

# Généralité sur les Nanostructures Semiconductrices

Le développement des hétérostructures de matériaux semiconducteurs a donné des illustrations claires de certains concepts de la mécanique quantique comme le confinement ou la quantification des niveaux d'énergie. Les progrès accomplis dans les techniques de croissance ont permis de réaliser différentes formes de nanostructures semiconductrices (puits, fils et boîtes quantiques) de manière à confiner les porteurs dans une, deux ou trois directions de l'espace.

Il est intéressant de commencer par un rappel des concepts essentiels à la compréhension de la physique des hétérostructures et ses applications.

## 1.1 Différents types d'hétérojonctions

Les hétérostructures en générale résultent de l'ajustaposition de deux matériaux différents : métal/semiconducteur, semiconducteur-1/semiconducteur-2 et semiconducteur/Isolant.

### 1.1.1 Jonction Métal-Semiconducteur

Le contact métal-semiconducteur fut l'un des tous premiers composants électroniques utilisé dès 1904. Cependant ce n'est qu'en 1938 que Schottky donna une interprétation des effets de redressement d'un tel contact. Le contact métal semi-conducteur constitue encore l'un des dispositifs de base de l'électronique moderne. On l'emploie aussi bien pour ses propriétés de redressement (diodes Schottky) que pour réaliser des contacts ohmiques de bonne qualité.

Pour comprendre le fonctionnement d'une telle jonction il nous faut définir la notion de travail de sortie d'un métal et la notion d'affinité électronique d'un Semi-Conducteur. Le travail de sortie d'un électron dans un métal représente l'énergie qu'il faut apporter à un électron du métal pour l'extraire de ce métal. On le représente par la différence entre le niveau de Fermi du métal et le niveau d'énergie du vide. Ce travail de sortie est  $\Phi_m$  comme est

représenté sur la fig-1-a. De la même façon un Semi-conducteur est caractérisé par son affinité électronique qui représente l'énergie qu'il faut fournir à un électron de la bande de conduction pour l'extraire du SC. De la même façon le travail de sortie est  $\Phi_s$  (fig-1-a). Il est à remarquer que le travail de sortie  $\Phi_m$  s'applique bien au métal, par contre au semiconducteur l'affinité électronique est plus représentative car elle ne dépend pas du dopage tant que le semiconducteur reste non dégénéré.

### 1.1.1.1 Diagramme énergétique au voisinage de la jonction

Lorsque l'on réalise un contact avec les deux matériaux tels que représentés à la figure 1-b, les électrons auront tendance à se déplacer du côté où le travail de sortie est faible vers le côté où il est le plus grand. Les électrons auront tendance, dans le cas de la figure 1-a, à se déplacer du SC vers le métal, créant ainsi une charge d'espace dans les deux matériaux. On obtient alors la répartition des charges données à la figure-1-c. La charge d'espace s'étend quasiment uniquement du côté SC du fait des fortes différences de concentration en électrons entre le métal et le Semi-conducteur. A l'équilibre thermodynamique les niveaux  $E_{Fm}$  et  $E_{Fs}$  s'alignent et on a une barrière de potentiel à l'interface qui se crée pour s'opposer à la diffusion des électrons du SC vers le métal donnée par l'expression suivante [37]:

$$\varphi_b = e\phi_m - e\chi \quad (1-1)$$

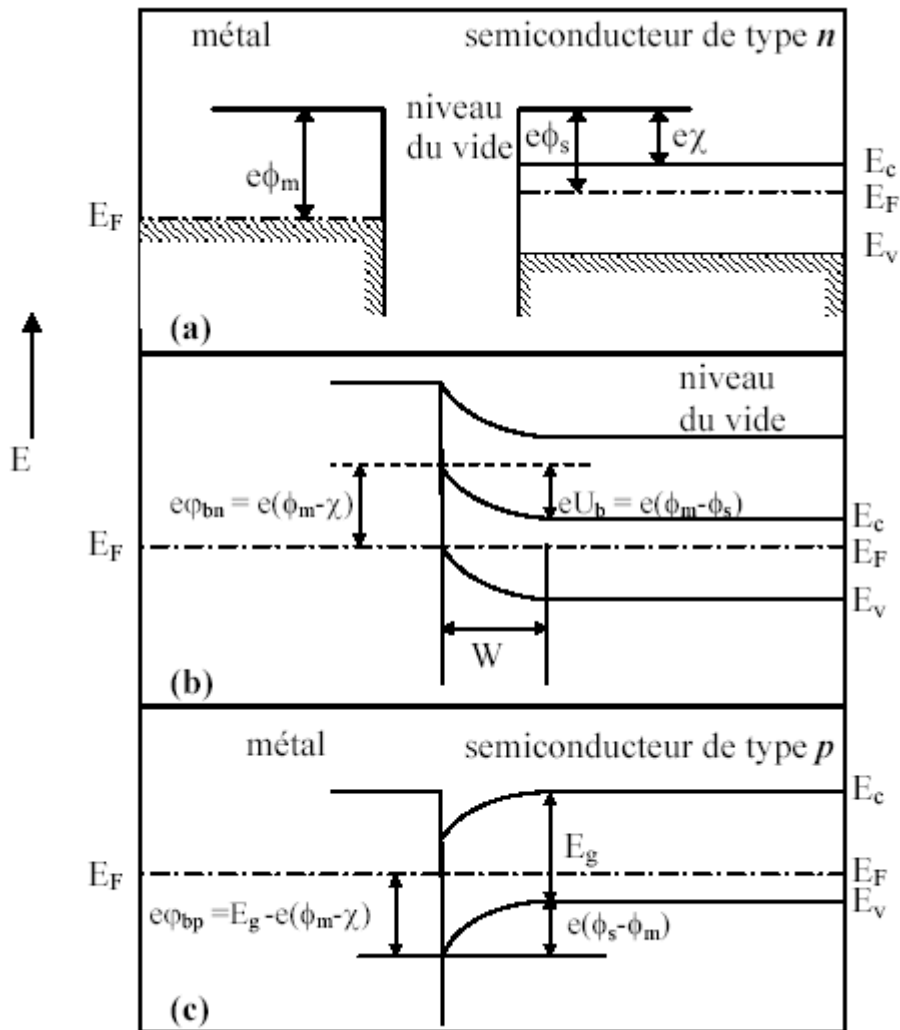
où :

- $e\phi_m$  : Travail de sortie du métal
- $e\chi$  : Affinité électronique du semiconducteur.

La structure de bande au voisinage de l'interface est conditionnée par la différence éventuelle des travaux de sortie du métal.

Prenant le cas de la figure 1-1-a où  $\phi_m > \phi_s$ , dans ce cas les caractéristiques  $I(V)$  d'un contact métal semi-conducteur dépendent essentiellement du type de dopage du semi-conducteur. Suivant ce type de dopage on aura affaire à une diode Schottky ou à un contact ohmique.

Pour un contact Schottky prenons un semiconducteur de type n. Lorsque les deux matériaux sont mis au contact, le travail de sortie du semiconducteur étant inférieur à celui du métal, les électrons passent du semiconducteur dans le métal.



**Figure 1-1** : Contact métal/semiconducteur : (a) avant le contact ; (b) après contact avec semiconducteur de type  $n$  ; (c) après contact avec semiconducteur de type  $p$  [2].

Pour un semiconducteur de type  $n$ , les électrons qui passent du semiconducteur vers le métal, entraînent des modifications énergétiques dans chacun des matériaux. Dans le semiconducteur, une zone de déplétion se crée, les ions donneurs ionisés  $Nd^+$  ne sont plus compensés par les électrons, il apparaît une charge d'espace positive. D'autre part la distance bande de conduction-niveau de Fermi, qui traduit la population électronique est plus grande au voisinage de l'interface que dans la région neutre du semiconducteur. Le niveau de Fermi étant horizontal, il en résulte une courbure des bandes vers le haut (Fig. 1-1-b). Dans le métal, il apparaît une accumulation d'électron à l'interface. A cette double charge d'espace sont

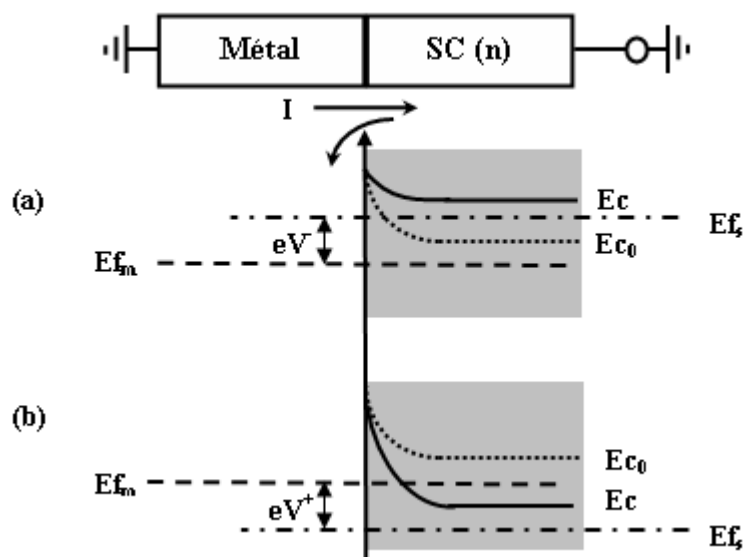
associés un champ électrique et une tension de diffusion  $U_d$  qui équilibrent les forces de diffusion et déterminent l'état d'équilibre.

