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 :

BADANI Fatima Zohra
LAMIRI Ahlam

Thème :

Étude l'émission électronique d'un super-réseau

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

HAIRACHE Sofiane	Grade : MCB	UYFM	Président
BOUKAOUD Abdelali	Grade : MCB	UYFM	Examinateur
DEHBAOUI Mourad	Grade : MCB	UYFM	Examinateur
SEBBAR Djamel	Grade : MAA	UYFM	Encadreur
HOUHOU Oussama	Grade : MCB	UYFM	Co-encadreur

Année universitaire 2016/2017

DEDICACE

Du profond de mon cœur, je dédie ce modeste travail à tous ceux qui me sont chères :

A ma raison d'être, ma raison de vivre, la lanterne qui éclaire mon chemin et m'illumine de douceur et d'amour.

**** Ma chère mère ****

A mon signe d'amour, de reconnaissance et de gratitude pour tous les soutiens et les sacrifices dont il a fait preuve à mon égard.

**** Mon cher père ****

A la témoignage de la fraternité, de l'encouragement, de l'amour et du sacrifice avec mes souhaite de bonheur de santé et de sucées.

Mes chères sœurs (Asmaa, Nabila et son mari, Souad)

A tous les membres de ma
Famille, avec mes souhaite de bonheur et de réussite.

A mon signe de l'amitié, de la sincérité, de la fidélité et de
L'amour qui Nous a Liées et des bons moments
Passées ensembles, je vous Souhaitant un avenir
Radieux et plein de bonnes promesses.
Mes chers amis

A tous toute personne Ayant Consacré un jour, un
Moment de sa vie pour m'aider, ou simplement me
Faire Un sourire…….

Fatima Zohra

DEDICACE

Du profond de mon cœur, je dédie ce modeste travail à tous ceux qui me sont chères :

A ma raison d'être, ma raison de vivre, la lanterne qui éclaire mon chemin et m'illumine de douceur et d'amour.

**** Ma chère mère ****

A mon signe d'amour, de reconnaissance et de gratitude pour tous les soutiens et les sacrifices dont il a fait preuve à mon égard.

**** Mon cher père ****

A la témoignage de la fraternité, de l'encouragement, de l'amour et du sacrifice avec mes souhaite de bonheur de santé et de sucées.

Ma chère sœur (Hadda et son mari)

Mes chers frères et leur mari

Et à tout (Sarra, Ayman, Meriem, Mohamed, Inasse,Wail,Hadjer ,Assil ,Abd nour)

A tous les membres de ma famille , avec mes souhaite de bonheur et de réussite.

A mon signe de l'amitié, de la sincérité, de la fidélité et de l'amour qui Nous a Liées et des bons moments passées ensembles, je vous Souhaitant un avenir Radieux et plein de bonnes promesses.

Mes chers amis

A tous toute personne Ayant Consacré un jour, un moment de sa vie pour m'aider, ou simplement me faire Un sourire…….

Ahlam

Remerciements

En tout premier lieu, Merci à DIEU qui nous a donné le courage et la patience pour Concrétiser ce travail.

Nous remercions la faculté des sciences et de technologie à l'université YAHIA FARES De Médéa, Ce travail a été dirigé par monsieur SEBBAR à qui nous exprimons notre Très vive reconnaissance. Nous tenons à le remercier pour sa disponibilité et ses précieux Conseils qui nous ont beaucoup aidés pour mener à terme ce travail.

J'adresse mes remerciements au Dr. HAIRECHE Sofiane pour avoir bien voulu Présider le jury. Je remercie les deux examinateurs Dr.BOUKAOUD Abdelali et Dr. DEHBAOUI Mourad pour avoir évalué mon travail.

Nomenclature et Abréviations :

Les abréviations utilisées :

BV	Bande de valence
BC	Bande de conduction
CC	Conditions de continuité
EJM	Epitaxie par jets moléculaires
LASER	Light Amplification by Stimulated Mission of Radiation
MME	Mesure de masse effective
MT	Matrice de transfert
SCE	Semi-conducteur extrinsèque
SCI	Semi-conducteur intrinsèque
SR	Super–Réseau

Nomenclature :

E	Énergie de l'électron
V0	La hauteur du puits/barrière quantique (énergie potentielle)
Va	La différence du potentiel électrique
φ	La fonction d'onde de l'électron
m^*	La masse effective
m_0	La masse de l'électron dans le vide
m^*_v	La masse effective d'un trou
m^*_c	la masse effective d'un électron
T	Le coefficient de transmission
Ai(z)	Fonction d'Airy
Bi(z)	Fonction d'Airy de seconde espèce
GaAs	Arséniure de gallium
AlGaAs	Arséniure de gallium-aluminium
E_g	Le gap
$e\varphi_F$	La distance du niveau de Fermi à la bande de conduction
E_b	L'énergie de bande est nulle pour la bande de valence
m⊥	la masse effective dans le plan des couches
□(z)	La masse effective dans la direction de croissance z
m_e	La masse d'électron
r_{SP}	Représente émissions spontanée de rayonnement
r_{stim}	Représente émissions stimulée de rayonnement
r_{abs}	Représente l'absorption
P	La densité des trous
n	La densité des é

K	Constante d'équilibre
$N(E)$	Représente la densité de photons d'énergie E
N_C	densité d'états électroniques dans la bande de valence
N_V	densité d'états électroniques dans la bande de conduction
E_1	Energie du niveau fondamental
E_2	Energie du premier niveau excite
$C_{11}\,C_{12}$	Constante d'élasticité
Δ_0	L'énergie de couplage spin-orbite
E_{vav}^0	Potentiel électrostatique de modèle solide pour un atome
E_v^0	Niveau de référence d'élasticité

Table des matières : vi

Liste des Figures viii

Liste des tableaux xii

Introduction générale ……....1

1. Introduction
   - 1.1 Les semi-conducteurs …….…….... 2
     - 1.1.1 Notion de bandes d'énergie……...…3
     - 1.1.2 Notion des trous et des électrons…….…..4
     - 1.1.3 Notion de masse effective……5
       - 1.1.3.1 Mesure de masse effective ……...5
     - 1.1.4 Les SC direct et indirect……7
     - 1.1.5 Le semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique…….....7
       - 1.1.5.1 Semi-conducteur non dégénéré ……7
     - 1.1.6 Semi-conducteur intrinsèque (SCI)……8
     - 1.1.7 Semi-conducteur extrinsèque (SCE) ……...9
   - 1.2 Hétérojonctions……...……....9
     - 1.2.1 Les bandes d'énergies d'une hétérojonction……10
     - 1.2.2 Dans le cas jonction PN ……..12
   - 1.3 Les super-réseaux…….……13
     - 1.3.1 Technique fabrication des super-réseaux……13
     - 1.3.2 Les types de super-réseaux…….…14
   - 1.4 Puits quantiques……14
   - 1.5 L'émission électronique des super-réseaux ……17
   - 1.6 Taux net d'émission……...…….....18
     - 1.6.1 L'émission spontané…….…….....19
     - 1.6.2 L'absorption fondamentale ……...……..19
     - 1.6.3 L'émission stimulée……...…..19
2. Equation de Schrödinger pour une Hétéro-structure libre
   - 2.1 L'équation de Schrödinger indépendant de temps ……22
     - 2.1.1 La solution de l'équation de Schrödinger dans le Puits quantique …..23
   - 2.2 Structure à multi puits quantique ……..……...26
     - 2.2.1 Structure à deux puits quantique……26
   - 2.3 Modèle de Kronig-Penney ……...28
   - 2.4 Matrice de transfert ……31

2.5 L'approche de la matrice de transfert…….... 33

2.6 Coefficient de transmission ……..37

3. Equation de Schrödinger pour une hétéro structure dans un champ électrique

3.1 Hétérostructure dans un champ électrique……..……39

3.2 Propriété de la fonction d'Airy..……...……..45

3.3 Coefficient de transmission ……...….46

4. Niveaux d'´energie dans les super-réseaux

4.1 Hétérostructure à simple puits quantique ……....48

4.2 Détermination le potentiel v_0 ……..49

4.3 La variation de l'énergie en fonction du la concentration ……..…51

4.4 La variation de l'énergie en fonction du la largeur ……....65

4.5 La variation de longueur d'onde en fonction du la concentration ……..……67

Conclusion générale 71

Bibliographie 73

Liste des figures

1.1 Les bandes d'énergies de semi-conducteur 3

1.2 Les notions des bandes d'énergies 4

1.3 Un électron est excité de la bande de valence et un trou libre 5

1.4 Diagramme énergétique dans chacun des semi-conducteurs 10

1.5 Diagramme énergétique loin de l'interface 11

1.6 Passage des électrons 12

1.7 La jonction p n 12

1.8 Représentation schématique d'un super-réseau de puits quantiques. 13

1.9 Les méthode d'épitaxie par jets moléculaire (EJM) 13

1.10 Puits quantique et le potentiel résultant 15

1.11 Les type de puits quantiques 17

1.12 L'émission stimulée 19

2.1 Puits quantique simple 24

2.2 Barrière quantique et le potentiel résultant 26

2.3 Super réseau de type I 28

2.4 Solution numérique de l'équation de Schrödinger unidimensionnel par la matrice Approche 34

3.1 Hétérostructure 36

3.2 Hétérostructure avec champs électrique 36

3.3 Hétérostructure avec champs électrique dans milieu (La partie II) 38

3.4 Hétérostructure avec champs électrique dans la partie finale X_{2N} 40

3.5 La fonction d'Airy 42

4.1 Double barrière (a) Hétérostructure à simple puits quantique, (b) Structure de double Barrière 48

4.2 La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure GaAs/$Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique F= 40KV/cm 51

4.3 La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure GaAs/$Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique F= 40KV/cm 52

4.4 La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure GaAs/$Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique F= 60KV/cm 52

4.5 La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure GaAs/$Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique F= 80KV/cm 53

4.6 La variation du l'énergie E_1 en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure GaAs/$Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique 54

4.7 La variation du l'énergie E_2 en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure GaAs/$Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique 55

4.8 La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$/ $Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique F= 20KV/cm 56

4.9 La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$/ $Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique F= 40KV/cm 56

4.10 La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$/ $Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique F= 60KV/cm 57

4.11 La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$/ $Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique F= 80KV/cm 57

4.12 La variation du l'énergie E_1 en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$/ $Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique 58

4.13 La variation du l'énergie E_2 en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique 58

4.14 La variation du l'énergie E_3 en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique 59

4.15 La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique
F= 20KV/cm 60

4.16 La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique
F= 40KV/cm. 61

4.17 La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique
F= 60KV/cm 61

4.18 La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une Hétérostructure $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique
F= 80KV/cm 62

4.19 La variation du l'énergie E_1 en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.7}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique 63

4.20 La variation du l'énergie E_2 en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.7}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique 63

4.21 La variation du la différence (E_1 et E_2) en fonction de la concentration x en aluminium pour un trois structure à simple puits quantique : Va = 0.16 V 64

4.22 La variation de l'énergie en fonction de largeur de puits dans le cas où
F=20 KV/cm 65

4.23 La variation de l'énergie en fonction de largeur de puits dans le cas où
F=40 KV/cm 66

4.24 La variation de longueur d'onde en fonction de la concentration 67

4.25 La variation de longueur d'onde en fonction de largeur de puits 68

4.26 La variation de longueur d'onde en fonction de largeur de puits 68

Liste des tableaux

4.1 Les paramètres utilisés pour calculer la profondeur des puits 50

4.2 Les niveaux d'énergie dans une hétéro-structure à double puits quantiques. L'unit´e des niveaux d'´energie est donnée en (mev), et la différence de potentiel en Volts. 69

[1] Koutani, S. : *Composants semiconducteurs*. (2009).

[2] Grundmann, M. : The *Physics of Semiconductors: An Introduction Including Devices and Nanophysics*. Springer Science & Business Media. (2006).

[3] Sapoval, B., Hermann, C. : *Physique des semi-conducteurs. Ellipses*. (1990).

[4] Fortunier, R. : *Propriété Physiques, Mécaniques, et Électroniques des Matériaux Solides.* Ecole Nationale Supérieure des Mines. (2005).

[5] Bonnaud, O. : *Physique des Solides, des Semiconducteurs et Dispositifs*. Université de Rennes, 1. (2003).

[6] Sapoval, B., & Hermann, C. : *Physique des semi-conducteurs*. Ellipses. (1990).

[7] Hamadache, F. : *Le semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique*. cour Master, (2009/2010).

[8] Jérome, F. : *Introduction à la physique des semi-conducteurs*. Université de Neuchatel , (2001).

[9] Mathieu, H., & Fanet, H. : *Physique des semiconducteurs et des composants électriques*. (2009).

[10] Saadeddine, K. : *Modélisation non linéaire des composants a effet de champ*. Thèse de doctorat, (2009).

[11] Fischetti, M. : *Physics of Semiconductor devices. University of Massachusetts*,

[12] Gong, D. & Genieda,C. : *gss user's guide*. Version 0.46.00 (2005-2007)

[13] Sze, S. M. : *Semiconductor devices: physics and technology*. John Wiley & Sons(2008).

[14] Sharifzadeh,S. : *physics of semiconductor devices*.(2016).

[15] Colinge, J. P., & Colinge, C. A.: *Physics of semiconductor devices*. (2002).

[16] William R. F. : *Heterostructure and Quantum Well Physics*. Thèse de doctorat, (1998)

[17] Selberherr, S. : *Analysis and simulation of semiconductor devices*. (1984).

[18] Haireche, S. : *Elaboration et caractérisation d'un matériau semi-conducteur SnO2 par la methode APCVD*. Thése de magistère , Université Saad Dahlab de Blida, 1

[19] Rinaldi, F. : *Basics of molecular beam epitaxy (MBE).* Annual Report, 1-8. (2002).

[20] Jean,F. P. Christophe, M. & H. : *Instabilité de minibande des super-réseaux et dispositifs hyperfréquences*.

[21] Cho, A. Y., & Arthur, J. R. : *Molecular beam epitaxy- Progress in solid state chemistry*, 10, 157-191. (1975).

[22] Emmanuel, L . : *Transport électronique dans les super réseaux –applications aux détecteurs infrarouges à grandes longueur*. Thèse de doctorat, (2010).

[23] Grundmann, M. : *The Physics of Semiconductors- An Introduction Including Nanophysics and Applications*. (2016).

[24] Bastard, G., & Schulman, J. : *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*. (1992).

[25] Simon, C. M. : *Contrôle optique de l'exciton dans des boîtes quantiques individuelles*. Thèse de doctorat, (2010).

[26] Peter, Y. U., & Cardona, M . : *Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties*. Springer Science & Business Media. (2010).

[27] Dion, M., Wasilewski, Z. R., Chatenoud, F., Gupta, V. K., Pratt, A. R., Williams, & all. : *Extremely low threshold current density InGaAs/GaAs/AIGaAs strained SQW laser grown by MBE with As2. Canadian Journal of Physics*, 74(12), 1-4. (1996).

[28] Teissier, R.,Charistol, P., & Joullie, A . : *Nouveaux lasers à semiconducteurs pour le moyen infrarouge. Images de la physique*, 179-185. (2005).

[29] Baranov, A. N., Guseinov, A., Rogachev, A. A., Titkov, A. N., Cheban, V. N., & Yakovlev, Y. P. : *Electron localization at a heterojunction of the second kind. Jetp Letters*, 48, 378-381. (1988).

[30] Singh, J. : *Appl. Phys*. Lett. 48 (1986) 434.

[31] Delves, L. M., & Lyness, J. N. : *A numerical method for locating the zeros of an analytic function. Mathematics of computation.* 21(100), 543-560. (1967).

[32] Anemogiannis, E., Glysis, E.N. , Gaylord, T.F. , et all . : *IEEE J. Quantum Electron*. (1993).

[33] Ban, S.L., Hasbun, J.E. : *X.X.Liang*,J. Lumin. 87-89,369. (2000).

[34] Harrison, P., & Valavanis, A. : *Quantum wells, wires and dots: theoretical & computational physics of semiconductor nanostructures*. John Wiley & Sons. (2016).

[35] Nakamura, K., Shimizu, A., Koshiba ,M., Hayata, K . : *IEEE J. Quantum Electron*.25 (1989) 889.

[36] Vatannia ,S. & Gildenblatl ,G. : *EEE Journal of quantum electronics*.(1996).

[37] Ghatak ,A.K., Goyal ,I.C., Gallawa, R.L. : *IEEE J. Quantum Electron*.(1990) .

[38] Leung, C. S. Y., Skellem, D. J., & Sanders ,B. C. : *Numerical calculation of the resonant tunneling current for biased quantum well-barrierstructure -A trapezoidal model*. (1993).

[39] Makhlouf, Z. : *Étude classique et quantique de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs* . Mémoire de fin d'étude, (2012-2013).

[40] Davide L.S. : *fundamentals of condensed matter and crystalline physics*.

[41] Jonsson, B., & Eng, S. T. : *Solving the Schrodinger equation in arbitrary quantum-well potential profiles using the transfer matrix method*. IEEE journal of quantum electronics, 26(11), 2025-2035. (1990).

[42] Sánchez-Soto, L. L., Monzón, J. J., Barriuso, A. G., & Cariñena, J. F. : The transfer matrix: *A geometrical perspective*. Physics Reports, 513(4), 191-227. (2012).

[43] Luis, L., Sanchez-Soto, Juan, J., Monzon, Alberto, G. B., Jose F. C. : *The transfer matrix: a geometrical perspective* .

[44] Jirauschek, C., & Kubis, T. : *Modeling techniques for quantum cascade lasers*. Applied Physics Reviews, 1(1), 011307. (2014).

[45] Pérez Alvarez, R., & Rodriguez Coppola, H. : *Transfer Matrix in 1D Schrödinger Problems with Constant and Position-Dependent Mass*. physica status solidi (b), 145(2), 493-500. (1988).

[46] Wang, T. Y., & Stringfellow, G. B. : *Strain effects on Ga x In1− x As/InP single quantum wells grown by organometallic vapor-phase epitaxy with 0≤ x≤ 1*. Journal of applied physics. 67(1), 344-352. (1990).

[47] Brennan, K. F., & Summers, C. J. : *Theory of resonant tunneling in a variably spaced multiquantum well structure: An Airy function approach*. Journal of applied physics, 61(2), 614-623. (1987).

[48] Vassell, M. 0., Lee J., & Lockwood ,H. F. : *Multihamer tunneling in Gal -,AI As/GaAs herterostructures*. (1986)

[49] Anemogiannis, E., Glytsis , E. N., & Gaylord ,T. K. : *Bond and quasihound state calculations for biasedhnbiased semiconductor quantum heterostructures*. (1993).

[50] Vatannia, S., & Gildenblat, G. : *Air's Functions Implementation of the Transfer-Matrix Method for Resonant Tunneling in Variably Spaced Finite Superlattices*.(1996).

1. Introduction

Introduction

Dans ce chapitre nous allons étudier dans un premier temps les semi-conducteur et les super-réseaux et nous introduisons ensuit les hétérojonctions.et aussi l'émission électronique et l'équation de Schrödinger.

1. Les semi-conducteurs :

Les solides se divisent en trois types selon la résistivité en générale : les métaux et les isolants et les semi-conducteurs.

On appelle semi-conducteur (SC) un matériau électriquement intermédiaire entre isolant et conducteur en 1962 le premier semi-conducteur laser a été réaliser en $GaAs$ fonctionne à la température T=77K [2] .On distingue les propriétés intrinsèques des semi-conducteurs (passage d'isolant à conducteur lorsque la température augmente), de leur propriétés extrinsèques (passage d'isolant à conducteur par ajout d'impuretés). Et comme :

- les semi-conducteurs sont sensibles à la lumière visible et la majorité d'entre eux possèdent une meilleure transparence aux IRs.
- sa résistivité diminue et elle est comprise entre (10^{-5} Ωcm et 10^{6} Ωcm) quand la température augmente [3].

En général les différentes structures des matériaux semi-conducteurs sont classées de la façon suivante :

- Les semi-conducteurs de type IV − IV, appelés de type diamant (une structure cristalline de type diamant) comme le carbone C qui lui se comporte plutôt comme un isolant.
- les composés de type III − V comme l' AsGa sont le résultat d'un alliage entre un élément trivalent et un élément pentavalent.
- Les composés de type II − V I comme le CdTe résultent de l'assemblage entre un élément bivalent et un élément hexavalent [4].

1.1.1. Notion de bandes d'énergie :

Les électrons ont des énergies distinctes qui appartiennent à certains ensembles de valeurs appelées bandes d'énergies, nous avons trois bandes d'énergie dans se structure.

- Les bandes de faible énergie correspondent à des électrons participant appelés les bandes des Valence et étant complètement pleine [5]
- Les bandes de hautes énergies ou les électrons libres dits bande de conduction.
- Le bande qui séparée ces deux bandes dites les bandes interdites (gap).

