RÉPUBLIQUE ALGERIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ DE MEDEA

FACULTÉ DES SCIENCES



Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de :

Master en Physique

Spécialité : Physique des matériaux

Par :

..Yahiaoui Souad..

Thème :

Etude de l'effet du laser intense sur les propriétés optiques d'une structure à puits quantiques à base de AlGaAs/GaAs.

Soutenu publiquement, le 22/06/2022, devant les jurys composés de:

E.M.Media	MCB	UYFM	Président
M.Dehbaoui	MCA	UYFM	Examinateurs 1
M.A.Ammar	MCA	UYFM	Examinateurs 2
D.Sabbar	MCB	UYFM	Encadreur

Année universitaire : 2021 / 2022

الملخص

في العمل الحالي، قمنا بدراسة تأثير الليزر المكثف على الخصائص البصرية (الامتصاص البصري). لهيكل البئر الكمي القائم على AlGaAs/GaAs .

والذي يتكون من مزيج من البئر المثلث والبئر المكافئ. يتم حساب طاقات الحجز الكموني والدوال الموجية المقابلة لها عن طريق الحل العددي لمعادلات (Shrodinger) بطريقة Shooting.

لقد قمنا بحساب معاملات الامتصاص البصري، وإمكانيات الحجز، وتغير الكتلة الفعالة، وعناصر العزم ثنائي القطب، وطاقة الفصل تحت تأثير مجال الليزر المكثف.

تظهر النتائج المتحصل عليها أنه عند تطبيق مجال الليزر المكثف، يؤدي إلى تشوهات كبيرة في الابار الكمومية، بالإضافة إلى تأثيره على تباين الكتلة الفعالة التي تصبح معتمدة على الموضع، وبالتالي أهميته الكبيرة على الخصائص الضوئية لهياكل الآبار الكمومية.

الكلمات المفتاحية:

الامتصاص الضوئي.

البئر الكمي.

الابار الكمومية.

الكتلة الفعالة.

مجال الليزر المكثف.

Résumé

Dans le présent travail, nous avons étudié l'effet du laser intense sur les propriétés optiques (l'absorption optique), d'une structure à puits quantiques à base de AlGaAs/GaAs, constitué par la combinaison d'un puit triangulaire et un puit parabolique. Les énergies de confinements et leurs correspondantes fonctions d'ondes sont calculées par résoudre numériquement l'équations de shrodinger par la méthode de shooting. Nous avons calculé les coefficients d'absorption optique, le potentiel de confinement, la variation de la masse effective, les éléments de moment dipolaire et l'énergie de séparation sous l'action de l'effet de champ laser intense. Les résultats obtenus montrent que lorsque en appliquant de champ laser intense, conduit aux grandes déformations sur le potentiel de confinement, et en plus son effet sur la variation de la masse effective qui devient dépendante à la position, et par conséquence ses grands importance sur les propriétés optique des structures à puits quantiques.

Mots clés :

L'absorption optique.

Puit quantique.

Le potentiel de confinement.

La masse effective.

Champ laser intense.

Abstract

In the present work, we have studied the effect of intense laser on the optical properties (optical absorption) of an AlGaAs/GaAs based on quantum well structure, constituted by the combination of a triangular well and a parabolic well respectively. The confinement energies and their corresponding wave functions are calculated by numerically solving the shrodinger equations by used the shooting method. We have calculated the optical absorption coefficients, the confinement potential, the effective mass variation, the dipole moment elements and the separation energy under the action of the intense laser field effect. The obtained results show that when applying intense laser field, leads to considerably deformations on the confinement potential, and in addition its effect on the variation of the effective mass that becomes dependent to the position, and consequently its great importance on the optical properties of the quantum well structures.

Key words:

Optical absorption.

Quantum well.

confinement potential.

Effective mass.

Intense laser field.

Remerciement

Je suis reconnaissante à Allah pour la bonne santé et le bien-être qui ont été nécessaires pour réussir ce travail.

Je tiens à remercier sincèrement :

*Mon encadreur « Dr.**D.Sabbar** », de m'avoir guidé tout au long de ce travail, vos encouragements nous ont poussé à donner le meilleur de nous-mêmes.*

Merci pour sa patience, sa disponibilité et surtout ses judicieux conseils qui ont contribué à alimenter ma réflexion.

*Je remercie « Dr. **E.M.Media** », de me faire l'honneur de présider le jury de ce travail.*

*Je remercie « Dr. **M. Dehbaoui** », de m'avoir fait l'honneur de juger ce travail.*

*Je remercie « Dr. **M. A. Ammar** » de bien vouloir porter intérêt et juger ce travail.*

*Je remercie **Dr. Bouchachia** de m'aider pour résolu tous difficulté que j'ai eues dans ce mémoire.*

Je remercie toutes les personnes qui ont participé à la réalisation de cette étude, et tous ceux qui nous ont aidé et soutenu.

Dédicace

Je le dédie à ***mon cher père Touhami*** *qui a moissonné des épines sur mon chemin pour me frayer la voie pour apprendre, et qui a fait des efforts au fil des ans, Afin de gravir les marches du succès, et m'a soutenu en toutes circonstances.*

Je le dédie à ***ma chère Mère****, qui a passé sa vie pour me voir toujours heureuse, et pour ses encouragements et ses prières tout au long de mes études, elle mérite qu'on lui donne ma joie.*

A ***ma grande mère*** *décédée que Dieu ait pitié d'elle, qui m'avait toujours accompagnée de ses prières tout au long de mes années d'étude j'aurais aimé que tu sois avec moi.*

A ***mon PDG*** *du ma deuxième étude (Aviation), monsieur* ***Tobal Ramel*** *qui m'a donnée toute facilite pour équilibré mes deux études.*

A ***mon cher frère et mes Chères sœurs*** *qui sont toujours à mes côtés .*

A toutes ***mes Chers Amis*** *sont chacun en leur propre nom que.*

Je dédie ce mémoire à tous ceux que j'aime. A ceux qui m'ont indiqués la bonne voie, a ceux qui attendent patiemment le fruit de leur éducation.

Je me dédie ce mémoire à moi-même ***Souad****.*

Table des Matières

Introduction **10**

1 Introduction à la mécanique quantique **11**

1.1 Postulat de la mécanique quantique 11

1.1.1 Postulat 01 : 12

1.2 L'équation de Schrödinger 12

1.2.1 L'équation de Schrödinger stationnaire : 13

1.2.2 Conditions à remplir par la fonction propre: 14

1.2.3 Hamiltonien 14

1.3 Les méthodes numériques de la résolution de l'équation de Schrödinger . . . 15

1.3.1 Méthode matricielle: 15

1.3.2 Méthode de shooting: 16

1.4 L'oscillateur harmonique quantique 18

1.4.1 Oscillateur harmonique stationnaire unidimensionnel dans la mécanique quantique 19

1.4.2 Les fonctions d'ondes de l'oscillateur harmonique 23

1.5 Matrice densité 24

1.5.1 Définition de l'opérateur densité : 24

1.5.2 Propriétés de la matrice-densité : 25

2 Initiation sur les propriétés optiques des matériaux **27**

2.1 Multipuits quantiques : 27

2.2 Puits quantiques couplés : 28

2.3 Superréseaux : 29

2.4 La matrice densité : 30

2.4.1 Les états quantiques purs : 31

2.4.2 Les états quantiques mixtes : 32

2.4.3 Équation de matrice de densité : 33
2.5 Introduction à l'optique non linéaire 34
2.5.1 Optique linéaire : 35
2.5.2 Optique non linéaire : 36
2.6 L'absorption optique 38

3 Résultats et discussion **42**
3.1 Introduction 42
3.2 Coefficients de génération de troisième harmonique, coefficients d'absorption optique et variations de l'indice de réfraction : 42
3.3 L'effet de Laser intense sur le puit quantique 45
3.4 Calcul de l'absorption optique 46
3.5 Résultats et discutions : 46

Conclusion **56**

Liste des abréviations

QW : Quantum Well

NL : Non Linéaire

CAO : Coefficient d'Absorption Optique

H : Hamiltonien

QCL : laser à cascade quantique

SC : semi-conducteur

ONL : Optique Non Linaire

SHG: Second Harmonique Generation

SFG: Sum Frequency Generation

OR: Rectification Optique

DFG: Defference Frequency Generation

ILF: Intense Laser Field

MEDP : masse effective dépondent de la positi

Introduction

Les propriétés optiques linéaires et non linéaires des structures semi-conductrices à puits quantiques liées aux transitions électroniques dans les nanomatériaux, comme les structures à puits quantiques.

Récemment, de nombreux chercheurs ont proposé de nombreuses études théoriques sur les propriétés optiques non linéaires.

En 2009, Xie [1] a rapporté une étude de deux électrons confinés utilisant le potentiel Woods-Saxon et a découvert que les propriétés optiques des systèmes à deux électrons dans les points quantiques sont fortement affectées par la hauteur et la taille de la barrière de potentiel.

Par exemple, Chen et al [2], ont étudié l'absorption optique intersous-bande linéaire et non linéaire dans des puits quantiques triangulaires doubles sous l'application d'un champ électrique, ils découvert que les coefficients d'absorption optique non linéaire ont des relations complexes avec la largeur du puits droit.

En outre, [3] ils ont également étudié les changements linéaires et non linéaires de l'indice de réfraction entre les sous-bandes dans des puits quantiques couplés asymétriques, tels que la largeur de la barrière et la largeur du puits droit, ont une grande influence sur les variations totales de l'indice de réfraction

Les puits quantiques de différentes formes présentent des comportements très importants dans les dispositifs microélectroniques et optoélectroniques, de sorte qu'ils affectent les propriétés électriques, mécaniques et optiques [4].

Dans les structures QW à semi-conducteurs, ses propriétés optiques linéaires et non linéaires (NL) sont étudiées de manière intensive par nombreuse auteurs en raison des possibilités d'application en dispositifs [5].

Les coefficients d'absorption optique non linéaire (CAO) et le temps de relaxation sont très rapide dans les transitions entre sous-bandes dans les QW semi-conducteurs, en raison des grands éléments de la matrice dipôle, qui se traduisent par une amélioration de l'efficacité optique [6].

Les processus optiques linéaires et non linéaires liés aux transitions entre sous-bandes dans les systèmes semi-conducteurs de basses dimensions ont attiré une attention considérable en raison du fort effet de confinement quantique, qui conduit à une faible séparation énergétique entre les niveaux des états, et de grandes valeurs des éléments de matrice de transition dipolaire, qui permettent la possibilité d'atteindre des conditions de résonance [7].

Les niveaux d'énergie électronique et les fonctions d'onde d'enveloppe du puits quantique carré sont approximés par la masse effective. les expressions analytiques des propriétés optiques sont obtenues à l'aide de la méthode de la matrice de densité compacte.

Dans ce mémoire nous avons résolu numériquement l'équation de Schrödinger par la méthode de tir (shooting méthode), pour déterminer les valeurs d'énergies et les fonctions d'ondes correspondantes dans un semi-conducteur Al GaAs / GaAs de puits quantiques et calcule le moment dipolaire électrique de quelques structures à puits quantique à base de Al GaAs / GaAs. Ce matériau est appliqué dans le domaine photovoltaïque [8].

Il y a plusieurs formes de profile de potentiel de confinement des structures à puits quantique, ils ont étudié comme puit quantique triangulaire, parabolique, semi parabolique, parabolique inversé et gaussien etc [9].

Ce mémoire est organisé comme suit :

Dans le premier chapitre, on donne une petite introduction sur la mécanique quantique , et nous étudions l'équation de Schrödinger et ses solutions dans les puits quantique, comme nous rappelons quelques méthodes importantes de calcul les énergies dans les puits quantiques (méthode shooting et méthode déférence fini).

Dans le chapitre 2, nous étudierons la matrice densité et ses équations, nous nous concentrerons sur le côté théorique des propriétés optiques linéaires et non linéaires.

Dans le chapitre 3, les résultats numériques et quelques discussions sont présentés.

A la fin, il y a une brève conclusion.

Chapitre 1

Introduction à la mécanique quantique

La mécanique quantique est la science de la physique qui étudie les phénomènes fondamentaux dans les systèmes physiques, elle joue un rôle intéressant pour la description et la compréhension des phénomènes naturels à l'échelle atomique ou moléculaire [10, 11].

Elle a été découverte au début du vingtième siècle, lorsque Planck, proposa une formule simple en parfait accord avec les expériences sur le spectre du rayonnement du corps noir, puis Einstein publie en 1905 son article sur un point de vue heuristique concernant la production et la transformation de la lumière, suivi d'une série d'articles fondamentaux ou il relève et rectifie certaines incohérences dans les raisonnements de Planck.

En 1912, Bohr est proposé un modèle de l'atome d'hydrogène convaincant en postulant que l'absorption et l'émission de lumière par la matière se faisait par quantités discrètes.

Ce n'est en fait qu'à partir de 1914 que ces idées théoriques avoir trouvé leur confirmation expérimentale avec les expériences de Franck et Hertz qui corroborent parfaitement les prédictions de Bohr sur la quantification de l'absorption et émission d'énergie lumineuse par les systèmes atomiques ou moléculaires.

Dans ce chapitre, nous nous limitons à l'étude des notions de l'équation de Schrödinger dans un puits quantique, nous allons expliquer les postulats de base de la mécanique quantique est insinuer à la densité et sa matrice [12].

1.1 Postulat de la mécanique quantique

Chaque théorie est basée sur un certain nombre des postulats qui doivent obéir à quelques règles, telles que la causalité, la conservation de l'énergie-impulsion d'un système isolé.

Nous allons introduire la notion d'état quantique d'une particule, que nous pouvons caractériser à un instant donné par une fonction de carré sommable[12].

Il y a 6 postulats de la mécanique quantique .

Dans ce cas , nous utiliserons le premier postulat :

1.1.1 Postulat 01 :

stipul que : L'état d'un système quantique à l'instant t, représentés par un vecteur normalisable $\psi(t0)$ de l'espace des états ε.

Il est généralement noté sous la forme d'un ket $|\psi(t)\rangle$.

ex**.** Une combinaison linéaire de vecteurs d'état est un vecteur d'état [12].

Rapeles sur le formalisme de Dirac:

Le formalisme de Dirac a permis de construire des états quantiques sans aucune référence à la représentation, cette construction repose essentiellement sur le principe de superposition. elle généralise la mécanique des matrices et la mécanique ondulatoire et permet de décrire des systèmes respectant les concepts de la mécanique classique [11].

1.2 L'équation de Schrödinger

L'équation de Schrödinger a été établie dans sa forme originale par Erwin Schrödinger en 1926 et popularisée quelques années plus tard par Paul Dirac.

A l'origine, il a fallu les idées des mathématiciens Hamilton et Felix Klein pour étendre la théorie des ondes de matière de de Broglie.

