REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE MEDEA

FACULTE DES SCIENCES



Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de **Master**

En physique

Spécialité : Physique des matériaux

Par :

Lamrani Somia
Djemmah Farida

Thème :

Simulation de la caractéristique(I,V)d'un super-réseau AlGaAs/GaAs

Soutenue publiquement le :12 /06 /2017., Devant le jury composé de :

Cherroud Othmane	Grade :MCB	U.Y.F.M	Président
Dehbaoui Mourad	Grade :MCB	U.Y.F.M	Examinateur
Boukaoud Abdelalli	Grade :MCB	U.Y.F.M	Examinateur
Sebbar Djamel	Grade :MAA	U.Y.F.M	Encadreur

Année universitaire 2016/2017

Résumé

Dans ce travail nous étudions la résolution de l'équation de Schrödinger pour une structure à super-réseau pour obtenir le coefficient de transmission et nous abordons plusieurs modèles comme approximation de la masse effective (AME), conditions de continuité (CC) et la matrice de transfert (MT) par différents types de profil de potentiel. Après nous appliquons un champ électrique extérieur aux bornes de la structure avec des changements des largeurs des barrières et l'influences sur la caractéristique (I, V) d'un super-réseau Al_xGa_{1-x} As/GaAs.

Les mots clé : coefficient de transmission, la matrice de transfert, super-réseau, la densité de courant, la différence de potentiel, le champ électrique.

ملخص

في هذا العمل درسنا حلول معادلة شرودا نجر لبنية الشبكة الكبيرة من أجل تحديد معامل العبور. في هذا العمل تطرقنا لعدة نماذج كتقريب الكتلة الفعالة, شروط الاستمرارية إضافة إلى مصفوفة النقل لدراستها عند قيم مختلفة لفرق الكمون.كما قمنا بتطبيق الحقل الالكتروني الخارجي على حدود البنية مع تغير عرض الموانع و تأثيره على التيار الالكتروني بدلالة فرق الكمون.

الكلمات المفتاحية
معامل العبور ,مصفوفة النقل ,الشبكة الكبيرة, كثافة التيار ,الحقل الالكتروني, فرق الكمون .

Abstract

In this work we have studied the resolution of the Schrödinger equation for a superlattice for the transmission coefficient. We have applied several models such as effective mass approximation (AME), continuity conditions (CC) and transfer matrix (MT) for different types of potential profiles. We have applied electric champ with changes in the widths of the barriers and influence on the characteristic (I, V) of a superlattice$Al_xGa_{1-x}As/GaAs$.

Keywords : effective mass, transmissions coefficient, Transfert Matrix, superlattices, quantum Wels, potential.

إهداء

إلى من:

نزلت طاعتها مقرونة بعبادة الرّحمن إلى منبع الحب و الحنان، إلى رمز الحفظ و الأمان، إلى من تحمل معاني الحب و العطاء إلى أمي الغالية حفظها الله.

إلى من :

رسم لي معالم النّجاح إلى من كان نور حياتي و سندي، إلى من عبّد لي الطريق نحو المستقبل أبي الغالي حفظه الله.

إلى مورد الحب الصادق و نبع الحنان الدافئ أخواتي و إخوتي و زوجاتهم.

إلى شموع البيت: تسنيم ،إسراء، أنفال و محمد عبد الرّحيم.

إلى من:

جمعتني به الأقدار إلى من سأحمل إسمه بكل افتخار إلى خطيبي "عمرو"وكل عائلته.

إلى كل صديقاتي و رفيقاتي و أخص بالذكر:زهية ، إيمان ،فاطمة ،كريمة، وشريكتي في البحث سمية

إلى كل الأساتذة و المعلمين و الطلبة الذين مررت بهم خلال مساري الدراسي.

إلى أستاذي المشرف "صبّار جمال".

فريدة

إهداء

إلى التي جعل الله الجنة تحت أقدامها و غمرها بالحب و الحنان و الطيبة إلى رمز الصبر و العطاء أمي الحبيبة أطال الله في عمرها.

إلى من رسم لي معالم النجاح و أرشدني إلى طريق المستقبل و الصلاح و تحمل معي مشقات و عبئ الحياة أبي الغالي أطال الله في عمره .

وأهديه إلى من قدما لي الحب و الاهتمام أخواتي العزيزات حفظهم الله و رعاهم

إلى براعم الأمل في المنزل: منال، فرح، ماريا،أنس، وفقهم الله .

إلى من أحبهم القلب: نوال، هاجر، فريدة, سهلية.

إلى كل الأساتذة و المعلمين و الطلبة الذين مررت بهم خلال مساري الدراسي.

إلى أستاذ الذي أشرف على العمل صبار جمال.

سمية

REMERCIEMENTS

Nous remercions Allah qui nous a donné pouvoir à terminer nos études.

J'aimerais remercier notre encadreur Monsieur Sebbar Djamel. Qui nous aide dans la réalisation de ce travail et qui accepte à diriger notre mémoire.

Un remerciement spécial aux professeurs de Masters physique de matériaux.

Nous remercions le chef de département Monsieur Mekhtich Halim, enfin, nos remercions les personnes qui ont aidé de prés ou de loin.

Notations et Abréviations

Abréviations

Les abréviations utilisées :

AME	Approximation de la masse effective
BC	Bande de conduction
BV	Bande de valence
CC	Condition de continuité
MT	Matrice de transfert
SC	Semi-conducteur
SR	Super- réseau

Notations

E	Énergie de l'électron
V_0	La hauteur de la barrière (énergie potentiel)
F	Intensité du champ électrique
V_a	La différence du potentiel électrique
m^*	La masse effective de l'électron
m_0	La masse de l'électron dans le vide
T	Le coefficient de transmission
$\Psi(x)$	La fonction d'onde de l'électron
$Ai(z)$	Fonction d'Airy
$Bi(z)$	Fonction d'Airy de seconde espèce
$n(E)$	Densité d'état en fonction de l'énergie
E_F	Niveau d'énergie de Fermi

E_C	Énergie minimum de la bande de conduction
E_V	Énergie maximum de la bande de valence
E_D	Niveau d'énergie des états donneurs
E_a	Niveau d'énergie des états accepteurs
N_C	Densité effective d'états dans la bande de conduction
N_V	Densité effective d'états dans la bande de valence
N_d	Concentration d'atomes donneurs
N_a	Concentration d'atomes accepteurs
N_d^+	La densité des atomes donneurs ionisés
N_a^-	La densité des atomes accepteurs ionisés

TABLE DES MATIERES

Liste des figures ……....viii

Liste des tableaux……..…x

Introduction général……....1

Chapitre I : RAPPAL SUR LES SEMICONDUCTEURS

I.1 Introduction.…….……..…….3

I.2 Les semi-conducteurs……..…….……...……..3

I.3 Densité d'états……..……. ……..4

I.4 Semi-conducteur intrinsèque…….….. 6

I.4.1 Densité des porteurs …… ...……...…...……..... .7

I.4.2 Niveau de Fermi (E_F) …….…….……....7

I.5 Semi-conducteur extrinsèques…….. ..... …8

I.5.1 Semi-conducteur de type N…...…….…….……...…..8

I.5.2 Semi-conducteur de type P……..……..…….9

I.6 Densité des porteurs……..…….……..……..10

I.6.1 Semi-conducteur de type N……...……...……..….10

I.6.2 Semi-conducteur de type P……...……...……...……...11

I.7 Niveau de Fermi…...…….…….……..……..…11

I.8 Gap d'énergie…...……..……...….....…13

I.9 Approximation de la masse effective (AME)…..…….…...…….…..…15

I.10 Dimension de semi-conducteur……..…..…….……..…..16

I.11 Définition d'un super-réseau…….…….…….....17

I.12 Hétéro-structure…….……...……18

I.13 Conclusion…….....……...……18

Chapitre II : LA SOLUTION DE L'EQUATION DE SCHRODINGER

II.1 Introduction ……...…….…….……19

II.2 Puits quantique 19

II.2.1 Résolution de l'équation de Schrödinger……..……..……...…20

II.3 Résolution de l'équation de Schrödinger dans un puits quantique en absence d'un champ électrique extérieur……..……...……....23

II.3.1 Puits quantique simple…….23
II.3.2 Double puits quantique……...…….....26
II.3.3 Triple puits quantique……..30

II.4 Résolution de l'équation de Schrödinger dans un puits quantique en présence d'un champ électrique extérieur……..…….……34

II.4.1 Structure d'une barrière ……..…….…….……34
II.4.2 Structure de quatre barrières..……...…….…..…….37
II.4.3 Coefficient de transmission ……..…….…..…....40

Chapitre III : L'INFLUENCE DE CHAMP ÉLECTRIQUE ET LA LARGEUR DE BARRIERE SUR LA CARACTERISTIQUE (I,V) D'UN SUPER-RESEAU AlGaAs/GaAs.

III.I Introduction……...…….42

III.1 hétéro-structure à quatre barrières……..…….……...…….42
III.2 L'influence de champ électrique sur les énergies de résonnance …….……...…49
III.3 Densité de courent……..…….……..……50
III.4 L'influence de température à la densité de courant……..……..…….……..51
Conclusion général……..…….…54
Bibliographié……..…….……..…55

Liste des figures

I.1 Position du niveau de Fermi intrinsèque dans un monocristal parfait……8
I.2 Semiconducteur dopé N……..……..9
I.3 Semiconducteur dopé P…….……..…...9
I.4 Position du niveau de Fermi extrinsèque type N……...……12
I.5 Position du niveau de Fermi extrinsèque type P……...…….13
I.6 Représentation de gap d'énergie……...…….14
I.7 Structure de bande schématique d'un semiconducteur (a) gap direct et (b) gap indirect……...15
I.8 Electrons et trous de masse effective m_c^* , m_v^*……..…....15
I.9 Densités d'états électroniques dans différentes structures semiconducteur à faibles dimensions.....17
I.10 Superréseau (a) empilement périodique des couches des matériaux (A, B), (b) représentation schématique un potentiel V(x) dans un semiconducteur…….17
I.11 Représentation des différents types de puits quantiques……18

II.1 Structure énergétique d'un puits quantique……..……19
II.2 Potentiel de confinement V(x)……...……..20
II.3 Structure de trois couches de semiconducteur……..…….…..23
II.4 Un puits quantique simple……..……..24
II.5 Double puits quantiques……..…….27
II.6 Triple puits quantiques……..……..30
II.7 Structure à une barrière avec un champ électrique extérieur……..……....34
II.8 Structure à quatre barrières avec un champ électrique extérieur……..……..... 37

III.1 L'énergie de potentiel d'une structure à quatre barrières (S) pour Va = 0……..42
III.2 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F=20kv/cm……43
III.3 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F = 55.5kV/cm……..44
III.4 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F = 66.6kV/cm……..44

III.5 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F = 100kV/cm……..45
III.6 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F=20kV/cm……...…45
III.7 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F = 55.5kv/cm……...46
III.8 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F = 66.6kv/cm……..……..…46
III.9 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F=100kv/cm…….……...…...……..…47
III.10 L'énergie en fonction de la largeur de barrière(S) ……....49
III.11 Hétéro-structure de quatre barrières à caractéristique la densité du courant en fonction de potentiel……....50
III.12 Hétéro-structure de quatre barrières à caractéristique le courant en fonction de potentiel…….51
III.13 Hétéro-structure de quatre barrières à caractéristique la densité du courant en fonction de potentiel……..…….……...…….…….52
III.14 Hétéro-structure de quatre barrières à caractéristique la densité du courant en fonction de potentiel……...……..……...53

Liste des tableaux

I.1 Exemples des semiconducteurs……...4

I.2 La densité des porteurs intrinsèque à température T=300K……7

I.3 Extrait de classification périodique des éléments des gaps……...……...…..14

III.1 Les niveaux d'énergie d'une structure à quatre barrières pour variable dans la largeur calculée par différent méthode……..48

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction générale

En 1970, le premier super-réseau à semi-conducteur a été réalisé par Esaki et Tsu. Il est constitué d'alternance périodique par une fine couche de semi-conducteur A (matériau puits) placée entre deux couches d'un semi-conducteur B (matériau barrière). Le travail exposé dans ce mémoire se propose d'étudier le profil de la bande de conduction d'un super-réseau $Al_xGa_{1-x}As$ /GaAs. Le super-réseau peut être étudié avec la simulation sur la caractéristique de courant en fonction de le potentiel (I, V).Nous avons étudié dans ce thème trois chapitres traites un super-réseau et quelque études sur états quantique.

Le premier chapitre traite un rappel sur les semi-conducteurs et les matériaux qui devers ce type dans le cristal, il faut d'abord définir clairement comment trouver les concentrations des électrons (ou trous) par la densité d'états par unité d'énergie et nous utilisons ces concentrations dans le semi-conducteur intrinsèque pour l'état pur, puis nous étudions le dopage de semi-conducteur dopé N où P, et on va voir l'état de niveau de Fermi dans chaque cas du semi-conducteur soit intrinsèque ou extrinsèque. Nous traitons le gap d'énergie (direct et indirect), et nous abordons les types des structures (le puits quantique, le fil quantique, la boite quantique).

Dans le second chapitre, nous présentons divers structures (puits quantique et double puits quantique, triple puits quantique) des états liés dans un puits de potentiel en absence du champ électrique extérieur, et cherchons à résoudre l'équation de Schrödinger selon l'approximation de Ben-Daniel-Duke aux niveaux d'interfaces puis obtenir la matrice de transfert et le coefficient de transmission. Dans le cas de présence le champ électrique extérieur nous allons étudier la résolution de l'équation de Schrödinger pour consulter la matrice de transfert et pour trouver les niveaux d'énergies .Nous utilisons ce niveaux sont obtenus en fonction des ondes planes et des fonctions de Airy.

Dans le troisième chapitre nous exposons les résultats de simulation obtenus par logiciel *Fortran* utilisé le traitement numérique, nous permettons d'évaluer les influences de champ électrique et la largeur de barrière sur une structure à quatre barrières. Ces influences sont directement liées avec les paramètres physiques.

Enfin, nous terminons par une conclusion générale qui résume nos résultats les plus saillants et exprime sur tous états d'études.

Chapitre I :

RAPPEL SUR LES SEMICONDUCTEURS

Chapitre I :
RAPPEL SUR LES SEMI-CONDUCTEURS

I.1 Introduction

Dans le premier chapitre, nous allons rappeler le cadre théorique du semi-conducteur qu'il distingue dans un cristal. Il a produit plusieurs conversibles comme le semi-conducteur intrinsèque et le dopage de type N ou P et la relation avec le niveau de Fermi, et nous avons traité quelque définition comme le gap d'énergie (la largeur de la bande interdite), les états de (puits, fil et boite quantique) dans le semi-conducteur et l'approximation de la masse effective et le super-réseau et la hétéro-structure.

I.2 Les semi-conducteurs

Dans le solide, on trouve un semi-conducteur entre un isolant et un conducteur dont la résistivité varie de 10^{-3} à 10^{4} Ωm (ou plus). Il est isolant au zéro absolu, et conduise l'électricité de façon limitée à température ambiante [1]. L'état fondamental correspond à une bande de valence pleine à une bande de conduction vide [2], il existe une bande interdite d'une largeur faible entre le sommet de la bande de valence et le bas de la bande de conduction, cette bande est appelée le gap du matériau E_g[3].

- Les semi-conducteurs sont aussi les matériaux de base de l'optoélectronique, technologie envahit notre vie quotidienne avec les télécommunications par fibres optiques, les disques laser, les télécommandes optiques... [4]

-Les matériaux qui possèdent ce type de propriétés sont les éléments de la colonne IV de la classification périodique et les composés III-V, des composés II-VI, des alliages ternaires ou quaternaires [5], le tableau (I.1) donne des exemples des matériaux ou des composés [6].

Colonne		Semi-conducteur
IV		Ge, Si
III-V	binaire	GaAs , GaP, GaSb , InAs ,InP ,InSb
	ternaire	$Al_xGa_{1-x}As$,$GaAs_yP_{1-y}$
	quaternaire	$Al_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$
II-VI	binaire	CdS , HgTe , CdTe , ZnTe ,ZnS
	ternaire	$Cd_xHg_{1-x}Te$

Tableau I.1 Exemples des semi-conducteurs.

