



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services Branch

395 Wellington Street
Ottawa, Ontario
K1A 0N4

Bibliothèque nationale
du Canada

Direction des acquisitions et
des services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa (Ontario)
K1A 0N4

Your file - Votre référence

Our file - Notre référence

NOTICE

The quality of this microform is heavily dependent upon the quality of the original thesis submitted for microfilming. Every effort has been made to ensure the highest quality of reproduction possible.

If pages are missing, contact the university which granted the degree.

Some pages may have indistinct print especially if the original pages were typed with a poor typewriter ribbon or if the university sent us an inferior photocopy.

Reproduction in full or in part of this microform is governed by the Canadian Copyright Act, R.S.C. 1970, c. C-30, and subsequent amendments.

AVIS

La qualité de cette microforme dépend grandement de la qualité de la thèse soumise au microfilmage. Nous avons tout fait pour assurer une qualité supérieure de reproduction.

S'il manque des pages, veuillez communiquer avec l'université qui a conféré le grade.

La qualité d'impression de certaines pages peut laisser à désirer, surtout si les pages originales ont été dactylographiées à l'aide d'un ruban usé ou si l'université nous a fait parvenir une photocopie de qualité inférieure.

La reproduction, même partielle, de cette microforme est soumise à la Loi canadienne sur le droit d'auteur, SRC 1970, c. C-30, et ses amendements subséquents.

Étude photoélectronique des excitons dans des puits quantiques de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

par

Geneviève Lafrenière

**Mémoire déposé à l'École des études supérieures
et de la recherche en vue de l'obtention de la
maîtrise ès sciences en physique**

Département de physique

Université d'Ottawa

Ottawa, Ontario

avril 1994



National Library
of Canada

Acquisitions and
Bibliographic Services Branch

395 Wellington Street
Ottawa, Ontario
K1A 0N4

Bibliothèque nationale
du Canada

Direction des acquisitions et
des services bibliographiques

395, rue Wellington
Ottawa (Ontario)
K1A 0N4

Vous lire - Votre référence

Vous lire - Votre référence

The author has granted an irrevocable non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of his/her thesis by any means and in any form or format, making this thesis available to interested persons.

L'auteur a accordé une licence irrévocable et non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de sa thèse de quelque manière et sous quelque forme que ce soit pour mettre des exemplaires de cette thèse à la disposition des personnes intéressées.

The author retains ownership of the copyright in his/her thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without his/her permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège sa thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

ISBN 0-315-95930-4

Canada



UNIVERSITÉ D'OTTAWA
UNIVERSITY OF OTTAWA

*à moi,
pour l'avoir commencée, réalisée et terminée.*

Sommaire

La présente étude des excitons dans des puits quantiques de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ a été effectuée en utilisant l'effet photovoltaïque. Elle décrit, en premier lieu, l'évolution de l'exciton observée dans des spectres de photocourant en fonction du champ électrique par l'observation d'un déplacement des raies des différentes transitions vers les longues longueurs d'onde et l'observation des transitions interdites ($n \neq n'$). Un affaissement des transitions y est aussi mesuré suite à l'application d'un champ élevé. D'autres mesures ont été obtenues en faisant varier simultanément deux paramètres, soit la température et le champ électrique. On remarque alors une circonvolution entre ces deux influences externes, observant une ionisation d'origine thermique et électrique des excitons qui requiert des champs électriques plus forts pour des températures plus faibles ou des champs plus faibles pour des températures plus élevées. Cette étude décrit ensuite l'évolution de l'exciton associé à la transition quantique 11H observée dans des spectres de photovoltage et de photocourant en fonction de la température. Les spectres obtenus montrent une croissance abrupte de l'intensité intégrée de la raie excitonique de 6K à 87K qui reste ensuite constante jusqu'à la température de la pièce. Cet effet est dû à l'ionisation thermique des excitons dans le puits.

Cette étude s'attarde, en deuxième lieu, au photovoltage attribué à la dissociation des excitons à haute intensité lumineuse à l'interface métal-semi-conducteur dans un cristal de cuprite (Cu_2O). Les résultats indiquent qu'il peut y avoir condensation des excitons ainsi que transport suprafluide à travers le cristal à trois dimensions. Le même processus a été répété mais en utilisant un puits quantique simple de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, c'est-à-dire un semi-conducteur à deux dimensions. On peut observer une variation de la vitesse et de l'intensité du signal des porteurs en fonction de la densité des particules excitoniques bidimensionnelles,

de la température de l'échantillon et de la distance d'excitation. Les résultats ne démontrent cependant pas de condensation des excitons ou d'état suprafluide dans le puits, puisqu'aucun changement, entre la phase suprafluide recherchée et la phase diffusive, n'est clairement apparent. Un transport diffusif est cependant observable; en effet, des calculs de vitesse de diffusion des porteurs libres ont été obtenus et sont comparables à d'autres mesures faites auparavant par d'autres méthodes.

