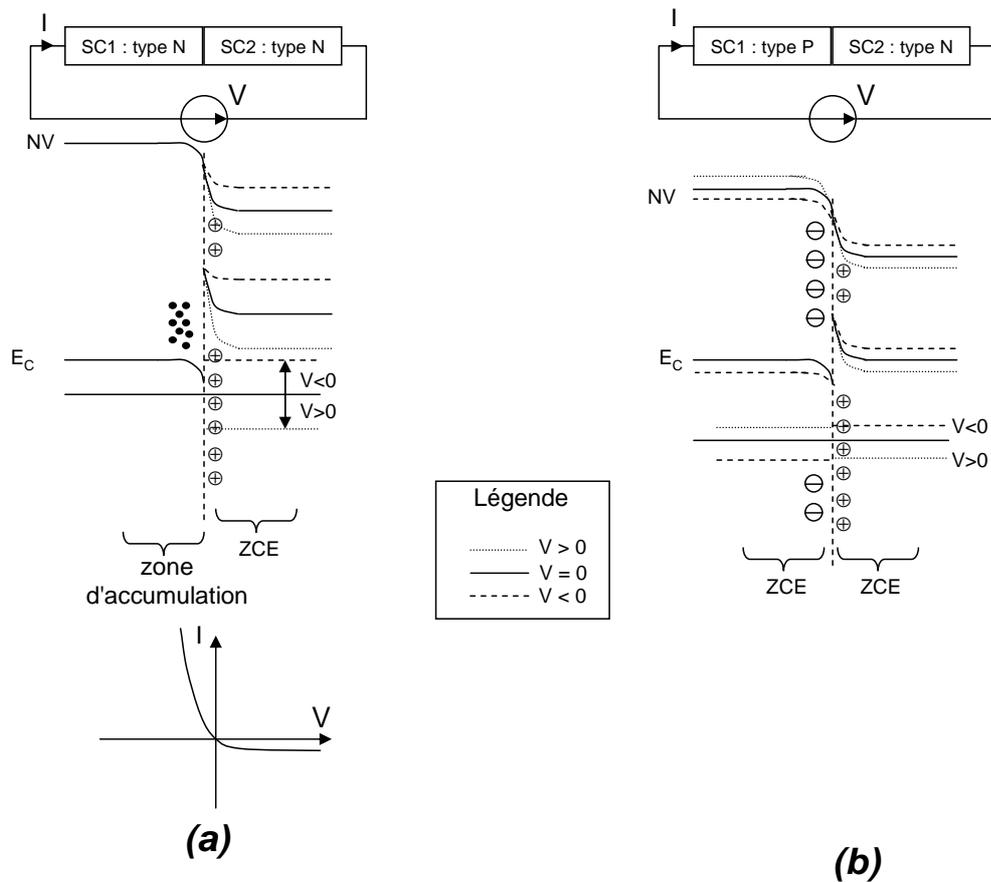


FIG. 2.5 – Modification de la bande de conduction d'une hétérostructure à forte discontinuité sous champ. Cas (a) : jonction isotype N-N; Cas (b) : jonction P-N.

Supposons tout d'abord que nous soyons en présence d'une jonction isotype (N-N). Il y aura une zone de désertion dans le semiconducteur possédant un travail de sortie plus faible (par exemple le semiconducteur 2) et une zone d'accumulation dans le semiconducteur ayant le travail de sortie le plus élevé (par exemple le semiconducteur 1), comme cela est représenté sur la figure 2.5(a). Le champ (ie la tension) va donc s'appliquer uniquement sur la zone de désertion, modifiant uniquement dans cette zone les bandes d'énergie. En fonction de la polarisation, il y a bien une modification de la barrière de potentiel : pour $V > 0$, la barrière augmente (translation des bandes vers le bas) tandis que

pour $V < 0$ elle diminue (translation des bandes vers le haut). Un fort courant d'électrons du SC2 vers le SC1 (associé à un courant $I > 0$) existera pour $V < 0$ (car la barrière diminue, facilitant le passage des électrons), tandis que pour $V > 0$, seul le faible courant SC1 vers SC2 existera ($I < 0$). D'où l'allure du courant d'électrons associé.

Si nous avons une jonction de types différents, (P-N) par exemple, deux cas de figures se présentent (suivant les travaux de sortie). Soit une zone de désertion est créée dans chaque semiconducteur, soit une zone d'accumulation est présente dans les deux matériaux.

Dans le premier cas, la répartition du potentiel s'effectue donc en fonction du rapport des largeurs des deux ZCE, c'est à dire des deux dopages. Il faut alors regarder les modifications des barrières pour en déduire l'allure des courants (figure 2.5(b)). Prenons un cas particulier où l'on a une jonction $P^{++} - N$: la zone de désertion s'étend essentiellement dans le semiconducteur N. On se retrouve dans le cas précédent.

Dans le second cas, le potentiel se répartit tout le long du dispositif : on est en présence d'un contact ohmique.

Chapitre 3

Structure MIS

Introduction

Une structure MIS est une structure composée de 3 matériaux : un métal, un isolant et un semiconducteur. Ce type de structure est plus souvent appelée MOS, l'isolant étant en pratique réalisé par un oxyde ¹. Nous allons reprendre rapidement dans ce chapitre les notions liées à la structure MOS vues en première année. Ce chapitre est donc essentiellement un chapitre de rappels.

Une telle structure est omniprésente dans l'électronique intégrée moderne : elle constitue en effet la brique de base des circuits intégrés (basse fréquence) et a permis l'avènement de la photo et de la vidéo numérique (via les capteurs CCD et les capteurs CMOS). Nous ne reviendrons pas sur le transistor MOS : seule l'application optoélectronique du CCD sera traitée cette année dans un chapitre ultérieur.

Voici les hypothèses que nous utiliserons :

- régime de bande plates à l'équilibre (par soucis de simplicité). Ceci revient à supposer que les travaux de sortie du métal et du semiconducteur sont identiques. Si ce n'est pas le cas, rappelons que l'on peut se placer dans ce régime en soumettant la structure à une tension notée généralement ² V_{FB} . Les raisonnements suivants seront donc toujours valables à une tension constante près.
- pas d'états d'interface. Les quasi-niveaux de Fermi seront donc fixés par les ré-arrangements électroniques internes dûs à la différence des travaux de sortie du métal et du semiconducteur.
- isolant parfait. Contrairement au contact Schottky, on a la présence d'un isolant : il interdit tout passage des électrons. Afin que l'équilibre puisse exister, il faut donc relier le métal et le semiconducteur, pour permettre ainsi des échanges électroniques.

Enfin, rappelons que dans cette structure, on est en présence de quatre densités (maximales) de charges différentes, classées par ordre décroissant :

- une très forte densité de charges (maximale) dans le métal (liée à une forte

¹l'oxyde le plus couramment employé est l'oxyde de Silicium : SiO. Avec la diminution des dimensions, on a tendance à remplacer l'oxyde de silicium par des matériaux plus isolant et plus fins.

²FB : flat band

- densité d'états : typiquement 10^{22}cm^{-3} ,
- une forte densité de charges mobiles (dûes aux porteurs majoritaires) dans le semiconducteur (typiquement 10^{19}cm^{-3}),
- une densité de charges fixes moins élevée dans le semiconducteur, liée aux atomes dopants (typiquement 10^{16}cm^{-3}),
- une densité de charges nulle dans l'isolant.

Nous n'étudierons qu'un cas particulier : celui d'un semiconducteur de type P, en raison de son importance dans les capteurs CCD.

3.1 Les différents régimes

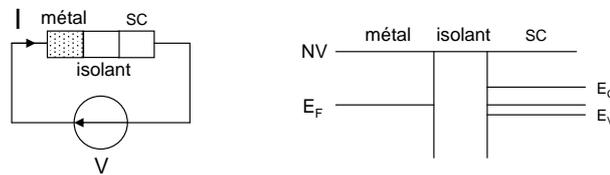


FIG. 3.1 – Conventions d'une structure MOS étudiée.

3.1.1 Conventions et rappels

Prenons les conventions déterminées par la figure 3.1. L'application d'une tension va créer un champ dans la structure. En raison de la faible résistivité du métal et du semiconducteur, l'essentiel de ce champ va être appliqué à l'isolant et à l'interface isolant-semiconducteur. Nous verrons que le semiconducteur sera soumis en surface³ (ie proche de l'interface semiconducteur-isolant) à un ré-arrangement électronique, modifiant ainsi localement la structure de bande. La tension V_G se répartit ainsi en deux tensions : une tension, notée V_I , appliquée sur l'isolant et une tension, notée V_S , appliquée au voisinage de l'interface semiconducteur/isolant.

Par ailleurs, il est utile dans ce type d'hétérostructure d'introduire une énergie notée $q\phi_{FI}$ qui correspond à la différence d'énergie entre le quasi-niveau de Fermi E_F (du semiconducteur) et le niveau de Fermi intrinsèque⁴ (cf figure 3.2) :

$$q\phi_{FI} = E_{FI} - E_F \quad (3.1)$$

Cette énergie permet d'écrire différemment les densités de porteurs dans le semiconducteur, notamment en surface et dans la zone quasi-neutre, loin de l'interface et des zones de charges d'espace ou d'accumulation. On repèrera cette dernière expression par un exposant " ∞ ".

³nous désignerons souvent dans la suite l'interface métal/isolant ou isolant/semiconducteur par le terme de "surface".

⁴attention à la convention choisie : certains auteurs prennent comme définition la différence opposée!

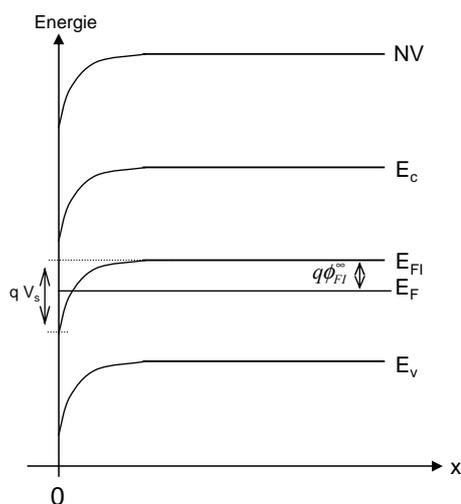


FIG. 3.2 – Définition de quelques grandeurs liées au semiconducteur.

En tout point du semiconducteur on peut écrire les densités de porteurs (trous et électrons) comme suit :

$$n(x) = n_i \exp\left(-\frac{E_{F1}(x) - E_F}{k_b T}\right) \quad (3.2)$$

$$p(x) = n_i \exp\left(\frac{E_{F1}(x) - E_F}{k_b T}\right) \quad (3.3)$$

Loin de la jonction, la densité de trous est indépendante du réarrangement électronique (n'oublions pas que la zone quasi-neutre reste à l'équilibre). Son expression s'écrit, pour les trous :

$$p^\infty = n_i \exp\left(\frac{E_{F1}^\infty - E_F}{k_b T}\right) \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} &= n_i \exp\left(\frac{q\phi_{F1}^\infty}{k_b T}\right) \quad (3.5) \\ &= N_a \end{aligned}$$

En surface (à l'interface), la densité d'électrons et de trous peut se mettre sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} n_s &= n(0) \\ &= n_i \exp\left(-\frac{E_{F1}(0) - E_F}{k_b T}\right) \quad (3.6) \end{aligned}$$

$$= n_i \exp\left(-\frac{E_{F1}(0) - E_{F1}^\infty + E_{F1}^\infty - E_F}{k_b T}\right) \quad (3.7)$$

$$= n_i \exp\left(-\frac{-V_s + \phi_{F1}^\infty}{k_b T/q}\right) \quad (3.8)$$

$$= n_i \exp\left(\frac{V_s - \phi_{F1}^\infty}{k_b T/q}\right) \quad (3.9)$$

$$p_s = p(0)$$

$$p_s = n_i \exp\left(\frac{E_{FI}(0) - E_F}{k_b T}\right) \quad (3.10)$$

$$= n_i \exp\left(-\frac{V_s - \phi_{FI}^\infty}{k_b T/q}\right) \quad (3.11)$$

Remarque : la tension V_s est définie par (par analogie avec la tension V_G appliquée) : $V_s = V(0) - V^\infty$ et donc ⁵ $-qV_s = -qV(0) - (-qV^\infty) = E_{FI}(0) - E_{FI}^\infty$. Il faut bien vérifier que, plus V_s est élevée, plus la densité d'électrons en surface augmente.

3.1.2 Polarisation négative

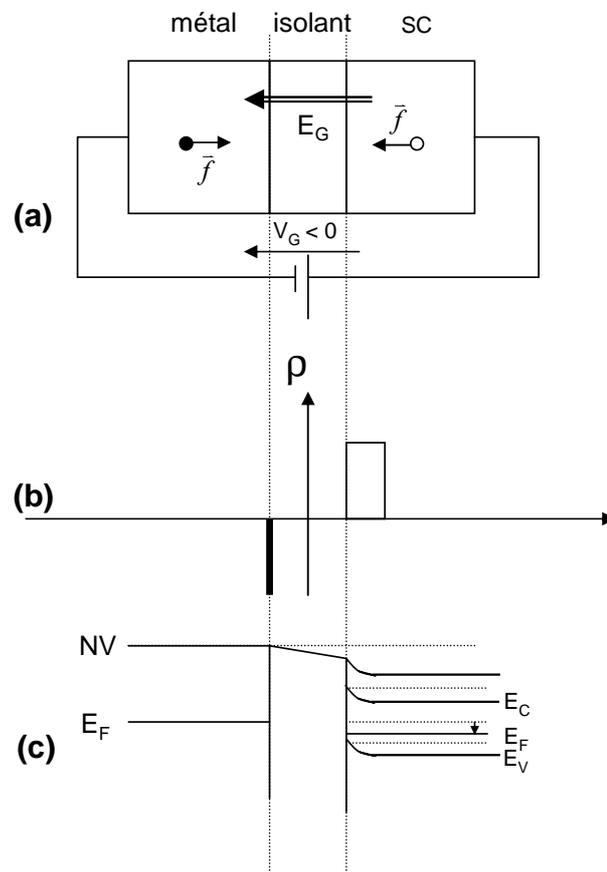


FIG. 3.3 – Structure MOS de type P polarisée négativement. (a) :structure; (b) : densité de charge;(c) : diagramme des bandes d'énergie.

Polarisons la structure négativement : $V_G < 0$ (figure 3.3 (a)). Le quasi-niveau de Fermi du semiconducteur diminue par rapport à l'équilibre (car $V_m < V_{sc}$ pour

⁵n'oublions pas que les tensions et les énergies se déduisent l'une de l'autre à un facteur $-q$ près.

une polarisation négative), entraînant une translation des niveaux d'énergie vers le bas dans les zones quasi-neutres (loin de la jonction, le semiconducteur reste à l'équilibre). Cette tension va créer un champ orienté vers la gauche. Les électrons du métal vont donc être soumis à une force orientée vers la droite ($\vec{f} = -q\vec{E}$). Nous aurons donc une zone d'accumulation en surface de l'isolant, côté métal. Par ailleurs, les trous du semiconducteur sont soumis à une force orientée vers la gauche ($\vec{f} = q\vec{E}$) : une zone d'accumulation (de trous) se formera en surface du semiconducteur. La figure 3.3(b) représente la densité de charge dans la structure : on a bien une charge négative développée en surface du métal (côté isolant) et une densité positive en surface du semiconducteur. Notons que la zone d'accumulation s'étend plus du côté semiconducteur que du côté du métal : la densité d'état électronique est plus faible (de plusieurs ordres de grandeur) dans le semiconducteur que dans le métal. Le diagramme des bandes d'énergie est donné sur la figure 3.3(c). Le niveau du vide dans l'isolant suit une variation linéaire, obéissant en effet à l'équation de Poisson ($\Delta V = 0$). Au niveau de l'interface isolant/semiconducteur, les bandes d'énergie se courbent vers le haut (conséquence de la zone d'accumulation qui est une zone chargée positivement) : plus on se rapproche de l'interface, plus la densité de trous augmente et donc plus la bande de valence se rapproche du niveau de Fermi (le semiconducteur devient "de plus en plus de type P" localement).