[5 ,1]

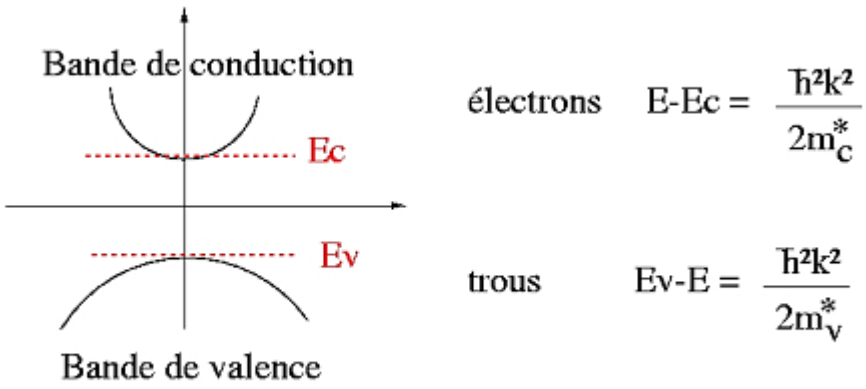


Figure (1.1) : Les bandes d'énergies de semi-conducteur [6]

m^*_v : La masse effective d'un trou

m^*_c : La masse effective d'un électron

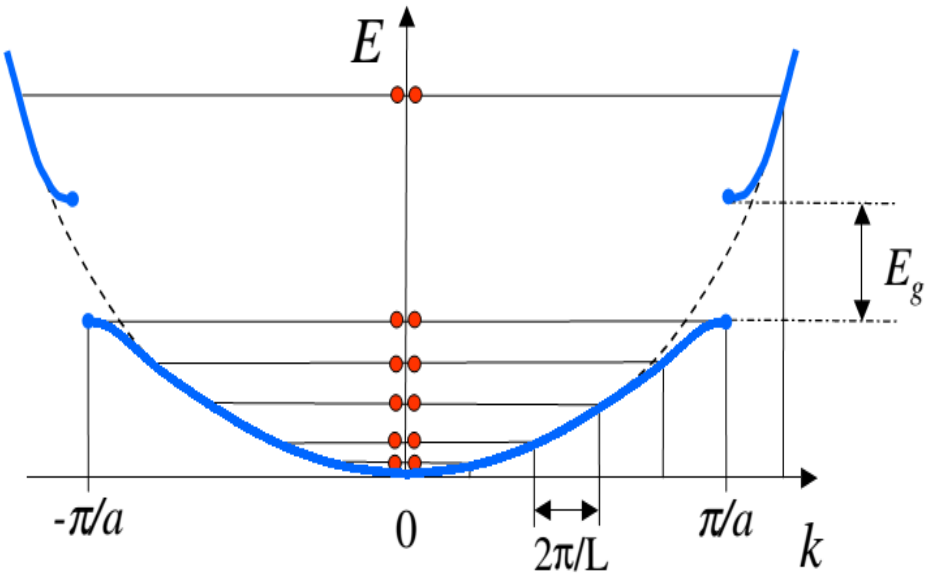


Figure (1.2) : Les notions de bandes d'énergies [6]

Cette courbe représente de bandes d'énergie permises et Interdites qui est à l'origine des propriétés de conduction des SC.

1.1.2 Notion des trous et des électrons :

Les électrons se trouvent dans une bande appelée bande de valence (voire Notion de bandes d'énergie) sont impliqués dans les liaisons covalentes, les électrons peuvent de passer dans la bande immédiatement vide à 0°K, appelée bande de conduction, se trouvent dans un état excité en présence d'états permis disponibles. Ces électrons peuvent par conséquent se déplacer dans le cristal et devenir des porteurs de charges libres.

Nous verrons dans ce qui suit que dans un semi-conducteur, il existe un deuxième type de porteurs de charges, appelés trous [7] et ces dernières ils sont chargés positivement.

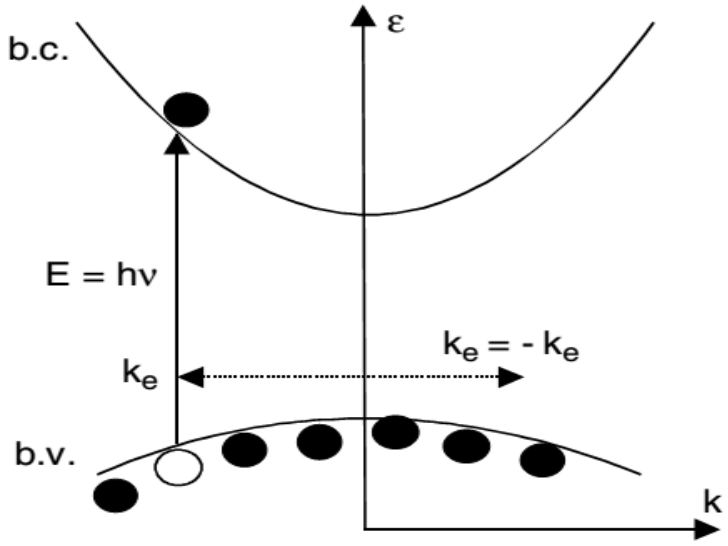


Figure (1.3): un électron est excité de la bande de valence et un trou libre [8]

1.1.3 Notion de masse effective :

La masse effective est un concept simplifié introduit pour tenir compte des interactions de l'électron avec le potentiel cristallin dans les équations de transport. [7]

1.1.3.1 Mesure de masse effective : (MME)

La résonance cyclotron :

Considérons par exemple un porteur de charge q placé dans un champ magnétique constant B et un champ électrique alternatif orthogonal à B et de pulsation **ω** .supposons sa masse effective m^* n'est pas isotrope l'équation du mouvement [6] :

$$m^* \frac{dV}{dt} = F_{ext} \qquad (1.1)$$

Où V : La vitesse des électrons et F_{ext} : La force extérieure

On peut écrit :

$$m^* \frac{dV}{dt} = q(\mathcal{E} + V \wedge B) \qquad (1.2)$$

En l'absence de champ électrique le mouvement est circulaire dans le plan perpendiculaire à B ou hélicoïdal autour de B avec une pulsation $\boldsymbol{\omega_c}$

$$\omega_c = q\frac{B}{m^*} \qquad (1.3)$$

On appelle ce mouvement '' précession cyclotron'' .les orbites sont des spirales autour du champ magnétique .en présence d'un champ électrique il faut tenir compte des collisions ,ce que nous ferons en introduisant une force de frottement moyenne qui ,

L'équation de mouvement et alors :

$$m^*\left(\frac{dV}{dt} + \frac{V}{\tau}\right) = q(\mathcal{E} + V \wedge B) \qquad (1.4)$$

En posant :

$$B_x = B_y = 0\,, B_z = B\,,\ \varepsilon_y = \varepsilon_z = 0 \qquad (1.5)$$

$$\varepsilon_x = \varepsilon_0 e^{i\omega t} \qquad (1.6)$$

$$v_x = A_1 e^{i\omega t} \qquad (1.7)$$

$$v_y = A_2 e^{i\omega t} \qquad (1.8)$$

On obtient en remplaçant dans (1.5)

$$A_1\left(i\omega + \frac{1}{\tau}\right) = q\frac{\varepsilon_0}{m^*} + A_2\omega_c \qquad (1.9)$$

$$A_2\left(i\omega + \frac{1}{\tau}\right) = -A_1\omega_c \qquad (1.10)$$

D' où la conductivité σ_{xx} pour ce porteur

$$\sigma_{xx} = \frac{j_x}{\varepsilon_x} = \frac{qv_x}{\varepsilon_x} = \frac{qA_1}{\varepsilon_0} = \frac{q^2\tau}{m^*}\,\frac{1+i\omega\tau}{1+\tau^2(\omega_c^2-\omega^2)+2i\omega\tau} \qquad (1.11)$$

On voit apparaître une résonance sous forme d'augmentation de la conductivité pour $\boldsymbol{\omega = \omega_c}$ ce ci correspond à une absorption résonante d'énergie par les porteurs, qui a lieu quand la charge tourne exactement a la même fréquence que le champ électrique.la mesure de

la fréquence pour la quelle se produit ce phénomène permet la détermination de la masse effective pour que ce phénomène soit important il faut $\omega_c \tau > 1$

C'est –à-dire qu'on doit travailler dans des grands champs magnétiques et a basse température où les collisions sont rares.

1.1.4 Les SC direct et indirect :

Les semi-conducteurs à gap direct à transition BV ⟶ BC se fait avec conservation de la quantité de mouvement de l'électron [7]

Par contre les semi-conducteurs à gap indirect, on a le changement de la quantité de mouvement de l'électron [7]

1.1.5 Le semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique :

1.1.5.1 Semi-conducteur non dégénéré :

Le niveau de Fermi situé dans une bande permise, bande de valence ou bande de conduction Dans ce cas on a le semi-conducteur dégénéré mais si on trouve dans la bande interdite [9] Avec la distance des extrêmes des bandes permises de plusieurs kT.

$$E_C - E_F > 2kT \quad (1.12)$$

et

$$E_F - E_V > 2kT \quad (1.13)$$

Donc les fonctions de distribution des électrons et des trous se ramènent à des distributions de Boltzmann correspondant à un système dilué [9] :

$$n = N_C \, e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} \quad (1.14)$$

$$P = N_V \, e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}} \quad (1.15)$$

Comme on peut aussi distinguer deux cas de semi-conducteur dépend avec les porteurs de charges.

1.1.6 Semi-conducteur intrinsèque (SCI):

Si la quantité d'électrons est égale à la quantité de trous, leur concentration commune est appelée concentration intrinsèque (n_i), le matériau est dit dans ce cas intrinsèque [9 ;10]

A l'équilibre thermique la concentration des électrons et les trous [11] :

$$n_0 = 2\left(\frac{m_n^* k_b T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_b T}\right) = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_b T}\right) \quad (1.16)$$

$$P_0 = 2\left(\frac{m_n^* k_b T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_b T}\right) = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_b T}\right) \quad (1.17)$$

Dans le (SC) intrinsèque nous avons $p = n = n_i$ avec la distribution de Boltzmann nous peuvent trouver le niveau de fermi [12] comme dans l'équation (1.19) suivante :

$$E_i = E_F = \frac{1}{2}(E_C + E_V) + \frac{1}{2} k_b T \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) \quad (1.18)$$

$$K = p.n = n_i^2 \quad (1.19)$$

$$n_i^2 = N_C N_V e^{-\frac{E_g}{KT}} \quad (1.20)$$

Donc on a :

$$p.n = n_i^2 \quad (1.21)$$

Où :

p *:* La densité des trous

n : La densité des électrons

K : Une constante d'équilibre

N_C : appelé densité d'états électroniques dans la bande de conduction

N_V : appelé densité d'états électroniques dans la bande de valence

1.1.7 Semi-conducteur extrinsèque (SCE) :

Pour obtenir les (SC) extrinsèque on dope le SC intrinsèque avec des atomes (accepteur ou donneur) donc il s'agit de deux type : type n et type p [13]

- **SC type n :**

  Dans ce cas le nombre d'électrons devient très supérieur au nombre de trous où n > p donc les électrons sont les porteurs majoritaires

$$n_{n0} = N_D \tag{1.22}$$

Les trous sont les porteurs minoritaires

$$P_{n0} = \frac{n_i}{N_D} \tag{1.23}$$

Les dopants sont ionisés positivement [5]

- **SC type p :**

  Dans ce cas le nombre de trous devient très supérieur à celui des électrons où $p > n$ donc les trous sont les porteurs majoritaires

$$p_{p0} = N_A \tag{1.24}$$

Les électrons sont les porteurs minoritaires

$$n_{p0} = \frac{n_i}{n_{p0}} \tag{1.25}$$

Les dopants sont ionisés négativement [5]

Si on a deux SC dopés en contact nous avons une autre structure appelée Hétérojonctions

1.2 – Hétérojonctions :

Si nous avons deux semi-conducteurs différents misant en contact, l'interface présente des propriétés particulières qui peuvent être mises en application pour certains dispositifs.On appelle alors ce dispositif 'hétérojonction' [14, 15] et on a deux types :

- Hétérojonction isotype : Semi –conducteurs de même type de conductivité.
- Hétérojonction anisotype : conductivité différente [16, 17] .

1.2.1- Les bandes d'énergies d'une hétérojonction :

Lorsque on a deux SC différents sont en contact, il y on a un potentiel à l'interface [9] donné par :

$$E_b = e(\chi_1 - \chi_2) \qquad (1.26)$$

Où

$e\chi_1$ et $e\chi_2$ représentent les affinités électroniques des semi-conducteurs.

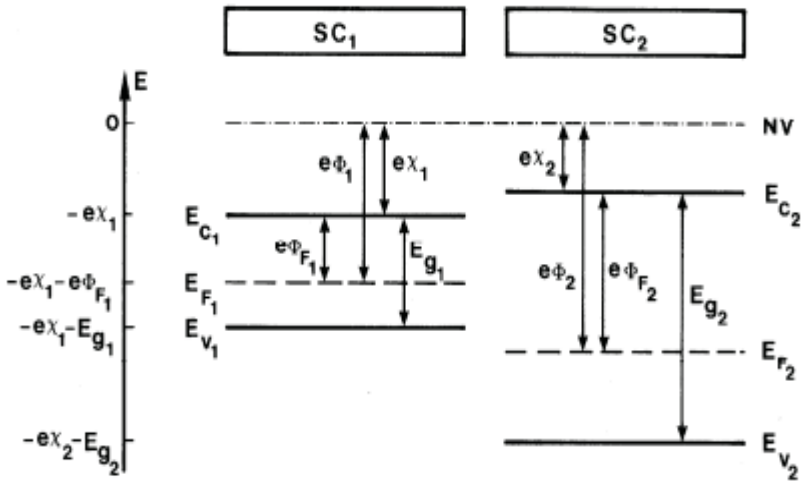


Figure (1.4): Diagramme énergétique dans chacun des semi-conducteurs [9]

Le figure représente deux semi-conducteurs avec des affinités électroniques $e\chi_1$ et $e\chi_2$,

Eg1 et Eg2 : les gaps

$e\varphi_{F_1}$ et $e\varphi_{F_2}$: les distances énergétiques du niveau de fermi à la bande de conduction. En l'absence de tout contact les diagrammes énergétiques dans chacun des semi-conducteurs sont représentés sur la figure (1.4).

Remarque : dans ce cas il n y a pas de contact entre les diagrammes énergétiques dans chacun des semi-conducteurs.

L'axe des énergies est orienté positivement vers le haut, l'axe des potentiels est orienté positivement vers le bas.

Si les deux (SC) au contact dans ce cas, on va étudier les diagrammes énergétiques puis on constate la différence existant entre ce dernier et le premier diagramme.

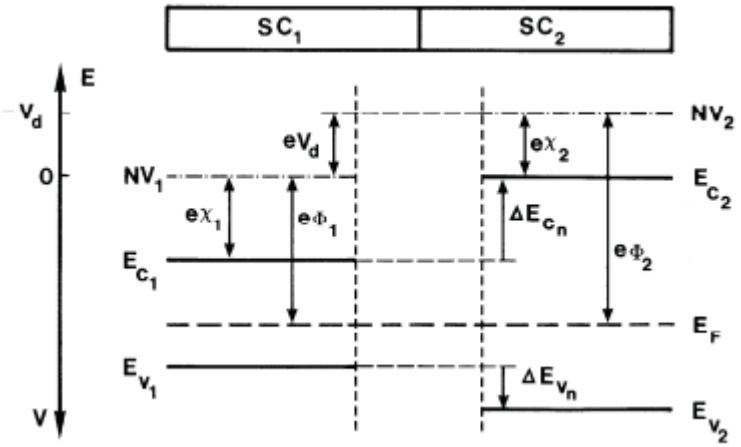


Figure (1.5) : Diagramme énergétique loin de l'interface [9]

A partir de figure on observe que la différence des gaps des deux semi-conducteurs est différente par ΔE_{c_n}

et on a :

$$\Delta E_g = E_{g2} - E_{g1} \qquad (1.27)$$

$$= (E_{c2} - E_{v2}) - (E_{c1} - E_{c2})$$

$$= (E_{c2} - E_{c1}) - (E_{v2} - E_{v1})\ \Delta E_g$$

$$= \Delta E_{cn} - \Delta E_{vn}$$

La différence d'énergie des bandes de valence est donnée par :

$$\Delta E_{vn} = e\,(\varphi F2 - \varphi F1) - \Delta Eg \qquad (1.28)$$

Les conditions sont $\Delta E_{cn} > 0$ et $\Delta E_{vn} < 0$

Dans le cas de hétérojonction polarisée (les deux (SC) contact) permet de favoriser la diffusion des porteurs du côté où ils sont majoritaires vers le côté où ils sont minoritaires en diminuant la barrière de potentiel qui s'oppose à ces phénomènes. La caractéristique I(V) se présente comme celle de la diode PN classique.

Application d'une tension positive V_a : diminution de la barrière de potentiel qui s'oppose au passage des électrons majoritaires de SC2 vers SC1. Comme dans la figure suivant :

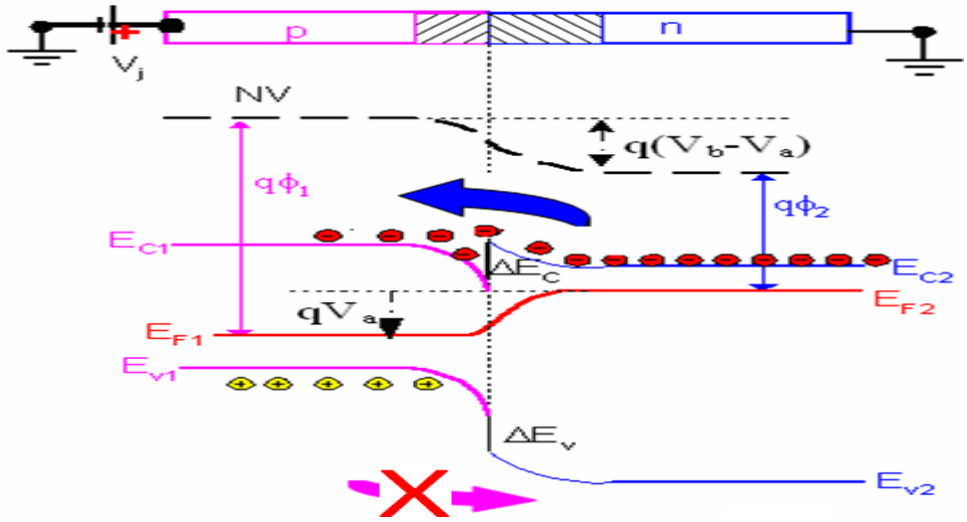
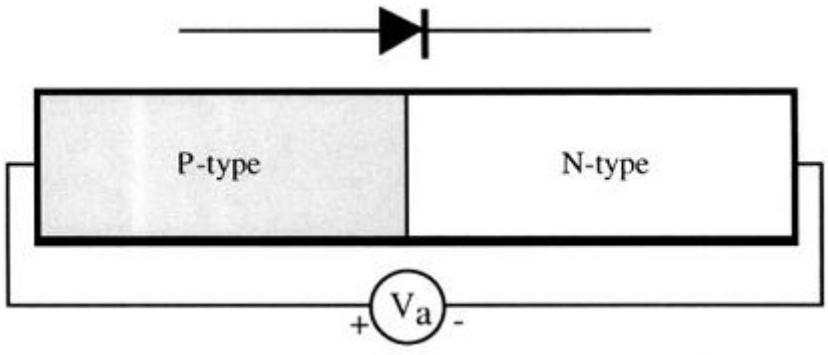


Figure (1.6) : Passage des électrons [9]

Par contre les trous majoritaires de SC1 doivent franchir une barrière de potentiel beaucoup plus grande pour aller en SC2. Il en résulte un courant de trous beaucoup plus faible que celui d'électrons : le courant direct qui en résulte est essentiellement constitué par les porteurs majoritaires du SC2.

1.2.2 -Dans le cas d'une jonction PN :

Nous avons deux semi-conducteur type N et type P



P

Figure (1.7) : la jonction PN [15]

Dans le cas où la région N même matériaux de la région P nous avons une homojonction.

Et si les matériaux différents on a une hétérojonction [15].

1.3 - Les super-réseaux :

Les super-réseaux en cas générale nous avons défini cette dernière comme une structure artificielle obtenue par empilement de couche mince (plusieurs couches des semi-conducteurs) ou un super réseau est un puits quantique multiple comportant un grand nombre de puits simples équidistants [9]

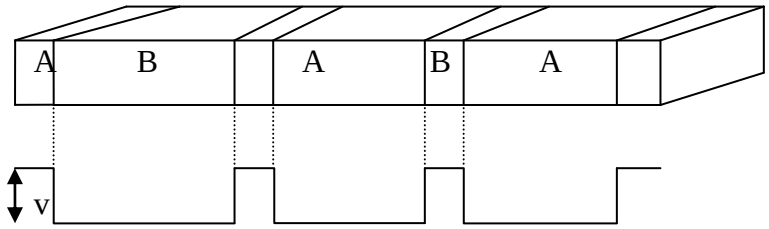


Figure (1.8) : Représentation schématique d'un super-réseau de puits quantiques.