I.3 Densité d'états

La densité d'états permis est donnée par unité d'énergie et vaut par unité de volume du cristal, nous allons calculer cette densité pour un gaz d'électrons indépendants, noterons $n(E)$ [7], en utilisant l'approximation de la bande parabolique

$$E = \frac{\hbar^2 K^2}{2m} \quad \Rightarrow \quad dE = \frac{\hbar^2 K dK}{m} \tag{I.1}$$

Pour la masse effective constante, la densité d'états vaut [8]:

$$n(E)dE = \frac{(2m^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} E^{1/2}\, dE \tag{I.2}$$

-Dans le cas d'électron de masse m_e^* située dans le bas de la BC, l'énergie est mesurée à partir du minimum de la BC, et on obtient [8] :

$$n(E)dE = \frac{(2m_e^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} (E - E_c)^{1/2}\, dE \tag{I.3}$$

-Dans le cas de trous de masse m_t^* située dans le haut de la BV, l'énergie est mesurée à partir du maximum de la BV, et on obtient :

$$n(E)dE = \frac{(2m_t^*)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} (E_V - E)^{1/2}\, dE \tag{I.4}$$

Nous allons considérer un semi-conducteur à la température T. Soit E_c l'énergie minimum de la bande de conduction et E_V l'énergie maximum de la bande de valence, pour le niveau de Fermi E_F est vérifié la condition $E_C < E_F < E_V$, la fonction de distribution de Fermi écrit sous la forme suivante [9] :

$$f(E) = \frac{1}{1+exp\left(\frac{E-E_F}{K_BT}\right)} \quad (I.5)$$

On remplace la probabilité de Fermi-Dirac par celle de Boltzmann [10].

$$f(E) \approx \frac{1}{exp\left(\frac{E-E_F}{K_BT}\right)} \approx exp\left(-\frac{E-E_F}{K_BT}\right) \quad (I.6)$$

$$f(E) = exp\left(-\frac{E-E_C}{K_BT}\right).exp\left(-\frac{E_C-E_F}{K_BT}\right) \quad (I.7)$$

Pour la bande de conduction, on peut calculer la concentration en électron cm^{-3}, Ceci conduit à [9] :

$$n = \int_{Ec}^{\infty} n(E)\, f(E) dE \quad (I.8)$$

Ce qui donne pour

$$n = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C-E_F}{K_BT}\right) \int_{EC}^{\infty} (E-E_c)^{1/2} \exp\left(-\frac{E-E_C}{K_BT}\right) dE \quad (I.9)$$

$$n = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C-E_F}{K_BT}\right) \int_{EC}^{\infty} (E-E_c)^{1/2} \exp\left(-\frac{E-E_C}{K_BT}\right) d(E-E_c) \quad (I.10)$$

En posant : $X = \frac{E-E_C}{K_BT}$ avec $X = 0$ pour $E = E_C$, l'équation ci-dessus devient [9] :

$$n = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C-E_F}{K_BT}\right)(K_BT)^{3/2} \int_0^{\infty} X^{1/2}\, exp(-X) dX \quad (I.11)$$

$$du = \frac{1}{2}X^{1/2}\, dX \quad (I.12)$$

On pose $X^{1/2} = \left(\frac{E-E_c}{K_BT}\right)^{1/2} \rightarrow du = \frac{1}{2}X^{1/2}\, dX \rightarrow dX = 2u.du$ (I.13)

L'intégrale peut aussi s'écrire : $I = \int_0^{\infty} u \,.\exp(-u^2)\, 2u.du$ (I.14)

$$I = \int_0^{\infty} 2u^2.\exp(-u^2) du \quad (I.15)$$

On peut remarquer que cette dernière l'intégrale est aussi le résultat de l'intégration par partie de [9] :

$$I = \int_0^{\infty} \exp(-u^2) du = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (I.16)$$

En remplaçant ce résultat dans l'expression de n on obtient :

$$n = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C-E_F}{K_BT}\right)(K_BT)^{3/2}\ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad \text{(I.17)}$$

$$n = 2\left(\frac{K_BTm_e^*}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C-E_F}{K_BT}\right) \quad \text{(I.18)}$$

$$n = N_C exp\left(-\frac{E_C-E_F}{K_BT}\right) \quad \text{(I.19)}$$

Où $N_C = 2\left(\frac{m_e^*K_B}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}$ est la densité affective d'états dans la bande de conduction.

Dans la bande de valence, nous pouvons exprimer la densité de trous cm^{-3} dans le matériau p par [9] :

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} n(E)\big(1 - f(E)\big)dE \quad \text{(I.20)}$$

$$1 - f(E) \approx \exp\left(\frac{E-E_F}{K_BT}\right) = \exp\left(-\frac{E_V-E}{K_BT}\right)\exp\left(-\frac{E_F-E_V}{K_BT}\right) \quad \text{(I.21)}$$

On peut, par un calcule similaire, trouver la densité effective de trous dans la bande de valence [8] :

$$p = N_V \exp\left(\frac{E_V-E_F}{K_BT}\right) \quad \text{(I.22)}$$

où $N_V = 2\left(\frac{m_t^*K_B}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}$ est la densité effective d'états dans la bande de valence.

I.4 Semi-conducteur intrinsèque

Un semi-conducteur est dit intrinsèque lorsqu'il est à l'état pur. Dans ce cas à tout électron se trouvant dans la bande de conduction correspond un trou dans la bande de valence .Dans ce cas, on a que [8].

$$n = p = n_i \quad \text{(I.23)}$$

I.4.1 Densité des porteurs

La densité des électrons dans la BC et celle des trous dans la BV sont données respectivement par (I.19) et (I.22) [9] :

$$n = p \tag{I.24}$$

on a $$n_i^2 = n.p \tag{I.25}$$

d'où $$n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{K_B T}\right) \tag{I.26}$$

On trouve $$n_i = \sqrt{N_C N_V}\, exp\left(-\frac{E_g}{K_B T}\right) \tag{I.27}$$

avec $E_g = \frac{E_V - E_C}{2}$ la largeur de gap.

On déduit que pour un SC donne la densité des porteurs intrinsèque est une fonction exponentielle du gap du matériau et de la température [10].

Le tableau donne la densité des porteurs intrinsèque à température T=300K [3].

	Si	**Ge**	**GaAs**	**InP**
n_i(cm^{-3})	10^{10}	2.10^{13}	3.10^{6}	3.10^{7}

Tableau I.2 La densité des porteurs intrinsèque à température T=300K.

I.4.2 Niveau de Fermi (E_F)

On obtient la position du niveau de Fermi en écrivant que pour un semi-conducteur intrinsèque les densités des électrons et des trous sont égales ($n = p$) , soit alors [9] :

$$N_c exp\left(-\frac{E_C - E_{Fi}}{K_B T}\right) = N_V exp\left(\frac{E_V - E_{Fi}}{K_B T}\right) \tag{I.28}$$

Ce qui donne : $$E_{Fi} = \frac{K_B T}{2}\, ln\frac{N_V}{N_C} + \frac{E_C + E_V}{2} \tag{I.29}$$

Comme $\frac{N_V}{N_C} = \left(\frac{m_V^*}{m_C^*}\right)^{3/2}$ on peut obtenir :

$$E_{Fi} = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3}{4} K_B T ln\left(\frac{m_V^*}{m_C^*}\right) \tag{I.30}$$

$$E_{Fi} = milieu + \frac{3}{4} K_B T ln\left(\frac{m_t^*}{m_e^*}\right) \quad (I.31)$$

avec m_e^* la masse effective des électrons et m_t^* la masse effective des trous.

-Pour un semi-conducteur intrinsèque le niveau de Fermi se situe au milieu de la bande interdite à température ambiante.

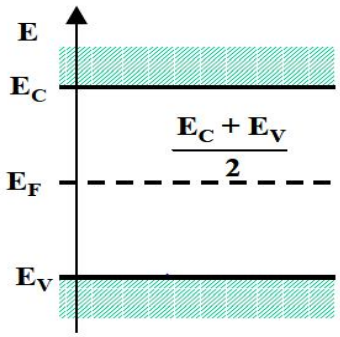


Figure I.1 Position du niveau de Fermi intrinsèque dans un monocristal parfait.

I.5 Semi-conducteur extrinsèque

Dans un cristal semi-conducteur, il est possible d'introduire des atomes étrangers de valence 3 (trivalent) ou 5(pentavalent) respectivement [9].

I.5.1 Semi-conducteur de type N

Soit un semi-conducteur de la colonne IV (silicium) dopé par des atomes de la colonne V (par exemple phosphore).Dans le réseau l'atome de phosphore remplace un atome de Si et établit quatre liaisons de valence avec ses quatre voisins (voir la figure (I.2)[11]).Son cinquième électron périphérique se retrouve avec une énergie de liaison $(E_c - E_D)$ de l'ordre de quelques dizaines de meV, à la température ambiante cet électron est libéré dans le réseau par agitation thermique et occupe un état dans la BC. Le phosphore a une charge positive excédentaire. On dit que le phosphore dans le silicium est un atome donneur [12].

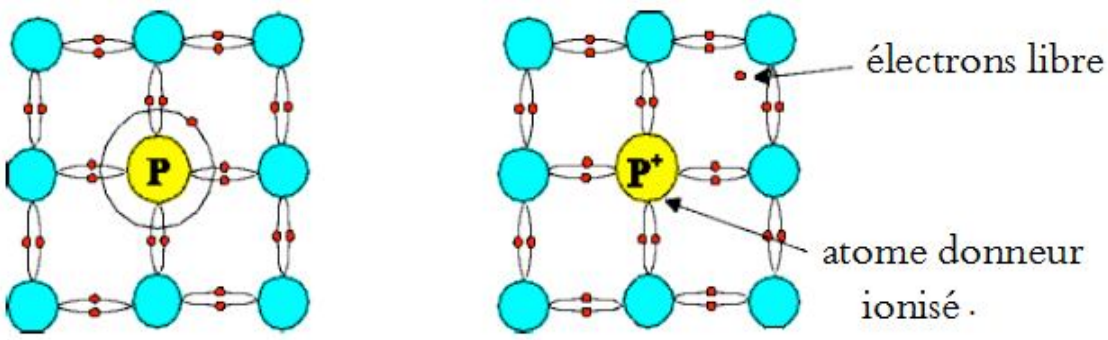


Figure I.2 Semi-conducteur dopé N.

I.5.2 Semi-conducteur de type P

Prenons un cristal de silicium dans lequel on a introduit des atomes trivalents (par exemple bore).Un atome trivalent possèdent trois électrons périphériques, il ne peut effecteur que trois liaisons de valence avec trois des quatre atomes de silicium (voir la figure (I.3) [11]). Le quatrième silicium n'est pas lié avec l'atome d'impureté, mais dès qu'une liaison de valence voisine se brise, libérant un électron, cet électron peut venir saturer la quatrième liaison, on obtient la création simultanée d'un trou et d'un ion fixe négatif .Les atomes trivalents sont des atomes accepteurs [12].

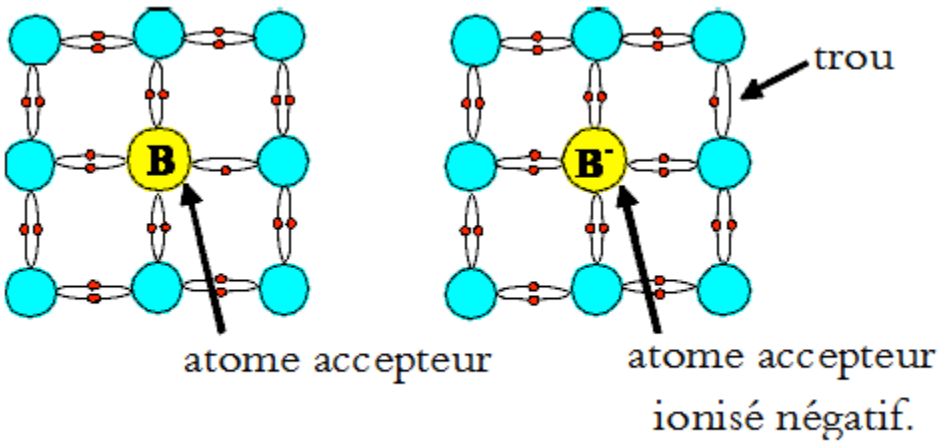


Figure I.3 Semi-conducteur dopé P.

I.6 Densité des porteurs

Considérons un semi-conducteur contenant à la fois des impuretés de type N et de type P. L'expression de la neutralité électrique du cristal permet d'écrire [8] :

$$n + N_a^- = p + N_d^+ \tag{I.32}$$

avec N_d^+ la densité des atomes donneurs ionisés positivement, et N_a^- la densité des atomes accepteurs ionisés négativement, comme il a été vu précédemment, on peut considérer à température ambiante que toutes les impuretés sont ionisées. On a donc $N_a^- = N_a$ concentration d'atomes accepteurs où que $N_d^+ = N_d$ concentration d'atomes donneur. La relation précédente peut donc s'écrire [8] :

$$n + N_a = p + N_d \rightarrow n - p = N_d - N_a \tag{I.33}$$

$$p = n - (N_d - N_a) \tag{I.34}$$

Pour (I.25) on peut écrire :

$$(n + p)^2 = (n - p)^2 + 4np \tag{I.35}$$

$$(n + p)^2 = (N_d - N_a)^2 + 4n_i^2 \tag{I.36}$$

$$p + n = \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2} \tag{I.37}$$

on obtient donc :

$$n = \frac{1}{2}\left[(N_d - N_a) + \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2}\right] \tag{I.38}$$

$$p = \frac{1}{2}\left[(N_a - N_d) + \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2}\right] \tag{I.39}$$

I.6.1 Semi-conducteur de type N

Les électrons sont appelés les porteurs majoritaires, tant dis que les trous sont les porteurs minoritaires, l'équation de la neutralité électrique à la température ambiante est [13] :

$$n + N_a = p + N_d \tag{I.40}$$

Pour lequel $N_d \gg N_a$ et $N_d \gg n_i$ et $N_d - N_a \gg n_i$

On négligeant la densité des trous on peut exprimer la densité des électrons comme suit :

$$n = N_d - N_a \tag{I.41}$$

Or comme (I.25) On peut écrire $n = N_d - N_a \cong N_d$

et $$p = \frac{n_i^2}{n} = \frac{n_i^2}{(N_d - N_a)} = \frac{n_i^2}{N_d} \tag{I.42}$$

I.6.2 Semi-conducteur de type P

Les électrons sont appelés les porteurs minoritaires, tant dis que les trous sont les porteurs majoritaires, l'équation de la neutralité électrique à la température ambiante est [13]:

$$n + N_a = p + N_d \tag{I.43}$$

Pour lequel $N_a \gg N_d$ et $N_a \gg n_i$ et $N_a - N_d \gg n_i$

On négligeant la densité des électrons on peut exprimer la densité des trous comme suit :

$$p = N_a - N_d \tag{I.44}$$

Or comme (I.25) on peut écrire $p = N_a - N_d \cong N_a$

et $$p = \frac{n_i^2}{p} = \frac{n_i^2}{(N_a - N_d)} = \frac{n_i^2}{N_a} \tag{I.45}$$

I.7 Niveau de Fermi

Dans le cas d'un **semi-conducteur de type N**, à température ambiante, $n \approx N_d$

l'expression de la densité des porteurs est donnée par [13]:

$$n = N_d = N_C \, exp\left(-\frac{E_C - E_F}{K_B T}\right) \tag{I.46}$$

$$\frac{N_d}{N_C} = exp\left(-\frac{E_C - E_F}{K_B T}\right) \tag{I.47}$$

Ce qui permet de déduire :

$$E_C - E_F = K_B T \, ln\left(\frac{N_C}{N_d}\right) \tag{I.48}$$

En appelant E_i la position du niveau de Fermi dans le cas où le matériau serait intrinsèque, nous aurions la relation suivante :

$$n_i = N_c \, exp\left(-\frac{E_C - E_i}{K_B T}\right) \tag{I.49}$$

et

$$E_C - E_i = K_B T \, ln\left(\frac{N_C}{N_i}\right) \tag{I.50}$$

$$E_C - E_i + E_i - E_F = K_B T \, ln\left(\frac{N_C}{N_d}\right) = K_B T \, ln\left(\frac{N_C}{n_i}\right) - E_F - E_i \tag{I.51}$$

$$E_F - E_i = K_B T \, ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \tag{I.52}$$

Le niveau de Fermi se décale donc progressivement du milieu de la bande interdite vers la bande de conduction [13] lorsque le dopage de type N augmente comme représenter dans (Figure I.4) [9].

Ainsi plus la densité donneurs est élevée plus le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction.

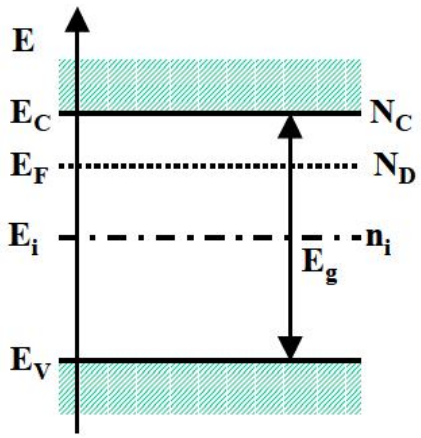


Figure I.4 Position du niveau de Fermi extrinsèque type N.

Dans le cas **d'un semi-conducteur de type P**, à température ambiante, $p \approx N_a$

l'expression de la densité des porteurs est donnée par [13]:

$$p = N_a = N_V \, exp\left(\frac{E_V - E_F}{K_B T}\right) \tag{I.53}$$

Ce qui permet de déduire :

$$E_F - E_V = K_B T \, ln\left(\frac{N_V}{N_a}\right) \quad \text{(I.54)}$$

Dans le cas d'un semi-conducteur dopé de type P, le niveau de Fermi se trouvera d'autant plus près du sommet de la bande de valence, que le matériau sera plus dopé (Figure I.5) [9]. Ainsi plus la densité d'accepteurs est élevée plus le niveau de Fermi se rapproche de la bande de valence.

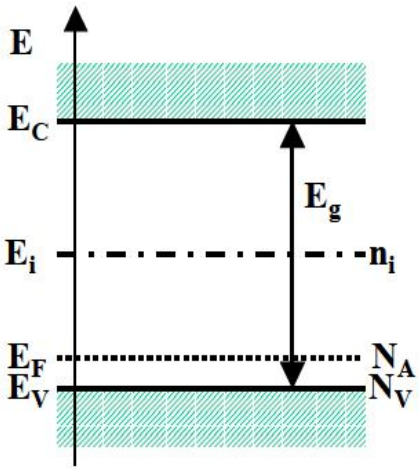


Figure I.5 Position du niveau de Fermi extrinsèque type P.

I.8 Gap d'énergie

La bande de valence d'un semi-conducteur est la dernière bande occupée par les électrons et la Bande de conduction est la première bande vide. Le gap est l'énergie minimum séparant la bande de valence de la bande de conduction (Figure I.6). Et il dépend de la température et varie d'environ 10%entre 0 K et la Température ordinaire. Cette dépendance a deux origines [14]:

-La dilatation thermique du réseau cristallin qui modifie le potentiel périodique, dont la structure de bandes et la valeur du gap en énergie.

-Les vibrations du réseau car elles dépendent de la température et modifient aussi la structure de bandes, donc la valeur du gap.

Ces deux effets sont de grandeurs comparables et conduisent à une variation linéaire en T sauf à basse température ou cette variation est quadratique [14].

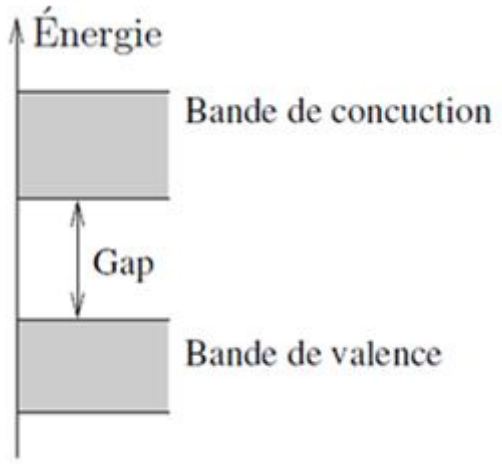


Figure I.6 Représentation de gap d'énergie [15].