Le nombre de charges positives développées dans le semiconducteur est égal au nombre de charges négatives développées dans le métal. Ces derniers sont des charges d'accumulation. Dans le semiconducteur, ces charges sont des charges de déplétion dues aux ions donneurs.

### 1.1.1.2. Jonction polarisée

Polarisons la structure par une tension semiconducteur-métal  $V$  négative (Fig.1-2). La bande de conduction du semiconducteur s'élève de  $eV$ , la courbure diminue. Ainsi la barrière semiconducteur-métal diminue alors que la barrière métal-semiconducteur reste inchangée. Les électrons diffusent du semiconducteur vers le métal et créent un courant  $I$  du métal vers le semiconducteur.

Polarisons la structure par une tension semiconducteur-métal positive (Fig.1-2 b). La bande de conduction du semiconducteur est abaissée, ce qui augmente la hauteur de la barrière qui s'opposait à la diffusion des électrons. La structure est polarisée en inverse.



**Figure 1-2** : Contact métal-semiconducteur (n) sous polarisation ; (a)  $V_{sc}-V_m < 0$  ;  
(b)  $V_{sc}-V_m > 0$ .

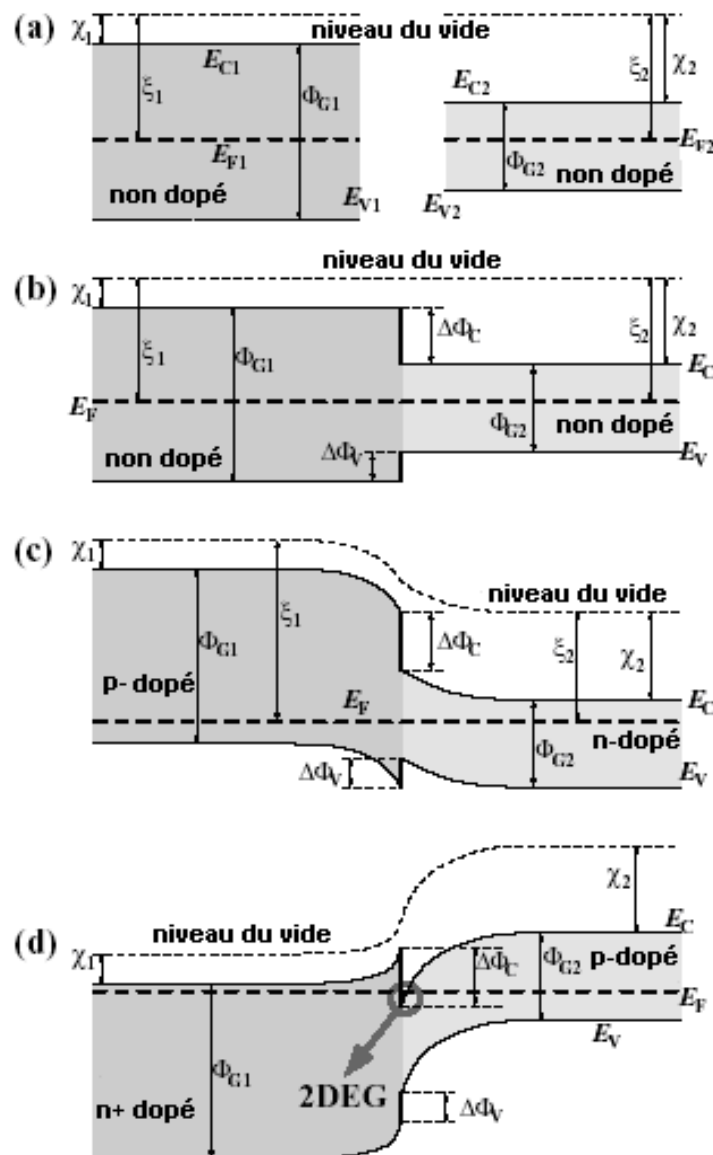
La structure métal-SC(n) avec  $\phi_m > \phi_s$  constitue donc un contact redresseur. C'est une **diode Schottky**.

**1.1.2 Jonction Semiconducteur-Semiconducteur**

Considérons deux semiconducteurs caractérisé par les affinités électroniques  $\chi_1$  et  $\chi_2$ , exprimé en eV, et les gaps  $\Phi_{g1}$  et  $\Phi_{g2}$ , sont au contact, il apparaît une barrière de potentiel à l'interface donnée par :

$$\Delta\Phi_C = \chi_1 - \chi_2 \tag{1-2}$$

En l'absence de tout contact les diagrammes énergétiques dans chacun des semiconducteurs sont représentés sur la figure (1-3-a)



**Figure 1-3 :** Contact semiconducteur-semiconducteur pour différentes configurations de dopage ; avec  $\chi_1 < \chi_2$  et  $\chi_1 - \chi_2 < \Delta\Phi_g$  ; a) avant le contact ; b, c et d) après contact.

Amenons maintenant deux semiconducteurs au contact, et étudions le diagramme énergétique

### 1.1.2.1. Diagramme énergétique au voisinage de la jonction :

En raison de la différence des travaux de sortie, les électrons diffusent du semiconducteur à plus faible travail de sortie vers l'autre. Cette diffusion entraîne l'apparition d'une zone de charge d'espace, positive dans le semiconducteur à faible travail de sortie, négative dans l'autre.

- $\xi_1 = \xi_2$

Les travaux de sortie des semiconducteurs étant égaux. La structure est en régime de bandes plates.

La condition  $\Delta\Phi_g \neq 0$  entraîne l'existence de quatre cas de figure suivant les valeurs relatives des affinités électroniques et des gaps des semiconducteurs :

La condition  $\chi_1 - \chi_2 > 0$  entraîne la discontinuité en bande de conduction  $\Delta\Phi_c > 0$

La condition  $\chi_1 - \chi_2 > \Delta\Phi_g$  entraîne la discontinuité en bande de valence  $\Delta\Phi_v > 0$

- $\xi_1 \neq \xi_2$

Si les travaux de sortie sont différents, les électrons diffusent du semiconducteur à faible travail de sortie vers l'autre. Une zone de charge d'espace s'établit au voisinage de l'interface. Supposons par exemple que le travail de sortie du semiconducteur 1 soit inférieur au travail de sortie du semiconducteur 2, ( $\xi_1 < \xi_2$ ). Les électrons diffusent du semiconducteur 1 vers le semiconducteur 2, et vice-versa pour les trous. Il apparaît une charge d'espace, positive dans le semiconducteur 1 et négative dans le semiconducteur 2.

Dans le semiconducteur 2 la charge d'espace est négative. Si ce semiconducteur est de type n, cette charge d'espace est due à une augmentation de la densité d'électrons au voisinage de l'interface. Le semiconducteur 2 est en régime d'accumulation.

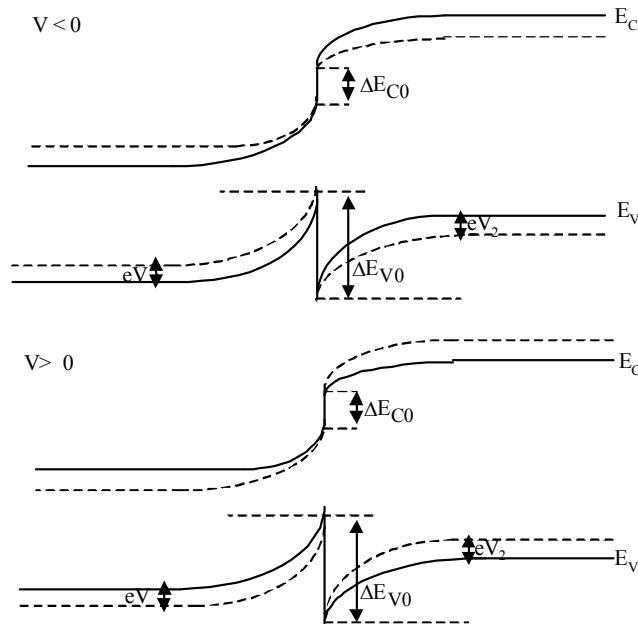
Si le semiconducteur 2 est de type p les électrons qui diffusent depuis le semiconducteur 1 se recombinent avec les trous à leur entrée dans le semiconducteur 2. Ils font apparaître une charge d'espace résulte de la disparition des trous, le semiconducteur 2 est en régime de déplétion.

Si en prend le cas où  $\chi_1 > \chi_2$  et  $\chi_1 - \chi_2 < \Delta\Phi_g$ , le diagramme énergétique est donné par la figure (1-3).

### 1.1.2.2 Jonction polarisée

Pour des semiconducteurs de types différents : semiconducteur 1 de type n et semiconducteur 2 de type p.

Les diagrammes énergétiques sont représentés sur la figure (1-4) pour des polarisations  $V$  positive et négative.