Schrödinger a ainsi découvert une équation aux dérivées partielles décrivant un système mécanique hamiltonien utilisant un champ scalaire ψ qui se propage dans l'espace à $6N$ dimensions des coordonnées généralisées du système. Appliquée aux particules dans un champ, elle est si proche de l'équation d'onde de l'espace et du temps que cette forme particulière et restreinte de la mécanique quantique est nommée mécanique ondulatoire. Cela explique également pourquoi le vecteur d'état $|\psi\rangle$ est parfois appelé la fonction d'onde du système $\psi(x)$.

Cette équation est similaire aux équations de Newton en mécanique classique et aux équations de Maxwell en électromagnétisme, et joue un rôle fondamental en mécanique quantique. Il existe deux types d'équation de Schrödinger : l'équation de Schrödinger indépendante du temps (stationnaire) et l'équation de Schrödinger dépendante du temps (non stationnaire).

Dans cette section, nous présenterons la solution indépendante du temps de l'équation de Schrödinger [11].

1.2.1 L'équation de Schrödinger stationnaire :

L'équation de Schrödinger d'un système quantique est donnée par :

$$H\psi(\overrightarrow{r},t) = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \tag{1.1}$$

les fonctions propres ou (les fonctions d'ondes) ψ sont données par :

$$\psi = \psi_0 \exp(-\frac{iE}{\hbar}t) \tag{1.2}$$

Où ψ_0 est l'amplitude.

l'équation de Schrödinger (indépendant du temps) s'écrit sous la forme suivante :

$$H\psi(\overrightarrow{r}) = E\psi(\overrightarrow{r}) \tag{1.3}$$

Avec E : est l'énergie totale du système qui porte le nom des valeurs propres ou les spectres d'énergies.

L'opérateur H (Hamiltonien) c'est l'opérateur quantique pour l'énergie totale du système:

$$H = E_c + V(r) = \frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(r) \tag{1.4}$$

Où V est l'énergie potentielle, E_c est l'énergie cinétique et Δ est le Laplacien.

L'équation de Schrödinger stationnaire à une dimension:

Pour déterminer les niveaux d'énergie, et les fonctions d'ondes associées en cas d'une particule de masse m se déplaçant sur l'axe x, soumise à une potentiel $V(x)$, nous devrons résoudre l'équation de Schrödinger unidimensionnelle suivante :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2}+V(x)\right]\varphi(x)=E\varphi(x) \tag{1.5}$$

avec $-\infty < x < +\infty$

1.2.2 Conditions à remplir par la fonction propre:

Le nombre des particules présentes dans le volume élémentaire est également proportionnel à la probabilité que ces particules soient présentes dans ce volume.

On considère le volume fondamental de l'espace $d\hat{r}^3$, la probabilité de trouver une particule dans ce volume est définie comme:

$$prob=\int_{\infty}\left|\psi(\overrightarrow{r})\right|^2 dr^3 \tag{1.6}$$

En particulier, si vous voulez faire des intégrations qui s'étendent à tous les espaces, vous devez avoir:

$$\int_{\infty}\left|\psi(\overrightarrow{r})\right|^2 dr^3=1 \tag{1.7}$$

Donc les fonctions d'ondes $\psi(\overrightarrow{r})$ doivent être de carré sommable [10, 11, 12, 13].

1.2.3 Hamiltonien

L'opérateur déférentiel qui apparaît dans le membre de droite de l'équation de Schrödinger s'appelle l'Hamiltonien et s'écrit généralement par $\hat{H}$.

$$\hat{H}=-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\hat{V}(x). \tag{1.8}$$

H : est l'espace des fonctions d'onde de la particule.

Sachons que l'application linéaire de H dans H^2 est la définition de l'opérateur $\hat{H}$:

$$\hat{H}: H\rightarrow H; \hat{H}(a\psi_1+b\psi_2)=a\hat{H}\psi_1+b\hat{H}\psi_2 \forall a,b\in\mathbb{C}. \tag{1.9}$$

Comme nous le saurons plus tard.

Physiquement, l'opérateur $\hat{H}$ représente l'énergie, cinétique plus potentielle, de la particule.

En termes de l'opérateur $\hat{H}$, l'équation de Schrödinger prend la forme compacte :

$$i\hbar\frac{\partial\psi(x,t)}{\partial t}=\hat{H}\psi(x,t). \tag{1.10}$$

1.3 Les méthodes numériques de la résolution de l'équation de Schrödinger

Il y a plusieurs méthodes pour résoudre l'équation de Schrödinger à une dimension.

Le choix d'une méthode particulière repose généralement sur la forme du potentiel et sur la fonction d'onde recherchée, notée x qui décrit le mouvement d'une particule de masse m soumis à un potentiel $V(x)$.

L'équation correspondante est donc :

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} = -\frac{2m}{\hbar^2}(E - V(x))\psi(x) \tag{1.11}$$

Pour la simplification de ce processus, nous utiliserons la méthode des différences finies explicitée dans l'énonce qui revient simplement à réécrire la dérivée partielle seconde de la fonction d'onde ψ.

Celle-ci décrit la variation de la fonction comme une division de N points régulièrement espacés de Δx [14].

1.3.1 Méthode matricielle:

Nous allons résoudre cette fois l'équation de Schrödinger indépendante du temps :

Cette équation peut être discrétisée comme :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dx^2} + V(x)\right]\psi(x) = E\psi(x) \tag{1.12}$$

Ou tous les symboles ont leur signification habituelle en mécanique quantique.

Cette équation peut être discrétisée comme :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\psi_{i-1} - 2\psi_i + \psi_{i+1}}{\Delta x^2}\right) + V_i\psi_i = E\psi_i \tag{1.13}$$

Ou les quantités indicées par i correspondent à des valeurs de x espacées de D_x. Nous considérons un système de longueur L et des indices i allant de 0 à N $(D_x = L/N)$. Comme précédemment, nous posons comme conditions frontières que $Y_0 = Y_N = 0$.

Les équations obtenues pour i allant de 1 à $N - 1$ peuvent alors se mettre sous la forme matricielle

$$\begin{pmatrix} b_1 & c_1 & & & \\ a_2 & b_2 & c_2 & & \\ & \ddots\, a_{N-2} & \ddots\, b_{N-2} & c_{N-2} & \\ & & a_{N-1} & b_{N-1} & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \vdots \\ \psi_{N-2} \\ \psi_{N-1} \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \vdots \\ \psi_{N-2} \\ \psi_{N-1} \end{pmatrix} \tag{1.14}$$

Où

$$a_i = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{1}{\Delta x^2}, b_i = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{2}{\Delta x^2} + V_i, c_i = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{1}{\Delta x^2} \tag{1.15}$$

On se trouve donc face à un système du type $Ax = 1x$, ou la matrices A est une matrice tri diagonale. Nous utiliserons la sous-routine dstevd de LAPACK pour calculer les valeurs et vecteurs propres de la matrice A.

Cette résolution fournira l'énergie E et la fonction d'onde Y des $N-1$ premiers états liés du potentiel V.

1.3.2 Méthode de shooting:

A priori, on considère la forme générale et simple de l'équation de Schrödinger indépendante du temps, cette approximation n'introduit pas beaucoup de biais tant que l'énergie est faible dans le plan par rapport à la hauteur de la barrière.

Ainsi, nous dérivons l'équation de Schrödinger unidimensionnelle ($1D$) dans la structure du puits quantique :

$$\left[-\frac{\hbar}{2}\frac{\partial}{\partial z}\frac{1}{m^*(z)}\frac{\partial}{\partial z} + V(z)\right]\psi_n(z) = E\psi_n(z) \tag{1.16}$$

La méthode du tir est une méthode numérique pour une solution unidimensionnelle.

La méthode est capable de trouver simultanément les énergies et les fonctions d'onde appropriées pour tous les états de repos de la structure de bande QCL, étant donné une distribution potentielle bien définie et une masse effective en fonction de z (le long de la direction de croissance).

L'équation (1.16)peut être arrangé :

$$\frac{\partial}{\partial z}\frac{1}{m^*(z)}\frac{\partial}{\partial z}\psi(z) = \frac{2}{2\hbar^2}\left[V(z) - E_n\right]\psi(z) \tag{1.17}$$

Rappelant l'expansion des déférences finies centrée pour la deuxième et la première

dérivées, c.-à-d.

$$A(z)\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \quad | \quad _{z=z_i} \rightarrow \frac{\partial}{\partial z}\left(A(z)\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)|_{z=z_i} \approx \frac{A(z_{i+1})+A(z_i)}{2(\Delta z)^2}\psi(z_{i+1}) - \frac{A(z_{i+1})+2A(z_i)+A(z_{i-1})}{2(\Delta z)^2}\psi(z_i) + \frac{A(z_{i-1})+A(z_i)}{2(\Delta z)^2}\psi(z_{i-1}) \tag{1.18}$$

$$B(z)\frac{\partial\psi}{\partial z} \quad | \quad _{z=z_i} \rightarrow \frac{1}{2}\left(B(z)\frac{\partial\psi}{\partial z}+\frac{\partial(B\psi)}{\partial z}\right)|_{z=z_i} \approx \frac{B(z_{i+1})+B(z_i)}{4\Delta z}\psi(z_{i+1}) - \frac{B(z_i)+B(z_{i-1})}{2(\Delta z)^2}\psi(z_{i-1}) \tag{1.19}$$

Après remplacement ces dernières équations dans l'équation de Schrödinger(1.16) on obtient:

$$\left(\frac{\frac{1}{m(z_{i+1})}+\frac{1}{m(z_i)}}{2(\Delta z)^2}\right)\psi(z_{i+1}) - \left(\frac{\frac{1}{m(z_{i+1})}+\frac{1}{m(z_i)}+\frac{1}{m(z_i)}+\frac{1}{m(z_{i-1})}}{2(\Delta z)^2}\right)\psi(z_i) + \left(\frac{\frac{1}{m(z_{i-1})}+\frac{1}{m(z_i)}}{2(\Delta z)^2}\right)\psi(z_{i-1}) - \frac{2}{\hbar^2}(V(z)-E)\psi(z_i) = 0 \tag{1.20}$$

l'équation(1.20) écrit comme :

$$\frac{1}{m(z_{i+\frac{1}{2}})}\psi(z_{i+1}) - \left(\frac{1}{m(z_{i+\frac{1}{2}})}+\frac{1}{m(z_{i-\frac{1}{2}})}\right)\psi(z_i) + \frac{1}{m(z_{i-\frac{1}{2}})}\psi(z_{i-1}) - \frac{2\Delta z^2}{\hbar^2}(V(z)-E)\psi(z_i) = 0 \tag{1.21}$$

$$\frac{1}{m(z_{i+\frac{1}{2}})}\psi(z_{i+1}) - \left(\frac{1}{m(z_{i+\frac{1}{2}})}+\frac{1}{m(z_{i-\frac{1}{2}})}+\frac{2\Delta z^2}{\hbar^2}(V(z)-E)\right)\psi(z_i) + \frac{1}{m(z_{i-\frac{1}{2}})}\psi(z_{i-1}) = 0 \tag{1.22}$$

En rassemblant les termes en (z) sur le côté droit, nous obtenons:

$$\frac{\psi(z_{i+1})}{m(z_{i+\frac{1}{2}})} = \left(\frac{1}{m(z_{i+\frac{1}{2}})}+\frac{1}{m(z_{i-\frac{1}{2}})}+\frac{2\Delta z^2}{\hbar^2}(V(z)-E)\right)\psi(z_i) - \frac{1}{m(z_{i-\frac{1}{2}})}\psi(z_{i-1}) \tag{1.23}$$

La fonction d'onde continue est discrétisée dans la direction z par une longueur unitaire de δ_z où $z_i = i\delta_z$.

Avec les valeurs de fonction d'onde des deux premiers points, toutes les valeurs de fonction d'onde restantes peuvent être utilisées dans l'équation précédente.

Le fait qu'une telle fonction d'onde soit une solution appropriée dépend du choix d'En est jugé par les conditions aux limites.

Si une fonction d'onde satisfait aux conditions aux limites, c'est une vraie fonction d'onde, et l'énergie correspondante est la vraie énergie de cette fonction d'onde.

Les conditions aux limites sont :

$$\psi(0) = \psi(\infty) = 0 \tag{1.24}$$

Les conditions initiales sont données par les deux premières valeurs de fonction d'onde come suites:

$$\psi(0) = 0, \psi(\delta_z) = 1 \tag{1.25}$$

Remarque :

Les fonctions d'onde obtenues à partir de cette méthode numérique ne sont pas normalisées, c'est-à-dire qu'elles ne satisfont pas [11]:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(z)|^2 \, dz = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(z)\psi(z)dz = 1 \tag{1.26}$$

1.4 L'oscillateur harmonique quantique

L'oscillateur harmonique est un système physique omniprésent, sensible dont l'évolution dans le temps est périodique autour d'un état d'équilibre stable [15].

Si l'oscillation réalisée est sinusoïdale, elle est dite plus harmonique [16, 17].

Les oscillateurs harmoniques ont été reformulés dans un cadre quantique, clarifiant certains résultats expérimentaux, notamment en physique de la matière condensée.

Nous appelons l'équation de l'oscillateur harmonique :

$$\ddot{X}(t) + \omega_0^2 X(t) = 0 \tag{1.27}$$

Donc la solution générale écrit comme suit:

$$x(t) = C\cos(\omega_0 t) + D\sin(\omega_0 t) = A\cos(\omega_0 t + \phi) \tag{1.28}$$

C, D, A, ϕ sont des constantes arbitraires dont la valeur sera fixée par les conditions propres au mouvement : limites, valeurs initiales, etc...

$$\vec{F} = -K\vec{x} = m\vec{a} = m\vec{x}^{\cdot\cdot} \Longrightarrow \ddot{x} + \sqrt{\frac{K}{m}}x = 0 \tag{1.29}$$

Dans ce cas on retrouve l'équation de l'oscillateur harmonique avec :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}} \tag{1.30}$$

1-L'énergie de l'oscillateur harmonique est toujours positive ou nulle et prendre des valeurs continues

2-La position de la particule est confinée :$-x_m \leq x \leq x_m$

1.4.1 Oscillateur harmonique stationnaire unidimensionnel dans la mécanique quantique

Hamiltonien d'un oscillateur harmonique

On écrit l'hamiltonien H du système comme :

$$\hat{H}(t) = \frac{P^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2 X^2 \tag{1.31}$$

Avec la relation $[X, P] = i\hbar$, ce système est conservatif, car l'hamiltonien est indépendant du temps, alors on va étudier les états stationnaires.