Il existe deux types fondamentaux de semi-conducteurs [1]: le premier est dit à gap direct lorsque le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés au même point de l'espace de vecteur d'onde $\overrightarrow{K}$ comme la plupart des composés issus des colonnes III et V du tableau périodique des éléments chimiques exemple GaAs [16].

Le second est dit à gap indirect pour lesquels les extrema sont situés en des points différents de l'espace de vecteur d'onde $\overrightarrow{K}$ (Figure I.7) comme le silicium (colonne IV)[1][17].

Le tableau (I.3) donne les éléments des gaps dans la classification périodique.

Groupes / Périodes	III	IV	V
II	*B*	*C*	*N*
III	*Al*	*Si*	*P*
IV	*Ga*	*Ge*	*As*
V	*In*	*Sn*	*Sb*

Tableau I.3 Extrait de la classification périodique des éléments des gaps.

a) b)



Figure I.7 Structure de bande schématique d'un semi-conducteur (a) gap direct et (b) gap indirect.

I.9 Approximation de la masse effective (AME)

La masse effective m^*est une quantité qui permet de continuer à utiliser les formules simple établies pour étudier le transport des électrons dans un cristal et en physique de semi-conducteur [1], cette masse peut être varie à la masse de l'électron m_0 dans le vide. De manière générale [18], les composantes de la masse effective peuvent être mesure par divers méthodes (relation de dispersion, équation de Schrödinger, condition de continuité) telle qu'approximation de la masse effective. La figure (I.8) représente la masse effective de l'électron et les trous dans un semi-conducteur.

$$m^* = \frac{\hbar^2}{(d^2E/dK^2)} \tag{I.55}$$

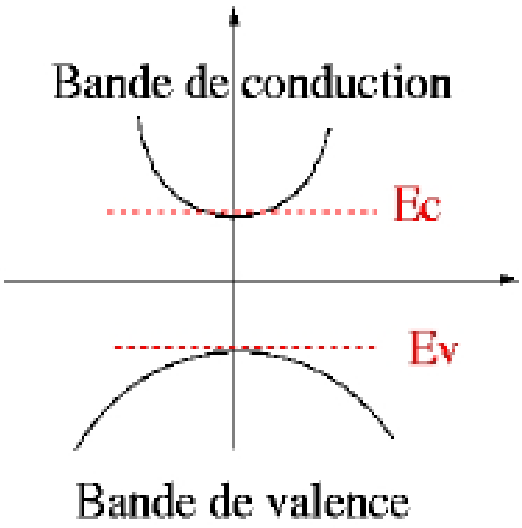


Figure I.8 Electrons et trous de masse effective m_c^* , m_v^*.

I.10 Dimension de semi-conducteur

Les niveaux d'énergies des porteurs sont quantifiés suivant la direction de croissance :

-Le puits quantique : le confinement est suivant une direction de l'espace et les électrons ont un mouvement libre dans les deux autres directions, comme un gaz deux dimensions (2D) [19]. L'expression de la densité d'états est [14] :

$$n(E) = \left(m / \pi\hbar^2\right) \sum_n \Theta\left(E - E_n\right) \tag{I.56}$$

où n est le nombre quantique dans la direction de confinement, E_n les niveaux d'énergie pour cette dimension et $\Theta(x)$ la fonction d'Heaviside.

- Pour une structure unidimensionnelle**,** les porteurs sont confinés dans deux directions de l'espace et libres de se propager dans la troisième [20], l'expression de la densité d'états est [14] :

$$n(E) = (1/\pi)\left(m / \pi\hbar^2\right)^{1/2} \sum_{n_1,n_2} \left(1/\sqrt{E - E_{n_1 n_2}}\right) \Theta\left(E - E_{n_1,n_2}\right) \tag{I.57}$$

où n_1 et n_2 sont les nombres quantiques de la boite à deux dimensions.

-Dans la troisième direction on obtient une boite quantique, la densité d'états d'un gaz d'électrons à 3 dimensions augmente proportionnellement $\sqrt{E}$ [14].

$$n(E) = \left(1/2\pi^2\right)\left(2m / \hbar^2\right)^{3/2} \sqrt{E} \tag{I.58}$$

Ce confinement a pour effet de modifier la densité d'état :

En effet, sa dépendance en fonction de l'énergie varie progressivement lorsqu'on passe d'un système 3D (fonction continue) à un système 0D (fonction discrète), induisant de fait un changement important dans la dynamique des porteurs [21]. La densité d'état [14] comme.

$$n(E) = 2\sum_{n_1,n_2,n_3} \delta\left(E - E_{n_1,n_2,n_3}\right) \tag{I.59}$$

où $\delta(x)$ est la distribution de Dirac.

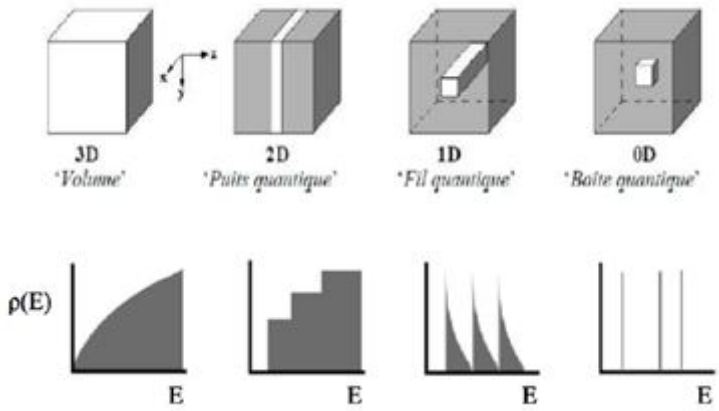


Figure I.9 Densités d'états électroniques dans différentes structures semi-conducteur à faibles dimensions.

I.11 Définition d'un super-réseau

Le premier super-réseau a été réalisé par Esaki et Tsu et consistait en un empilement périodique des couches très fines des matériaux (A, B) suivant l'axe de croissance des gaps différents. $Al_xGa_{1-x}As$ / GaAs ce type de super-réseau est le plus utilisé [22].

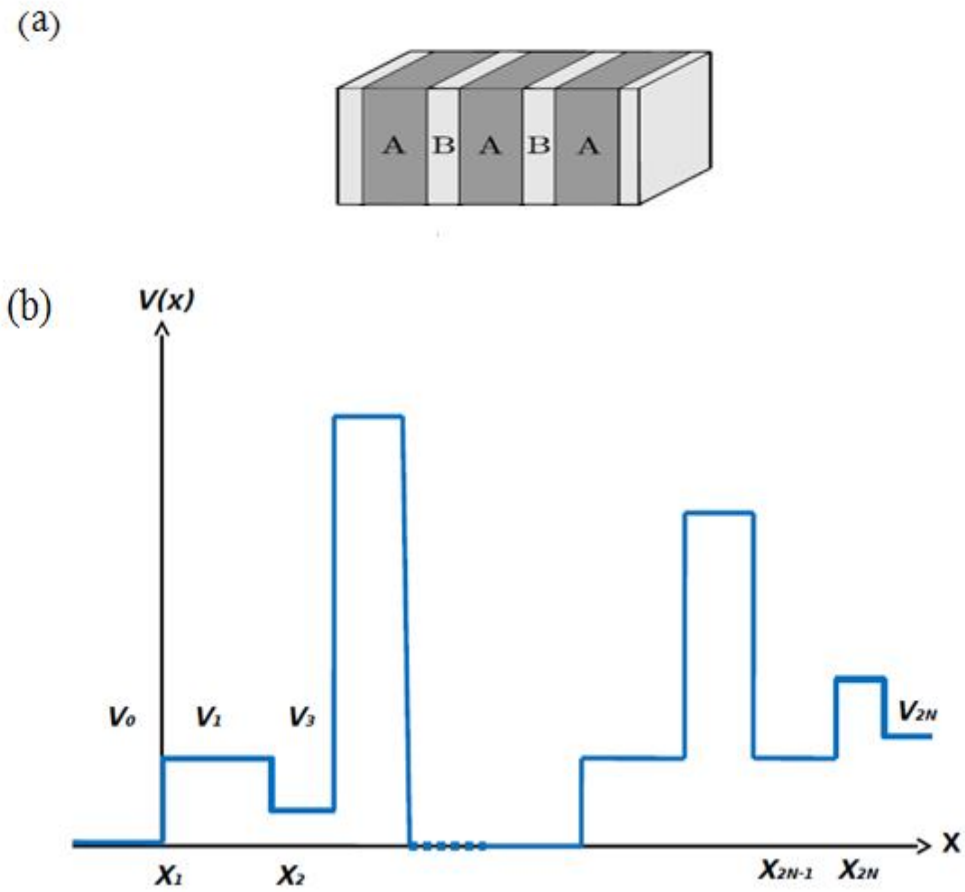


Figure I.10 Super-réseau (a) empilement périodique des couches des matériaux (A, B), (b) représentation schématique un potentiel V(x) dans un semi-conducteur [23].

I.12 Hétéro-structure

Une hétéro-structure constituée d'une couche parallèle de semi-conducteur A d'épaisseur L_1 en sandwich entre deux couches d'un semi-conducteur B d'épaisseur L_2 [24], il faut en effet que A et B ont le même type de réseau cristallin et le même ordre de dimension de cellule élémentaire comme le couple GaAs/AlAs [25].Il existe deux types d'hétéro-structures dans semi-conducteurs.

Dans l'hétéro-structure de type I : les électrons et les trous sont piégés dans la même semi-conducteur, il est à gap direct [3].

Dans l'hétéro-structure de type II : les électrons et les trous sont confinés dans deux matériaux semi-conducteurs adjacents, il est à gap indirect [3] (Figure I.11).

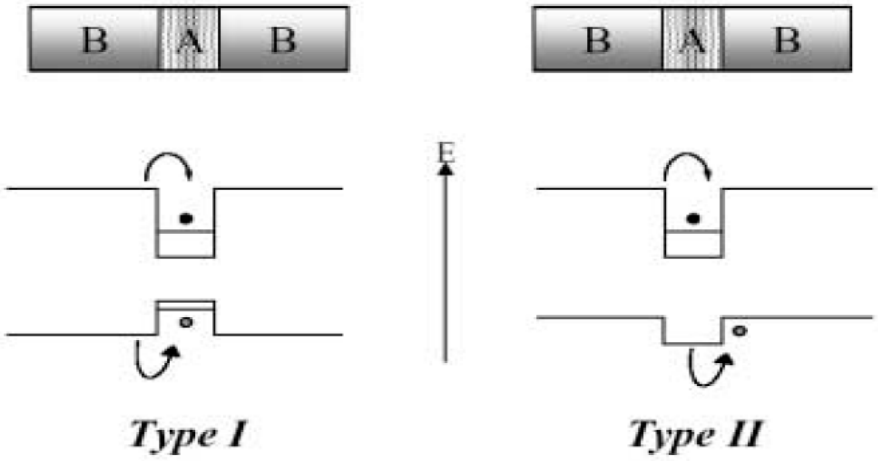


Figure I.11 Représentation des différents types de puits quantiques.

I.13 Conclusion

Nous avons rappelé certains concepts qui concerne notre étude et donner quelque terminologie nécessaires pour étude le déplacement d'électrons dans la bande de conduction c'est-à-dire semi-conducteur de type N, et nous avons étudié dans les deux chapitres suivant les puits quantique dans ce bande.

Chapitre II :

SOLUTION DE L'ÉQUATION DE SCHRODINGER

Chapitre II :
LA SOLUTION DE L'ÉQUATION DE SCHRODINGER

II.1 Introduction

Ce chapitre est basé sur la solution de l'équation de Schrödinger pour trouver les énergies de confinement des électrons dans une structure à puits quantique sans et sous un champ électrique uniforme.

II.2 Puits quantique

Un puits quantique est une structure cristalline obtenue par croissance de plusieurs couches de matériaux semi-conducteurs. Il n'a pas la même valeur de bande interdite (voir la figure II.1).

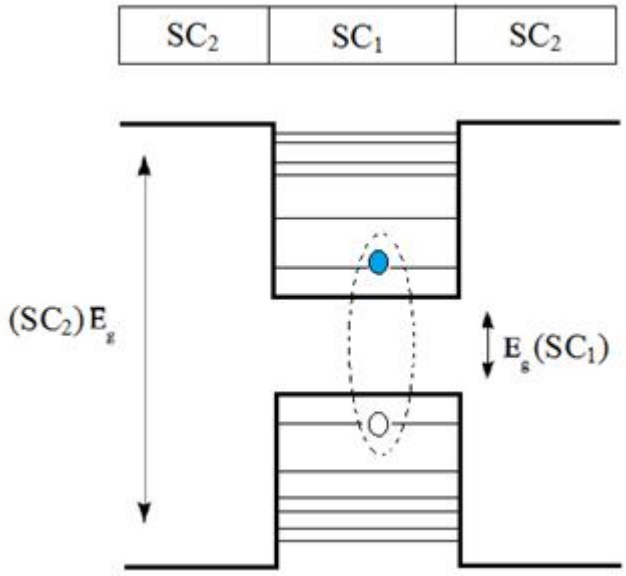


Figure II.1 Structure énergétique d'un puits quantique.

On considère un puits quantique fini est déterminé par la largeur L et le potentiel de confinement suivant (Figure II.2):

$$V(x) = \begin{cases} 0 \ pour \ 0 \leq x \leq L_1 \ . \\ \\ V_0 \ \ pour \ \ x < 0 \ ou \ x > L_1 . \end{cases} \qquad \text{(II.1)}$$

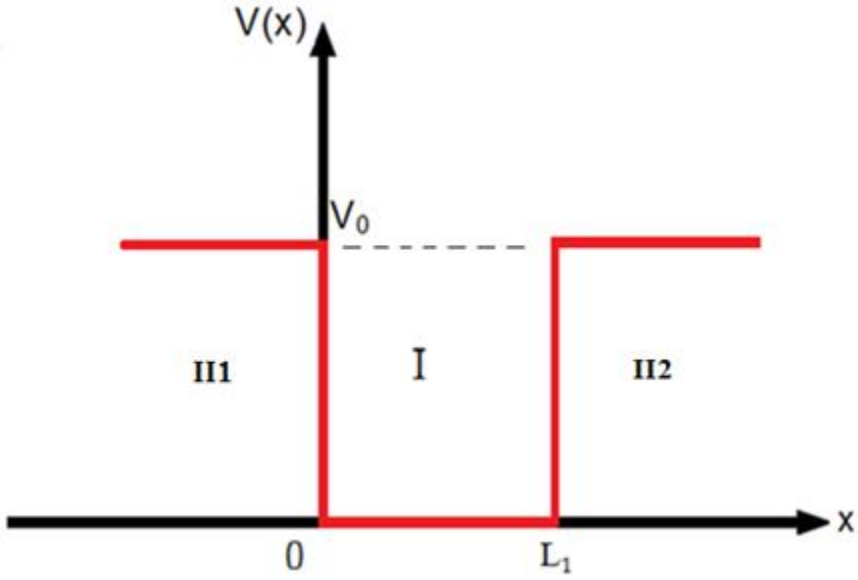


Figure II.2 Potentiel de confinement V(x).

Nous avons obtenu trois régions, l'équation aux valeurs propres unidimensionnelle suivant la direction (x) s'écrit par :

$$H\Psi(x) = E\,\Psi(x) \tag{II.2}$$

où H : l'hamiltenien de système est défini par $H = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(x)$, avec $\hbar$ la constante de Planck réduite, ∇^2 : opérateur de laplacien et m la masse des électrons.

II.2.1 Résolution de l'équation de Schrödinger

-Pour la région II_1 : $x < 0$

Le potentiel est V_0, l'équation de Schrödinger (II.2) s'écrit :

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} + \frac{2m_2}{\hbar^2}(E - V_0)\Psi(x) = 0 \tag{II.3}$$

où m_2 représente la masse effective des électrons dans le semi-conducteur SC_2.Dans la mesure où on étudie les états liés du puits de potentiel, $E < V_0$ de sorte que $(V_0 - E)$ est positif [3] et l'équation (II.3) s'écrit :

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} - \varrho^2\Psi(x) = 0 \tag{II.4}$$

avec $$\varrho = \left(\frac{2m_2(V_0-E)}{\hbar^2}\right)^{1/2} \tag{II.5}$$

La condition aux limites $\Psi_{II1}(x \to -\infty) = 0$, la solution de l'équation (II.4) est de la forme :

$$\Psi_{II1}(x) = Ae^{\varrho x} \tag{II.6}$$

- Pour la région I : $0<x<L_1$

Le potentiel est nul, l'équation de Schrödinger est :

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} + \frac{2m_1E}{\hbar^2}\Psi(x) = 0 \tag{II.7}$$

où m_1 représente la masse effective des électrons dans le semi-conducteur SC_1 .L'équation (II.7) s'écrit:

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} + k^2\Psi(x) = 0 \tag{II.8}$$

avec $$k = \left(\frac{2m_1E}{\hbar^2}\right)^{1/2} \tag{II.9}$$

La solution est de la forme :

$$\Psi_I(x) = B\sin(kx + \varphi) \tag{II.10}$$

-Pour la région II_2 : $x > L_1$

Le potentiel est V_0, compte tenu de la condition aux limites $\Psi_{II_2}(x \longrightarrow +\infty) = 0$,la fonction d'onde s'écrit :

$$\Psi_{II_2}(x) = Ce^{-\varrho x} \tag{II.11}$$

avec A et B , C , φ sont les constantes d'intégration .