3.1.3 Polarisation positive

régime de désertion

Appliquons une tension faiblement positive. Le quasi-niveau de Fermi augmente d'un facteur qV_G par rapport au quasi-niveau de Fermi du métal. Un champ électrique est créé dans la structure, orienté de la gauche vers la droite (cf figure 3.4). Les électrons du métal du voisinage de l'interface vont subir une force orientée vers la gauche (vers le contact). Ce départ d'électrons va créer une zone chargée positivement en surface du métal. Côté semiconducteur, les trous vont subir une force orientée vers la droite ($\vec{f} = q\vec{E}$) : une zone de déplétion apparaît en surface du semiconducteur. Cette zone est plus étendue que la zone d'accumulation précédente (ie du cas polarisation négative), puisque la densité d'atomes est plus faible que la densité de porteurs de la zone d'accumulation. D'où la répartition de la densité de charges de la figure 3.4(b). On a toujours une variation linéaire du niveau du vide dans l'isolant. Côté semiconducteur, les bandes d'énergie se courbent vers le bas (conséquence de la zone de charge d'espace chargée négativement) : le semiconducteur est "moins de type P" en surface (dû au départ des trous). La zone de charge d'espace est une zone de désertion.

régime d'inversion

faible inversion Lorsqu'on augmente la tension, des électrons apparaissent progressivement en surface du semiconducteur. Une couche surfacique constituée de porteurs libres se forme, en plus de la zone de désertion. Ces électrons proviennent essentiellement de la génération thermique de paires électrons/trous. Lorsqu'une

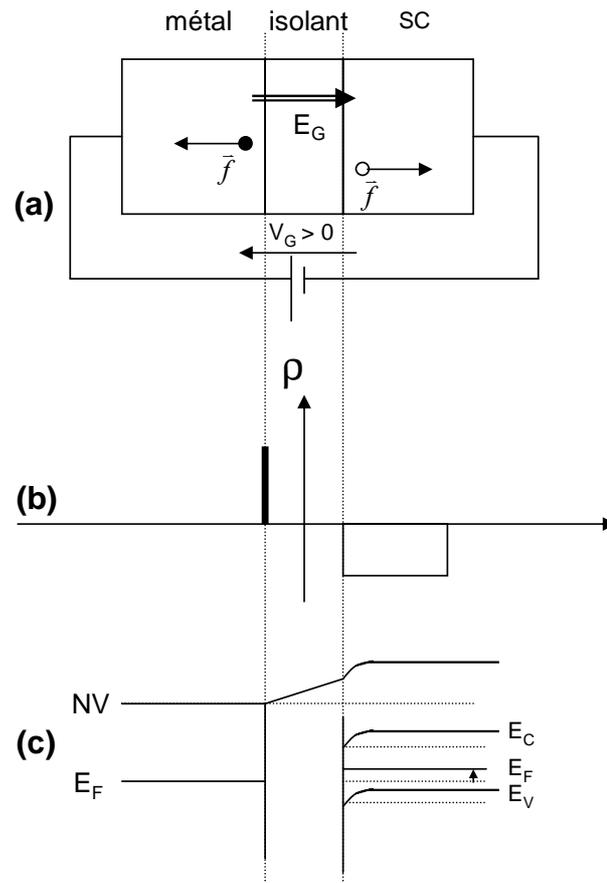


FIG. 3.4 – Structure MOS de type P polarisée positivement. (a) :structure ; (b) :densité de charge ;(c) :diagramme des bandes d'énergie.

paire électron/trou est formée par activation thermique, l'électron (resp. le trou) subit une force qui l'amène à l'interface semiconducteur/isolant (resp. qui l'envoie vers le contact). Cette génération puis cette séparation va créer une zone d'accumulation de porteurs libres en surface du semiconducteur. Nous verrons ultérieurement que ce processus de génération est long ⁶.

Mais en régime transitoire, il y a donc un défaut de charges : les électrons ne sont pas générés instantanément. La zone de charge d'espace par contre apparaît très rapidement. Pour compenser ce défaut, la structure se modifie au cours du temps : nous verrons que la zone de charge d'espace se module. Elle passe entre autre par un maximum pour compenser ce défaut initial, et décroît au fur et à mesure que la couche d'inversion se forme avec l'arrivée des électrons. En régime établi, une fois le nouvel état d'équilibre réalisé, on a donc deux zones de charges d'espace (côté semiconducteur) chargées négativement : une zone de désertion due aux atomes accepteurs non compensés par le départ des trous et une zone d'accumulation d'électrons (couche d'inversion) due à la génération thermique. Ceci est résumé sur la figure 3.5. Il faut noter qu'en raison des ordres de grandeurs de la densité d'état électronique des

⁶Ceci est mis à profit dans les capteurs CCD

porteurs dans la bande de conduction (typiquement 10^{19}cm^{-3}) et de la densité des atomes dopant (typiquement 10^{16}cm^{-3}), la largeur de la couche d'inversion est plus petite que la largeur de la zone de désertion. La charge due à la couche d'inversion est d'autant plus grande que le champ appliqué est intense : en régime d'inversion faible (pour une tension V_G de l'ordre de grandeur de ϕ_{FI}^∞), il est justifié de négliger cette charge devant la charge de désertion.

Pour une tension $V_s = \phi_{Fi}^\infty$, on a en surface autant d'électrons que de trous : c'est

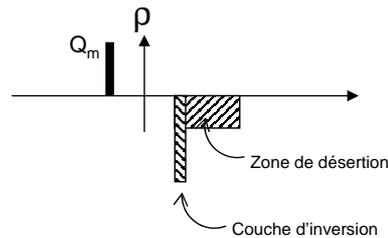


FIG. 3.5 – Densité de charge d'une structure MOS en régime de forte inversion.

le régime d'inversion. Les équations 3.9 et 3.11 s'écrivent : $n_s = p_s = n_i$. Le semi-conducteur devient localement intrinsèque.

Le niveau de Fermi est à égale distance de la bande de conduction que de la bande de valence. La figure 3.6(a) illustre la situation. Pour une tension plus grande, la densité d'électrons devient plus importante que la densité de trous : le semi-conducteur (initialement de type P) devient localement de type N, d'où le nom d'inversion (cf figure 3.6(b)).

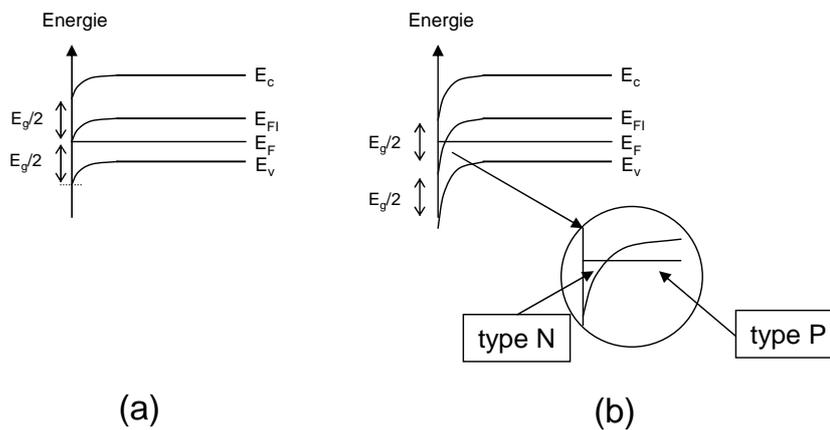


FIG. 3.6 – (a) : limite entre le régime de désertion et de faible inversion.(b) : régime d'inversion (le niveau de Fermi du semi-conducteur est localement au dessus du niveau de Fermi intrinsèque), faible ou forte.

forte inversion Pour une tension $V_s = 2\phi_{Fi}^\infty$, on atteint le régime de forte inversion : la densité d'électrons devient égale à la densité d'atomes accepteurs (ie la

densité initiale de trous). L'équation 3.9 s'écrit en effet :

$$n_s = n_i \exp\left(\frac{-\phi_{FI}^\infty + 2\phi_{FI}^\infty}{k_b T/q}\right) = n_i \exp\left(\frac{\phi_{FI}^\infty}{k_b T/q}\right)$$

D'après l'équation 3.5, cette densité correspond bien à la densité d'atomes accepteurs N_a : d'où le nom de forte inversion.

Récapitulatif

La figure 3.7 résume les différents régimes d'une structure MOS, dans un régime initial de bandes plates, en fonction de la tension appliquée et de la tension aux bornes de la zone de charge d'espace.

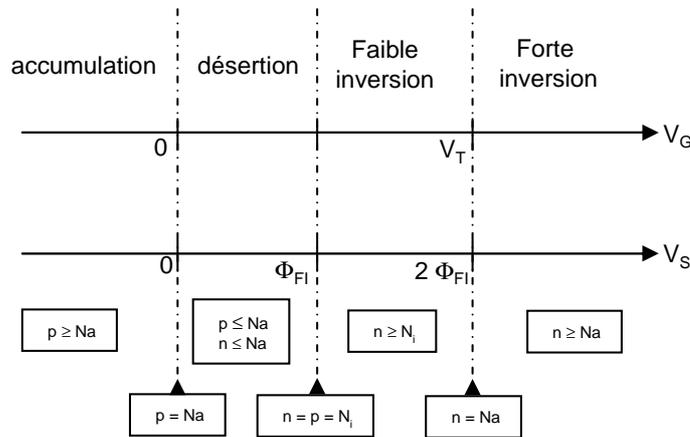


FIG. 3.7 – Différents régimes en fonction de la tension appliquée (V_G) et de la chute de potentiel dans le semiconducteur (V_s).

3.2 Modélisation

3.2.1 Régime de désertion et de faible inversion

Nous allons rappeler le modèle qui a été vu en première année concernant le régime de faible inversion. En régime de faible inversion, on peut négliger la charge due à l'accumulation d'électrons en surface. La charge, côté semiconducteur, est donc due uniquement à la zone de désertion. Cette charge vaut ⁷ : $Q_{sc} = -qN_a W$, où W est la largeur de la zone de charge d'espace.

Lorsqu'on applique un potentiel V_G à la structure globale, nous avons vu que ce dernier se répartissait entre l'isolant et la surface du semiconducteur. La tension V_G est donc la somme de la tension V_I , chute de potentiel dans l'isolant, et de V_s , chute de potentiel dans le semiconducteur (cf figure 3.8).

⁷il s'agit ici d'une charge surfacique : notre modèle ici est unidimensionnel.

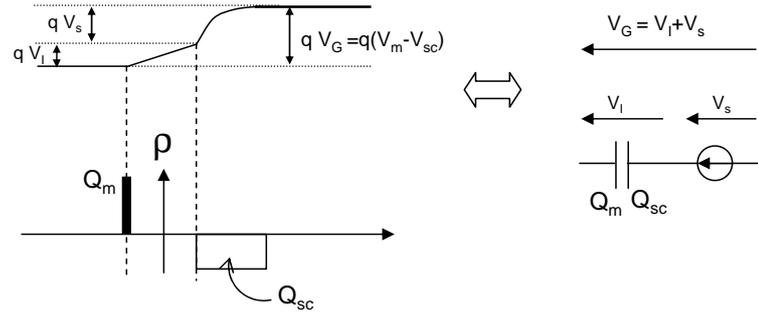


FIG. 3.8 – Répartition de la chute de potentiel dans une structure MOS de type P.

La chute de potentiel aux bornes de l'isolant V_I est donnée par l'expression de la tension aux bornes d'un condensateur. L'isolant est en effet un matériau diélectrique entouré de deux charges opposées : c'est donc une capacité. La tension V_I vaut donc, si C_{ox} désigne la capacité surfacique ⁸ de l'isolant :

$$V_I = \frac{Q_m}{C_{ox}} \quad (3.12)$$

$$= -\frac{Q_{sc}}{C_{ox}} \quad (3.13)$$

$$= \frac{qN_a W}{C_{ox}} \quad (3.14)$$

Or, on connaît la relation entre la largeur de la zone de charge d'espace W et la barrière de potentiel V_s existant au niveau du semiconducteur :

$$W^2 = \frac{2\epsilon_{sc}\epsilon_0}{qN_a} V_s$$

D'où :

$$V_I = \frac{qN_a}{C_{ox}} \sqrt{\frac{2\epsilon_{sc}\epsilon_0}{qN_a} V_s} \quad (3.15)$$

$$= \frac{\sqrt{2\epsilon_{sc}\epsilon_0 q N_a V_s}}{C_{ox}} \quad (3.16)$$

Et ainsi :

$$V_G = V_s + \frac{\sqrt{2\epsilon_{sc}\epsilon_0 q N_a V_s}}{C_{ox}} \quad (3.17)$$

Cette expression permet d'en déduire la tension de seuil V_T , qui est la tension qu'il faut appliquer à la structure MOS pour atteindre le régime de forte inversion : $V_T = V_G(n_s = N_a)$. D'après ce qui précède :

$$V_T = 2\phi_{FI}^\infty + \frac{\sqrt{2\epsilon_{sc}\epsilon_0 q N_a 2\phi_{FI}^\infty}}{C_{ox}} \quad (3.18)$$

⁸pour conserver l'homogénéité de nos équations, nous introduisons une capacité par unité de surface : $C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}\epsilon_0}{e}$, où e est l'épaisseur de l'isolant. Ceci est bien cohérent avec le modèle unidimensionnel présenté ici.

3.2.2 Régime de forte inversion

Dans le régime de forte inversion ($V_G > V_T$), la charge d'espace est due à la zone de désertion (atomes accepteurs) et à l'accumulation des électrons en surface. On a donc deux charges qui sont appliquées de part et d'autre de l'isolant. L'équation 3.14 n'est plus valable. Si Q_n désigne la charge (négative) due à la couche d'inversion, cette équation devient :

$$V_I = -\frac{Q_{sc}}{C_{ox}} \quad (3.19)$$

$$= -\frac{-qN_aW + Q_n}{C_{ox}} \quad (3.20)$$

Il est donc nécessaire de déterminer la charge Q_n pour poursuivre le calcul. Cette charge peut provenir, soit de la génération thermique (cas d'une structure MOS classique), soit d'une photo-génération (cas d'une structure MOS insérée dans un CCD).

Il faut juste remarquer qu'en régime de très forte inversion ($V_G > V_T$), la charge d'inversion devient prépondérante. Nous ne déterminerons pas la charge d'inversion.

Deuxième partie
Etude des capteurs CCD

Introduction

Le capteur CCD (Charge Coupled Device, structure à charges couplées) est un capteur largement utilisé à l'heure actuelle (appareil photo numérique, caméra numérique, webcam etc...). Le domaine spectral d'application du CCD est le domaine visible, comme nous le justifierons dans un chapitre ultérieur (optoélectronique).

Il faut remarquer qu'à l'heure actuelle, deux technologies de capteurs sont en concurrence pour la détection dans le domaine visible : les capteurs CCD et les capteurs CMOS. Nous nous restreindrons dans ce polycopié à l'étude des capteurs CCD.

Le principe de détection d'un capteur CCD repose essentiellement sur la structure de la capacité MOS, comme nous le verrons dans un premier chapitre. Le succès du CCD réside surtout dans son faible coût de fabrication : l'utilisation du Silicium⁹ dans un tel capteur permet en effet de profiter des importants moyens de productions liés à l'électronique basse fréquence. En outre, ce capteur a l'avantage d'intégrer à la fois la zone capteur et de faciliter la lecture des données. Le transfert des données sera abordé dans un second chapitre.

Nous allons donc étudier les deux grandes caractéristiques des CCD : le principe de détection et le transfert des données.

⁹comme nous le verrons la partie optoélectronique, le Silicium est à priori peu adapté aux applications opto ... puisqu'il est à gap indirect. L'utilisation en détecteur est quand même possible, et son développement est fortement encouragé par les facilités technologiques liées au silicium.



Chapitre 4

Principe de la détection

Le but de la détection est de transformer une information fournie par un flux de photons en une information électronique (quantité de charge par exemple). Afin de comprendre comment on peut effectuer cette transformation, nous allons revenir sur les différentes constantes de temps intervenant dans une structure MOS.

Rappelons qu'en régime de forte inversion, deux phénomènes se produisent : dans un premier temps on a la création d'une zone de désertion, puis on a l'établissement d'une couche d'inversion en surface. Nous allons voir que le premier phénomène est rapide (typiquement de l'ordre de la picoseconde) et est associé à la constante de temps diélectrique, tandis que le second phénomène est très lent (typiquement : la seconde) et associé au temps dit de stockage.

4.1 Constante diélectrique

La zone de charge d'espace provient d'un départ des trous vers le contact. Ce départ des porteurs majoritaires est dû à l'existence d'un champ électrique (d'origine externe) : c'est donc un phénomène de conduction. Le temps d'installation de cette zone de charge d'espace est donc lié au "temps de départ" des porteurs majoritaires. Ecrivons l'équation de continuité liée aux trous et aux électrons :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div}(\vec{j}_p) + g_p - r_p \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div}(\vec{j}_n) + g_n - r_n \quad (4.2)$$

avec :

- \vec{j}_p, \vec{j}_n : la densité de courant des trous ou d'électrons
- g_p, g_n : le taux de génération de porteurs
- r_p, r_n : le taux de recombinaisons

Le taux de génération est nul : on suppose dans un premier temps que la capacité MOS n'est pas encore éclairée. En outre, on ne s'intéresse qu'à l'établissement de la zone de désertion : on néglige donc le phénomène de génération thermique. On

justifiera à posteriori une telle hypothèse. Le taux de recombinaison est également nul : il s'agit de porteurs majoritaires (on suppose que les porteurs minoritaires n'ont pas le temps de se recombinaison). En soustrayant l'équation 4.2 à l'équation 4.1 on obtient :

$$\frac{\partial(n-p)}{\partial t} = \frac{1}{q} \text{div} (\vec{j}_n + \vec{j}_p)$$

Le courant de total (dû exclusivement à un phénomène de conduction) s'écrit : $\vec{j}_n + \vec{j}_p = \sigma \vec{E}$ avec $\sigma \approx \sigma_p = pq\mu_p$ (puisque le semiconducteur considéré est de type P). D'où :

$$\frac{\partial(n-p)}{\partial t} = \frac{\sigma}{q} \text{div} (\vec{E}) \quad (4.3)$$

$$= \frac{\sigma \rho}{q \epsilon_{rsc} \epsilon_0} \quad (4.4)$$

Or, la densité de charges est donnée par :

$$\rho = q(p - n - N_a) = q \underbrace{(p_0 - n_0 - N_a)}_{\rho_0/q} + \underbrace{(\Delta p - \Delta n)}_{\Delta \rho/q}$$

où ρ_0 est la densité de charge à l'équilibre (constante). L'équation 4.4 devient :

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} - \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \frac{\sigma}{\epsilon_{rsc} \epsilon_0} \left(\Delta p - \Delta n + \frac{\rho_0}{q} \right) \quad (4.5)$$

Cette équation fait donc apparaître un temps caractéristique appelé constante de temps diélectrique : $\tau_d = \frac{\epsilon_{rsc} \epsilon_0}{\sigma}$. Ce temps fixe la modification de la densité de charge globale, dans le cas de l'instauration d'une zone de désertion. Dans le Silicium, pour une densité de porteurs de l'ordre de 10^{15} cm^{-3} : $\tau_d \approx 10 \text{ ps}$. Ce temps est donc très court. On peut donc considérer que la zone de désertion s'instaure de manière quasi-instantanée. Les porteurs minoritaires n'ont pas le temps de se recombinaison.

