

République Algérienne Démocratique et Populaire  
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Bordj Bou Arreridj  
Faculté des Sciences et de la  
Technologie  
Département Sciences de la Matière

جامعة برج بوعريريج  
كلية العلوم والتكنولوجيا  
قسم علوم المادة



# Mémoire de fin d'étude

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLOME DE : Master

**Filière : physique**  
**Option : physique des Matériaux**

THÈME :

*Mécanisme du courant inverse à travers les  
interfaces métal/ $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*

Préparé par :

**SADDAOUI YAKOUB**

Soutenu le : **14/09/2020**

Devant le jury :

<i>Président :</i>	<i>N. Benchiheb</i>	<i>MCB</i>	<i>Université de Bordj Bou Arreridj</i>
<i>Rapporteur :</i>	<i>A. Latreche</i>	<i>MCA</i>	<i>Université de Bordj Bou Arreridj</i>
<i>Examineur :</i>	<i>N. Lebga</i>	<i>MCA</i>	<i>Université de Bordj Bou Arreridj</i>

**Année Universitaire 2019-2020**

## Remerciement

Tout d'abord, je remercie **ALLAH** le tout puissant de m'avoir donné le courage, la volonté, la santé et la patience de mener à terme ce présent travail.

Je tiens à souligner l'excellent remerciement à Messieurs **A.LATRECHE** mettre de conférence à l'université de Bordj Bou Arreridj pour l'honneur qu'il ma fait en proposant ce thème, m'encourageant et me dirigeant pour la bonne réalisation de ce domaine.

J'adresse mes sincères remerciements à Madame **N. Benchicheub**, mettre de conférence à l'universitaire de Bordj Bou Arreridj, pour l'intérêt qu'elle a porté a mon travail en me faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

Je remercie Madame **N. Lebga** maître de conférences à l'Université de Bordj Bou Arreridj, Pour son acceptation a examiné les travaux de cette thèse.

Enfin, je remercie toutes les personnes qui en ont fait un succès mémoire.

## ***DEDICACES***

*Je dédie ce travail à mes chers parents, à tous les membres de la famille et à tous les amis en particulier: Rahim, Islah, Zaki, Oussama, Mahfoud, Muhamed, Mustafa, Said et l'entraîneur Haltali Abdel Rahim.*

# Sommaire

---

## Sommaire

<b>Introduction Général.....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre I : théorie de contact Schottky</b>	
1 Introduction.....	2
2 Structure métal/semi-conducteur.....	2
2.1 Travail de sortie du métal.....	2
2.2 Affinité électronique du semi-conducteur .....	3
3 Formation de la barrière Schottky.....	4
4 Zone de charge d'espace.....	5
5 Abaissement de barrière par la force image ; effet Schottky.....	6
6 Mécanismes de transport du courant dans un contact M/S en Polarisation directe.....	8
6.1 Courant d'émission thermoïonique.....	9
6.2 Courant par effet tunnel.....	9
6.2.1 Courant émission par effet de champ ou effet tunnel pur (FE).....	10
6.2.1 Courant émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE).....	10
7 Mécanismes de transport du courant dans un contact M/S en Polarisation Inverse.....	10
7.1 Courant tunnel.....	11
7.1.1 Effet tunnel.....	11
7.1.2 Formule de Tsu –Esaki.....	12
7.1.3 Formules de Padovani et Stratton.....	13
7.1.3.1 L'émission par effet de champ ou effet tunnel pur (FE).....	13
7.1.3.2 L'émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE).....	13
7.2 Courant d'émission thermoïonique (TE).....	14
8 Le Semi-conducteur : Oxyde de Gallium $\beta$ -Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	14
8.1 Introduction.....	14
8.2 Propriétés de L'oxyde de Gallium.....	15

## Sommaire

---

8.2.1 Propriétés Cristallines.....	15
8.2.2 Propriétés électriques.....	15
<b>Chapitre II : Simulation et méthode de calcul</b>	
1 Modèle de la barrière Schottky en polarisation inverse.....	16
2 Détermination de la tension de transition.....	17
3 Méthode de Calcul du courant tunnel.....	18
3.1 Calcul de la valeur $U_{\max}$ .....	19
3.2 Calcul des points de rebroussement : $x_1$ et $x_2$ .....	20
3.3 Calcul du coefficient de transmission $T_{\text{WKB}}$ .....	21
3.4 Calcul de la densité du courant tunnel.....	22
<b>Chapitre III : Résultats et discussion</b>	
1 Densité du courant en fonction du voltage.....	23
2 Caractéristique $V_T - T$ .....	24
3 Effet de la concentration de dopage.....	26
4 Effet de la hauteur de barrière.....	27
5 Effet de la masse effective.....	30
6 Modélisation de la tension de transition inverse.....	31
<b>Conclusion Générale.....</b>	<b>35</b>
<b>Bibliographe.....</b>	<b>36</b>
<b>Résumé.....</b>	<b>38</b>

## Introduction générale

La phase bêta monoclinique de l'oxyde de gallium ( $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) devient l'un des matériaux les plus attractifs de ces dernières années, pour les appareils électroniques de puissance de nouvelle génération en raison de leurs excellentes propriétés matérielles pour les applications haute tension, par exemple le champ de claquage de 8 MV / cm, bande interdite de 4,8 eV, et le critère de Baliga qui est plus de 4 fois supérieur à ceux des autres matériaux à large bande interdite GaN et SiC. De plus, le matériau  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> est disponible sous forme de substrats  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> de haute qualité cultivés en utilisant les méthodes de fusion peu coûteuses. Les diodes Schottky à base de matériau  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> font l'objet de recherches préliminaires menées par plusieurs auteurs. Peu d'études ont traité le comportement électrique des diodes Schottky à base  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en utilisant un monocristal de  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> cultivé en utilisant plusieurs méthodes de croissance avec différentes orientations cristallines. Dans ces travaux, la plupart des auteurs ont étudié la conduction électrique dans des conditions de polarisation directe où le courant d'émission thermoïonique domine le courant total direct. Cependant, on ne sait pas encore quel mécanisme est dominant en polarisation inverse, et d'autres tentatives et études sont en cours pour analyser et comprendre l'origine des courants inverse importants indésirables qui ont été observés dans les diodes Schottky à semi-conducteurs à large bande interdite tels que SiC, GaN et  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, en raison des champs électriques élevés normalement rencontrés à l'interface métal / semi-conducteur.

Des chercheurs ont menées des études sur les caractéristiques inverses I-V de diodes Schottky à base de  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Ils ont constaté que le courant de fuite inverse s'accordait quelque fois bien avec le modèle tunnel (émission de champ thermoïonique (TFE)), et d'autre fois s'accordait bien avec le modèle d'émission thermoïonique (TE).

Dans ce travail, nous étudierons les mécanismes de conduction du courant de fuite inverse pour les diodes Schottky à base de  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> pour identifier les plages de température et de polarisation inverse, sur lesquelles ces diodes Schottky présentent un effet tunnel ou bien une émission thermoïonique, et proposer un modèle pour prédire la tension de transition inverse en fonction de la température, de la concentration de dopage et de la hauteur de barrière pour les diodes Schottky à base de  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Notre mémoire se présente principalement en trois chapitres. Dans le premier chapitre, nous présentons des généralités sur la structure Métal/Semi-conducteur et les mécanismes de transport dans ces jonctions en polarisation directe et inverse. Le deuxième chapitre est consacré aux différentes étapes de calcul du courant tunnel à travers la barrière Schottky en polarisation inverse et la méthode utilisée pour déterminer la tension de transition inverse entre le courant tunnel et le courant thermoïonique. Le dernier chapitre est consacré à la discussion des résultats obtenus où nous avons étudié l'influence de plusieurs paramètres sur la tension de transition inverse, tels que: la température, la hauteur de la barrière, la concentration de dopage et la masse effective. Un modèle analytique est présenté pour prédire la tension de transition inverse entre le courant thermoïonique et le courant tunnel en fonction de ces paramètres. Enfin, nous terminerons notre travail par une conclusion générale.

## 1 Introduction

La diode Schottky est un simple contact métal/semi-conducteur (M/SC), bien que cette dernière été découverte en 1874 par F.BRAUN, elle reste l'intérêt d'études et de recherche jusqu'à nos jours, grâce à ses nombreuses applications dans différents domaines, notamment le domaine de la micro-électronique et l'optoélectronique [1].

## 2 Structure métal/semi-conducteur

La structure métal-semi-conducteur (M/SC) est le dispositif unipolaire le plus simple à base d'un grand nombre de structures électroniques plus complexes.

Un dispositif unipolaire veut dire qu'on a un seul type de porteurs (électrons ou trous) participe de façon importante à la conduction du courant et détermine les conditions de fonctionnement du dispositif.

Souvent l'application d'une tension sur une structure (M/SC) produit une caractéristique courant-tension (I-V) non symétrique, La structure se comporte comme un redresseur : C'est une diode Schottky [2].

Pour l'étude de la jonction métal/semi-conducteur, il faut connaître deux paramètres essentiels :

- a- Le travail de sortie du métal
- b- L'affinité électronique de semi-conducteur

### 2.1 Travail de sortie du métal

Dans le métal, l'électron de conduction est soumis à un ensemble de forces d'interaction dont la résultante est nulle. Il en résulte que cet électron est libre de se déplacer, sous l'action d'un champ appliqué par exemple. Quand l'électron atteint la surface du métal, la compensation des forces d'interaction entre-elles n'est plus totale, l'électron est retenu à l'intérieur du métal. Pour extraire cet électron, il faut lui fournir de l'énergie.

Au zéro degré absolu, tous les électrons libres sont situés dans la bande de conduction au-dessous du niveau de Fermi. Il en résulte que l'énergie minimum qu'il faut fournir à un électron situé au niveau de Fermi pour l'arracher du métal et l'amener au niveau du vide NV [2]. Cette quantité est appelée travail de sortie du métal  $q\phi_m$  (Figure I.1). Le travail de sortie d'un métal donné par :

$$q\phi_m = NV - E_F \quad (I.1)$$

On note que  $q\phi_m$  : est une constant physique du métal considéré.

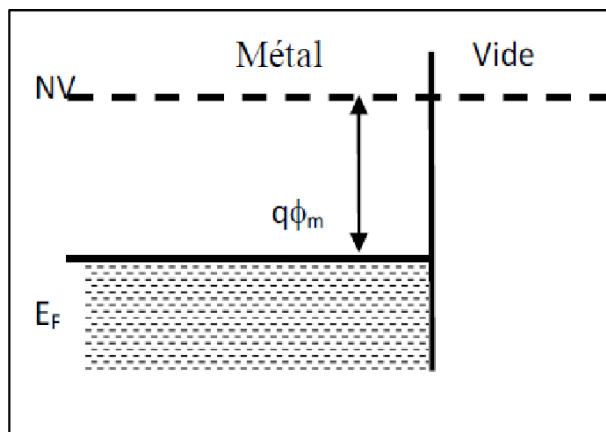


Figure I.1 - Diagramme énergétique d'un métal [1].

Le tableau (I.1) donne les travaux de sortie de quelques métaux :

Métal	Cu	Au	Ni	Fe	W	Ti	Cr
$q\phi_m$ (eV)	5,10	5,47	5,22	4,4	4,55	4,33	4.6

Tableau I.1 - Travail de sortie de quelques métaux [1].

## 2.2 Affinité électronique du semi-conducteur

Dans les semi-conducteurs et les isolants, le travail de sortie est défini de la même manière, cependant pour les semi-conducteurs la position du niveau de Fermi  $E_F$  dépend du dopage. Sauf pour les semi-conducteurs dégénérés, il n'y a pas d'électrons au niveau de Fermi. On définit l'affinité électronique  $q\chi_s$  comme l'énergie qu'il faut fournir à un électron situé dans le bas de la bande de conduction pour l'amener au niveau du vide (NV) [3], (Figure I.2) donc :

$$q\chi_s = NV - E_C \tag{I.2}$$

$$q\phi_s = NV - E_F \tag{I.3}$$

$q\phi_s$ : Le travail de sortie d'un semi-conducteur.

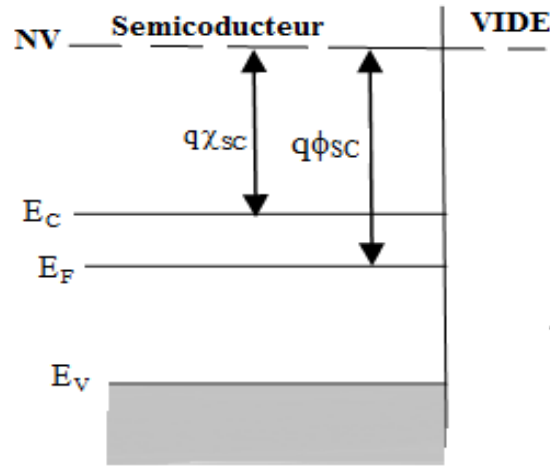


Figure I.2 - l’affinité électronique et le travail d’extraction [3].

Le tableau (I.2) donne l’affinité électronique de quelques semi-conducteurs :

Semi-conducteur	Si	Ge	Al-As	Ga-As
$q\chi_s$ (eV)	4,01	4,13	3,5	4,07

Tableau I.2 - Affinité électronique de quelques semi-conducteurs [3].

### 3 Formation de la barrière Schottky

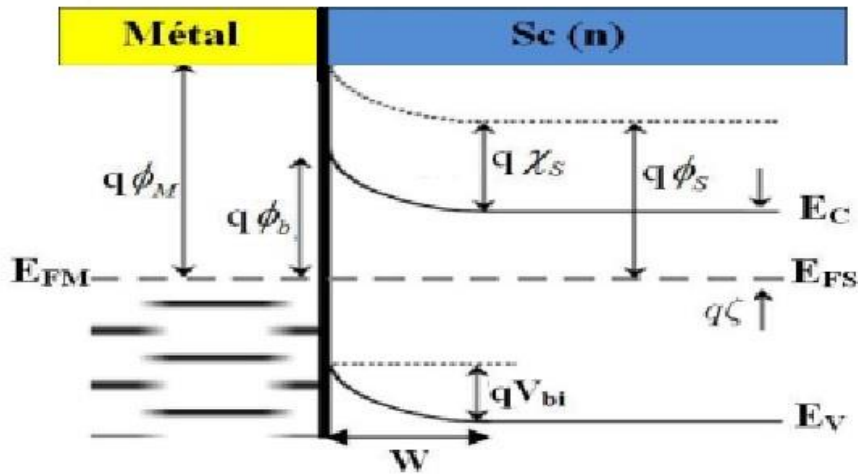
Quand un métal mis en contact avec un semi-conducteur, et quand le travail de sortie du métal est supérieur au travail de sortie du semi-conducteur ( $q\phi_m > q\phi_s$ ), le semi-conducteur perd des électrons qui s’accumulent à la surface du métal et une charge d’espace positive provenant des donneurs ionisés apparaît dans le volume du semi-conducteur. La neutralité électrique est obtenue par une charge négative créée par l’accumulation des électrons à la surface du métal. Un équilibre s’établit dès que les niveaux de fermi des deux matériaux sont alignés. Lorsque, à température constante la redistribution des charges est terminée, la barrière de potentiel est fixée. La barrière de potentiel ( $q\phi_b$ ), vue de côté du métal [4,5].

Le diagramme énergétique du contact métal/semi-conducteur (type n) à l’équilibre thermodynamique est représenté sur la figure (I.3).

Dans le cas idéal d’absence d’états d’interfaces, ce contact crée une discontinuité de potentiel en surface appelée barrière de potentiel, qui est donnée en règle générale par la différence du travail de sortie du métal ( $q\phi_m$ ) et de l’affinité électronique du semi-conducteur ( $q\chi_s$ ) :

$$q\phi_b = q(\phi_m - \chi_s) \tag{I.4}$$

Il est clair que la création d’une barrière d’énergie va limiter la conduction à travers la structure métal/semi-conducteur. Un effet diode peut être attendu.