1.3.1 Technique de fabrication des super-réseaux :

Pour produire les super-réseaux on suit la méthode d'EJM (épitaxie par jets moléculaires), l'EJM plus importante pour obtenir les super-réseaux de bonne qualité et permet de fabriquer avec une très grande précision des couches parallèles .

Principe de la méthode d'épitaxie par jets moléculaire (EJM) est représenté dans la figure (1.9) suivante:

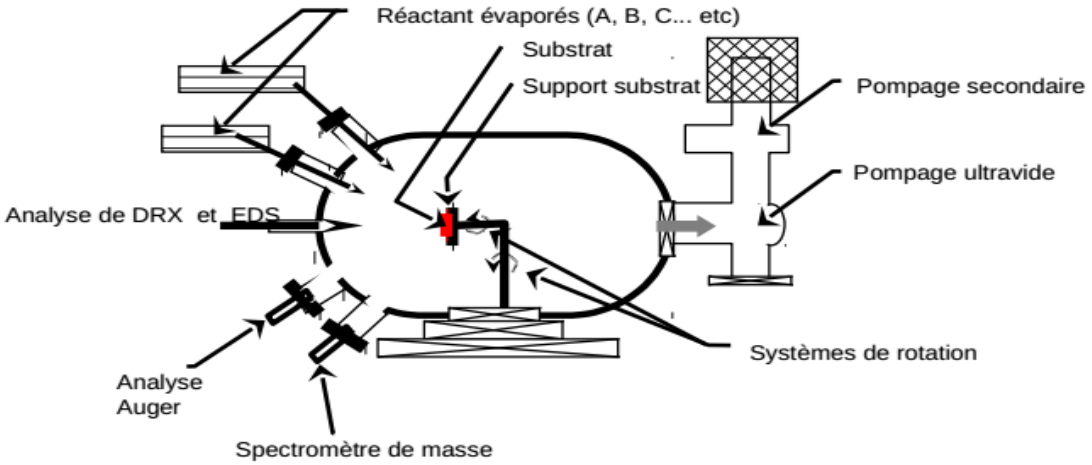


Figure (1.9) : La méthode d'épitaxie par jets moléculaire(EJM)[18]

L'EJM perfectionnée par Arthur et Al [19]. et en 1970, Léo Esaki et Raphaël Tsu [20] ont proposé la réalisation de super réseaux dont la périodicité est contrôlée artificiellement au cours de l'épitaxie et on utilise cette dernière pour la croissance des semi-conducteurs monoatomiques, binaires, ternaires et quaternaires comme :
GaAs, CdTe et GaAlAs...etc. [21]

La technique d'épitaxie par jets moléculaires (EJM) consiste à évaporer sous ultra-vide (10^{-8} torr) avec les éléments III (Al, Ga, In) et V(As, Sb) constitutifs de chaque couche semi-conductrice, à les transporter sous forme de jets atomiques ou moléculaires [22] vers un substrat monocristallin le plus parfait possible (GaSb dans le cas des antimoniures) qui impose son arrangement atomique à la couche déposée [20]

1.3.2 Les type de super-réseaux :

Il existe, les super-réseaux [23] par plusieurs types :

- Super-réseaux à simple puits quantique formé par deux semi-conducteurs à gaps différents. Cette dernière permet d'obtenir des gains plus élevés pour un même courant d'injection
- Super-réseaux à double puits quantique formée par deux super-réseaux à simple puits quantique.
- Super-réseaux à multi-puits quantique (super-réseau) formée par des multicouches alterné es successivement de semi-conducteurs différents.

Dans une hétérostructure, l'électron est soumis à un potentiel non périodique traduisant l'alternance des matériaux A et B qui la composent. Dans la pratique [24 ,25 ,26].

1.4 Puits quantiques :

On obtient un puits quantique formé par une couche mince des semi-conductrices A et B avec A appelée ' matériau puits' placée entre deux couches d'un semi-conducteur et B appelée cette dernière ' matériau barrière'

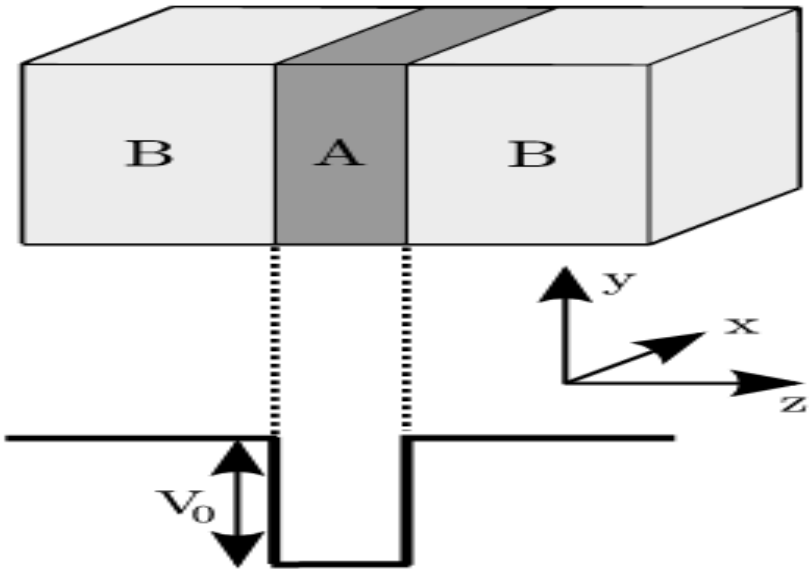


Figure (1.10) : Puits quantique et le potentiel résultant [1]

Les électrons se confinement dans le potentiel dans le puits quantique, pour déterminer les énergies, de confinement il faut passer par le hamiltonien définit par :

$$H = E_b + V(z) - \frac{\hbar}{2}\frac{\partial}{\partial x}\frac{1}{m^*(z)}\frac{\partial}{\partial x} - \frac{\hbar}{2m_\perp}\nabla_\perp^2 \qquad (1.29)$$

Où :

E_b : L'énergie de bande est nulle pour la bande de valence, et vaut $E_b = E_g$ la largeur de la bande interdite du matériau massif B, pour la bande de conduction

$m_\perp$: est la masse effective dans le plan des couches (dont on néglige la dépendance en z)

$m^*(z)$: la masse effective dans la direction de croissance z :

$$m^*(z) = \begin{cases} m_a & \text{Dans le matériau A} \\ m_b & \text{Dans le matériau B} \end{cases}$$

Il existe trois types de puits quantiques (type I, type II , type III) dépende aux les électrons et les trous si :

- des puits quantiques de type-I si le même matériau qui compose le puits quantique [27]

Où les électrons et les trous sont confinés dans le même matériau constituant le puits et aussi l'énergie du photon dépend des énergies de confinement des porteurs et du gap du matériau puits [28]

- des puits quantiques de type-II si -les matériaux de puits quantique défirent [29]
- Où les porteurs sont confinés dans deux matériaux adjacents dans ce cas, l'énergie du photon est fonction des énergies de confinement des porteurs et aussi des gaps des deux matériaux formant l'hétérostructure [28]
- des puits quantiques de type-II si on dite type-III cet un cas particulier du type-II dans lequel le bas de la bande de conduction se trouve en dessous du haut de la bande de valence. Cette situation, appelé aussi configuration semi-métallique [28]

.

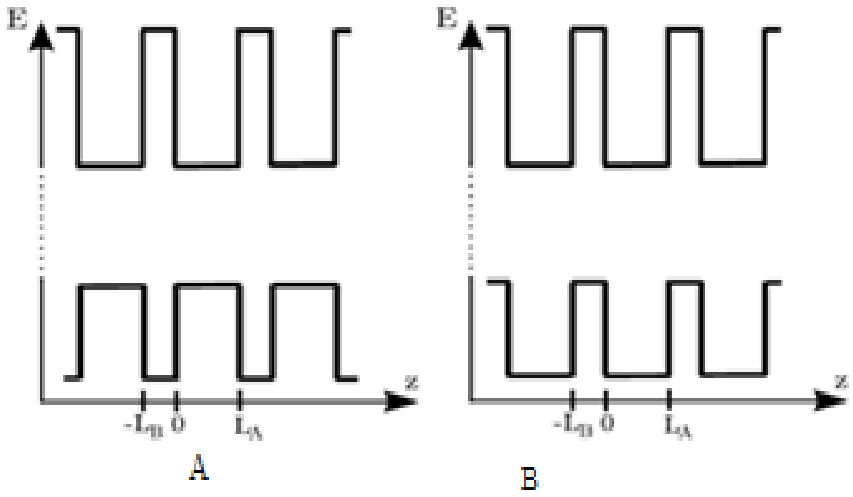


Figure (1.11): Types de puits quantiques [28]

(A) : Structure de bande d'un super-réseau de type I.

(B) : Structure de bande d'un super-réseau de type II

1.5 L'émission électronique des super-réseaux :

Si on parle sur l'émission électronique des super-réseaux, on va distinguer trois processus .

(L'émission spontanée- l'émission stimulée- l'absorption fondamentale)

-Le niveau de fermi .à l'équilibre thermodynamique de SR si le seul paramètre qui caractérisées [9]

Les densités d'électrons et de trous n_0 et p_0 , si on modifie les densités de porteurs $n \neq n_0$ et $p \neq p_0$ dans ce cas les énergies E_C et E_V sont très différentes et les distributions transitoires sont données par :

$$F_{nB_C}(E) = F_C(E)\frac{1}{1+e^{\frac{E-E_{Fn}}{KT}}} \qquad (1.30)$$

$$F_{nB_V}(E) = F_V(E)\frac{1}{1+e^{\frac{E-E_{FP}}{KT}}} \qquad (1.31)$$

1.6 Taux net d'émission :

Le taux net d'émission de photons d'énergie E par le semi-conducteur : est le nombre de photons d'énergie E (de fréquence$\mathcal{V} = \frac{E}{h}$) émis par seconde par unité de volume [9] et on a maintenant deux cas :

- Si le taux net d'émission est positif le matériau émet un rayonnement d'énergie E.
- Si le taux net d'émission est négatif le matériau absorbe le rayonnement d'énergie E [9] .

$$r(E) = r_{sp}(E) - N(E)r_{stim}(E) - N(E)r_{abs}(E) \qquad (1.32)$$

Dans l'expression (1.33) on a

r_{SP} : représente émissions spontanée de rayonnement

r_{stim} : représente émissions stimulée de rayonnement

r_{abs} : représente l'absorption

N(E) représente la densité de photons d'énergie E, donnée à l'équilibre thermodynamique par la formule de Planck

$$N_0(E) = \frac{1}{e^{\frac{E}{KT}} - 1} \qquad (1.33)$$

Et aussi la densité de rayonnement présent dans le semi-conducteur par

$$r(E) = r_{sp}(E) + N(E)r_{stim}(E) \qquad (1.34)$$

ou on peut trouver le taux net de l'émission stimulées par :

$$r_{st}(E) = r_{stim}(E) - r_{abs}(E) \qquad (1.35)$$

1.6.1 L'émission spontanée:

L'émission spontanée est une émission d'un photon émit par un électron effectuant une transition de la bande de valence à la bande de conduction (Diodes électro luminescentes). [4,9]

1.6.2 L'absorption fondamentale:

L'absorption fondamentale est un Absorption d'un photon par un électron qui le fait passer de la bande de valence dans la bande de conduction (photo détecteurs).

1.6.3 L'émission stimulée:

L'émission stimulée est un Emission d'un photon en phase avec un photon incident (Diodes LASER) ou émission d'un deuxième photon de même énergie [4 ,9]

Il existe l'émission stimulée réellement lorsque le taux net d'émission stimulée est positif.

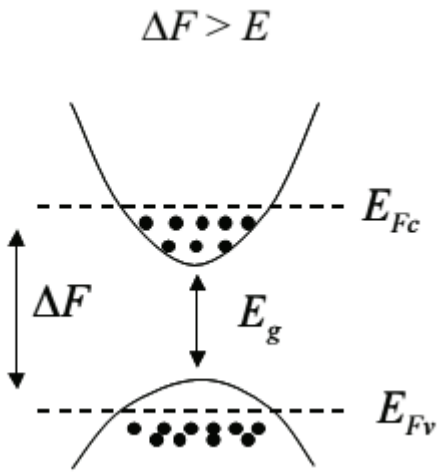


Figure (1.12) : l'émission stimulée [9]

Si on parle de l'émission stimulée il faut aussi mentionner le laser à Semi-conducteur.

Les diodes LASER constituent une application importante du phénomène d'émission stimulée.

En 1917 c'est le premier principe théorique de l´émission stimulée (ou induite) à été donné par Albert Einstein et en 1960, la première émission de laser à été réalisée par le physicien américain Théodore Maiman. [9]

Pour étudié le mouvement de l'électron dans le potentiel périodique du super-réseau en utilisant l'équation de Schrödinger.

Nous avons discuté dans ce chapitre sur l'équation de Schrödinger ce dernier à plusieurs méthodes de résoudre et déterminer les niveaux d'énergie dans le super-réseau avec le champ, parmi eux :

- la méthode de Carlo Carlo [30]
- la méthode de principe de l'argument (APM) [31,32]
- la méthode de Runge-Kutta [33]
- la méthode de tir [34]
- la méthode des éléments finis [35]
- la Méthode de Matrice de Transfert TMM [36] et on notera en particulier la dernière utilisation de la fonction Airy [37.38].

2.Equation de Schrödinger pour une hétéro-structure libre

Le présent chapitre traitera les solutions de l'équation de Schrödinger dans les puits quantiques et la matrice de transfert

2.1 L'équation de Schrödinger indépendant de temps :

Schrödinger en 1926 à montré que l'énergie et la fonction d'onde sont solution au dérivé partiale de deuxièmes ordres, cette équation fondamentale de la mécanique quantique. Il s'agit d'une équation aux dérivées partielles qui décrit l'évolution au cours du temps de la fonction d'onde ψ d'un système physique [39].

Elle prend la forme suivante :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi \qquad (2.1)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e}\Delta\psi(x) + V(x)\psi(x) = E\psi(x) \qquad (2.2)$$

Avec :

H : est l'opérateur Hamiltonien (associé l'énergie totale) du système considéré donné par :

$$H(t) = T + V(t) \qquad (2.3)$$

Δ C'est le Laplatien

m_e La masse d'électron

E L'énergie totale de l'électron

Ψ La fonction d'onde

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ Avec h constante de Planck

Pour deux régions de barrière [40] :

$$V(x) = \begin{cases} 0 & \text{pour} \quad 0 < x < a \\ V_0 & \text{pour} \quad -b < x < 0 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m_e}{\hbar^2}[E - V_0]\psi = 0 & \text{-b < x < 0} \quad (2.4) \\ \mathbf{\frac{d^2\psi}{dx^2}} + \mathbf{\frac{2m_e}{\hbar^2}}E\psi = 0 & 0 < x < a \quad (2.5) \end{cases}$$

Où :

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (2.6)$$

$$q^2 = \frac{2m_e}{\hbar^2}[V_0 - E] \quad (2.7)$$

$$\begin{cases} \frac{d^2\psi}{dx^2} - q^2\psi = 0 & \text{-b< x < 0} \quad (2.8) \\ \frac{d^2\psi}{dx^2} + k\psi = 0 & 0 < x < a \quad (2.9) \end{cases}$$

2.1.1 La solution de l'équation de Schrödinger dans le puits quantique :

Dans le chapitre (I) Nous avons vu que un puits quantique est formé par multiples semi-conducteurs à gap différents (voire Figure (1.8)).

Comme nous l'avons mentionné antérieurement l'équation de Schrödinger donc si on a un puits quantique simple formé par deux semi-conducteurs à gap différents avec le repère est la direction OX (voire Figure (2.1)) et l'´energie potentielle V (x) est donnée par :

$$V(x) = \begin{cases} 0 & \text{pour} - a \le x \le a . \\ V_0 & \text{pour} \quad x < -a \; ou \; x > a \end{cases} \quad (2.10)$$

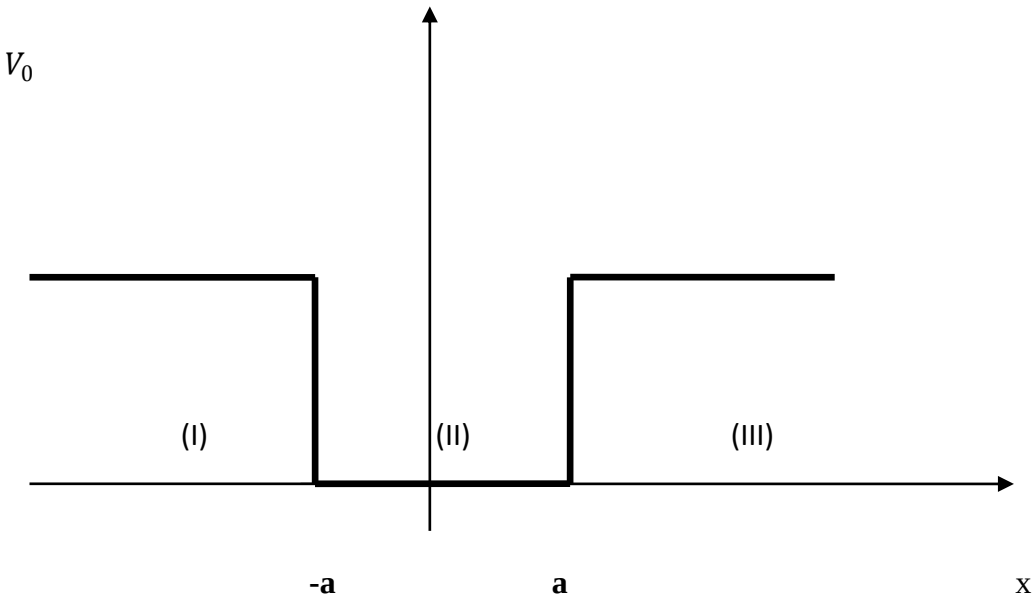


Figure (2.1) : Puits quantique simple

L'équation de Schrödinger dans chaque région est :

$$\begin{cases} \Psi_1''(x) - \rho^2\Psi_1(x) = 0 & (2.11) \\ \Psi_2''(x) + K^2\Psi_2(x) = 0 & (2.12) \\ \Psi_3''(x) - \rho^2\Psi_3(x) = 0 & (2.13) \end{cases}$$

Avec :

$$\rho = \sqrt{\frac{2m_1}{\hbar^2}(V_0 - E)} \quad (2.14)$$

$$K = \sqrt{\frac{2m_2}{\hbar^2}E} \quad (2.15)$$

Où m_1 et m_2 sont les masses effectives de l''electron

La solution de l''equation de Schrödinger dans les trois régions est donnée par les expressions suivantes :

$$\Psi_1(x) = A_1 e^{\rho x} + B_1 e^{-\rho x} \quad (2.16)$$

$$\Psi_2(x) = A_2 e^{ikx} + B_2 e^{-ikx} \quad (2.17)$$

$$\Psi_3(x) = A_3 e^{\rho x} + B_3 e^{-\rho x} \quad (2.18)$$

Où A_1 , B_1 , A_2 , B_2 et A_3 , B_3 sont des constantes complexes. La solution doit être finie dans tout l'espace

$$\lim_{x\to \pm\infty} \Psi(x) = 0 \Rightarrow B_1 = A_3 = 0 \qquad (2.19)$$

Les conditions de continuité en x=-a et +a sont :

$$\Psi_1(-a) = \Psi_2(-a) \qquad (2.20)$$

$$\Psi_2(a) = \Psi_3(a) \qquad (2.21)$$

$$\frac{1}{m_1}\Psi_1'(-a) = \frac{1}{m_2}\Psi_2'(-a) \qquad (2.22)$$

$$\frac{1}{m_2}\Psi_2'(a) = \frac{1}{m_1}\Psi_3'(a) \qquad (2.23)$$

Les constantes, A_1 , A_2 , B_2 , B_3 sont alors reliées par

$$A_2 = \frac{1}{2ikm_1}(\rho m_2 + i k m_1)\, e^{(-\rho+ik)a} A_1 \qquad (2.24)$$

$$B_2 = -\frac{1}{2ikm_1}(\rho m_2 - i k m_1)\, e^{(-\rho-ik)a} A_1 \qquad (2.25)$$

Donc on a :

$$\frac{A_2}{B_2} = \frac{\rho m_2 + i k m_1}{-\rho m_2 + i k m_1} e^{4 i k a} \qquad (2.26)$$

$$A_2 = \frac{1}{2ikm_1}(\rho m_2 - i k m_1)\, e^{(-ik-\rho)a} B_3 \qquad (2.27)$$

$$B_2 = \frac{1}{2ikm_1}(\rho m_2 + i k m_1)\, e^{(ik-\rho)a} B_3 \qquad (2.28)$$

Donc on a :

$$\frac{A_2}{B_2} = \frac{i k m_1 - \rho m_2}{i k m_1 + \rho m_2} e^{-4 i k a} \qquad (2.29)$$

2.2 Structure à multi puits quantiques :

2.2.1 Structure à deux puits quantiques:

La barrière quantique placée entre deux couches mince d'un semi-conducteur (puits quantique) [1].