4.2 Temps de stockage

Nous allons maintenant évaluer le temps nécessaire à l'instauration de la couche d'inversion (en régime de forte inversion). Ce temps est dû au temps de génération de paires électrons/trous. Dès qu'un électron est créé, il est amené en surface par conduction, de manière quasi-instantanée (cf ci-dessus).

Nous admettons que le taux de génération thermique de paire électrons/trous se met sous la forme : $g_{th} = n_i / (2\tau_m)$, où τ_m est un temps caractéristique valant $10\mu s$ dans le Silicium.

L'équation de continuité relative aux électrons s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \text{div} (\vec{j}_n) + g_n - r_n$$

Nous cherchons un ordre de grandeur du temps d'instauration de la couche d'inversion. Les électrons ne participent à aucun courant global (pas de courant de diffusion

et courant de conduction négligeable). En outre, ils ne sont soumis à aucune recombinaison : dans la zone de charge d'espace, il y a peu de porteurs majoritaires et donc peu de recombinaisons. Il en découle que $r_n = 0$. L'équation de continuité s'écrit donc :

$$dn = \frac{n_i}{2\tau_m} dt$$

En intégrant cette équation entre $t = 0$ et le temps de stockage τ_s , la densité de porteurs passe de 0 à N_a (par définition de la forte inversion) :

$$\int_0^{N_a} dn = \int_0^{\tau_s} \frac{n_i}{2\tau_m} dt \quad (4.6)$$

$$N_a = n_i \frac{\tau_s}{2\tau_m} \quad (4.7)$$

d'où le temps de stockage :

$$\tau_s = \frac{2N_a}{n_i} \tau_m \quad (4.8)$$

Pour le Silicium, pour atteindre une densité de porteurs de 10^{15}cm^{-3} , on trouve : $\tau_s \approx 1.4 \text{ s}$. Ce temps est donc très long, comparé au temps diélectrique et également au temps de transit typique ¹.

4.3 Synthèse

Le temps de stockage est donc bien plus long que le temps diélectrique (environ 10 ordres de grandeur d'écart !). Ceci est mis à profit dans la photodétection : les prises de vue photographiques ont des durées en effet beaucoup plus courtes que la seconde (excepté en pose longue !). Les photons liés au signal utile génèrent des électrons (et plus exactement des paires électrons/trous) et créent une couche d'inversion. La quantité d'électrons formant cette couche d'inversion est proportionnelle à la quantité de photons reçus (tant que l'acquisition du signal dure moins de temps que le temps de stockage). Si le temps de pose est bien inférieur au temps de stockage, on est donc sûr que la densité d'électrons présente dans la couche d'inversion, fournie une information proportionnelle au flux optique (et ne provient pas de la génération thermique).

L'information optique (ie le nombre de photons) est donc transformée en une information électronique (ie en nombre d'électrons dans la couche d'inversion). Un pixel peut donc être réalisé par une structure MOS de type P. Il faut juste vérifier que l'énergie des photons est supérieure à l'énergie de gap du semiconducteur utilisé pour permettre une absorption (création de paire électron/trous).

¹le temps de transit, noté t_t , correspond au temps mis par des porteurs minoritaires pour franchir une zone où ils sont susceptibles de se recombinaison (ce qui est peu le cas a priori dans une capacité MOS, excepté la génération dans la zone quasi-neutre). Nous rappelons l'expression du temps de transit : $t_t = W_{ZQN}^2 / (2D)$, où W_{ZQN} est la largeur de la zone quasi neutre et D le coefficient de diffusion. Pour le Silicium à température ambiante (pour une épaisseur typique de $1 \mu\text{m}$) : $t_t \approx 10 \text{ ns}$, ce qui est rapide devant le temps de stockage.

Chapitre 5

Etude du transfert de charge

Introduction

L'étude des capacités MOS dans la première partie concernait une étude suivant l'axe de croissance des couches (ie, suivant un axe Métal-Semiconducteur). Nous nommerons "x" cet axe. Cette étude nous a permis de justifier l'utilisation d'une capacité MOS en tant que détecteur dans le visible. Une telle capacité MOS constituera un pixel. Si on souhaite réaliser une image (en deux dimensions), il faut réaliser une matrice de pixels, comme le montre la figure 5.1, dans d'une matrice de 9 pixels. L'autre caractéristique d'un capteur CCD est le transfert de charge vers un circuit

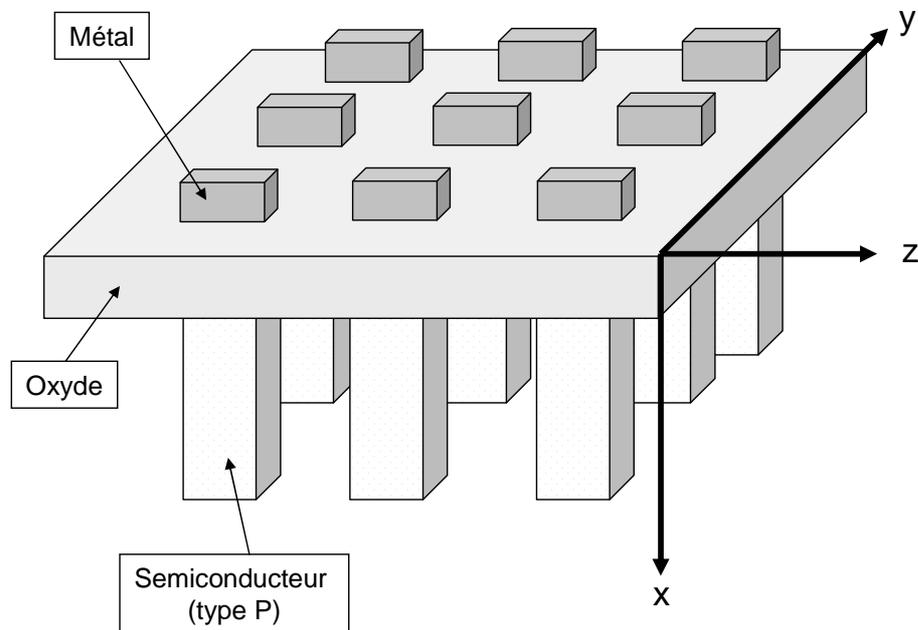


FIG. 5.1 – Structure d'une matrice 3×3 . Le transfert de charge s'effectue selon une des deux directions y ou z.

de lecture afin de numériser l'information relative à chaque pixel. Rappelons que l'information au niveau du pixel est analogique : la densité de charge est propor-

tionnelle au flux. Pour permettre la lecture des informations (ie l'accès à la densité de charge de chaque pixel), deux solutions sont possibles. La première idée, qui est la plus simple théoriquement, est d'associer un circuit de lecture à chaque pixel. On connecte alors un circuit externe, dit circuit "hybride", ou on fait croître un circuit sur la matrice. Ce circuit de lecture est constitué d'un convertisseur courant-tension¹ par pixel et d'un convertisseur analogique-numérique. Ce type de circuit a 3 désavantages :

- il faut associer un circuit de lecture par pixel : le coût global sera donc élevé
- la pose d'un circuit de lecture hybride associé à chaque pixel est délicate (problème d'alignement, d'absorption du pixel, de contact, de croissance sur la matrice, et de connectique). La croissance d'un circuit sur la matrice n'est pas toujours faisable.
- il y a des problèmes de dimensionnement : plus la matrice est petite, et plus il est difficile d'y loger un circuit annexe pour la lecture. Citons entre autre le fait que plus le pixel est petit, plus la capacité utile à la conversion courant-tension aura une faible surface et donc plus sa valeur sera faible ... ce qui est gênant pour la conversion !

L'autre idée consiste à analyser l'information en dehors de la matrice : un transfert de charge est alors nécessaire. Le capteur CCD joue ce rôle : il est possible de transférer en série les données de chaque pixel en faisant "glisser" chaque paquet de charge d'un pixel à un autre. Seul un circuit de lecture au bout de chaque ligne est alors nécessaire. Ce circuit est donc à côté de la matrice. La figure 5.2 illustre ce principe de lecture. Pour simplifier l'étude, nous n'étudierons que le transport de l'information

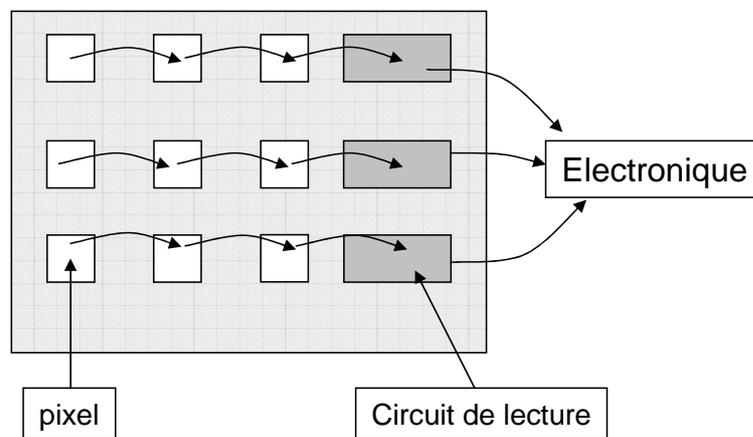


FIG. 5.2 – Principe du transfert de charge sur une matrice 3×3 .

suivant une ligne ou une colonne d'une telle matrice, par exemple suivant l'axe y . En particulier, nous ne nous occuperons plus de l'axe x , mais nous étudierons les variations du minimum de la bande de conduction dans le semiconducteur, c'est à dire "en surface" (à l'interface semiconducteur/isolant), en fonction de l'axe " y ". La

¹l'idée d'un tel convertisseur est simple : on vient charger une capacité, puis on lit la tension. Cette tension est toujours proportionnelle au flux de photons absorbés. N'oublions pas que l'électronique travaille essentiellement sur des tensions. D'où la nécessité de la conversion.

position de ce minimum conditionne en effet la présence éventuelle d'un paquet de charge (ie des électrons de la couche d'inversion). Rappelons effectivement, qu'en dessous de la tension de seuil, dans des conditions initiales de bandes plates, la bande de conduction est horizontale (il n'y a pas de charges d'inversion). Au delà de la tension de seuil, la bande de conduction se courbe en surface en présence de charges mobiles (inversion forte).

Remarque : il existe beaucoup de variantes en ce qui concerne la géométrie des matrices. On peut rencontrer un seul circuit de lecture et deux transferts (par ligne puis par colonne) ; des pixels tampons associés à chaque pixel puis transfert par ligne des données de ces pixels tampons ; un circuit de lecture placé à côté de chaque pixel avec transfert des données vers le circuit de lecture par transfert de charge ... Dans tous les cas, le transfert de charge est le même.

5.1 Etude d'un transfert à deux phases

Nous allons voir dans un premier temps le principe d'un transfert de charge d'une structure MOS à une structure voisine. Nous verrons ensuite comment réaliser une matrice à partir de ce principe.

5.1.1 Conditions de l'étude

Considérons deux structures MOS côte à côte, caractérisées par une même tension de seuil V_T , et en régime de bandes plates à l'équilibre. Supposons en outre que les deux zones de charges d'espace se juxtaposent. Notons V_{G1} et V_{G2} les deux tensions de grille. Selon leurs valeur, on autorise la présence d'une couche d'inversion ou on interdit son existence.

Notons E_1 et E_2 les minima des bandes de conduction des deux capacités MOS. Chaque minimum est lié au potentiel de surface V_s (rappelons que $E_c = -qV_s + c^{te}$). En outre, nous avons vu que : $V_G = V_s - \frac{Q_{sc}}{C_{ox}}$, avec $Q_{sc} \leq 0$. Donc les variations de chaque minimum de la bande de conduction dépendent de la tension de commande V_G et de la présence éventuelle d'une charge d'inversion ² Q_{sc} :

$$V_s = V_G + \frac{Q_{sc}}{C_{ox}} \quad (5.1)$$

Considérons l'état initial ($t = 0$) suivant :

- la première capacité MOS a une tension de commande $V_{G1} > V_T$ (la présence d'une couche d'inversion est autorisée) et il existe un paquet de charges résultant par exemple d'une photodétection.
- la seconde capacité MOS a une tension de commande $V_{G2} < V_T$: aucune charge (d'inversion) ne peut être présente dans cette capacité.

²on supposera dans la suite que la charge, qui est négative, ne peut pas rendre la tension V_s négative : si $V_G > V_T$ alors $V_s \geq 0$ et si $V_G < V_T$ alors $V_s = 0$

Ces deux hypothèses conduisent aux deux inégalités suivantes (en utilisant l'équation 5.1) :

$$\begin{aligned} V_{s1} &> 0 \\ V_{s2} &= 0 \end{aligned}$$

et donc : $E_1 < E_2$: un puits de potentiel confine les électrons de la couche d'inversion

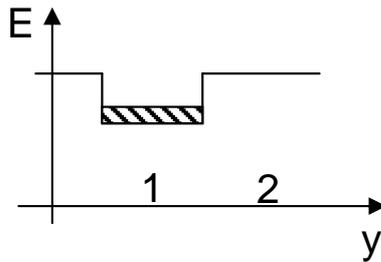


FIG. 5.3 – Etat initial ($t = 0$) : un paquet de charges est localisé dans un puits de potentiel dans la capacité MOS 1.

dans la première capacité, comme le montre la figure 5.3.

5.1.2 Transfert de charge

Considérons l'évolution temporelle des tensions de commande de la figure 5.4.

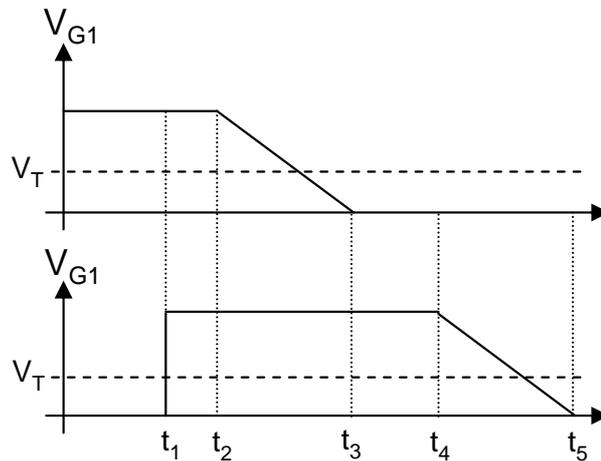


FIG. 5.4 – Evolution temporelle des commandes des deux capacités MOS.

- Pour $t \in [0; t_1]$: on est dans le cas de la figure 5.5(a). On a un unique puits de potentiel sous la capacité MOS 1 (qui est en régime de forte inversion). La capacité MOS 2 est polarisée en dessous de la tension de seuil : aucune charge de surface n'est présente (on reste dans le régime des bandes plates).