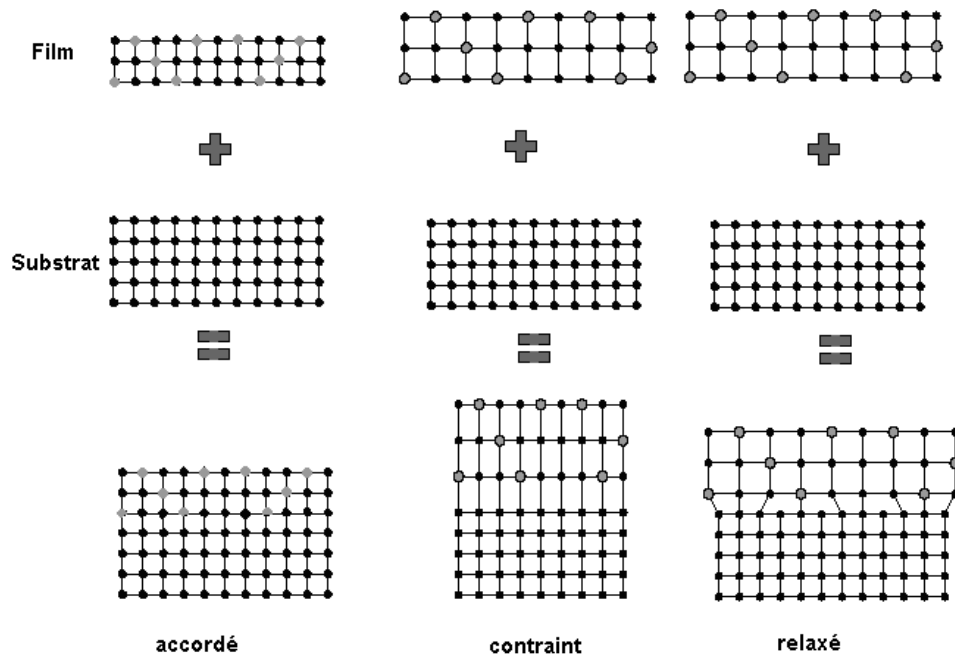
**Figure 1-4:** Hétérojonction polarisée

Pour  $V > 0$  la barrière que doivent franchir les trous diminue dans le sens  $SC_1 \rightarrow SC_2$  et augmente dans le sens  $SC_2 \rightarrow SC_1$ . Un courant circule dans le sens  $SC_1 \rightarrow SC_2$ . Le phénomène est inversé pour  $V$  négative.

## 1.2. Contraintes et relaxation

Lors de l'épitaxie d'un matériau sur un substrat de paramètre de maille différent, les deux mailles peuvent s'adapter pour accorder leurs paramètres cristallographiques dans le plan de croissance : c'est ce que l'on appelle une croissance pseudomorphique. Il apparaît une contrainte de compression ou de dilatation biaxiale dans la couche épitaxiée, qui s'accompagne d'une accumulation d'énergie élastique. Au-delà d'une épaisseur critique, l'énergie élastique emmagasinée devient suffisante pour générer des défauts structuraux qui

relaxent partiellement les contraintes dans le cristal. Le matériau tend alors à reprendre son paramètre de maille, et des dislocations apparaissent à l'interface (relaxation plastique). L'épaisseur critique dépend directement de la différence de paramètre de maille entre le substrat et la couche. La figure 1-5 représente trois cas de figure possible : accordé si le désaccord de maille est nul ; contraint si le de désaccord de maille non nul ; et relaxé si le désaccord de maille non nul et l'épaisseur de la couche dépasse l'épaisseur critique.



**Figure 1-5** : Structure accordée en maille, contrainte et relaxé.

Si les énergies de bandes interdites et les masses effectives des porteurs sont bien connues et accessibles par des expériences d'optique ou de résonance cyclotron, il reste cependant un paramètre crucial à éclaircir. La différence d'énergie de bande interdite  $\Delta E_g$  des matériaux constituant l'hétérostructure se répartit entre bande de conduction ( $\Delta E_c$ ) et bande de valence ( $\Delta E_v$ ). La manière dont se fait cette répartition est d'une importance particulière car elle joue un rôle décisif sur la position des niveaux d'énergie. Les premières estimations de décalage de bande sont basées sur la différence des affinités électroniques qui donne le décalage en bande de conduction [3]. D'autre part, des modèles atomiques sont également capables de prédire le décalage avec une précision de quelques dizaines de meV [4].

En fait, il est aujourd'hui établi que des transferts de charges complexes ont lieu à l'interface entre les matériaux, rendant impossible le raisonnement ci-dessus sur les affinités électroniques. Les physiciens ont été conduits à définir un décalage de bande, déterminé pour



chaque couple de matériaux. Ce décalage, appelé <<offset>>, doit être déterminé expérimentalement, tel que par exemple  $\Delta E_c = Q_c \Delta E_g$ , où  $Q_c=0.64$  pour le système GaAs/AlGaAs.

### 1.3 Nanostructures semiconductrices et confinement de porteurs

Il est possible de quantifier le mouvement des électrons ou des trous du cristal en restreignant suivant au moins une des directions de l'espace, leur déplacement sur une distance  $L$  inférieure ou de l'ordre de longueur d'onde de Broglie définie par:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi h}{\sqrt{2m_e^* E - E_c}} \quad (1-3)$$

où  $E$  représente l'énergie de l'électron de masse effective  $m_e^*$  dans la bande de conduction.  $\lambda$  est typiquement de l'ordre de quelques dizaines du nanomètre.

#### 1.3.1 Puit quantique

En utilisant deux hétérojonctions à l'échelle nanométrique, il est possible de donner un profil au potentiel pour les porteurs correspondant à un puits quantique (figure 1-6).

Avec l'avènement, fin des années 60, de l'épitaxie par jets moléculaires les effets de la réduction de la dimensionnalité ont pu être mis en évidence la première fois sur le système GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As [5], quasiment accordé en paramètre de maille. Les porteurs (électrons et trous) sont confinés dans le matériau de petit gap (puits GaAs,) enchâssé par des barrières de plus grand gap (Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As).

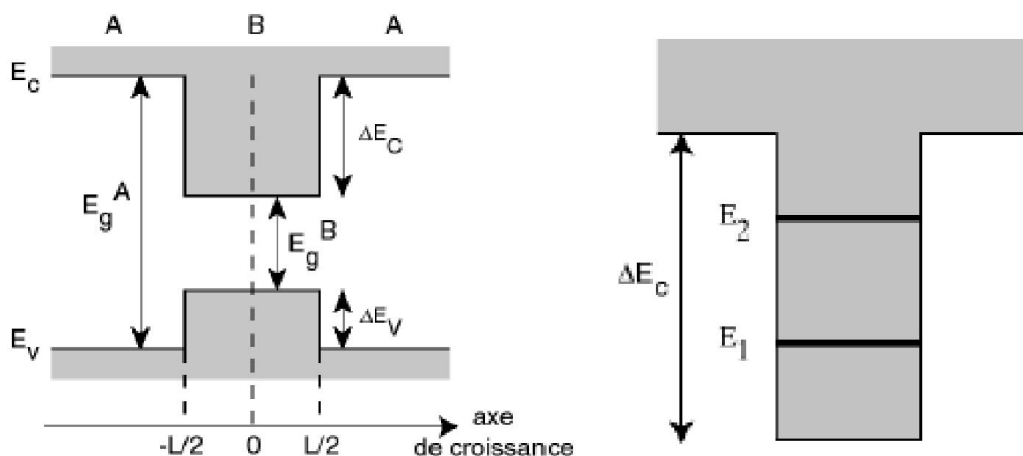
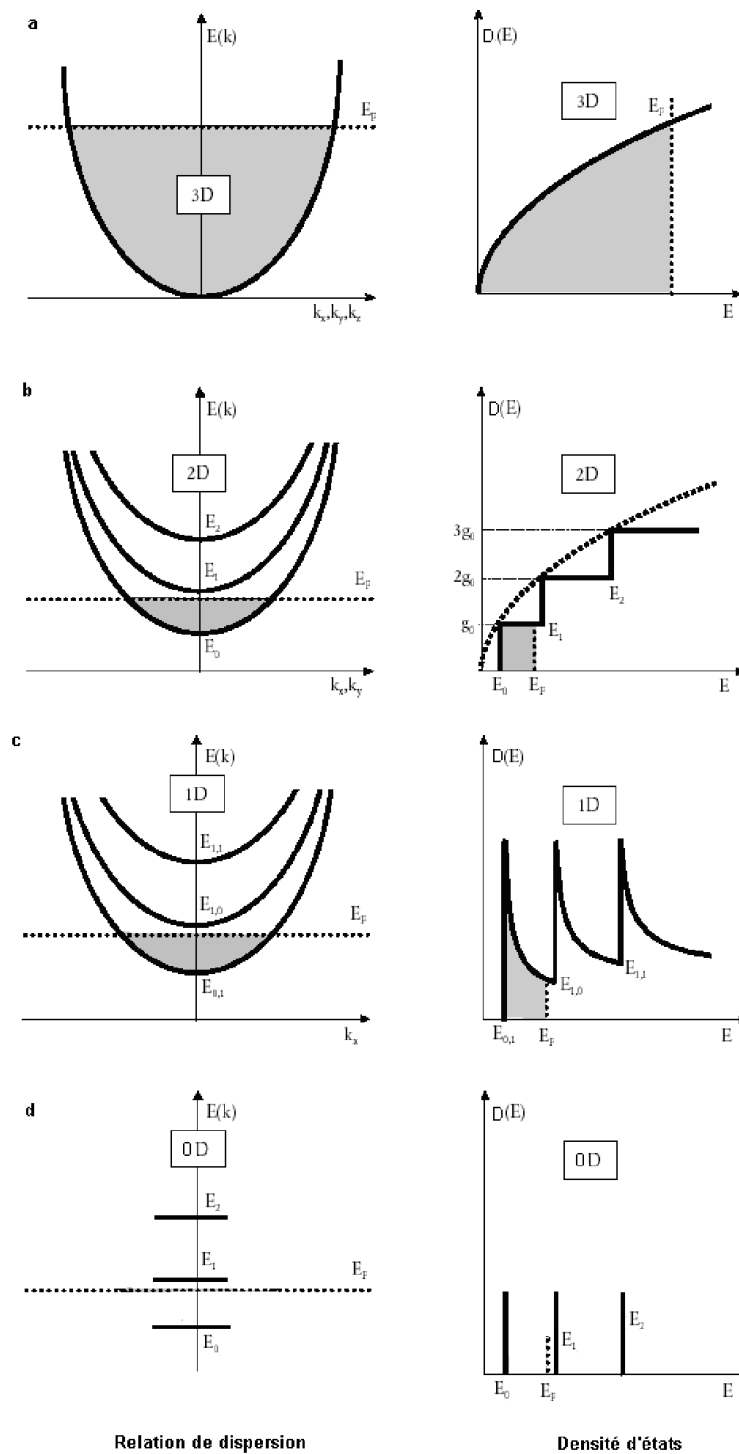


Figure 1-6 : Profil de potentiel dans un puits quantique présentant deux états de confinement.