**Figure I.3** - Diagramme des bandes d'énergie à l'équilibre thermodynamique d'une structure Métal/Semi-conducteur (n) dans le cas où  $(q\phi_m > q\phi_s)$  [6].

La hauteur de barrière Schottky ( $q\phi_b$ ) est le paramètre le plus important dans le contact métal/semi-conducteur, il détermine le comportement électrique de deux contacts (ohmique et Schottky). La barrière de potentiel est l'énergie nécessaire pour qu'un électron dans le métal puisse pénétrer dans le semi-conducteur.

#### 4 Zone de charge d'espace

La courbure des bandes d'énergie du semi-conducteur se produit dans une zone d'énergie variant de tel que représentée sur la figure (I.3) correspond au potentiel interne ( $qV_{bi}$ ) à l'équilibre thermodynamique. C'est cette barrière que doivent vaincre les électrons de la bande de conduction du semi-conducteur pour passer dans le métal [7].

Pour déterminer la zone de charge d'espace, nous repartons de l'équation de Poisson:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = - \frac{\rho}{\epsilon_s} \tag{I.5}$$

Avec  $\rho$  : la densité de charge dans la zone de charge d'espace.

Et  $\epsilon_s$  : la permittivité absolue du semi-conducteur.

Pour des contacts où le semi-conducteur est de type (n), sous l'approximation du contact abrupt ( $\rho \approx q N_D$  pour  $x < w$  et  $\rho \approx 0$ , le champ  $E \approx 0$  pour  $x > w$ ) On obtient :

- La largeur de la zone de charge d'espace  $W$ , sans polarisation est développée comme suit :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_D} \left( V_{bi} - \frac{k_B T}{q} \right)} \quad (\text{I.6})$$

Où  $k_B$  est la constante de Boltzmann.

- Le champ électrique dans la zone de déplétion :

$$|\xi(x)| = \frac{qN_D}{\varepsilon_s} (w - x) = \xi_m - \frac{qN_D x}{\varepsilon_s} \quad (\text{I.7})$$

- Le potentiel dans la zone de déplétion :

$$E_c(x) = q\phi_b - \frac{q^2 N_D}{\varepsilon_s} \left( Wx - \frac{x^2}{2} \right) \quad (\text{I.8})$$

- Lorsque la diode est polarisée par une tension  $V$ , la formule (I.6) devient simplement :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_D} \left( V_{bi} - V - \frac{k_B T}{q} \right)} \quad (\text{I.9})$$

- La densité de charge par unité de surface à l'équilibre thermodynamique s'exprime selon :

$$Q_{sc} = q N_D W = q N_D \sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_D} \left( V_{bi} - V - \frac{k_B T}{q} \right)} \quad (\text{I.10})$$

- La différence en énergie entre le niveau de Fermi du semi-conducteur et le niveau bas de la bande de conduction loin dans le substrat est notée  $q\zeta$ , sa valeur est donnée par :

$$q\zeta = k_B T \ln \frac{N_C}{N_D} \quad (\text{I.11})$$

$N_D$  la densité des porteurs,  $N_C$  est la densité d'états électroniques dans la bande de conduction.

## 5 Abaissement de barrière par la force image ; effet Schottky

La hauteur de la barrière  $\phi_B$  du côté métal n'est pas exactement constante mais un peu affectée par la tension appliquée. Un abaissement de  $\phi_B$  est observé à cause de l'effet miroir. Des charges produites dans le métal par les électrons dans le semi-conducteur. L'étude statistique montre que lorsqu'une charge est au voisinage d'un métal parfait, une charge image « miroir » de même valeur mais de signe opposé est créée à l'intérieur du métal à une distance égale à la distance qui sépare la surface du conducteur de la charge initiale. Par conséquent, la charge du semi-conducteur est attirée par le métal ce qui abaisse la barrière de potentiel  $\phi_B$  [8].

Le métal attire les électrons de semi-conducteur par une force coulombienne :

$$F = - \frac{q^2}{16\pi\varepsilon_0} \frac{1}{x^2} \quad (\text{I.12})$$

Le travail (l'énergie) fourni par cet électron pour arriver de l'infini jusqu'à la position  $x$ , est :

$$E(x) = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0} \frac{1}{x} \quad (I.13)$$

Sous l'action d'un champ électrique appliqué,  $\xi(x)$ , l'énergie potentielle totale est :

$$E_p(x) = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0} \frac{1}{x} - q\xi x \quad (I.14)$$

Cette équation a une maximale ; la distance maximale  $x_m$  et l'abaissement de barrière  $\Delta\phi_B$  sont déterminés par la condition :  $\frac{dE_p}{dx} = 0$ , donc :

$$x_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0\xi}} \quad (I.15)$$

$$\Delta\phi_B = \sqrt{\frac{q\xi}{4\pi\epsilon_0}} = 2\xi x_m \quad (I.16)$$

Le champ électrique varie linéairement en fonction de  $x$ . Dans ce cas, le calcul de l'abaissement de barrière se complique beaucoup.

Il suffit par contre de faire l'hypothèse que la valeur de  $x_m$  est suffisamment faible devant  $W$  pour que le champ électrique puisse être considéré constant et pratiquement égal à sa valeur maximale, à l'interface métal semi-conducteur,  $\xi_m$  est donné par :

$$\xi_m = \sqrt{2qN_D(\phi_b - \zeta + V_R)/\epsilon_s} \quad (I.17)$$

En substituant  $\xi_m$  dans l'équation (I.16) on obtient :

$$\Delta\phi_B = \sqrt{\frac{q\xi_m}{4\pi\epsilon_s}} = \left[ \frac{q^2 N_D}{8\pi^2 \epsilon_s^3} (\phi_b - \zeta + V_R) \right]^{1/4} \quad (I.18)$$

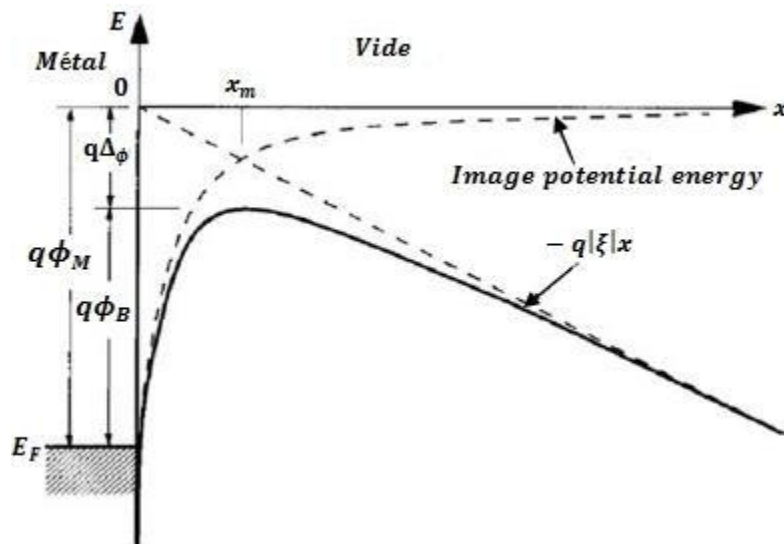
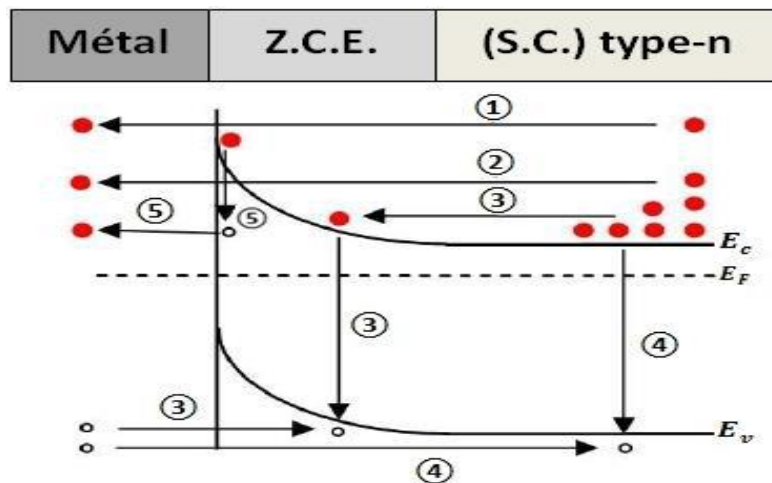


Figure I.4 - L'abaissement de la barrière Schottky par effet Schottky [8].

## 6 Mécanismes de transport du courant dans un contact M/S en Polarisation directe

Dans une jonction métal /semi-conducteur, le transport du courant peut se faire selon les cinq mécanismes représentés sur la figure (I.5)



**Figure I.5** – modes de transport des électrons dans un contact métal/semi-conducteur type (n) polarisée en direct [9].

1. Passage d'électrons qui possèdent une grande énergie (dits électrons chauds) du semi-conducteur dans le métal, par-dessus de la barrière. Deux modèles rendent compte du phénomène : le modèle thermoïonique et le modèle de diffusion, le premier étant prépondérant dans les semi-conducteurs à grande mobilité et le second dans les semi-conducteurs à faible mobilité.
2. Passage des électrons à travers la barrière par effet tunnel.
3. Génération-recombinaison dans la ZCE. En polarisation direct, ce mécanisme correspond à la recombinaison dans la ZCE d'un électron venant du semi-conducteur avec un trou du venant du métal.
4. Injection de porteurs minoritaires. Un trou du métal se recombine avec un électron du semi-conducteur dans la zone quasi neutre du semi-conducteur.
5. Courant de recombinaison sur les états d'interfaces. Les électrons du semi-conducteur sont piégés au niveau d'un centre d'interface vide puis ils passent par effet tunnel dans le métal.

Le courant tunnel et thermoïonique sont en général les deux courants prépondérants selon le contact réalisé. Pour les forts dopages ( $> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), le courant passe essentiellement à travers de la barrière par effet tunnel. Le contact réalisé est alors ohmique. Pour des dopages faibles ( $< 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) et lorsque le contact est redresseur [9].

6.1 Courant d'émission thermoïonique

La théorie de qui modélise le courant thermoïonique est basée sur les suppositions suivantes [10,11]:

- 1-  $q\phi_b \gg KT$
- 2- L'équilibre thermique est établi dans le plan qui détermine l'émission de porteurs de charges.
- 3- Le passage du courant n'affecte pas la concentration des porteurs.

La densité de courant par d'émission thermoïonique dans le contact M/SC et donnée par :

$$J = J_S \left( \exp\left(\frac{qV}{K_b T}\right) - 1 \right) \tag{I.19}$$

Avec  $J_S$  : la densité du courant de saturation

$$J_S = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{K_b T}\right) \tag{I.20}$$

$A^*$  est la constante effective de Richardson donnée par la relation :

$$A^* = \frac{4\pi q m_e k_B^2}{h^3} \tag{I.21}$$

$m_e$  : est la masse effective de l'électron.

$h$  : est la constante de Planck.

6.2 Courant par effet tunnel

En général, il existe deux modes de transport par effet tunnel à travers la barrière Schottky (figure I.6) [12].

- 1. émission thermoïonique assisté par effet de champ (TFE) qui dépend de la température.
- 2. Emission par effet de champ (FE) qui dépend du dopage, ce type d'émission et propre aux semi-conducteurs dégénérés.

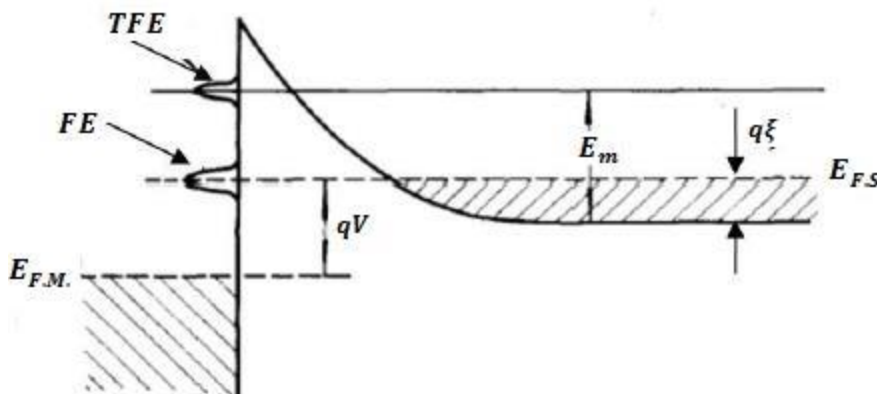


Figure I.6 - Emission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE) et émission de champ (FE) sous une polarisation directe [12].

### 6.2.1 Courant émission par effet de champ ou effet tunnel pur (FE)

L'émission par effet de champ n'est observée que dans les semi-conducteurs fortement dopés ou dégénérés et à basses températures. Le courant est formé d'électrons ayant des énergies proches de l'énergie de Fermi du semi-conducteur [13].

La densité de courant direct transitant par effet de champ à travers la barrière donnée :

$$J = J_s \exp\left(\frac{qV}{E_{00}}\right) \quad (\text{I .22})$$

$E_{00}$  : représente l'énergie caractéristique du semi-conducteur relative à la probabilité de transmission par effet tunnel :

$$E_{00} = \frac{qh}{2} \sqrt{\frac{N_D}{m_e^* \epsilon_s}} \quad (\text{I .23})$$

### 6.2.2 Courant émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE)

Dès que la température augmente, les électrons ont une énergie supérieure à l'énergie de Fermi du semi-conducteur et inférieure à celle nécessaire pour passer au-dessus de la barrière.

La densité du courant est donnée par la formule suivante :

$$J_{TFE} = J'_s \exp\left(\frac{q\zeta}{K_B T} - \frac{q(\phi_b - \zeta)}{E_0}\right) \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \quad (\text{I .24})$$

$$E_0 = E_{00} \cosh\left(\frac{E_{00}}{K_B T}\right) \quad (\text{I .25})$$

Le rapport  $E_{00}/K_B T$  à température donnée permet de déterminer le mécanisme majoritaire d'injection du courant. En effet, pour  $E_{00}/K_B T \ll 1$ , l'émission thermoïonique (TE) est prépondérante alors que pour  $E_{00}/K_B T \gg 1$  c'est l'émission par effet de champs (FE) qui domine, et lorsque  $E_{00} \approx K_B T$  c'est l'émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE) qui domine et se combine avec (TE) et (FE) [13].

## 7 Mécanismes de transport du courant dans un contact M/S en Polarisation Inverse

La polarisation inverse de celle-ci possède aussi quatre mécanismes de transport qui donnent le courant de fuite. Ces quatre mécanismes qui sont schématisés dans la figure(I.7) sont :

1. Emission Thermoïonique.
2. Emission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE).
3. Emission par effet de champ ou effet tunnel pur (FE).
4. Génération dans la zone de déplétion.

Parmi ces quatre mécanismes de transport, l'émission thermoïonique et l'émission thermoïonique assistée par effet de champ sont prépondérants dans le cas de la diode Schottky.

L'effet de surface et les défauts peuvent produire un courant de fuite qui s'ajoute à ces quatre mécanismes de transports [14].