L'équation aux valeurs propres (équation de Schrödinger indépendante du temps) :

$$\left(\frac{1}{2m}\left(\frac{\hbar}{i}\frac{d}{dx}\right)^2 + \frac{1}{2}m\omega^2 X^2\right)\psi(x) = E\psi(x) \tag{1.32}$$

La méthode de résolution du l'oscillateur harmonique

On commence par introduire des opérateurs sans dimension définis par :

$$\tilde{X} = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}X \tag{1.33}$$

$$\tilde{P} = \frac{1}{\sqrt{m\hbar\omega}} P \tag{1.34}$$

Soit $[\tilde{X}, \tilde{P}] = i$

L'Hamiltonien s'écrit alors :

$$H = \hbar\omega \tilde{H} \tag{1.35}$$

Où l'opérateur sans dimension est donné par :

$$\tilde{H} = \frac{1}{2}[\tilde{X}^2 + \tilde{P}^2] \tag{1.36}$$

On cherche donc maintenant à résoudre ce système

$$\begin{aligned} \{\frac{1}{2}[\tilde{X}^2 + \tilde{P}^2]\,|\psi_n\rangle &= E\,|\psi_n\rangle \\ [\tilde{X}, \tilde{P}] &= i \end{aligned} \tag{1.37}$$

Pour cela, nous avons besoin de deux nouveaux facteurs :

$$a = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{X} + i\tilde{P}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} X + i\frac{1}{\sqrt{m\hbar\omega}} P\right) \tag{1.38}$$

$$a^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{X} - i\tilde{P}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} X - i\frac{1}{\sqrt{m\hbar\omega}} P\right) \tag{1.39}$$

Les opérateurs position et impulsion sont donnés par :

$$X = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}}(a + a^+) \tag{1.40}$$

$$P = \frac{1}{i}\sqrt{\frac{m\hbar\omega}{2}}(a - a^+) \tag{1.41}$$

Remarque :

a Est l'opérateur d'annihilation

a^+ Est l'opérateur de création

Calculons le produit a^+a :

$$a^+a = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{X} - i\tilde{P})\frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{X} + i\tilde{P}) = \frac{1}{2}(\tilde{X}^2 + \tilde{P}^2 + i(\tilde{X}\tilde{P} - \tilde{P}\tilde{X})) \tag{1.42}$$

soit:

$$a^+a = \frac{1}{2}(\tilde{X}^2 + \tilde{P}^2 + i[\tilde{X}, \tilde{P}]) \tag{1.43}$$

D'où

$$H = a^+a + \frac{1}{2} \tag{1.44}$$

Calculons le commutateur des opérateurs annihilation et création tel que :

$$[a, a^+] = 1 \tag{1.45}$$

On introduit alors opérateurs nombre N définit par :

$$N = a^+a \tag{1.46}$$

L'hamiltonien de l'oscillateur harmonique et l'opérateur nombre sont donc reliés par :

$$H = \hbar\omega(N + \frac{1}{2}) \tag{1.47}$$

Nous allons maintenant démontrer que les valeurs de N sont les nombres entiers positifs ou nuls, pour cela on démontre trois théorèmes. Soit $|\nu\rangle$ un vecteur propre de N de valeur propre ν c'est-à-dire : $N|\nu\rangle = \nu|\nu\rangle$

Théorème 1.

Les valeurs propres d'opérateurs N sont positives ou nulles.

En effet

$$a^+a|\nu\rangle = \nu|\nu\rangle \tag{1.48}$$

On projette cette équation sur $|\nu\rangle$, ce qui donne :

$$\langle\nu|a^+a|\nu\rangle = \nu\langle\nu||\nu\rangle = \nu \tag{1.49}$$

Ceci s'écrit aussi :

$$\langle\nu|a^+a|\nu\rangle = (a|\nu\rangle)^+(a|\nu\rangle) = |(a|\nu\rangle)|^2 \tag{1.50}$$

D'où

$$\nu = |(a\,|\nu\rangle)|^2 \tag{1.51}$$

Théorème 2.

si $|\nu\rangle$ est vecteur propre de N de valeur propre ν , alors $a\,|\nu\rangle$ est aussi vecteur propre de N de valeur propre $\nu - 1$.

En effet

$$Na\,|\nu\rangle = a^+aa\,|\nu\rangle = (a^+a)a\,|\nu\rangle \tag{1.52}$$

Comme la relation d'anti commutation stipule que $a^+a - aa^+ = 1$, cette dernière relation s'écrit :

$$Na\,|\nu\rangle = a^+aa\,|\nu\rangle = (aa^+ - 1)a\,|\nu\rangle = a(a^+a - 1)\,|\nu\rangle = a(N-1)\,|\nu\rangle = (\nu - 1)a\,|\nu\rangle \tag{1.53}$$

Théorème 3.

Si $|\nu\rangle$ est vecteur propre de N de valeur propre ν , alors $a^+\,|\nu\rangle$ est aussi vecteur propre de N de valeur propre $\nu + 1$

De même façon :

$$\begin{aligned} Na^+\,|\nu\rangle &= (a^+a)a^+\,|\nu\rangle = a^+(aa^+)\,|\nu\rangle = a^+(a^+a+1)\,|\nu\rangle = a^+(N+1)\,|\nu\rangle = a^+(\nu+1)\,|\nu\rangle \\ &= (\nu+1)a^+\,|\nu\rangle \end{aligned} \tag{1.54}$$

On voit donc que les énergies des états stationnaires de l'oscillateur harmonique sont quantifiées et données par :

$$E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega \tag{1.55}$$

La relation d'incertitude qui stipule que les incertitudes sur X et P sont reliées par :

$$\Delta X.\Delta P \approx \hbar \tag{1.56}$$

Ce dernier résultat équivalent de la relation d'incertitude d'Heisenberg (Werner Heisenberg).

1.4.2 Les fonctions d'ondes de l'oscillateur harmonique

Cherchons maintenant comment agissant les opérateurs a et a^+ .

D'après le théorème 2, que $a\,|n\rangle$ est un vecteur propre de N avec une valeur propre de $n-1$ [18].

Supposer : $n-1$, comme nous supposons que :

$$a\,|n\rangle = \sqrt{n}\,|n-1\rangle \quad avec \quad n = 1, 2 \ldots\ldots\ldots \tag{1.57}$$

et

$$a^+\,|n\rangle = \sqrt{n+1}\,|n+1\rangle \quad avec \quad n = 0, 1, 2 \ldots\ldots\ldots \tag{1.58}$$

Les deux dernières équations permettent d'établir par induction :

$$|n\rangle = \frac{(a^+)^n}{\sqrt{n!}}\,|0\rangle \tag{1.59}$$

La fonction d'onde pour l'état fondamental $n = 0$,$|0\rangle$

$$a\,|0\rangle = 0 \tag{1.60}$$

avec

$$a = \frac{1}{\sqrt{2}}(\tilde{X} + i\tilde{P}) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}X + i\frac{1}{\sqrt{m\omega\hbar}}P) \tag{1.61}$$

On projette cette équation sur ket x, on obtient:

$$\left\langle x \left| \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}X + i\frac{1}{\sqrt{m\omega\hbar}}P) \right| 0 \right\rangle = 0 \tag{1.62}$$

$$\langle x \mid 0\rangle = \varphi_0(x) \tag{1.63}$$

$$\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}X\varphi_0(x) + \frac{1}{\sqrt{m\omega\hbar}}\frac{d\varphi_0(x)}{\hbar dx} = 0 \tag{1.64}$$

Après normalisation à l'aide de l'intégrale :

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha x^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \tag{1.65}$$

Nous obtenons enfin:

$$\varphi_0(x) = \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{\frac{1}{4}} e^{-\frac{m\omega}{2\hbar}x^2} \tag{1.66}$$

- La fonction d'onde de l'état de plus grand exposant par induction :

On a: $|\varphi_n\rangle = \frac{(a^+)^n}{\sqrt{n!}} |\varphi_0\rangle$ dans la représentation $\{|x\rangle\}$

$$\varphi_n(x) = \frac{1}{\sqrt{n!}} \left(\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} X - \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} \frac{d}{dx}\right)^n |\varphi_0(x)\rangle \tag{1.67}$$

Encore en peut trouver $\varphi_n(x)$ par la relation suivante:

$$\varphi_n(x) = \frac{1}{2^2 n!} H_n \left(\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} X\right) |\varphi_0(x)\rangle \tag{1.68}$$

Où $H_n(z)$ est un polynôme d'Hermite défini par :

$$H_n(z) = (-1)^n e^{z^2} \frac{d^n}{dz^n} e^{-z^2} \tag{1.69}$$

Calcul la valeur moyenne de la position x de la particule dans son état $\{|n\rangle\}$ est donnée par:

$$\bar{x} = \langle n| x |n\rangle = \langle n| \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} (a + a^+) |n\rangle \tag{1.70}$$

$$\bar{x} = \langle n| x |n\rangle = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega}} \left[\langle n| a |n\rangle + \langle n| a^+ |n\rangle\right] = 0 \tag{1.71}$$

1.5 Matrice densité

1.5.1 Définition de l'opérateur densité :

En mécanique quantique, nous savons qu'un système isolé, ou bien un système soumis à des contraintes extérieures fixes, qui ne sont pas affectées par l'évolution du système, est d´écrit par un vecteur d'état.

La matrice densité, ou opérateur densité est une représentation alternative de l'état d'un système quantique pour lequel nous avons précédemment utilisé la fonction d'onde introduite par le mathématicien et physicien John Von Neumann.

Elle permet de résumer en une seule matrice tout l'ensemble possible des états quantiques d'un système physique donné à un instant donné, cette dernière est consistée en un mélange statistique de différents états quantiques.

On considère un espace de Hilbert H, les états quantiques du système sont caractérisés par des fonctions d'ondes $\psi \in H$ (des ket-vecteurs $|\psi\rangle$).

Comme H est muni d'un produit scalaire $\langle . \mid . \rangle$, pour chaque ket-vecteur, il existe un Bra-vecteur, élément du dual de H qu'on note : $\langle \psi |$ une observable, $\hat{f}$ est un opérateur sur H , et sa moyenne dans l'état $|\psi\rangle$ est donné par

$$\left\langle \hat{f} \right\rangle = \left\langle \psi \left| \hat{f} \right| \psi \right\rangle$$

Si on veut introduire une description statistique, on doit considérer un mélange statistique de différents états ψ_i.

Notons par P_i la probabilité de l'état ψ_i alors la moyenne (statistique et quantique de $\hat{f}$ devient:

$$P(t) \equiv |\psi(t)\rangle \langle \psi(t)| \tag{1.72}$$

Alors, qu'allons-nous faire avec la matrice de densité ?

Les opérateurs ou matrices de densité sont des outils qui permettent de décrire toutes ces situations :

Les états purs sont ceux qui sont caractérisés par une seule fonction d'onde.

Les états mixtes font référence à des mélanges statistiques où nous avons des informations incomplètes sur le système et j'ai besoin d'en faire la moyenne statistique pour décrire les observables quantiques.

Un état mixte fait référence à toute situation dans laquelle un système microscopique ou macroscopique est subdivisé en un groupe dans lequel, il n'y a initialement aucune relation de phase entre les éléments du mélange.

Les exemples incluent un ensemble qui est en équilibre thermique et préparé indépendamment [11].

1.5.2 Propriétés de la matrice-densité :

La matrice densité caractérise en générale par les propriétés suivantes :

1-ρ est hermitienne : $\hat{\rho}^+ = \hat{\rho}$

Preuve :

$\hat{\rho}^+ = (\sum_i P_i . |\psi_i\rangle \langle \psi_i|)^+ = \sum_i P_i^* . |\psi_i\rangle \langle \psi_i| = \hat{\rho}$ car P_i est réel.

2- $Tr\hat{\rho} = 1$.

Preuve :

$$Tr\hat{p} = \sum_i P_i Tr\left|\psi_i\right\rangle\left\langle\psi_i\right| = \sum_i P_i = 1 \tag{1.73}$$

3-Toutes les valeurs propres de $\hat{p}$ se trouvent dans $[0;1]$.

Preuve :

$\hat{p}$ est hermitienne donc elle peut être diagonalisée dans une base orthonormée (car H est muni d'un produit scalaire)

$$\hat{p} = \sum_k \lambda_k \left|\phi_k\right\rangle\left\langle\phi_k\right| \tag{1.74}$$

$$\lambda_k = \left\langle\phi_k\right|\hat{p}\left|\phi_k\right\rangle = \left\langle\phi_k\right|\sum_i P_i\left|\phi_k\right\rangle = \sum_i P_i \tag{1.75}$$

$\left|\langle\psi_i \mid \phi_k\rangle\right|^2 \geq 0$

Et $Tr\hat{p} = \sum_k \lambda_k = 1$

$\Longrightarrow \lambda_k \in [0;1]$

Les propriétés $1, 2$ et 3 forment des conditions nécessaires et suffisantes pour définir l'espace de toutes les matrices-densité [19, 20].

Dans ce chapitre nous avons traité les postulats et les lois des mécanique quantique nécessaire pour étudier les propriétés optiques des matériaux.

Chapitre 2

Initiation sur les propriétés optiques des matériaux

Jusqu'à présent, nous avons démontré la nécessité de caractériser un matériau par son indice optique complexe, qui est le seul paramètre intrinsèque du matériau dans ses propriétés optiques.

Lorsque le matériau est sous forme polycristalline ou à plus forte raison granulaire, le problème se complique et les méthodes théoriques, déjà peu précises dans le calcul de la valeur absolue de l'indice du monocristal, se révèlent alors totalement inefficaces [21].

Les mesures des propriétés optiques des métaux sont liées à la résolution d'un certain nombre de problèmes expérimentaux comme la protection contre l'oxydation des métaux liquides, la réactivité entre les métaux et les creusets et la pression de vapeur [22].

Dans ce chapitre nous traitons les propriétés optiques dans un métal.

2.1 Multipuits quantiques :

Considérons la structure résultante d'une succession de couches alternées de semi-conducteur ($SC1$) et de semi-conducteur ($SC2$), il y a une série de puits dans le diagramme d'énergie, comme le montre la figure 2-1 ci-dessous.

Si la couche semi-conductrice $SC1$ est mince ($L_1 \sim 100A^\circ$), les états électroniques dans chaque puits sont quantifiés et présentent une structure de sous-bande d'énergie.

De plus, si la couche de semi-conducteur $SC2$ est relativement épaisse ($L_2 > 200A^\circ$), la probabilité que des électrons traversent la barrière par effet tunnel depuis un autre puit est faible, et les puits sont indépendants entre eux.

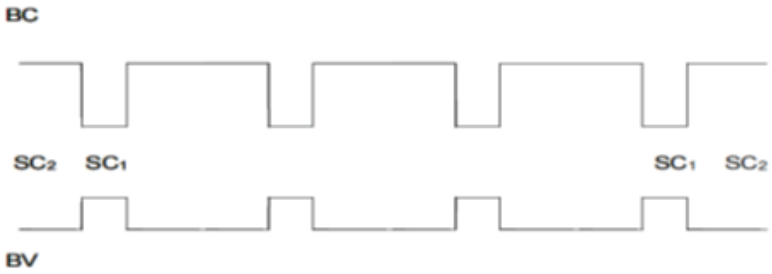


Figure 2-1: Structure à multi puits quantiques de type I.

Dans chaque puits, la structure des sous-bandes d'énergie est similaire à celle d'un seul puits, et le mouvement des électrons dans la structure est bidimensionnel.

Cette série de puits quantiques indépendants est appelée une structure à puits quantiques multiples [23].

2.2 Puits quantiques couplés :

Considérez la structure de type $SC2 - SC1 - SC2 - SC1 - SC2$ comme illustrée dans la figure suivante, La bande de conduction de la couche $SC1$ constitue un puits de potentiel de profondeur ΔEc et de largeur L_1 .