**Figure 1-7 :** Densité d'états électronique  $D(E)$  et relation de dispersion en fonction de la dimension : du volume à la boîte

Les porteurs voient désormais leur déplacement discrétisé suivant l'axe de croissance tandis qu'ils conservent leur mouvement libre dans le plan du puits. L'énergie des électrons dans ces

structures est alors du type:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_e} + E_n \quad (1-4)$$

$k_{//}$  est le vecteur d'onde de l'électron dans le plan et  $E_n$  une énergie prenant des valeurs discrètes du fait du confinement.

Cette énergie de confinement dépend des caractéristiques du puits quantique (largeur du puits et hauteur de la barrière). La densité d'états dans un système à 2D est alors de la forme de marche d'escalier (voir figure 1.7.b). La forme de puit quantique dans la figure 1-6 est rectangulaire, il est possible aussi d'obtenir un profil quasi triangulaire de puit quantique à l'hétérointerface d'une hétérojonction semiconductrice, c'est le cas de la figure (1-7).

Depuis la fin des années quatre-vingt, les efforts se sont ensuite portés vers le confinement des porteurs dans plusieurs directions de l'espace afin de réduire encore la dimensionnalité de ces structures. Les progrès de fabrication des structures nanométriques, par lithographie électronique en particulier, ont permis la fabrication des fils quantiques (système 1D) et des points quantiques (système 0D).

### 1.3.2 Fil quantique

Les fils quantiques permettent un confinement des porteurs dans deux directions de l'espace. L'énergie des porteurs dans ces structures est donc sous la forme:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e} + E_{c,n} \quad (1-3)$$

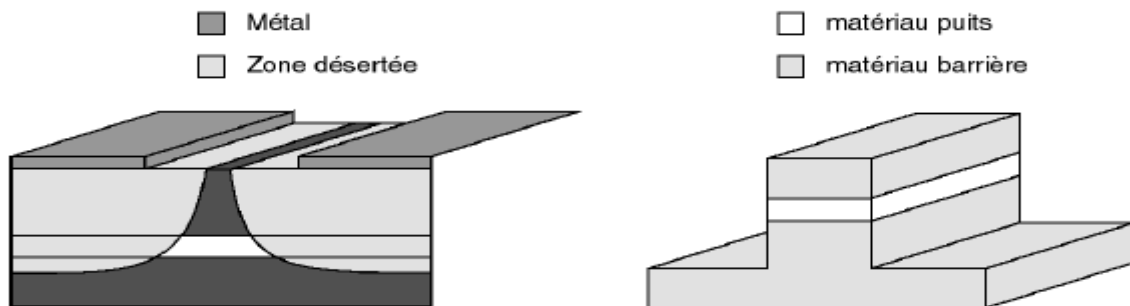
Ces structures présentent toujours des continums d'états accessibles puisque l'énergie n'est pas discrétisée dans la direction du fil: il subsiste un continuum unidimensionnel. La densité d'états est cette fois en  $1/\sqrt{E - E_{c,n}}$  (voir figure 1.7.c).

Dans les paragraphes précédents, nous avons vu que pour confiner les porteurs dans une direction de l'espace (la direction de croissance), il suffisait d'alterner les couches de semiconducteurs. Pour confiner les porteurs dans le plan des couches, il existe plusieurs méthodes, nous citons par exemple :

\*Optique : Par gravure lithographique, on peut découper latéralement un puits

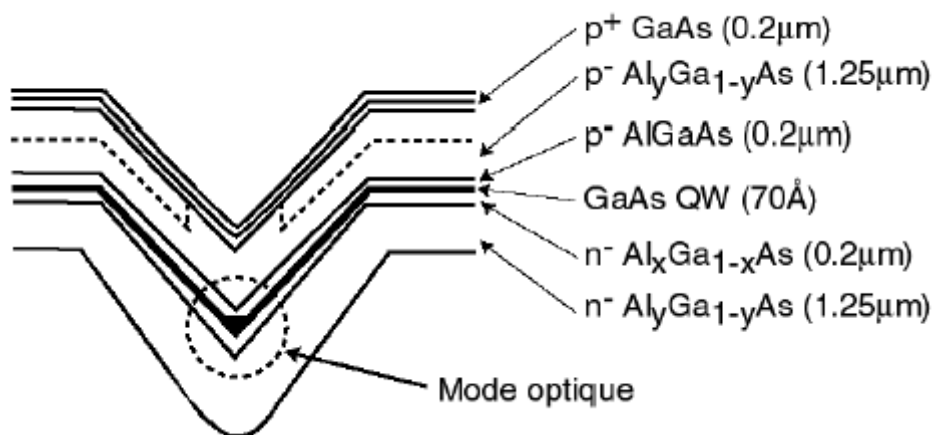
quantique. L'avantage de cette technique étant de permettre la fabrication "sur mesure" par plusieurs procédés. Cependant, sa résolution est limitée par la longueur d'onde du faisceau de gravure [6].

\*Electrique : Par application d'une tension négative sur des contacts métalliques qui sont séparés d'une très courte distance. En augmentant le potentiel électrostatique sous les contacts, on crée dans le puits quantique une zone désertée sauf sous l'ouverture entre les contacts. Selon la tension appliquée, la taille latérale peut être diminuée jusqu'au pincement du canal [7].



**Figure 1-8 :** Deux méthode de fabrication d'un fil. A droite : définition d'un méso très fin par lithographie. A gauche : désertion latérale par application d'un potentiel sur les contacts métalliques.

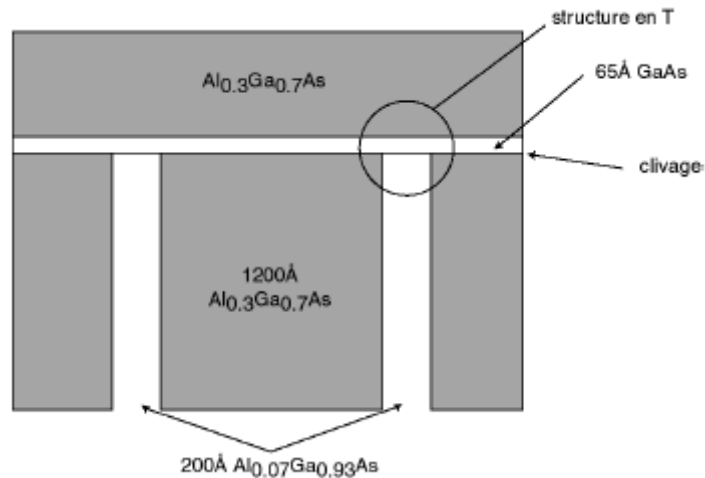
D'autre part, on peut citer les fils en V et en T. Les fils en V sont obtenus par dépôt d'une couche de GaAs entre deux couches d'AlAs sur des sillons en forme de V gravés par une attaque chimique sur un substrat de GaAs [8].



**Figure 1-9** Section d'un fil quantique GaAs/AlGaAs en forme de V

Pour réaliser les fils en T, un puits quantique est déposé sur un substrat plan. L'échantillon est ensuite clivé perpendiculairement au plan du premier puits et un deuxième puits est déposé

sur le plan de clivage. L'intersection des deux puits correspond alors à une région de plus faible confinement [9].