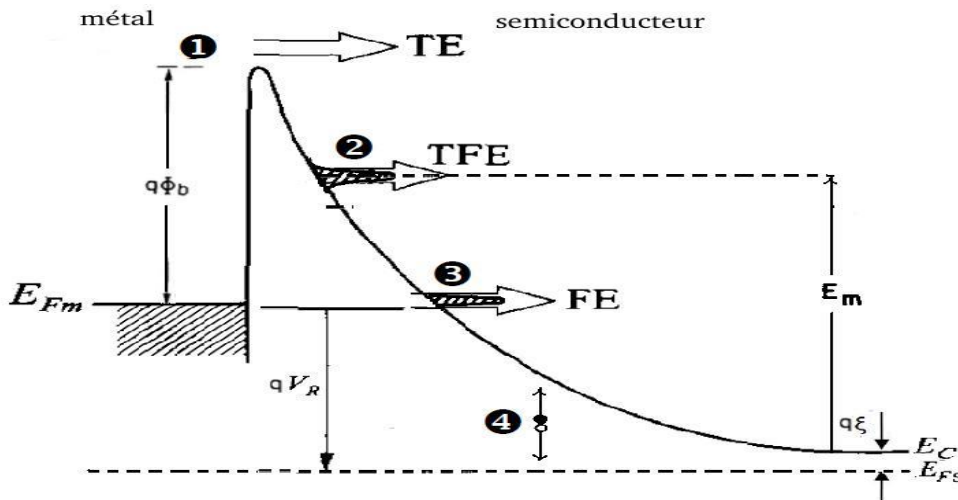


Figure I.7 - Mécanismes de transport des charges à travers une barrière Schottky sous Polarisation Inverse [14].

### 7.1 Courant tunnel

Ce phénomène est caractérisé par un passage des porteurs de charge à travers la barrière par effet tunnel quantique lorsque leur énergie n'est pas suffisante pour la surmonter, et lorsque cette barrière est suffisamment mince. En effet, lorsque le dopage du semi-conducteur augmente, la courbure de la bande à l'interface s'accroît, et la largeur de la zone de charge d'espace se réduit de manière à faciliter le passage des électrons à travers la barrière en question [12].

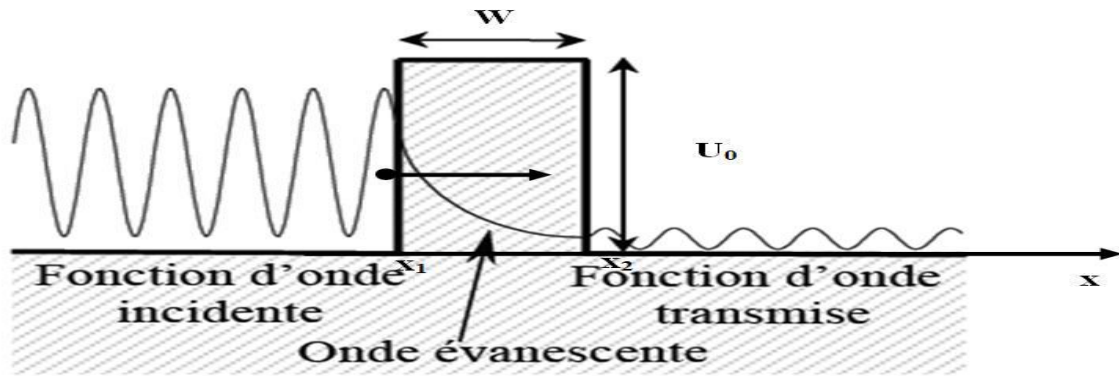
#### 7.1.1 Effet tunnel

Considérons un potentiel rectangulaire  $U(x)$  s'annulant pour  $x \rightarrow \pm\infty$ , possédant un maximum unique  $U_0$  (Figure I.8), et une particule d'énergie  $0 < E < U_0$ . La trajectoire classique possède deux points de rebroussement "Turning points"  $x_1$  et  $x_2$ .

Supposons que la particule arrive de la région  $x \rightarrow -\infty$  en se propageant vers la droite.

Une particule classique serait renvoyée en  $x = x_1$  par la barrière de potentiel, mais une particule quantique possède une probabilité non nulle de franchir la barrière. En effet, la fonction d'onde ne s'annule pas dans la région  $x_1 \leq x \leq x_2$ , et il est possible de la raccorder à une onde plane dans la région  $x > x_2$ . Le phénomène est analogue à celui d'une onde évanescente en optique.

Le problème est donc de calculer le coefficient de transmission (transparence)  $T(E)$  qui est la probabilité que la particule réussisse à traverser ce potentiel [15].



**Figure I.8** - Fonction d'onde d'un porteur d'énergie E, évoluant dans une structure rectangulaire (la fonction d'onde réfléchi n'est pas représentée) [15].

Dans cette section, nous allons utiliser la méthode d'approximation Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) pour calculer le coefficient de transmission.

La méthode Wentzel-Kramers-Brillouin permet le calcul quasi-classique de la transparence d'une barrière de potentiel quelconque. Ce formalisme développé en 1926 [15] repose sur l'idée que la mécanique quantique tend vers la mécanique classique quand  $\hbar$  tend vers zéro.

L'approche WKB a pour principal avantage le fait d'être analytique quel que soit le profil de potentiel. La condition nécessaire pour que cette approche soit applicable au calcul de la transparence est que l'énergie potentielle doit varier lentement à l'échelle de la longueur d'onde des porteurs incidents.

Le coefficient de transition  $T_{WKB}$  :

$$T_{WKB} = \exp\left(-\int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{1/2} (U(x) - E)^{1/2} dx\right) \tag{I.26}$$

**7.1.2 Formule de Tsu -Esaki**

Tsu et Esaki ont pu développer l'équation du courant tunnel (équation (I.27)) qui devient simple, très prédominante et presque la plus utilisée pour la description du courant tunnel, elle est connue sous le nom de l'expression de Tsu–Esaki [14]. En effet, En supposant que le coefficient de transmission  $T(E)$  ne dépend que de  $E_x$  et en intégrant  $f_m$  et  $f_s$ .

Le courant tunnel total est donné par l'équation :

$$J_{tu} = \frac{A^*T}{K_B} \int_{E_{min}}^{U_{max}} T(E_x)N(E_x)dE_x \tag{I.27}$$

Avec  $T(E_x)$  est le coefficient de transmission et  $N(E_x)$  est la fonction d'offre (supply function) qui reflète la différence dans les nombres d'occupation sur les deux côtés des barrières tunnel définie par :

$$N(E_x) = \ln \left( \frac{1 + \exp(-q\zeta - E_x/K_B T)}{1 + \exp(-q\zeta - qV - E_x/K_B T)} \right) \quad (\text{I.28})$$

$E_{\min}$  Dans l'équation (I.27) désigne l'énergie minimale pour laquelle l'effet tunnel se produit,  $U_{\max}$  l'énergie maximale du profil de la barrière de potentiel considéré,  $V$  la tension appliquée aux bornes de la jonction et  $T$  la température.

L'équation (I.27) néglige les processus de phonon, c'est à dire, le vecteur d'onde transversal,  $k$  est supposé être conservée pour des particules à effet tunnel. Dans la dérivation de l'équation (I.27), un certain nombre d'approximations ont été faites. Les approximations sont très souvent faites dans le traitement de la barrière Schottky et ne sont pas susceptibles de causer des erreurs importantes [14].

### 7.1.3 Formules de Padovani et Stratton

En pratique, une solution analytique approximative de l'équation (I.27) est proposée par Padovani et Stratton sans prendre en considération l'effet de la force image, les deux modes de transport mis en évidence sont [12]:

- par effet de champ ou effet tunnel pur (FE)
- L'émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE)

#### 7.1.3.1 L'émission par effet de champ ou effet tunnel pur (FE) :

Cette émission est manifestée dans le cas des semi-conducteurs fortement dopés (ou Dégénérés) et dans le régime des basses températures et le passage est proche de l'énergie de Fermi du métal [12], la figure (I.7).

La densité de courant d'émission par effet de champ (FE) est donnée par :

$$J_{FE} = A^* \left( \frac{E_{00}}{K_B} \right)^2 \left( \frac{\phi_b + V_R}{\phi_b} \right) \exp \left( - \frac{2q \phi_b^{3/2}}{3 E_{00} \sqrt{\phi_b + V_R}} \right) \quad (\text{I.29})$$

La température maximale pour laquelle l'équation (I.29) est applicable est donnée par la condition:

$$k_B T < \left\{ E_{00}^{-1} \left[ \phi_b / (\phi_b - V) \right]^{1/2} + (-0.5qE_{00}V)^{1/2} \right\}^{-1} \quad (\text{I.30})$$

#### 7.1.3.2 L'émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE) :

C'est émission spécifique aux porteurs chauds franchissant le sommet de la barrière par effet tunnel [12].

La densité de courant d'émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE) est décrite par :

$$J_{TFE} = \frac{A^* T}{K_B} \sqrt{\pi E_{00} q \left( V + \frac{\phi_b}{\cosh^2(E_{00}/TK_B)} \right)} \exp \left( \frac{-q\phi_b}{E_0} \right) \exp \left( \frac{qV}{\varepsilon'} \right) \quad (\text{I.31})$$

Avec :

$$\varepsilon' = \frac{E_{00}}{(E_{00}/K_B T) - \tanh(E_{00}/K_B T)} \quad (\text{I.32})$$

La tension de polarisation de transition minimale entre l'émission thermoïonique et l'émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE) est donnée par la condition suivante:

$$-V_R > \phi_b + \frac{3E_{00} \cosh^2(E_{00}/K_B T)}{2q \sinh^3(E_{00}/K_B T)} \quad (\text{I.33})$$

## 7.2 Courant d'émission thermoïonique (TE)

Le processus de transport d'émission thermoïonique est prépondérant aux faibles tensions. L'émission des charges est fortement dépendante de la température, [14] et la densité de courant peut se déduire à partir de l'équation (I.28) en intégrant sur des énergies supérieures à la barrière Schottky et en mettant  $T(E_x) = 1$ :

$$J_s = A^* T^2 e^{\left(\frac{-q\phi_b}{K_B T}\right)} \quad (\text{I.34})$$

Avec  $A^*$  : la constante de Richardson.

$K_B$  : la constante de Boltzmann.

$T$  : température absolue.

L'équation (I.32) ne prend pas en compte l'effet Schottky, à savoir la diminution de la hauteur de la barrière causée par l'effet de la force image en présence d'un champ électrique.

Tenant compte de cet effet, l'équation devient :

$$J_s = A^* T^2 e^{\left(\frac{-q(\phi_b - \Delta\phi)}{K_B T}\right)} \quad (\text{I.35})$$

Avec  $\Delta\phi$  est l'abaissement de barrière de potentiel donné par la formule :

$$\Delta\phi = \left[ \frac{q^3 N_D}{8 \pi^2 \epsilon_s^3} (\phi_b - \zeta + V_R) \right]^{1/4} \quad (\text{I.36})$$

## 8 Le Semi-conducteur :L'oxyde de Gallium $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$

### 8.1 Introduction

L'oxyde de gallium ( $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ ) est un semi-conducteur avec des propriétés très intéressantes pour les applications à haute fréquence, puissance température.

L'oxyde de gallium présente une énergie de gap supérieur à presque tous les autres semi-conducteurs, une grande tension de claquage, une grande vitesse de saturation et une grande conductivité thermique [16].

Les propriétés électroniques et optiques du l'oxyde de gallium ont permis plusieurs applications électroniques et optoélectroniques dans plusieurs domaines : microstructure, composants optoélectroniques, applications à hautes températures, applications à haut taux de radiation, et composants à haute puissance [16,17].

8.2 Propriétés du L'oxyde de Gallium

8.2.1 Propriétés Cristallines

L'oxyde de gallium  $Ga_2O_3$  est un composé III2–VI3. Il existe sous 5 différentes formes cristallines ( $\beta$ - $\alpha$ - $\gamma$ - $\delta$ - $\epsilon$ ). La plus stable est sa phase  $\beta$ . Sa maille est alors monoclinique composée de 8 atomes de gallium et 12 atomes d'oxygène avec deux types d'atomes gallium (Ga I et Ga II) et trois types d'atomes oxygène (OI, OII et OIII). La maille primitive est ainsi composée de 4 structures  $Ga_2O_3$ . L'atome Ga I est en site tétraédrique et relié aux atomes d'oxygène OII et OIII tandis que le Ga II est en site octaédrique et lié aux trois différents atomes d'oxygène [16, 17,18]. Son plan le plus dense est le (-201) illustré en couleur rose sur la figure (I.9)

Les paramètres de maille sont les suivants :

$$a = 12,23 \text{ \AA}, b = 3,04 \text{ \AA}, c = 5,80 \text{ \AA}, \beta = 103,7^\circ$$

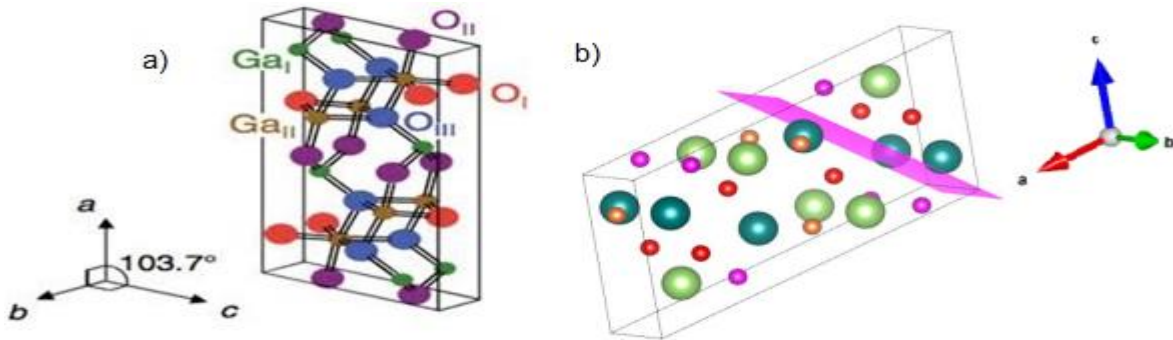


Figure I.9 - a) La maille du l'oxyde de gallium ( $\beta$ - $Ga_2O_3$ ), b) plan préférentiel de croissance (-201) [17,18].

8.2.2 Propriétés électriques

La technologie moderne s'est intéressée à l'étude de l'oxyde de gallium car il contient une bande gap large qui à son tour offre plusieurs propriétés électrique et optiques qui l'ont rendu plus intéressé que ses homologues d'autres semi-conducteurs [16,17].

Le tableau (I.3) présente quelques propriétés physiques de l'oxyde de gallium ( $\beta$ - $Ga_2O_3$ ) comparé avec d'autres semi-conducteurs :

Semi-conducteur	Band gap (eV)	Mobilité des électrons ( $cm^2/V_s$ )	Tension de claquage (MV/cm)	Constante diélectrique $\epsilon$	Conductivité thermique	Vitesse de saturation $V_s$ ( $10^7 cm/s$ )
Si	1,1	1480	0,3	11,8	1,5	1
GaAs	1,43	8400	0,4	12,9	0,5	1,2
GaN	3,4	1250	3,3	9	2,3	2,5
4H-SiC	3,25	1000	2,5	9,7	4,5	2
$\beta$ - $Ga_2O_3$	4,85	300	8	8	0,1-0,3	1,8-2
Diamant	5,5	2000	10	10	20	1

Tableau I.3 - Quelques propriétés physiques  $\beta$ - $Ga_2O_3$  comparé avec d'autres semi-conducteurs [17, 18].