Abstract

The photovoltaic effect was used to study the excitonic transitions in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ single quantum wells. This work describes at first, the evolution of the exciton observed in photocurrent spectra as a function of the applied electric field. The effect shows a shift of the transition towards longer wavelengths and forbidden transitions ($n \neq n'$) are detected. A decrease of the integrated intensity and a broadening of the 11H transition are also observed. Some measurements were taken by simultaneously changing two parameters, the temperature and the electric field. We observed a convolution between the two external influences, a thermal and electric ionization of the excitons that requires a strong electric field at low temperature or a weak field at high temperature. This study then describes the evolution of the 11H exciton (observed in photovoltage and photocurrent spectra) as a function of temperature. The spectra obtained show a large increase of the integrated intensity of the excitonic line between 6K and 87K, and no increase at higher temperature. This is due to the thermal ionization of excitons in the well.

In the second chapter, the photovoltaic signal attributed to high density excitons dissociating at a metal-semiconductor interface in a cuprite (Cu_2O) crystal is measured. The results indicate possible condensation of the excitons and superfluid transport through the three dimensional crystal. The process was repeated for a two dimensional configuration, a $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ single quantum well. We observed a variation in the carrier velocity and intensity as a function of the bi-dimensional excitonic particles density, the sample temperature and the excitation distance. From the results there is no evidence of a phase transition. However, some diffusive transport properties such as the carrier velocity was calculated and compared to previous measurements obtained using different methods.

Remerciements

Je tiens à remercier Dr Emery Fortin pour avoir suscité mon intérêt et supporté mes recherches dans le domaine des puits quantiques. Il a su diriger et orienter de façon professionnelle mon travail de recherche. Il a suivi avec intérêt la bonne marche de mon projet ainsi qu'une grande participation dans des discussions sur l'interprétation des résultats. Merci aussi pour le support financier.

J'aimerais aussi remercier S. Fafard, E. Benson et P. Demerdjiev pour leurs conseils et leur aide tout au long de ma recherche, ainsi que tout le personnel des ateliers de mécanique et d'électronique qui m'a aidé à l'entretien de l'équipement et du montage expérimental.

De plus j'aimerais remercier le Dr A. Roth et son équipe pour la fabrication des échantillons utilisés tout au long de cette thèse.

Table des matières

| | |
|---|----|
| Sommaire | 3 |
| Abstract | 5 |
| Remerciements | 6 |
| Table des matières | 7 |
| Liste des figures..... | 11 |
| Chapitre 1 | 11 |
| Chapitre 2 | 12 |
| Liste des tableaux..... | 14 |
| Présentation | 15 |
| | |
| I- Évolution de l'exciton 1H dans un puits quantique simple de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ | 17 |
| 1.1 Introduction | 17 |
| 1.2 Évaluation théorique | 19 |
| 1.2.1 Niveaux d'énergie d'un puits quantique simple. | 19 |
| 1.2.2 Les excitons | 23 |
| 1.2.2.1 Les excitons dans des semi-conducteurs massifs..... | 23 |
| 1.2.2.2 Les excitons dans un puits quantique de semi- conducteurs..... | 25 |
| 1.2.3 L'effet photovoltaïque | 27 |
| 1.2.4 Effet d'un champ électrique appliqué à un puits quantique..... | 31 |
| 1.2.4.1 Observation des transitions interdites. | 31 |

| | |
|---|----|
| 1.2.4.2 Déplacement des structures du spectre vers les basses énergies..... | 33 |
| 1.2.4.3 Affaissement des structures du spectre | 34 |
| 1.2.4.4 Augmentation du photovoltage et du photocourant excitonique..... | 34 |
| 1.2.5 Effets de la température sur les puits quantiques..... | 35 |
| 1.2.5.1 Effet de la température sur les niveaux d'énergie..... | 36 |
| 1.2.5.2 Effet de la température sur la largeur des niveaux d'énergie d'un puits quantique. | 37 |
| 1.2.5.3 Effet de la température sur le courant photovoltaïque | 37 |
| 1.3 Techniques expérimentales..... | 38 |
| 1.3.1 Préparation et croissance des échantillons..... | 38 |
| 1.3.2 Mesures de photovoltage et de photocourant..... | 40 |
| 1.4 Résultats, analyses et discussion..... | 43 |
| 1.4.1 Influence d'un champ électrique appliqué perpendiculairement et/ou de la température sur un puits quantique simple de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ | 43 |
| 1.4.1.1 Influence d'un champ électrique sur des spectres de photocourant. | 43 |
| 1.4.1.2 Photocourant en fonction du champ électrique et de la température..... | 47 |
| 1.4.1.3 Photocourant excitonique en fonction de la température et du champ électrique. | 50 |
| 1.4.2 Signal photovoltaïque et de photocourant sous une variation de la température..... | 54 |