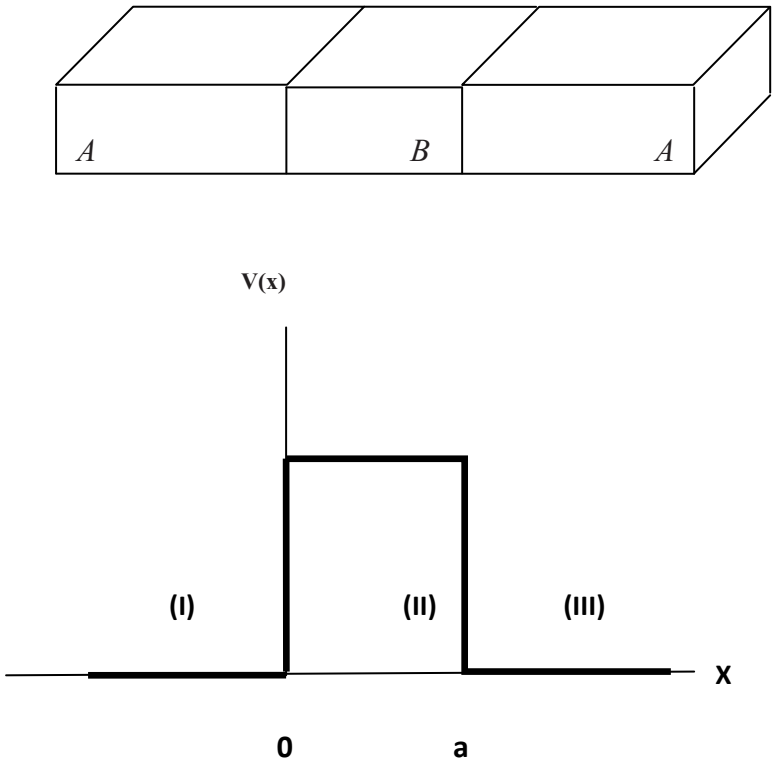


Figure (2.2) : Barrière quantique et le potentiel résultant

Equation de Schrödinger indépendante du temps [41]

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi(x) \qquad x < 0 \qquad (2.30)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dx^2} + v_0\psi(x) = E\,\psi(x) \qquad 0 \le x \le a \qquad (2.31)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi}{dx^2} = E\psi(x) \qquad x > a \qquad (2.32)$$

Fonction d'onde totale

$$E\psi(x,t) = \psi(x)e^{-\frac{iEt}{\hbar}} \qquad (2.33)$$

Posons :

$$\begin{cases} k^2 = \dfrac{2mE}{\hbar^2} & (2.34) \\ \alpha^2 = \dfrac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2} & (2.35) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \dfrac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi(x) = 0 & x < 0 \quad (2.36) \\ \dfrac{d^2\psi}{dx^2} - \alpha^2\psi(x) = 0 & 0 \le x \le a \quad (2.37) \\ \dfrac{d^2\psi}{dx^2} + k^2\psi(x) = 0 & x > a \quad (2.38) \end{cases}$$

Solution générale :

$$\begin{cases} \psi_I(x) = A_1 e^{ik_1 x} + A_1' e^{-ik_1 x} & x < 0 \quad (2.39) \\ \psi_{II}(x) = A_2 e^{k_2 x} + A_2' e^{-k_2 x} & 0 \le x \le a \quad (2.40) \\ \psi_I(x) = A_3 e^{ik_1 x} + A_3' e^{-ik_1 x} & x > a \quad (2.41) \end{cases}$$

$A_3' = 0$ (Particule incidente venant $x = -\infty$)

Pour $x = a$ la condition de raccordement donnent

Peut écrit A_2 et A_2' en fonction de A_3 en x=0 A_1 et A_1' en fonction de A_2 ; et A_2' et par suite de A_3 trouvent :

$$A_1 = (\cos k_2 a - i\frac{k_1^2 + k_2^2}{2k_1k_2}\sin k_2 a)e^{ik_1 a}A_3 \qquad (2.42)$$

$$A_1' = i\frac{k_2^2 - k_1^2}{2k_1k_2}\sin k_2 a\, e^{ik_1 a}A_3 \qquad (2.43)$$

On divise A_1' et A_3 par A_1 nous trouvons les coefficients de réflexion R et de transmission T de la barrière qui valent ici

$$R = \left|\frac{A_1'}{A_1}\right|^2 = \frac{(k_1^2-k_2^2)^2 \sin^2 k_2 a}{4k_1^2k_2^2+(k_1^2-k_2^2)^2 \sin^2 k_2 a} \quad (2.44)$$

$$T = \left|\frac{A_3}{A_1}\right|^2 = \frac{4k_1^2k_2^2}{4k_1^2k_2^2+(k_1^2-k_2^2)^2 \sin^2 k_2 a} \quad (2.45)$$

2.3 Modèle de Kronig-Penney :

Le modèle de Kronig-Penney est une méthode simple permet d'avoir une vue simplifiée du problème son application dans super-réseau réels pour décrire la structure de bande des super- réseau. [23 ,42]

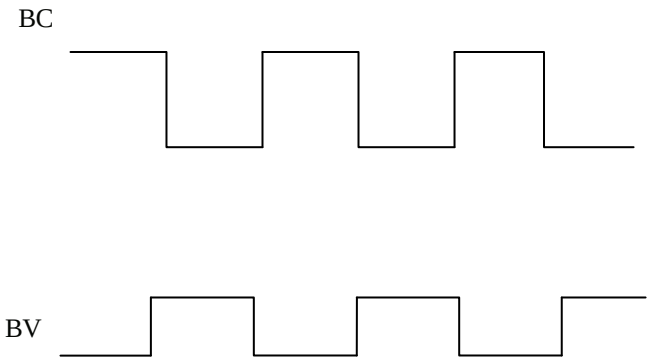
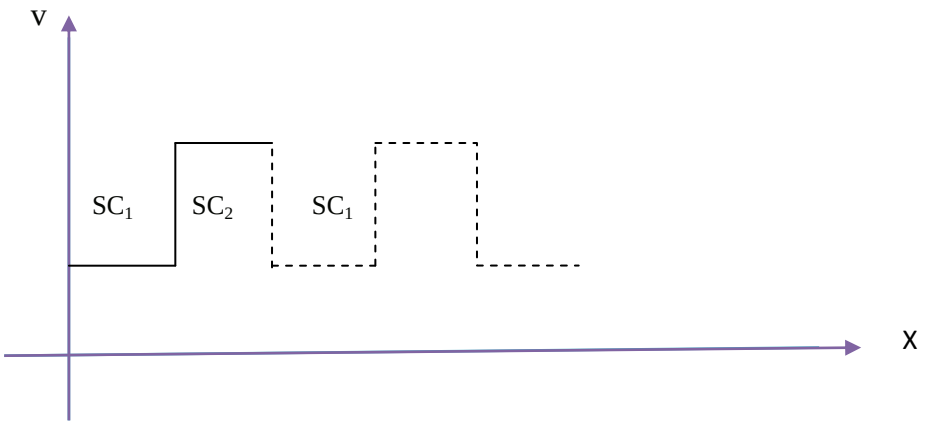


Figure (2.3) : Super réseau de type I

La bande de conduction de la figure (2.3) se présente, dans la direction du super-réseau, comme une succession de puits quantiques de profondeur $V_0 = \Delta Ec$, de largeur L1 et distants de L2. Ce potentiel périodique, de période $L = L1 + L2$, correspond tout à fait au modèle de Kronig-Penney [9].

Donc on a :



D'ailleurs l'équation de Schrödinger donne par la forme suivante :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_e}\frac{d^2}{dX^2}+ V(X)\right)\psi(X) = E\,\psi(X) \qquad (2.46)$$

Donc la solution [9] donne par la forme suivante :

Dans la région (I) : $\frac{d^2\,\psi(X)}{dX^2}+ K_1^2\ \psi(X) = 0$ (2.47)

Dans la région (II) : $\frac{d^2\,\psi(X)}{dX^2}- K_2^2\ \psi(X) = 0$ (2.48)

Où l'expression de K_1 et K_2 donne par :

$$K_1 = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$$

$$K_2 = \frac{\sqrt{2m(v_0 - E)}}{\hbar}$$

La solution dans chaque région donne par [9]

$$\psi_1(Z) = A_1 \cos K_1\, x + B_1 \sin K_1\ x \qquad (2.49)$$

$$\psi_2(Z) = A_2\, ch\, K_2\,(x - L_1) + B_2\, sh\, K_2\,(x - L_1) \qquad (2.50)$$

En d'autre termes les fonctions d'ondes des électrons dans la région 3 ne différent des fonctions d'onde dans la région 1 que part le terme de phase e^{ikL}

effet quantiques dans les composants, puits quantiques super-réseaux

$$\psi_3(Z) = e^{ikL}\psi_1(Z - L) \qquad (2.51)$$

Soit

$$\psi_3(Z) = e^{ikL}(A_1 \cos K_1(Z - L) + B_1 \sin K_1(Z - L)) \qquad (2.52)$$

Et pour dérivées de chaque région

$$\psi_1'(Z) = -A_1K_1 \sin K_1 Z + B_1K_1 \cos K_1 Z \quad (2.53)$$

$$\psi_2'(Z) = A_2K_2 \, sh \, K_2 (Z - L_1) + B_2K_2 \, chK_2(Z - L_1) \quad (2.54)$$

$$\psi_3'(Z) = e^{ikL}(-A_1K_1 \, sinK_1(Z - L) + B_1K_1 \cos(Z - L) \quad (2.55)$$

La condition de continuité de la fonction d'onde ψ et de courant de probabilité ($\frac{1}{m} \cdot \frac{d\psi}{dZ}$) en Z=L_1 et Z=L s'écrivent :

$$\psi_1(Z = L_1) = \psi_2(Z = L_1) \quad (2.56)$$

$$\frac{1}{m_1}\psi_1'(Z = L_1) = \frac{1}{m_2}\psi_2'(Z = L_1) \quad (2.57)$$

$$\psi_2(Z = L) = \psi_3(Z = L) \quad (2.58)$$

$$\frac{1}{m_2}\psi_2'(Z = L) = \frac{1}{m_1}\psi_3'(Z = L) \quad (2.59)$$

En explicite ψ et ψ' et compte tenu de la relation $L = L_1 + L_2$ ces conditions s'écrivent :

$$A_1 \cos K_1L_1 \quad + B_1 \sin K_1L_1 - A_2 = 0 \quad (2.60)$$

$$-A_1\frac{K_1}{m_1}\sin K_1L_1 + B_1\frac{K_1}{m_1}\sin K_1L_1 - B_2\frac{K_2}{m_2} = 0 \quad (2.61)$$

$$e^{ikL}A_1 - A_2 \, ch \, K_2L_2 - B_2 \, Sh \, K_2L_2 = 0 \quad (2.62)$$

$$e^{ikL}B_1\frac{K_1}{m_1} - A_2\frac{K_2}{m_2}Sh \, K_2L_2 \quad - B_2\frac{K_2}{m_2}ch \, K_2L_2 \; = 0 \quad (2.63)$$

Donc les quatre coefficients $A_1, B_1, A_{2,}B_2$ qui s'écrivent dans la forme matricielle suivant :

$$\begin{pmatrix} \cos K_1L_1 & \sin K_1L_1 & -1 & 0 \\ -\frac{K_1}{m_1}\sin K_1L_1 & \frac{K_1}{m_1}\cos K_1L_1 & 0 & -\frac{K_2}{m_2} \\ e^{ikL} & 0 & -\,ch \, K_2L_2 & -\,sh \, K_2L_2 \\ 0 & e^{ikL}\frac{K_1}{m_1} & -\frac{K_2}{m_2}\,sh \, K_2L_2 & -\frac{K_2}{m_2}ch \, K_2L_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_{2,} \\ B_2 \end{pmatrix} = 0 \quad (2.64)$$

Les coefficients ne sont différents de zéro que si le déterminant de la matrice est nul ce qui la relation

$$\cos KL = ch \, K_2L_2 . \cos K_1L_1 + \frac{1}{2}\left(\frac{K_2m_1}{K_1m_2} - \frac{K_1m_2}{K_2m_1}\right) sh \, K_2L_2 . \sin K_1L_1 \quad (2.65)$$

Compte tenu des expressions de K_1 et K_2 , l'expression (2.65) est de la forme

$$f(V_0, L_1, L_2, m_1, m_2, E) = \cos KL$$

Cette expression détermine les valeurs permises de l'énergie.

Où l'intervalle de cosinus toujours entre -1 et +1 , par les simple condition

$|f(V_0, L_1, L_2, m_1, m_2, E)| \leq 1$ .cette condition délimite les bande permises dans les quelles K est réel par contre les bandes d'énergie correspondant à

$|f(V_0, L_1, L_2, m_1, m_2, E)| > 1$ sont alors des bandes interdites

2.4 Matrice de transfert (MT) :

La matrice de transfert est un modèle théorique permettent de décrire quantitativement le phénomène d'effet tunnel résonnant à travers une double barrière. (Tsu R.-1973). [43]

Si on Considère un électron de vecteur d'onde k, il doit traverser les barrières par effet tunnel pour atteindre le collecteur et translation suivant (z)

- la composante kz du vecteur d'onde n'est pas conservée.
- la composante $K// = (Kx^2 + ky^2)^{\frac{1}{2}}$ est conservée.

Dans se cas on peut donc séparer le mouvement de l'électron suivant z de son mouvement dans le plan Suivants l'approximation de la masse effective.

L'électron se comporte comme une particule libre de masse effective m.(Dans le plan xy sa fonction d'onde est une onde plane , son énergie est donnée par : $E// = \hbar^2 k/// 2m$ dans la direction z son mouvement est régi par l'équation de Schrödinger unidimensionnelle

$$\left[-\frac{\hbar^2 d^2}{2m\, dZ^2} + V(Z) - E_Z\right]\Psi(Z) = 0 \qquad (2.66)$$

L'énergie potentielle V(z) étant constante dans chacune [9] des régions

la solution générale de l'équation est de la forme :

$$\Psi(Z) = A\, e^{ik_z z} + Be^{-ik_z z} \qquad (2.67)$$

Avec :

$$\frac{\hbar^2\ k_z^2}{2m} = E_Z - V \qquad (2.68)$$

V : représente la valeur de l'énergie potentielle dans chacune des régions considérées

de plus, nous avons identifié 2 cas suivants :

- Dans les régions où Ez est supérieur à V on a k_z^2 est positif de sorte que kz est réel et par suite la fonction d'onde est une onde plane
- Dans les régions où Ez est inférieur à V on a k_z^2 est négatif de sorte que kz est imaginaire et par suite la fonction d'onde est une exponentielle croissante ou décroissante [9]

et pour Les constantes d'intégration A et B sont déterminées par les conditions habituelles de continuité de la fonction d'onde et du courant de probabilité aux interfaces.

La masse effective des électrons est m 1 dans le semi-conducteur SC1 et m 2 dans le semi-conducteur SC2. Ces conditions s'écrivent

$$\Psi(z_j^-) = \Psi(z_j^+) \qquad (2.69)$$

$$\frac{1}{m}\frac{\partial\Psi}{\partial z}\Big|_{z_j^-} = \frac{1}{m}\frac{\partial\Psi}{\partial z}\Big|_{z_j^+} \qquad (2.70)$$

Au niveau de la première interface, ces conditions donnent la relation matricielle

$$\begin{Bmatrix} A_I \\ B_I \end{Bmatrix} = M_1 \begin{Bmatrix} A_{II} \\ B_{II} \end{Bmatrix} \qquad (2.71)$$

Avec M_1 représente [9] la matrice de transfert est donné par

$$M_1 = \frac{1}{2}\begin{Bmatrix} \left(1+\frac{K_2\ m_1}{K_1 m_2}\right) e^{i(k_2-k_1)z_1} & \left(1-\frac{K_2\ m_1}{K_1 m_2}\right) e^{-i(k_2-k_1)z_1} \\ \left(1-\frac{K_2\ m_1}{K_1 m_2}\right) e^{i(k_2+k_1)z_1} & \left(1+\frac{K_2\ m_1}{K_1 m_2}\right) e^{-i(k_2-k_1)z_1} \end{Bmatrix} \qquad (2.72)$$

Si on a quatre interfaces de la structure s'écrit par [43.41] :

$$\begin{Bmatrix} A_I \\ B_I \end{Bmatrix} = M_1 M_2 M_3 M_4 \begin{Bmatrix} A_V \\ B_V \end{Bmatrix} \qquad (2.73)$$

Avec :

$$M_j = \frac{1}{2}\begin{Bmatrix} \left(1+\frac{K_{j+1}\,m_j}{K_j\,m_{j+1}}\right)e^{i(k_{j+1}-k_j)z_j} & \left(1-\frac{K_{j+1}\,m_j}{K_j\,m_{j+1}}\right)e^{-i(k_{j+1}+k_j)z_j} \\ \left(1-\frac{K_{j+1}\,m_j}{K_j\,m_{j+1}}\right)e^{i(k_{j+1}+k_j)z_j} & \left(1+\frac{K_{j+1}\,m_j}{K_j\,m_{j+1}}\right)e^{-i(k_{j+1}-k_j)z_j} \end{Bmatrix} \quad (2.74)$$

Où K_j donne par :

$$K_j = \frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(E_Z - V_j)}$$

On peut définie la matrice de transfert on cas général:

$$\begin{bmatrix} A_{J+1} \\ B_{J+1} \end{bmatrix} = M_J \begin{bmatrix} A_J \\ B_J \end{bmatrix} \quad (2.75)$$

Où M_J est une matrice à 2 x 2 et dans le cas de 4 barrières:

$$\begin{Bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{Bmatrix} = M \begin{Bmatrix} A_4 \\ B_4 \end{Bmatrix} \quad (2.76)$$

La matrice de transfert [42] donne par :

$$M = M_1^{-1} M_2 M_3^{-1} M_4 \quad (2.77)$$

On peut calculer simplement le coefficient de transmission à travers une structure donnée. La probabilité de présence dans l'émetteur.

2.5 L'approche de la matrice de transfert :

L'approche de la matrice de transfert utilise le fait que la solution analytique de l'équation Schrödinger est disponible pour un potentiel constant ou linéaire.
Pour un potentiel arbitraire peut ensuite être traitée en l'approchant en termes des petits segments constants ou linéaires, respectivement. Dans le premier cas,
la solution est donnée par des exponentiels complexes (les fonctions d'onde plaines)tandis que la l'approximation pour les segments linéaires donne lieu à une fonction Airy.

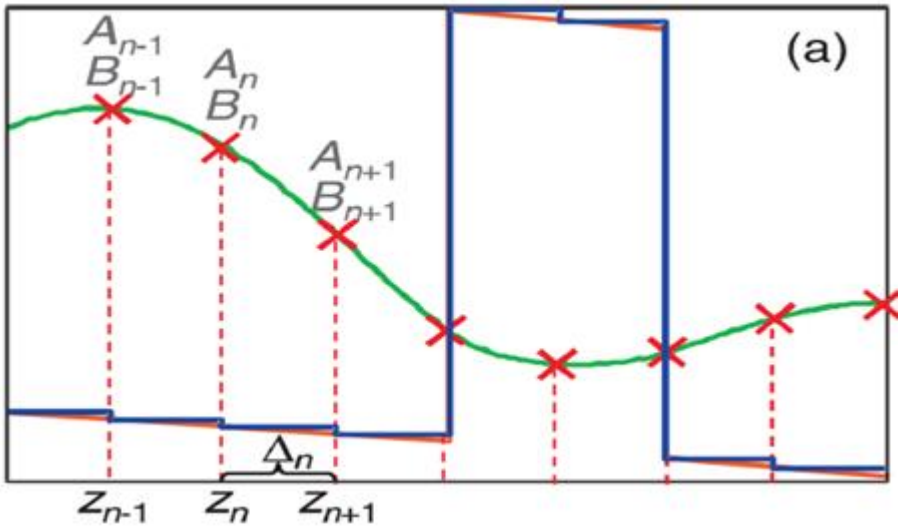


Figure 2.4: Solution numérique de l'équation de Schrödinger unidimensionnel par la matrice approche [44]

Nous concentrons sur le transfert exponentiel schéma matriciel illustré à la Fig. (2.4. a). Nous commençons par diviser la structure en segments qui peuvent varier en longueur, mais devrait être choisi de telle sorte que toutes les discontinuités de bord de bande se produisent entre les puits et les barrières se situent à la frontière d'un segment, c'est-à-dire ne se situent pas dans un segment. Le potentiel et masse effective dans chaque segment n avec z_n

$$z_n \leq z < z_n + \Delta_n = z_{n+1} \tag{2.78}$$

Sont approximatives par des valeurs constantes par exemple

$$V_n = V(z)_n \ , \ m_n^* = m^*(z_n) \tag{2.79}$$

entraînant un saut

$$v_n \rightarrow v_{n+1} \quad m_n^* \rightarrow m_{n+1}^* \tag{2.80}$$

À la frontière entre les segments n et n + 1.