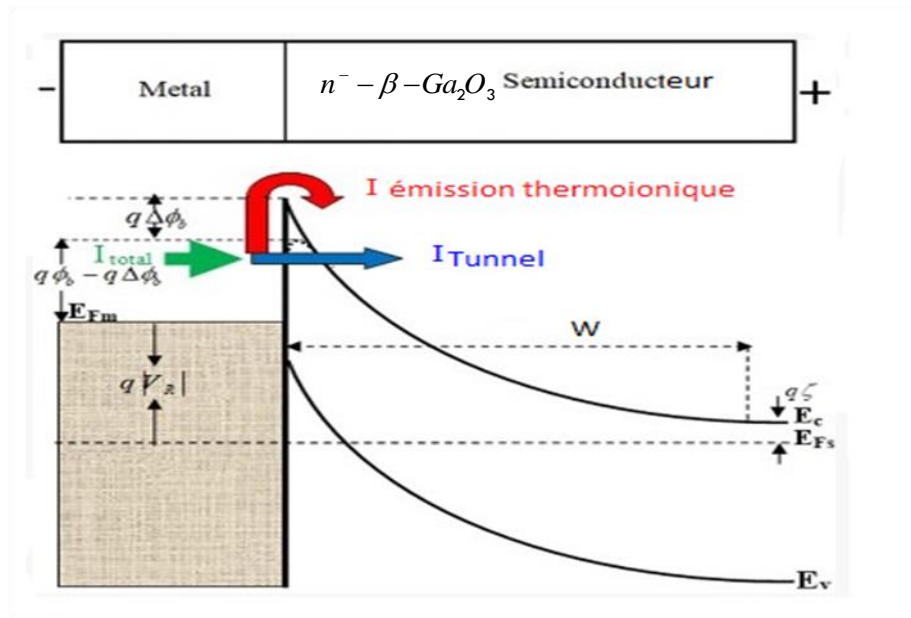
## 1 Modèle de la barrière Schottky en polarisation inverse

Le profil de la barrière du contact métal/semi-conducteur est représenté sur la figure (II.1). Le courant total qui circule dans la diode Schottky est la somme du courant tunnel et thermoïonique. La barrière d'énergie  $U(x)$  est en fonction de la distance  $x$  (l'origine  $x = 0$  est localisée à l'interface du contact). Cette barrière est mesurée en respectant l'énergie basse de la bande de conduction dans la région neutre du semi-conducteur et elle a l'expression:

$$U(x) = \frac{q^2 N_D}{2 \epsilon_S} (W - x)^2 - \frac{q^2}{16 \pi \epsilon_S x} \quad (\text{II.1})$$

Où  $N_D$  est la concentration de dopage (type n),  $\epsilon_S$  est la permittivité du semi-conducteur,  $W$  est la largeur de la zone de déplétion qui dépend de la tension appliquée ( $V_R$ ) au contact Schottky et de la hauteur de barrière ( $\phi_b$ ) donnée par :

$$W = \sqrt{\frac{2 \epsilon_S}{q N_D} (\phi_b - \zeta - V)} \quad (\text{II.2})$$



**Figure II.1** - profil de la barrière Schottky sous polarisation inverse en tenant compte de l'effet de la force image. Le courant total est la somme de courant d'émission thermoïonique et le courant tunnel.

Le premier terme de l'équation (II.1) est la forme parabolique conventionnelle de la barrière Schottky à l'interface.

Le deuxième terme est le potentiel de la force image additionné à la composante de la zone de déplétion. La position  $x_{max}$  qui correspond à la valeur maximale  $U_{max}$  du profil de l'énergie de potentiel est donnée par la résolution de cette équation :

$$\frac{dU(x)}{dx} = \frac{q^2}{16 \pi \epsilon_S x_{max}^2} - \frac{q^2 N_D}{\epsilon_S} (W - x_{max}) = 0 \quad (\text{II.3})$$

## 2 Détermination de la tension de transition

Pour déterminer la tension de transition entre le courant d'émission thermoïonique et le courant tunnel il suffit de mettre l'égalité entre les deux courants, pour cela on utilise l'organigramme suivant :

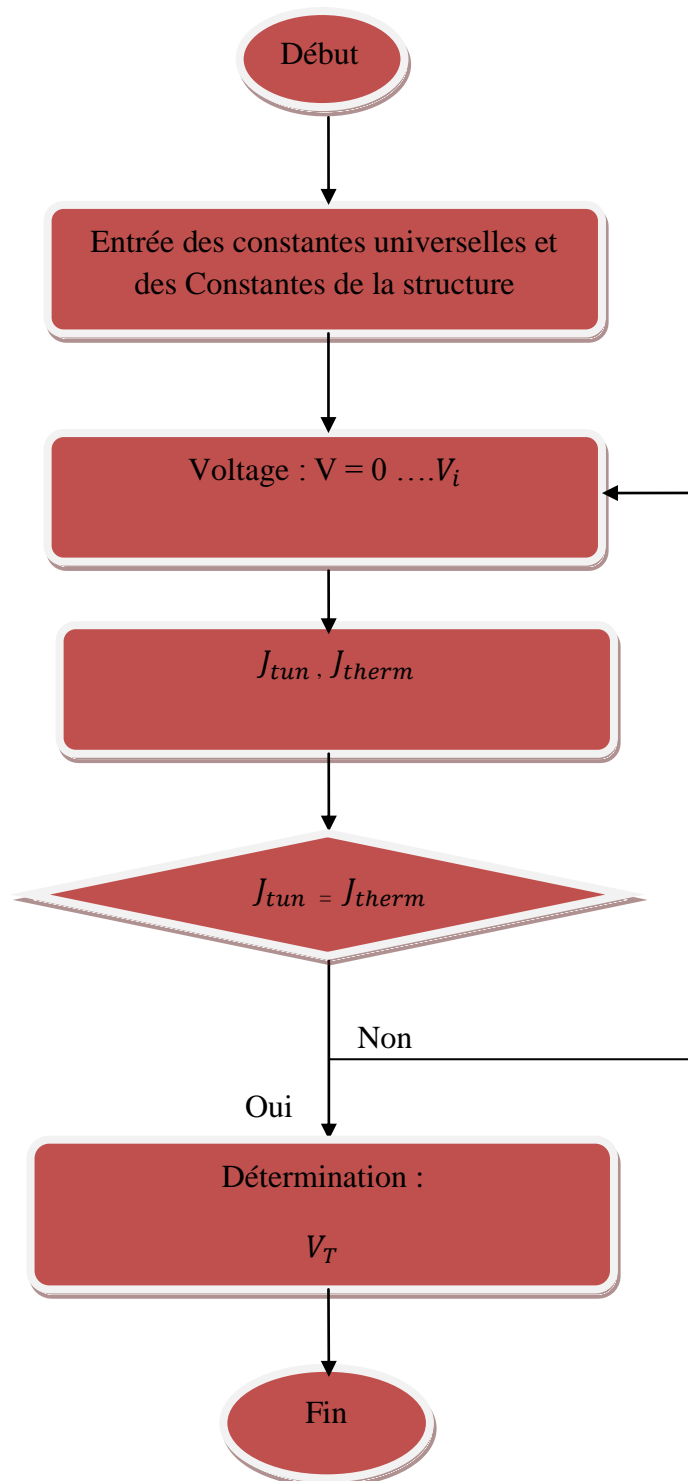


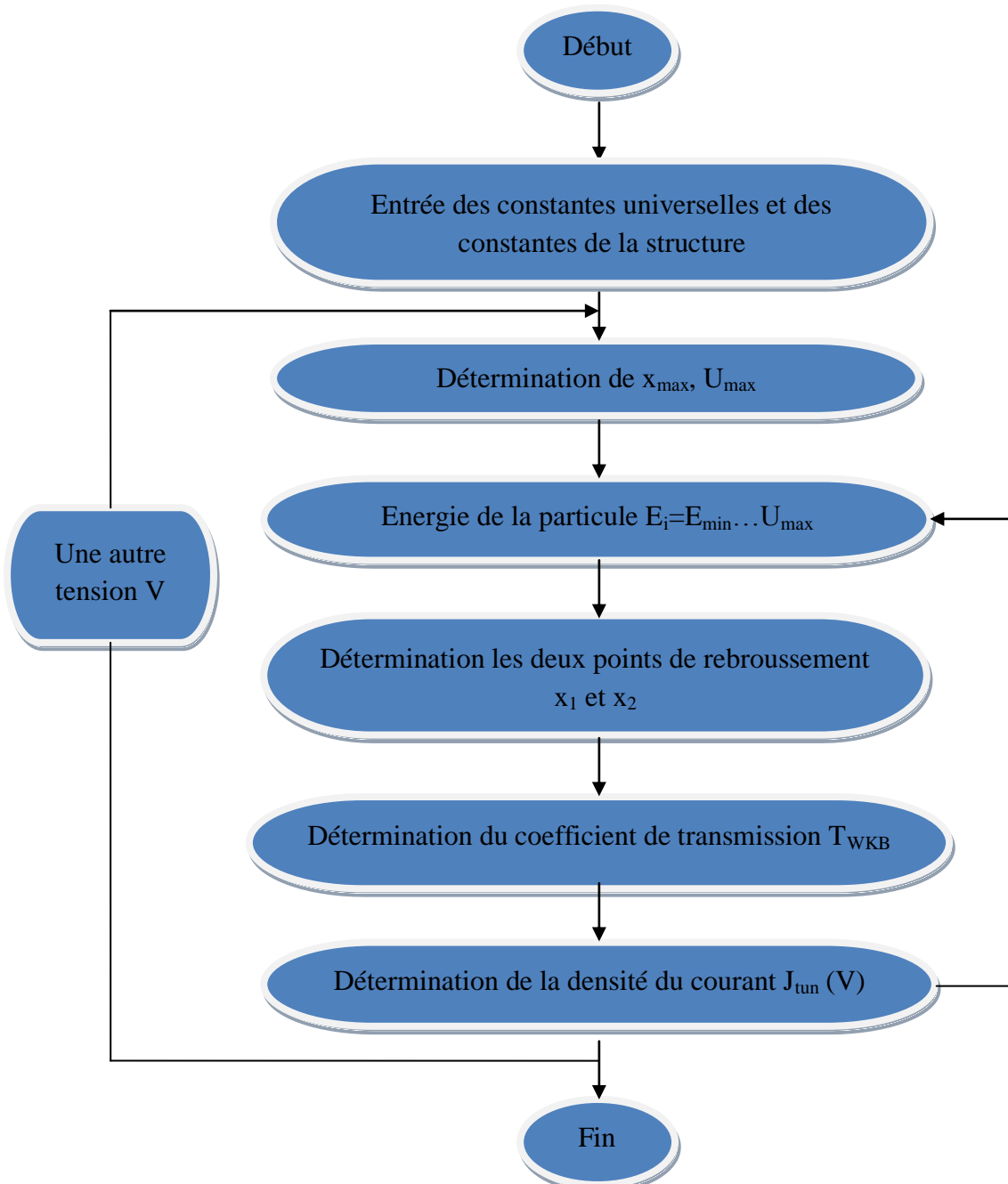
Figure II.2 - Organigramme pour le calcul de la tension de transition.

### 3 Méthode de Calcul du courant tunnel

Dans notre travail nous s'intéressons au courant tunnel en polarisation inverse, en particulier par le modèle de Tsu-Esaki. La densité de courant tunnel qui traverse la barrière Schottky est donnée par l'équation :

$$J_{tun} = \frac{A^*T}{K_B} \int_{E_{min}}^{U_{max}} T(E_x) \ln \left( \frac{1 + \exp(-q\zeta - E_x/k_B T)}{1 + \exp(-q\zeta - qV - E_x/k_B T)} \right) dE_x \quad (II.4)$$

Pour calculer la densité de courant tunnel donnée par l'équation (II.4), nous avons suivi l'Organigramme suivant :



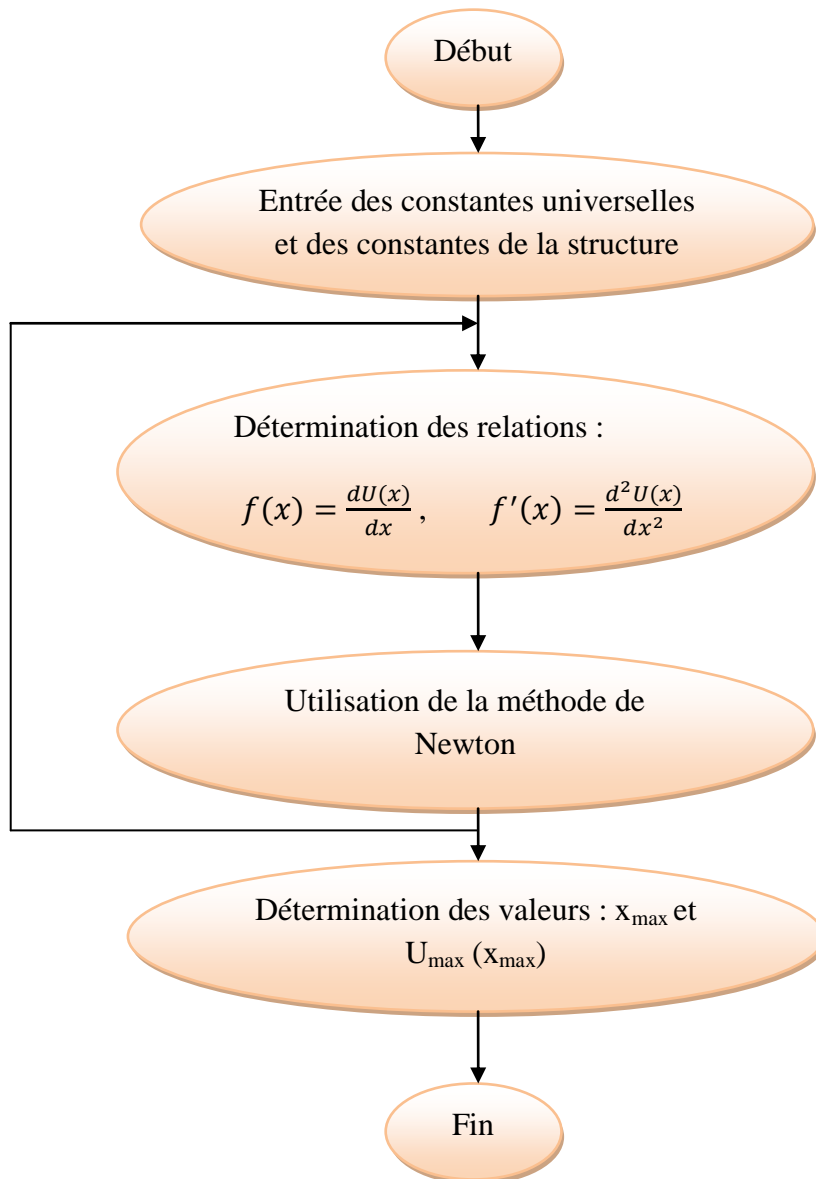
**Figure II.3** - Organigramme pour le calcul de la densité de courant tunnel dans une diode Schottky.

Cet organigramme est formé de quatre étapes principales :

### 3.1 Calcul de la valeur $U_{\max}$

Calcul de la valeur maximale  $U_{\max}$  du profil de potentiel exprimé par la relation (II.1) ainsi l'abscisse correspondante  $x_{\max}$ , par la dérivation par rapport à la distance  $x$  puis le résultat de la dérivation est résolu par la méthode itérative de Newton.