Pour simplifier l'étude, considérons la première sous-bande de conduction.

La Figure 2-2 représente, pour chacun des puits, l'énergie du bas de la première sous-bandes et la fonction d'onde des électrons dans leur mouvement suivant z.

Si l'épaisseur L_2 du semi-conducteur $SC2$ est grande, la fonction d'onde associée à chaque puit décroît exponentiellement à l'extérieur de la structure et s'annule dans la zone d'espace occupée par l'autre puit, alors les deux puits sont indépendants et les états sont doublement dégénérés.

Si l'épaisseur L_2 diminue, alors en $z > z_2$, $\xi_1(z)$ n'est pas nul, et la probabilité d'existence de l'électron associé au puit 1 n'est pas nulle en $z > z_2$, l'inverse des électrons associés au puits 2 est correct, les états électroniques des puits 1 et 2 sont couplés par effet tunnel.

Ces états ne sont plus des états propres du système formé par les deux puits.

L'Hamiltonien des électrons s'écrit :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dz^2} + V^{(1)}(z) + V^{(2)}(z) \tag{2.1}$$

Où $V^{(1)}$ et $V^{(2)}$ la profondeur du premier et deuxième puits respectivement [23].

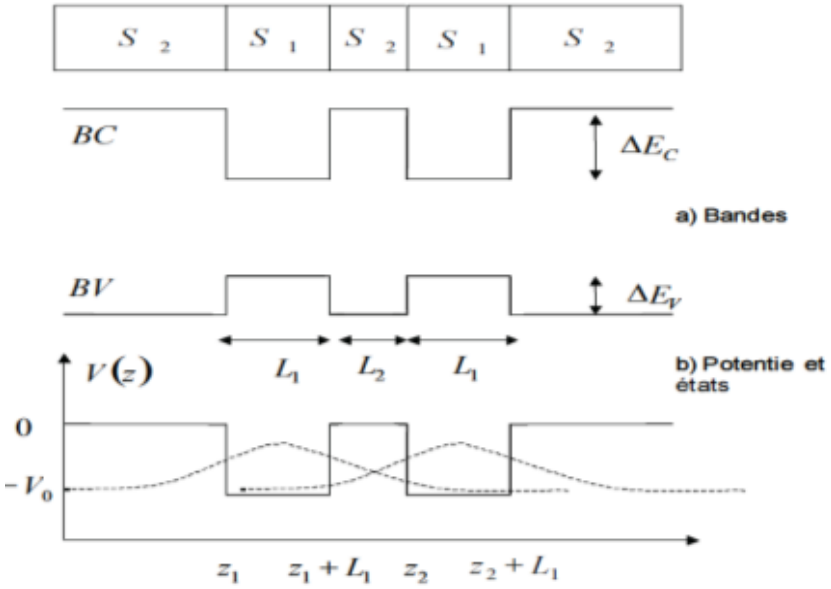


Figure 2-2: Structure à multi puits quantiques couplés. [23]

Avec: a-Bandes d'énergie.

b-Potentiel électrique et états énergétiques.

2.3 Superréseaux :

Un Super-réseau est une structure composée de couches alternées de différents matériaux. Ces couches sont généralement mesurées en nanomètres et les super-réseaux typiques sont très petits.

Ces structures sont utilisées pour créer de nouveaux types de semi-conducteurs avec des propriétés différentes de celles des matériaux qu'ils contiennent, elle permettra aux scientifiques de créer des matériaux aux propriétés très différentes sans changer leur apparence [24].

Ce système de deux puits couplés est à rapprocher de la molécule diatomique, dans laquelle les orbitales moléculaires associées aux combinaisons liantes et anti liantes des orbitales atomiques [23].

Le premier est d'augmenter la résistance du matériau aux effets de cisaillement, le processus de fabrication du super-réseau augmente la résistance au cisaillement bien au-delà de la résistance de tout matériau constitutif.

Cette résistance permet au matériau de maintenir sa structure sous des contraintes plus élevées que les matériaux conventionnels [24].

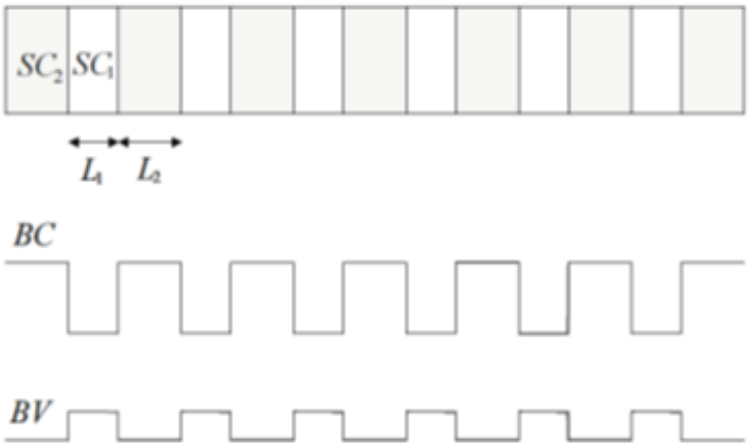


Figure 2-3: Superréseau de type I.

Le Super-réseaux il y a de nombreuses applications en électronique et en optique car on peut ajuster presque les propriétés physiques de ces matériaux [25].

La Figure 2-3 représente une succession de puits quantiques couplés, de largeur L_1 , distant de L_2 , résultant de la juxtaposition de multi couches alternées de semiconducteurs $SC1$ et $SC2$ d'épaisseurs respectives L_1 et L_2,

la maille du superréseau est de largeur $L = L_1 + L_2$.

2.4 La matrice densité :

La matrice de densité est utilisée pour calculer la valeur d'espérance de tout opérateur A du système, moyennée sur les différents états $|\psi_j\rangle$.

Et se présente comme un cadre très puissant et élégant qui intégré ces deux notions dans un description mathématique unique.

Les situations typiques dans lesquelles une matrice de densité est nécessaire sont les suivantes:

-Un système quantique en équilibre thermique.

-L'évolution temporelle hors équilibre qui part d'un état d'équilibre mixte, et l'intrication entre deux sous-systèmes, où chaque système individuel doit être décrit par une matrice de densité même si le système complet peut être dans un état pur [26].

2.4.1 Les états quantiques purs :

Les états purs sont ceux pour lesquels nous pouvons définir précisément leur état quantique à chaque instant, peut être représentés par une fonction d'onde $\boldsymbol{\psi} \in \mathbf{H}$.

Considérons un ensemble d'objets donnés dans les états, si tous les objets sont dans le même état, l'ensemble est représenté par un état pur.

Pour pouvoir faire des déclarations probabilistes, nous devons considérer un ensemble de systèmes préparés de la même manière.

Vous devez considérer [27].

$$|\psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle A \ , \ \ |n\rangle = a_n |n\rangle \tag{2.2}$$

La valeur de l'espérance est alors donnée par :

$$\langle A\rangle_\psi = \sum_n |c_n|^2 a_n = \sum_n \frac{N_n}{N} a_n \tag{2.3}$$

Pour l'état pur $|\psi\rangle$, si l'on choisit une base de telle sorte que $|\psi\rangle$ soit un membre de la base, $\hat{\rho}$ est une matrice dont chaque élément est nul, sauf le seul élément diagonal correspondant à $|\psi\rangle \langle\psi|$ de toute évidence, $\hat{\rho}^2 = \hat{\rho}$ c'est généralement moins évident, où $\hat{\rho}$ ne doit pas nécessairement être diagonal.

Cette affirmation $\hat{\rho}^2 = \hat{\rho}$ est vraie même si elle est convertie dans une nouvelle base [28].

Ce défaut est éliminé en introduisant une matrice de densité.

Les éléments de la matrice densité sont :

$$\rho_{mn}(t) = C_m^*(t) C_n(t) \tag{2.4}$$

En fait la matrice $\rho(t)$ peut s'écrit :

$$\rho(t) = |\psi(t)\rangle \langle\psi(t)| \tag{2.5}$$

Qui est indépendante de la base de décomposition $\rho(t) = |\psi(t)\rangle \langle\psi(t)|$ car sa trace est un opérateur linéaire.

De plus, en utilisant l'équation précédente, nous voyons immédiatement que l'évolution de $\rho(t)$ en tant que la fonction du temps est donnée par :

$$i\hbar \frac{d}{dt}\rho(t) = [H(t), \rho(t)] = H(t)\rho(t) - \rho(t)H(t) \tag{2.6}$$

2.4.2 Les états quantiques mixtes :

Pour des états mixtes, comme le mélange d'états orthogonaux $|\psi_1\rangle$, $|\psi_2\rangle$.

Si on choisit une base contenant deux états, la matrice densité sera diagonale avec seulement deux entrées ω_1 , ω_2. Ces deux nombres doivent être inférieurs à l'unité, le mélange des états non orthogonaux est utilisé pour décrire un ensemble statistique constitué de différentes préparations possibles d'un système [27].

On considère maintenant un système constitué d'un mélange d'états statistiquement distribués à la base $\{|\varphi_i\rangle\}$ la probabilité thermodynamique de ce système P_i d'être en un état $|\varphi_i\rangle$.

En négligeant les interférences quantiques entre les états thermodynamiques, nous définissez la valeur moyenne de A observable comme :

$$\left\langle \bar{A} \right\rangle = \sum_i P_i \left\langle A \right\rangle \tag{2.7}$$

Où un $\langle A \rangle_{\varphi_i}$ est la valeur moyenne de A que l'on peut observer lorsque le système est dans l'état $|\varphi_i\rangle$:

D'après l'équation :

$$\langle A \rangle = Tr(\rho A) \tag{2.8}$$

Cela peut s'écrire :

$$\left\langle \bar{A} \right\rangle = \sum_i P_i Tr(\rho_i A) = Tr(\bar{\rho} A) \tag{2.9}$$

Où ρ est la matrice de densité du système hybride :

$$\bar{\rho} = \sum_i P_i \rho_i = \sum_i P_i \left|\varphi_i\right\rangle \left\langle\varphi_i\right| \tag{2.10}$$

Dans cette dernière nous voyons l'avantage obtenu lors de l'introduction d'une matrice de densité, il est la dépendance linéaire de $\langle A \rangle$ sur la matrice de densité ρ, ce qui permet d'introduire un opérateur de densité ou de moyenne $\bar{\rho}$ puisque chaque matrice densité ρ permet une évolution dans le temps, matrice densité pour un système mixte données par :

$$i\hbar \frac{d}{dt} \bar{\rho} = [H(t), \bar{\rho}(t)] \tag{2.11}$$

Les équations de base de la matrice de densité sont $\left\langle \bar{A} \right\rangle$ et $i\hbar$ dans la matrice de la

densité elle-même, on peut distinguer deux composantes conceptuelles [11].

Eléments diagonaux :

Les termes diagonaux peuvent être représentés dans la base d'état stationnaire :

$$\bar{\rho}_{kk} = \sum_i P_i \left| c_k^i \right|^2 \tag{2.12}$$

Avec c_k^i est le composant $|\varphi_i\rangle$ dans la base $|\psi_k\rangle$.

Une explication physique directe termes diagonaux, où ils représentent la probabilité de trouver le système dans l'état stationnaire $|\psi_k\rangle$.

Ainsi ρ_{kk} représente la population de l'état $|\psi_k\rangle$.

On en déduit que les éléments diagonaux de la matrice-densité sont invariants au cours du temps, si la matrice densité est diagonale dans cette base, elle reste invariante au cours du temps.

Eléments non diagonaux :

La signification de ces termes est un peu plus difficile à comprendre.

Elles sont parfois appelées les éléments de cohérence ils et représente le comportement d'un système quantique.

Ces éléments oscillent avec une fréquence

$$\omega_{ij} = \frac{E_i - E_j}{\hbar} \tag{2.13}$$

2.4.3 Équation de matrice de densité :

On considère des puits quantiques asymétriques en présence de rayonnement optique fréquence angulaire ω polariser selon la direction du puits z .

Boîtier de polarisation introduira arbitrairement un facteur de $\cos\theta$ supplémentaire dans les éléments de la matrice, ou l'angle entre l'axe z et la direction de polarisation [29].

Pour les transitions inter-sous-bandes, la matrice de densité à un électron pour ce système, H_0 est l'hamiltonien non perturbé de ce système d'énergie potentielle asymétrique, M est l'opérateur dipolaire, $E(t)$ est l'intensité du champ électrique du rayonnement optique de fréquence ω .

Puisque nous considérons des systèmes à puits quantiques asymétriques, les opérateurs dipolaires peuvent avoir des éléments diagonaux non galvanisés, qui sont différents un système

symétrique avec uniquement des éléments hors diagonale.

L'équation matricielle et la densité électronique unique pour la relaxation dans la bande devient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar}\left[H_0 - ME(t), \rho\right] - \frac{1}{2}\left[\Gamma(\rho - \rho^{(0)}) + (\rho - \rho^{(0)})\Gamma\right] \tag{2.14}$$

Où $[H_0 - ME(t), \rho]$ est le commutateur mécanique quantique, $\hbar$ est la constante de Planck divisée par 2π, $\rho^{(0)}$ est la matrice de densité non perturbée, et r est l'opérateur phénoménologique.

L'intéractions de phonons électroniques, causes de dommages causés par des collisions entre électronique r.

Supposons que Γ est une matrice diagonale et que son élément γ_{mm} est l'inverse du temps de relaxation pour l'état $|m\rangle$.

Pour faciliter les calculs, nous limiterons notre attention aux systèmes à deux niveaux uniquement. nous avons introduit deux notations abrégées $|a\rangle$ et $|b\rangle$, telles que :

$$|a\rangle = \left|1, \vec{K_t}\right\rangle et\, |b\rangle = \left|2, \vec{K_{t'}}\right\rangle \tag{2.15}$$

Où $\vec{K_t}$ et $\vec{K_{t'}}$ sont les vecteurs d'onde de l'électron dans le plan xy, et 1 et 2 désignent les composants z quantifiées en taille de l'impulsion pour les états initial et final, respectivement.

H_0 est diagonale en $|a\rangle$ et $|b\rangle$ avec les énergies E_a et E_b, respectivement [30, 31].

Les éléments diagonaux de l'opérateur Γ sont :

$$\langle b|\,\Gamma\,|b\rangle = \frac{1}{\tau_b} et\, \langle a|\,\Gamma\,|a\rangle = \frac{1}{\tau_a} \tag{2.16}$$

Avec τ_a et τ_b sont les temps de relaxation pour les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$, respectivement.

Nous résolvons l'équation 1 de manière perturbative en développant ρ en puissance de n comme :

$$\rho = \sum_n \rho^{(n)} \tag{2.17}$$

2.5 Introduction à l'optique non linéaire

Les propriétés optiques d'un matériau sont liées à la structure électronique de celui-ci dans la mesure où elles mettent en jeu des transitions entre différents états électroniques.