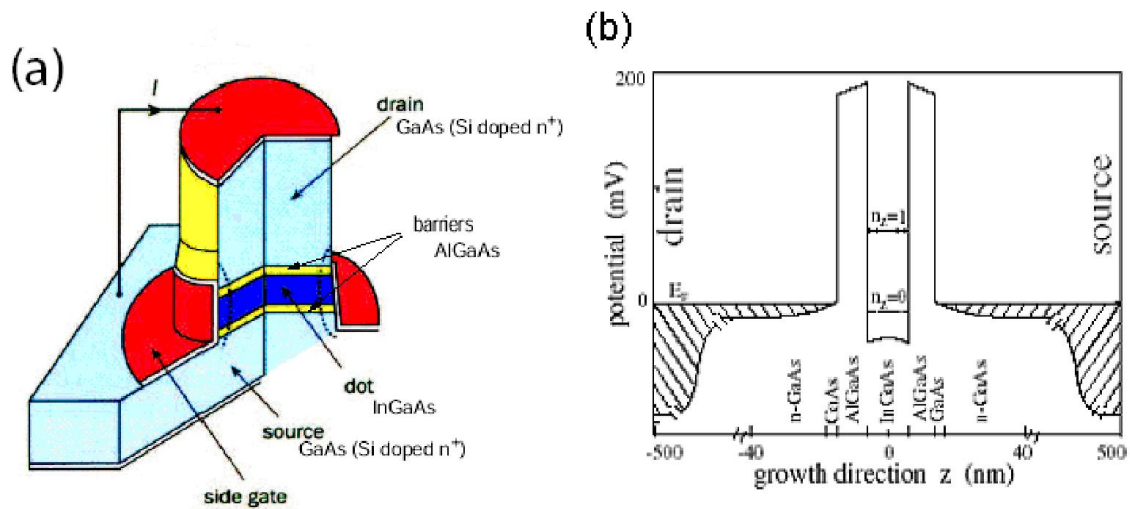


**Figure 1-10** Section d'un fil quantique en forme de T fabriqué sur une face clivée

### 1.3.3 Point quantique

Enfin les points quantiques ou boîtes quantiques permettent de confiner les porteurs dans les trois directions de l'espace. L'énergie des porteurs est discrétisée dans ces trois directions, le spectre énergétique est donc totalement discret comme celui d'un atome. C'est cette propriété des points qui fait leur intérêt principal pour la réalisation de nombreuses applications car elles pourraient constituer des atomes artificiels. La densité d'états d'un tel système est en principe une fonction delta ( $\delta$ ) à l'énergie de chaque niveau discret (voir figure 1.7.d). La situation est donc cette fois très différente des systèmes 2D et 1D puisque, dans les points, il n'y a plus de continus d'énergie.

Plusieurs modes de confinement et formes de point quantique ont été imaginés. La figure (1-11-a) présente un schéma de structure d'un transistor à un électron sous forme d'un cylindre étudié par l'équipe de Tarucha (université NTT en Japon) [10] et l'équipe de Kouwenhoven (université de Delft en Hollande) [11]. Le point quantique est localisé dans le centre du cylindre et peut contenir 1000 électrons environ, le diamètre du point quantique est de l'ordre de centaine de nanomètre et leur épaisseur environ 10 nm. Le point est confiné entre deux barrières tunnel [12]. Une tension négative est appliquée sur la grille autour du cylindre où la région du point quantique. Cela diminue le nombre d'électron un par un, jusqu'à ce que le point sera complètement vide [13].



**Figure 1-11** (a) Structure schématique du transistor à un électron à base de point quantique  
 (b) Diagramme d'énergie dans la direction de croissance de cette structure.

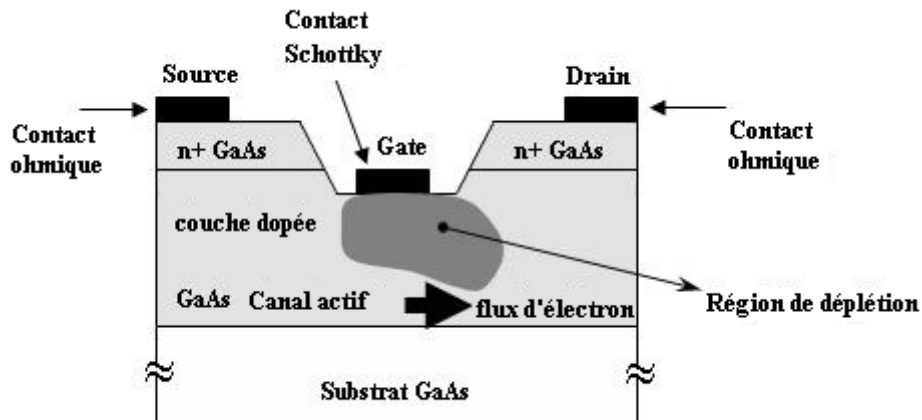
## 2.1 Les transistors à hétérojonction (HEMTs)

On trouve les applications des hétérostructures dans plusieurs composants électroniques modernes tel que : le transistor à grande mobilité électronique, qui sera discuté dans ce qui suit.

### 2.1.1 Historique et généralités des transistors à hétérojonction

L'idée qui a amené à la création de transistors à hétérojonction était de dépasser le problème de limitation de la mobilité des porteurs dans le canal du MESFET. En effet, dans ce composant les électrons assurant la conduction dans le canal voient leur mobilité limitée par des interactions avec les atomes donneurs (voir figure 1-12). Durant les années 1960, Esaki et Tsu (IBM) ont montré que les électrons pouvaient atteindre une très grande vitesse dans la partie GaAs de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs [14]. Les électrons, dans une telle structure, sont transférés depuis le matériau ayant le plus grand gap (AlGaAs) vers celui ayant le plus petit. La première démonstration expérimentale est due à Dingle et Stormer (Bell) en 1978 [14]. Se rendant compte que de telles structures pouvaient être à l'origine de transistors à effet de champ à hautes performances, plusieurs laboratoires (Bell, Université de l'Illinois, Fujitsu (1980), Thomson-CSF) entreprirent de nombreux

travaux sur ce sujet [14].



**Figure 1-12** Coupe schématique d'un transistor MEFET à GaAs montrant le flux d'électrons dans la couche dopée.

Ainsi, grâce aux meilleures propriétés de transport des électrons, les HEMTs répondent aux besoins de la réalisation de circuits à des fréquences millimétriques. De plus leurs performances en bruit sont meilleures que celles des MEFETs.

Le nom HEMT du transistor vient de « High Electron Mobility Transistor », également connu sous le nom de TEGFET « Tow-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor » ou (SDHT) « Selectively Doped Heterojunction Transistor », ou MODFET « MODulated Doped Field Effect Transistor ».

A partir de la structure conventionnelle du HEMT, plusieurs types de transistors à effet de champ à hétérojonction ont été imaginés :

- Le HFET (Heterostructure FET).
- Le PHEMT (PseudoMorphic Heterostructure FET).

Le HFET possède des hétérojonctions à mailles cristallines accordées.

Le PHEMT est composé d'une hétérojonction à mailles cristallines de tailles différentes.

Afin de bien comprendre le fonctionnement d'un HEMT, nous nous proposons de décrire son principe de base, à savoir l'hétérojonction AlGaAs/GaAs.

2.1.2 L'hétérojonction AlGaAs/GaAs

Pour que deux matériaux puissent former une bonne hétérojonction, il est nécessaire que leurs propriétés cristallines soient aussi proches que possible les unes des autres. En cela le  $Al_xGa_{1-x}As$  est un matériau qui convient bien aux hétérojonctions puisque lorsque l'on passe du GaAs au AlAs, la variation de la constante de maille est inférieure à 0.2% alors que le gap de la structure de bande augmente de 66%. La figure 1-13 représente le diagramme de bande d'une hétérojonction  $Al_xGa_{1-x}As / GaAs$  avant et après contact.