On applique les conditions aux interfaces. Ces conditions sont les continuités de la fonction d'onde Ψ et du courant de probabilité$(1/m)(d\Psi'/dx)$ [3], à partir des expressions de (II.6, II.10, II.11), on obtient les relations:

-En $x = 0$, les conditions $\Psi_{II1}(0) = \Psi_I(0)$ et $\frac{1}{m_2}\Psi'_{II1}(0) = \frac{1}{m_1}\Psi'_I(0)$ entraînent

$$A = B\sin\varphi \tag{II.12}$$

$$A\frac{\varrho}{m_2} = B\frac{k}{m_1}\cos\varphi \tag{II.13}$$

-En $x = L_1$, les conditions $\Psi_I(L_1) = \Psi_{II\,2}(L_1)$ et $\frac{1}{m_1}\Psi_I'(L_1) = \frac{1}{m_2}\Psi_{II2}'(L_1)$ entraînent

$$B\sin(kL_1 + \varphi) = Ce^{-\varsigma L_1} \quad \text{(II.14)}$$

$$B\frac{k}{m_1}\cos(kL_1 + \varphi) = -C\frac{\varsigma}{m_2}\ e^{-\varsigma L_1} \quad \text{(II.15)}$$

En divisant membre à membre, d'une part les équations (II.12, II.13) et d'autre part les équations (II.14, II.15), on obtient respectivement :

$$tg\,\varphi = \frac{km_2}{\varsigma m_1} \quad \text{(II.16)}$$

$$tg(kL_1 + \varphi) = -\frac{km_2}{\varsigma\, m_1} \quad \text{(II.17)}$$

Compte tenu de la relation $sin^2\alpha = 1/(1 + 1/tg^2\,\alpha)$ l'expression (II.16) donne :

$$\sin\varphi = \frac{k/m_1}{\sqrt{k^2/m_1^2 + \varsigma^2/m_2^2}} \quad \text{(II.18)}$$

D'autre part la relation $tg\,\varphi = -tg(kL_1 + \varphi)$ entraîne $\varphi = -(kL_1 + \varphi) + n\pi$ où n est un nombre entier .Cette relation s'écrit :

$$kL_1 = n\pi - 2\varphi \quad \text{(II.19)}$$

Soit, en explicitant φ (II.18)

$$kL_1 = n\pi - 2\,Arc\,sin\frac{k/m_1}{\sqrt{k^2/m_1^2 + \varsigma^2/m_2^2}} \quad \text{(II.20)}$$

En explicitant $k\ et\ \varsigma$ à partir de leurs définitions, on obtient la relation :

$$\frac{\sqrt{2m_1\,E}}{\hbar}\,L_1 = n\pi - 2\,Arc\sin\sqrt{\frac{E}{V_0 m_1/m_2 + E(1 - m_1/m_2)}} \quad \text{(II.21)}$$

L'expression (II.21) définit les valeurs possible de l'energie E correspondant aux différentes valeurs de n .

II.3 Résolution de l'équation de Schrödinger dans un puits quantiques en absence d'un champ électrique extérieur

On considère une structure constituée de trois couches minces atomique de semi-conducteur B, A, B. Les couches du matériau B ont formé dans ce cas des puits de potentiel et la couche de «A» de barrière de potentiel [26].

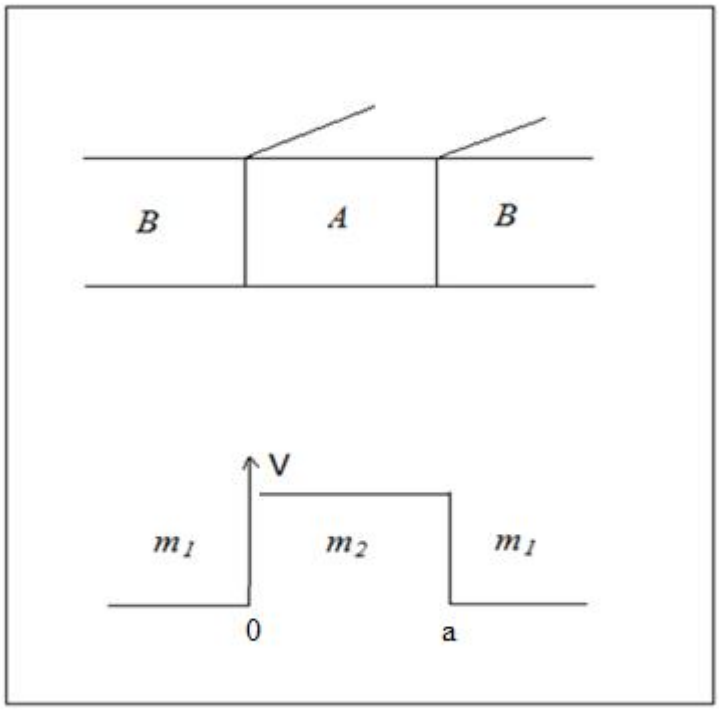


Figure II.3 Structure de trois couches de semi-conducteurs.

II.3.1 Puits quantique simple

Un puits quantique simple est formé par deux semi-conducteurs. On considère un électron soumis à un point de potentiel :

$$V(x) = \begin{cases} 0 \quad pour \ x < 0 \ où \ x > a, \\ \\ V_0 \quad pour \ 0 < x < a. \end{cases} \tag{II.22}$$

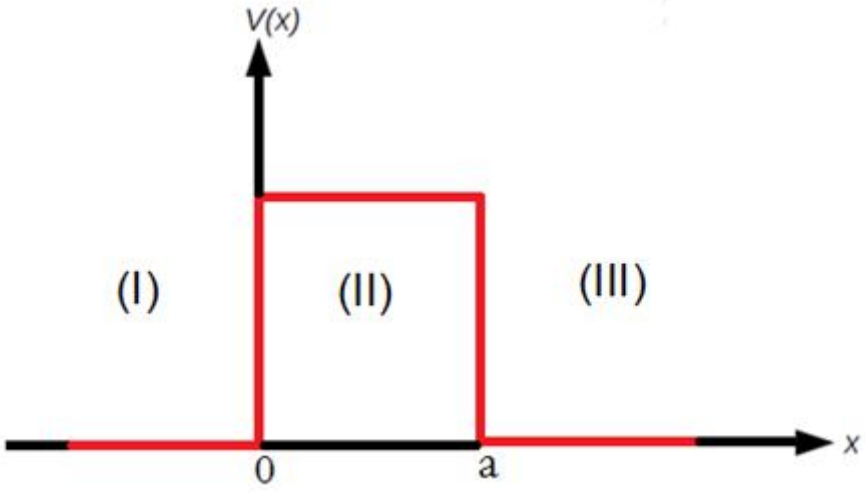


Figure II.4 Un puits quantique simple.

On détermine la solution de l'équation de Schrödinger dans chaque région :

-Solution dans la région I :

Dans le cas $E > V_0$ l'équation de Schrödinger indépendante du temps peut-être écrite comme :

$$\frac{d^2\Psi_1(x)}{dx^2} + k^2\Psi_1(x) = 0 \qquad \text{(II.23)}$$

La solution dans la région s'écrit :

$$\Psi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \qquad \text{(II.24)}$$

-Solution dans la région II :

Dans la région (II) :

$$\frac{d^2\Psi_2(x)}{dx^2} - \varrho^2 \Psi_2(x) = 0 \qquad \text{(II.25)}$$

La solution dans la région s'écrit :

$$\Psi_2(x) = A_2 e^{\varrho x} + B_2 e^{-\varrho x} \qquad \text{(II.26)}$$

-Solution dans la région III :

$$\frac{d^2\Psi_3(x)}{dx^2} + k^2\Psi_3(x) = 0 \qquad \text{(II.27)}$$

La solution est de la forme :

$$\Psi_3(x) = A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx} \qquad \text{(II.28)}$$

avec ϱ et k sont défini dans Eq (II.5) et Eq (II.9), et A_1 , B_1 , A_2 , B_2 , A_3, B_3 sont des constantes complexes.

Les conditions de continuité de Ben Daniel-Duke [27] **:**

Nous allons assurer la continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée aux interfaces des régions (I), (II) et (III) comme suit:

-En x =0

$$\Psi_1(0) = \Psi_2(0) \tag{II.29}$$

$$\frac{1}{m_1}\Psi_1'(0) = \frac{1}{m_2}\Psi_2'(0) \tag{II.30}$$

Ces conditions nous permettent d'écrire le système d'équation :

$$A_1 + B_1 = A_2 + B_2 \tag{II.31}$$

$$\frac{ik}{m_1}(A_1 - B_1) = \frac{ϱ}{m_2}(A_2 - B_2) \tag{II.32}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{ik}{m_1} & -\frac{ik}{m_1} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{ϱ}{m_2} & -\frac{ϱ}{m_2} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} \tag{II.33}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_1\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = M_2\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} \tag{II.34}$$

avec
$$M_1 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{ik}{m_1} & -\frac{ik}{m_1} \end{pmatrix} \tag{II.35}$$

et
$$M_2 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{ϱ}{m_2} & -\frac{ϱ}{m_2} \end{pmatrix} \tag{II.36}$$

où M_1, M_2 sont des matrices d'ordre (2×2).

-En x =a

$$\Psi_2(a) = \Psi_3(a) \tag{II.37}$$

$$\frac{1}{m_2}\Psi_2'(a) = \frac{1}{m_1}\Psi_3'(a) \tag{II.38}$$

Ces conditions nous permettent d'écrire le système d'équation :

$$A_2 e^{\wp a} + B_2 \ e^{-\wp a} = A_3 e^{ika} + B_3 e^{-ika} \tag{II.39}$$

$$\frac{\wp}{m_2}(A_2 \ e^{\wp a} - B_2 e^{-\wp a}) = \frac{ik}{m_1} \ \left(A_3 e^{ika} - B_3 \ e^{-ika}\right) \tag{II.40}$$

On trouve l'expression suivante:

$$\begin{pmatrix} e^{\wp a} & e^{-\wp a} \\ \frac{\wp}{m_2} e^{\wp a} & -\frac{\wp}{m_2} e^{-\wp a} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{ika} & e^{-ika} \\ \frac{ik}{m_1} \ e^{ika} & -\frac{ik}{m_1} \ e^{-ika} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} \tag{II.41}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_3 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \ M_4 \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} \tag{II.42}$$

avec

$$M_3 = \begin{pmatrix} e^{\wp a} & e^{-\wp a} \\ \frac{\wp}{m_2} e^{\wp a} & -\frac{\wp}{m_2} e^{-\wp a} \end{pmatrix} \tag{II.43}$$

et

$$M_4 = \begin{pmatrix} e^{ika} & e^{-ika} \\ \frac{ik}{m_1} \ e^{ika} & -\frac{ik}{m_1} \ e^{-ika} \end{pmatrix} \tag{II.44}$$

où M_3,M_4 sont des matrices (2×2).La relation entre les constantes A_1, B_1, A_3, B_3 est donné par :

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \ = \ M \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} \tag{II.45}$$

où M est une matrice carrée (2×2) appelée *matrice de transfert* égale [28] :

$$M = {M_1}^{-1} M_2 \ {M_3}^{-1} M_4 \tag{II.46}$$

La solution doit être finie dans tout l'espace $\lim_{x \to \pm\infty} \Psi(x) = 0$ sera $B_1 = B_3 = 0$ (II.47)

II.3.2 Double puits quantiques

Un double puits quantique est la superposition de deux puits simple, cette structure est obtenue à cinq régions succession.

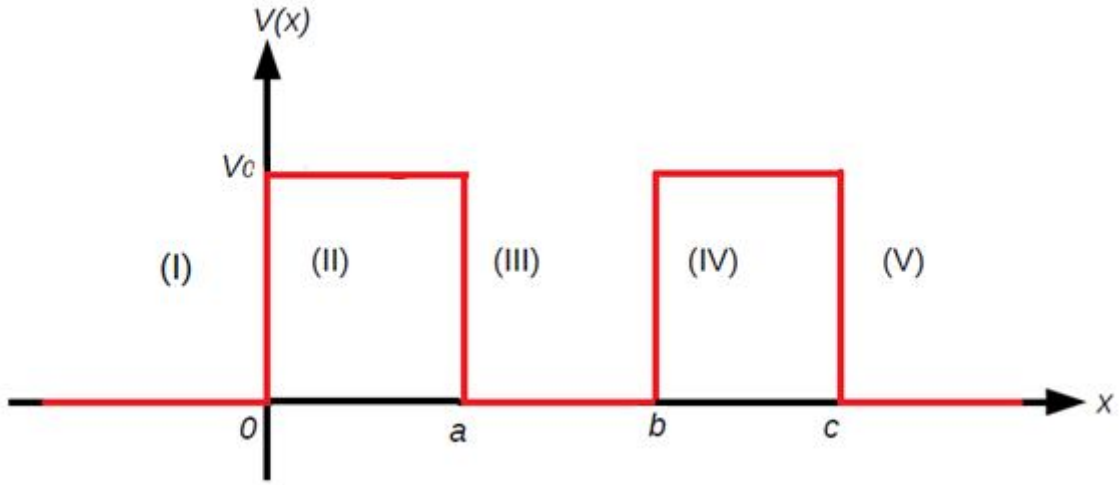


Figure II.5 Double puits quantiques.

Résolutions de l'équation de Schrödinger **:**

L'équation de Schrödinger dans les régions de puits s'écrit pour j={1,3,5}:

$$\Psi_j''(x) + k^2\Psi_j(x) = 0 \qquad \text{(II.48)}$$

La fonction d'onde dans les régions de puits est :

$$\Psi_j(x) = A_j e^{ikx} + B_j\, e^{-ikx} \qquad \text{(II.49)}$$

L'équation de Schrödinger dans les régions de barrière s'écrit pour j={2,4}:

$$\Psi_j''(x) - \varrho^2\Psi_j(x) = 0 \qquad \text{(II.50)}$$

La fonction d'onde dans les barrières est :

$$\Psi_j(x) = A_j e^{\varrho x} + B_j\, e^{-\varrho x} \qquad \text{(II.51)}$$

où A_j , B_j sont des constantes complexes avec k, ϱ sont définis dans les équations (II.5) et (II.9).

Les conditions de continuité de Ben Daniel-Duke donnent **:**

La continuité de $\Psi(x)\ et\ \Psi'(x)$ nous permet d'écrire le système d'équation aux interfaces :

-En $x = 0$

$$A_1 + B_1 = A_2 + B_2 \qquad \text{(II.52)}$$

$$\frac{ik}{m_1}(A_1 - B_1) = \frac{\varrho}{m_2}(A_2 - B_2) \qquad \text{(II.53)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{ik}{m_1} & -\frac{ik}{m_1} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{\varrho}{m_2} & -\frac{\varrho}{m_2} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} \qquad \text{(II.54)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = M_2 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} \quad \text{(II.55)}$$

avec $$M_1 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{ik}{m_1} & -\frac{ik}{m_1} \end{pmatrix} \quad \text{(II.56)}$$

et $$M_2 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{\wp}{m_2} & -\frac{\wp}{m_2} \end{pmatrix} \quad \text{(II.57)}$$

-En $x = a$

$$A_2 e^{\wp a} + B_2 e^{-\wp a} = A_3 e^{ika} + B_3 e^{-ika} \quad \text{(II.58)}$$

$$\frac{\wp}{m_2}(A_2 e^{\wp a} - B_2\, e^{-\wp a}) = \frac{ik}{m_1}\left(A_3\ e^{ika} - B_3\ e^{-ika}\right) \quad \text{(II.59)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} e^{\wp a} & e^{-\wp a} \\ \frac{\wp}{m_2} e^{\wp a} & -\frac{\wp}{m_2} e^{-\wp a} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{ika} & e^{-ika} \\ \frac{ik}{m_1}\, e^{ika} & -\frac{ik}{m_1}\, e^{-ika} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} \quad \text{(II.60)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_3 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = M_4 \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} \quad \text{(II.61)}$$

avec $$M_3 = \begin{pmatrix} e^{\wp a} & e^{-\wp a} \\ \frac{\wp}{m_2} e^{\wp a} & -\frac{\wp}{m_2} e^{-\wp a} \end{pmatrix} \quad \text{(II.62)}$$

et $$M_4 = \begin{pmatrix} e^{ika} & e^{-ika} \\ \frac{ik}{m_1}\, e^{ika} & -\frac{ik}{m_1}\, e^{-ika} \end{pmatrix} \quad \text{(II.63)}$$

-En $x = b$

$$A_3\, e^{ikb} + B_3 e^{-ikb} = A_4 e^{\wp b} + B_4 e^{-\wp b} \quad \text{(II.64)}$$

$$\frac{ik}{m_1}\left(A_3 e^{ikb} - B_3\, e^{-ikb}\right) = \frac{\wp}{m_2}\,(A_4\, e^{\wp b} - B_4 e^{-\wp b}) \quad \text{(II.65)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} e^{ikb} & e^{-ikb} \\ \frac{ik}{m_1}\, e^{ikb} & -\frac{ik}{m_1}\, e^{-ikb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{\wp b} & e^{-\wp b} \\ \frac{\wp}{m_2} e^{\wp b} & -\frac{\wp}{m_2} e^{-\wp b} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_4 \\ B_4 \end{pmatrix} \quad \text{(II.66)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_5 \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} = M_6 \begin{pmatrix} A_4 \\ B_4 \end{pmatrix} \quad \text{(II.67)}$$

avec $$M_5 = \begin{pmatrix} e^{ikb} & e^{-ikb} \\ \frac{ik}{m_1} e^{ikb} & -\frac{ik}{m_1} e^{-ikb} \end{pmatrix} \quad \text{(II.68)}$$

et $$M_6 = \begin{pmatrix} e^{\wp b} & e^{-\wp b} \\ \frac{\wp}{m_2} e^{\wp b} & -\frac{\wp}{m_2} e^{-\wp b} \end{pmatrix} \quad \text{(II.69)}$$

-En $x = c$

$$A_4 e^{\wp c} + B_4 e^{-\wp c} = A_5\, e^{ikc} + B_5 e^{-ikc} \quad \text{(II.70)}$$

$$\frac{\wp}{m_2} \left(A_4\, e^{\wp c} - B_4\ e^{-\wp c}\right) = \frac{ik}{m_1} \left(A_5 e^{ikc} - B_5\, e^{-ikc}\right) \quad \text{(II.71)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} e^{\wp c} & e^{-\wp c} \\ \frac{\wp}{m_2} e^{\wp c} & -\frac{\wp}{m_2} e^{-\wp c} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_4 \\ B_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{ikc} & e^{-ikc} \\ \frac{ik}{m_1} e^{ikc} & -\frac{ik}{m_1} e^{-ikc} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_5 \\ B_5 \end{pmatrix} \quad \text{(II.72)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_7 \begin{pmatrix} A_4 \\ B_4 \end{pmatrix} = M_8 \begin{pmatrix} A_5 \\ B_5 \end{pmatrix} \quad \text{(II.73)}$$

avec $$M_7 = \begin{pmatrix} e^{\wp c} & e^{-\wp c} \\ \frac{\wp}{m_2} e^{\wp c} & -\frac{\wp}{m_2} e^{-\wp c} \end{pmatrix} \quad \text{(II.74)}$$

et $$M_8 = \begin{pmatrix} e^{ikc} & e^{-ikc} \\ \frac{ik}{m_1} e^{ikc} & -\frac{ik}{m_1} e^{-ikc} \end{pmatrix} \quad \text{(II.75)}$$

où M_1, M_8 sont des matrices (2×2). *la matrice de transfert* est donnée par [28]:

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} A_5 \\ B_5 \end{pmatrix} \quad \text{(II.76)}$$

avec $$M = {M_1}^{-1}\, M_2\, {M_3}^{-1} M_4 {M_5}^{-1} M_6 {M_7}^{-1} M_8 \quad \text{(II.77)}$$

La solution doit être finie dans tout l'espace, alors on doit avoir :

$$\lim_{x \to \pm\infty} \Psi(x) = 0 \qquad \Rightarrow \qquad B_1 = B_5 = 0 \quad \text{(II.78)}$$

II.3.3 Triple puits quantiques

Pour cela, nous allons étudier la structure "3 puits quantiques" qui ont été dessiné par la figure (II.6). Cette structure est obtenue à partir une succession alternée de sept couches de semiconducteurs.