2.5.1 Optique linéaire :

Considérons un porteur de charge dans un milieu matériel soumises à un champ électrique oscillant de type $\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 exp(i\omega t)$, ces charges subissent des collisions aléatoires avec d'autres particules avec une probabilité par unité de temps appelée taux de collision Γ homogène à l'inverse du temps.

Avec Γ : est une constante d'amortissement caractéristique l'ensemble des processus de collision, est donnée par $\Gamma = \frac{e}{m^*\mu}$.

Où μ : la mobilité des charges ($\nu = \mu E$).

L'oscillation du champ provoque l'oscillation des électrons autour d'une position moyenne.

Soit $\vec{r}$: leur déplacement par rapport à cette position.

L'équation du mouvement pour chaque électron libre de charge e est obtenue à partir du principe fondamental de la dynamique .

On écrit le principe fondamental de la dynamique :

$$m^* = \frac{d^2r}{dt^2} + m^*\Gamma\frac{d\vec{r}}{dt} = -e\vec{E} \tag{2.18}$$

La solution de cette équation différentielle est :

$$\vec{r} = \frac{e\vec{E}}{m^*(\omega^2 + i\omega\Gamma)} \tag{2.19}$$

Le déplacement de la charge induit un moment dipolaire $\vec{p} = -e\vec{r}$.

Par conséquent, le déplacement du gaz d'électrons de concentration n correspond à la polarisation macroscopique:

$$\vec{p}(\omega) = n\vec{p} = -ne\vec{r} = \frac{-ne^2\vec{E}}{m^*\omega(\omega + i\Gamma)} \tag{2.20}$$

Où n est le nombre d'électrons libres par unité de volume.

La fonction d'électrique prend donc la forme, d'après les équations $P = \varepsilon_0\chi E$ et $\varepsilon = 1+\chi$

Qui donne :

$$\chi = \frac{-ne^2}{m^*\varepsilon_0\omega(\omega + i\Gamma)} \tag{2.21}$$

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)} \tag{2.22}$$

Où $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m^*\varepsilon_0}}$ est la pulsation de plasma du solide massif.

Les parties réelle et imaginaire de $\varepsilon(\omega)$ s'écrivent alors :

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} \tag{2.23}$$

$$\varepsilon_2(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \tag{2.24}$$

Dans le cas où $\omega \gg \Gamma$, ce qui est vrai dans la gamme des fréquences optiques (domaine proche Ultra-violet jusqu'au proche Infrarouge), ces expressions se réduisent à :

$$\varepsilon_1(\omega) \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{2.25}$$

$$\varepsilon_2(\omega) \approx \frac{\omega_p^2}{\omega^3}\Gamma \tag{2.26}$$

La partie imaginaire ε_2 traduisant les pertes (l'absorption) dans le matériau [32].

2.5.2 Optique non linéaire :

L'optique non linéaire est l'ensemble des phénomènes qui résultent de la non-linéarité de la réponse d'un milieu matériel à l'action d'une onde électromagnétique du domaine optique.

La plupart des effets de l'optique non linéaire étaient expliqués théoriquement.

L'optique non linéaire étudie la réponse non linéaire de certains milieux aux champs électriques ou magnétiques, dont au moins un est dans la gamme de fréquences optique forte.

Le développement de l'ONL est lié à l'invention du Laser, ce phénomène a été découvert après la découverte du Laser rubis en 1961 par Franken et call, il concerne les phénomènes liés à la modification des propriétés optiques d'un matériau soumis à un rayonnement de forte intensité [33].

Réponse non linéaire de matériaux soumis à une onde plane:

Sous l'action d'un champ électrique, un moment dipolaire électrique est généré [32].

La réponse linéaire d'un milieu diélectrique isotrope sous l'action d'un champ électrique faible $\vec{P}$ s'écrit :

$$P = \varepsilon_0 \chi E \tag{2.27}$$

Si le champ incident est fort, le dipôle ne croît plus linéairement avec le champ application. La réponse du système à un champ lumineux appliqué dépend de la non-linéarité intensité du champ électrique.

Par exemple, l'intensité de la lumière produite à la fréquence double le carré de l'intensité du laser incident.

Polarisation P intermédiaire après ça :

$$P = \varepsilon_0\chi^{(1)}E + \varepsilon_0\chi^{(2)}E^2 + \varepsilon_0\chi^{(3)}E^3 + \varepsilon_0\chi^{(4)}E^4... = P_L + P_{NL} \tag{2.28}$$

Où $P = \varepsilon_0\chi^{(1)}E$ est la polarisation linéaire classique de la susceptibilité magnétique linéaire $\chi^{(1)}$,est une polarisation P_{NL} non linéaire impliquant une susceptibilité optique non linéaire $\chi^{(n)}$ d'ordre n.

Soit $P^{(2)} = \varepsilon_0\chi^{(2)}E^2$ la polarisation non linéaire du second ordre et la polarisation non linéaire $P^{(3)} = \varepsilon_0\chi^{(3)}E^3$ du troisième ordre, que nous verrons après le processus physique par $P^{(2)}$ et $P^{(3)}$ sont de nature distinctes ε et on écrit le vecteur déplacement électrique D sous la forme $D = \varepsilon_0 E + P$.

$\chi^{(1)}$ est une grandeur sans dimension, l'électricité est représentée par $\chi^{(2)}$, on prouve aussi que $\chi^{(3)}$ est l'inverse du carré du champ électrique.

On introduit la constante diélectrique du milieu :

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 E + P_L + P_{NL} = \varepsilon_0(1 + \chi^{(1)})E + P_{NL} = \varepsilon_0\varepsilon E + P_{NL} \tag{2.29}$$

On va passer de citer brièvement les principales interactions non linéaires [32].

Optique non-linéaire du second ordre :

À de telles intensités, la matière peut générer des processus non linéaires qui proviennent de nouvelles sources de polarisation électrique.

Ces sources de polarisation non linéaires sont à la base de processus tels que la génération de deuxième harmonique (SHG), la génération de somme de fréquences (SFG ou DFG), qui sont tous des phénomènes de second ordre, c'est-à-dire qu'ils proviennent de matériaux non linéaires de second ordre.

Cette partie est consacrée à l'étude des propriétés optiques non linéaires du deuxième et troisième ordre du composé organique étudier [34].

Superposez maintenant deux Lasers de pulsation ω_1 et ω_2, dans un cristal non linéaire. Ecrire le champ total sous la forme simplifiée :

$$E(t) = E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t) \tag{2.30}$$

Nous pouvons écrire la polarisation comme une somme de fréquences positives ou nulles.

$$P^{(2)}(t) = \sum_{\alpha} P(\omega_\alpha) \cos(\omega_\alpha t) \tag{2.31}$$

Une expression avec les cinq composantes de Fourier suivantes :

$$P(2\omega_1) = \left(\frac{\varepsilon_0}{2}\right) \chi^{(2)}(2\omega_1) E_1^2 et P(2\omega_2) = \left(\frac{\varepsilon_0}{2}\right) \chi^{(2)}(2\omega_2) E_2^2 \tag{2.32}$$

Génération du Second Harmonique SHG en anglais (doublage de fréquence).

$$P(\omega_1 + \omega_2) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) E_1 E_2 \tag{2.33}$$

Génération de la Somme de Fréquences SFG en anglais (sum frequency generation).

$$P(\omega_1 - \omega_2) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_1 - \omega_2) E_1 E_2 \tag{2.34}$$

Génération de la Différence de Fréquences DFG en anglais (defference frequency generation).

$$P(0) = \left(\frac{\varepsilon_0}{2}\right) \chi^{(2)}(0) (E_1^2 + E_2^2) \tag{2.35}$$

(Rectification Optique OR).

Equation d'onde dans un milieu non linéaire :

Peut-être écrit de telle sorte que la polarisation non linéaire se produise explicitement dans deuxième membre [32].

$$\nabla^2 E - \mu_0 \varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 = \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \tag{2.36}$$

2.6 L'absorption optique

L'absorption optique est l'absorption d'un photon par les propriétes électriques des semiconducteurs intrasse (les semi conducteurs totalement pure).

Il désigne un processus physique par lequel l'énergie électromagnétique est transformée en une autre forme d'énergie [35].

L'ensemble des effets intrinsèques correspondant aux processus d'interaction lumière-matière inclus dans la fonction diélectrique notée $\varepsilon(\omega)$.

Dans le cas de matériaux isotropes, la réponse optique est décrite par les grandeurs suivantes :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega) \tag{2.37}$$

$\varepsilon(\omega)$ est généralement une grandeur complexe scalaire, dépendant de la pulsation du champ.

Si le milieu présente une anisotropie, cette grandeur se présente sous la forme d'un tenseur, qui est généralement pratique pour décrire les réponses optiques de manière équivalente à partir d'exponentielles complexes l'indice de réfraction de la phase de l'onde et $\tilde{n} = n + ik$ tel que n désigne l'indice de réfraction décrivant la vitesse de phase de l'onde et k spécifie l'indice d'extinction qui décrit l'absorption de l'onde sa propagation dans le matériau.

Le champ électrique associé à l'onde plane qui se propage avec une fréquence ω, dans le matériau, selon une direction (ox), est solution de l'équation d'onde suivante [32]:

$$\nabla^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon\vec{E} = \vec{0} \tag{2.38}$$

C'est la vitesse de la lumière dans le vide.

La solution de l'équation est sous la forme :

$$\vec{E}(x,t) = \vec{E}_0 \exp\left[i\left(\frac{\tilde{n}\omega}{c}x - \omega t\right)\right] \tag{2.39}$$

Nous réécrivons le champ comme suit :

$$\vec{E}(x,t) = \vec{E}_0 \exp\left(-\frac{\omega k}{c}x\right)\left[i\left(\frac{\tilde{n}\omega}{c}x - \omega t\right)\right] \tag{2.40}$$

Conversion plus facile des indices complexes $\tilde{n} = n + ik$ avec des fonctions diélectriques $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$.

Ces deux indices sont liés aux parties réelles et imaginaires de la fonction.

La fonction diélectrique relative passe par la relation $\tilde{n} = \sqrt{\varepsilon}$ c'est-à-dire :

$$n = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1}{2}} \tag{2.41}$$

$$k = \sqrt{\frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \varepsilon_1}{2}} \tag{2.42}$$

Les parties réelles et imaginaires de la fonction diélectrique sont déterminées par la relation :

$$\varepsilon_1 = n^2 - k^2 \tag{2.43}$$

$$\varepsilon_2 = 2nk \tag{2.44}$$

Rappelons qu'une certaines quantités physiques explicites peuvent être exprimées en fonction de l'indice complexe $\tilde{n}$ ou en fonction ε.

Parmi ces grandeurs, on cite la réflectivité, qui est définie pour une incidence normale dans le vide :

$$R = \frac{(n-1)^2 + k}{(n+1)^2 + k} \tag{2.45}$$

Soit le module du champ électrique dans le matériau :

$$\left|\vec{E}(x,t)\right|^2 = \left|\vec{E}_0\right|^2 \exp\left(-\frac{2\omega k}{c}x\right) \tag{2.46}$$

L'intensité du champ incident connu est définie comme $I_0 = \left|\vec{E}_0\right|^2$ et l'intensité du champ dans le matériau est $I = \left|\vec{E}(x,t)\right|^2$ on retrouve alors la loi de Beer-Lambert :

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \tag{2.47}$$

Le coefficient d'atténuation lié à la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe est :

$$\alpha = 2\frac{\omega}{c}k(\omega) \tag{2.48}$$

La partie imaginaire ε_2 à la fréquence ω est proportionnelle à la somme de toutes les transitions permises entre états occupés et états vides séparés en énergie par $\hbar\omega$.

$$\varepsilon_2(\omega) = \left(\frac{4\pi^2 e^2}{m^2\omega^2}\right) \sum\nolimits_{i,j} \int |\langle i|\, M\, |j\rangle|^2 \, f_i(1-f_i)\delta(E_f - E_i - \hbar\omega)d^3k \tag{2.49}$$

Avec :

Les $\langle i|\, M\, |j\rangle$ représentent les composantes de la matrice du moment dipolaire, i et j sont les états initial et final respectivement, f_i est la fonction de distribution de Fermi du $i^{ème}$ état et E_i est l'énergie de l'électron du $i^{ème}$ état.

Le produit $|\langle i|\, M\, |j\rangle|^2 f_i(1-f_i) = P_{vc}$ est l'élément de matrice représentant la probabilité de transition entre les états i et les états j.

La conservation de l'énergie au cours des transitions est représentée par la fonction de Dirac $\delta(E_f - E_i - \hbar\omega)$.

En optique, la transmittance d'un matériau, notée $T = \frac{I}{I_0}$ la fraction de l'intensité lumineuse le traversant.

La transmittance est liée à l'absorbance A par la relation $T = 10^{-A}$.

L'absorbance est la grandeur $A = -\log_{10}(T)$ [32].

Dans ce chapitre, nous avons étudié théoriquement les expressions analytiques des propriétés optiques linéaire et non linéaire à partir de la résolution de l'équation de Schrödinger par la méthode numérique shooting avec l'utilisation de la matrice densité et l'absorption.

Chapitre 3

Résultats et discussion

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous étudierons numériquement l'influence de champ de Laser intense sur les propriétés optiques d'une structure à puits quantique à base d'$AlGaAs/GaAs$.

Nous avons utilisé la méthode de shooting pour calculer les niveaux énergétiques et leur fonction d'onde dans le système, et nous avons déjà expliqué en détail dans le chapitre précédent comment résoudre l'équation de Shrodinger par la méthode de tir (shooting).

3.2 Coefficients de génération de troisième harmonique, coefficients d'absorption optique et variations de l'indice de réfraction :

Nous supposons que le système est excité par un champ électromagnétique pour déduire les coefficients de génération de troisième harmonique, les coefficients d'absorption optique et les changements d'indice de réfraction qui peut être exprimé en fonction de:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t) = \tilde{E} \exp(-i\omega t) + E \exp(i\omega t) \tag{3.1}$$

L'évolution de l'opérateur de la matrice de densité obéit à l'équation de Schrödinger dépendante du temps suivante :

$$\frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} \left[H_0 - ezE(t), \rho \right] - \Gamma_{ij} (\rho - \rho^{(0)})_{ij} \tag{3.2}$$

Avec :

$\rho^{(0)}$: est l'opérateur de la matrice de densité non perturbée.

H_0 : est l'Hamiltonien du système sans l'effet de $E(t)$.

Γ_{ij} : est le taux de relaxation phénoménologique.

On choisit que $\Gamma_{ij} = 0 = \frac{1}{T_0}$ pour : $i \neq j$.