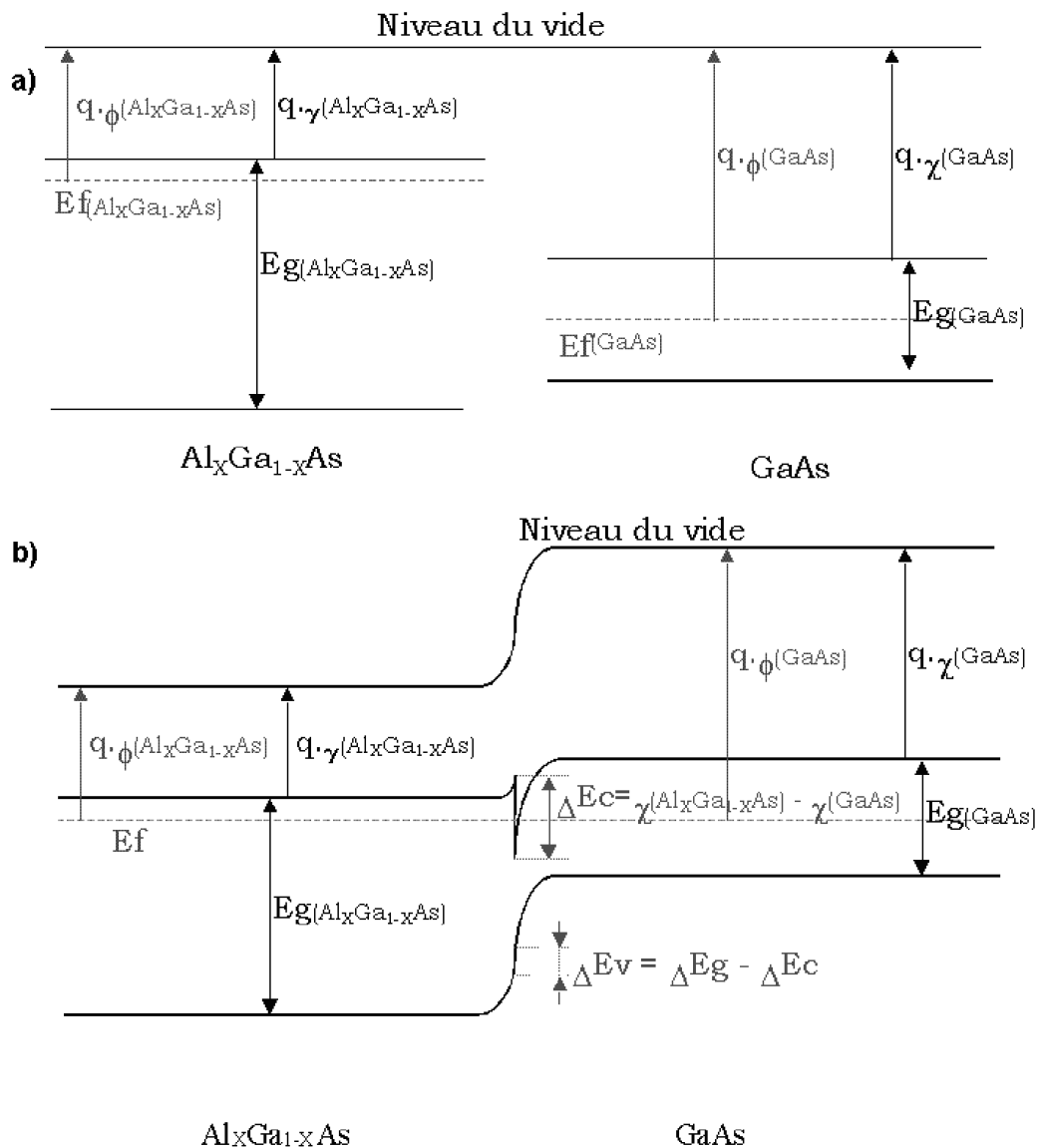


Figure 1-13 : a) Diagramme de bandes d'une hétérojonction GaAs- $Al_xGa_{1-x}As$  avant contact.

b) Diagramme de bandes d'une hétérojonction GaAs- $Al_xGa_{1-x}As$  après contact.



Lors de la mise en contact, la structure de bande suit les lois d'Anderson [15]. Les niveaux de Fermi des deux matériaux s'alignent. Il se crée alors une courbure des bandes de conduction et de valence. Ces courbures donnent naissance à un "puits de potentiel". Il y a alors transfert des électrons du matériau de plus faible affinité électronique (AlGaAs) vers celui ayant la plus grande affinité électronique (GaAs), créant ainsi, à l'intérieur du puits de potentiel, un gaz d'électrons bi-dimensionnel (d'où le nom « Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor », TEGFET). Ainsi, les ions donneurs qui sont principalement placés sélectivement dans la couche barrière  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  sont spatialement isolés des électrons principalement confinés dans le puits quantique (d'où le nom « Selectively Doped Heterojunction Transistor », SDHT). L'interaction Coulombienne électrons-ions en est fortement réduite. C'est là, la principale cause de l'amélioration de mobilité dans le canal du HEMT qui est beaucoup plus forte que dans un canal volumique de MESFET (d'où le nom « High Electron Mobility Transistor », HEMT). Le nombre d'électrons transférés est en grande partie déterminé par le dopage en donneur de la partie AlGaAs. Les dimensions de ce puits sont tellement réduites ( $\approx 100$  Angstrom) que les mouvements perpendiculaires à l'hétérojonction sont régis par les lois de la mécanique quantique.

### 2.1.3 Structure du HEMT conventionnel

La structure des couches épitaxiées du HEMT est réalisée de façon à séparer physiquement les électrons libres dans le canal des donneurs ionisés. La structure conventionnelle des couches d'un HEMT est présentée figure 1-14.

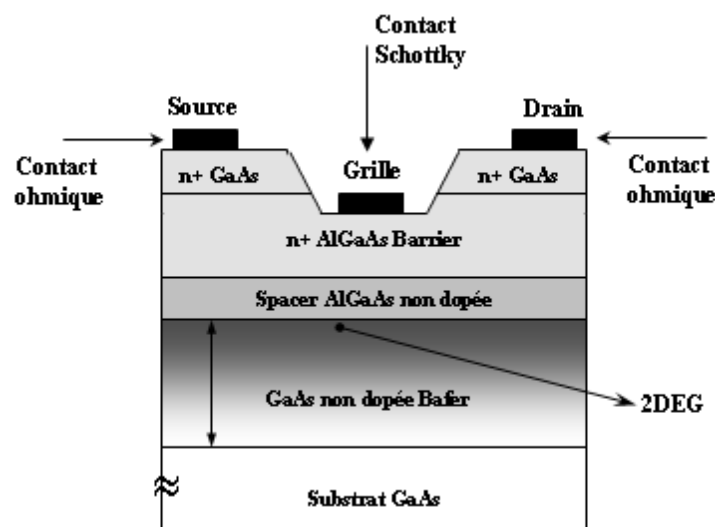


Figure 1-14 : Structure schématique d'un HEMT conventionnel à base de AlGaAs/GaAs

Le rôle de chaque couche est le suivant :

- En partant du haut de la figure 1- 14, il apparaît tout d'abord une couche superficielle de GaAs (GaAs n+) très dopée. Comme pour le MESFET, elle permet de réduire la valeur des résistances de drain et de source.
- La couche  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  souvent très dopée apporte les électrons qui vont être transférés dans le gaz bidimensionnel situé dans le GaAs.
- Bien que les électrons et les donneurs soient spatialement séparés, la distance entre les deux types de charge permet des interactions électroniques c'est l'interaction coulombienne entre les électrons et les ions. Pour accroître encore plus la distance entre électrons et donneurs (pour minimiser l'interaction coulombienne), une couche de quelques dizaines d'Angstroms de AlGaAs non dopé est intercalée entre l'AlGaAs et le GaAs. Cette couche communément appelée "espaceur" ou "spacer" permet d'accroître la vitesse des porteurs et par suite la mobilité au détriment néanmoins de leur concentration, La couche de AlGaAs n'est donc pas dopée de manière uniforme, d'où le nom de MODFET donné parfois au transistor.
- La couche de GaAs sert de couche tampon (buffer) au cours de la croissance et permet la formation du gaz d'électrons (le 2 DEG) au voisinage de l'interface avec le AlGaAs.
- Enfin, le substrat semi-isolant de GaAs possède les mêmes propriétés et les mêmes fonctions que dans le cas du MESFET comme un support mécanique pour le reste du composant.

#### 2.1.4 Principe de fonctionnement du HEMT conventionnel

Une fois le gaz d'électrons est créé, il est possible de contrôler la densité de porteurs dans le canal par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille. La figure 1-15 présente les diagrammes de bande de la zone située sous la grille en fonction de la polarisation de grille appliquée. Lorsque la tension  $V_{gs}$  augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le GaAs. Comme pour le MESFET, la tension  $V_{ds}$  crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant  $I_{ds}$  (drain-source). Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule dans le

canal. Le HEMT est alors pincé.

L'évolution du courant de drain en fonction de la tension de drain et pour différentes valeurs de la tension de grille est sensiblement la même que pour le MESFET. De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le HEMT. Il provient de la limite de vitesse des électrons.

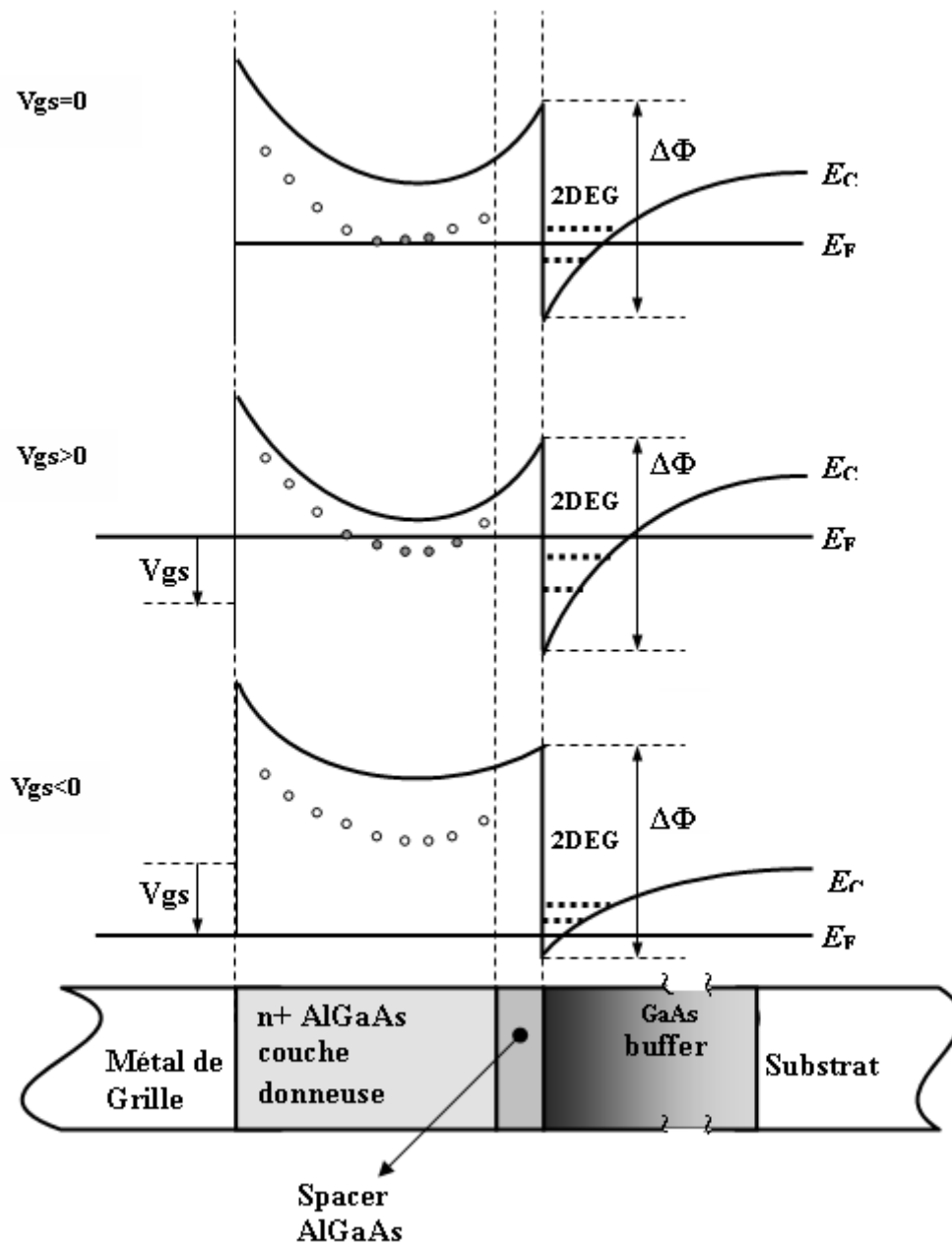


Figure 1-15 : Influence de la polarisation de grille sur le diagramme de bande.