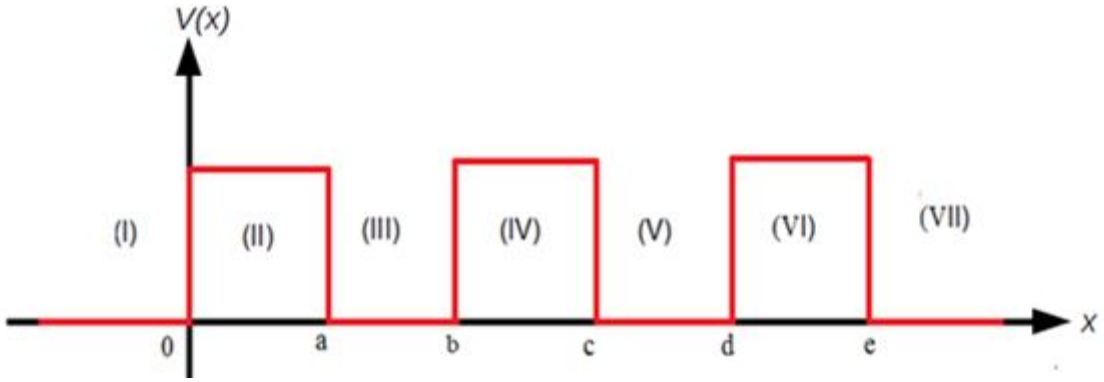


Figure II.6 Triple puits quantiques.

Résolutions de l'équation de Schrödinger **:**

L'équation de Schrödinger dans les régions de puits de la figure (II.6) s'écrit pour j= {1, 3, 5,7}:

$$\Psi_j''(x) + k^2\Psi_j(x) = 0 \qquad \text{(II.79)}$$

La solution de l'équation dans ces régions est :

$$\Psi_j(x) = A_j e^{ikx} + B_j e^{-ikx} \qquad \text{(II.80)}$$

L'équation de Schrödinger dans les régions de barrière s'écrit pour j= {2, 4,6}:

$$\Psi_j''(x) - \varrho^2\Psi_j(x) = 0 \qquad \text{(II.81)}$$

Sa solution est :

$$\Psi_j(x) = A_j e^{\varrho x} + B_j e^{-\varrho x} \qquad \text{(II.82)}$$

où A_j, B_j sont des constantes complexes.

Les conditions de continuité de Ben Daniel-Duke :

La continuité de $\Psi(x)\ et\ \Psi'(x)$ nous permet d'écrire le système d'équations aux interfaces :

-En $x = 0$

$$A_1 + B_1 = A_2 + B_2 \qquad \text{(II.83)}$$

$$\frac{ik}{m_1}(A_1 - B_1) = \frac{\varrho}{m_2}(A_2 - B_2) \qquad \text{(II.84)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{ik}{m_1} & -\frac{ik}{m_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{ϱ}{m_2} & -\frac{ϱ}{m_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} \quad \text{(II.85)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = M_2 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} \quad \text{(II.86)}$$

avec $$M_1 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{ik}{m_1} & -\frac{ik}{m_1} \end{pmatrix} \quad \text{(II.87)}$$

et $$M_2 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \frac{ϱ}{m_2} & -\frac{ϱ}{m_2} \end{pmatrix} \quad \text{(II.88)}$$

-En $x = a$

$$A_2\, e^{ϱa} + B_2 e^{-ϱa} = A_3 e^{ika} + B_3 e^{-ika} \quad \text{(II.89)}$$

$$\frac{ϱ}{m_2}\,(A_2\, e^{ϱa} - B_2\, e^{-ϱa}) = \frac{ik}{m_1}\,\left(A_3\; e^{ika} - B_3\, e^{-ika}\right) \quad \text{(II.90)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} e^{ϱa} & e^{-ϱa} \\ \frac{ϱ}{m_2}\, e^{ϱa} & -\frac{ϱ}{m_2} e^{-ϱa} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{ika} & e^{-ika} \\ \frac{ik}{m_1} e^{ika} & -\frac{ik}{m_1} e^{-ika} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} \quad \text{(II.91)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_3 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = M_4 \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} \quad \text{(II.92)}$$

avec $$M_3 = \begin{pmatrix} e^{ϱa} & e^{-ϱa} \\ \frac{ϱ}{m_2}\, e^{ϱa} & -\frac{ϱ}{m_2} e^{-ϱa} \end{pmatrix} \quad \text{(II. 93)}$$

et $$M_4 = \begin{pmatrix} e^{ika} & e^{-ika} \\ \frac{ik}{m_1} e^{ika} & -\frac{ik}{m_1} e^{-ika} \end{pmatrix} \quad \text{(II. 94)}$$

-En $x = b$

$$A_3\; e^{ikb} + B_3 e^{-ikb} = A_4 e^{ϱb} + B_4 e^{-ϱb} \quad \text{(II.95)}$$

$$\frac{ik}{m_1}(A_3\, e^{ikb} - B_3\, e^{-ikb}) = \frac{ϱ}{m_2}\,(A_4 e^{ϱb} - B_4\; e^{-ϱb}) \quad \text{(II.96)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} e^{ikb} & e^{-ikb} \\ \frac{ik}{m_1}e^{ikb} & -\frac{ik}{m_1}e^{-ikb} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{\wp b} & e^{-\wp b} \\ \frac{\wp}{m_2}\, e^{\wp b} & -\frac{\wp}{m_2}e^{-\wp b} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_4 \\ B_4 \end{pmatrix} \qquad \text{(II.97)}$$

On écrire l'expression de forme des matrice comme :

$$M_5\begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} = M_6\begin{pmatrix} A_4 \\ B_4 \end{pmatrix} \qquad \text{(II.98)}$$

avec

$$M_5 = \begin{pmatrix} e^{ikb} & e^{-ikb} \\ \frac{ik}{m_1}e^{ikb} & -\frac{ik}{m_1}e^{-ikb} \end{pmatrix} \qquad \text{(II.99)}$$

et

$$M_6 = \begin{pmatrix} e^{\wp b} & e^{-\wp b} \\ \frac{\wp}{m_2}\, e^{\wp b} & -\frac{\wp}{m_2}e^{-\wp b} \end{pmatrix} \qquad \text{(II.100)}$$

-En $x = c$

$$A_4 e^{\wp c} + B_4 e^{-\wp c} = A_5\ e^{ikc} + B_5 e^{-ikc} \qquad \text{(II.101)}$$

$$\frac{\wp}{m_2}(A_4\, e^{\wp c} - B_4\ e^{-\wp c}) = \frac{ik}{m_1}\left(A_5\ e^{ikc} - B_5\, e^{-ikc}\right) \qquad \text{(II.102)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} e^{\wp c} & e^{-\wp c} \\ \frac{\wp}{m_2}\, e^{\wp c} & -\frac{\wp}{m_2}e^{-\wp c} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_4 \\ B_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{ikc} & e^{-ikc} \\ \frac{ik}{m_1}e^{ikc} & -\frac{ik}{m_1}\, e^{-ikc} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} B_5 \\ B_5 \end{pmatrix} \qquad \text{(II.103)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_7\begin{pmatrix} A_4 \\ B_4 \end{pmatrix} = M_8\begin{pmatrix} A_5 \\ B_5 \end{pmatrix} \qquad \text{(II.104)}$$

avec

$$M_7 = \begin{pmatrix} e^{\wp c} & e^{-\wp c} \\ \frac{\wp}{m_2}\, e^{\wp c} & -\frac{\wp}{m_2}e^{-\wp c} \end{pmatrix} \qquad \text{(II.105)}$$

et

$$M_8 = \begin{pmatrix} e^{ikc} & e^{-ikc} \\ \frac{ik}{m_1}e^{ikc} & -\frac{ik}{m_1}\, e^{-ikc} \end{pmatrix} \qquad \text{(II.106)}$$

- En $x = d$

$$A_5\, e^{ikd} + B_5 e^{-ikd} = A_6 e^{\wp d} + B_6 e^{-\wp d} \qquad \text{(II.107)}$$

$$\frac{ik}{m_1}(A_5\, e^{ikd} - B_5 e^{-ikd}) = \frac{\wp}{m_2}(A_6 e^{\wp d} - B_6 e^{-\wp d}\ ) \qquad \text{(II.108)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} e^{ikd} & e^{-ikd} \\ \frac{ik}{m_1} e^{ikd} & -\frac{ik}{m_1} e^{-ikd} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_5 \\ B_5 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{\wp d} & e^{-\wp d} \\ \frac{\wp}{m_2} e^{\wp d} & -\frac{\wp}{m_2} e^{-\wp d} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_6 \\ B_6 \end{pmatrix} \quad \text{(II.109)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_9 \begin{pmatrix} A_5 \\ B_5 \end{pmatrix} = M_{10} \begin{pmatrix} A_6 \\ B_6 \end{pmatrix} \quad \text{(II.110)}$$

avec
$$M_9 = \begin{pmatrix} e^{ikd} & e^{-ikd} \\ \frac{ik}{m_1} e^{ikd} & -\frac{ik}{m_1} e^{-ikd} \end{pmatrix} \quad \text{(II.111)}$$

et
$$M_{10} = \begin{pmatrix} e^{\wp d} & e^{-\wp d} \\ \frac{\wp}{m_2} e^{\wp d} & -\frac{\wp}{m_2} e^{-\wp d} \end{pmatrix} \quad \text{(II.112)}$$

-En $x = e$

$$A_6 e^{\wp e} + B_6 e^{-\wp e} = A_7 e^{ike} + B_7 e^{-ike} \quad \text{(II.113)}$$

$$\frac{\wp}{m_2} (A_6 e^{\wp e} - B_6 e^{-\wp e}) = \frac{ik}{m_1} (A_7 e^{ike} - B_7 e^{-ike}) \quad \text{(II.114)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} e^{\wp e} & e^{-\wp e} \\ \frac{\wp}{m_2} e^{\wp e} & -\frac{\wp}{m_2} e^{-\wp e} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_6 \\ B_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{ike} & e^{-ike} \\ \frac{ik}{m_1} e^{ike} & -\frac{ik}{m_1} e^{-ike} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_7 \\ B_7 \end{pmatrix} \quad \text{(II.115)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_{11} \begin{pmatrix} A_6 \\ B_6 \end{pmatrix} = M_{12} \begin{pmatrix} A_7 \\ B_7 \end{pmatrix} \quad \text{(II.116)}$$

avec
$$M_{11} = \begin{pmatrix} e^{\wp e} & e^{-\wp e} \\ \frac{\wp}{m_2} e^{\wp e} & -\frac{\wp}{m_2} e^{-\wp e} \end{pmatrix} \quad \text{(II.117)}$$

et
$$M_{12} = \begin{pmatrix} e^{ike} & e^{-ike} \\ \frac{ik}{m_1} e^{ike} & -\frac{ik}{m_1} e^{-ike} \end{pmatrix} \quad \text{(II.118)}$$

où M_{2j},M_{2j+1} sont des matrices (2×2).La relation entre les constantes A_1,B_1, A_7 *et* B_7 est alors donnée par

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} A_7 \\ B_7 \end{pmatrix} \quad \text{(II.119)}$$

où M est la matrice de transfert écrit comme

$$M = {M_1}^{-1} M_2 {M_3}^{-1} M_4 {M_5}^{-1} M_6 {M_7}^{-1} M_8 {M_9}^{-1} M_{10} {M_{11}}^{-1} M_{12} \quad \text{(II.120)}$$

La solution doit être finie dans tout l'espace, alors on doit avoir.

$$\lim_{x\to\pm\infty} \Psi(x) = 0 \quad \Rightarrow \quad B_1 = B_7 = 0 \quad \text{(II.121)}$$

II.4 Résolution de l'équation de Schrödinger dans un puits quantique en présence d'un champ électrique extérieur

II.4.1 Structure d'une barrière

En présence d'un champ électrique F, chaque électron possédant une charge électrique $-e$ et soumis à la force $(-ef)$, nous considérons une structure composée d'une barrière (S) de semi-conducteur, en appliquant ce champ électrique extérieur F dans la région deux (voir la figure II.7).

$$V(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ V_0 - efx & x_0 < x < x_1 \\ -eVx & x > x_1 \end{cases} \quad \text{(II.122)}$$

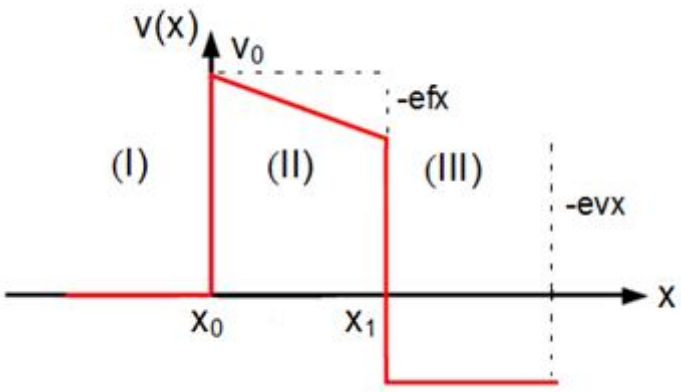


Figure II.7 Structure à une barrière avec un champ électrique extérieur.

L'équation de Schrödinger dans la région I s'écrit :

$$\Psi_1''(x) + \frac{2m_1}{\hbar^2} E\, \Psi_1(x) = 0 \quad \text{(II.123)}$$

où m_1 la masse effective dans la région I.

$$k_1 = \left(\frac{2m_1 E}{\hbar^2}\right)^{1/2} \quad \text{(II.124)}$$

La solution dans la région I:

$$\Psi_1(x) = A_1 e^{ik_1 x} + B_1\, e^{-ik_1 x} \tag{II.125}$$

L'équation de Schrödinger dans la région II s'écrit :

$$\Psi_2''(x) - \frac{2m_2}{\hbar^2}\ (V_0 - ef(x_1 - x_0) - E)\Psi_2(x) = 0 \tag{II.126}$$

La solution dans la région II :

$$\Psi_2(x) = A_2 Ai(z(x)) + B_2 Bi(z(x)) \tag{II.127}$$

avec $$z = \frac{2m_2}{\hbar^2}(V_0 - eF(x_1 - x_0) - E) \tag{II.128}$$

A_i et B_i sont respectivement les fonctions d'Airy de 1$^{\text{ére}}$ et 2 $^{\text{éme}}$ l'espèce [29].