La solution de l'équation suivant :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2}\partial_z\ \frac{1}{m^*(z)}\partial_z + V(z) - E\right]\Psi(z) = 0 \qquad (2.81)$$

Dans le segment n est donné par

$$\Psi(z) = A_n \exp[iK_n(z - z_n)] + B_n \exp[-iK_n(z - z_n)]$$

$$K_n = \frac{\sqrt{2m_n^*(E - V_n)}}{\hbar}$$

où

Et pour $E<V_n$,K_n est donné par

$$K_n = iK_n = i\frac{\sqrt{2m_n^*(V_n - E)}}{\hbar} \qquad (2.82)$$

Conditions de la continuité est donnée par :

$$\Psi(z_0 +) = \Psi(z_0 -) \qquad (2.83)$$

$$\frac{[\partial_z \Psi(z_0+)]}{m^*(z_0+)} = \frac{[\partial_z \Psi(z_0-)]}{m^*(z_0-)} \qquad (2.84)$$

Où $z_0 +$ et $z_0 -$désignent les positions directement à droite
et à gauche de la discontinuité utilisation des équations et
les amplitudes A_{n+1} et B_{n+1} peuvent être liées à A_n et B_n par

$$\begin{pmatrix} A_{n+1} \\ B_{n+1} \end{pmatrix} = T_{n,n+1} \begin{pmatrix} A_n \\ B_n \end{pmatrix} \qquad (2.85)$$

Où la matrice de transfert est avec

$$\breve{K}_n = \frac{K_n}{m_n^*} \qquad (2.86)$$

Donné par :

$$T_{n,n+1} = T_{n\to n+1} T_n(\Delta_n) \tag{2.87}$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{\breve{K}_{n+1} + \breve{K}_n}{2\breve{K}_{n+1}} e^{iK_n\Delta_n} & \frac{\breve{K}_{n+1} - \breve{K}_n}{2\breve{K}_{n+1}} e^{-iK_n\Delta_n} \\ \frac{\breve{K}_{n+1} - \breve{K}_n}{2\breve{K}_{n+1}} e^{iK_n\Delta_n} & \frac{\breve{K}_{n+1} + \breve{K}_n}{2\breve{K}_{n+1}} e^{-iK_n\Delta_n} \end{pmatrix}$$

Avec

$$T_n(\Delta_n) = \begin{pmatrix} e^{iK_n\Delta_n} & 0 \\ 0 & e^{-iK_n\Delta_n} \end{pmatrix} \tag{2.88}$$

Cette dernière correspond à la matrice de transfert pour un potentiel obtenu par l'équation (2.81), donc l'expression:

$$T_{n\to n+1} = \frac{1}{2\breve{K}_{n+1}} \begin{pmatrix} \breve{K}_{n+1} + \breve{K}_n & \breve{K}_{n+1} - \breve{K}_n \\ \breve{K}_{n+1} - \breve{K}_n & \breve{K}_{n+1} + \breve{K}_n \end{pmatrix} \tag{2.89}$$

est la matrice d'étapes potentielle pour l'interface entre les segments n et n+1 à $z_0 = z_{n+1}$ dérivé de l'équation (2.84) .61 pour un structure divisée en N segments, la relation entre les amplitudes aux limites gauche et droite de la structure, A0, B0 et AN, BN, peuvent être obtenus en multipliant les matrices pour tous les segments.

$$\begin{pmatrix} A_N \\ B_N \end{pmatrix} = T_{N-1,N} T_{N-2,N} \dots T_{0,1} \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} \tag{2.90}$$

$$= \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix}$$

2.6 Coefficient de transmission :

Le coefficient de transmission est évidemment inférieur à 1 et noté (T) donné par le rapport entre le courant de probabilité transmis (noté par J_{trans}) et le courant de probabilité incident (noté par J_{inc}) [45]

$$T = \frac{J_{trans}}{J_{inc}} \tag{2.91}$$

Le courant de probabilité en général définie par la relation suivante :

$$\vec{J} = \frac{i\hbar}{2m}\left[\Psi(x,t)\overrightarrow{\nabla}\Psi(x,t)^* - \Psi(x,t)^*\overrightarrow{\nabla}\Psi(x,t)\right] \tag{2.92}$$

alors on a J_{inc} et J_{trans} définie par :

$$J_{inc} = \frac{i\hbar}{2m}\left[\Psi_{inc}(x)\frac{d}{dx}\Psi_{inc}(x)^* - \Psi_{inc}(x,t)^*\frac{d}{dx}\Psi_{inc}(x)\right] \tag{2.93}$$

$$J_{trans} = \frac{i\hbar}{2m}\left[\Psi_{trans}(x)\frac{d}{dx}\Psi_{trans}(x)^* - \Psi_{trans}(x)^*\frac{d}{dx}\Psi_{trans}(x)\right]$$

avec le repère est la direction OX.

3. Equation de Schrödinger pour une hétéro structure avec un champ électrique

Nous avons vu que l'équation de Schrödinger dans les puits quantiques et la matrice de transfert dans le (chapitre 2), et maintenant on applique un champ électrique Et traitera les solutions de l'équation de Schrödinger et le coefficient de transmission

3.1 Hétérostructure dans un champ électrique :

Donc On a la structure suivant :

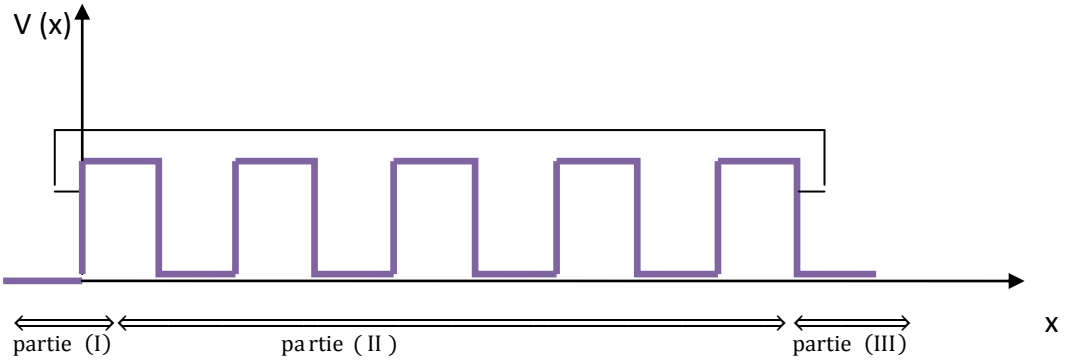


Figure (3.1) Hétérostructure

Si on appliqué un champ électrique suivant la partie (II) on prend la structure suivante :

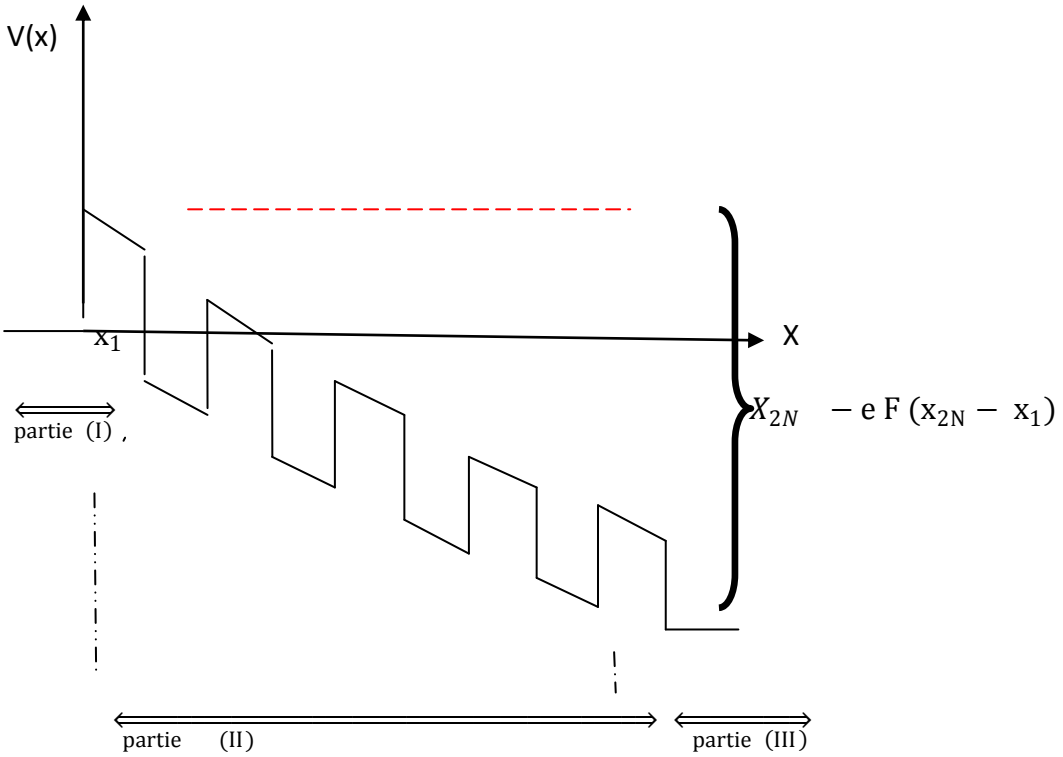


Figure (3.2) : Hétérostructure avec champs électrique

Où : $E = \frac{V}{L}$ Avec $L = x_{2N} - x_1$ (3.1)

Donc en peut écrire :

$$-e\,F\,(x_{2N} - x_1) = -\frac{eV}{L} \quad L = -eV \tag{3.2}$$

Avec

$$F = \frac{V}{L} \tag{3.3}$$

Partie(I) :

$$\psi_0(x) = A_0 e^{iK_0 x_1} + B_0 e^{-ik_0 x_1} \tag{3.4}$$

$$\psi_1(x) = A_1 Ai(Z_1) + B_1 Bi(Z_1) \tag{3.5}$$

La condition de continuité

$$\begin{cases} \psi_0(x_1) = \psi_1(x_2) & (3.6) \\ \frac{1}{m_0}\frac{d\psi_0}{dx}(x_1) = \frac{1}{m_1}\frac{d\psi_1(x_1)}{dx} & (3.7) \end{cases}$$

$$A_0 e^{iK_0 x_1} + B_0 e^{-ik_0 x_1} = A_1 Ai(Z_1) + B_1 Bi(Z_1) \tag{3.8}$$

$$\frac{iK_0}{m_0}\left(A_0 e^{ik_0 x_1} - B_0 e^{-ik_0 x_1}\right) = -\left(\frac{2eF}{m_1^2}\right)^{\frac{1}{3}}\left(A_1 Ai'(Z_1) + B_1 Bi'(Z_1)\right) \tag{3.9}$$

Avec :

$$Z = \left(\frac{2m_1}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{3}}\left(\frac{V_0 - E}{(eF_x)^{\frac{1}{3}}} - (eF)^{\frac{1}{3}}x\right) \tag{3.10}$$

$$\begin{cases} \frac{Ai(Z)}{\partial x} = \frac{\partial Z}{\partial x}Ai'(Z) & (3.11) \\ \frac{\partial Z}{\partial x} = -\left(\frac{2m_1 eF}{\hbar^2}\right)^{\frac{1}{3}} & (3.12) \end{cases}$$

$$\begin{pmatrix} Ae^{ik_0 x_1} & e^{-ik_0 x_1} \\ \frac{ik_0}{m_0}e^{ik_0 x_1} & -\frac{ik_0}{m_0}e^{-ik_0 x_1} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Ai(Z_1) & Bi(Z_1) \\ -\left(\frac{2eF}{m_1^2}\right)^{\frac{1}{3}}Ai'(Z_1) & -\left(\frac{2eF}{m_1^2}\right)^{\frac{1}{3}}Bi'(Z_1) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \tag{3.13}$$

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = M_0^{-1} M_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \tag{3.14}$$

Avec

$$\begin{cases} M_0 = \begin{pmatrix} Ae^{ik_0x_1} & e^{-ik_0x_1} \\ \frac{ik_0}{m_0}e^{ik_0x_1} & -\frac{ik_0}{m_0}e^{-ik_0x_1} \end{pmatrix} & (3.15) \\ M_1 = \begin{pmatrix} Ai(Z_1) & Bi(Z_1) \\ -(\frac{2eF}{m_1^2})^{\frac{1}{3}}Ai'(Z_1) & -(\frac{2eF}{m_1^2})^{\frac{1}{3}}Bi'(Z_1) \end{pmatrix} & (3.16) \end{cases}$$

$$\text{Déterminant} \longrightarrow \text{Dét } M_0 = -\frac{2ik_1}{m_1}$$

Donc :

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} (Ai(Z_1) + i\xi Ai'(Z_1))e^{-ik_0x_1} & (Bi(Z_1) + i\xi Bi'(Z_1))e^{-ik_0x_1} \\ (Ai(Z_1) - i\xi Ai'(Z_1))e^{ik_0x_1} & (Bi(Z_1) - i\xi Bi'(Z_1))e^{ik_0x_1} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

Avec :

$$\xi = \frac{m_0}{k_0}\left(\frac{2eF}{m_i^2\hbar^2}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.18)$$

PARTIE (II)

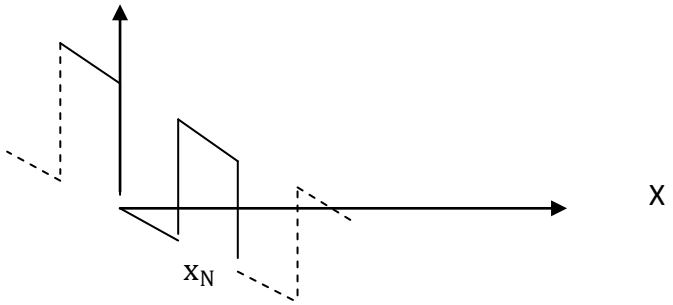


Figure (3.3) : Hétérostructure avec champs électrique dans milieu (La partie II)

Dans l'interface de la position x_N nous avons :

$$\psi_{N-1}(x) = A_{N-1}\,Ai(\alpha_N) + B_{N-1}\,Bi(\alpha_N) \quad (3.19)$$

$$\psi_N(x) = A_N\,Ai(\beta_N) + B_N\,Bi(\beta_N) \quad (3.20)$$

La condition de continuité :

$$\psi_{N-1}(x_N) = \psi_N(x_N) \quad (3.21)$$

$$\frac{1}{m_{N-1}}\frac{d\psi_{N-1}(x_N)}{dx} = \frac{1}{m_N}\frac{d\psi_N(x_N)}{dx} \quad (3.22)$$

Donc:

$$A_{N-1}\,Ai(\alpha_N) + B_{N-1}\,B_i(\alpha_N) = A_N\,Ai(\beta_N) + B_N\,B_i(\beta_N) \tag{3.23}$$

$$-\left(\frac{2e\,F}{m_{N-1}^2\hbar^2}\right)^{\frac{1}{3}}\left(A_{N-1}\,Ai'(\alpha_N) + B_{N-1}\,B_i'(\alpha_N)\right) = -\left(\frac{2e\,F}{m_N^2\hbar^2}\right)^{\frac{1}{3}}\left(A_N\,Ai'(\beta_N) + B_N\,B_i'(\beta_N)\right) \tag{3.24}$$

Donc on a la forme matricielle suivant :

$$M_{N-1}\begin{pmatrix}A_{N-1}\\B_{N-1}\end{pmatrix} = M_N\begin{pmatrix}A_N\\B_N\end{pmatrix} \tag{3.25}$$

Avec :

$$M_{N-1} = \begin{pmatrix}Ai(\alpha_N) & B_i(\alpha_N)\\ \frac{Ai'(\alpha_N)}{m_{N-1}^{2/3}} & \frac{B_i'(\alpha_N)}{m_{N-1}^{2/3}}\end{pmatrix} \tag{3.26}$$

$$M_N = \begin{pmatrix}Ai(\beta_N) & B_i(\beta_N)\\ \frac{Ai'(\beta_N)}{m_N^{2/3}} & \frac{B_i'(\beta_N)}{m_N^{2/3}}\end{pmatrix} \tag{3.27}$$

Donc la matrice de transfert donne par :

$$\begin{pmatrix}A_{N-1}\\B_{N-1}\end{pmatrix} = M\begin{pmatrix}A_N\\B_N\end{pmatrix} \tag{3.28}$$

Avec

$$M = M_{N-1}^{-1}M_N \tag{3.29}$$

L'inverse de la matrice M_{N-1}^{-1} s'écrit :

$$M_{N-1}^{-1} = \frac{1}{\det M_{N-1}}\begin{pmatrix}\frac{B_i'(\beta_N)}{m_N^{2/3}} & -B_i(\alpha_N)\\ \frac{-Ai'(\alpha_N)}{m_{N-1}^{2/3}} & Ai(\alpha_N)\end{pmatrix} \tag{3.30}$$

$$\text{Déterminent} \Longrightarrow \text{Dét} = \frac{1}{\pi(m_{N-1})^{2/3}}$$

$$M_{N-1}^{-1} = \begin{pmatrix} \pi B_i'(\alpha_N) & -\pi(m_{N-1})^{2/3} B_i(\alpha_N) \\ -\pi Ai'(\alpha_N) & \pi(m_{N-1})^{2/3} Ai(\alpha_N) \end{pmatrix}$$

Finalement on peut généraliser la matrice de transfert dans la partie (II) sur la forme suivante :

$$M = \pi \begin{pmatrix} B_i'(\alpha_N)Ai(\beta_N) - \frac{m_{N-1}}{m_{N-1}}^{2/3} B_i(\alpha_N)Ai(\beta_N) & B_i'(\alpha_N)B_i(\beta_N) - \frac{m_{N-1}}{m_{N-1}}^{2/3} B_i(\alpha_N)B_i'(\beta_N) \\ -Ai'(\alpha_N)Ai(\beta_N) + \frac{m_{N-1}}{m_{N-1}}^{2/3} Ai(\alpha_N)Ai'(\beta_N) & -Ai'(\alpha_N)Bi(\beta_N) + \frac{m_{N-1}}{m_{N-1}}^{2/3} Ai(\alpha_N)Bi'(\beta_N) \end{pmatrix}$$

(3.31)

Partie (III) :

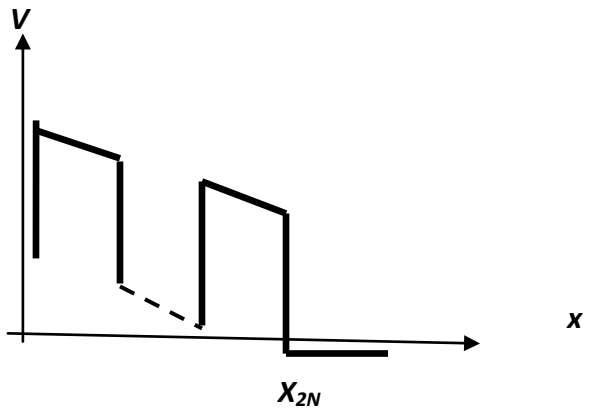


Figure (3.4) : Hétérostructure avec champs électrique dans la partie finale X_{2N}

Dans l'interface de la position x_{2N} nous avons :

$$\psi_{2N-1}(x) = A_{2N-1}\, Ai\,(Z_{2n}) + B_{2N-1}\, Bi\,(Z_{2n}) \qquad (3.32)$$

$$\psi_{2N}(x) = A_{2N}\ e^{iK_{2N}x_{2N}} + B_{2N}\ e^{-iK_{2N}x_{2N}} \qquad (3.33)$$

La condition de continuité

$$\psi_{2N-1}(x_{2N}) = \psi_{2N}(x_{2N}) \qquad (3.34)$$

$$\frac{1}{m_{2N-1}} \frac{d\psi_{N-1}(x_{2N})}{dx} = \frac{1}{m_{2N}} \frac{d\psi_N(x_{2N})}{dx} \qquad (3.35)$$

Donc on a :

$$A_{2N-1}\,Ai\,(Z_{2n}) + B_{2N-1}\,Bi\,(Z_{2n}) = A_{2N}\;\; e^{iK_{2N}x_{2N}} + B_{2N}\;\; e^{-iK_{2N}x_{2N}}$$

$$-\left(\frac{2eF}{m_{2N-1}^2\hbar^2}\right)^{1/3}\left(A_{2N-1}\,Ai'(Z_{2n}) + B_{2N-1}\,Bi'(Z_{2n})\right) =$$

$$\frac{iK_{2N}}{m_{2N}}\left(A_{2N}\;\; e^{iK_{2N}x_{2N}} - B_{2N}\;\; e^{-iK_{2N}x_{2N}}\right) \qquad (3.36)$$

Donc on a :

$$M_{2N-1}\begin{pmatrix}A_{2N-1}\\B_{2N-1}\end{pmatrix} = M_{2N}\begin{pmatrix}A_{2N}\\B_{2N}\end{pmatrix} \qquad (3.37)$$