### 2.1.5 Problème de Centres DX

Généralement les transistors HEMT trouvent leur avantage dans la grande densité des électrons générés par la discontinuité de bande au niveau de l'hétérointerface. Alors, pour augmenter la densité dans le canal l'une des solutions proposée est d'accroître la discontinuité  $\Delta E_c$  de l'hétérojonction  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  en augmentant la fraction molaire  $x$  d'Aluminium dans le matériaux dopé  $\text{AlGaAs}$ , mais quelque chose commence à se produit en association avec n-dopage d'  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  lorsque la fraction molaire d'Al dépasse 0.25, c'est le problème de Centres DX. Pour  $x < 0.25$  le dopage avec des éléments de groupe-VI ou groupe-IV produit des niveaux donneurs peu profonds normaux, pour  $x > 0.2$  des niveaux donneur profond apparaît en plus de les peu profonds, indépendamment de la nature du dopants et de la méthode de croissance épitaxial. Ces niveaux profond dans l' $\text{AlGaAs}$  représentent les énergies de centres DX responsable de piégeage d'électrons libre. L'énergie d'activation thermique des donneurs profonds, le prétendu DX centre est beaucoup plus grande que celle de peu profonds. Ainsi, une faible partie d'électrons libérés va aller dans le puits de potentiel, pour former le gaz d'électrons bidimensionnel à l'interface  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ . D'autres plusieurs comportements anormaux, tels que la photoconductivité persistante (PPC), bruit basse fréquence élevée dans des transistors à grande mobilité électronique et la pulsation saturable des diodes laser sont attribués aux centres DX [16,17,18,19,20,21,22].

En ce qui concerne l'origine du centre de DX, d'abord il a été suggéré qu'il consiste en atome donneur de substitution et quelque défaut de réseau inconnu. Par conséquent le nom DX a été inventé, le D comme raccourci pour le donneur et X pour le défaut inconnu. Plus tard a été prouvé que le centre DX consiste en atome donneur de substitution seulement et son comportement spécial a été relié à la structure de bande des réseaux [19].

En conséquence pour compenser les effets de centre DX, et satisfaire aux besoins sans cesse croissants de montée en fréquence, l'idée de base a été de remplacer le  $\text{GaAs}$  du canal par un autre matériau à faible gap autorisant une vitesse  $v_s$  à fort champ électrique la plus élevée possible : l' $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ . Les récents progrès technologiques en matière d'épitaxie ont donc donné naissance à un nouveau type de transistor à hétérojonction : le HEMT pseudomorphique (PHEMT).

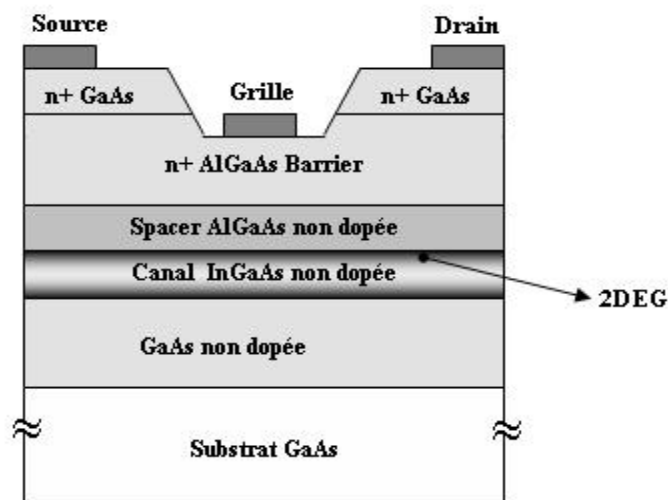
### 2.1.6 Le HEMT pseudomorphique (PHEMT)

La structure de couche d'un PHEMT est présentée figure 1-16. Pour les raisons expliquées précédemment, une fine couche d' $\text{InGaAs}$  a été insérée entre la couche d' $\text{AlGaAs}$

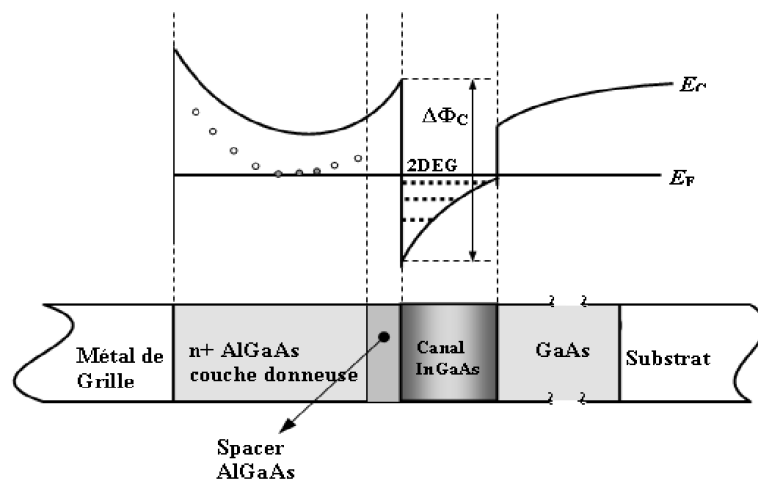
et la couche de GaAs. Le canal dans lequel les électrons circulent est maintenant dans la couche d' $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ . Les deux avantages principaux de cette topologie sont :

- Amélioration des propriétés de transport (mass effective réduite ...), donc augmentation de la vitesse maximale des porteurs permettant ainsi une utilisation plus haute en fréquence.
- Amélioration du confinement des porteurs en raison d'une plus grande discontinuité de la bande de conduction : le puits du gaz 2D est plus profond, ce qui permet des concentrations de porteurs plus importantes et par conséquent un courant de sortie plus élevé.

Afin d'illustrer cette dernière propriété, nous avons représenté figure 1-17 le diagramme de bande d'un PHEMT.



**Figure 1-16** : Structure schémétique d'un HEMT Pseudomorphique à base de AlGaAs/InGaAs/GaAs.



**Figure 1-17** : Structure schémétique de bande dans un PHEMT au-dessous de la grille.

Cependant l' $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  n'est pas adapté en maille sur le GaAs. Ce matériau est donc contraint et il est par conséquent nécessaire que l'épaisseur du canal soit inférieure à une certaine épaisseur critique afin que le désaccord de maille soit absorbé élastiquement. Il existe donc un compromis technologique à trouver entre un taux d'indium élevé, qui permet d'obtenir un  $\Delta E_c$  important, et une épaisseur de canal respectable [23]. En pratique, ce taux d'indium ne dépasse pas 25 % pour un taux d'aluminium dans la couche donatrice d'AlGaAs de 22 %. Afin de s'affranchir de ce problème technologique, les technologues ont conçu des transistors réalisés à partir d'un substrat InP. Le nouveau couple de matériau composant l'hétérojonction devient l' $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ . La discontinuité de la bande de conduction peut atteindre des valeurs de l'ordre de 0.5 eV. Cette technologie récente permet d'améliorer grandement les performances du composant. Il est obtenu une meilleure densité de charges dans le canal, une vitesse plus élevée et un meilleur confinement des porteurs. Le canal d'un transistor ainsi réalisé permet d'obtenir une conductivité deux fois supérieure à celle des HEMTs conventionnels. A titre d'exemple, nous pouvons citer des structures de longueur de grille de 0.1  $\mu\text{m}$  utilisant un pourcentage d'indium de 68% dans l' $\text{InGaAs}$ , qui ont permis d'atteindre une fréquence extrapolée de 600 GHz [24].