L'équation de Schrödinger dans la région III s'écrit :

$$\Psi_3''(x) + \frac{2m_3}{\hbar^2}\ (E + eVx_1)\Psi_3(x) = 0 \tag{II.129}$$

où m_3 la masse effective dans la région III.

avec $$k_3 = \left(\frac{2m_3}{\hbar^2}(E + eVx_1)\right)^{1/2} \tag{II.130}$$

La solution dans la région III s'écrit :

$$\Psi_3(x) = A_3 e^{ik_3 x} + B_3\, e^{-ik_3 x} \tag{II.131}$$

Les conditions de continuité de Ben Daniel-Duke **:**

$$\Psi_1(x_0) = \Psi_2(z(x_0)\,) \tag{II.132}$$

$$\frac{1}{m_1}\Psi_1'(x_0) = \frac{1}{m_2}\Psi_2'(z(x_0)) \tag{II.133}$$

$$\Psi_2(z(x_1)) = \Psi_3(x_1) \tag{II.134}$$

$$\frac{1}{m_2}\Psi_2'(z(x_1)) = \frac{1}{m_3}\Psi_3'(x_1) \tag{II.135}$$

-En $x_j = x_0$

$$A_1 e^{ik_0 x_0} + B_1 e^{-ik_0 x_0} = A_2 Ai(z(x_0)) + B_2 Bi(z(x_0)) \quad \text{(II.136)}$$

$$\frac{ik_0}{m_1}\left[A_1\, e^{ik_0 x_0} - B_1 e^{-ik_0 x_0}\right] = -\left(\frac{2eF}{m_2^2\hbar^2}\right)^{1/3}\left[A_2 Ai'(z(x_0)) + B_2 Bi'(z(x_0))\right] \quad \text{(II.137)}$$

On trouve l'expression suivante:

$$\begin{pmatrix} e^{ik_1 x_0} & e^{-ik_1 x_0} \\ \delta_1\, e^{ik_1 x_0} & -\delta_1\, e^{-ik_1 x_0} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Ai(z(x_0)) & Bi(z(x_0)) \\ \mu_2\, Ai'\,(z(x_0)) & \mu_2\, Bi'(z(x_0)) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} \quad \text{(II.138)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = M_2 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} \quad \text{(II.139)}$$

avec $$M_1 = \begin{pmatrix} e^{ik_1 x_0} & e^{-ik_1 x_0} \\ \delta_1\, e^{ik_1 x_0} & -\delta_1\, e^{-ik_1 x_0} \end{pmatrix} \quad \text{(II.140)}$$

et $$M_2 = \begin{pmatrix} Ai(z(x_0)) & Bi(z(x_0)) \\ \mu_2\, Ai'\,(z(x_0)) & \mu_2\, Bi'(z(x_0)) \end{pmatrix} \quad \text{(II.141)}$$

où $$\delta_1 = \frac{ik_1}{m_1} \quad \text{et} \quad \mu_2 = -\left(\frac{2eF}{m_2^2\hbar^2}\right)^{1/3} \quad \text{(II.142)}$$

-En $x_j = x_1$

$$A_2 A_i(z(x_1)) + B_2 B_i(z(x_1)) = A_3 e^{ik_3 x_1} + B_3\, e^{-ik_3 x_1} \quad \text{(II.143)}$$

$$-\left(\frac{2eF}{m_2^2\hbar^2}\right)^{1/3}\left[A_2 Ai'(z(x_1)) + B_2 Bi'\,(z(x_1))\right] = \frac{ik_3}{m_3}\left(A_3\; e^{ik_3 x_1} - B_3\, e^{-ik_3 x_1}\right) \quad \text{(II.144)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} Ai(z(x_1)) & Bi(z(x_1)) \\ \mu_2 Ai'(z(x_1)) & \mu_2 Bi'(z(x_1)) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{ik_3 x_1} & e^{-ik_3 x_1} \\ \frac{ik_3}{m_3}\, e^{ik_3 x_1} & -\frac{ik_3}{m_3} e^{-ik_3 x_1} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} \quad \text{(II.145)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_3 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = M_4 \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} \quad \text{(II.146)}$$

avec $$M_3 = \begin{pmatrix} Ai(z(x_1)) & Bi(z(x_1)) \\ \mu_2 Ai'(z(x_1)) & \mu_2 Bi'(z(x_1)) \end{pmatrix} \quad \text{(II.147)}$$

et $$M_4 = \begin{pmatrix} e^{ik_3x_1} & e^{-ik_3x_1} \\ \frac{ik_3}{m_3}\, e^{ik_3x_1} & -\frac{ik_3}{m_3} e^{-ik_3x_1} \end{pmatrix} \quad \text{(II.148)}$$

II.4.2 Structure à quatre barrières

Dans ce cas nous étudions l'équation de Schrödinger pour une structure de quatre barrières et nous trouvons la matrice de transfert dans le cas du champ électrique extérieur.

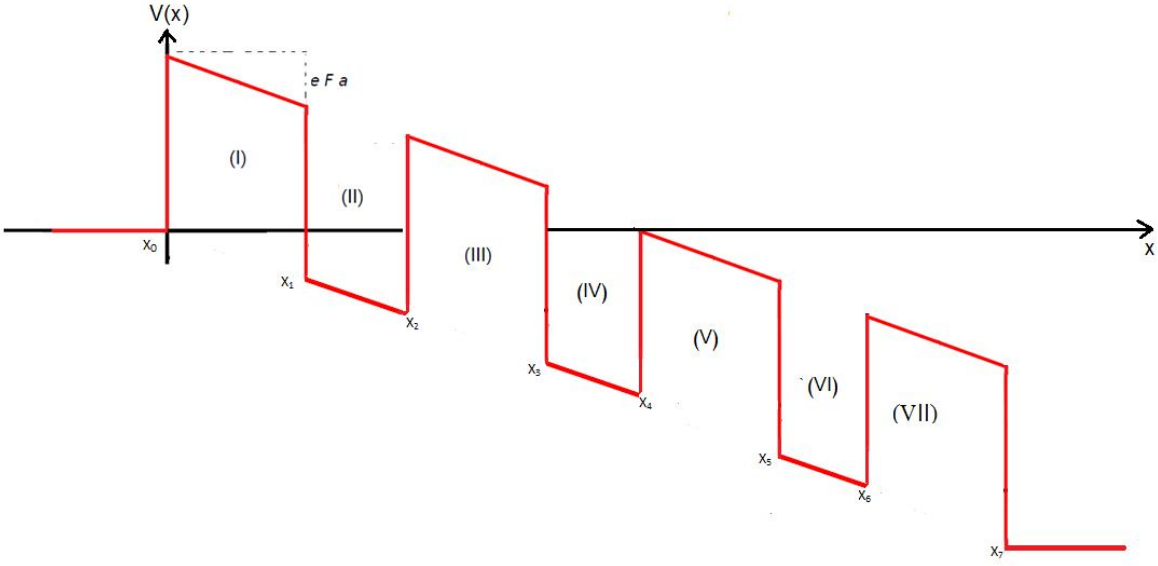


Figure II.8 Structure à quatre barrières avec un champ électrique extérieur.

Les solutions de l'équation de Schrödinger dans les interfaces :

pour les régions j (0 et 8) $$\Psi_j(x) = A_j e^{ikx} + B_j e^{-ikx} \quad \text{(II.149)}$$

pour les régions j (1,7) $$\Psi_j(x) = A_j Ai(z_j) + B_j Bi(z_j) \quad \text{(II.150)}$$

Les conditions de continuité de Ben Daniel-Duke :

- En $x_j = x_0$

$$A_0 e^{ik_0x_0} + B_0 e^{-ik_0x_0} = A_1 Ai(z(x_0)) + B_1 Bi(z(x_0)) \quad \text{(II.151)}$$

$$\frac{ik_0}{m_0}\left[A_0\, e^{ik_0x_0} - B_0 e^{-ik_0x_0}\right] = -\left(\frac{2eF}{m_1^2\hbar^2}\right)^{1/3}\left[A_1 Ai'(z(x_0)) + B_1 Bi'(z(x_0))\right] \quad \text{(II.152)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} e^{ik_0x_0} & e^{-ik_0x_0} \\ \delta_0\, e^{ik_0x_0} & -\delta_0 e^{-ik_0x_0} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Ai(z(x_0)) & Bi(z(x_0)) \\ \mu_1\, Ai'(z(x_0)) & \mu_1\, Bi'(z(x_0)) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \quad \text{(II.153)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_0 \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = M_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \quad \text{(II.154)}$$

avec $$M_0 = \begin{pmatrix} e^{ik_0x_0} & e^{-ik_0x_0} \\ \delta_0\, e^{ik_0x_0} & -\delta_0\, e^{-ik_0x_0} \end{pmatrix} \quad \text{(II.155)}$$

et $$M_1 = \begin{pmatrix} Ai(z(x_0)) & Bi(z(x_0)) \\ \mu_1 Ai'\,(z(x_0)) & \mu_1\, Bi'(z(x_0)) \end{pmatrix} \quad \text{(II.156)}$$

où $$\delta_0 = \frac{ik_0}{m_0} \quad \text{et} \quad \mu_1 = -\left(\frac{2eF}{m_1^2\hbar^2}\right)^{1/3} \quad \text{(II.157)}$$

-En x_j avec j ={1,2,3,4,5,6,7}.

$$A_jAi(\alpha_j) + B_jBi(\alpha_j) = A_{j+1}Ai(\beta_{j+1}) + B_{j+1}Bi(\beta_{j+1}) \quad \text{(II.158)}$$

$$-\left(\frac{2eF}{m_j^2\hbar^2}\right)^{1/3}\left[A_{\,j}Ai'(\alpha_j)+B_jBi'\,(\alpha_j)\right] = -\left(\frac{2eF}{m_{j+1}^2\hbar^2}\right)^{1/3}\left[A_{j+1}\,Ai'(\beta_{j+1})+B_{j+1}Bi'\,(\beta_{j+1})\right] \quad \text{(II.159)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} Ai(\alpha_j) & Bi(\alpha_j) \\ \frac{Ai'(\alpha_j)}{(m_j)^{2/3}} & \frac{Bi'(\alpha_j)}{(m_j)^{2/3}} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Ai(\beta_{j+1}) & Ai(\beta_{j+1}) \\ \frac{Ai'(\beta_{j+1})}{(m_{j+1})^{2/3}} & \frac{Bi'(\beta_{j+1})}{(m_{j+1})^{2/3}} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} \quad \text{(II.160)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_{2j}\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = M_{2j+1}\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} \quad \text{(II.161)}$$

avec $$M_{2j} = \begin{pmatrix} Ai(\alpha_j) & Bi(\alpha_j) \\ \frac{Ai'(\alpha_j)}{(m_j)^{2/3}} & \frac{Bi'\,(\alpha_j)}{(m_j)^{2/3}} \end{pmatrix} \quad \text{(II.162)}$$

et $$M_{2j+1} = \begin{pmatrix} Ai(\beta_{j+1}) & Bi(\beta_{j+1}) \\ \frac{Ai'(\beta_{j+1})}{(m_{j+1})^{2/3}} & \frac{Bi'(\beta_{j+1})}{(m_{j+1})^{2/3}} \end{pmatrix} \quad \text{(II.163)}$$

-En $x_j = x_7$

$$A_7Ai(z_7) + B_7Bi(z_7) = A_8e^{ik_8x_7}+B_8\, e^{-ik_8x_7} \quad \text{(II.164)}$$

$$-\left(\frac{2eF}{m_7^2\hbar^2}\right)^{1/3}\left[A_7Ai'(z_7)+B_7Bi'\,(z_7)\right] = \frac{ik_8}{m_8}(A_8\; e^{ik_8x_7} - \; B_8\, e^{-ik_8x_7}) \quad \text{(II.165)}$$

On trouve l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} Ai(z_7) & Bi(z_7) \\ \mu_7 Ai'(z_7) & \mu_7 Bi'(z_7) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_7 \\ B_7 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{ik_8 x_7} & e^{-ik_8 x_7} \\ \delta_8\, e^{ik_8 x_7} & -\delta_8\, e^{-ik_8 x_7} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_8 \\ B_8 \end{pmatrix} \quad \text{(II.166)}$$

On écrire l'expression de forme des matrices comme :

$$M_{14} \begin{pmatrix} A_7 \\ B_7 \end{pmatrix} = M_{15} \begin{pmatrix} A_8 \\ B_8 \end{pmatrix} \quad \text{(II.167)}$$

avec $$M_{14} = \begin{pmatrix} Ai(z_7) & Bi(z_7) \\ \mu_7 Ai'(z_7) & \mu_7 Bi'(z_7) \end{pmatrix} \quad \text{(II.168)}$$

et $$M_{15} = \begin{pmatrix} e^{ik_8 x_7} & e^{-ik_8 x_7} \\ \delta_8\, e^{ik_8 x_7} & -\delta_8\, e^{-ik_8 x_7} \end{pmatrix} \quad \text{(II.169)}$$

on a $$\mu_7 = -\left(\frac{2eF}{m_7^2 \hbar^2}\right)^{1/3} \quad \text{et} \quad \delta_8 = \frac{ik_8}{m_8} \quad \text{(II.170)}$$

Les matrices de transfert sont données par chaque régions respectivement :

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = M_0^{-1} M_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \quad \text{(II.171)}$$

$$\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} [\, Ai(z_{j+1}) + i\xi\, Ai'(z_{j+1})\,] & e^{-ik_j x_j} & [Bi(z_{j+1}) + i\xi Bi'(z_{j+1})] e^{-ik_j x_j} \\ [Ai(z_{j+1}) - i\,\xi Ai'(z_{j+1})\,] & e^{ik_j x_j} & [Bi(z_{j+1}) + i\xi Bi'(z_{j+1})] e^{ik_j x_j} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} \quad \text{(II.172)}$$

avec $$\xi = \frac{m_0}{k_0} \left(\frac{2ef}{m_1^2 \hbar^2}\right)^{1/3} \quad \text{(II.173)}$$

Pour $x_j = \{x_1, x_6\}$ on obtient :

$$\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = M_{2j}^{-1} M_{2j+1} \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} \quad \text{(II.174)}$$

$$M_{2j}^{-1} = \pi \begin{pmatrix} Bi'(\alpha_{j+1}) & -\pi (m_{j+1})^{2/3} Bi(\alpha_{j+1}) \\ -\pi Ai'(\alpha_{j+1}) & -\pi (m_{j+1})^{2/3} Ai(\alpha_{j+1}) \end{pmatrix} \quad \text{(II.175)}$$

$$\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = \pi \begin{pmatrix} B_i'(\alpha_j) A_i(\beta_{j+1}) - \zeta Bi(\alpha_j) A_i'(\beta_{j+1}) & B_i'(\alpha_j) Bi(\beta_{j+1}) - \zeta Bi(\alpha_j) B_i'(\beta_{j+1}) \\ -A_i'(\alpha_j) A_i(\beta_{j+1}) + \zeta Ai(\alpha_j) A_i'(\beta_{j+1}) & -A_i'(\alpha_j) Bi(\beta_{j+1}) + \zeta Ai(\alpha_j) B_i'(\beta_{j+1}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} \quad \text{(II.176)}$$

avec $\boldsymbol{\zeta} = \left(\frac{m_{j-1}}{m_j}\right)^{2/3}$ est définie pour les cas de régions (1,7).

Par des manières nous a obtenus pour $x_j = x_7$

$$\begin{pmatrix} A_7 \\ B_7 \end{pmatrix} = M_{14}^{-1} M_{15} \begin{pmatrix} A_8 \\ B_8 \end{pmatrix} \quad \text{(II.177)}$$

$$M_{14}^{-1} = \pi \begin{pmatrix} Bi'(z_7) & Bi(z_7) \\ -Ai'(z_7) & Ai(z_7) \end{pmatrix} \quad \text{(II.178)}$$

$$\begin{pmatrix} A_7 \\ B_7 \end{pmatrix} = \pi \begin{pmatrix} [Bi'(z_7) + \gamma\delta_8 Bi(z_7)\,]e^{ik_8 x_7} & [Bi'(z_7) + \gamma\delta_8 Bi(z_7)]e^{-ik_8 x_7} \\ [-Ai'(z_7) - Ai(z_7)]e^{ik_8 x_7} & [-A_i'(z_7) + Ai(z_7)]e^{-ik_8 x_7} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_8 \\ B_8 \end{pmatrix} \quad \text{(II.179)}$$

où $$\gamma = \left(\frac{m_7^2 \hbar^2}{2eF}\right)^{1/3} \quad \text{(II.180)}$$

II.4.3.1 Le coefficient de transmission

Le coefficient de transmission T est donné par le module du rapport du courant de probabilité de l'onde transmise et le courant de probabilité de l'onde incidente [30].

$$T = \frac{J_{trans}}{J_{inc}} \quad \text{(II.181)}$$

où J_{inc} et J_{trans} dénotent respectivement les courants de probabilités incident et transmis données par :

$$J_{inc} = \frac{i\hbar}{2m}\left[\phi_{inc}(x)\frac{d\phi_{inc}(x)^*}{dx} - \phi_{inc}^*\frac{d\phi_{inc}(x)}{dx}\right] \quad \text{(II.182)}$$

$$J_{trans} = \frac{i\hbar}{2m}\left[\phi_{trans}(x)\frac{\phi_{trans}(x)^*}{dx} - \phi_{trans}^*\frac{d\phi_{trans}(x)}{dx}\right] \quad \text{(II.183)}$$

où ϕ_{inc} et ϕ_{trans} sont définis par :

$$\phi_{inc} = A_0 e^{ik_0 x} \quad \text{(II.184)}$$

$$\phi_{trans} = A_7 e^{ik_7 x} \quad \text{(II.185)}$$

avec $$k_0 = \left(\frac{2m_0 E}{\hbar^2}\right)^{1/2} \quad \text{et} \quad k_7 = \left(\frac{2m_7(E+eV)}{\hbar^2}\right)^{1/2} \quad \text{(II.186)}$$

L'expression du coefficient de transmission devient :

$$T = \left(\frac{k_7 m_0}{k_0 m_7}\right)\left|\frac{A_7}{A_0}\right|^2 \quad \text{(II.187)}$$

On cherche les coefficients A_0 etA_7, et pour cela nous utilisons la matrice de transfert

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_7 \\ B_7 \end{pmatrix} \quad \text{(II.188)}$$

donné par

$$A_0 = M_{11}A_7 + M_{12}B_7 \quad \text{(II.189)}$$

$$B_0 = M_{21}A_7 + M_{22}B_7 \quad \text{(II.190)}$$

où M_{11}, M_{12}, M_{21} et M_{22} sont les éléments de la matrice M.

La solution doit être finie dans tout l'espace $\lim_{x\to\infty} \Psi(z(x)) = 0$ sera $B_0 = B_7 = 0$ (II.191)

$$A_0 = M_{11}A_7 \quad \text{(II.192)}$$

$$\left|\frac{A_7}{A_0}\right|^2 = |M_{11}^{-1}| \quad \text{(II.193)}$$

donc $$T = \left(\frac{k_7 m_0}{k_0 m_7}\right)|M_{11}|^{-2} \quad \text{(II.194)}$$

II.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l'équation de Schrödinger pour plusieurs structures des puits quantiques et dans présence le champ électrique extérieur les solutions basés sur les formalismes des fonctions Airy (Ai, Bi) et nous avons utilisé la méthode de matrice de transfert pour obtenir le coefficient de transmission.

Chapitre III :

L'INFLUENCE DE CHAMP ÉLECTRIQUE ET LA LARGEUR DE BARRIERE SUR LA CARACTERISTIQUE (I, V) D'UN SUPER-RÉSEAU AlGaAs/GaAs.

Chapitre III :

L'INFLUENCE DU CHAMP ÉLECTRIQUE ET LA LARGEUR DE BARRIERE SUR LA CARACTERISTIQUE (I, V) D'UN SUPER-RESEAU AlGaAs/GaAs.