La figure (II.4) représente l'organigramme utilisé pour cette étape :



**Figure II.4** - Organigramme pour le calcul des valeurs maximales :  $U_{\max}$ ,  $x_{\max}$ .

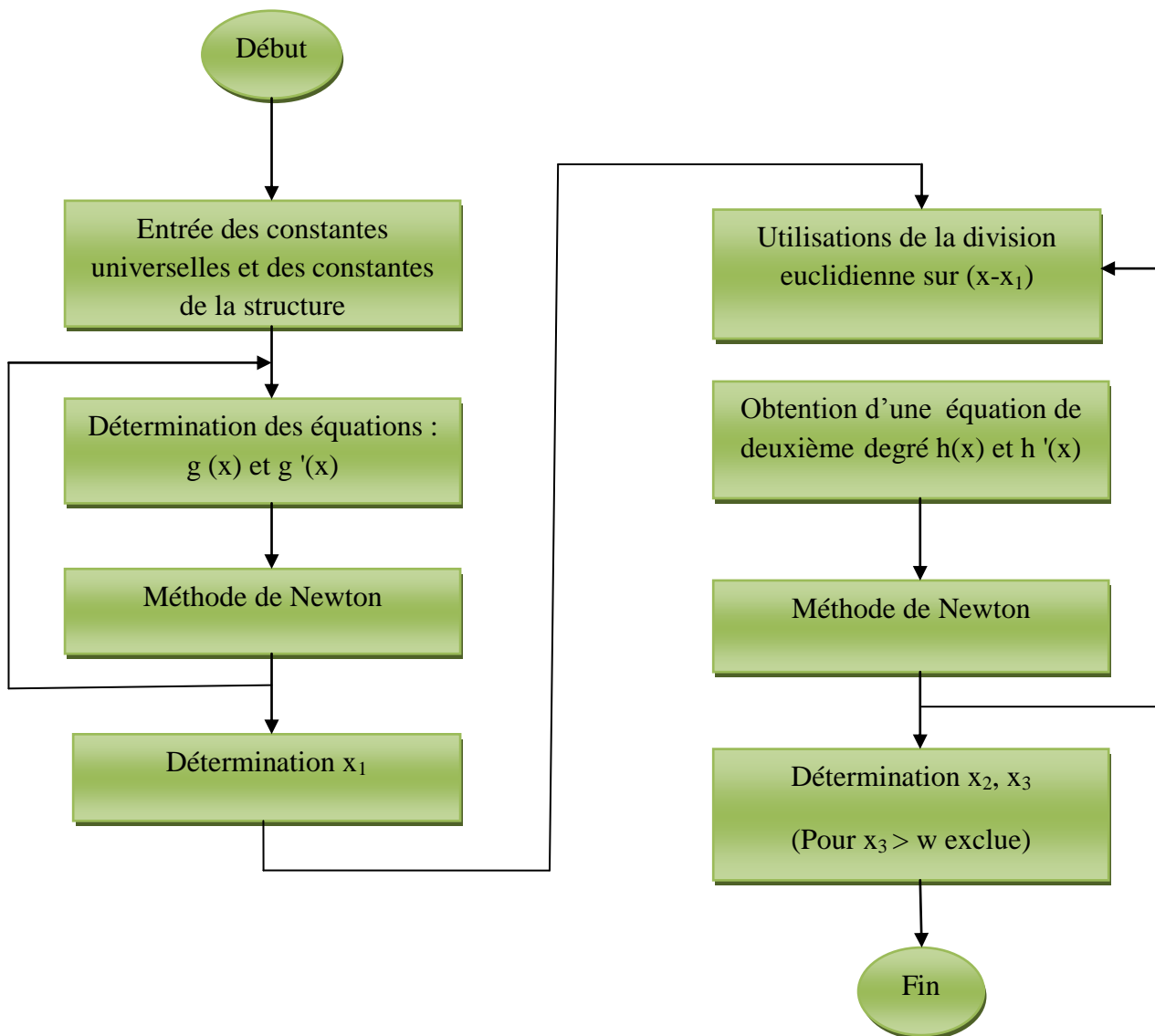
### 3.2 Calcul des points de rebroussement : $x_1$ et $x_2$

A chaque valeur donnée de l'énergie  $E$  de la particule, on résout l'équation suivante pour trouver les deux points de rebroussement  $x_1$  et  $x_2$  :

$$\frac{q^2 N_D}{2\epsilon_S} (W - x)^2 - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_S x} = E \quad (\text{II.5})$$

On fait la résolution de cette équation de troisième degré ( $g(x) = 0$ ) par la méthode de Newton qui nous donne une seule solution  $x_1$  puis nous utilisons la division euclidienne pour trouver une autre équation,  $h(x)$  de deuxième degré où les solutions sont  $x_2$  et  $x_3$ , l'une des trois solutions est exclue (soit  $x_3 > W$ ).

L'organigramme utilisé dans cette étape est représenté sur la figure II.5 :

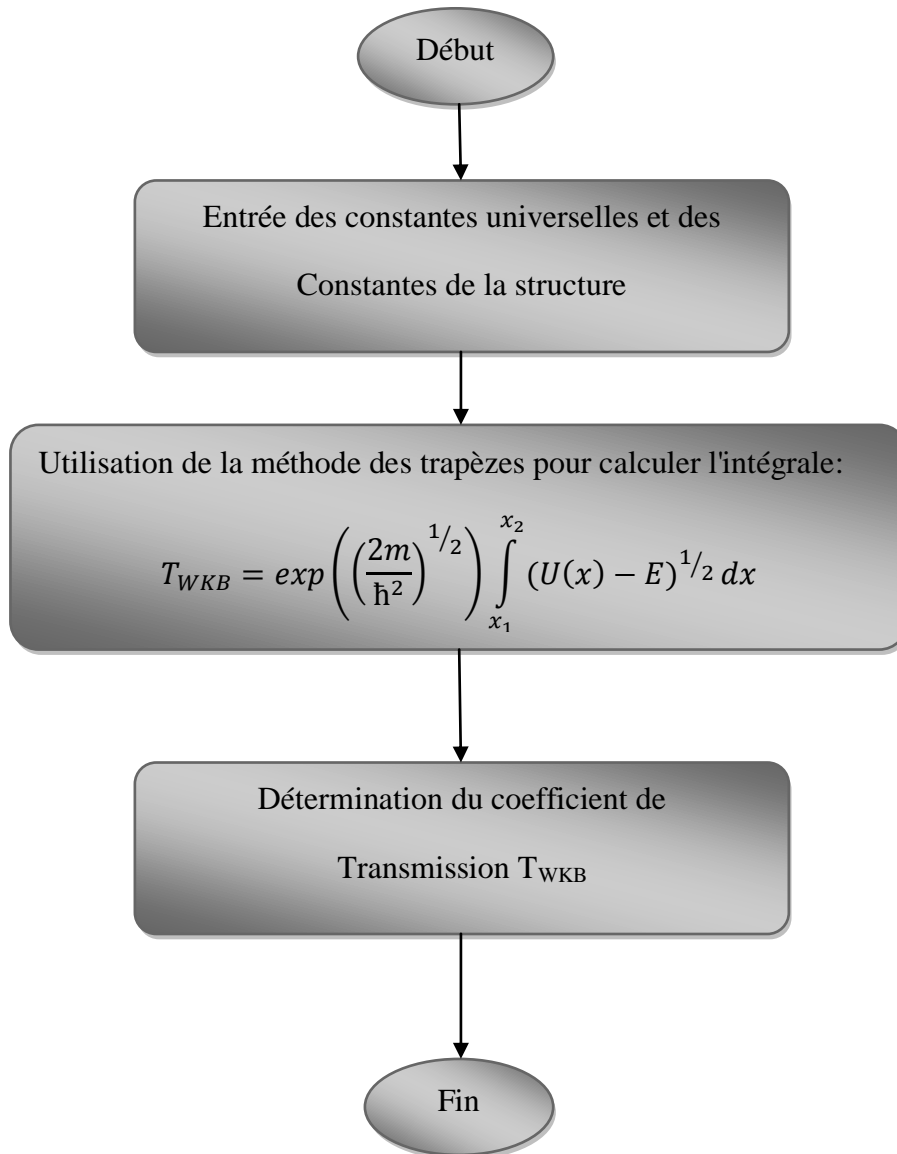


**Figure II.5** - Organigramme pour le calcul des points de rebroussement :  $x_1$  et  $x_2$ .

### 3.3 Calcul du coefficient de transmission $T_{WKB}$

Calcul de coefficient de transmission  $T_{WKB}$  par la méthode WKB il suffit de calculer l'intégral de l'équation (I.26). L'intégrale est calculée par la méthode des trapèzes.

La figure (II.6) représente l'organigramme utilisé pour cette étape :



**Figure II.6** - Organigramme pour le calcul du coefficient de transmission par la méthode WKB.

### 3.4 Calcul de la densité du courant tunnel

Calcul de la densité de courant en intégrant la relation suivante par la méthode des trapèzes

$$J_{tun} = \frac{A^*T}{k_B} \int_{E_{min}}^{E_{max}} T(E_x) N(E_x) dE_x = \frac{A^*T}{k_B} \int_{E_{min}}^{U_{max}} T(E_x) \ln \frac{1 + \exp\left(\frac{-q\zeta - E_x}{k_B}\right)}{1 + \exp\left(\frac{-q\zeta - qV - E_x}{k_B T}\right)} dE_x \quad (\text{II .6})$$

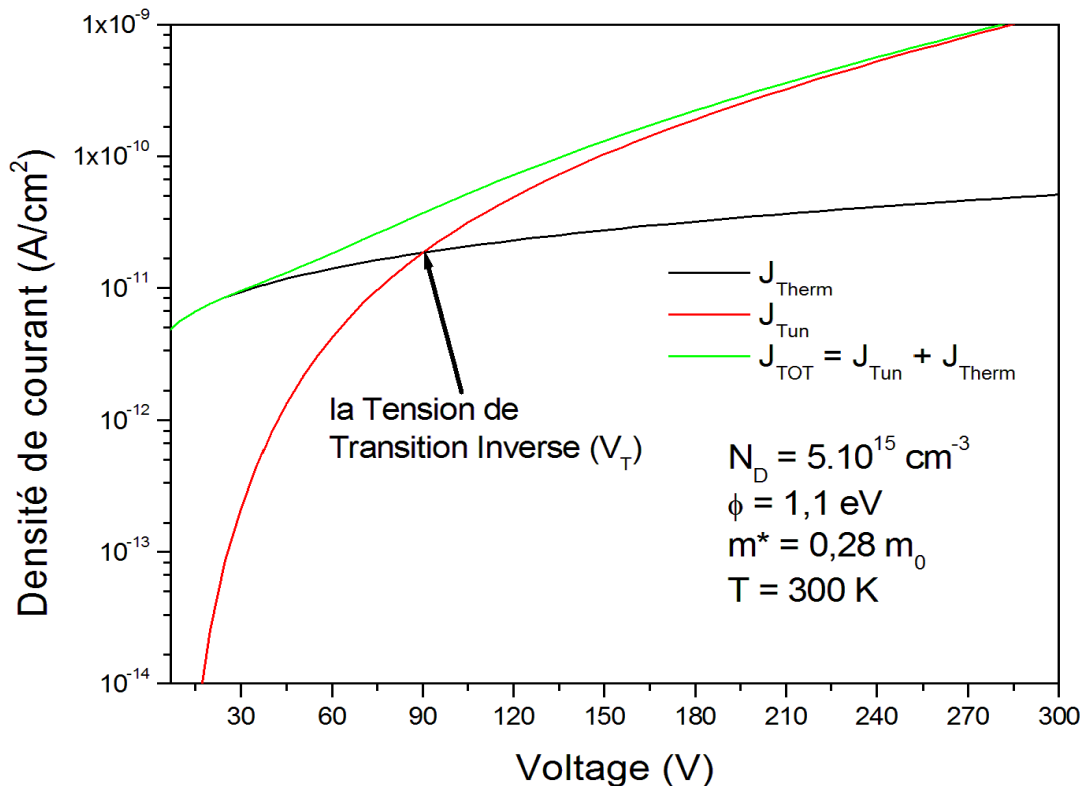
On note ici que l'énergie  $E_{min}$  est choisie de telle manière que la densité de courant totale soit pratiquement constante pour chaque valeur de la tension  $V$ .

## 1 Densité du courant en fonction du voltage

La figure (III.1) montre les densités de courant inverse (le courant thermoïonique, le courant tunnel, et le courant total) en fonction du voltage (V) calculées avec l'abaissement de la barrière Schottky due de la force image selon les modèles de tunnel et thermoïonique pour une diode Schottky à base de  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  à température ambiante ( $T = 300\text{ K}$ ). Avec la concentration de dopage est  $N_D = 5.10^{15}\text{ cm}^{-3}$ , la hauteur de barrière est  $\phi_b = 1,1\text{ eV}$ , et la masse effective est  $m^* = 0,28\text{ }m_0$ .

Le courant total est la somme des deux composantes ( $J_{\text{tot}} = J_{\text{therm}} + J_{\text{tun}}$ ), la valeur de l'intersection des deux courbes représente la tension de transition inverse ( $V_T$ ) entre le courant d'émission thermoïonique et le courant tunnel comme indiqué à la figure (III.1).

La transition entre l'émission thermoïonique et l'effet tunnel se produit approximativement à  $V_T = 90\text{ V}$  en polarisation inverse. A basses tensions ( $V \ll 90\text{ volts}$ ) la composante d'émission thermoïonique est dominante, tandis que le mécanisme de l'effet tunnel devient plus important pour les hautes tensions ( $V \gg 90\text{ volts}$ ). Près de la tension de transition inverse, ni l'effet tunnel ni l'émission thermoïonique ne décrivent avec précision le processus de conduction, car les deux courants ont le même ordre de grandeur. Par conséquent, les deux mécanismes doivent être combinés.

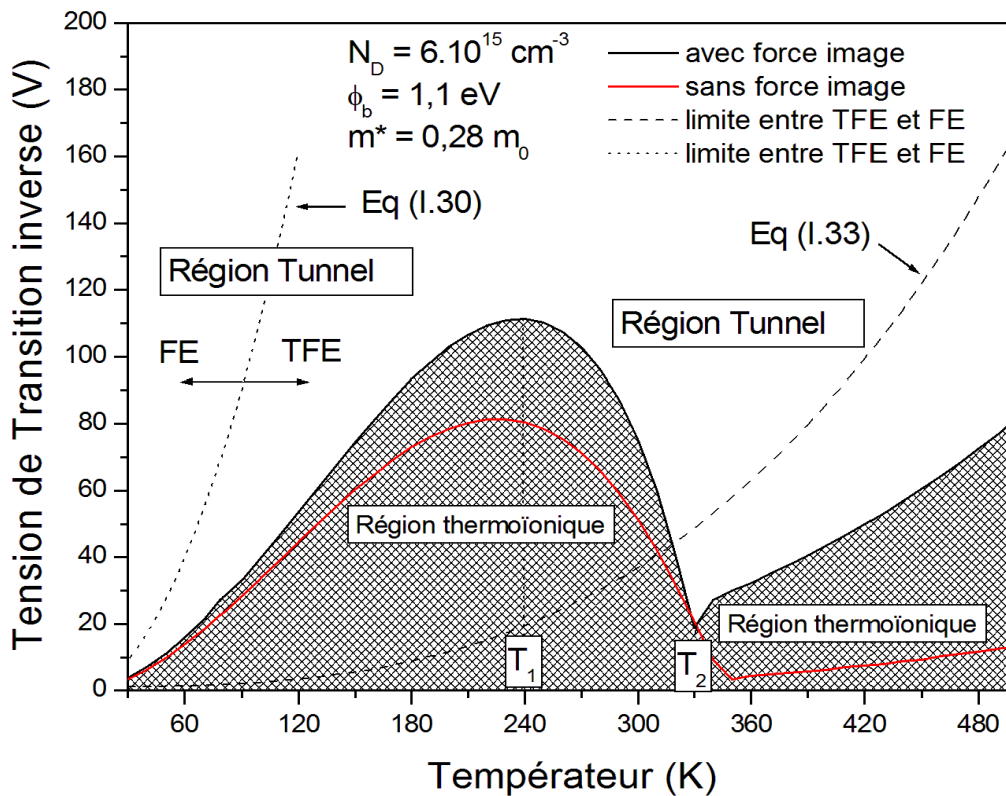


**Figure III.1** - Caractéristiques inverses  $I$ - $V$  basées sur le processus d'émission thermoïonique et l'effet tunnel pour une diode Schottky à base  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  avec l'abaissement de la barrière Schottky.