- Pour $t = t_1$: $V_{G1} > V_T$ et $V_{G2} > V_T$. Les deux capacités MOS sont en régime de déplétion profonde. En ce qui concerne les charges : $Q_{sc1} = Q_{totale} < 0$ et $Q_{sc2} = 0$. Donc d'après l'équation 5.1 : $V_{s2} > V_{s1}$ et donc $E_1 > E_2$. Le puits de potentiel de la capacité 2 est plus profond que le puits de potentiel de la capacité 1 (mais il est vide de charges). On est dans le cas de la figure 5.5(b).
- Pour $t \in]t_1; t_2]$: les charges du premier puits de potentiel se vident dans le second puits de potentiel qui est plus profond. Deux processus permettent ce transfert : un processus de diffusion puis de conduction (cf TD). La charge Q_{sc1} va augmenter, en tenant compte du signe (elle diminue en valeur absolue) tandis que la charge Q_{sc2} devient de plus en plus négative (elle augmente en valeur absolue). Le potentiel V_{s1} va donc augmenter tandis que V_{s2} diminue : la bande de conduction du premier puits diminue tandis que la bande de conduction du second puits augmente, ce qui est représenté par les flèches de la figure 5.5(b). On arrive à un état d'équilibre, état pour lequel les deux puits sont au même niveau : $E_1 = E_2$ (ils ont la même charge). C'est le cas de la figure 5.5(c).
- Pour $t \in [t_2; t_3]$: le potentiel V_{g1} décroît, entraînant une diminution du potentiel V_{s1} et donc une augmentation de la bande de conduction E_1 (en dessous de la tension de seuil, on quitte le régime de déplétion profonde). Les charges du premier puits se vident dans le second puits. La quantité de charge de ce second puits augmente (en valeur absolue), entraînant une diminution de la tension de surface V_{s2} : la bande de conduction de cette seconde capacité MOS augmente elle aussi (cf figure 5.5(d)). Ainsi, pendant cette phase, où il y a transfert total des électrons du premier puits vers le second, les deux bandes de conduction augmentent. Le premier puits va disparaître, tandis que le second va se retrouver à terme dans le même état que le premier puits initialement.
- Pour $t \in [t_3; t_4]$: on retrouve un unique puits de potentiel au niveau de la capacité MOS 2 (cf figure 5.5(e)).

On a donc réussi à transférer un paquet de charges d'un puits de potentiel vers un puits voisin. Cette description du transfert est bien sûr très simpliste. Par exemple, les pentes des puits ne sont pas verticales ... et bien d'autres subtilités interviennent ! En outre, le transfert à deux phases étudié ici ne permet que de montrer le principe général d'un transfert. Nous allons voir que les deux capacités MOS considérées ne peuvent pas constituer un seul pixel (et encore moins deux pixels!).

5.2 Transfert à 3 phases.

5.2.1 Nécessité du transfert à 3 phases

Etudions dans le détail le transfert d'un pixel vers un autre, d'après l'étude précédente. Considérons qu'un pixel soit constitué du dispositif précédent, c'est à dire d'une zone optiquement active (dans laquelle on crée un paquet de charge suite à un rayonnement extérieur) et d'une capacité MOS "tampon" qui n'est pas soumise

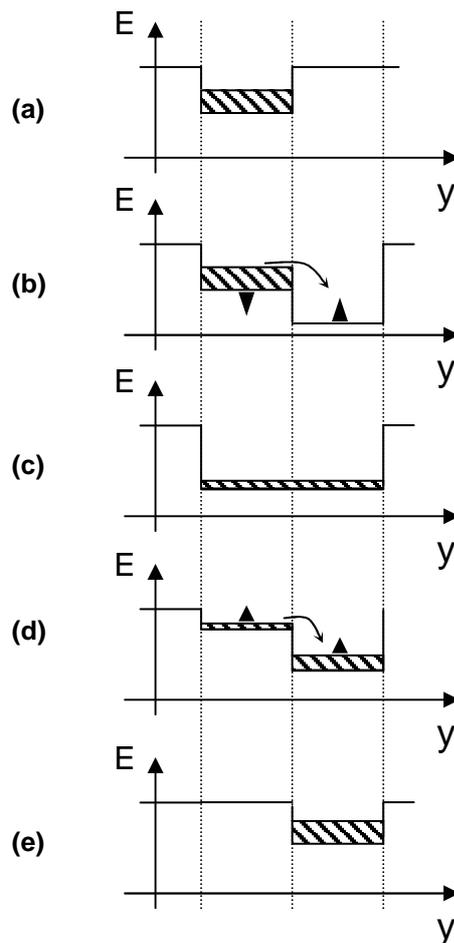


FIG. 5.5 – Puits de potentiel à différents instants.

au rayonnement externe. La figure 5.6(a) montre la géométrie d'une ligne issue d'une matrice 3×3 . Le but est de transférer successivement les 3 paquets de charge de la figure 5.6(b) (ie trois informations différentes) vers la droite.

Un tel transfert est impossible : l'étape correspondant à l'intervalle de temps précédent $[t_1; t_2]$ consiste à créer un puits de potentiel profond (initialement vide de charges) au niveau des tampons 1, 2 et 3, et ceci afin de débiter le transfert (figure 5.6(c)). Mais comme chaque tampon est entouré de deux pixels, les paquets de charge de ces pixels vont se répartir dans ces tampons ... l'information est donc mélangée et perdue !

Il faut donc isoler chaque pixel à l'aide de deux capacités MOS tampon.

5.2.2 Etude du transfert à 3 phases

Considérons une ligne de 3 pixels représentée sur la figure 5.7(a). La figure 5.7(b) représente la situation initiale. En appliquant une commande analogue à celle vue précédemment, cette architecture permet de faire le transfert de chaque paquet de charge dans la capacité MOS voisine sans entrer en interaction avec le pixel suivant. Les figures 5.7(c) et (d) illustrent ce transfert.

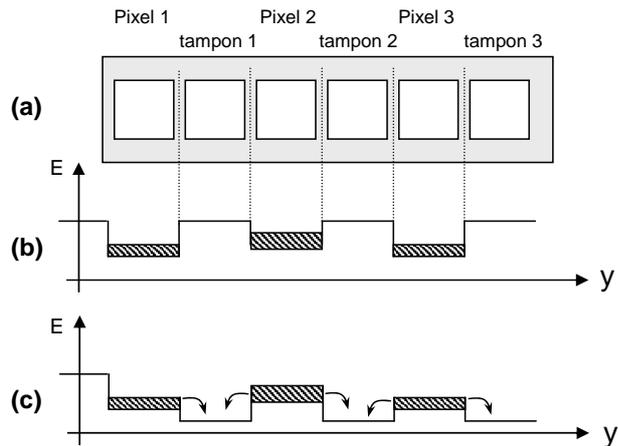


FIG. 5.6 – Etude d'un transfert dans un dispositif à deux phases.

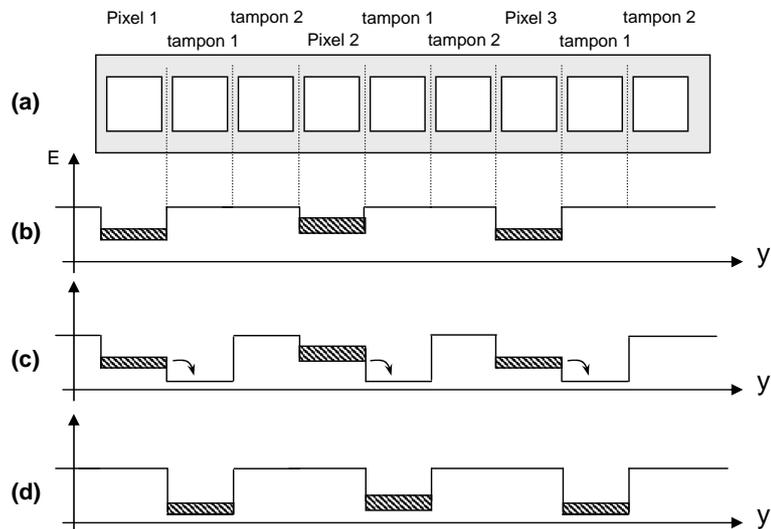


FIG. 5.7 – Illustration d'un dispositif de transfert à trois phases.

Une telle architecture permet le transfert. Ceci se fait au détriment du temps global de transfert et nécessite une taille plus grande pour un pixel : à chaque pixel doit être associé deux capacités MOS de transfert. Mais c'est l'unique solution permettant une lecture série des informations, sans utiliser de circuit hybride de lecture.

5.3 Réalisation de la couleur

Les capteurs sont en Silicium, c'est à dire qu'ils couvrent la totalité du spectre visible. Pour avoir de la couleur, le domaine visible doit être séparé en trois zone (correspondant à trois composantes RVB). Il suffit donc de placer trois filtres colorés devant les pixels pour obtenir une image en couleur.

Pour réaliser une matrice en couleur, de multiples solutions sont envisagées en ce qui concerne la répartition des pixels de couleur :

- un pixel sur trois capte la même couleur (il faut donc alterner les filtres d'un pixel à l'autre) ... la résolution spatiale est donc dégradée
- utilisation de trois matrices CCD, chacune ne captant qu'une couleur. Ce procédé est utilisé dans les caméras tri-CCD et donne de très bons résultats. Le faisceau incident est séparé par des prismes puis filtré. Mais il est coûteux et de grande dimension.
- absorption en couches : l'absorption du Silicium est répartie en profondeur selon la longueur d'onde : la surface absorbe le bleu et la partie la plus profonde absorbe le rouge ... En fonction de la position dans le Silicium, on connaît donc le domaine spectral concerné. Mais cette technique est difficile à mettre en oeuvre.
- des répartitions en "nid" des pixels sont couramment réalisés. Chaque nid correspond à un pixel de couleur (spatial) et est constitué par plusieurs pixels captant différentes couleurs.

Troisième partie
Introduction à l'optoélectronique

Chapitre 6

Généralités

6.1 Interaction rayonnement-matière

6.1.1 Quelques rappels sur le photon

Dans le vide, un photon est caractérisé par son énergie : $E = h\nu$. Cette expression peut s'écrire en fonction de la longueur d'onde :

$$\begin{aligned} E &= \frac{hc}{\lambda} \\ &= \hbar ck \\ E^{(eV)} &= \frac{1.24}{\lambda(\mu m)} \end{aligned} \quad (6.1)$$

Dans un milieu matériel isotrope (et homogène), caractérisé par un unique indice optique n , la vitesse de phase vaut : $v_\phi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}$. Il en découle que $E = h\nu = \hbar\omega = \frac{\hbar c}{n}k$. D'où les variations de l'énergie du photon dans le vide et dans la matière en fonction du vecteur d'onde k représentés sur la figure 6.1(a).

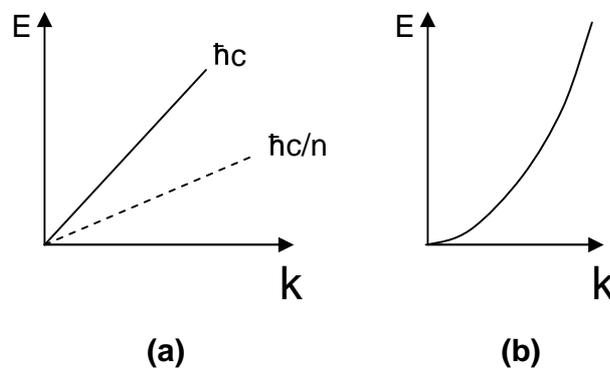


FIG. 6.1 – (a) : relations de dispersion du photon dans le vide (trait plein) et dans un milieu (trait pointillé); (b) : relation de dispersion de l'électron dans le vide

6.1.2 Quelques rappels sur l'électron.

L'énergie (cinétique) d'un électron dans le vide vaut : $E = \frac{\hbar k^2}{2m_e}$, où m_e est la masse de l'électron (cf figure 6.1(b)). Dans un semiconducteur, l'électron subit des interactions avec les atomes du réseau cristallin : la loi de variation de l'énergie en fonction du vecteur d'onde k est plus complexe (existence de bandes permises et de bande interdite, dépendance liée à la direction de déplacement etc...). La théorie des bandes nous permet d'assimiler localement la bande de conduction (au voisinage des minima) à une parabole : $E = E_c + \frac{\hbar k^2}{2m^*}$, où m^* est la masse effective de l'électron. Cette masse effective permet de rendre compte de l'interaction de l'électron avec le réseau, tout en s'affranchissant de la présence de ce réseau (tout se passe comme dans le vide, avec une masse corrigée). Il en est de même pour la bande de valence. On distingue deux grands types de semiconducteurs, selon la répartition géométrique

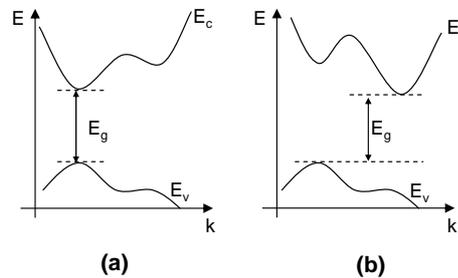


FIG. 6.2 – Les deux types de gap. (a) : gap direct ; (b) : gap indirect .

des bandes de valence et de conduction en fonction du vecteur d'onde : les semiconducteurs à gap direct et indirect. Dans un semiconducteur à gap direct (figure 6.2(a)), le minimum de la bande de valence est "en face" du maximum de la bande de conduction. C'est par exemple le cas de l'Arseniure de Gallium (GaAs). Dans un semiconducteur à gap indirect (figure 6.2(b)), le minimum de la bande de conduction n'est pas en face du maximum de la bande de valence. Le silicium (Si) est un semiconducteur à gap indirect.

Cette notion de gap est très importante : il ne faut pas oublier que l'essentiel des phénomènes se produisent au voisinage des extrema des bandes d'énergie en raison de l'importance de la densité de porteurs à ces endroits.

6.1.3 Interaction électron/photon

L'interaction entre un électron et un photon (absorption ou émission d'un photon) peut être assimilée à un choc élastique. Il en découle que l'on doit avoir conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique :

$$E_f - E_i = \pm h\nu \quad (6.2)$$

$$\vec{k}_f - \vec{k}_i = \pm \vec{k}_{ph} \quad (6.3)$$

Le signe \pm est fonction de l'absorption ou de l'émission d'un photon. Comparons les ordres de grandeur de la dernière équation : dans le visible, la longueur d'onde du photon est de l'ordre de quelques centaines de nanomètres (par exemple 600 nm pour le rouge). L'ordre de grandeur de la norme du vecteur d'onde associé est : $| \vec{k}_{pk} | = \frac{2\pi}{600 \cdot 10^{-9}} \approx 10^7 m^{-1}$. Pour un électron situé au bord de la zone de Brillouin, la distance interatomique a étant de l'ordre de grandeur de quelques angstroms : $| \vec{k} | = \frac{\pi}{a} \approx 10^{10} m^{-1}$. On conclut donc :

$$| \vec{k}_{electron} | \gg | \vec{k}_{photon} | \quad (6.4)$$

L'équation 6.3 s'écrit alors, compte tenu de ces ordres de grandeur : $\vec{k}_i = \vec{k}_f$. L'absorption ou l'émission d'un photon s'effectue donc à vecteur d'onde (de l'électron) constant : on dit que les transitions (optiques) sont verticales (dans l'espace des k). Les transitions obliques (lorsque le vecteur d'onde de l'électron n'est pas conservé) sont des transitions non radiatives, c'est à dire ne mettant pas en jeu des photons.

6.1.4 Les différentes transitions

On peut regrouper les transitions en deux catégories : les transitions radiatives, mettant en jeu un ou plusieurs photons et les transitions non radiatives pour lesquelles les photons n'interviennent pas.

Les transitions radiatives

Nous allons voir les différents processus d'absorption ou d'émission de photon dans un semiconducteur. On distingue trois grands processus radiatif :

- émission spontanée (figure 6.3(a)) : ce processus d'émission est lié à la recombinaison d'une paire électron/trou. Il a lieu uniquement dans les semiconducteurs à gap direct. L'énergie des photons émis est plus grande que le gap et le spectre d'émission est large. Ce processus d'émission est utilisé dans les diodes électroluminescentes (DEL ou LED).
- absorption (figures 6.3(b) et (c)) : suite à l'absorption d'un photon (d'énergie supérieure à l'énergie de gap), un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction. Une paire électron/trou est ainsi créée. Dans un semiconducteur à gap direct, l'électron créé dans la bande de conduction est dans un état stable. Dans un semiconducteur à gap indirect, l'électron créé est ensuite thermalisé vers le minimum de la bande de conduction (voir l'encadré sur la thermalisation). L'absorption est donc possible dans tout type de semiconducteur, contrairement à l'émission.
- émission stimulée (figure 6.3(d)) : un photon incident (d'énergie supérieure à l'énergie de gap) provoque une recombinaison électron/trou. Cette recombinaison va être associée à l'émission d'un photon. Ce photon émis a les mêmes caractéristiques que le photon incident (même longueur d'onde, même phase, même direction, même énergie). Un tel processus amplifie les rayonnements : un photon incident donne lieu à deux photons émergents. Ce processus est à la base du fonctionnement des laser. Le processus d'émission stimulée est

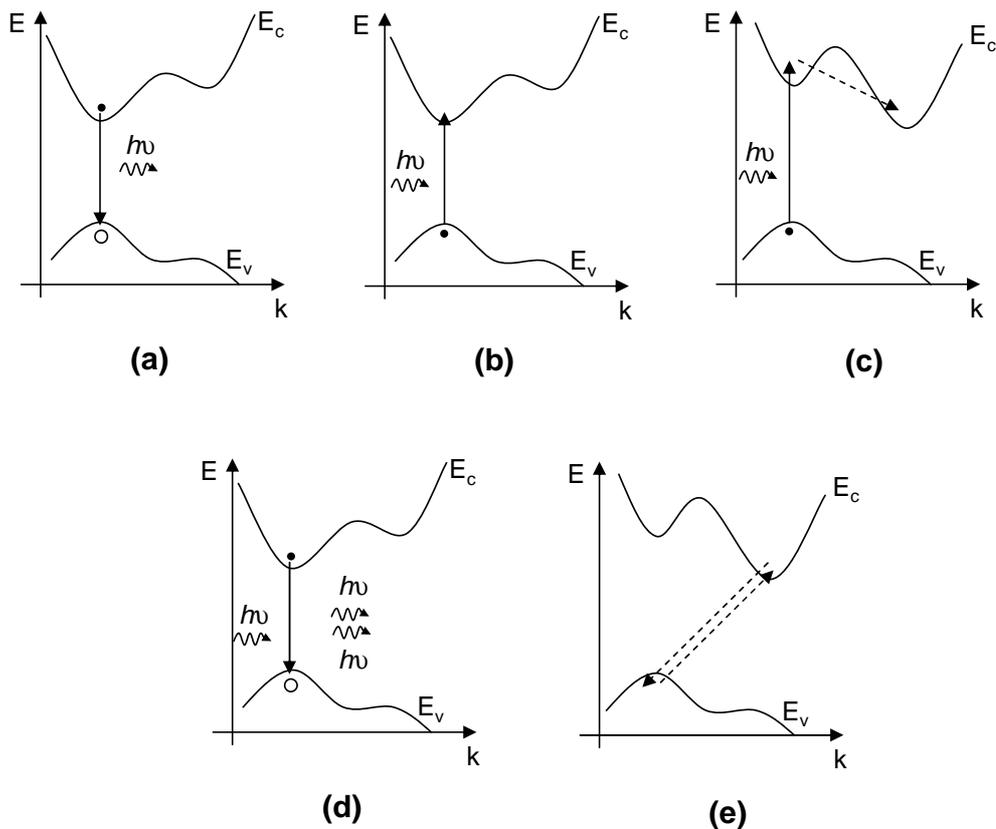


FIG. 6.3 – Différents types de transition. (a) : émission spontanée (gap direct); (b) : absorption (gap direct); (c) : absorption puis thermalisation des électrons dans la bande de conduction (gap indirect); (d) : émission stimulée (gap direct); (e) : transitions non radiatives (gap indirect)

en quelque sorte le processus inverse du processus d'absorption. La différence réside dans la présence d'un photon incident pour avoir émission stimulée. Afin que cette émission existe, il faut donc que l'on ait, en régime permanent, une densité de porteurs dans un état excité plus importante que la densité de porteurs dans un état stable (sinon l'absorption des photons incident devient prépondérante par rapport à l'émission stimulée). Une telle condition porte le nom d'inversion de population. Nous verrons dans le chapitre concernant les diodes laser comment on réalise cette condition.