III.1Introduction

Dans ce chapitre nous allons traiter les résultats numérique par logiciel *Fortran* dans une hétéro-structure à quatre barrières, nous allons tracer le coefficient de transmission en fonction de l'énergie et l'évolution de la densité de courant pour différentes valeurs de température et pour deux valeurs de la largeur de la barrière S, où S= 35Å et nous allons étudier les mêmes états pour S=50 Å. Finalement on varie la largeur de la barrière de S=35 Å jusqu'à S =50 Å pour obtenir les variations des énergies dans cette gamme.

III.2 Hétéro-structure à quatre barrières

On considère une hétéro-structure de quatre barrières d'un AlGaAs /GaAs composée des couches de semi-conducteurs, AlGaAs représente les barrières et GaAs représente les puits.

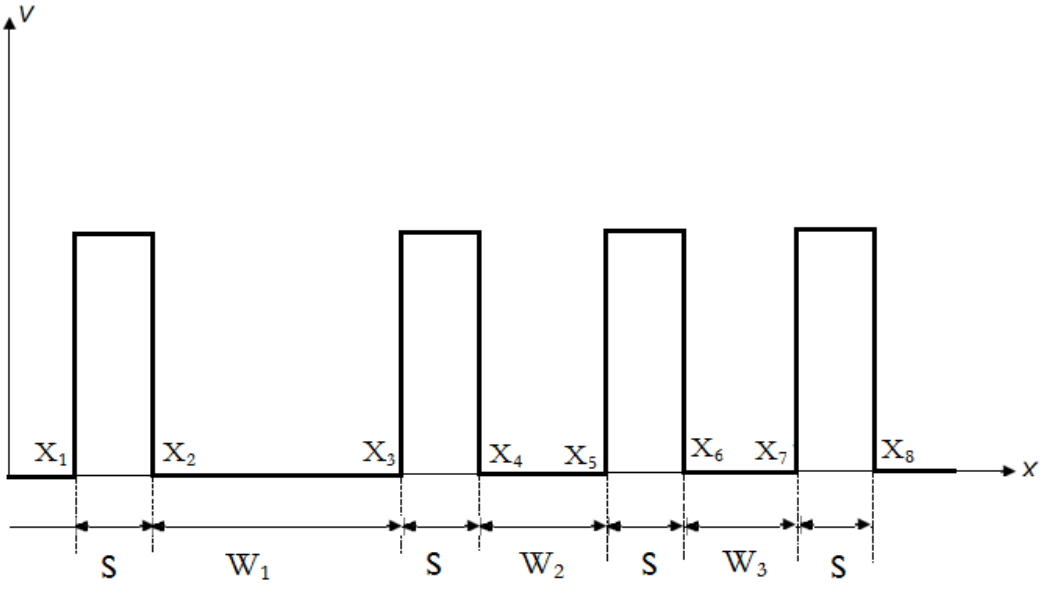


Figure III.1 L'énergie de potentiel d'une hétéro-structure à quatre barrières (S) pour Va =0.

On applique une différence de potentiel V_a entre les deux l'interfaces $x = x_0$ et $x = x_8$ on obtient la valeur de champ électrique extérieur F comme suite :

$$F = \frac{V_a}{x_8} \qquad \text{(III.1)}$$

- Dans un premier temps**,** nous traitons état du paramètre de la structure AlGaAs/GaAs ,les largeurs de chaque barrières S = 35 Å et dans les puits w_1 = 110Å, w_2 = 28.2Å, w_3 = 22Å. Les masses effectives correspondantes dans chaque région sont m_w = $0.067m_0$ et $m_b = 0.1087m_0$, ou : m_w est la masse effective du puits et m_b la masse effective de barrière et cette structure a été proposer dans [31].

Pour étudier l'influence du champ électrique extérieur sur les niveaux d'énergie, nous allons donner quatre valeurs de champ électrique F : 20 ,55.5, 66.6, 100kV/cm et consulter les allures des graphes obtenus dans les figures (III.2-III.5).

Les Figures (III.2 -III.5) représentent la variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie de l'électron pour une structure de la figure (III.1), pour différente valeurs de champ électrique.

Dans les figures les énergies de confinement (résonance) sont calculées à partir des valeurs des pics correspondent du graphe de la variation du coefficient de transmission *T(E)* en fonction de l'énergie.

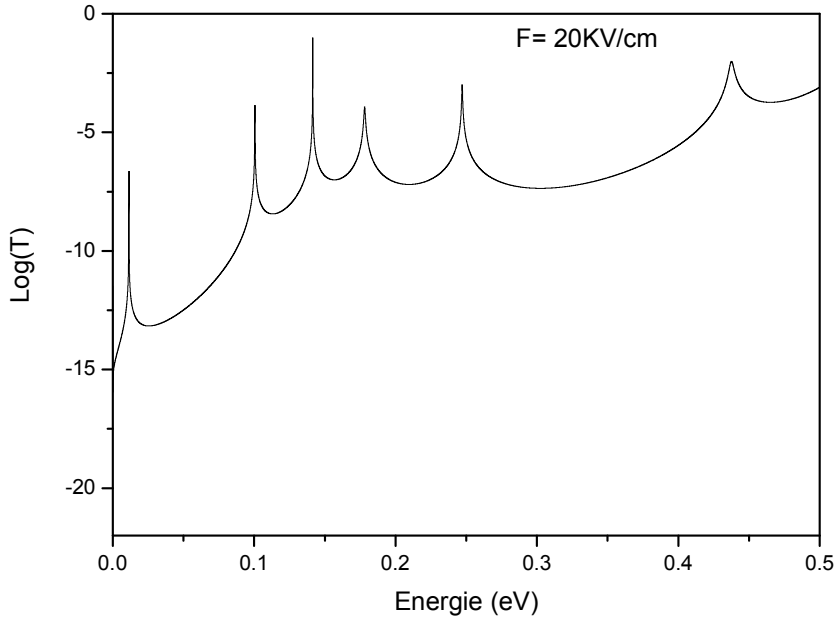


Figure III.2 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F=20kv/cm.

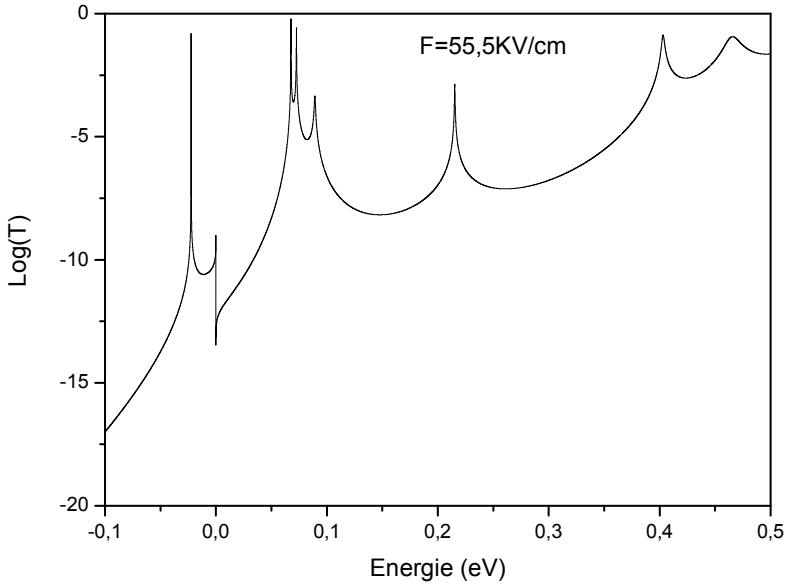


Figure III.3 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F = 55.5kV/cm.

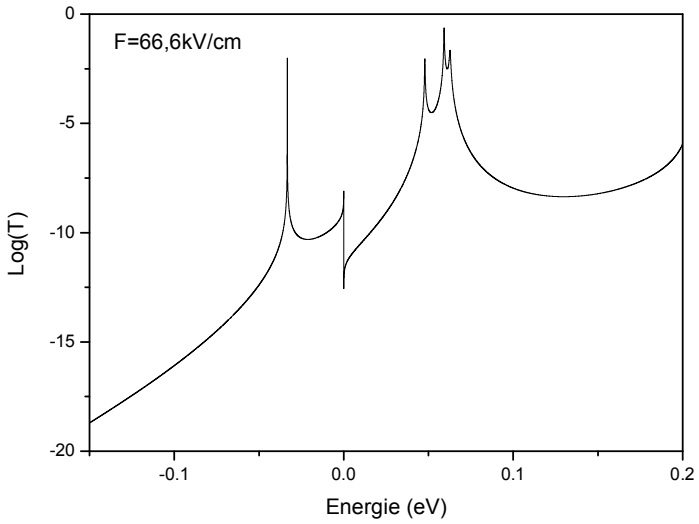


Figure III.4 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F = 66.6kV/cm.

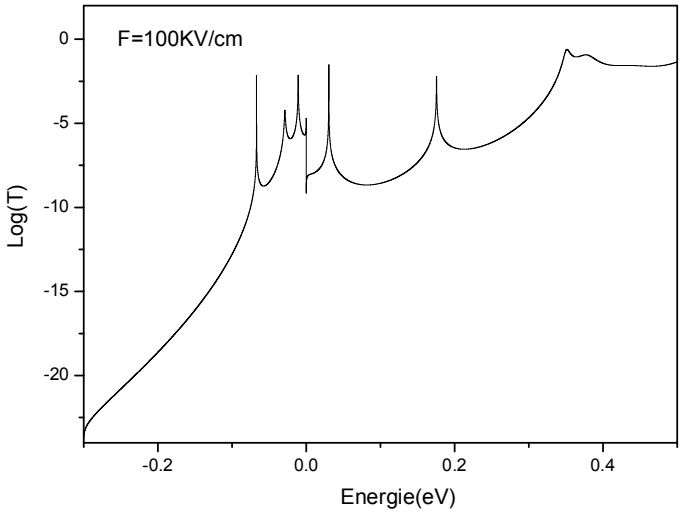


Figure III.5 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F = 100kV/cm.

- Dans cette section nous allons changer les largeurs des barrières des super-réseaux, tel que nous prenons la valeur de S est égale à 50Å et nous présentons les courbes correspondent à la variation de coefficient de transmission en fonction d'énergie, pour quatre valeurs de champ électrique F données 20 ,55.5, 66.6, 100kV/cm comme indiquer dans les figures (III.6-III.9).

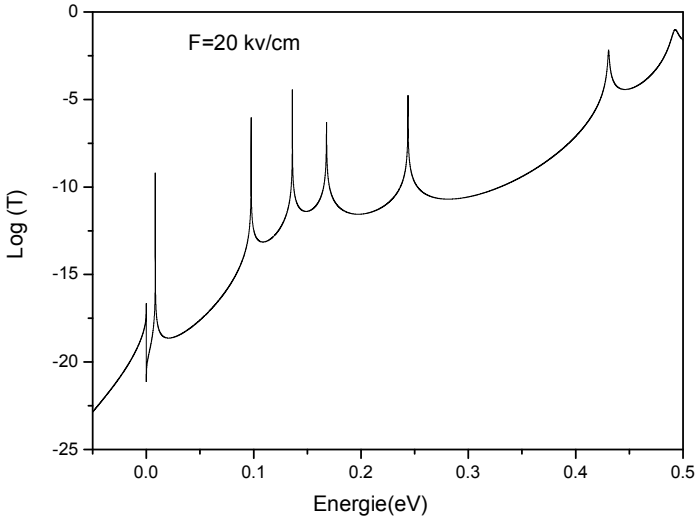


Figure III.6 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F = 20kV/cm.

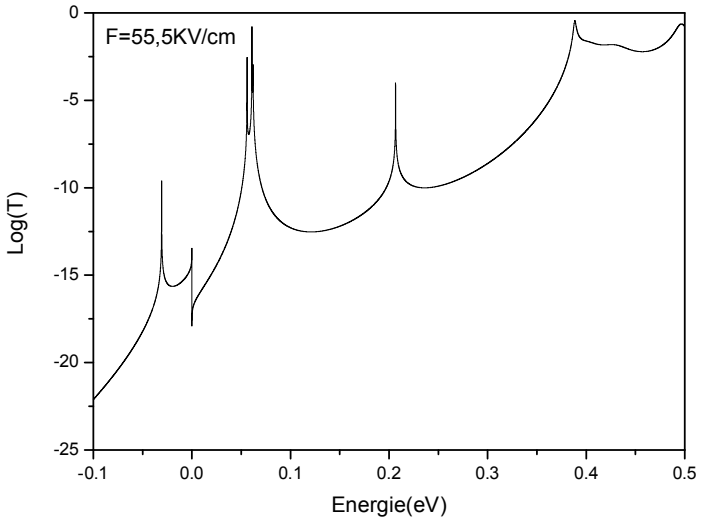


Figure III.7 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F = 55.5kv/cm.

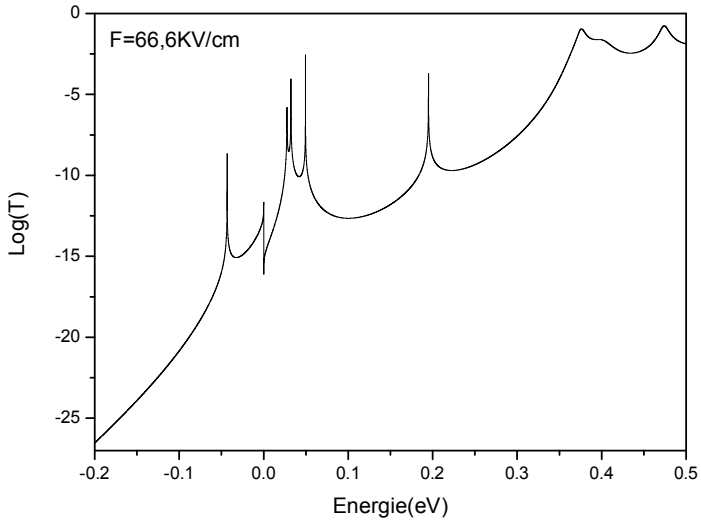


Figure III.8 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F = 66.6kv/cm.

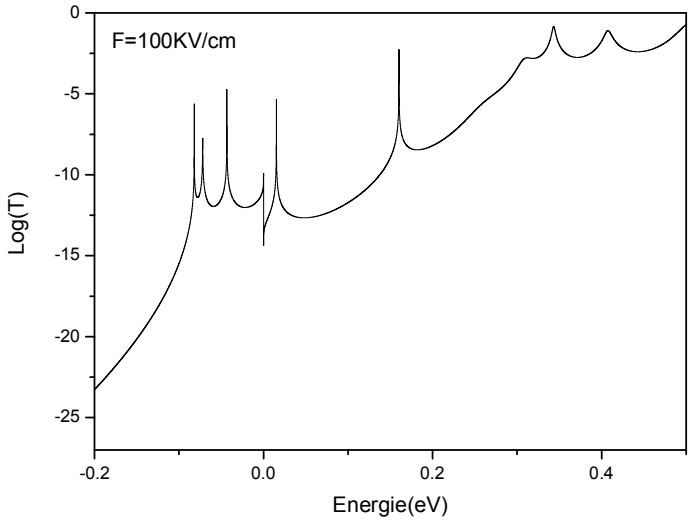


Figure III.9 La variation du coefficient de transmission en fonction de l'énergie pour F = 100kv/cm.

- On résume les valeurs de l'énergie obtenir de les graphes par un tableau (III.1) pour les deux valeurs de la largeur de la barrière (35Å et 50Å), et nous comparons avec deux référence traite l'influence de champ électrique extérieur :

F (kV/cm)	Energie (meV)	nos calculs E (meV)		[31] E (meV)		[16] E (meV)	
		S=35Å	S=50Å	S=35Å	S=50Å	S=35Å	S=50Å
20	E_1	11.37	8.38	11.6	8.5	12	9
	E_2	100.5	97.62	101	98.2	101.6	98.7
	E_3	141.41	136.05	142	136.5	142.4	137
	E_4	178.12	167.86	178.8	168.4	179.1	168.9
	E_5	247.12	243.75	248.3	245	248.8	245.5
55.5	E_1	-22.4	-30.72	-22.3	-30.6	-21	-29.2
	E_2	67.62	55.93	68.2	56.4	69.5	57.8
	E_3	72.56	60.87	73.1	61.4	74.3	62.8
	E_4	89.17	62.00	89.8	62.6	90.9	63.9
	E_5	215.28	206.61	216.4	207.8	216.5	209.2
66.6	E_1	-33.3	-43.28	-33.3	-43.3	-31.7	-41.7
	E_2	47.85	27.55	48.4	28	49.6	29.5
	E_3	59.21	32.23	59.8	32.8	61.1	34.2
	E_4	62.71	49.43	63.4	50	64.6	51.4
	E_5	205.36	195.03	206.6	196.3	208	197.7
100	E_1	-67.01	-81.9	-66.8	-81.8	-64.3	-79.3
	E_2	-28.83	-71.96	-28.2	-71.2	-26.1	-69
	E_3	-10.92	-43.35	-10.2	-42.7	-7.9	-40.4
	E_4	30.38	15.19	31	15.8	33.5	18.2
	E_5	175.59	160.22	176.8	161.5	179.3	163.9

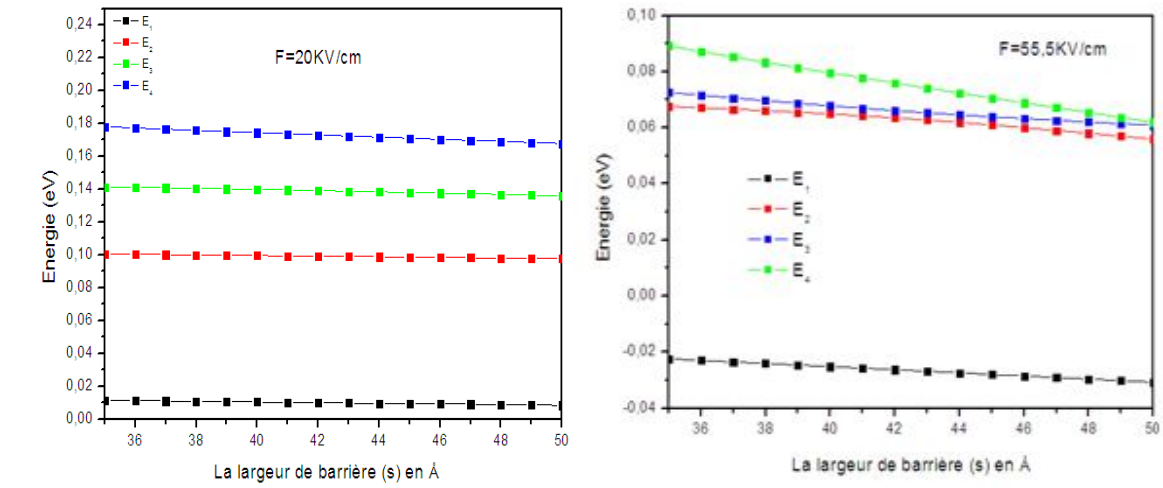
Tableau III.1 Les niveaux d'énergie d'une hétéro-structure à quatre barrières pour variable dans la largeur calculée par différent méthode.