### 2 Caractéristique $V_T - T$

Pour obtenir la variation de la tension de transition inverse ( $V_T$ ) en fonction de la température, nous devons générer la caractéristique inverses  $I-V$  basées sur le processus d'émission thermoionique et l'effet tunnel pour chaque température et nous déterminons la tension de transition inverse directement à partir de l'intersection entre les courbes générées  $I-V-T$ , comme le montre la figure (III.1) pour  $T = 300$  K. Les valeurs obtenues de la tension de transition inverse pour chaque température sont illustrées sur la figure (III.2) pour la concentration de dopage  $N_D = 6.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , hauteur de la barrière  $\phi_b = 1,1 \text{ eV}$  et masse effective  $m^* = 0,28 m_0$ .

Pour la comparaison nous montrons également la tension de transition sans abaissement de la barrière Schottky soit en utilisant la même méthode précédente sans l'abaissement de la barrière Schottky ou en utilisant le modèle de Padovani-Stratton donné par l'équation (I.32).



**Figure III.2** - Les courbes de tension de transition inverse en fonction de la température montrent les régions thermoionique et tunnel dans le cas où l'abaissement de la barrière Schottky est inclus. Comparaison avec le cas sans l'effet Schottky et avec le modèle de Padovani-Stratton.

La tension de transition inverse augmente avec l'augmentation de la température pour les très basses ( $T < 240$  K) et les hautes températures ( $T > 330$  K). Pour les températures intermédiaires ( $240 < T < 330$  K), la tension de transition inverse diminue avec l'augmentation de température. Ce comportement conduit à l'apparition dans la courbe  $V_T-T$  d'abord un point maximum local à  $T_1 = 240$  K suivi d'un point minimum local à  $T_2 = 330$  K.

Au-dessus de la courbe de tension de transition inverse en fonction de la température ( $V_T-T$ ), le courant tunnel est prépondérant (Région tunnel) et au-dessous de la courbe  $V_T-T$ , le courant thermoïonique est prépondérant (Région thermoïonique). Les régions délimitées ; thermoïonique et de tunneling sont le résultat de la compétition entre les deux mécanismes lorsque nous modifions simultanément les valeurs de température et de polarisation inverse. L'augmentation de la température entraîne une augmentation des deux composantes, chacun d'eux étant augmenté d'un certain montant en fonction de la valeur de la polarisation inverse. C'est la même chose lorsque la polarisation inverse est augmentée, cela entraîne une augmentation des deux composantes d'un certain montant en fonction de la valeur de la température.

L'augmentation de la polarisation inverse fait que la barrière de potentiel devient suffisamment mince pour que les électrons du métal se passent par effet tunnel dans le semi-conducteur à des énergies inférieures au sommet de la barrière. L'augmentation de l'émission thermoïonique est due à l'abaissement de la hauteur de la barrière par l'effet de la force image. Lorsque la polarisation inverse est augmentée, l'augmentation de l'émission thermoïonique est petite comparée à celle du tunnel.

Dans la région délimitée où la température est inférieure à  $T_1$ , la tension de transition inverse est augmentée, ce qui signifie que l'augmentation de la composante d'émission thermoïonique due à l'augmentation de la température est supérieure à la composante de tunneling, et pour que les deux composantes soient égales, la composante de tunneling doit être augmentée en augmentant la tension de polarisation inverse.

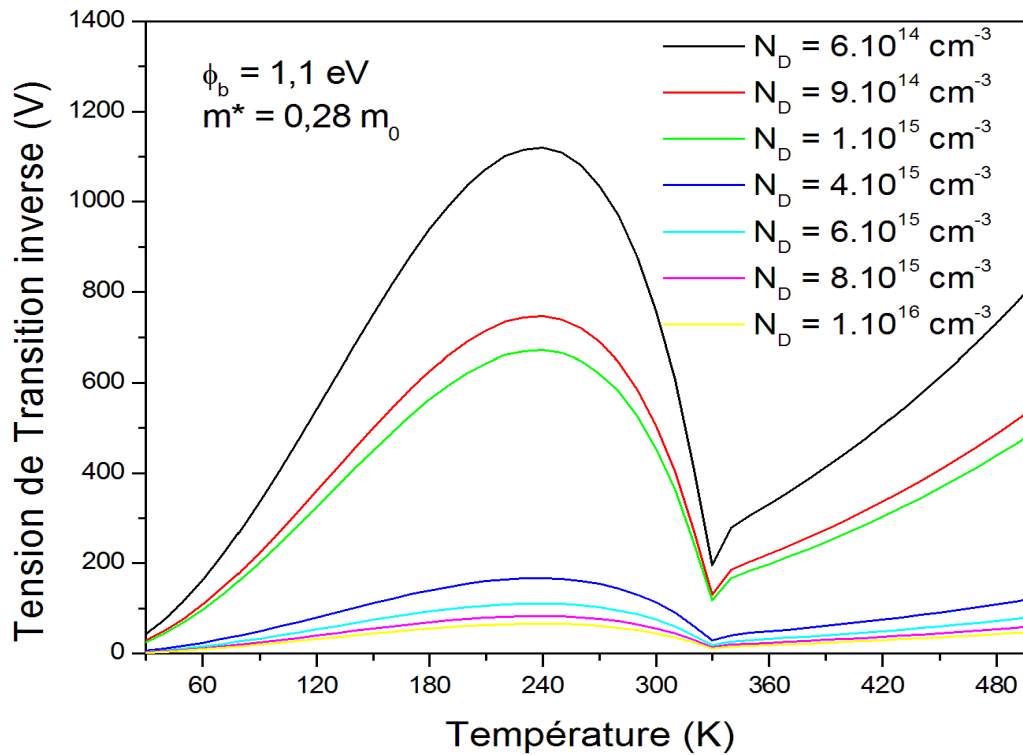
Dans la région où la température est supérieure à  $T_1$  et inférieure à  $T_2$ , nous avons la situation opposée: la valeur de l'augmentation de la composante de tunneling due à l'augmentation de la température devient plus importante que la composante d'émission thermoïonique, et pour que les deux composantes soient égales, la composante de tunneling doit être réduite en diminuant la tension de polarisation inverse. Au-delà de la température  $T_2$ , le processus s'inversera à nouveau et l'augmentation de la composante d'émission thermoïonique devient prépondérante que la composante de tunneling mais les deux composantes ont le même ordre de grandeur, et pour que, les deux composantes soient égales, la composante de tunnel doit être augmentée en augmentant légèrement la tension de polarisation.

Lorsque l'abaissement de barrière Schottky est ignoré, nous obtenons le même comportement avec une tension de transition inverse moins élevée, car l'augmentation (ou la diminution) du courant d'émission thermoïonique due à l'abaissement de la barrière Schottky provoquée par l'augmentation (ou la diminution) de la polarisation inverse est omise. Le phénomène décrit ci-dessus est inattendu par le modèle de Padovani-Stratton qui prévoit toujours une augmentation de la tension de transition inverse avec l'augmentation de la température, comme illustré à la figure (III.2). Cet écart entre notre résultat et le modèle de Padovani-Stratton est principalement dû à l'approximation qui se produit au niveau du coefficient de transmission dans le modèle de Padovani-Stratton.

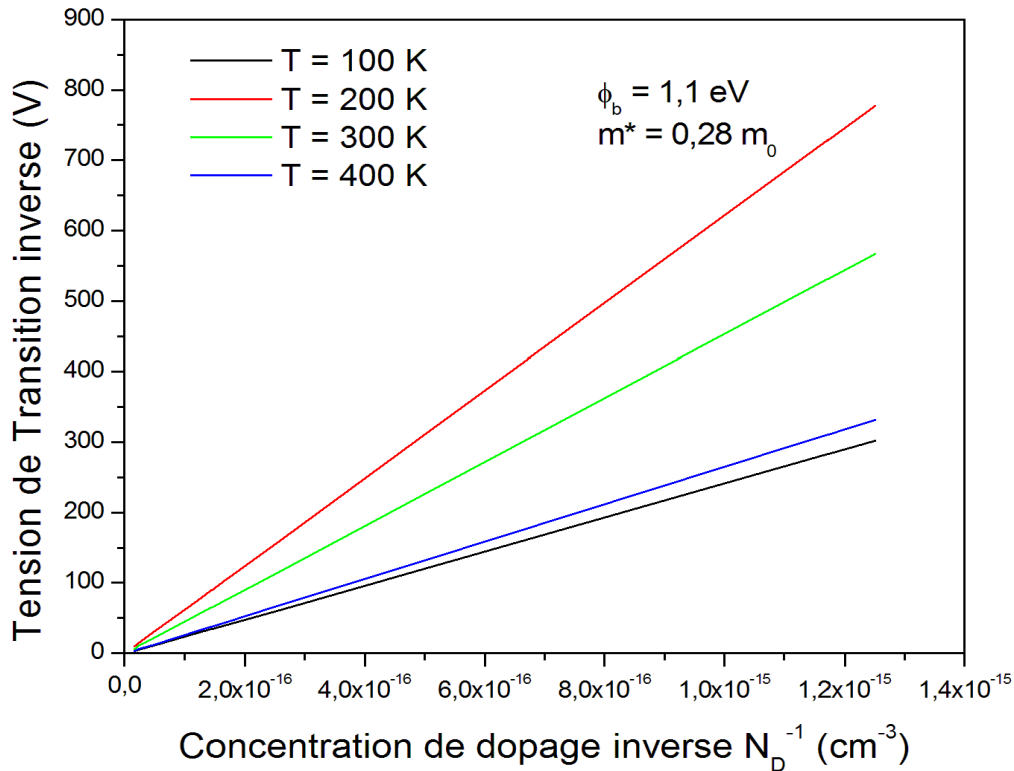
### 3 Effet de la concentration de dopage

La figure (III.3) montre l'influence de la concentration de dopage sur la tension de transition inverse. La tension de transition inverse diminue lorsque la concentration de dopage augmente, en raison de l'augmentation de la probabilité de l'effet tunnel, car les électrons voient une barrière plus fine. Les deux températures  $T_1$  et  $T_2$ , qui correspondent le maximum local et le minimum local respectivement, ne changent pas lorsque la concentration de dopage est modifiée.

Pour une température fixée, la tension de transition inverse augmente linéairement avec l'inverse de la concentration de dopage ( $N_D^{-1}$ ) comme indiqué à la figure (III.4).



**Figure III.3** - Variation de la tension de transition inverse en fonction de la température pour différentes concentrations de dopage pour une diode Schottky à base  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .

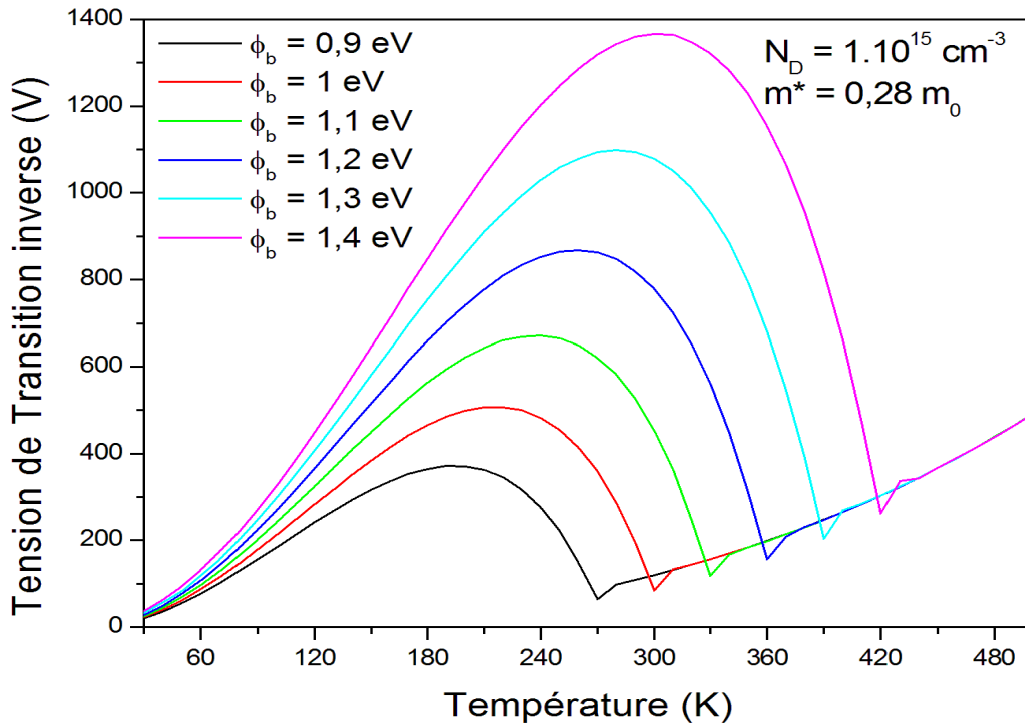


**Figure III.4** - Tension de transition inverse en fonction de l'inverse de la concentration de dopage pour différentes températures pour la diode Schottky  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .

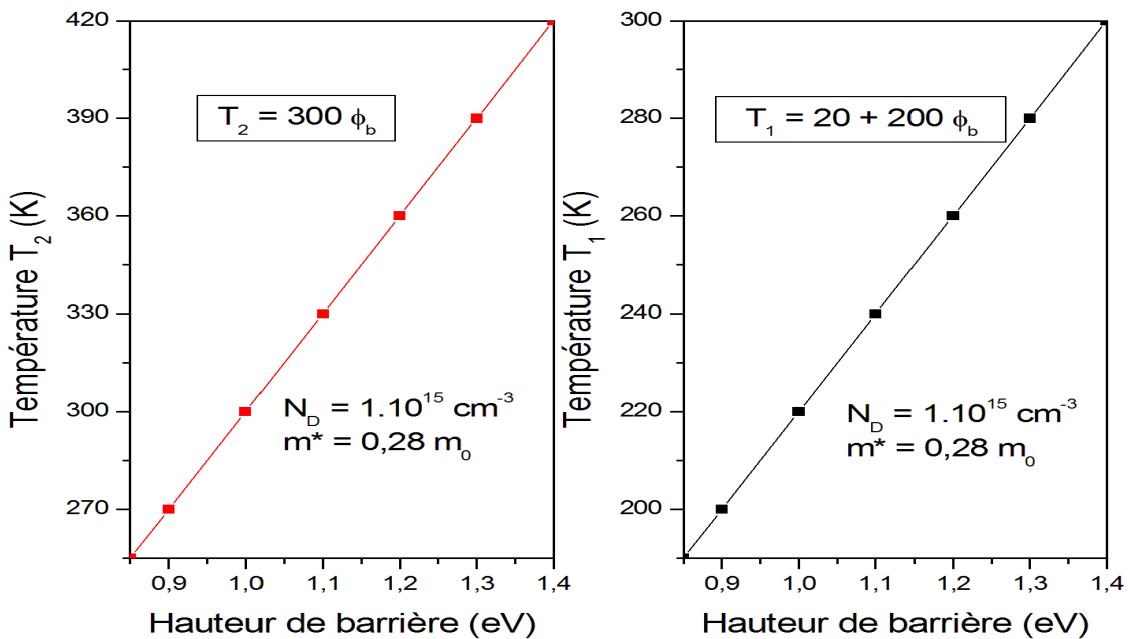
#### 4 Effet de la hauteur de barrière

La figure (III.5) montre l'influence de la hauteur de barrière sur la variation de tension de transition inverse en fonction de température pour une valeur de dopage à  $N_D = 1.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