Avec :

$$M_{2N-1} = \begin{pmatrix} Ai\,(Z_{2n}) & Bi\,(Z_{2n}) \\ -\left(\frac{2eF}{m_{2N-1}^2\hbar^2}\right)^{1/3} Ai'(Z_{2n}) & -\left(\frac{2eF}{m_{2N-1}^2\hbar^2}\right)^{1/3} Bi'(Z_{2n}) \end{pmatrix}$$

$$M_{2N} = \begin{pmatrix} e^{iK_{2N}x_{2N}} & e^{-iK_{2N}x_{2N}} \\ \frac{iK_{2N}}{m_{2N}}e^{iK_{2N}x_{2N}} & -\frac{iK_{2N}}{m_{2N}}e^{-iK_{2N}x_{2N}} \end{pmatrix} \qquad (3.38)$$

La matrice de transfert donne par :

$$\begin{pmatrix}A_{2N-1}\\B_{2N-1}\end{pmatrix} = M\begin{pmatrix}A_{2N}\\B_{2N}\end{pmatrix} \qquad (3.39)$$

Où $M = M_{2N-1}^{-1}\;M_{2N}$

$$\det(M_{2N-1}) = -\left(\frac{2eF}{m_{2N-1}^2\hbar^2}\right)^{1/3}\frac{1}{\pi}$$

Pour l'inverse de la matrice M_{2N-1}

$$M_{2N-1}^{-1} = \frac{1}{\det(M_{2N-1})}\begin{pmatrix} -\left(\frac{2eF}{m_{2N-1}^2\hbar^2}\right)^{1/3} Bi'(Z_{2n}) & -Bi\,(Z_{2n}) \\ \left(\frac{2eF}{m_{2N-1}^2\hbar^2}\right)^{1/3} Ai'(Z_{2n}) & Ai\,(Z_{2n}) \end{pmatrix} \qquad (3.40)$$

$$M_{2N-1}^{-1} = \pi \begin{pmatrix} Bi'(Z_{2n}) & \frac{Bi(Z_{2n})}{\alpha} \\ -Ai'(Z_{2n}) & -\frac{Ai(Z_{2n})}{\alpha} \end{pmatrix}$$

Avec :

$$\alpha = \left(\frac{2eF}{m_{2N-1}^2 \hbar^2}\right)^{1/3}$$

Donc la matrice de transfert dans la partie (III) en cas générale s écrit :

$$M = \pi \begin{pmatrix} \left(Bi'(Z_{2n}) - i\frac{Bi(Z_{2n})K_{2N}}{\alpha m_{2N}}\right) e^{iK_{2N}x_{2N}} & \left(Bi'(Z_{2n}) + i\frac{Bi(Z_{2n})K_{2N}}{\alpha m_{2N}}\right) e^{-iK_{2N}x_{2N}} \\ \left(Ai'(Z_{2n}) - i\frac{Ai(Z_{2n})K_{2N}}{\alpha m_{2N}}\right) e^{iK_{2N}x_{2N}} & \left(Ai'(Z_{2n}) + i\frac{Ai(Z_{2n})K_{2N}}{\alpha m_{2N}}\right) e^{-iK_{2N}x_{2N}} \end{pmatrix} \quad (3.41)$$

3.2 Propriété de la fonction d'Airy :

La fonction d'Airy mathématiquement est la solution de l'équation de Schrödinger sur forme suivante [9] :

$$\frac{d^2 A_i(Z)}{dZ^2} - ZA_i(Z) = 0 \quad (3.42)$$

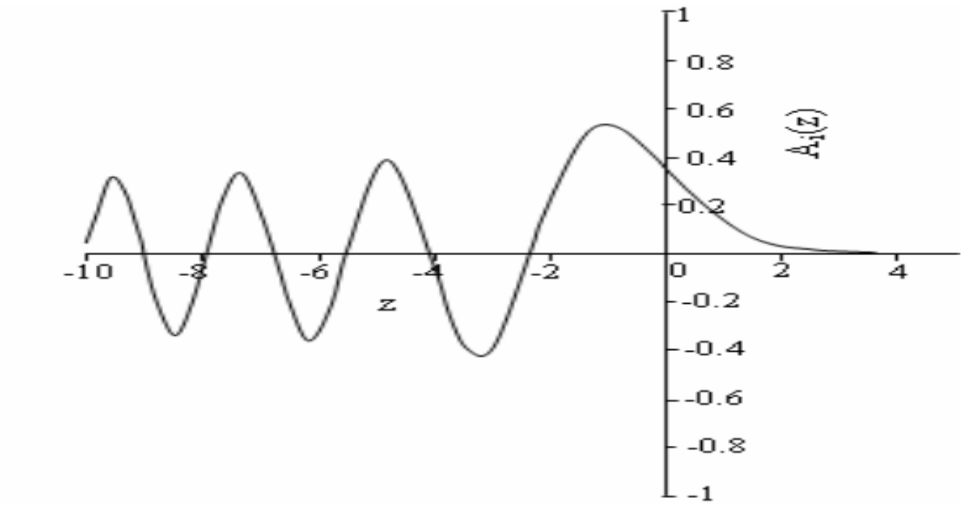


Figure (3.5) : la fonction d'Airy [9]

3.3 Coefficient de transmission :

Si la différence de potentiel électrique entre les points x_1 et x_{2N} est $-eF$

Si la matrice de transfert dans se cas et donne par :

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} A_{2N} \\ B_{2N} \end{pmatrix} \tag{3.43}$$

Avec la matrice de transfert notée par M

On a:

$$A_0 = M_{11} A_{2N} + M_{12} B_{2N} \tag{3.44}$$

$$B_0 = M_{21} A_{2N} + M_{22} B_{2N} \tag{3.45}$$

Et on à l'expression de coefficient de transmission donne par la suite :

$$T = \frac{K_{2N} m_0}{K_0 m_{2N}} \left|\frac{A_{2N}}{A_0}\right|^2 . \tag{3.46}$$

Si $B_{2N} = 0$ donc on a :

$$A_0 = M_{11} A_{2N} \tag{3.47}$$

Tout au long de cette étude, nous avons tenté de démontrer que :

$$T = \frac{K_{2N} m_0}{K_0 m_{2N}} \left|\frac{1}{M_{11}}\right|^2 \longrightarrow T = \frac{K_{2N} m_0}{K_0 m_{2N}} M_{11}{}^{-2} \tag{3.48}$$

4. Niveaux d'énergie dans les super-réseaux

Introduction

Dans se chapitre nous avons étudié les niveaux d'énergie dans les super-réseaux, et on va diviser ce chapitre en deux parties. la première partie étudie la variation d'énergie et la deuxième parties nous avons étudiée les niveaux d'énergie dans (SR).

4.1 Hétérostructure à simple puits quantique :

Dans ce cas on a une hétérostructure compose des couches de SC (voire figure 4.1-a)

De type $Al_yGa_{1-y}As$ /$Al_xGa_{1-x}As$

Avec $Al_yGa_{1-y}As$: représenté le puits et $Al_xGa_{1-x}As$: représenté les barrières le profil de cette structure est une hauteur de potentiel V0, et l'épaisseur de chaque barrières s = 2 nm et aussi le puits p = 5 nm comme représenté dans le schéma suivant :

a) *b)*

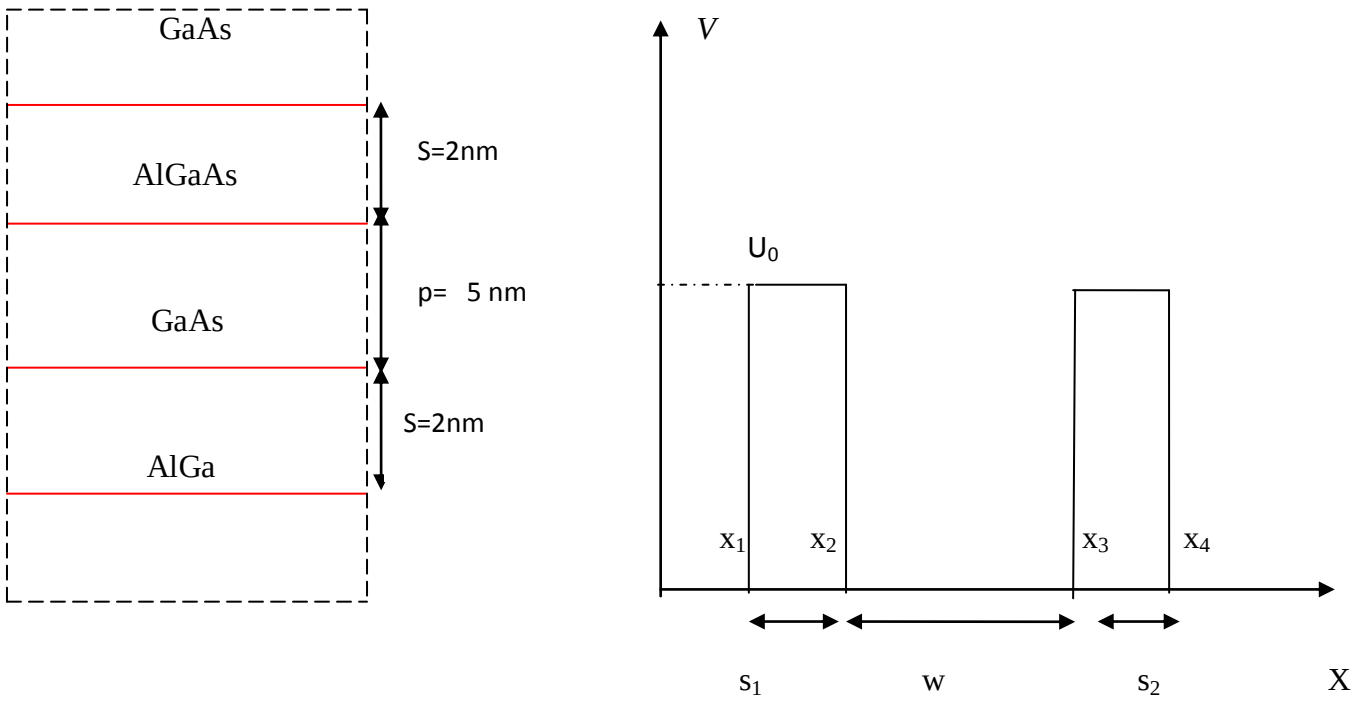


Figure (4.1) : Double barrière : (a) Hétérostructure à simple puits quantique, (b) Structure de double barrière

On va utilisé cette structure pour obtenir les niveaux d'énergie et on va étude la variation des niveaux d'énergie on fonction de la concentration et aussi la largeur de puits et nous avons varié les valeurs de champs électriques, donc on va devisée ce chapitre aux deux étapes :

- La variation de la concentration x en aluminium.
- La variation de largeur de puits.

Avant ça on va calculer la variation d'énergie.

4.2 Détermination le potentiel v_0:

Pour déterminer la relation de potentiel v_0 de la structure qu'est noté par dE_C(the conduction band offsets) comme défini dans la référence [46]:

$$dE_C = a_c\left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right) \tag{4.1}$$

Où a_c est le potentiel de déformation hydrostatique pour la bande de conduction, $\frac{\Delta\Omega}{\Omega}$ est le changement de volume fractionnaire qu'est pour les petites contraintes suivant la direction (001) de substrats, peut être approché par :

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \approx \left(e_{xx} + e_{yy} + e_{zz}\right) = (2e_{xx} + e_{zz}) \tag{4.2}$$

Où les composants de contrainte e_{yy} sont définis comme :

Parallèle à l'interface :

$$e_{xx} = e_{yy} = \left(\frac{a_0}{a} - 1\right) \tag{4.3}$$

Perpendiculaire à l'interface :

$$e_{xx} = \left(-\frac{2C_{12}}{C_{11}}\right)e_{xx} \tag{4.4}$$

Où la constante de réseau de $GaAs$, a est le paramètre de maille de la couche barrière et a_0 est le paramètre de maille de la couche puits, C_{ij} est la constante de élasticité de $Al_xGa_{1-x}As$. les valeurs de C_{ij} , pour $Al_xGa_{1-x}As$ en fonction de x ont été interpolées linéairement, comme indiqué dans le tableau (4.1) :

		GaAs	AlAs	$Al_xGa_{1-x}As$
a_0	Å	5.6533	5.6614	5.6614(x)+5.6533 (1-x)
C_{11}	GPa	1221	1250	1250 (x)+1221 (1-x)
C_{12}	GPa	566	534	534(x)+566(1-x)
Δ_0	ev	0.341	0.28	0.28 (x)+0.341(1-x)
E_g	ev	1.52	3.13	1.424+1.247x pour 0<x<0.45 1.42+1.247x+1.147(x-0.45)^{2}pour 0.45<x<1
$E_{v,av}$	ev	-6.92	-7.49	-7.49(x)-6.92 (1-x)
a_c	ev	-7.17	-5.64	-5.64(x)-7.17 (1-x)
m_e^*	m_0	0.067	0.15	0.15(x)+0.067(1-x)

Tableau (4.1) les paramètres utilisée pour calculer la profondeur des puits [46]

$$E_v(GaAs) = E_{v,uv} + \frac{\Delta_0}{3} = -7.0033 \quad (ev) \qquad (4.5)$$

$$E_c(GaAs) = E_v + E_g = -5.5833 \quad (ev) \qquad (4.6)$$

$$E_c = E_{v,uv} + \frac{\Delta_0}{3} + E_{g.o} + a_c\left(\frac{\Delta\Omega}{\Omega}\right) \qquad (4.7)$$

$$\Delta E_C = E_{c,GaAs} - E_c \qquad (4.8)$$

4.3 La variation de l'énergie en fonction du la concentration :

Partie 1 :

Dans cette partie on va utiliser la structure $GaAs/Al_x Ga_{1-x}As$

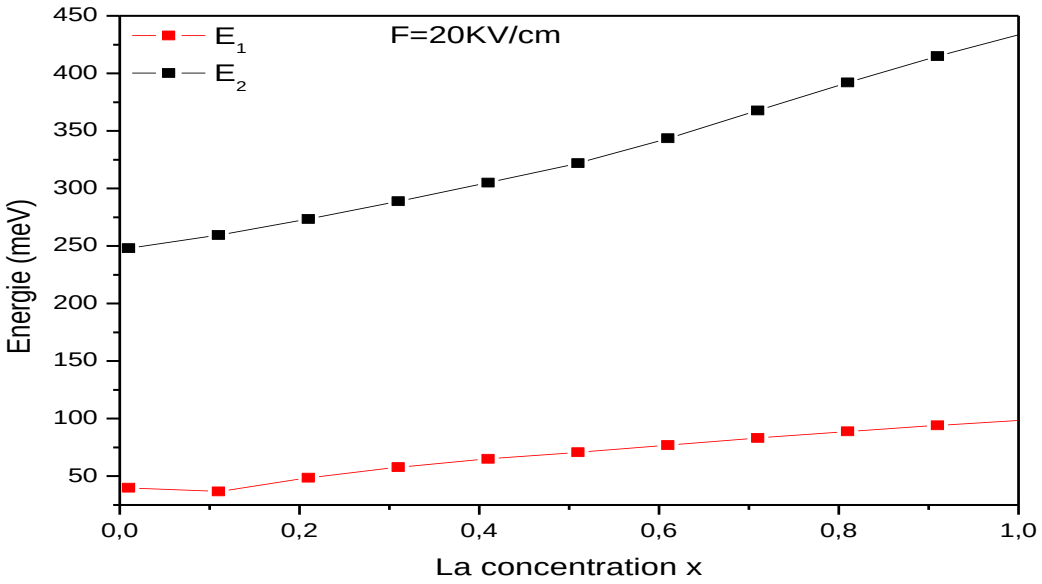


Figure (4.2) : La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $GaAs/Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique avec F= 20KV/cm

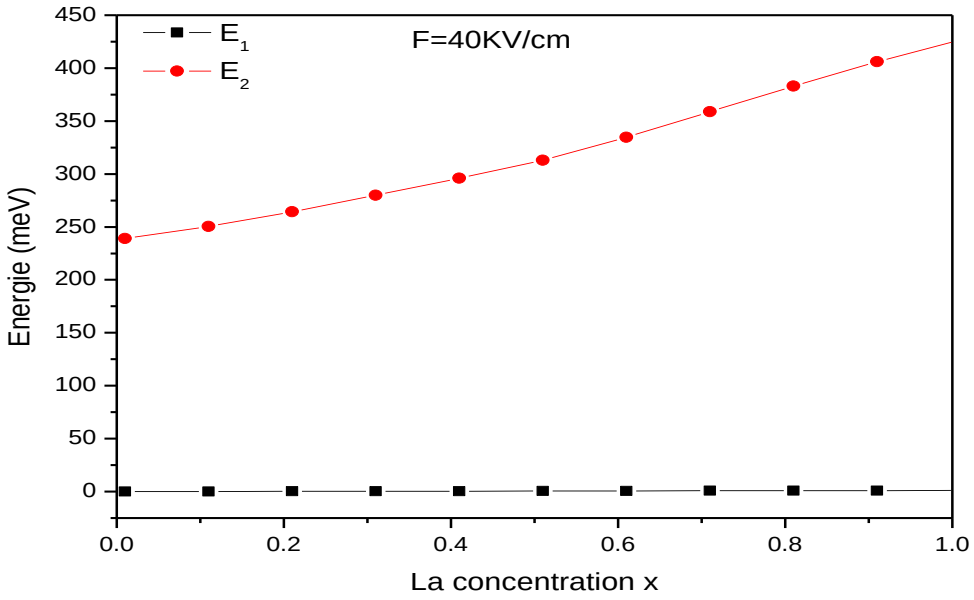


Figure (4.3) : La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $GaAs/Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique avec F= 40KV/cm

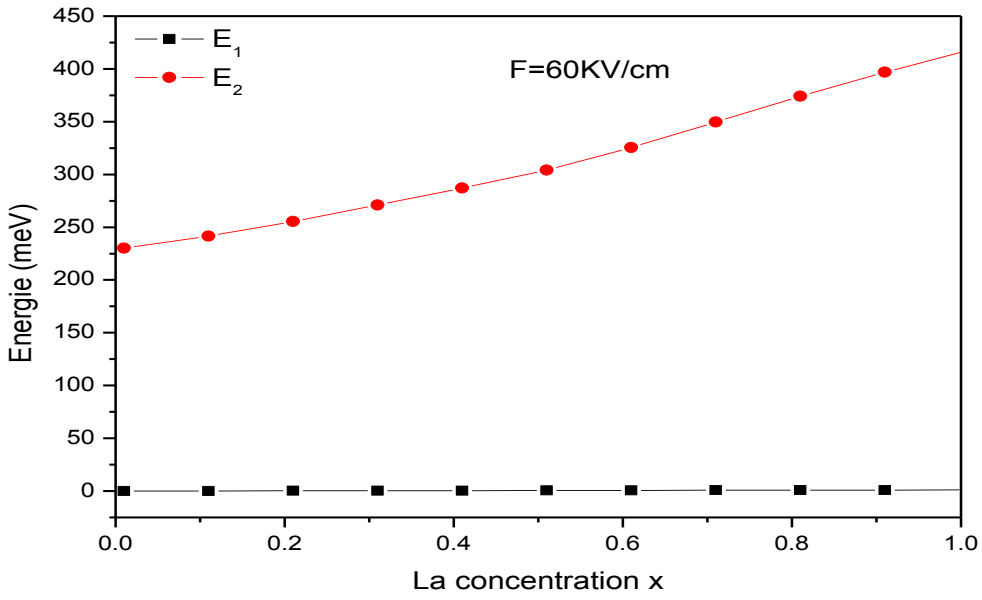


Figure (4.4) : La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $GaAs/Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique avec F= 60KV/cm

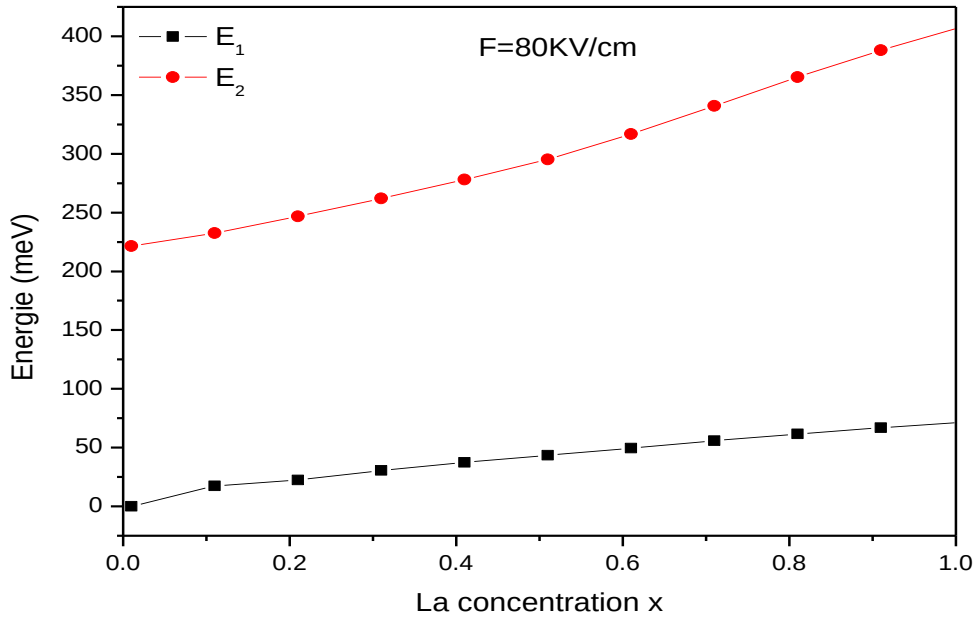


Figure (4.5) : La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ à simple puits quantique avec F= 80KV/cm

Les figures [(4.2), (4.3),(4.4),(4.5)] la variation du l'énergie E_3 en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ on observe que l'énergie augmente si la concentration x en aluminium augmente .