Les transitions non radiatives

Les semiconducteurs sont soumis à un grand nombre de transitions non radiatives. Ces transitions sont assistées par un grand nombre d'interactions dont les plus importantes sont :

- l'interaction électron/phonon : le phonon est la particule associée à l'onde de vibration du réseau cristallin. Cette interaction est très présente dans les semiconducteurs (l'énergie de vibration du réseau est une forme de dissipation d'énergie très efficace). Deux types de phonons existent : les phonons optiques,

associés à des durées de vie très courtes (quelques ps) et les phonons acoustiques, associés à des durées de vie plus longues (quelques centaines de ps).

- l'interaction électron/électron
- l'interaction électron/rugosité d'interface
- etc ...

Ces interactions donnent lieu à un certain nombre de transitions, dont les plus courantes sont les suivantes :

- recombinaison Auger : l'énergie issue d'une recombinaison électron/trou est cédée (sous forme d'énergie cinétique) à un électron de la bande de conduction (qui voit son énergie cinétique augmenter). Ce processus est assisté par interaction électron/électron. Il met donc en jeu deux électrons et un trou. Un processus de recombinaison Auger avec deux trous et un électron existe également.
- transitions intrabandes mettant en jeu un ou plusieurs phonons (absorption ou émission de phonons)
- recombinaison par centre recombinants. Des impuretés présentes dans un semiconducteur peuvent créer des états d'énergie permis dans le gap. Ces états d'énergie peuvent "stocker" des électrons (ou des trous) et offrir aux électrons de la bande de conduction une recombinaison (non radiative) en deux temps. Cette recombinaison est très fréquente et porte le nom de recombinaison de Shockley-Read-Hall (recombinaison SRH).

Remarque : thermalisation des électrons.

Nous avons parlé, dans le cas d'absorption de photons dans un semiconducteur à gap indirect, de thermalisation des électrons. Ce nom signifie que les électrons excités, qui sont dans un état instable de la bande de conduction, vont subir une transition intrabande (non radiative) au sein de la bande de conduction pour arriver dans un état plus stable, c'est à dire au minimum de la bande de conduction. Le mécanisme le plus efficace pour la thermalisation de ces électrons est l'interaction électron/phonons. La durée de vie de cette interaction est de l'ordre de la ps ou quelques dizaines de ps. Cette durée de vie est bien plus courte (de 3 ordres de grandeurs environ) que la durée de vie associée à la recombinaison radiative : ceci explique pourquoi une grande majorité de ces électrons excités peuvent être transférés vers le minimum de la bande de conduction et ne font pas l'objet de recombinaisons. Une absorption inter-bande dans un semiconducteur à gap indirect permet donc une augmentation de la densité d'électrons (ou de trous) dans la bande de conduction (ou de valence).

Taux de recombinaisons et durées de vie Chaque transition est caractérisée par un taux et éventuellement une durée de vie associée aux porteurs concernés.

Le taux global d'émission radiative, noté R_R , est la somme de deux termes :

$$R_R = R_{sp} + g \quad (6.5)$$

où :

† R_{sp} est le taux d'émission spontanée. Il correspond au taux de recombinaison (radiatif). Son expression est donnée par :

$$R_{sp} = \frac{\text{variation de porteurs minoritaires}}{\text{durée de vie des porteurs minoritaires}} \quad (6.6)$$

Dans un semiconducteur de type N : $R_{sp} = \frac{\Delta p}{\tau_p}$. La durée de vie des porteurs minoritaires est liée à la densité de porteurs majoritaires : $\frac{1}{\tau_p} = Bn$

† g est le taux net d'émission stimulée. Ce taux est la différence entre le taux d'émission stimulée et le taux d'absorption. Si $g > 0$: il y a amplification du rayonnement (sans prendre en compte les phénomènes d'absorption dûs aux imperfections); si $g < 0$: le milieu absorbe le rayonnement. Ce taux est proportionnel à la densité N_{ph} de photons incidents : $g = r_{st}N_{ph}$.

Ce taux global d'émission est associé à une durée de vie : τ_R . Le rapport entre la durée de vie radiative et le taux d'émission radiative est donné par la relation suivante :

$$R_R = \frac{\Delta p}{\tau_R}$$

En l'absence d'émission stimulée, cette durée de vie correspond à la durée de vie des porteurs minoritaires.

En ce qui concerne les transitions non radiatives, on peut également définir un taux global, noté R_{nR} . Ce taux est la somme de deux termes :

- un terme dû à la recombinaison Auger, dont la durée de vie est inversement proportionnelle au carré de la densité de porteurs.
- un terme constant A_{nR} dû aux autres processus radiatifs

Ainsi, dans un semiconducteur de type N, le taux de recombinaison non radiative vaut :

$$R_{nR} = \frac{\Delta p}{\tau_{nR}} \quad (6.7)$$

avec :

$$\frac{1}{\tau_{nR}} = A_{nR} + C_{Auger}n^2 \quad (6.8)$$

Remarque : dans un dispositif émetteur, on a intérêt à favoriser les processus radiatifs par rapport aux processus non radiatifs. Afin de minimiser l'influence de la recombinaison Auger, il ne faut pas avoir un dopage trop élevé. On a donc un compromis à faire!

On peut alors définir une durée vie globale τ , tenant compte à la fois des processus radiatifs et non radiatifs, reliée à un taux de recombinaison global R :

$$R = R_R + R_{nR} \quad (6.9)$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{nR}} \quad (6.10)$$

Remarque Les transitions radiatives présentées précédemment concernent toutes des transitions interbande, c'est à dire mettant en jeu des électrons ou des trous de la bande de valence et de la bande de conduction. Ce sont les transitions majeures des semiconducteurs massifs ou des dispositifs à semiconducteur de "grande dimension". Les progrès récents dans le domaine de la croissance des matériaux permettent de réaliser des structures de plus faibles dimensions (croissance contrôlée à une monocouche atomique près) et d'associer des semiconducteurs de gap très différents. Parmi ces dispositifs, citons par exemple les "puits quantiques". L'énergie des électrons de

la bande de conduction est alors quantifiée : des niveaux d'énergie discrets apparaissent. Des transitions radiatives (et bien évidemment non radiatives !) peuvent exister entre ces sous-bandes d'énergies (ie entre les différents niveaux d'énergie permis dans la bande de conduction). De telles transitions sont qualifiées de transitions intrabande ou inter-sous-bandes. L'étude des transitions intrabande ne sera pas faite dans le cadre de ce cours.

Rendement radiatif d'un semiconducteur

Connaissant les durées de vie radiatives et non radiatives, on peut définir le rendement radiatif η d'un semiconducteur par le rapport du taux de recombinaison radiatif (taux d'émission radiatif) par le taux global d'émission (radiatif et non radiatif). On peut également donner son expression uniquement en fonction des durées de vie :

$$\eta = \frac{R_r}{R} \quad (6.11)$$

$$\frac{1/\tau_R}{1/\tau} = \frac{1/\tau_R}{1/\tau_R + 1/\tau_{nr}} \quad (6.12)$$

En particulier, si les transitions radiatives sont prépondérantes, le taux de transition radiatif est bien plus petit que le taux de transition non radiative : $\tau_R \ll \tau_{nr}$. Dans ce cas $\eta \rightarrow 1$.

6.2 Etude des différents spectres d'absorption

Les applications optoélectroniques sont à la frontière entre l'électronique et l'optique. Il est donc nécessaire d'étudier les phénomènes électriques dans la matière, mais il faut également tenir compte des aspects optiques. Il est entre autre utile de connaître les caractéristiques de la propagation des ondes électromagnétiques liées aux dispositifs. Deux types de propagation sont privilégiées dans les applications des dispositifs optoélectroniques : la propagation en espace libre (émission ou réception d'ondes électromagnétiques dans l'atmosphère) et la propagation guidée (fibres optiques). Le premier champ d'application est extrêmement vaste. Citons quelques exemples : éclairage (LED), acquisition de signaux optiques (photo, films), lecture de données (CDROM et DVD), guidage, applications médicales etc... Le second champ, plus restreint dans la variété des applications, occupe une place importante sur le marché économique. L'application essentielle concerne le transport d'information par fibre optique.

La réalisation d'un dispositif optoélectronique nécessite donc de connaître les conditions de propagation de l'onde considérée. Nous allons donc voir les conditions de transmission des ondes électromagnétiques (du domaine optique) dans l'atmosphère et dans les fibres optiques (silice). Un grand nombre d'applications grand public concernent les images visuelles : il est donc aussi nécessaire de connaître le spectre de sensibilité de l'oeil humain.

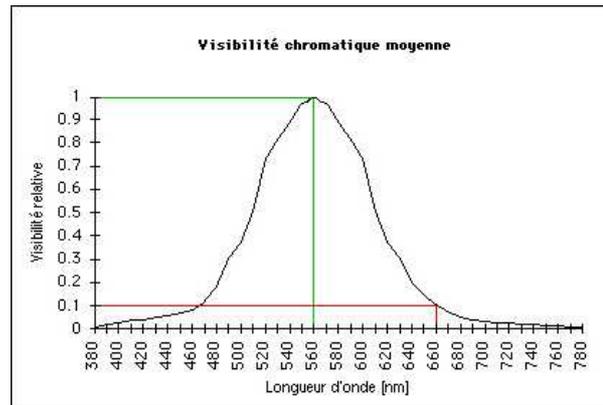


FIG. 6.4 – Spectre de l’absorption par l’oeil humain.

6.2.1 Sensibilité de l’oeil

La figure 6.4 représente la sensibilité de l’oeil humain en fonction de la longueur d’onde. Il s’agit d’une sensibilité moyenne, correspondant à des tests réalisés sur un grand nombre de personnes : il peut donc y avoir des variations d’une personne à l’autre. Ce spectre doit être pris en compte afin que les appareils électroniques puissent capter l’information optique de manière analogue à l’oeil humain. La correction gamma est un moyen de prendre en compte cette sensibilité humaine.

6.2.2 Transmission dans l’atmosphère

La figure 6.5 montre le spectre de transmission de l’atmosphère dans le visible et surtout dans l’infrarouge. La transmission atmosphérique dans le visible dépend beaucoup des conditions météo. Il est donc difficile de donner un seul spectre ! La transmission dans le domaine des infrarouges est moins sensible aux fluctuations météorologiques. On peut, entre autre, remarquer deux plages de transmission dans le moyen infrarouge : la bande $[3, 5\mu m]$ et la bande $[8, 12\mu m]$.

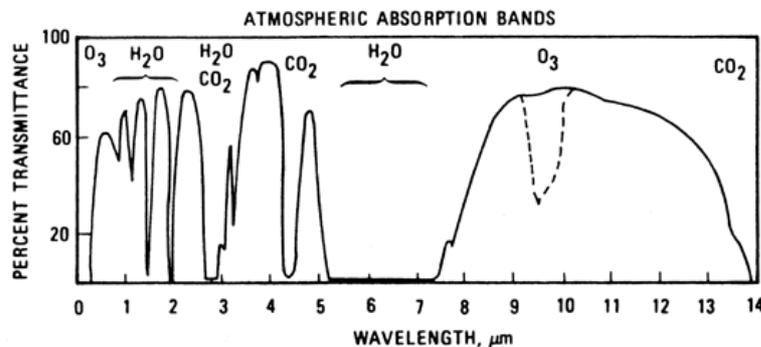


FIG. 6.5 – Spectre de transmission de l’atmosphère.

6.2.3 Transmission d'une fibre optique

La figure 6.6 représente l'atténuation (ie la perte exprimée en dB par km) d'une fibre optique en fonction de la longueur d'onde. On peut voir deux zones pour lesquelles l'absorption est minimale :

- aux alentours de $1.55 \mu\text{m}$, l'atténuation vaut 0.2 dB/km . Cette zone est la plus utilisée dans les télécom. Aussi, on dispose d'un très grand nombre de dispositifs optoélectroniques autour de $1.55 \mu\text{m}$ (diodes lasers, LED, photodiodes, modulateurs électro-optiques, amplificateurs optiques).
- aux alentours de $1.2 \mu\text{m}$, l'atténuation vaut 0.4 dB/km . Il s'agit d'une seconde fenêtre optique qui peut également être exploitée (mais qui est caractérisée par une plus forte atténuation). On dispose également d'un grand nombre de dispositifs optoélectroniques dans cette gamme de longueur d'onde.

En dehors de ces fenêtres de transmission, on distingue trois grandes zones d'absorption :

- aux basses longueurs d'onde, les fibres sont caractérisées par la diffusion Rayleigh. Cette diffusion (qui correspond aux vibrations électroniques des atomes présents dans la fibre) est le même processus de diffusion responsable de la couleur bleue du ciel.
- un pic d'absorption aux alentours de $1.4 \mu\text{m}$. Ce pic correspond à l'absorption des ions OH^- .
- une absorption infrarouge par le matériau lui même aux plus hautes longueurs d'onde

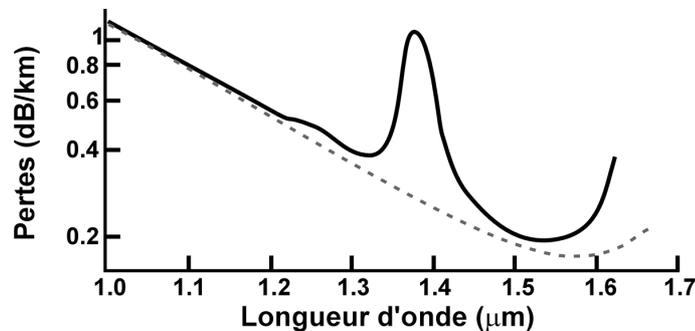


FIG. 6.6 – Atténuation (en dB/km) d'une fibre optique multimode en fonction de la longueur d'onde.

6.3 Quelques grandeurs utiles ...

Nous allons donner quelques grandeurs utiles à la caractérisation des dispositifs opto-électroniques. La liste n'est pas exhaustive. Nous nous sommes concentrés sur les grandeurs utiles à la compréhension des principes de fonctionnement physiques ; nous avons laissé de côté les aspects plus techniques ... et plus utiles à l'industrialisation. Rappelons qu'il ne s'agit que d'une introduction à l'optoélectronique !