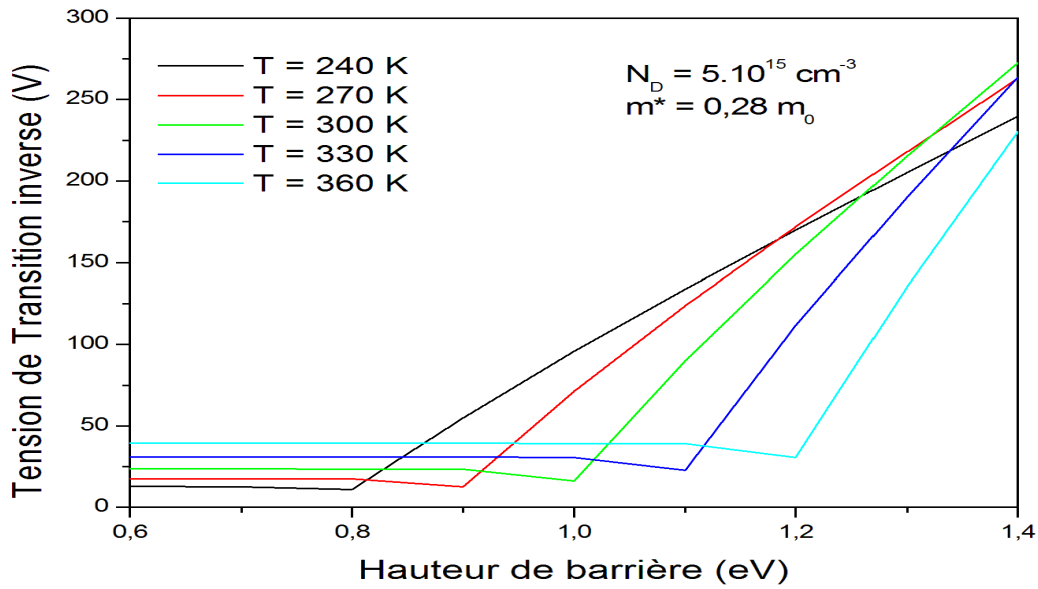
Les températures des extrêmes locaux  $T_1$  et  $T_2$  augmentent progressivement lorsque la hauteur de la barrière augmente, conformément aux équations suivantes:  $T_1 = 20 + 200 \phi_b$  pour  $T_1$  et  $T_2 = 300 \phi_b$  pour  $T_2$  comme le montre la figure (III.6). Pour une température fixée ( $T^*$ ), qui représente à son tour une température du minimum local ( $T_2^*$ ) correspondant à la hauteur de barrière ( $\phi_b^*$ ) (par exemple,  $T_2^* = 330 \text{ K}$  correspond à la hauteur de barrière  $\phi_b^* = 1,1 \text{ eV}$  comme indiqué aux figures (III.5), la tension de transition inverse reste constante en dessous de cette hauteur de barrière ( $\phi_b^*$ ), mais au-delà de  $\phi_b^*$  la tension de transition inverse commence à augmenter de façon linéaire avec l'augmentation de la hauteur de barrière comme le montre la figure (III.7) pour différentes températures comprises entre 240K et 360 K avec un pas de 30 K.



**Figure III.5** - Variation de la tension de transition inverse en fonction de la Température pour différents hauteurs de barrière pour une diode Schottky  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .

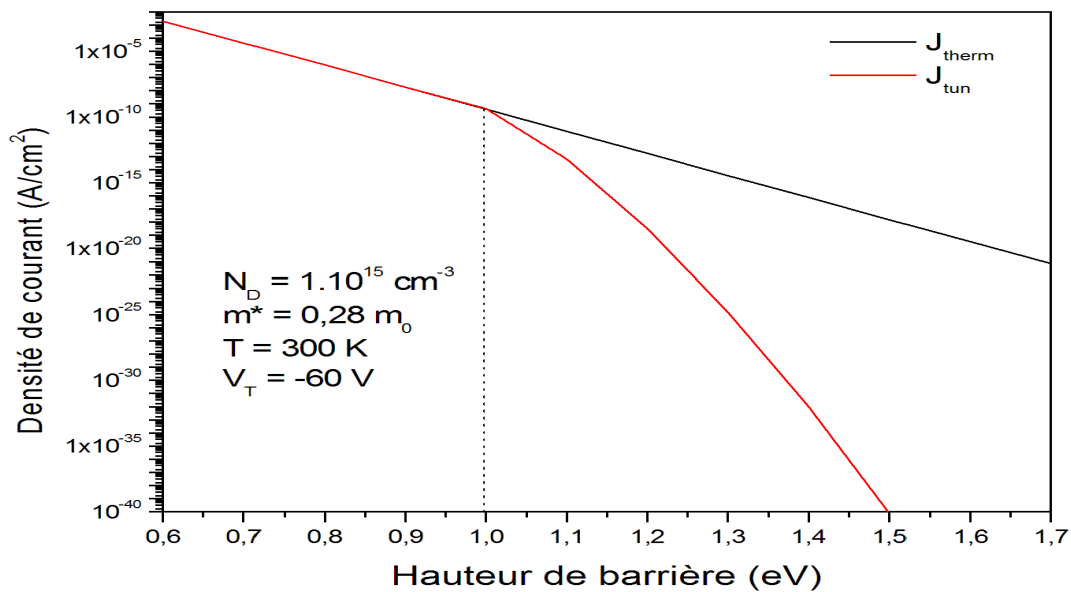


**Figure III.6** - Variation des températures  $T_1$  et  $T_2$  en fonction de l'hauteur de barrière pour une diode Schottky  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .



**Figure III.7** - Tension de transition inverse en fonction de la hauteur de barrière pour différentes températures pour une diode Schottky  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

L'origine de cette variation de la tension de transition inverse par rapport à la hauteur de barrière est due à la diminution de deux composantes du courant de la même valeur en fonction de la hauteur de la barrière jusqu' à la hauteur de barrière qui correspond à la température du minimum local  $T_2$  ou le courant tunnel diminue plus rapidement que le courant thermoionique comme le montre la figure (III.8).

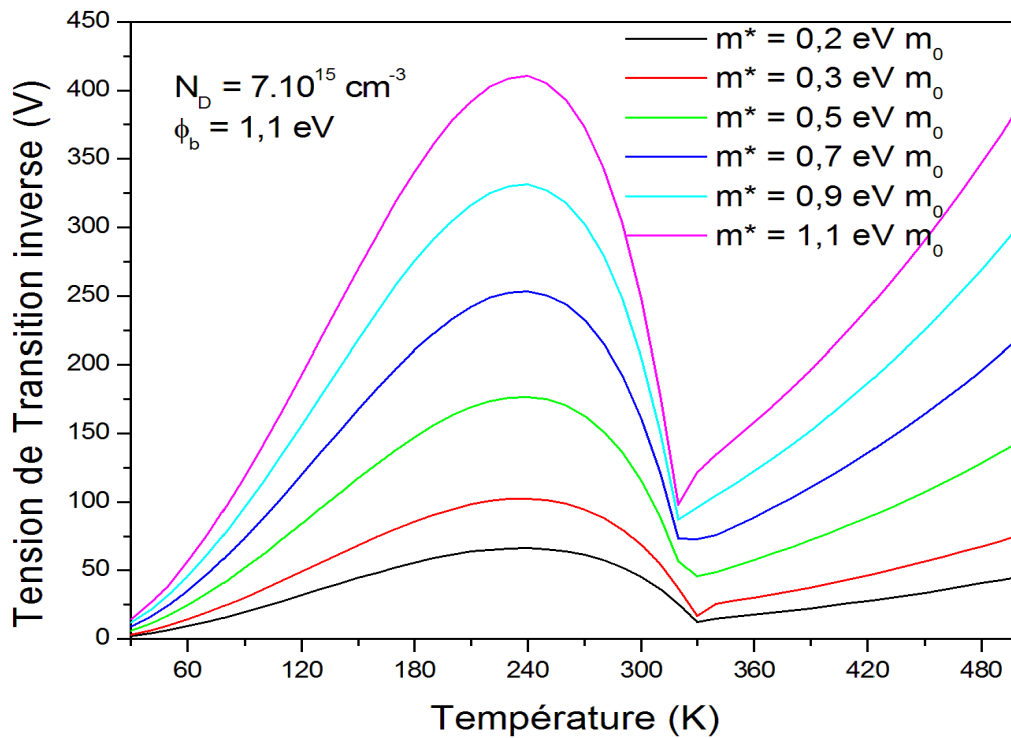


**Figure III.8** - Densités de courant  $J_{Tun}$  et  $J_{Therm}$  en fonction de la hauteur de barrière à  $T = 300$  K et  $V_T = -60$  V pour une diode Schottky à base de  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

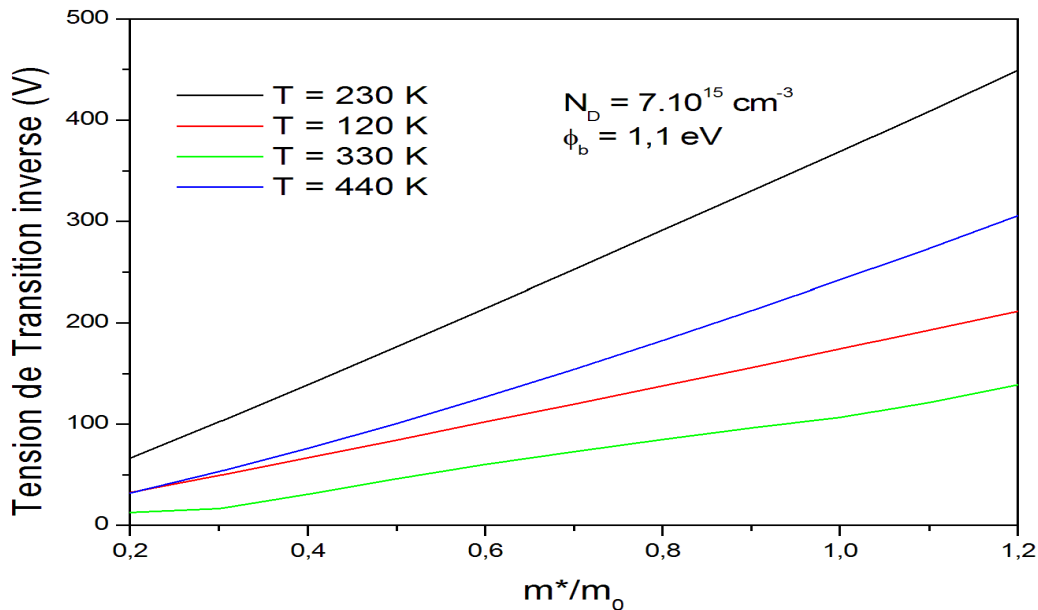
## 5 Effet de la masse effective

La figure (III-9) montre l'influence de la masse effective sur la tension de transition inverse en fonction de la température. La température  $T_1$  qui présente le maximum local ne varie pas avec la variation de la masse effective, mais la température  $T_2$  qui présente le minimum local diminue légèrement lorsque la masse effective augmente.

Pour une température fixée, la tension de transition inverse augmente linéairement avec l'augmentation de la masse effective comme indiqué sur la figure (III.10). Cette augmentation due de la diminution de courant tunnel lorsque la masse effective augmente.



**Figure III.9** - Tension de transition inverse en fonction de la température aux différentes masses effectives pour une diode Schottky  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .



**Figure III.10-** Tension de transition inverse en fonction de la masse effective aux différentes températures pour une diode Schottky  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

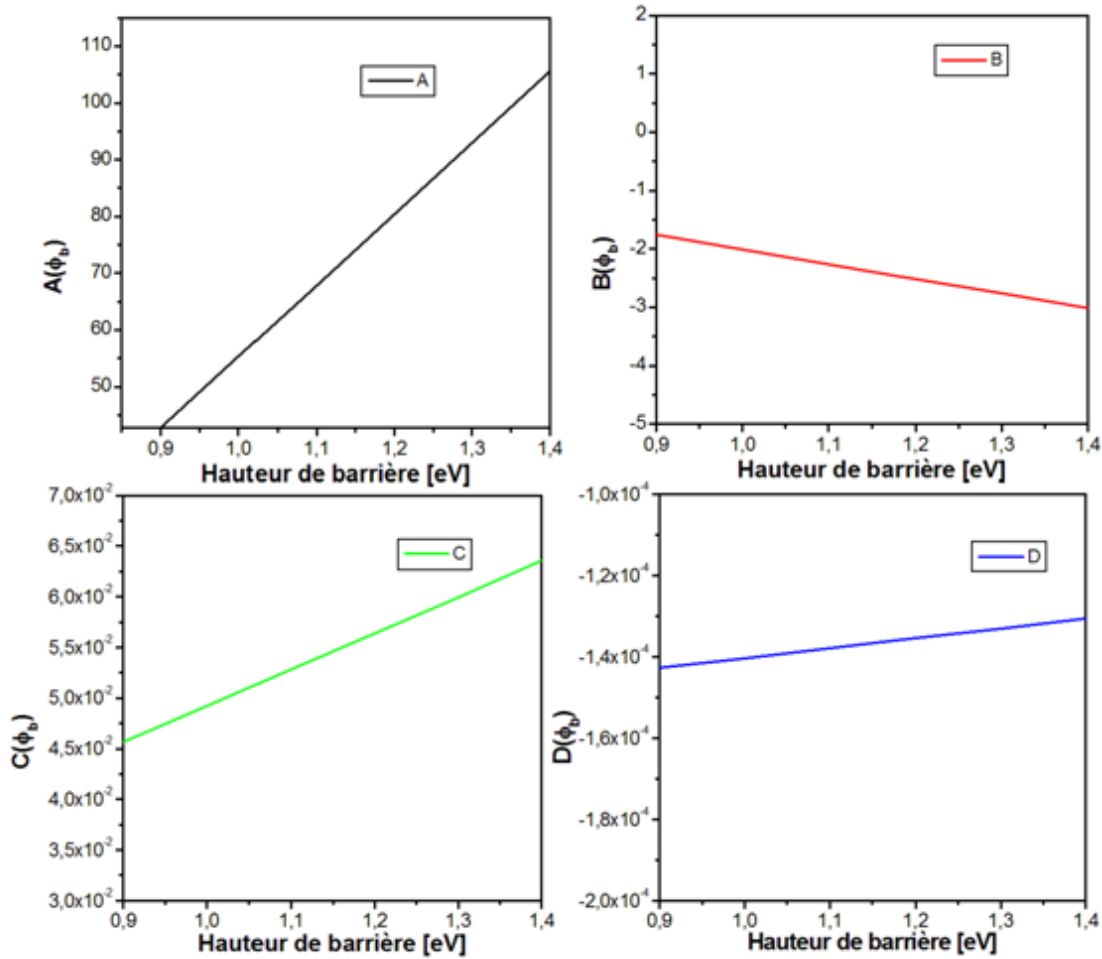
## 6 Modélisation de la tension de transition inverse

Dans cette section nous allons essayer de proposer un modèle analytique pour prédire la valeur de tension de transition inverse en fonction de la température  $T$ , la hauteur de barrière  $\phi_b$  et la concentration de dopage  $N_D$  pour une diode Schottky à base de  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

La courbe de la variation de la tension de transition inverse en fonction de la température a une forme compliquée, de sorte que l'ajustement des données avec une seule fonction analytique est très difficiles. Donc, nous proposons d'adapter les données avec deux fonctions analytiques simples sur deux intervalles de température.

Le premier intervalle commence à partir de température les plus basses (les températures inférieures à 30 K ont été omises car, pour les températures très basses les courants sont très faibles, difficiles à calculer et sans grand intérêt) jusqu'à la température  $T_2$  qui correspond au point minimum local qui dépend linéairement de la hauteur de barrière selon l'équation  $T_2 = 300 \phi_b$ .