Et on a dans cette structure deux nivaux d'énergie et aussi l'énergie augmente pour chaque champ électrique {20-40-60-80} KV/cm

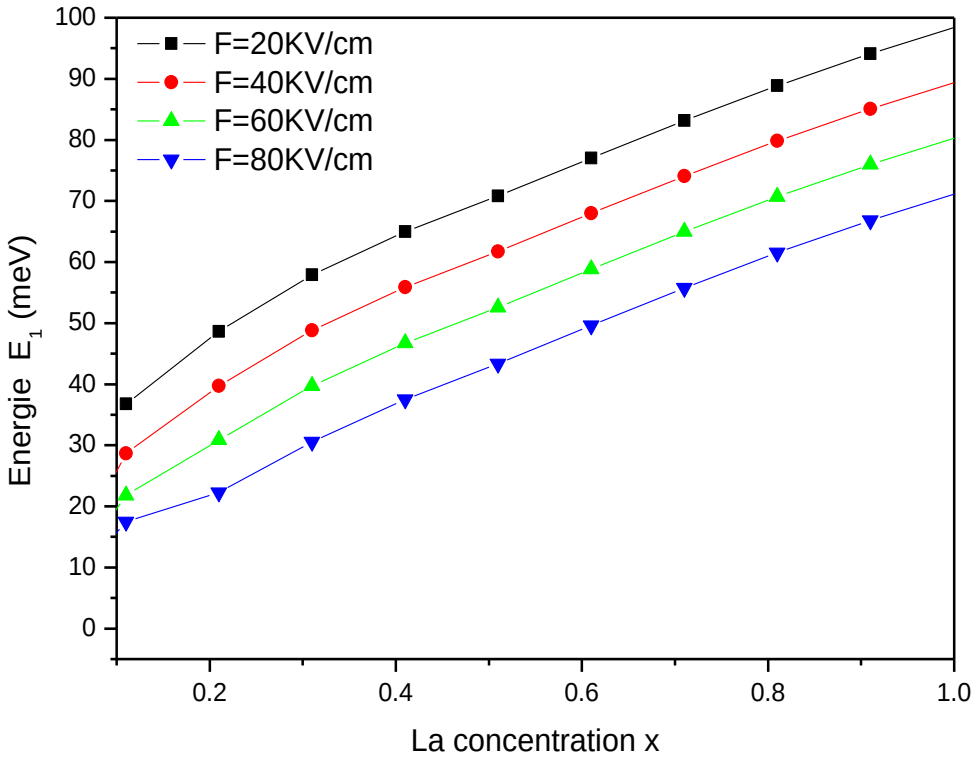


Figure (4.6): La variation du l'énergie E_1 en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ à simple puits quantique

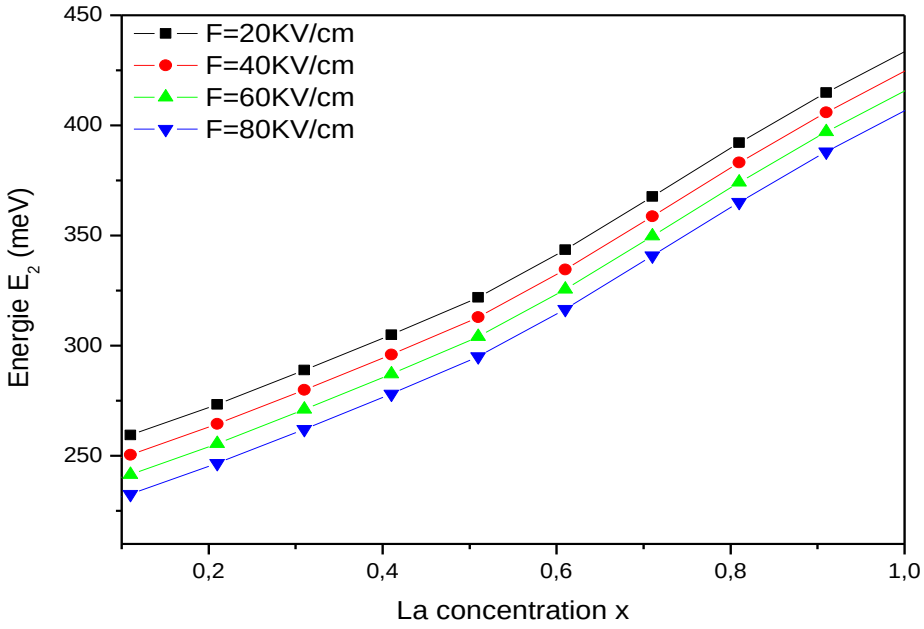


Figure (4.7) :La variation du l'énergie E_2 en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure GaAs/$Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique

Les figures [(4.6), (4. 7)] représente la variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure GaAs/$Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique nous avons noté deux remarques :

- ✓ Pour les niveaux E_1 et E_2 l'énergie augment si la concentration augment pour chaque champs électrique.
- ✓ L'énergie du nivaux E_1 plus rapide que l'énergie du nivaux E_2.

Partie 2 :

Dans cette partie on va utiliser la structure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/\ Al_x\,Ga_{1-x}As$

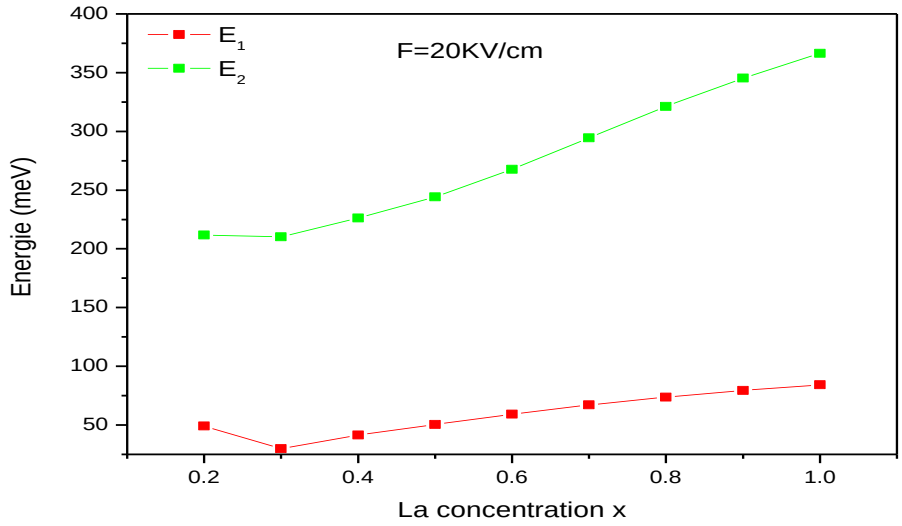


Figure (4.8) :La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/\ Al_x\,Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique avec F= 20KV/cm

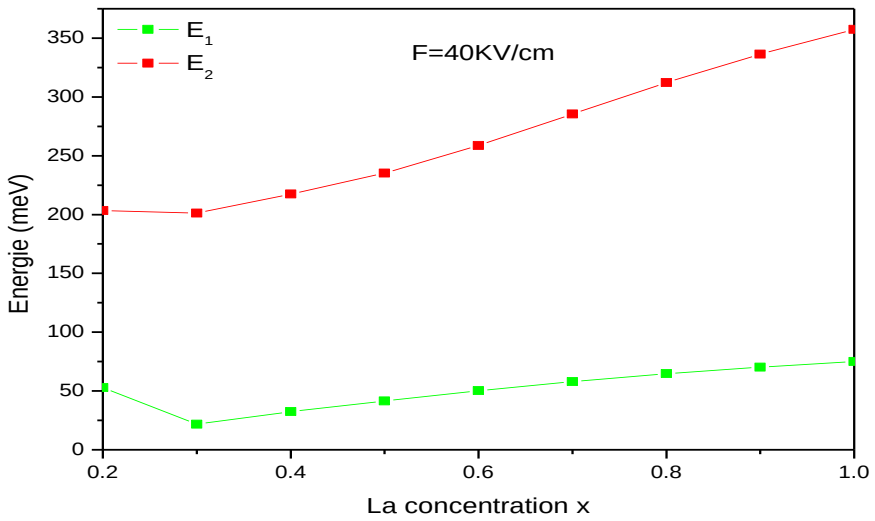


Figure (4.9) :La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/\ Al_x\,Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique avec F= 40KV/cm

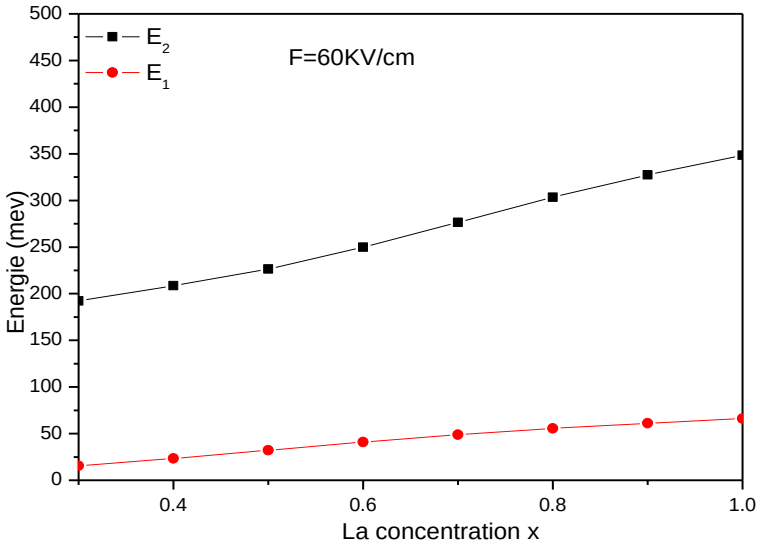


Figure (4.10) :La variation de l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/\ Al_x\ Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique avec F= 60KV/cm

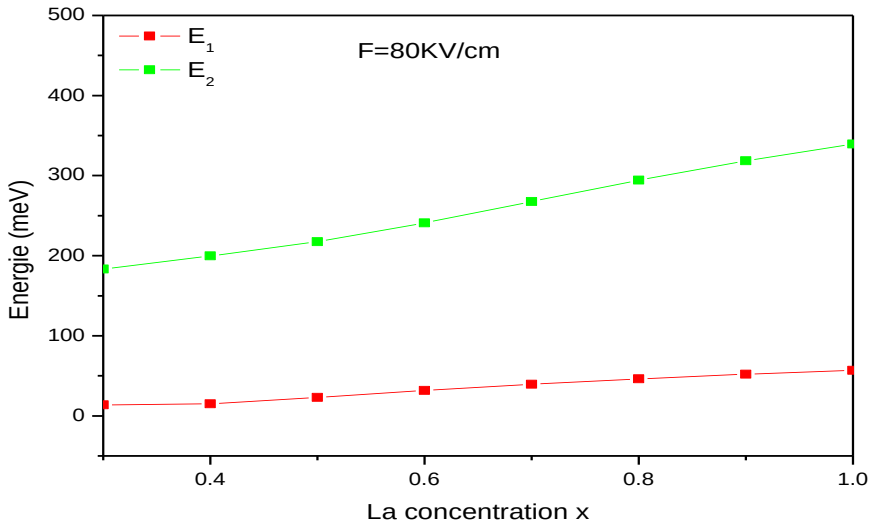


Figure (4.11) :La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/\ Al_x\ Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique avec F= 80KV/cm

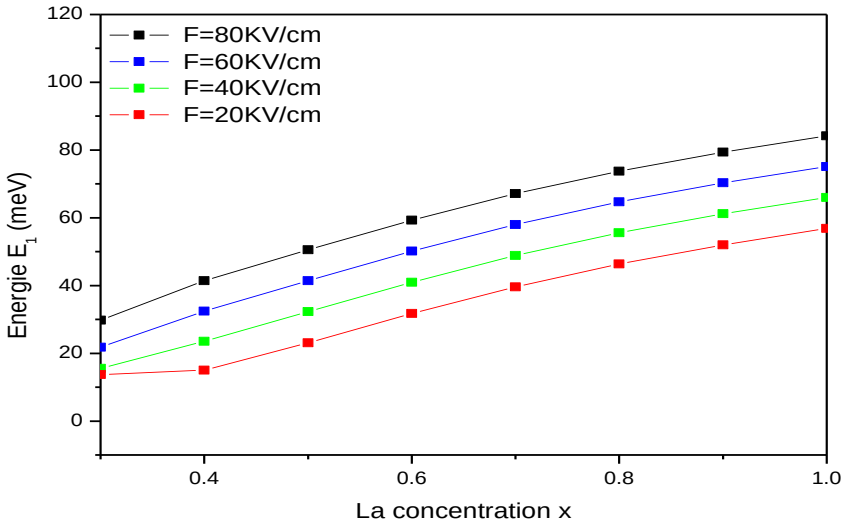


Figure (4.12) : La variation du l'énergie E_1 en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique

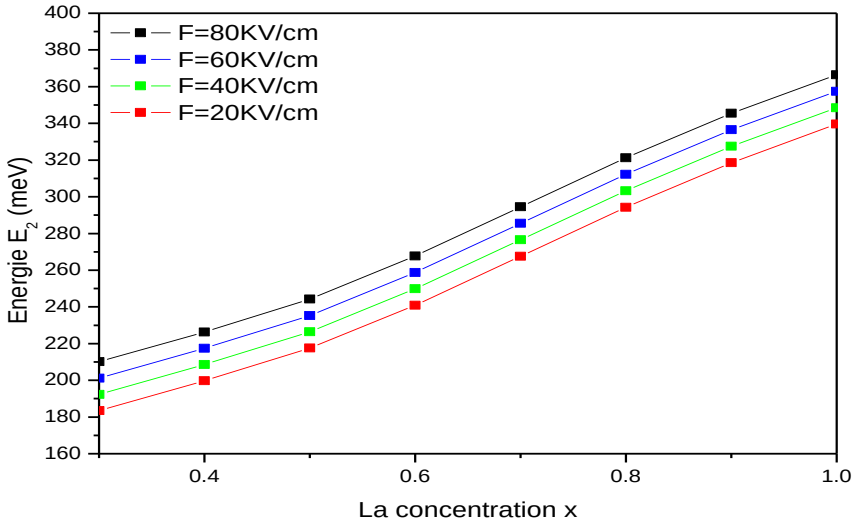


Figure (4.13) : La variation du l'énergie E_2 en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique

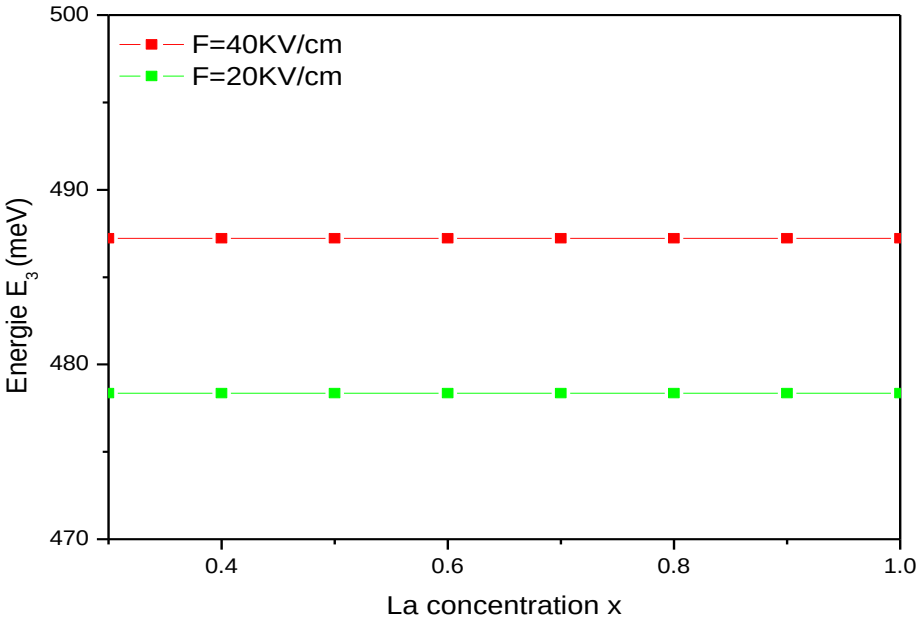


Figure (4.14) : La variation du l'énergie E_3 en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique

Les figures [(4.8) ,(4.9),(4.10),(4.11) ,(4.12),(4.13) ,(4.14)] représentent la variation du l'énergie E_3 en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure

$Al_{0.2}Ga_{0.8}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ on observe que l'énergie augmente si la concentration x en aluminium augmente et on a dans cette structure deux nivaux d'énergie et aussi l'énergie augmente pour chaque champ électrique {20-40-60-80} KV/cm

Partie 3 :

Dans cette partie on va utiliser la structure $Al_{0.2}Ga_{0.8}As/\ Al_x\ Ga_{1-x}As$:

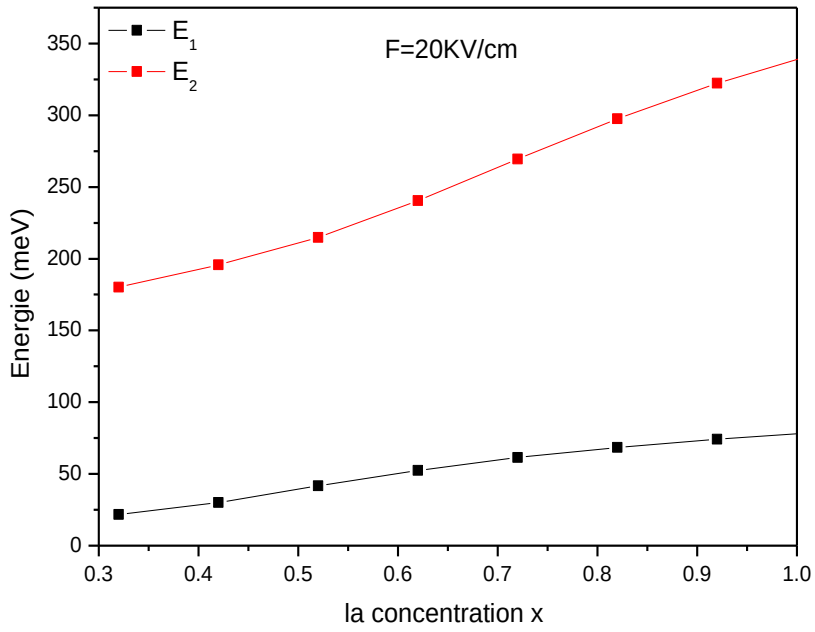


Figure (4.15):La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/\ Al_x\ Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique avec F= 20KV/cm

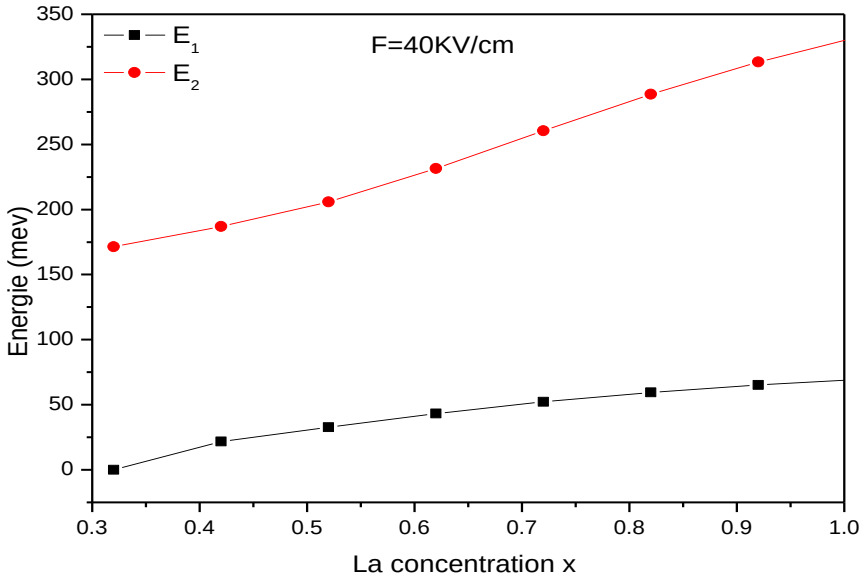


Figure (4.16) :La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique avec F= 40KV/cm .