En utilisant la méthode itérative

$$\rho(t) = \sum_n \rho^{(n)}(t) \tag{3.3}$$

Avec :

$$\frac{\partial \rho_{ij}^{(n+1)}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar}\left\{\left[H_0, \rho^{(n+1)}\right]_{ij} - \Gamma_{ij}\rho_{ij}^{(n+1)}\right\} - \frac{1}{i\hbar}\left[ez, \rho^{(n)}\right]_{ij} E(t) \tag{3.4}$$

La polarisation électrique peut être développée comme suit :

$$\begin{aligned} P(t) &= \varepsilon_0\chi_\omega^{(1)}\tilde{E}e^{-i\omega t} + \varepsilon_0\chi_0^{(2)}\left|\tilde{E}\right|^2 + \varepsilon_0\chi_{2\omega}^{(2)}\tilde{E}^2e^{-2i\omega t} + \varepsilon_0\chi_\omega^{(3)}\left|\tilde{E}\right|^2\tilde{E}e^{-i\omega t} \\ &\quad + \varepsilon_0\chi_{3\omega}^{(3)}\tilde{E}^3e^{-3i\omega t} + c.c \end{aligned} \tag{3.5}$$

Où ε_0 est la permittivité du vide, $\chi_\omega^{(1)}$, $\chi_{2\omega}^{(2)}$, $\chi_0^{(2)}$, $\chi_{3\omega}^{(3)}$ et $\chi_\omega^{(3)}$ sont respectivement la génération linéaire, la génération de second harmonique, la rectification optique, la génération de troisième harmonique et la susceptibilité de troisième ordre.

La polarisation électrique d'ordre n est donnée par:

$$P^{(n)}(t) = \frac{1}{V}Tr(\rho^{(n)}ez) \tag{3.6}$$

V : est le volume d'interaction

Tr : est le symbole de trace d'une matrice.

Les coefficients THG peuvent être exprimés comme suit :

$$\chi_{3\omega}^{(3)} = \frac{e^4\sigma_v}{\varepsilon_0\hbar^3}\frac{z_{01} + z_{12} + z_{23} + z_{30}}{(\omega - \omega_{10} + i\Gamma_{10})(2\omega - \omega_{20} + i\Gamma_{20})(3\omega - \omega_{30} + i\Gamma_{30})} \tag{3.7}$$

Avec la même approche de matrice de densité compacte et la procédure itérative, les susceptibilités linéaire et non linéaire du troisième ordre sont données comme suit :

$$\varepsilon_0\chi^{(1)}(\omega) = \frac{\sigma_v\left|z_{21}\right|^2}{E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_0} \tag{3.8}$$

Avec :

$$\varepsilon_0\chi^{(3)}(\omega) = \frac{\sigma_v |z_{21}|^2 |E|^2}{E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_0} \left[\frac{4|z_{21}|^2}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma)^2} - \frac{(z_{22} - z_{11})^2}{(E_{21} - i\hbar\Gamma_0)(E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_0)}\right] \tag{3.9}$$

Les coefficients d'absorption optique et les changements d'indice de réfraction sont donnés par :

$$\alpha(\omega) = \omega\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_R}} im(\varepsilon_0\chi(\omega)) \tag{3.10}$$

et $$\frac{\Delta n(\omega)}{n_r} = \mathrm{Re}(\frac{\chi(\omega)}{2n_r^2})$$

On peut obtenir les coefficients d'absorption optique linéaire et de troisième ordre d'après les équations précédentes.

Pour les coefficients d'absorption optique linéaire

$$\alpha^{(1)}(\omega) = \omega\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_R}} \frac{\sigma_v |z_{21}|^2 \hbar\Gamma_0}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2} \tag{3.11}$$

Et pour les coefficients d'absorption optique non linéaire du troisième ordre :

$$\alpha^{(3)}(\omega, I) = -\omega\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_R}}(\frac{I}{2\varepsilon_0 n_r c}) \frac{\sigma_v |z_{21}|^2 \hbar\Gamma_0}{\left[(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2\right]^2} \times \left\{4|z_{21}|^2 - \frac{|z_{22} - z_{11}|^2 [3E_{21}^2 - 4E_{21}\hbar\omega + \hbar^2(\omega^2 - \Gamma_0^2)]}{E_{21}^2 + (\hbar\Gamma_0)^2}\right\} \tag{3.12}$$

Donc, les coefficients d'absorption optique totale peuvent être exprimés comme suit :

$$\alpha(\omega, I) = \alpha^{(1)}(\omega) + \alpha^{(3)}(\omega, I) \tag{3.13}$$

Les changements d'indice de réfraction linéaire et non linéaire du troisième ordre du système peuvent être écrits comme :

$$\frac{\Delta n^1(\omega)}{n_r} = \frac{\sigma_v |z_{21}|^2}{2\varepsilon_0 n_r^2} \frac{E_{21} - \hbar\omega}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2} \tag{3.14}$$

$$\frac{\Delta n^3(\omega,I)}{n_r} = -\frac{\sigma_v |z_{21}|^2}{4\varepsilon_0 n_r^3}\frac{\mu c I}{\left[(E_{21}-\hbar\omega)^2+(\hbar\Gamma_0)^2\right]^2}4(E_{21}-\hbar\omega)|z_{21}|^2$$

$$-\frac{\sigma_v |z_{21}|^2}{4\varepsilon_0 n_r^3}\frac{\mu c I}{\left[(E_{21}-\hbar\omega)^2+(\hbar\Gamma_0)^2\right]^2}\frac{(z_{22}-z_{11})^2}{(E_{21})^2+(\hbar\Gamma_0)^2}\times \tag{3.15}$$

$$\left\{(\hbar\Gamma_0)^2(2E_{21}-\hbar\omega)-(E_{21}-\hbar\omega)\times\left[E_{21}(E_{21}-\hbar\omega)-(\hbar\Gamma_0)^2\right]\right\} \tag{3.16}$$

On peut écrire les changements totaux de l'indice de réfraction comme suit :

$$\frac{\Delta n(\omega,I)}{n_r} = \frac{\Delta n^1(\omega)}{n_r} + \frac{\Delta n^3(\omega,I)}{n_r} \tag{3.17}$$

Avec

σ_v: est la densité électronique dans le système

n_r : est l'indice de réfraction

μ : est la perméabilité

ε_R : est la partie réelle de la permittivité.

$I = 2\varepsilon_0 n_r c\left|\tilde{E}\right|^2$: est l'intensité lumineuse incidente.

z_{ij}: les éléments de la matrice éléments et sont déterminés par la relation $z_{ij} = \langle\psi_i| z |\psi_i\rangle$ avec $(i,j = 1,2,3,4)$.

E_{ij} : sont les énergies de transitions et sont déterminé par la relation :

$E_{ij} = \hbar\omega_{ij} = E_i - E_j$, avec : $(i,j = 1,2,3,4)$.

3.3 L'effet de Laser intense sur le puit quantique

En présence de l'effet de champ Laser intense en anglais (Intense Laser Field : ILF), le potentiel quantique se transforme en une autre forme appelée le potentiel de Laser-dressé et donnée par :

$$V(z,\alpha_0) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} V(z+\alpha_0\sin\theta)d\theta \tag{3.18}$$

Où, $\alpha_0 = \frac{eA_0}{(m(0)\Omega)}$ est connu comme le paramètre d'habillage Laser ou ILF.

A_0 et Ω sont la magnitude du potentiel vectoriel et la fréquence angulaire de l'ILF non résonant, respectivement.

Haute fréquence de l'ILF est donnée par $\hbar\Omega \gg E(\alpha_0)$, c'est l'approximation d'ordre le plus bas, et il n'y a pas d'autre solution, et il n'y a aucune autre limitation sur α_0 en dehors

de cette condition, où $E(\alpha_0)$ est l'énergie d'excitation moyenne.

Les détails des équations données ci-dessus pour les potentiels habillés et de l'approche non perturbative basée sur la transformation de Kramers-Hehneberger pour décrire le comportement atomique dans les hautes fréquences peuvent être trouvés dans les réfs [36].

De même façon, l'analyse de la masse effective découverte que :

$$m(z,\alpha_0) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} m(z+\alpha_0 \sin\theta)d\theta \tag{3.19}$$

Dans la case QDS avec potentiel de confinement et dans le cadre de l'approximation effective de la masse.

3.4 Calcul de l'absorption optique

Dans cette section , on considère une structure quantique de combinaison d'un puit triangulaire et parabolique à base de $AlGaAs/GaAs$ (voir figure 3-1), est caractérisée par les paramètres physiques suivant :

3.5 Résultats et discutions :

Dans cette partie, nous présentons nos résultats numériques pour les effets de Laser intense sur les propriétés optiques d'une structure à puits quantiques à base de $AlGaAs/GaAs$.

Les paramètres numériques utilisé dans cette étude sont :

La hauteur de barrière V_0 qui t'égale à $V_0 = 225.280\ mev$.

Les dimensions de la structure sont $L_{\omega 1} = 100A^\circ$, $L_{b1} = 60A^\circ$, $L_{\omega 2} = 100A^\circ$, $L_{b2} = 60A^\circ$ et $L_{b3} = 60A^\circ$.

Ce puit quantique a une intensité lumineuse qui égale $I = 0.3\frac{MW}{cm^2}$, et une masse effective d'électron du matériau GaAs $m_{(GaAs)} = 0.067m_0$, et d'électron du matériau AlGaAs $m_{(AlGaAs)} = 0.067 + 0.083x = 0.1002m_0$ (m_0 est la masse d'électron libre), et une densité totale des porteurs $\sigma_v = 3.10^{22}cm^{-3}$.

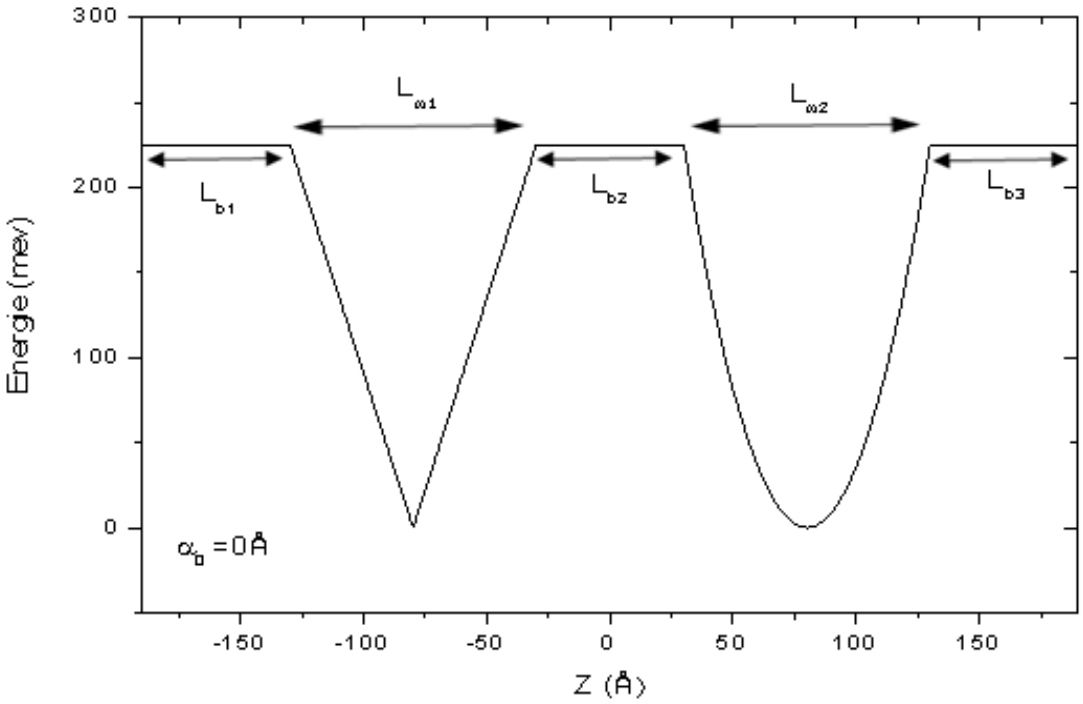


Figure 3-1: Le diagramme énergétique de la structure à puits quantique en absence de Laser intense.

La figure 3-1 représente le diagramme énergétique de la structure à puits quantique en absence de Laser intense, elle montre la variation de l'énergie potentielle en fonction de la position en direction z.

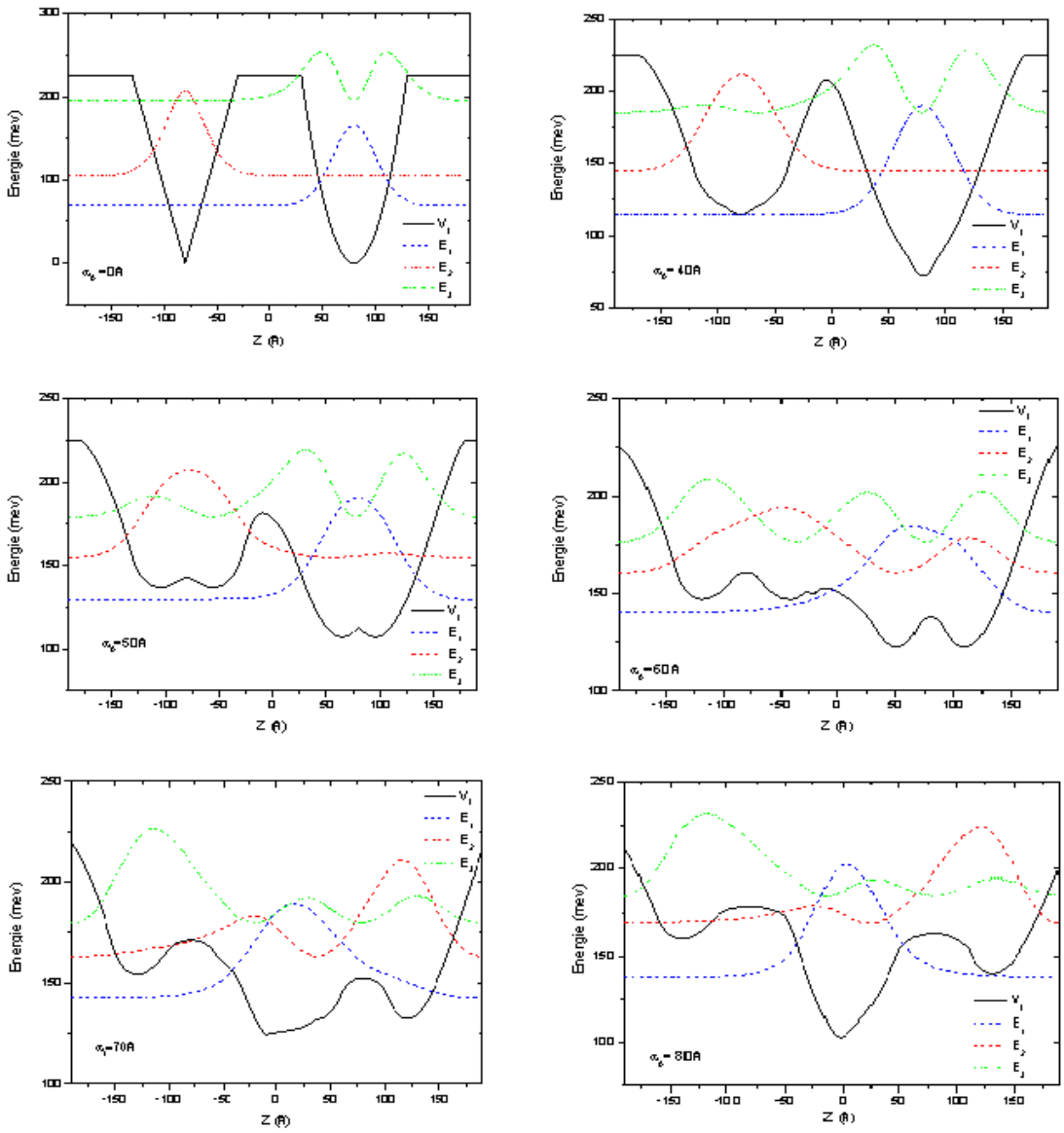


Figure 3-2: La variation de potentiel de confinement et les énergies des trois premiers niveaux et leur correspondantes fonctiones d'onde pour déférentes valeurs de α_0.