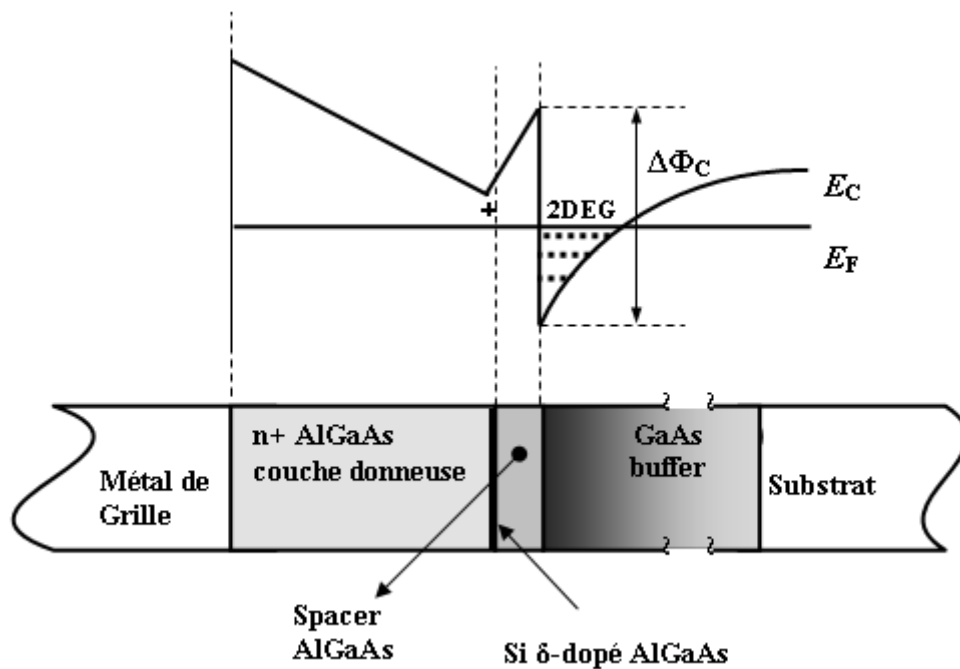
## 2 .1.7 Le HEMT de puissance

Pour des applications de puissance, le niveau de dopage de la couche donatrice d'électrons AlGaAs ne doit pas être trop élevé afin de conserver au transistor de bonnes qualités en terme de fuite de courant de grille et de tension d'avalanche. Il en résulte évidemment une diminution de la densité de porteurs dans le canal. Afin de résoudre ce problème, la couche donatrice AlGaAs est dopée par une technique de dopage planaire ou delta-dopage au lieu de dopage classique ou homogène, ce type de dopage se fait par inclusion d'une monocouche de Silicium avec le niveau de dopage environ  $4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  dans l'AlGaAs au-dessus de la couche espaceur (figure 1-18). Maintenant l'AlGaAs au-dessous de la grille est non dopé, qui augmente la tension d'avalanche sans diminution de la densité de porteur dans le canal. On peut citer quelques avantages de ce type de dopage :

- Il offre la possibilité d'atteindre une grande densité de dopants, parce que d'un point de vue métallurgique on peut dépasser la limite de solubilité du silicium par exemple dans l'AlGaAs sans modifier la majorité du matériau dopé.

- L'AlGaAs non dopé a beaucoup moins de courant de fuite et centres DX comparés au fortement dopé.
- le  $\delta$ -dopage permet aussi de déposer des grilles près du canal pour maintenir une fréquence de coupure élevé.
- Le delta dopage évite l'apparition du canal parallèle ou canal parasite de MESFET.

La conception d'un certain PHEMT dope le canal en mettant un  $\delta$ -dopage à l'intérieur du canal, ce qui permet d'obtenir une grande densité de charges. Cette structure de transistor à hétérojonction se démarque du concept du HEMT, dans la mesure où la caractéristique principale de ce type de composant est de contenir un canal non dopé afin d'augmenter la fréquence d'utilisation. Cependant, les HFETs ont démontré que la densité des porteurs ainsi que leur confinement importent plus pour des performances en puissance que leur mobilité.

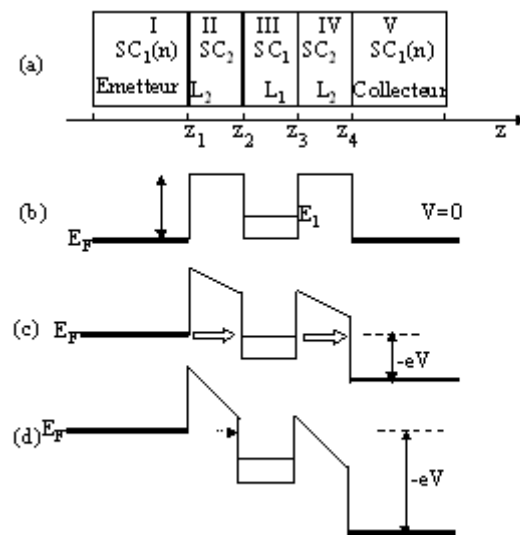


**Figure 1-18** : Structure schématique de bande dans un HEMT delta dopé au-dessous de la grille.

### 3.1 Diode Tunnel Résonante (RTD)

L'effet tunnel découle directement des bases de la physique quantique : la notion de fonction d'onde et l'équation de Schrödinger. La continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée laisse entrevoir la possibilité pour une particule de "franchir" des barrières de potentiel supérieures à son énergie, phénomène exclu en mécanique classique. L'effet tunnel

est à l'origine de plusieurs phénomènes spectaculaires en physique du solide comme les diodes tunnel et résonantes, l'effet Josephson et le microscope à effet tunnel. Ces trois effets ont d'ores et déjà eu des applications technologiques très importantes et leur découverte a été récompensée par plusieurs prix Nobel en 1973 et 1986. L'effet tunnel *résonnant* se manifeste lorsqu'une particule doit traverser successivement deux barrières potentielles « pontées » par une ou plusieurs états discrets permis. Considérons l'hétérostructure constituée d'un puits quantique pris en sandwich entre deux barrières, (figure 1-19-a). Le puits est constitué d'un semiconducteur (SC1) faiblement dopé, de gap  $E_{g1}$  et d'épaisseur  $L_1$ , entre deux couches de structures (SC2) non dopé, de gap  $E_{g2} > E_{g1}$  et d'épaisseur commune  $L_2$ . Ce semiconducteur à trois couches est bordé à ses extrémités par des couches de semiconducteur SC1 dégénéré de type n. Ces deux extrémités constituent l'émetteur et le collecteur du dipôle. Les figures 1-19 b, c et d présentent le diagramme énergétique de la bande de conduction de la structure et son évolution sous une polarisation  $V > 0$ . Nous supposons que la hauteur des barrières et la largeur du puits sont telles qu'une seule sous bande de conduction d'énergie  $E_1$  est présente dans le puits. Les barrières étant isolantes et le puits faiblement dopé, on peut supposer que la chute de potentiel entre l'émetteur et le collecteur se distribue dans les barrières, en d'autres termes le fond du puits reste sensiblement horizontal.



**Figure 1-19 :** Diagramme des énergies

Sous l'action de la polarisation positive  $V$  du collecteur, l'énergie  $E_1$  du bas de la sous-bande de conduction du puits diminue. Pour une certaine valeur de  $V$ , cette sous-bande se présente



en regard des états occupés de la bande de conduction de l'émetteur. Les électrons de ce dernier peuvent alors traverser la première barrière par effet tunnel pour occuper la sous-bande  $E_1$  du puits. De là, les électrons peuvent passer, par effet tunnel à travers la deuxième barrière, sur les états vides de la bande de conduction du collecteur. Le courant tunnel, qui est nul en l'absence de polarisation, augmente à mesure que le nombre d'états en regard, occupés dans la bande de conduction de l'émetteur et vides dans la sous bande de conduction du puits, augmente. La sous-bande  $E_1$  sert de pont pour assister l'effet tunnel entre l'émetteur et le collecteur à travers les deux barrières. Cet effet est évidemment maximum à la résonance. Lorsque la chute de potentiel dans la première barrière atteint la valeur  $E_1/e$  le bas de la sous-bande 1 s'aligne avec le bas de la bande de conduction de l'émetteur, le courant est alors maximum. Au-delà, le niveau  $E_1$  passe au-dessous de la bande de conduction, la résonance disparaît et le courant tunnel diminue rapidement puis s'annule. Notons que, compte tenu d'une part de la symétrie de la structure (barrières d'égale largeur  $L_2$ ) et d'autre part du fait que la variation du potentiel se distribue dans les barrières, la chute de barrière est la même dans chaque barrière. La caractéristique  $I(V)$  du dipôle est représentée sur la figure 1-20. Pour une tension de polarisation supérieure à  $2E_1/e$ , elle présente une pente négative qui fait de ce dipôle une résistance différentielle négative. Lorsque la tension continue d'augmenter, le courant augmente à nouveau par émission thermique au-dessus des barrières. Cette émission est éventuellement assistée par effet tunnel, soit au sommet triangulaire de la barrière polarisé, soit par résonance sur des états excités de puits [37].

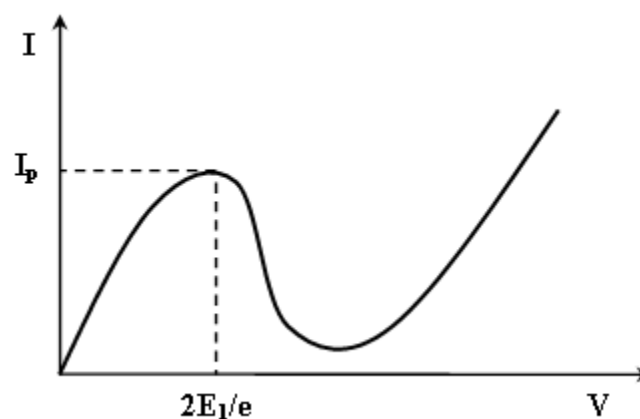


Figure 1-21: Caractéristique  $I(V)$