6.3.1 Coefficient de réflexion

Un faisceau de lumière tombant sur une interface (par exemple air-semiconducteur) subit une réflexion partielle et une transmission. Le coefficient de réflexion en énergie peut s'exprimer en fonction des indices n_1 et n_2 des deux milieux (cf cours d'électromagnétisme de 1ère année), dans le cas d'une incidence normale par :

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (6.13)$$

Le coefficient de transmission associé vaut $T = 1 - R$. Ainsi, si φ_i , φ_t et φ_r désignent les flux de photons incident, transmis et réfléchis, on a les relations suivantes :

$$\begin{cases} \varphi_r &= R\varphi_i \\ \varphi_t &= T\varphi_i \\ &= (1 - R)\varphi_i \end{cases}$$

6.3.2 Coefficient d'absorption

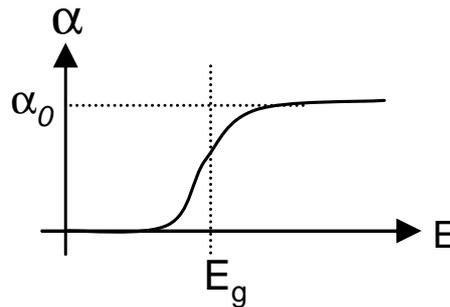


FIG. 6.7 – Loi de variation du coefficient d'absorption en fonction de l'énergie.

Eclairons un semiconducteur sous incidence normale, le faisceau incident étant dans l'air et, les photons ayant une énergie E . Les matériaux semiconducteurs sont caractérisés par un coefficient d'absorption (qui dépend des impuretés du réseau, de la création de paires électron/trou, des autres types d'interaction ...). Ce coefficient d'absorption est défini par la variation relative de la densité de rayonnement par unité de longueur (l'unité de ce coefficient est donc m^{-1}).

A priori, il dépend de l'énergie du rayonnement incident et de la position considérée dans le matériau. La variation en fonction de l'énergie a une allure analogue à celle représentée sur la figure 6.7. Ainsi, pour un flux de photons ayant une énergie plus grande que l'énergie de gap du matériau, on peut considérer que le coefficient est constant en fonction de l'énergie. En outre, il varie peu en fonction de la position considérée dans le semiconducteur (et ne dépend pas du dopage). Il est donc justifié d'associer à un semiconducteur un coefficient d'absorption qui est une constante du matériau ¹.

¹il ne devrait pas y avoir d'absorption possible en dessous du gap ... Dans la pratique, il existe des impuretés qui permettent entre autre une telle absorption par mécanisme SRH.

Si $\varphi(x)$ est le flux de photon à l'abscisse x , la variation relative de ce flux, qui correspond à une perte de photons et donc qui est négative, s'écrit : $\frac{d\varphi}{\varphi(x)}$. Dans une tranche de semiconducteur d'épaisseur dx (on se place dans un modèle unidimensionnel, pour simplifier) :

$$\alpha dx = -\frac{d\varphi}{\varphi(x)} \quad (6.14)$$

Le signe "-" tient compte du signe négatif de cette variation relative. En intégrant cette équation, on trouve donc l'expression du flux de photons dans un semiconducteur à l'abscisse x : $\varphi(x) = \varphi(0^+)e^{-\alpha x}$. La longueur caractéristique de décroissance du flux de photons dans un semiconducteur est donc $1/\alpha$.

En outre, si φ_i désigne le flux incident de photons avant d'arriver sous incidence normale sur l'interface air/semiconducteur, le flux $\varphi(0^+)$ vaut donc, d'après ce qui a été vu précédemment : $(1 - R)\varphi_i$ (cf figure 6.8).

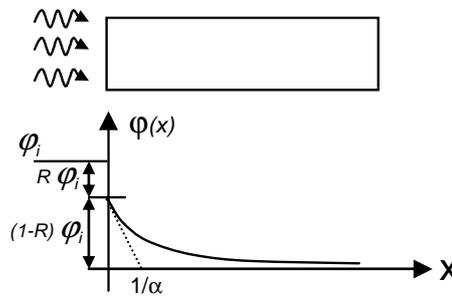


FIG. 6.8 – Variation d'un flux de photons dans un semiconducteur

Quelques données numériques : Dans le GaAs, le coefficient d'absorption vaut $\alpha = 10^4 \text{cm}^{-1}$. Donc $1/\alpha = 10^{-4} \text{cm} = 1 \mu\text{m}$. L'essentiel de l'absorption se réalise donc sur une distance d'un micromètre. Il est donc inutile d'avoir un échantillon beaucoup plus grand !

6.3.3 Notion de rendement quantique.

On définit le rendement quantique global (ou externe) d'un détecteur par le rapport du nombre d'électrons fournis par le dispositif à un circuit externe divisé par le nombre de photons incident.

$$\eta^{\text{détecteur}} = \frac{\text{nombre d'électrons dans le circuit}}{\text{nombre de photons}} \quad (6.15)$$

$$= \frac{N_{e^-}}{N_i} \quad (6.16)$$

$$= \underbrace{\frac{N_{e^-}}{N(0)}}_{\eta_i} \underbrace{\frac{N(0)}{N_i}}_{\eta_{\text{optique}}} \quad (6.17)$$

$$= (1 - R)\eta_i \quad (6.18)$$

où $N(0)$ est le nombre de photons entrant dans le dispositif, η_i et $\eta_{optique}$ sont respectivement le rendement quantique interne et la proportion de pertes par réflexion. Ce rendement quantique externe permet de caractériser l'efficacité d'un détecteur. Plus ce rapport est proche de 1, plus le dispositif est efficace.

Le rendement quantique externe d'un émetteur est défini par le rapport du nombre de photons émis par le dispositif divisé par le nombre d'électrons injectés dans le dispositif. Ce rendement est le produit du rendement quantique interne, qui correspond au rendement radiatif de l'émetteur, par le rendement optique tenant compte entre autre des pertes par réflexion :

$$\eta^{emetteur} = \eta_i \eta_{optique} \quad (6.19)$$

6.3.4 Réponse spectrale.

Dans le cas d'un photodétecteur, on définit la réponse spectrale $R(\lambda)$ (en A/W) par le rapport du photocourant I_{ph} généré (en A) par la puissance optique incidente P_{opt} (en W) :

$$R(\lambda) = \frac{I_{ph}}{P_{opt}}$$

Soient :

- S : surface du détecteur
- ϕ_i : flux de photon incident par unité de temps de surface
- ϕ_e : flux d'électrons par unité de temps et de surface

Le photocourant est proportionnel au flux d'électron, à la surface, et à la charge : $I_{ph} = g \times q \times \phi_e \times S$, où g est le gain de photoconduction. Or : $\phi_e = \eta \times \phi_i$

La puissance optique incidente est proportionnelle au flux de photons, à l'énergie d'un photon et à la surface : $P_{opt} = \phi_i \times h\nu \times S$.

D'où :

$$R(\lambda) = \frac{g\eta q}{h\nu} \quad (6.20)$$

$$= \frac{g\eta q}{hc} \lambda \quad (6.21)$$

La réponse spectrale d'un photodétecteur est donc linéaire (lorsque l'énergie des photons est plus grande que le gap). On définira le gain de photoconduction pour chaque dispositif étudié.

Dans le cas d'un émetteur, on définit la réponse (en W/A) par le rapport de la puissance émise par le courant d'injection. Le calcul étant plus délicat, il sera traité dans chaque dispositif émetteur.

6.3.5 Autres grandeurs

D'autres grandeurs, qui ne seront pas abordées dans ce polycopié, permettent de compléter la caractérisation des dispositifs optoélectroniques. Citons par exemple :

- la détectivité d'un photodétecteur, qui quantifie le rapport signal à bruit
- le RIN d'un laser, quantifiant également le bruit généré par le laser
- la fréquence de coupure d'un photodétecteur ou d'un laser permettant de connaître la limite d'utilisation en fréquence
- la sensibilité etc ...

Chapitre 7

Les photodétecteurs à semiconducteurs

7.1 Introduction

Un photodétecteur est un dispositif qui permet de transformer un signal photonique en un signal électrique. Le capteur CCD, vu dans la seconde partie en est un exemple, sur lequel nous ne reviendrons pas. Un tel dispositif regroupe deux fonctions : une fonction de transformation de la nature du signal (photon/charge) et une fonction d'acheminement des informations électroniques pour permettre le traitement de l'information. Evaluer les performances d'un détecteur consiste à regarder les performance de l'ensemble de ces deux fonctions. Dans le cadre de ce cours, nous ne nous intéresserons qu'au principe physique de conversion photon/charge.

Deux grands modes de détection peuvent être distingués :

- le mode photoconducteur. On applique un champ externe et on observe la variation de résistance en fonction de l'éclairement. Il est nécessaire d'appliquer une tension pour mettre en conduction les charges photo-induites.
- le mode photovoltaïque. Suite à l'absorption de photons, un photocourant est généré. Ces charges circulent grâce à l'existence d'un champ interne : il n'est donc pas nécessaire d'appliquer une polarisation externe.

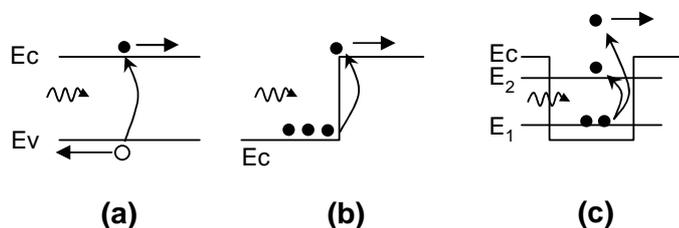


FIG. 7.1 – Principes de la détection quantique. (a) : génération interbande (création de paires électron/trou); (b) : photoémission interne; (c) transitions intra-bandes (liée-liée ou liée-libre)

Nous nous limiterons aux principes de détection quantique. On distingue trois grands types de détection quantique :

- la détection interbande, qui concerne des transitions radiatives entre la bande de valence et la bande de conduction (figure 7.1(a)). C’est le principe de détection le plus courant. On le rencontre dans les jonction PN (LED ou photodiode) ou dans les semiconducteurs massifs (de grande dimension).
- la photoémission interne (intrabande). Des porteurs franchissent sous éclairement des barrières de potentiel. C’est le principe utilisé dans les jonctions Schottky (cf figure 7.1(b)).
- les transitions intrabandes. Il s’agit de transitions radiatives entre différents niveaux d’énergie intrabandes (figure 7.1(c)). Ce type de détecteur est basé sur la structure à puits quantique. Il ne sera pas vu en détail, en raison de sa difficulté théorique.

7.2 Dispositifs photoconducteurs

Sur ce type de dispositif, il est plus commode de travailler sur la conductance S (en Ω^{-1} ou en S) que sur la résistance. Au niveau local, on travaillera donc sur la conductivité σ plutôt que sur la résistivité ρ . L’étude détaillée sera faite en TD.

Considérons un semiconducteur massif intrinsèque. La figure 7.2 illustre le fonc-

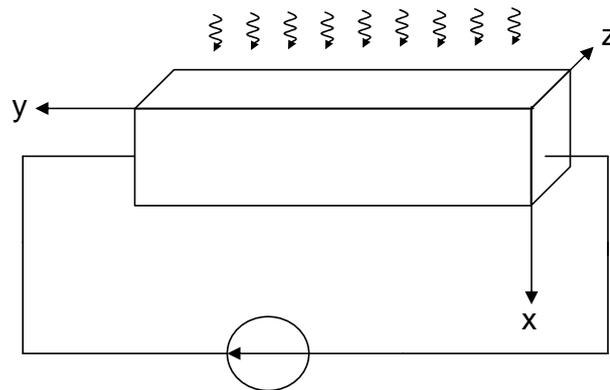


FIG. 7.2 – Schéma d’un photoconducteur

tionnement : l’échantillon est éclairé par le dessus (la surface d’éclairement est S). On polarise la structure latéralement suivant l’axe ”y”. Connaissant la tension V et mesurant le courant, on est en mesure de déterminer la variation de conductance.

En l’absence d’éclairement, la conductivité s’écrit : $\sigma_0 = q(n_0\mu_n + p_0\mu_p)$. Compte-tenu du rapport entre μ_n et μ_p , on peut négliger la contribution des trous : $\sigma_0 \approx qn_0\mu_n$.

En présence d’un flux lumineux, on a création de paires électron/trou : la conductivité augmente (en fonction de la quantité de photon, c’est à dire en fonction de la distance x). Cette conductivité s’écrit, en négligeant la contribution des trous : $\sigma(x) = q\mu_n(n_0 + \Delta n) = \sigma_0 + \Delta\sigma(x)$. Nous verrons l’expression détaillée de cette variation de porteurs en TD.

Ce dispositif a deux inconvénients :

- l’inconvénient majeur est son impédance : la résistance globale est faible, ce qui rend plus difficile la réalisation de circuits de lecture performants.

L'électronique de lecture est caractérisée par une forte impédance d'entrée.

- le courant d'obscurité. A $V=0$, il n'y a pas de courants (pas de signal issu de la photodétection!). Or dès qu'on polarise la structure, un courant apparaît même sans éclairage : il s'agit du courant d'obscurité. Sous éclairage, le courant total est donc la somme d'un courant d'obscurité et d'un photocourant. Dans une telle structure, on ne peut pas s'affranchir du courant d'obscurité qui est un courant parasite.

7.3 Etude d'une photodiode

La photodiode est un exemple de dispositif photovoltaïque ¹. Différents types de photodiodes existent (comme il existe différents types de diode ...). Nous allons voir plus en détail le fonctionnement (en cours et en TD) sur la diode la plus simple : la jonction PN (à homojonction).

7.3.1 Photodiode à jonction PN

Considérons une jonction P^+N , la couche P étant mince, éclairée du côté P (cf figure 7.3). La zone P étant beaucoup plus dopée que la zone N, la zone de charge d'espace s'étend essentiellement du côté N.

On a la création de paire électron/trou dans chacune des zones. Mais comme le flux

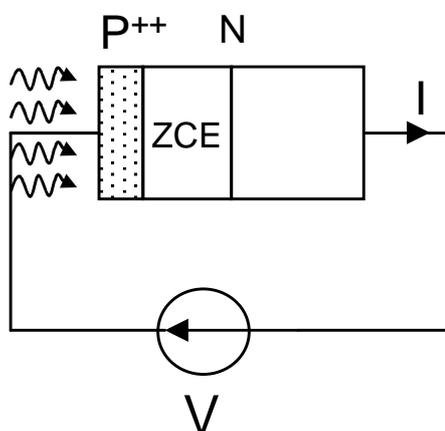


FIG. 7.3 – Structure d'une photodiode

de photons diminue au fur et à mesure que l'on pénètre dans la structure, il faut rendre la première couche mince afin qu'elle n'absorbe pas tout le rayonnement. On a alors la situation suivante en ce qui concerne les courants :

- dans la zone quasi-neutre P, la génération est très importante. Mais pour ne pas que tout le rayonnement soit absorbé dans cette zone, il faut la minimiser :

¹une photodiode peut également être utilisée en mode photoconducteur : nous verrons qu'il est possible d'appliquer une tension et de mesurer le courant.

- le courant de diffusion des électrons minoritaires créés est nul (la densité de porteurs minoritaires varie peu sur cette zone très étroite)
- dans la zone quasi-neutre N, qui est beaucoup plus grande, on a également création de porteurs minoritaires (trous) suite à l'absorption de photons. Il y a donc un courant de diffusion qui existe. Nous verrons que ce courant n'est pas le courant le plus important.
 - dans la zone de charge d'espace, la création de paires électrons/trous a aussi lieu. En raison du champ interne, lorsqu'une paire électron/trou est créée, l'électron est envoyé vers la zone N (par conduction) et le trou vers la zone P. Ce processus est très efficace et le courant résultant est plus important que le courant de diffusion des zones quasi-neutres. Pour favoriser ce processus, il faut donc disposer d'une large zone de charge d'espace : le dopage P^+ et la polarisation inverse (négative) sont deux moyens d'avoir une ZCE étendue.

Globalement, les trois courants s'ajoutent. On montrera en TD que le courant total peut s'écrire, en polarisation négative :

$$I = \underbrace{I_s (e^{qV/kT} - 1)}_{\text{courant d'obscurité}} - \underbrace{I_{ph}}_{\text{photocourant}} \quad (7.1)$$

En polarisation positive, la caractéristique est un peu plus complexe. Le courant d'obscurité est le courant circulant dans une jonction PN classique et on peut montrer que le photocourant est proportionnel au flux de photon incident : $I_{ph} = q\phi_i$. La figure 7.4 montre les caractéristiques courant-tension d'une photodiode avec et sans éclairage.

Il faut remarquer que l'utilisation en tant que détecteur est possible sans appliquer

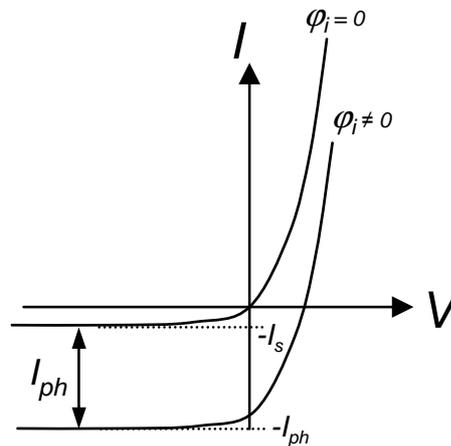


FIG. 7.4 – Caractéristiques courant-tension d'une photodiode avec et sans éclairage

de champ (à $V=0$) : le courant est alors exclusivement dû au photocourant. C'est donc bien un détecteur photovoltaïque (un courant circule sans champ externe, uniquement grâce au champ interne). Dans la pratique, il est préférable de se situer à $V < 0$, le courant d'obscurité en polarisation négative (qui correspond au courant de saturation I_s d'une diode) étant très faible.