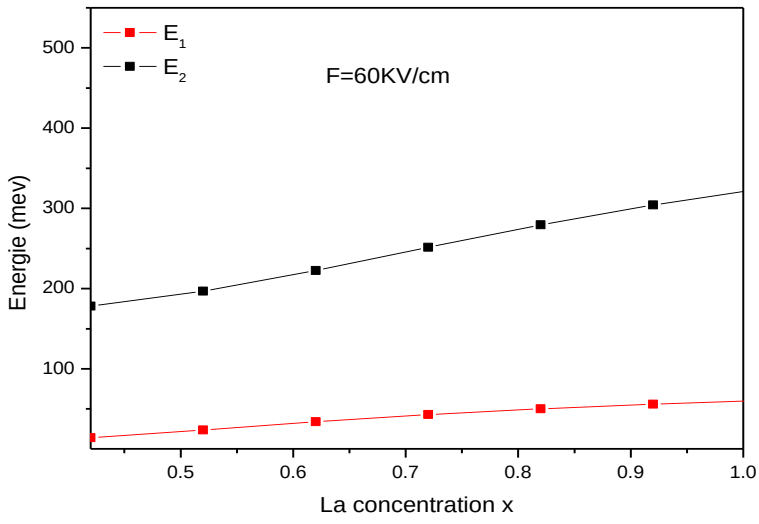


Figure (4.17) :La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique avec F= 60KV/cm

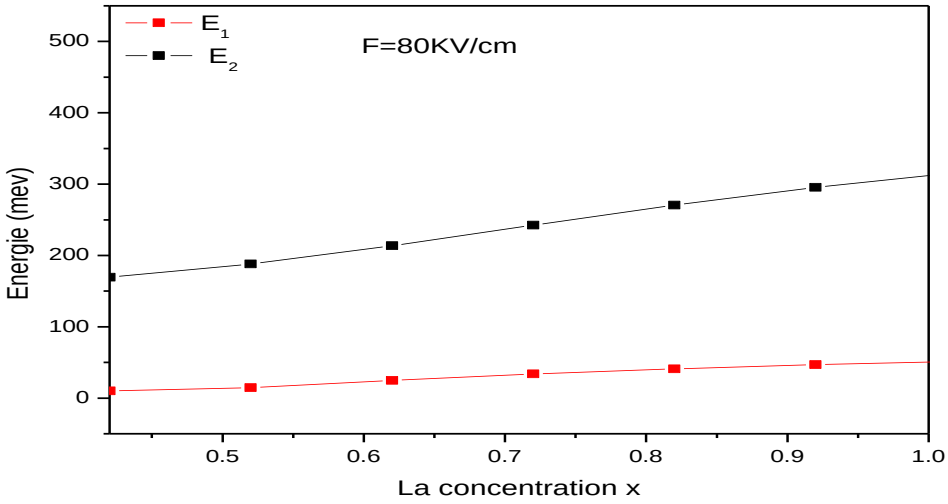


Figure (4.18) : La variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique avec F= 80KV/cm

Les figures (4.15 ,4.16, 4.17,4.18) représentes la variation du l'énergie en fonction de la concentration et nous sommes d'avis que si la concentration augment l'énergie augment pour chaque champs électrique et on a deux niveaux d'énergie .

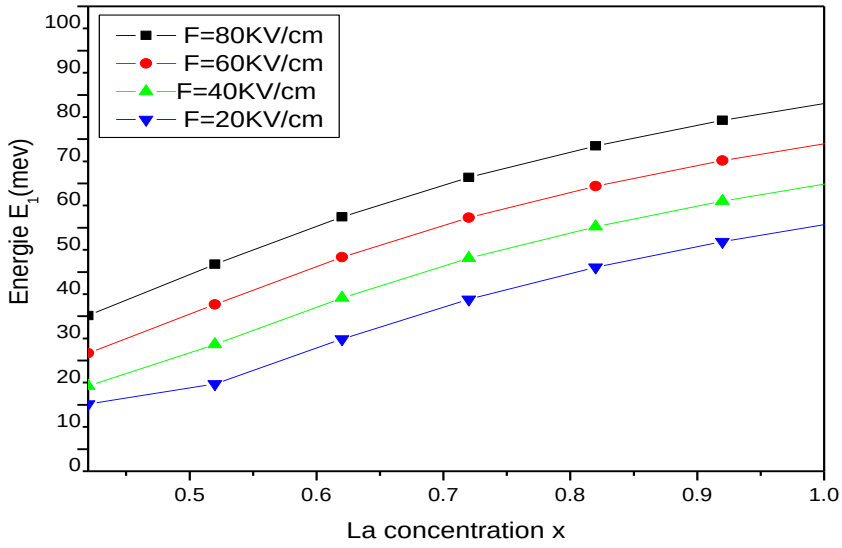


Figure (4.19) :La variation du l'énergie E_1 en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.7}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique

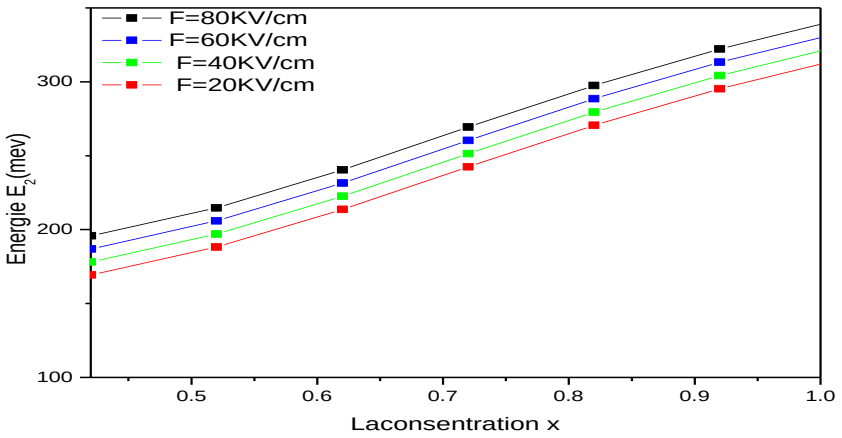


Figure (4.20) :La variation du l'énergie E_2 en fonction de la concentration x en aluminium pour une hétérostructure $Al_{0.2}Ga_{0.7}As/ Al_x Ga_{1-x}As$ à simple puits quantique

Les figures (4.19, 4.20) représente la variation du l'énergie en fonction de la concentration x en aluminium

Nous estimons que l'énergie augmente si la concentration augment et aussi l'énergie augment si les champs électrique diminué

Pour chaque champ électrique et un autre point on observe que l'énergie pour le niveau E_1 se plus rapide para pour l'énergie dans le niveau E_2.

Et un autre point on va étudiées la différence entre les deux nivaux d'énergie (E_1 et E_2) en fonction de la concentration **x** en aluminium.

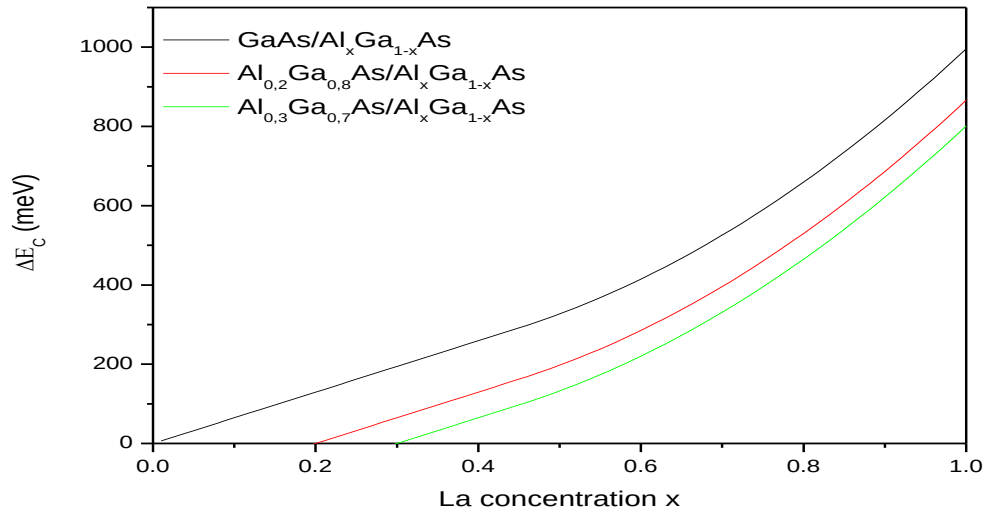


Figure (4.21) :La variation de la profondeur des puits en fonction de la concentration x en aluminium pour un trois structure à simple puits quantique

Donc la figure (4.21) représente la variation de la profondeur des puits en fonction de la concentration x.

Partie 4 :

Dans cette partie en va étudiée la variation de l'énergie et la longueur d'onde on fonction de la concentration.

4.4 La variation de l'énergie en fonction du la largeur de puits :

Dans cette partie nous avons étudiée la variation de l'énergie on fonction de la largeur pour la structure $GaAs/Al_{0.6}Ga_{0.4}As$

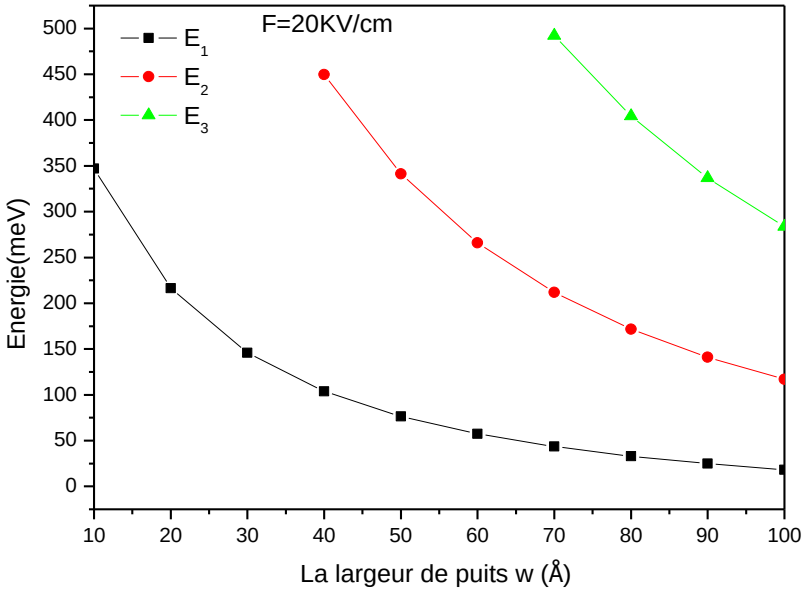


Figure (4.22) : la variation de l'énergie en fonction de largeur de puits dans le cas où F=20 KV/cm

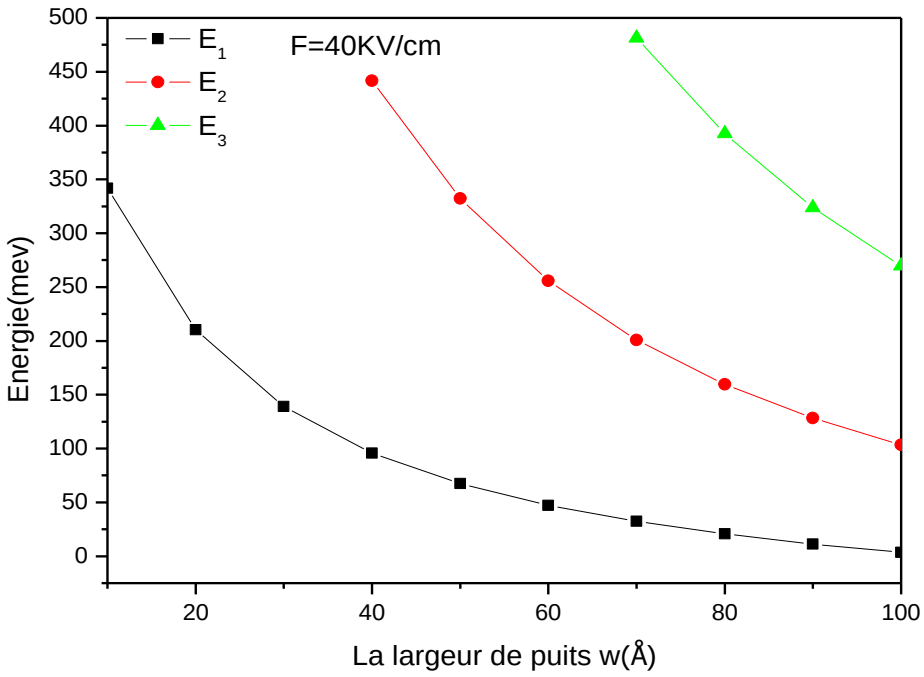


Figure (4.23) : la variation de l'énergie en fonction de largeur de puits dans le cas où F=40 KV/cm

Les figure (4.22, 4.23) sont illustrées la variation de l'énergie en fonction de largeur de puits dans les cas où F=40 KV/cm et F=20 KV/cm, nous avons vus que si la largeur de puits augment l'énergie augment et aussi le nombre des niveau d'énergies augment donc proportionnel entre la largeur et le nombre des niveaux d'énergie.

Ceci est dû à la limite de l'effet de quantification on remarque également que l'augmentation de largeur permet de compenser la différence entre l'énergie du l'électron.

4.5 La variation de longueur d'onde en fonction du la concentration:

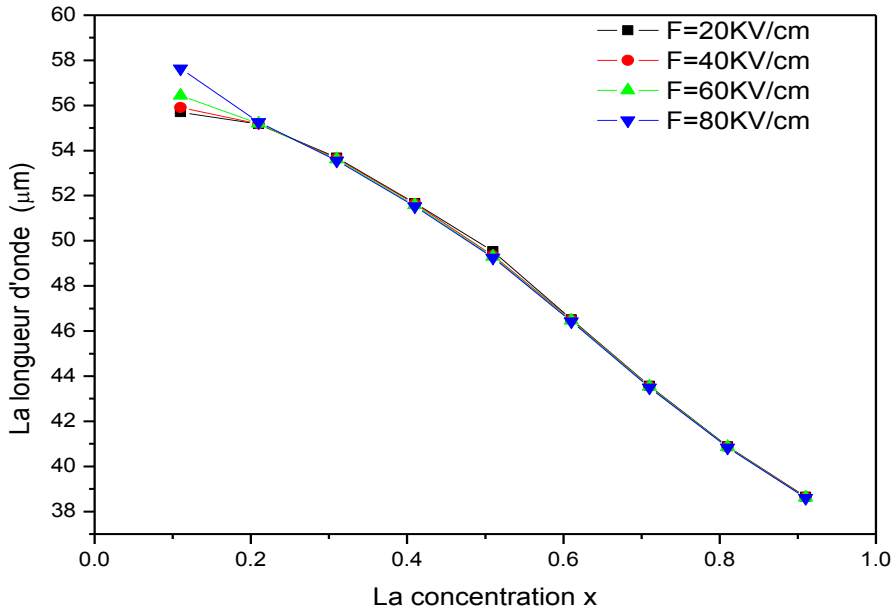


Figure (4.24) : la variation de longueur d'onde en fonction de la concentration

La figure (4.24) représente la variation de longueur d'onde en fonction de la concentration et rappel si la concentration augmente la longueur d'onde diminuée pour chaque champ électrique.

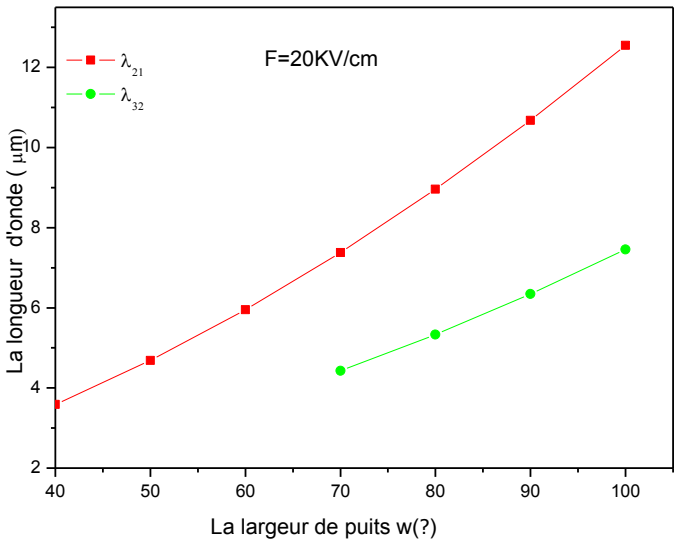


Figure (4.25) : La variation de longueur d'onde en fonction de largeur de puits

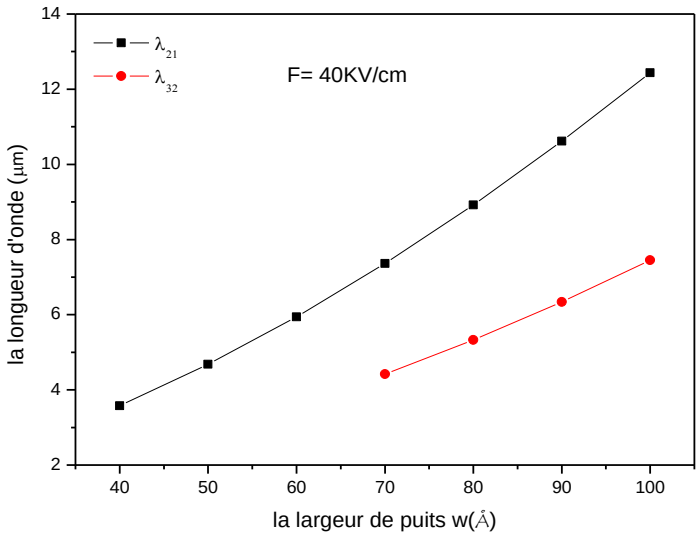


Figure (4.26) : La variation de longueur d'onde en fonction de largeur de puits.

La figure (4.25 ,4.26) illustré que la variation de longueur d'onde en fonction de la largeur du puits augment.

Il y a proportion directe entre la longueur d'onde et le nombre de niveau d'énergie où si la longueur d'onde augmente la largeur de puits augmente et les nombres de niveaux d'énergie augments.

le potentiel V_a (v)	Niveaux d'énergie	[49] (mev)	[48] (mev)	[47] (mev)	[50] (mev)	Ce Travaille (mev)
0	E_1 E_2	93.9 379.8	94 380	* *	93.8 378	* *
0.16	E_1 E_2	11.6 297.2	12 300	40 350	12 298	11.44 296.45
0.4	E_1 E_2	-118.8 178.9	* 180	* 230	-119 180	-118.96 178.53

Tableau 4.2 – Les niveaux d'énergie dans une hétéro-structure à double puits quantiques. L'unité des niveaux d'énergie est donnée en (mev), et la différence de potentiel en Volts.

On observe que les résultats de notre travaille a peut prêts le même résultat de la référence [49].

Résumé :

Nous avons étudié les super- réaux de semi-conducteurs ,et également Nous avons étudié la transition d'énergie et le logeur d'onde et aussi Nous avons abordé l'approximation de la masse effective ainsi que les conditions de continuité , et comme nous avons obtenu la matrice de transfert En fonction des ondes planes et les fonctions d'Airy.

Nous avons d'abord étudié la variation d énergie en fonction de la concentration d'Aluminium et la largeur de puits ainsi que les valeurs des champs électrique extérieur et ces influences sur les énergies de transitions et les longueurs d'onde correspondantes.

Mots clés: coefficient de transmission, matrice de transfert,Super réseau, semi conducteur, puits quantiques, fonction d'Airy, longueur d'onde , énergies de transitions.

Abstract:

We have studied the semiconductor super-lattice, and also We have studied the energy transition and the wavelength and also We have approached the approximation of the effective mass as well as the conditions of continuity, and as we Obtained the transfer matrix according to the plane waves and the functions of Airy.

We first studied the energy variation as a function of the concentration of aluminum and the width of wells as well as the values of the external electric fields and these influences on the transitions energies and the corresponding wavelengths.

Keywords : transmissions cofficient, transfer matrix , superlattices, semi-conductor , quantum wells, Airy functions, wavelengths, transitions energies

ملخص :

درسنا البنية المتباينة من أشباه النواقل و كذلك قمنا بدراسة انتقال الطاقة و طول الموجة كما استعملنا تقريب الكتلة الفعالة وكذلك شروط الاستمرارية للوصول إلى عبارة مصفوفة النقل بدلالة الأمواج المستوية ودوال إيري كما درسنا تغيرات الطاقة بدلالة تركيز الألمنيوم و عرض الآبار و كذلك قيم الحقل الكهربائي الخارجي و تأثيرهم على انتقال الطاقة و طول الموجات الموافقة.

الكلمات المفتاحية :

معامل العبور ,مصفوفة النقل ,الشبكة الكبيرة ,شبه الناقل ,بئر كموني ,دوال إيري ,طول الموجة , إنتقال الطاقة