III.3 L'influence de champ électrique sur les énergies de résonnance

Nous avons varié les largeurs des barrières de 35 Å à 50 Å, de structure pour différente valeur de champ électrique ainsi on peut déduire que les énergies E sont directement liées aux paramètres de structure du super-réseau.

Les résultats sont présentés pour quatre énergies sur les graphes de Figure (III.14). Ces graphes montrent l'influence de champ électrique, lorsque la valeur du champ électrique est élevée les énergies diminuent avec la largeur de barrière vers 50Å.

a) b)



c) d)

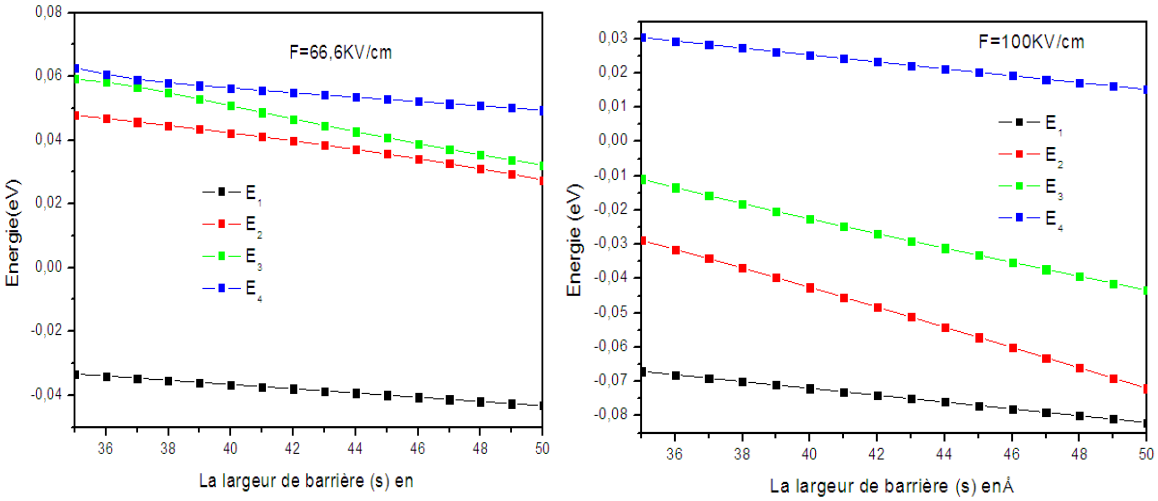


Figure III.10 L'énergie en fonction de la largeur de la barrière (S) : pour des champs F (a) 20KV/cm, (b) 55.5KV/cm, (c) 66.6KV/cm, (d) 100KV/cm.

III.4 Densité de courent

La différence de potentiel Va appliquée à la structure du super-réseau induit un champ électrique qui provoque le déplacement des électrons, ce déplacement donne la densité de courant. La densité de courant est un model électronique soumettre à la résonance différente, nous pouvons ainsi exprimer la densité de courant des électrons par l'expression suivant [32] :

$$J = \frac{em^* K_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty T(E) \ln \times \left\{ \frac{1+\exp\left[\left(F_L - E\right)/K_B T\right]}{1+\exp\left[\left(F_L - E - eV_a\right)/K_B T\right]} \right\} dE \qquad \text{(III.2)}$$

avec $m^* = m_0 = m_8$ note la masse effective dans l'interface des régions (correspond $x < x_1$ et $x > x_8$, $T(E)$ le coefficient de transmission, F_L le niveau de Fermi, V_a la différence de potentiel.

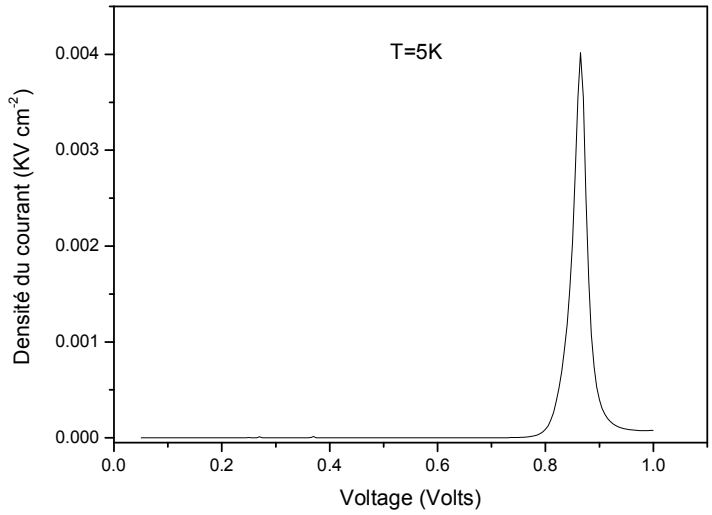


Figure III.11 hétéro-structure de quatre barrières caractéristiques de la densité du courant en fonction du potentiel.

Les figures (III.11) et (III.12) présentent la variation de la densité de courant en fonction du potentiel et l'influence de température, comme la figure (III.11) qui tracée à T = 5K. Nous avons observé la densité de courant est quasi-constante jusqu'a 0.8Voù elle augmente à 0.004 kA/cm qui Va= 0.9V puis diminue rapidement.

La figure (III.12) est tracée pour T = 300K, la densité de courant perturbe dans l'intervalle du potentiel compris entre 0.1 et 0.6 V, cette perturbation explique par le phénomène de bruit thermique, puis la densité de courant augmente exponentiellement jusqu'à le potentiel 0.8V.

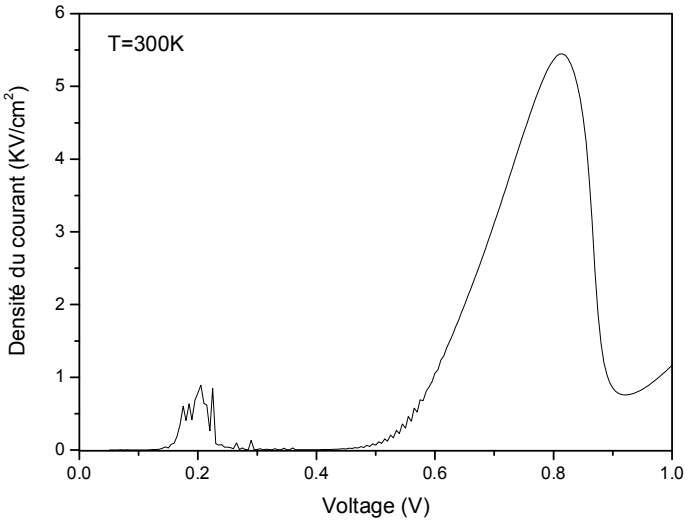


Figure III.12 hétéro-Structure de quatre barrières à caractéristique le courant en fonction de potentiel.

III.5 l'influence de température sur la densité de courant

on étudie l'influence de la température sur la densité de courant pour les largeurs des barrières S = 50Å, et on obtenues les résultats correspondent pour deux valeurs de température différente :

-pour l'énergie de niveau de Fermi égale 90 meV on étudie l'influence de T=320 K et T=300K et obtenue sur les allures dans les figures (III.13-III.14).

-et pour la valeur du niveau de Fermi 40meV on étudie l'influence de T=20 K et T=300K et obtenue sur les allures dans les figures (III.13-III.14).

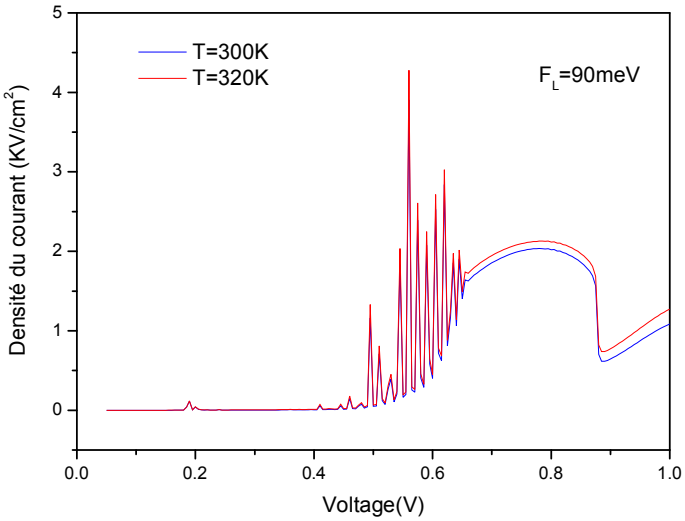


Figure III.13 hétéro-structure de quatre barrières à caractéristique la densité du courant en fonction de potentiel.

La figure (III.13) présente la variation de la densité de courant en fonction de potentiel et l'influence de température, pour T = 300K et 320K la densité de courant perturbe dans l'intervalle de potentiel compris entre 0.4 et 0.68 V ,cette perturbation on peut l'expliquer par le phénomène de bruit thermique, puis la densité de courant est augmente jusqu'a 0.8V .

La figure (III.15) présente la différence de l'influence de la température montante et baisse, pour T = 20K on observe la densité de courant constante jusqu'à 0.8V et augmente à 0.4kA/cm^2 pour Va = 0.85Vpuis diminue, et pour T = 300 K on observe la densité de courant perturbe dans l'intervalle de potentiel compris entre 0.4 et 0.7 V, cette perturbation on peut l'expliquer par le phénomène de bruit thermique, puis la densité de courant est augmente jusqu'a 0.8V.

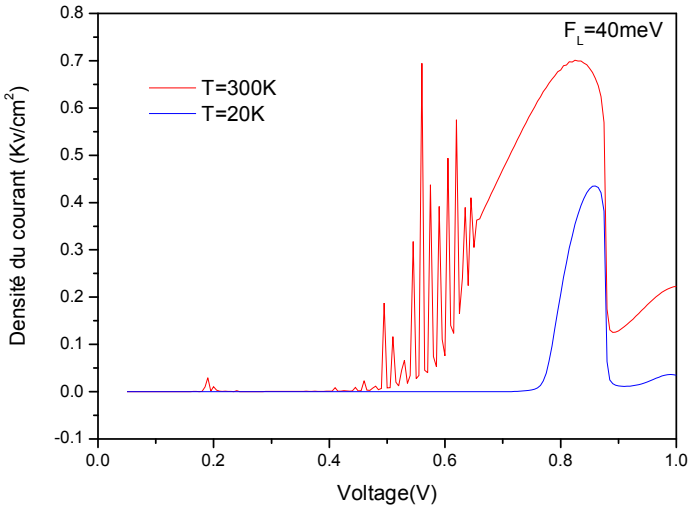


Figure III.14 hétéro-structure de quatre barrières à caractéristique la densité du courant en fonction de potentiel.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Conclusion générale

L'objectif principal de notre travail traite la simulation de la caractéristique (I.V) d'un super-réseau AlGaAs/GaAs, dans le début nous avons connait sur le semi-conducteur et l'existence dans le solide et nous avons étudié les états énergétique dans la bande de conduction et comment obtenir sur le super-réseau de le semi-conducteur avec les résolutions d'équation de Schrödinger dans la deuxième chapitre pour trouver les énergies de confinement puis nous avons traité deux cas : absence et présence du champ électrique extérieur et dans tous cas nous avons utilisé le modèle de la matrice de transfert(MT) pour obtenir le coefficient de transmission d'une structure constituée par une quatre barrières avec le champ électrique extérieur.

Enfin, on a calculé les niveaux d'énergies pouvant être émis par la structure étudiée (structure de quatre barrières d'AlGaAs/GaAs). Ces niveaux d'énergies ont été obtenu par des codes de simulation : le langage de programmation *FORTRAN* a été utilise pour déterminer le coefficient de transmission en fonction de l'énergie et évaluer la densité de courant traversant d'un super-réseau en fonction de la différence de potentielle appliquée aux bornes de la structure, et on a utilisé des codes Origin pour tracer les différentes courbes obtenir dans étudie.

Bibliographie

[1] Meghoufel, Zahira Faiza. Étude des effets non linéaires sur les propriétés de transport

électroniques dans les superréseaux Al_XGa_{1-X} As., Mostaganem, Thèse de doctorat, Université Abdelhamid Ibn Badis, 2013, p.103.

[2] D.Ricard. Les nanocristaux semi-conducteurs ou boîtes quantiques. France, école Polytechnique, p.47-87.

[3] Mathieu Henry, et Fanet Hervé .Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques. 6e édition, Paris, Dunod, 2009, p.830.

[4] Paul Voisin. « La quantification de Wannier dans les super réseaux semi conducteurs : quand le champ électrique empêche les électrons de bouger..». n0 729, 1990, p.1334- 1346.

[5] Sapoval, Bernard, et Claudine Hermann. Physique des semi-conducteurs, France, école Polytechnique, 1990, p.284.

[6] A, Chovet et P. Masson. Physique des semi-conducteurs. Marseille, école polytechnique universitaire, 2004, p.74.

[7] Ngo,Christian et Hélène Ngo. Physique des semi-conducteurs .3e édition, paris, DUNOD, 2007.

[8] Colinge, Jean-Pierre et Vande wiele Fernand. Physique des dispositifs semi-conducteurs. Paris, De Boeck université, 1996, p.388.

[9] Bonnaud Oliver .Physique des solides, des Semi-conducteurs et Dispositifs. Université de Rennes 1, 2003, p.148.

[10] A ,Saidane,. Physique des semi-conducteurs, la physique des composants électroniques de base. Alger, Office des publications universitaires, tome 2,1993, p.439.

[11] Dietschy, M. Les cellules photovoltaïques. V.33, 2005, p.5.

[12] Boittiaux, Bernard.les composants semiconducteurs. Cours d'électronique. France, Lavoisier, 11, 1991, p.278.

[13] Turki-Kamoun , Najoua, et Hassine Lotfi. Physique des semi-conducteurs.problèmes corrigés. Tunis, centre de publication universitaire, 2003, p.149.

[14] Ngo,Christian et Ngo Hélène .physique des semi-conducteurs .4e édition, paris, DUNOD ,2012.

[15] Galayko , Dimitri. Introduction des composants à semiconducteur, 2005, p.5.

[16] Faneget, Stéphane. Matériaux et hétérostructures à base de nitrures d'éléments III en phase cubique et hexagonale pour l'optoélectronique. These de doctorat, université Joseph Fourier, no 02, 2002, p.127.

[17] Hull, Bean, J. C. Strained-Layer Superlattices: Materials Science and Technology, tp Pearsall.vol.33, 1991. p.431.

[18] Terkhi, Sabrai. Modélisation de l'influence de la composition chimique «x »des matériaux Arsenic sur les propriétés de transport électronique. Thèse de doctorat, Université Abdelhamid Ibn Badis, Mostaganem, 2013, p.126.

[19] Hai Son Nguyen. Contrôle optique de l'émission résonnante de boîtes quantiques semi-conductrices. Thèse de doctorat de l'université, paris, p.205.

[20] Voliotis, V. R Grousson. Contrôle cohérent des excitations électroniques dans une boîte quantique unique, 2007, p.29.

[21] Legrand, Olivier. Caractérisation de boites quantiques InAs/GaAs incluses dans des fils photoniques. 2011, p.21.

[22] Trendo, Nicolas. Modélisation et simulation des composants optoélectroniques à puits quantiques. Thèse de doctorat, université de Rouen, 2002, p.152.

[23] Rabhi, Fatiha. L'étude des niveaux d'énergie des hétéro-structures en fonction de la structure de la bande de conduction .université Médéa, p.52.

[24] Harrison et Quantum Wells et al.Theoretical and computational physics of semiconductor nanostructures.2ed, Wiley, 2005, p.482.

[25] Le Goff, Serge. Étude des états ectopiques dans les nanostructures de semi-conducteur de forme cylindrique. Thèse de doctorat, universitaire M ETZ, 1992, p.208.

[26] Guy, Fishman. Semi-conducteurs les bases de la théorie KP.Paris, école Poly technique, 2010, p.301.

[27] Ben Daniel, D et c .Duke. Space-charge effects on electron tunneling. Physical Review. 152, 2, 1966, p 683.

[28] Bjorn. Jonson and SVERRE. T et al. Eng, "Solving the Schrodinger equation in arbitrary quantum-well potential profiles using the transfer matrix method," IEEEJ**.** Quantum Electron*,* vol. 26, no 11, 1990, p. 2025-2035.

[29] Airy, G.B et al. On the intensity of light in the neighborhood of a caustic. Transactions of the Cambridge Philosophical Society 6, 1838, p.379.

[30] Cohen-Tannoudji et C, Diu et B, Laloe, F. Quantum mechanics, volume 1. 1978.

[31] Vatannia, S et Gildenblat, G. Airy's functions implementation of the transfer matrix method for resonant tunneling in variably spaced finite superlattices. Quantum Electronics, IEEE Journal of 32, no 6, 996, p.1093-1105.

[32] R. Tsu and L. Esaki, “Tunneling in a finite superlattice,” Appl. Phys.Lett., vol. 22, no 11, 1973, p. 562-564.