7.3.2 Les autres types de photodiode

Photodiode PIN

Afin d'augmenter la zone de charge d'espace d'une diode PN, on insère une zone intrinsèque entre les couches P et N, qui sont des couches surdopées (P^+ et N^+). En raison de ces dopages élevés, les deux zones de charge d'espace s'étendent dans la zone intrinsèque, favorisant ainsi le courant de génération dans une ZCE. En outre, un tel dispositif est caractérisé par de faibles courants de diffusion dans les zones quasi-neutres (la zone P est mince et la zone N est loin et donc reçoit peu de photons) : la capacité de diffusion associée à cette diode est très faible. La fréquence d'utilisation est alors beaucoup plus élevée que dans une photodiode PN. Dans la pratique, les photodiodes sont toujours des photodiodes PIN.

Photodiode Schottky

L'utilisation d'une diode Schottky est possible en photodiode. Deux mécanismes de détection sont possibles (figure 7.5) :

- la génération de paire électron/trous dans le semiconducteur. Cette détection est liée à des énergies de photons élevées (basses longueurs d'onde)
- la photoémission interne : des électrons du métal peuvent passer dans le semiconducteur suite à l'absorption de photons ayant une énergie supérieure à la barrière de potentiel (associé à une faible longueur d'onde). C'est un mécanisme intrabande.

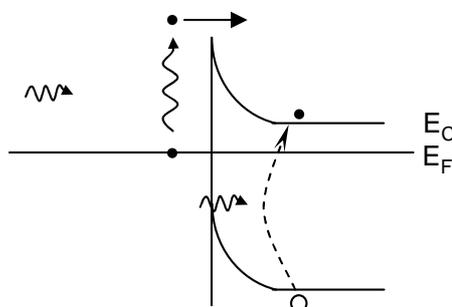


FIG. 7.5 – Processus de détection dans une photodiode Schottky : par photoémission interne (les électrons du métal franchissent la barrière de potentiel) ; par génération de paires électron/trou.

Les avantages d'une telle diode sont les suivants :

- réponse rapide : les électrons du métal sont caractérisés par une haute mobilité et la jonction est unipolaire. En outre, il n'y a pas de capacité de diffusion, et donc la fréquence de coupure est plus élevée.
- la couche métallique est transparente aux UV, ce qui en fait un très bon détecteur aux basses longueurs d'onde (une diode PN est moins efficace dans les UV car il y a trop d'absorption dans les premières couches)
- réalisation simple

L'inconvénient majeur de ce dispositif est l'absorption du métal dans le visible ...

Hétérostructures

Il est bien sûr possible de réaliser une photodiode à l'aide de matériaux différents ... la modélisation est aussi plus complexe à cause du grand nombre de barrières de potentiel!

Chapitre 8

Photoémetteurs à semiconducteurs

8.1 Introduction

Le processus d'émission interbande est le plus utilisé dans les photoémetteurs à semiconducteurs que le processus intrabande. Trois grandeurs essentielles permettent de caractériser les photoémetteur : le rendement, le temps de réponse et la sensibilité (rapport signal à bruit). Dans le cadre de ce cours, nous nous restreindrons au principe de fonctionnement et éventuellement au rendement.

On distingue deux catégories d'émetteurs : ceux mettant en jeu l'émission spontanée (diodes électroluminescentes) et ceux basés sur l'émission stimulée (diodes laser).

8.2 Diodes électroluminescentes.

Ce dispositif est plus communément appelé LED (Light Emitted Diode) ou DEL (Diode Electro Luminescente). Les applications des LED sont nombreuses. Donnons quelques exemples, qui sont parmi les plus important sur le marché de l'électronique :

- photocoupleur (permettant la transmission d'un signal tout en isolant électriquement deux réseaux d'information)
- l'affichage (dans le visible), qui exige une forte puissance optique et une faible consommation électrique (rendement élevé), le tout pour un faible coût.
- les télécommunications (infrarouge), qui exigent une forte puissance et une réponse rapide
- l'éclairage. Cette application prend de plus en plus d'importance. Les LED sont présentes dans les optiques de voitures, dans les éclairages d'ambiance (intérieur ou extérieur), dans les deux tricolores ... C'est un domaine est qui est amené à se développer.

8.2.1 Principe de fonctionnement

La structure de base est une jonction PN (à homo- ou hétéro-jonction). Il s'agit de favoriser les recombinaisons radiatives dans la zone de charge d'espace d'une diode. A l'équilibre, la zone de charge d'espace est dépourvue de porteurs : il y a peu de recombinaisons (figure 8.1(a)). Sous tension, l'injection électrique permet d'avoir un recouvrement des deux types de porteurs, favorisant le processus de recombinaison.

Il faut bien évidemment privilégier les recombinaisons radiatives au dépend des recombinaisons non radiatives.

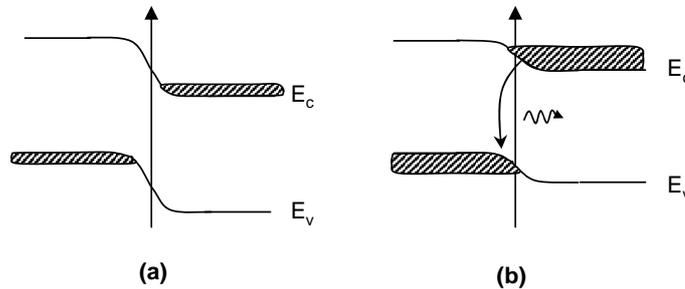


FIG. 8.1 – Principe de fonctionnement d'une LED : (a) situation à l'équilibre ; (b) situation sous champ

8.2.2 Détermination du rendement

Flux interne

Considérons les électrons. Nous allons faire un raisonnement simple, afin de pouvoir donner un ordre de grandeur du flux émis. Supposons que le courant électrique injecté soit un courant de recombinaison. Alors tous les électrons injectés doivent se recombiner (de manière radiative ou non) dans la zone de charge d'espace ou dans les zones quasi-neutres sur une distance caractéristique de l'ordre de la longueur de diffusion. Soit d cette distance totale ($d = W + L_n + L_p$, où W est la largeur de la zone de charge d'espace, L_n et L_p sont les longueurs de diffusion des électrons et des trous). Soit S la surface du dispositif. La quantité d'électrons injectés N_{inj} pendant dt est : $N_{inj} = J \times S dt / q$. Si n est la densité d'électrons, la quantité d'électrons qui se recombinent vaut : $N_{recomb} = R S d dt$, où R est le taux de recombinaison (incluant les transitions radiatives et non radiatives). Ce taux vaut : $R = \frac{n}{\tau_n}$ où τ_n est la durée de vie des électrons. Les électrons injectés se recombinent (conservation du courant), d'où, en égalisant les deux expressions ($N_{inj} = N_{recomb}$) :

$$\frac{J}{q} = \frac{nd}{\tau_n} \quad (8.1)$$

Or, le flux de photons ϕ_i (par unité de temps et de surface) émis dans ce volume est dû uniquement aux recombinaisons radiatives : $\phi_i \times S = \frac{n \times S \times d}{\tau_R}$. D'où :

$$\phi_i = \frac{nd}{\tau_R} \quad (8.2)$$

$$= \frac{\tau_n J}{\tau_R q} \quad (8.3)$$

$$= \eta_i \frac{J}{q} \quad (8.4)$$

où η_i est le rendement quantique interne. Ce flux est le flux émis à l'intérieur du volume. Le flux émis par la LED, à l'extérieur du semiconducteur est plus faible : il y a des pertes.

Flux externe

La direction des photons émis est aléatoire. Or, l'interface semiconducteur/air est un dioptre qui est caractérisé par une réflexion, une réfraction (transmission) ou une réflexion totale (cf figure 8.2).

L'angle limite pour la réfraction (ou la réflexion totale) est donné par :

$$\theta = \text{Arcsin}\left(\frac{1}{n_{sc}}\right)$$

où n_{sc} est l'indice du semiconducteur. Pour le GaAs, $n_{sc} = 3.27$ et donc : $\theta = 18\text{Deg}$. Cet angle est faible. Beaucoup de photons émis en interne subissent une réflexion totale.

Ces photons réfléchis ne sont pas tous perdus : ils sont absorbés et participent indirectement à la génération de nouveaux photons émis. Ce recyclage est associé à un rendement η_{recy} , qui est difficile à évaluer.

Mais une partie des photons est transmise. Le coefficient de transmission en énergie

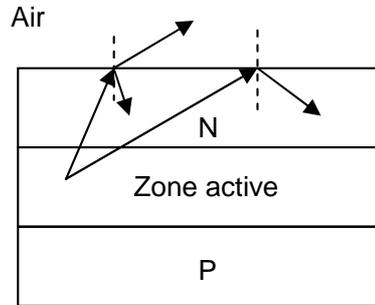


FIG. 8.2 – Transmission, réflexion et réflexion totale au niveau de l'interface semiconducteur/air, de rayons issus de la zone active d'une LED.

vaut, dans le cas d'une interface semiconducteur/air :

$$\eta_{dielec} = 1 - \left(\frac{n_{sc} - 1}{n_{sc} + 1}\right)^2$$

Puissance optique fournie

Les deux paragraphes précédents permettent d'en déduire la puissance optique fournie au milieu extérieur :

$$P_{opt} = \eta_{dielec} \times \eta_{recy} \times (h\nu\phi_i S) \quad (8.5)$$

$$= \underbrace{\eta_{dielec}\eta_{recy}\eta_i}_{\eta} \frac{h\nu JS}{q} \quad (8.6)$$

$$= \eta \frac{h\nu JS}{q} \quad (8.7)$$

On peut donc en déduire la réponse (en W/A) :

$$R = \eta \frac{h\nu}{q} \quad (8.8)$$

La puissance est donc une fonction linéaire du courant. En réalité, une saturation

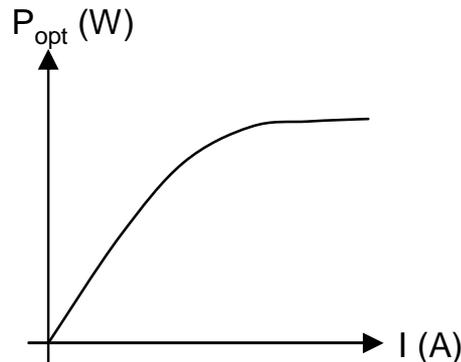


FIG. 8.3 – Réponse (en W) d’une LED en fonction du courant d’injection (en A).

apparaît, entre autre dû aux recombinaisons Auger qui deviennent importante aux fortes densités de porteurs (et donc aux forts courants d’injection). La figure 8.3 donne l’allure de la réponse en fonction du courant d’injection.

8.2.3 Amélioration

L’emploi d’une hétérostructure peut améliorer l’efficacité des recombinaison (en empêchant les électrons de diffuser au dessus de la barrière). Une hétérostructure permet en effet de modifier les hauteurs de barrière et de confiner les électrons dans des zones étroites, comme nous le verrons plus loin dans le cas d’une diode laser. Or, si la zone active est plus fine (ie le paramètre précédent d plus petit), le courant nécessaire pour produire un flux donné sera plus faible, d’où un gain de consommation (cf équation 8.1).

En outre, l’encapsulation de la diode dans une résine permet :

- une protection (essentiellement des contacts)
- une adaptation des indices et donc moins de pertes par réflexion
- une focalisation du faisceau

8.3 Laser à semiconducteurs

8.3.1 Introduction

Les laser à semiconducteur ont révolutionnés les technologies depuis les années 80. Ils ont permis l’essor des télécommunications en autorisant le transport de l’information sur de longues distances à l’aide de fibres optiques. Le secteur des télécommunications est le premier secteur concernant les applications du laser. Le stockage d’information est la seconde grande application : chaque lecteur/graveur de CD ou de DVD possède un laser à semiconducteur (à puits quantique). Enfin, n’oublions pas l’utilisation médicale.

Nous allons dans un premier temps rappeler les bases de la physique du laser, sans rentrer dans les détails, avant d’étudier les dispositifs laser à semiconducteur.

8.3.2 Rappels sur la physique du laser

Le but d'un LASER (Light Amplifier by Stimulated Emission Radiation) est de réaliser une source lumineuse intense, d'une haute pureté spectrale, directionnelle et cohérente.

Constitution

Emission stimulée Le laser repose sur le principe de l'émission stimulée. Rappelons que l'émission stimulée permet une amplification optique : pour un photon incident au milieu, on récupère deux photons. Une telle amplification est possible si la condition d'inversion de population est réalisée. Deux méthodes existent : soit de manière optique (pompage optique) soit de manière électrique (injection électrique). L'idée consiste à disposer d'un plus grand nombre de porteurs dans un état excité (c'est à dire dans un état d'énergie plus élevé, et dans le cas d'un semiconducteur il s'agit des électrons dans la bande de conduction) que dans un état stable (de faible énergie, c'est à dire qu'il s'agit des électrons dans la bande de valence pour les électrons). Si tel est le cas :

- soit aucun rayonnement n'est présent en entrée du dispositif. Seule l'émission spontanée est alors amplifiée. La source est peu intense (à peine plus qu'une simple LED) et le spectre d'émission est large. On a réalisé une LED intense.
- soit on injecte un rayonnement en entrée. Ce rayonnement est amplifié. On a réalisé un amplificateur optique. Un tel dispositif porte le nom, dans le domaine des semiconducteurs, de SOA (Semiconductor Optical Amplifier).

Pour réaliser une source, l'idée consiste à prélever l'émission spontanée (amplifiée) et à l'injecter dans le milieu amplificateur, à l'aide par exemple d'une cavité.

Cavité résonnante Si on injecte à l'amplificateur optique précédent le rayonnement d'émission spontanée amplifié, on réalise une contre- réaction. La méthode la plus simple pour injecter un tel rayonnement est d'insérer l'amplificateur optique dans une cavité (figure 8.4). La cavité a deux objectifs :

- réaliser une contre-réaction. Cette contre-réaction (feed-back) permet une augmentation de l'intensité des rayonnements et l'apparition d'oscillation (oscillations laser). On transforme ainsi un simple amplificateur en une source : les oscillations s'auto-entretiennent sans avoir besoin de flux externe. Ce phénomène de bouclage est couramment utilisé en électronique pour réaliser des oscillateurs. A chaque passage, on amplifie le faisceau.
- le second rôle de la cavité est de filtrer. Seuls certains modes peuvent exister dans la cavité (donc seules certaines longueurs d'ondes sont privilégiées) et seront amplifiés. On obtiendra donc un spectre étroit.

En pratique, on réalise la cavité à l'aide de miroirs. La cavité la plus courante est constituée de deux miroirs, dont l'un laisse passer une fraction du faisceau (pour permettre l'émission à l'extérieur!). Des cavités plus complexes (à 3 ou 4 miroirs) existent.

Synthèse Finalement, un laser est un dispositif constitué : d'un milieu amplificateur optique (en régime d'inversion de population) et d'une cavité (qui assure une

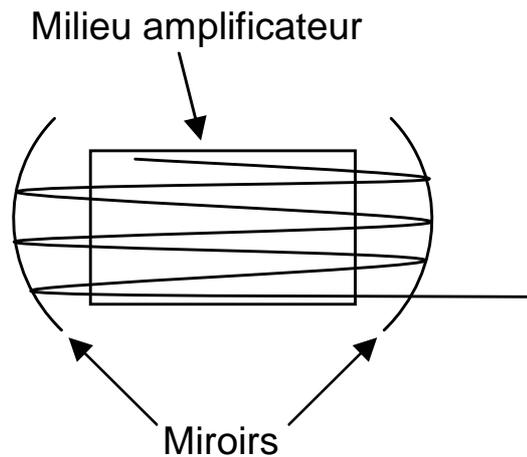


FIG. 8.4 – Principe d'un laser.

contre-réaction et un filtrage).

Les équations du laser

Nous allons voir quelles sont les conditions pour avoir amplification du rayonnement, compte-tenu du taux d'émission stimulée, de l'absorption du matériau et des miroirs.

La première condition à remplir est l'inversion de population. Cette condition est équivalente à rendre le taux net d'émission stimulé positif : $g > 0$ (l'émission stimulée l'emporte sur l'absorption interbande). Mais ce n'est pas suffisant. Chaque matériau a des pertes supplémentaires.

Il faut tenir compte des pertes du matériau (absorption par porteurs libres, recombinaison Auger, impuretés etc ...). Tout matériau est caractérisé par un coefficient d'absorption α . Ainsi, connaissant le flux de photons en x_0 , on peut en déduire le flux en x :

$$\phi(x) = \phi(x_0)e^{(g-\alpha)(x-x_0)} \quad (8.9)$$

Enfin, il y a des pertes par réflexion au niveau des miroirs, caractérisés par le coefficient de réflexion en énergie R .

Pour tenir compte de ces trois phénomènes, nous allons nous placer dans un dispositif unidimensionnel (pour simplifier) et nous allons considérer un aller-retour d'un rayon. On aura un effet laser (ie une amplification) si le flux de photon au bout d'un aller-retour dans la cavité est supérieur au flux de photon initial.