Dans la figure 3-2, on représente la variation du potentiel de confinement de la structure avec les énergies de confinements des trois premiers états de confinement (état fondamental, premier et deuxième états excités) et leurs densités de distributions de probabilité en fonction de la direction z pour déférentes valeurs de paramètre de redressement $\alpha_0 = (0, 40, 50, 60, 70, 80(\text{Å}))$.

À partir de cette figure, on observe clairement que pour chaque valeur de α_0 la distribution de la probabilité de l'état fondamental a un seul maximum localisé dans le deuxième puit, en tant que la densité de distribution de la probabilité de premier et deuxième états excités leurs comportements varies suivant chaque valeur de α_0 .

Ainsi , on peut observer que le degré de déformation de potentiel de confinement V_i de la structure dépend du paramètre de redressement α_0, où lorsque on augmente le paramètre α_0 conduit à un potentiel plus déformable [37].

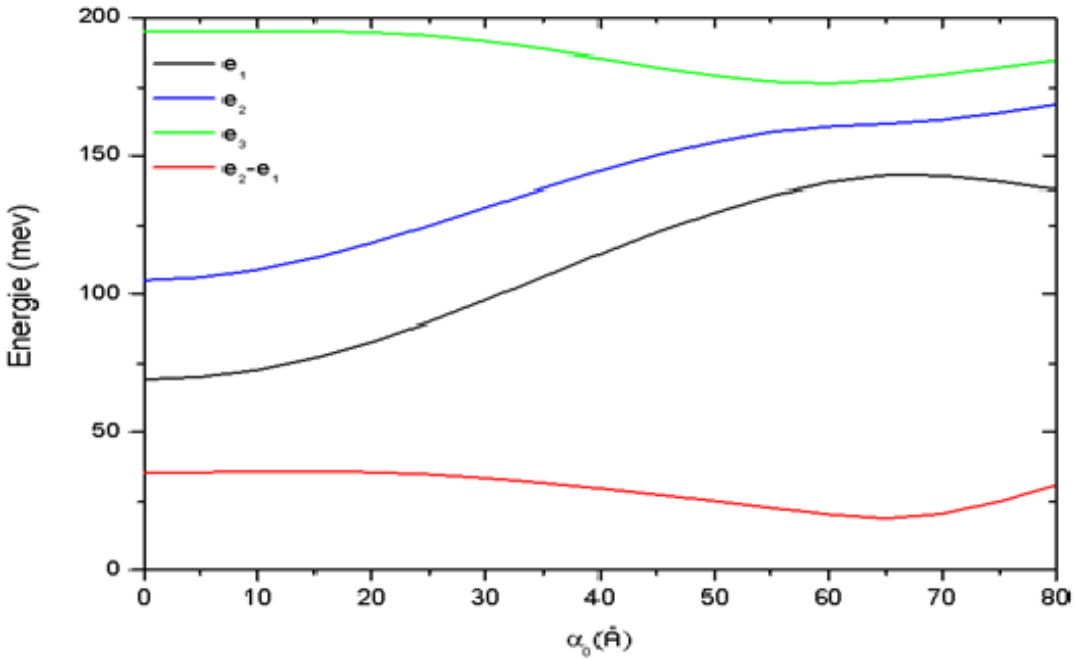


Figure 3-3: La variation de l'énergie de séparation $(e_1, e_2, e_3, e_2 - e_1)$ en fonction de paramètre α_0.

Dans la figure 3-3, on représente la variation des trois premiers états de confinements (e_1, e_2, e_3) et les énergies de séparation entre le premier état excité et l'état fondamentale $e_2 - e_1$ on fonction du paramètre de redressement α_0. D'après la figure, on observe clairement que l'augmentation du paramètre α_0 conduit à l'incrémentation des énergies des états de confinement, tandis que l'énergie de séparation presque reste constant sauf au voisinage de la valeur de $\alpha_0 = 65$Å [34].

On remarque un petit décalage vers le bas .

Dans ce graphe, nous pouvons constater que e_3, et $e_2 - e_1$ diminue avec l'augmentation de paramètre α_0 et e_1, e_2 augmentés parallèlement avec l'incrémentation de α_0 .

Ce phénomène $(e_2 - e_1)$ provient du fait que le confinement du potentiel devient faible avec l'augmentation de α_0.

La raison physique de cette caractéristique est que l'effet de confinement quantique conduit à la séparation des valeurs propres d'énergie et plus le potentiel de confinement est fort, plus l'intervalle d'énergie est grand.

Nos résultats numériques révèlent que l'ILF crée un confinement géométrique supplémentaire sur les états électroniques dans le DQW [38].

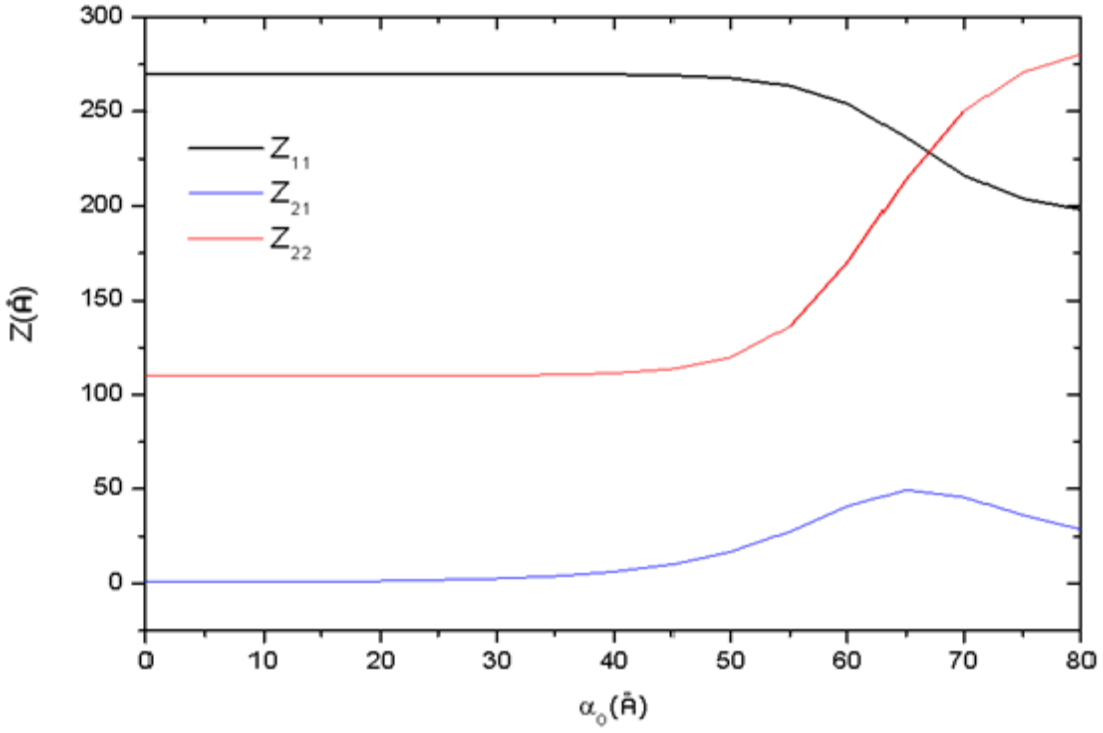


Figure 3-4: L'allure des éléments de matrice dipolaire (z_{11}, z_{21}, z_{22})en fonction de paramétre α_0.

Dans la figure 3-4, on présente les résultats de l'élément de matrice dipolaire (z_{11}, z_{21}, z_{22}) en fonction de paramètre α_0, en physique l'éléments de matrice dipolaire représente le chevauchement entre les fonctions d'ondes des niveaux énergétiques considéré.

À partir de cette figure, on remarque que l'allure des éléments de matrice dipolaire (z_{11}, z_{21}, z_{22}) restent presque constant quand le paramètre de redressement α_0 inférieur à 50Å, puis pour les autres valeurs de paramètre α_0 on remarque que z_{11} diminue par contre z_{22} augmente.

D'autre part, z_{21} son comportement non monotone.

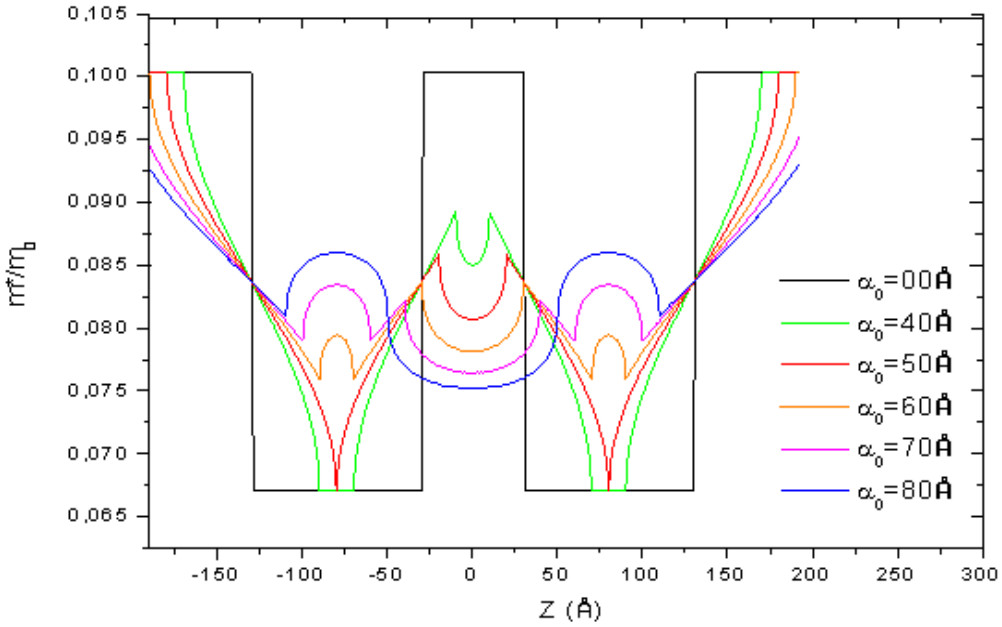


Figure 3-5: La distribution de la masse effective on fonction de la position z, pour déférente valeurs de paramètre α_0 .

Dans la figure 3-5, on représente la distribution spatiale de la masse effective dans la structure en absence et en présence d'effet de Laser intense.

La masse effective comme indiqué sur la figure 3-5 peut être simulée, si nous voulons considérer une structure où la valeur de α_0 augmente de zéro à une certaine valeur spécifique (α_0 max), alors la variation ininterrompue de la masse effective en fonction de la distance du centre de QW ($M(z)$) peut être déterminée par la relation $M(z) = m^*/m_0$.

Après l'activation d'un champ laser non résonnant fort ($\alpha_0 \neq 0$), pour cinq différentes valeurs de α_0, on observe visiblement sur cette figure une réduction de la masse effective se produit au centre du QW et maximale aux bornes de la structure.

Ce comportement de la distribution de la masse effective expliqué par :

Lorsqu'un champ laser intense est appliqué, une perturbation symétrique se produit dans la distribution spatiale de la masse effective autour du centre de la structure, où cette nouvelle distribution de la masse effective est fortement dépondante du paramètre de redressement α_0.

On peut affirmer que l'effet de combinaison des paramètres α_0 et la position z est responsable de changements du comportement MEDP (Masse Effective Dépondente de la Position) [7, 36].

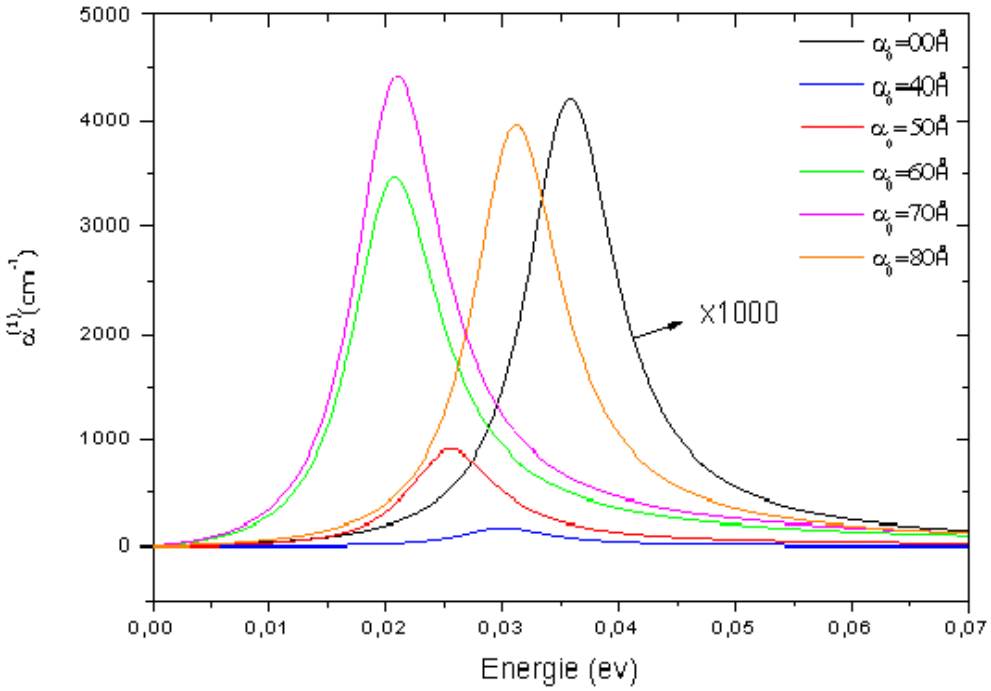


Figure 3-6: La variation de coefficient d'absorption linéaire ($alpha01$) en fonction de l'énergie de photon incident pour déférente valeurs de paramètres α_0.

La figure 3-6 illustre la variation de coefficient d'absorption linéaire en fonction de l'énergie photonique incidente pour différentes valeurs de paramètre de redressement α_0 de ILF.

Suivant cette figure, on remarque que les pics de résonance des coefficients d'absorption sont modifiés en énergie, nous pouvons dire que la raison principale de ce décalage de résonance est la variation entre les intervalles d'énergie de deux états électroniques différents $(e_2 - e_1)$ auxquels une transition électronique se produit comme indique la figure 3-4.

Par contre, on observe que lorsque on augmente le paramètre de redressement α_0 , l'amplitude des pics des résonances de coefficient d'absorption linéaire incrémenté [7].