Nous avons constaté que la fonction analytique la plus simple et la plus appropriée pour ajuster les données dans cet intervalle de température est le polynôme du troisième degré à quatre coefficients. Variant la hauteur de barrière et en ajustant les données correspondantes, nous avons trouvé que ces coefficients ont des lignes droites comme le montre sur la figure (III.11).



**Figure III.11**-les paramètres A, B, C et D en fonction de la hauteur de barrière pour une diode Schottky  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Le deuxième intervalle de température commence à partir de  $T_2$  jusqu'à des températures plus élevées, dans cette plage de température nous avons constaté que la fonction analytique la plus simple et la plus appropriée est le polynôme du deuxième degré (parabole).

Comme nous l'avons vu précédemment, cette fonction est indépendante de la hauteur de barrière dans cette plage de température. En suites, en utilisant le résultat selon le quel, la tension de transition inverse dépend linéairement de l'inverse de la concentration de dopage, nous pouvons réorganiser les fonctions obtenues en les mettant multipliées par le terme  $1/N_D$ .

Les relations de fonction suivantes peuvent être obtenues pour une diode Schottky à base de  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> :

$$V_T \approx \begin{cases} [A(\phi_b) + B(\phi_b)T + C(\phi_b)T^2 + D(\phi_b)T^3] \frac{1 \cdot 10^{15}}{N_D} & \text{Pour } 30 \leq T \leq T_2 = 300\phi_b \\ [151,1254 - 1,2758T + 0,00391T^2] \frac{1 \cdot 10^{15}}{N_D} & \text{Pour } T > T_2 = 300\phi_b \end{cases} \quad (\text{III. 1})$$

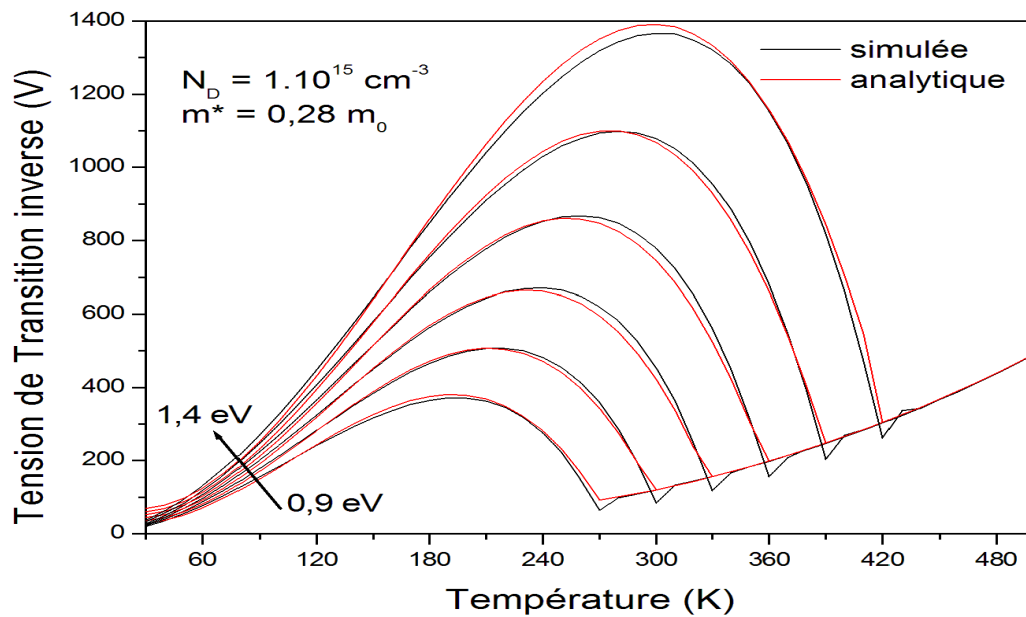
Avec :

$$\begin{cases} A(\phi_b) = [-70,34799 + 125,64356\phi_b] \\ B(\phi_b) = [0,52963 - 2,53528\phi_b] \\ C(\phi_b) = [0,01357 + 0,03568\phi_b] \\ D(\phi_b) = [-1,64405 + 0,241614\phi_b] \cdot 10^{-4} \end{cases} \quad (\text{III.2})$$

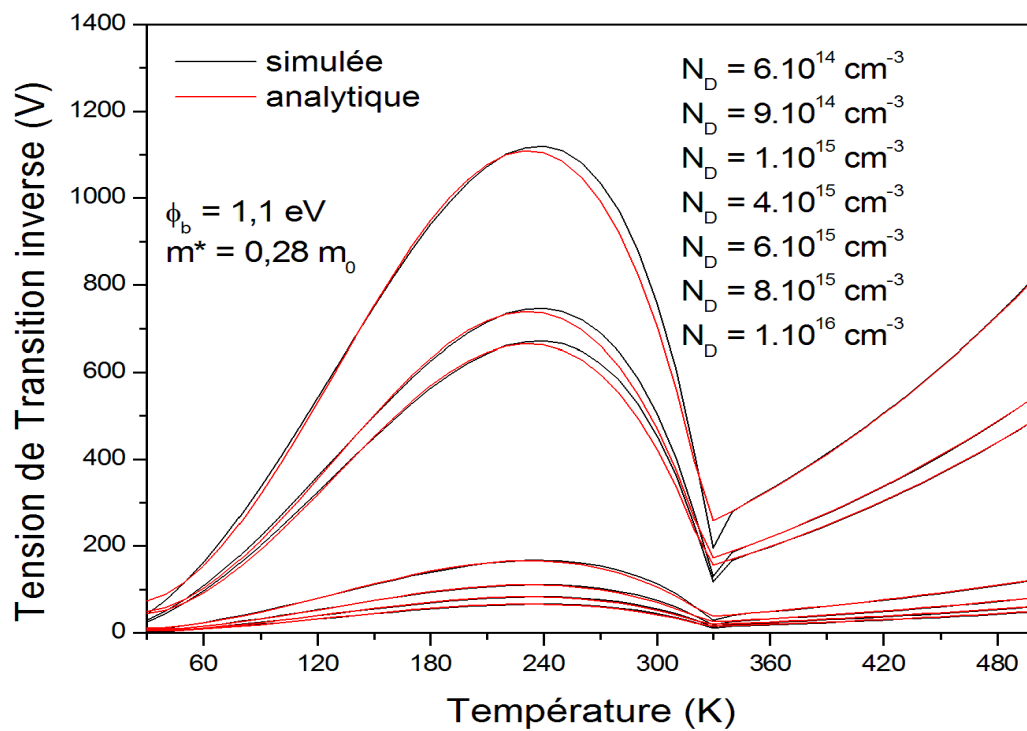
Les équations (III.1) et (III.2) sont obtenus en utilisant les paramètres :  $m^* = 0.28 m_0$  et  $\epsilon_s = 10.2\epsilon_0$ .

A partir des équations (III.1) et (III.2), nous pouvons prédire la tension de transition inverse entre le mécanisme thermoïonique et le mécanisme tunnel pour toutes les plages de température et de polarisation inverse, par conséquent, nous pouvons choisir les mécanismes de conduction appropriés pour analyser les données expérimentales de la diode Schottky à base de  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .

Comme le montrent la figure (III.12) et figure (III.13), notre modèle analytique proposé qui est indiqué par la courbe de couleur rouge est en bon accord avec les données simulées.



**Figure III.12** - Tension de transition inverse en fonction de la température à différentes hauteurs de barrière, comparaison avec le modèle analytique (équations (III.1) et (III.2)) pour une diode Schottky à base de  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .



**Figure III.13** - Tension de transition inverse en fonction de la température aux différentes concentrations de dopage, comparaison avec le modèle analytique (équations (III.1) et (III.2)) pour une diode Schottky à base de  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ .

### Conclusion Générale

Les diodes Schottky à base  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$  jouent un rôle très important dans de nombreux dispositifs de haute performance en opto-électronique, à haute tension inverse, à haute fréquence, et à haute puissance. Malheureusement, les courants de fuite inverse anormalement élevés ont été observés dans des conditions de polarisation inverse. L'origine de ces courants est l'effet tunnel et l'émission thermoïonique. Les chercheurs ont l'habitude d'analyser les données expérimentales I-V par l'un de deux mécanismes.

Notre objectif principal dans ce travail est la détermination de la tension de transition inverse entre le mécanisme thermoïonique qui est le courant dominant à basses tensions et le mécanisme tunnel qui est le mécanisme dominant à hautes tensions. Les deux mécanismes sont combinés avec le modèle d'abaissement de la barrière Schottky.

Nous avons étudié aussi, la variation de la tension de transition inverse en fonction de plusieurs paramètres tels que: la température, la hauteur de barrière, la concentration de dopage et la masse effective.

La tension de transition inverse augmente avec l'augmentation de la température à basses et à hautes températures, et diminue à l'intermédiaire températures. Elle augmente avec l'augmentation de la hauteur de barrière, l'augmentation de la masse effective, mais elle diminue quand la concentration de dopage augmente.

Nous avons proposé un modèle analytique simple pour calculer la tension de transition inverse en fonction de la température, de la concentration de dopage et de la hauteur de barrière pour une diode Schottky à base de  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ . Ce modèle donne des bons résultats identiques aux résultats des simulations numériques.

## **Bibliographe :**

- [1] F.Bourouba, *Modélisation des contacts métal-SC a barrière inhomogène*, thèse de Magister, Université Ferhat Abbas- Sétif, 2010.
- [2] B.Lakehal, *Etude des propriétés électrique d'une photopile à base d'une structure Schottky*, thèse de Magister, Université Batna, 2009.
- [3] N.Herissi, *Extraction des paramétrés des structures métal/SC (Ti/Pt /Au-GaAs) à partir des caractéristiques courants-tensions (I-V)*, thèse de Magister, Université Tébessa, 2012.
- [4] N.Benarab, *Contribution a l'étude de la barrière Schottky a base de sulfure de cadmium (cdf) : effet de l'oxygène sur la formation de barrière*, thèse de Magister, USTHB Alger.
- [5] H.Ayed, *Contribution à l'étude des propriétés du silicium microcristallin*, thèse de doctorat, Université Badji mokhtar-Annaba, 2017.
- [6] S.Ghachame, *Caractéristique électriques d'une diode a barrière de Schottky (SBD) avec et sous couche isolante  $S_iO_2$  à la température ambiante (300K)*, thèse de Master, Université Mohamed khider-Biskra, 2014.
- [7] : Olivier Bornoud, *Physique des solides des S-C et dispositifs*, thèse de doctorat, Université de Remmes1 2003.
- [8] E.Bernuchon, *Optimisation de diode Schottky pour les applications THZ*, thèse de doctorat, Université Paris-SACLAY, 2018.
- [9] A.Bazin, *Conception de diode Schottky sur 3C-SiC épitaxie sur silicium*, thèse de doctorat, Université France-Rabelais, 2009.
- [10] S.Toumi, *Etudes des composants électroniques (cellules solaires, diode Schottky) en utilisant les algorithmes génétiques et le langage VHDLAMS*, thèse de doctorat, Université Ferhat Abbas-Sétif, 2012.
- [11] A.Benmara, *Caractérisation électrique des hétéro-structures à base d'InP nitruré*, thèse de Magister, Université Abou Bekr Belkaid-Tlemcen, 2009.

- [12] S.Zellag, *Modélisation et simulation des propriétés électrique d'une structure M-I-SC*, thèse de doctorat, Université Mohamed khider-Biskra, 2018.
- [13] F.Bouzid, *Simulation des propriétés électriques d'une jonction à base de nitrure de gallium –Application du détecteur de rayonnement*, thèse de doctorat, Université
- [14] A.Latreche, *Non homogénéités dans les structures métal/SC*, thèse de doctorat, Université Ferhat Abbas-Sétif, 2012.
- [15] S.Kadjouti, *Mécanismes de transport électrique dans une diode Schottky à base de SiC en polarisation inverse*, mémoire de Master, Université bba, 2019.
- [16] Stepanov, S. I., Nikolaev, V.I., Bougrov, V.E., & Romanov, A. E. (2016). *Gallium OXIDE: properties and applic 498 a review*.Rev.Adv.Mater.Sci, 44, 63-86.
- [17] Pearton, S. J., Yang, J., Cary IV, P. H., Ren, F., Kim, J., Tadjer, M. J., & Mastro, M. A. (2018). A review of Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> materials, processing, and devices. *Applied Physics Reviews*, 5(1), 011301.
- [18] A.Maertens, *Etude de la réalisation d'une structure transistion (FET) pour l'observation de l'exciton du ZnO sous champ électrique*, thèse de doctorat, CentralSupélec- Ecole doctorale EMMA, Mohamed khider-Biskra, 2018.

## ملخص:

تم إجراء طريقة عددية جديدة لتحديد جهد الانتقال العكسي بين الأليتين الترموأيونية و النفقية من أجل صمام ثنائي شوتكي ذو القاعدة- $\beta$   $Ga_2O_3$  هذه الطريقة تعتمد على فكرة المساواة بين الانبعاث الترموأيوني والية النفق وكلاهما يتم دمجها مع نموذج خفض الحاجز. يوضح تطبيق هذه الطريقة وجود اختلاف قوي بين نتائجنا وتلك المستخلصة من نموذج بادوفاني ستراتون. يُظهر تغير جهد الانتقال العكسي بدلالة درجة الحرارة ذروة غير متوقعة في درجات الحرارة المنخفضة ، مما يعني أن آلية الانبعاث الترموأيوني تسود في هذا النطاق من درجات الحرارة المنخفضة. جهد الانتقال العكسي يتزايد خطياً مع زيادة ارتفاع الحاجز والكتلة الفعالة وعكس تركيز التطعيم.

من أجل التنبؤ بجهد الانتقال العكسي كدالة لدرجة الحرارة وتركيز التطعيم وارتفاع الحاجز في الصمام الثنائي لحاجز شوتكي ذو القاعدة- $\beta$   $Ga_2O_3$  تم اقتراح نموذج تحليلي.

## Abstract:

A new numerical method for determining the reverse transition voltage between thermionic and tunneling mechanisms has been performed for  $\beta$ - $Ga_2O_3$  Schottky barrier diodes. The idea of this method is based on equality between thermionic emission and the tunneling process and both are combined with the barrier lowering model. Application of this method shows a strong discrepancy between our results and those deduced from Padovani-Stratton conditions. The reverse transition voltage versus the temperature plot exhibits an unexpected peak at low temperatures which means that the thermionic emission mechanism predominates at low temperatures. The reverse transition voltage increases linearly with the increase in barrier height, the effective mass and the inverse of doping concentration.

In order to predict the reverse transition voltage as a function of temperature, doping concentration and barrier height for a 4HSiC Schottky barrier diode, an analytical model has been proposed.

## Résumé :

Une nouvelle méthode numérique pour déterminer la tension de transition inverse entre les mécanismes thermoïnique et tunnel a été réalisé pour la diode Schottky à base  $\beta$ - $Ga_2O_3$ . L'idée de cette méthode est basée sur l'égalité entre l'émission thermoïnique et le processus de l'effet tunnel et les deux sont combinés avec le modèle d'abaissement de la barrière Schottky. L'application de cette méthode montre un fort décalage entre nos résultants et ceux déduits du modèle de Padovani-Stratton. La courbe de la variation de la tension de transition inverse en fonction de température présente un pic inattendu aux basses températures, ce qui signifie que le mécanisme d'émission thermoïnique prédomine dans cette plage de basses températures. La tension de transition inverse augmente linéairement avec l'augmentation de la hauteur de la barrière, de la masse effective et de l'inverse de la concentration de dopage.

Afin de prédire la tension de transition inverse en fonction de la température, de la concentration de dopage et de la hauteur de barrière pour la diode Schottky à base  $\beta$ - $Ga_2O_3$ , un modèle analytique a été propose.