Plaçons nous en un point A, d'abscisse x , comme le montre la figure 8.5. Soit ϕ_0 le flux en ce point. Soit L la longueur de la cavité. Lorsque le faisceau arrive en B, au niveau du miroir, le flux vaut, juste avant réflexion :

$$\phi(B) = \phi_0 e^{(g-\alpha)(L-x)}$$

Après réflexion sur le miroir (point C) : $\phi(C) = R \times \phi(B) = R\phi_0 e^{(g-\alpha)(L-x)}$

Après un passage dans la cavité, avant réflexion sur l'autre miroir (point D) :

$$\phi(D) = \phi(C) e^{(g-\alpha)L}$$

Après réflexion sur le miroir (point E) : $\phi(E) = R \times \phi(D)$

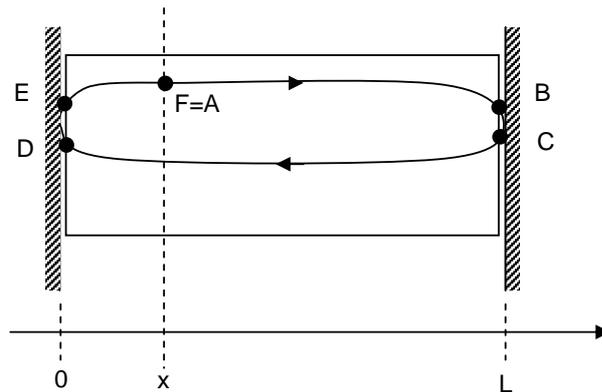


FIG. 8.5 – Etude d'un aller-retour dans la cavité d'un LASER.

Le flux au point F (qui correspond au point A de départ) vaut donc :

$$\phi(F \equiv A) = \phi(E)e^{(g-\alpha)x} \quad (8.10)$$

$$= \phi_0 R^2 e^{(g-\alpha)2L} \quad (8.11)$$

Pour avoir amplification, il faut donc que $\phi(F) > \phi(A)$, ce qui aboutit à la condition suivante :

$$g > \alpha + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R^2} \right) = g_{lim} \quad (8.12)$$

Le cas d'égalité porte le nom d'équation de seuil du laser. La courbe de la puissance

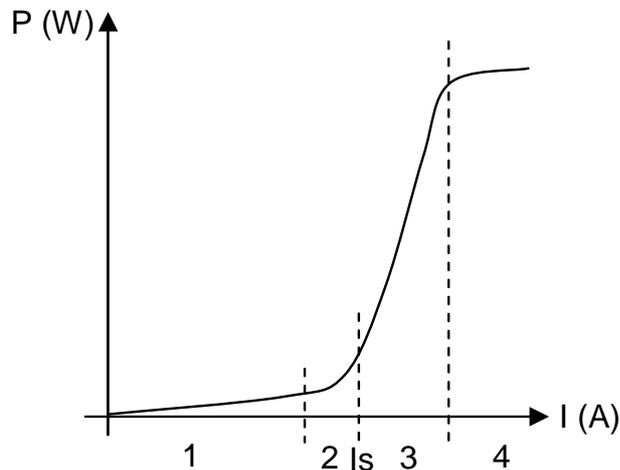


FIG. 8.6 – Evolution de la puissance optique émise par un laser en fonction du courant d'injection.

optique émise par le laser en fonction du courant (en se plaçant dans le cas d'un laser pompé électriquement) est donnée par la figure 8.6, dans le cas d'un laser pompé électriquement. On distingue quatre zones :

- zone 1 : émission spontanée (comme dans une LED). Il n'y a pas d'inversion de population ($g < 0$).

- zone 2 : émission spontanée amplifiée. On a la condition d'inversion de population ($g > 0$) mais les pertes de la cavité sont plus grandes que le gain (l'équation de seuil du laser n'est pas satisfaite : $g < g_{lim}$)
- zone 3 : effet laser. L'inversion de population est réalisée ($g > 0$) et l'équation du laser est satisfaite ($g > g_{lim}$). La puissance optique augmente rapidement avec le courant d'injection
- zone 4 : zone de saturation

Le passage de la zone 2 (émission spontanée amplifiée) à la zone 3 (effet laser) définit le courant de seuil du laser.

8.3.3 Diode laser

Une diode laser est en réalité une DEL pour laquelle on réalise une inversion de population et que l'on insère dans une cavité résonante.

Réalisation de l'inversion de population

La structure la plus simple (qui n'est pas la plus performante) est réalisée à partir d'une jonction PN. Réaliser l'inversion de population dans le cas d'un semiconducteur consiste à vérifier la condition de Bernard-Durrafour :

$$E_{Fc} - E_{Fv} > \hbar\omega \quad (8.13)$$

Il faut donc augmenter la densité d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence, pour permettre aux quasi-niveaux de Fermi d'être suffisamment séparés. Par ailleurs, il ne faut pas oublier la condition d'émission du photon : $E = \hbar\omega > E_g$. Il en découle que $E_{Fc} - E_{Fv} > E_g$: le semiconducteur doit donc être (localement) dégénéré. La figure 8.7(a) montre la situation dans une simple jonction PN. Pour arriver à satisfaire la condition de Bernard-Durrafour, deux méthodes existent : soit par création de paires électron/trou (sous éclairage intense), soit par injection de porteurs. La première méthode, est peu utilisée car nécessite une source intense ... et c'est justement ce que l'on souhaite réaliser ! La seconde méthode consiste à polariser en direct la jonction PN. La tension appliquée permet de séparer les deux quasi-niveaux de Fermi d'un facteur qV . Pour une tension suffisamment grande :

$$qV = E_{Fc} - E_{Fv} > \hbar\omega$$

Reprenons l'expression 8.1, page 94, (toujours valable en dessous du courant de seuil) liant la densité d'électrons (injectés) au courant d'injection (en régime stationnaire) : $J/q = nd/\tau$. Cette expression nous permet de voir que l'injection du courant est un moyen pour augmenter la densité de porteurs (et donc satisfaire à la condition d'inversion de population).

Dans une simple jonction PN, il faut injecter de forts courants pour satisfaire cette condition : la consommation électrique est donc importante et un risque de destruction par échauffement existe.

Pour diminuer le courant de seuil, une solution consiste à utiliser une double hétérostructure représentée sur la figure 8.7(b). Une telle structure permet de confiner dans un même volume les électrons et les trous : le facteur d est diminué. Ainsi,

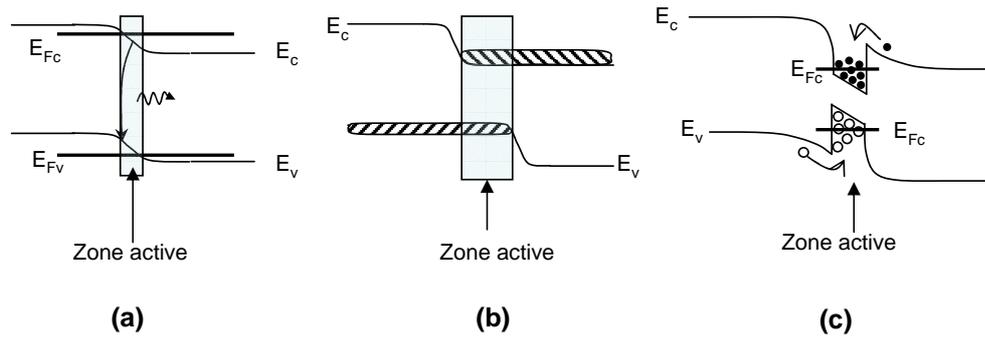


FIG. 8.7 – Structures courantes d’une diode laser. **(a)** : jonction PN ; **(b)** : double hétérostructure (DH) ; **(c)** : hétérostructure avec puits de potentiel.

pour une densité n fixée, la diminution de l’épaisseur de confinement d entraîne la diminution du courant d’injection (ie du courant de seuil). L’inversion de population est atteinte dans la zone active pour une densité de courant plus faible : l’effet laser peut se produire aisément.

Enfin, toujours à l’aide d’hétérostructure, on peut encore diminuer la courant de seuil et la puissance en confinant les électrons et les trous dans des puits. La figure 8.7(c) donne un exemple de réalisation. La zone active est dans ce cas beaucoup plus étroite : le paramètre d est encore plus faible, fixant un courant de seuil plus faible. On accumule localement les porteurs dans le puits : leur densité augmente donc dans le puits, facilitant l’inversion de population (ie la dégénérescence locale du semiconducteur, comme on peut le constater au niveau du puits).

D’autres structures existent : le puits peut être très fin (de l’ordre de quelques dizaines de nanomètres). Dans ce cas, l’énergie des électrons et des trous est discrétisée : on a un puits quantique et des états d’énergie discrets apparaissent. Ce type de laser est plus efficace, mais la modélisation est aussi beaucoup plus complexe. Il ne faut pourtant pas négliger ces structures puisque c’est le laser le plus courant : chaque diode laser présente dans les systèmes électroniques courants possède un puits quantique !

Cavité résonnante

Nous avons vu au paragraphe précédent un moyen de réaliser une amplification optique (ie : une inversion de population). Mais pour avoir un laser, il nous faut une cavité. Au lieu de placer des miroirs, on clive les semiconducteurs selon un plan cristallin. Le dioptre semiconducteur/air réalisé permet une réflexion partielle. Le coefficient de réflexion est de l’ordre de 30% et est suffisant pour avoir un effet laser. La cavité joue également le rôle de filtre. Deux miroirs face à face constituent une cavité Fabry-Pérot. Seules certaines longueurs d’onde peuvent exister. Si L est la longueur de la cavité, n l’indice du matériau, alors les longueurs d’onde permises

sont les suivantes :

$$\lambda_p = \frac{2Ln}{p} \text{ avec } p \in N \quad (8.14)$$

On peut améliorer le rendement du laser en disposant des miroirs de Bragg. La diode laser porte alors le nom de diode DFB (Distributed Feed Back). La diode devient monomode, la longueur d'onde étant donnée par $\lambda = 2\Lambda n$, où Λ est le pas du réseau de Bragg.

Guide optique

La réalisation d'un puits de potentiel a un autre avantage : il permet de réaliser un guide d'onde optique. Ce confinement des ondes électromagnétiques est important car il permet d'avoir un faisceau directionnel et moins de pertes par des émissions latérales. Le confinement du champ électrique est représenté sur la figure 8.8(a) dans le cas d'un simple puits quantique.

Ce confinement optique peut être amélioré. En effet, la longueur d'onde des photons

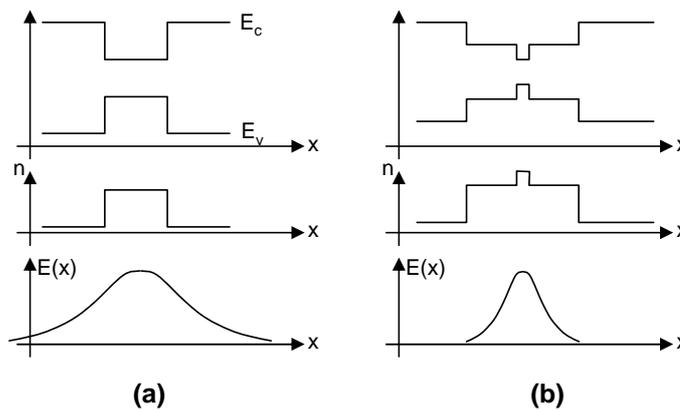


FIG. 8.8 – Confinement optique dans une diode laser à un puits quantique (cas (a)) et dans une diode laser munie de deux puits quantiques (cas (b)). La structure des bandes est représentée sur les figures du haut ; les variations des indices optiques correspondants sont sur les figures du milieu et la répartition du champ électrique est donnée sur les figures du bas.

est plus grande que la longueur d'onde des électrons (aux alentours du μm pour les photons contre 10\AA pour les électrons). Un puits de potentiel pour confiner les électrons est donc trop petit pour le confinement des photons : le guidage ne sera pas optimal. D'où la réalisation d'un laser à deux puits : un puits pour les porteurs de charge et un puits pour le guidage optique (figure 8.8). D'autres solutions permettant un meilleur guidage existent et constituent des variantes technologiques de ces deux principes.

Annexe

Bibliographie

Voici quelques ouvrages incontournables pour aller plus loin ...

- *Physique du solide*, C. Kittel. Cet ouvrage ne concerne que la physique du solide. Il ne décrit pas les dispositifs à semiconducteurs. C'est un ouvrage de référence.
- *Physics of semiconductor Devices*, S.M. Sze (Wiley Inter.science). La bible de la physique des semiconducteurs. Très complet, il se réfère toujours à des articles et donne beaucoup d'applications numériques. Très agréable à lire!
- *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, H. Mathieu (Dunod). Ce livre est très complet. Tous les calculs sont fait en détail. Il balaye un grand nombre de domaines (même les nanotechnologies). Il est très cartésien et un peu difficile si on n'y est pas habitué.
- *Optoélectronique*, E. Rosencher et B. Vinter (Dunod). Une référence dans le domaine de l'optoélectronique. Il est très axé "physique quantique" et est parfois difficile.
- *Physique des semiconducteurs*, B. Sapoval et C. Hermann (ellipses). Ce livre concerne peu de dispositifs électroniques, mais est très clair concernant les outils de la physique des semiconducteurs
- *Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs*, A. Vapaille et R. Castagné (Dunod). Très pédagogique, il explique les composants les plus courants et la technologie de fabrication associée. Le seul point négatif est son âge ...
- *Télécoms sur fibre optique*, P. Lecoy (Hermes). Un peu superficiel concernant les composants (ce n'est pas le but), mais il est intéressant pour les systèmes de télécom.
- *Les lasers (et leurs applications scientifiques et médicales)*, C. Fabre et J.P. Pocholle (Les éditions de physique). Un ouvrage remarquable! Certains articles sont très pédagogiques et font un état de l'art des laser. D'autres articles montrent les applications.
- *The physics of Low-Dimensional semiconductors : an introduction*, J.H. Davies, (Cambridge University Press). Ouvrage de base pour la compréhension des dispositifs nano.
- *Quantum semiconductors structures*, C. Weisbuch et B. Vinter (Academic Press). Un bon ouvrage pour l'étude des structures quantiques.
- *Physique des semiconducteurs*, B. Gréhan (Eyrolles). Ouvrage très simple sur

les bases de la physique des semiconducteurs. Il donne beaucoup d'analogies pour comprendre cette matière. Mais il ne va pas très loin!

Et quelques sites internet bien réalisés ...

- economie.u-bourgogne.fr : un site qui fournit beaucoup de documents de grandes qualité
- www.physique.ens-cachan.fr/agregation.php : des poly de la prépa agreg de l'ens très bien fait. Les TD sont intéressants.
- hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/hframe.html : un site fournissant des fiches sur la physique des composants
- www.eudil.fr/eudil/bbsc/sc00a.htm : de l'atome au circuit intégré. Un site de cours de Polytech'Lille sur la physique des semiconducteurs. C'est le site incontournable.

Quelques constantes utiles !

permittivité du vide	$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$
Constante de Boltzmann	$k_b = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
Constante de Planck	$h = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
Constante de Planck réduite	$\hbar = 1.05 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
Masse de l'électron	$m_e = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Charge de l'électron	$q = -1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

Quelques données sur les semiconducteurs classiques :

Matériau	Gap (eV)	Nature du gap	m_c/m_0	m_v/m_0	N_c (10^{19}cm^{-3})	N_v (10^{19}cm^{-3})	n_i (cm^{-3})	μ_e (cm^2/Vs)	μ_h (cm^2/Vs)	ϵ_r/ϵ_0	a_0 (Å)	χ (eV)	ϕ_{max} (eV)
Si	1.12	ind.	1.06	0.59	2.7	1.1	1.45×10^{10}	1450	370	11.9	5.4	4.01	5.13
Ge	0.664	ind.	0.55	0.36	1	0.5	2.4×10^{13}	3900	1800	16.2	5.64	4.13	4.13
GaAs	1.42	dir.	0.067	0.64	1.7	1.3	1.8×10^6	8000	400	13.1	5.65	4.07	5.5
AlAs	2.17						400	100	10.06	5.66	3.5	5.66	
InAs	0.35	dir.					1.3×10^{15}	30000	480	15.15	6.06	4.9	5.26
GaP	2.27	ind.			1.7		3×10^6	200	150	11.1	5.45	4.3	6.55
InP	1.34	dir.	0.073	0.87	0.05	2	1.2×10^8	5000	180	12.56	5.87	4.38	5.65
GaSb	0.7	dir.					4.3×10^{12}	5000	1500	15.69	6.09	4.06	4.74
InSb	0.18	dir.					2×10^{16}	80000	1500	16.8	6.48	4.59	4.66

Quelques données sur les métaux les plus couramment utilisés :

Métal	L_i	N_a	K	R_b	C_s	F_r	C_r	F_e	N_i	A_l	C_u	A_g	A_u	P_t
$q \phi$ (eV)	2.3	2.3	2.2	2.2	1.8	1.8	4.6	4.4	4.5	4.3	4.4	4.3	4.8	5.3