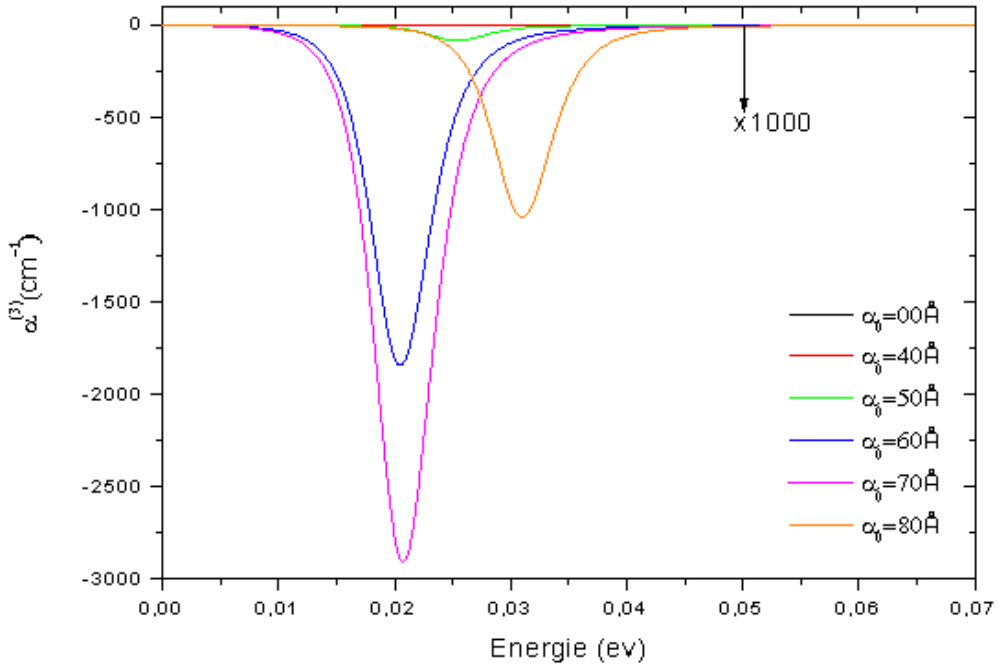


Figure 3-7: La variation de coefficient d'absorption non linéaire ($alpha03$) en fonction de l'énergie de photon incident pour déférente valeurs de paramètres α_0.

La figure 3-7 représente l'allure de la variation de coefficient d'absorption non linéaire (le troisième ordre) on fonction de l'énergie de photon incident. À partir de cette figure, on remarque clairement que son comportement est similaire avec l'allure de l'absorption linéaire avec des signes opposés (des valeurs négatives).

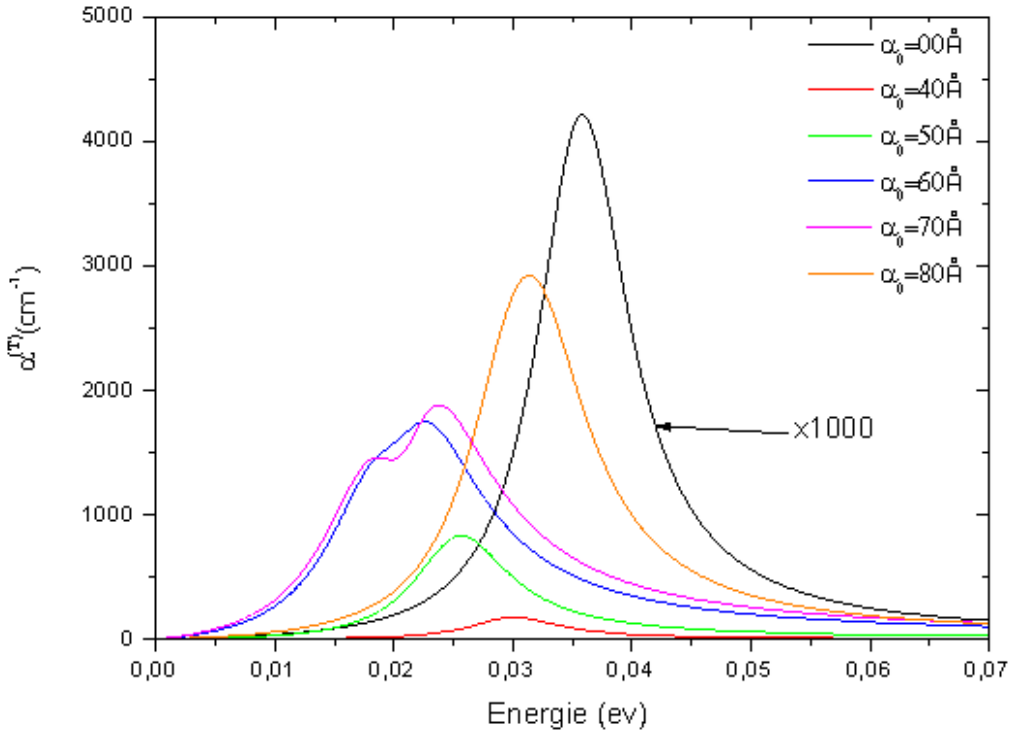


Figure 3-8: La variation de coefficient d'absorption totale (*alphatotale*) en fonction de l'énergie de photon incident pour déférente valeurs de paramètres α_0.

La figure 3-8 représente la variation de coefficient d'absorption totale en fonction de l'énergie photonique pour déférente valeurs de paramètres de redressement α_0, qui correspond l'équation (3.13). On remarque que pour α_0 inférieur de 65Å les positions des pics de résonances mouvent vers la basse énergie, mais pour α_0 supérieur de 65Å la positions des pics de résonances mouvent vers la haute énergie, ce comportement est fortement liée à la déférence d'énergie $(e_2 - e_1)$ comme représente la figure 3-3.

Par contre les amplitudes des pics de résonances proportionnelle avec le coefficient de redressement α_0, la figure 3-4 indique que ce comportement dépend de l'allure du moment dipolaire z_{22}.

Le pic de paramètre $\alpha_0 = 70$Å de la couleur mauve c'est un pic doublé, à cause de petit décalage entre les positions des pics de résonances

Dans ce chapitre , nous avons traité de l'étude pratique des changements d'absorption linéaire, non linéaire et totale sous l'effet d'un Laser intense en fonction de l'énergie photonique.

Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons traité numériquement l'influence de champ laser intense sur la variation de l'absorption optique linéaire, non linéaire et totale en fonction de l'énergie du photon incident.

Le champ du Laser intense (l'ILF) a une grande influence sur les coefficients d'absorption optique et les changements d'indice de réfraction des systèmes optiques.

Le formalisme de la matrice de densité et la méthode d'expansion des perturbations ont été utilisés pour calculer les propriétés optiques associées aux transitions intersous-bandes entre niveaux d'énergie.

La forme du potentiel de confinement et la masse effective se modifient lorsque en augmentant l'ILF , comme les niveaux d'énergie dans les puits quantiques (QW) peuvent être utilisés comme un moyen de contrôler le confinement des porteurs dans ces structures.

Nous avons montré dans cette étude que l'augmentation de l'ILF affecte l'énergie de séparation entre les états d'énergie des électrons (l'état fondamental et le premier état excité), ces séparations énergétiques augmentent lorsque l'on considère les effets de la masse effective dépendant de la position, et ils sont des fonctions croissantes du paramètre du champ laser intense. Donc les pics d'absorption linéaire, non linéaire et totale changent leurs amplitude et position.

Les éléments de la matrice dipolaire changent en raison du chevauchement entre les fonctions d'onde des deux premiers états.

Ainsi, nous espérons que ces résultats apporteront des améliorations importantes dans diverses applications potentielles de dispositifs pour un choix approprié des valeurs de l'ILF.

Bibliographie

[1] Xie, W. (2009). A study of two confined electrons using the Woods–Saxon potential. Journal of Physics: Condensed Matter, 21(11), 115802.

[2] Chen, B., Guo, K. X., Wang, R. Z., Zhang, Z. H., & Liu, Z. L. (2009). Linear and nonlinear intersubband optical absorption in double triangular quantum wells. Solid state communications, 149(7-8), 310-314.

[3] Chen, B., Guo, K. X., Wang, R. Z., Zheng, Y. B., & Li, B. (2009). Linear and Nonlinear intersubband refractive index changes in asymmetric coupled quantum wells. Chinese Journal of Physics, 47(3), 326-335.

[4] Baskoutas, S., Paspalakis, E., & Terzis, A. F. (2007). Electronic structure and nonlinear optical rectification in a quantum dot: effects of impurities and external electric field. Journal of Physics: Condensed Matter, 19(39), 395024.

[5] Ozturk, O. Z. A. N., Ozturk, E. M. İ. N. E., & Elagoz, S. (2019). Linear and nonlinear optical absorption coefficient and electronic features of triple GaAlAs/GaAs and GaInAs/GaAs quantum wells depending on barrier widths. Optik, 180, 394-405.

[6] Aydinoglu, H. S., Sayrac, M. U. H. A. M. M. E. D., Mora-Ramos, M. E., & Ungan, F. A. T. İ. H. (2022). Nonlinear optical properties in AlxGa1-xAs/GaAs double-graded quantum wells: The effect of the structure parameter, static electric, and magnetic field. Solid State Communications, 342, 114647.

[7] Ozturk, E. (2015). Linear and nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in double parabolic-square quantum well as dependent on intense laser field. The European Physical Journal Plus, 130(4), 1-9.

[8] Pankratov, A. (2017). Propriétés des boites quantiques GaAs/AlGaAs obtenues par remplissage des nanotrous (Doctoral dissertation, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI).

[9] Keshavarz, A., & Zamani, N. (2013). Optimization of optical absorption coefficient in asymmetric double rectangular quantum wells by PSO algorithm. Optics Communications, 294, 401-404.

[10] Villegas, D., Bobroff, N., Rodero, I., Delgado, J., Liu, Y., Devarakonda, A., ... & Parashar, M. (2012). Cloud federation in a layered service model. Journal of Computer and System Sciences, 78(5), 1330-1344.

[11] Kara ,F., Belhout. L'Etude de l'absorption linéaire et non linéaire dans une structure a puitsquantique à base de AlGaAs/GaAs, Mémoire de Master 2 ,Université de medea yahia faress,14 juillet 2021.

[12] Elhouda, N., & Zeggar, B. C. (2020). L'équation de Schrödinger en mécanique quantique (Doctoral dissertation, Abdelhafid boussouf university Centre mila).

[13] Schrödinger, E. (1933). Mémoires sur la mécanique ondulatoire. Bull. Amer. Math. Soc, 39, 854.

[14] Faure, A. , J.Dupre, «Tion De Schrodinger», Rapport Travaux ,Pratiques Sur ordinateurs de physique quantique , de Baubigny, 2008 - 2009.

[15] Sénéchal, D.,Ph.D., Resolution De L'equaProfesseur Titulaire , PHQ434 ,« Mécanique Quantique II », Université De Sherbrooke , 30 mai 2018.

[16] Sokrab,T. E. O. . See discussions, stats, and author profiles for this publication at: https://www. researchgate. net/publication/45459776 Hypothalamic hamartoma presenting with gelastic seizures, generalized convulsions, and ictal psychosis.

[17] Blaise,P. , & Henri-Rousseau, O. (Eds.). (2011). Quantum Oscillators. John Wiley & Sons.

[18] Sabbar, D., « osillateur harmonique », Université de medea.

[19] Gu´ery-Odelin,D., C. Fabre, « Photons et atomes »,Matrice densité, 2005-2006.

[20] Tokmakoff, A. (2016). Introductory Quantum Mechanics II, Spring 2009. Massachusetts Institute of Technology: MIT OpenCourseWare. Accessed, 20.

[21] Jarrige, R. (2012). Détermination des propriétés optiques de matériaux granulaires (Doctoral dissertation, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI).

[22] El Ghemmaz, A. (1996). Contribution à l'étude des propriétés optiques des matériaux liquides par ellipsométrie spectroscopique (Doctoral dissertation, Université Paul Verlaine-Metz).

[23] Mathieu, H. (1987). Physique des semiconducteurs et des composants électroniques.

[24] Chomette, A., Deveaud, B., Baudet, M., Auvray, P., & Regreny, A. (1986). Band discontinuities and calculations of GaAs-AlGaAs superlattice structures. Journal of applied physics, 59(11), 3835-3840.

[25] Puits quantiques et super-réseaux semi-conducteurs, « Physique de la matière condensée et des nano-objets», Mines Deuxième année, Td8-2011.

[26] Benenti, G., Casati, G., & Strini, G. (2007). Principles of Quantum Computation and Information-Volume II: Basic Tools and Special Topics. World Scientific Publishing Company.

[27] Texier, C. Physique statistique des systemes (faiblement) hors équilibre : formalisme de la réponse linéaire. Dissipation quantique. Transport électronique.

[28] Fowler, M. (2007). The density matrix.

[29] Bloembergen, N., & Sievers, A. J. (1970). Nonlinear optical properties of periodic laminar structures. Applied Physics Letters, 17(11), 483-486.

[30] Hubbard, P. S. (1961). Quantum-mechanical and semiclassical forms of the density operator theory of relaxation. Reviews of Modern Physics, 33(2), 249.

[31] Demidov, E. V., & Romanov, Y. A. (1985). Nonlinear susceptibility of nonsymmetric quantum systems. Radiophysics and Quantum Electronics, 28(1), 31-36.

[32] Sabbar,D., « Propriétés optiques de solide », Université de medea.

[33] Chniti, M. (2016). Propriétés optiques non linéaires des composés porphyriniques à base de cobalt et de zinc de type push-pull (Doctoral dissertation, Université d'Angers).

[34] El Ouazzani, H. (2012). Propriétés optiques non linéaires du deuxième et troisième ordre de nouveaux systèmes organiques conjugués de type push-pull (Doctoral dissertation, Université d'Angers).

[35] Enseignement Supérieur,5 août 2020.2 6 Absorption optique 8 54.Youtube.https://youtu.be/NTFR6iKrvn8.

[36] Kasapoglu, E. S. İ. N., Sari, H. Ü. S. E. Y. İ. N., Sökmen, I., Vinasco, J. A., Laroze, D., & Duque, C. A. (2021). Effects of intense laser field and position dependent effective mass in Razavy quantum wells and quantum dots. Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures, 126, 114461.

[37] Ungan, F. A. T. İ. H., Kasapoglu, E. S. İ. N., Duque, C. A., Yesilgul, U., Şakiroglu, S., & Sökmen, I. (2011). The effects of the intense laser field on bound states in Ga x In1-x N y As1-y N/GaAs single quantum well. The European Physical Journal B, 80(1), 89-93.

[38] Ungan, F., Yesilgul, U., Şakiroğlu, S., Kasapoglu, E., Erol, A., Arikan, M. C., ... & Sökmen, I. (2012). Effects of an intense, high-frequency laser field on bound states in Ga1- xIn x N y As1- y/GaAs double quantum well. Nanoscale research letters, 7(1), 1-6.