| | |
|--|-----------|
| 1.4.2.1 Évolution de spectres photovoltaïques et de photocourants en fonction de la température. | 54 |
| 1.4.2.2 Intensité intégrée de la raie excitonique 11H en photovoltage et en photocourant en fonction de la température | 57 |
| Conclusion..... | 60 |
| | |
| II- Transport des excitons dans un système à deux dimensions, les puits quantiques | 62 |
| 2.1 Présentation..... | 62 |
| 2.2 Introduction théorique | 63 |
| 2.3 Description des échantillons et montage expérimental..... | 65 |
| 2.3.1 Les échantillons | 65 |
| 2.3.2 Les électrodes | 67 |
| 2.3.3 Montage expérimental..... | 69 |
| 2.3.4 Le système cryogénique..... | 72 |
| 2.4 Résultats et analyses d'une condensation des excitons dans un système à trois dimensions | 72 |
| 2.4.1 Mesures d'un signal excitonique à différentes intensités du laser..... | 74 |
| 2.4.2 Mesures d'un signal excitonique à différentes températures. | 76 |
| 2.5 Résultats et analyses d'un transport d'excitons dans un système à deux dimensions..... | 78 |
| 2.5.1 Résultats préliminaires..... | 78 |
| 2.5.2 Mesures du photosignal de porteurs en fonction de l'intensité et la distance d'excitation pour l'échantillon n°2..... | 81 |

| | |
|--|----|
| 2.5.3 Photosignal des porteurs en fonction de l'intensité d'excitation pour l'échantillon n°3 et n°4 (électrodes non-obstruées)..... | 85 |
| 2.5.4 Photosignal en fonction de l'intensité d'excitation pour l'échantillon n°4 (électrodes obstruées)..... | 89 |
| Conclusion..... | 90 |
| Annexe..... | 93 |
| Références..... | 95 |

Liste des figures

Chapitre 1

| | |
|---|----|
| 1.1 : Puits quantique simple. | 19 |
| 1.2 : Niveaux d'énergie et fonctions d'ondes d'un puits quantique infini. | 20 |
| 1.3 : Bande de conduction et bandes de valences d'un semiconducteur. | 21 |
| 1.4 : Bandes d'énergie correspondantes d'un puits quantique et quelques transitions possibles entre la bande de valence et la bande de conduction. | 22 |
| 1.5 : Représentation du gap d'énergie et de l'énergie de liaison de l'exciton. | 26 |
| 1.6 : Barrière métal-semi-conducteur. | 28 |
| 1.7 : Configuration du champ électrique à une barrière métal-semi-conducteur d'après Sze. | 29 |
| 1.8 : Échantillon pour l'effet photovoltaïque. | 30 |
| 1.9 : L'effet d'un champ électrique appliqué perpendiculairement sur un puits quantique. | 32 |
| 1.10 : Description des échantillons. | 38 |
| 1.11 : Montage expérimental. | 40 |
| 1.12 : Circuit électrique pour les mesures en photovoltage et photocourant en fonction de la température. | 41 |
| 1.13 : Circuit électrique pour les mesures en photocourant en fonction du champ électrique. | 42 |
| 1.14 : Spectres de photocourant de l'échantillon n°1 soumis à différents voltages appliqués. | 44 |
| 1.15 : Énergie des raies de la fig. 1.14 en fonction du champ électrique pour différentes transitions. | 45 |

| | |
|---|----|
| 1.16 : Raie excitonique associé à la transition 11H pour différentes valeurs du voltage appliqué..... | 46 |
| 1.17 : Spectres de l'échantillon n°2, en fonction de la température pour plusieurs valeurs du voltage appliqué..... | 48 |
| 1.18 : Déplacement en température des structures spectrales en photocourant..... | 49 |
| 1.19 : Photocourant du maximum de la raie 11H de la fig. 1.17 en fonction du voltage appliqué pour plusieurs températures..... | 50 |
| 1.20 : Photocourant intégré en fonction du voltage appliqué pour différentes températures. | 51 |
| 1.21 : Voltage appliqué correspondant au maximum des courbes de la fig. 1.19 en fonction de la température. | 52 |
| 1.22 : Spectres photovoltaïques de la transition excitonique 11H pour plusieurs températures. | 55 |
| 1.23 : Spectres de photocourant de la transition excitonique 11H pour plusieurs températures. | 55 |
| 1.24 : Déplacement énergétique de la transition 11H en photocourant et photovoltage en fonction de la température..... | 56 |
| 1.25 : Largeur à mi-hauteur des raies excitoniques en photovoltage et photocourant en fonction de la température..... | 57 |
| 1.26 : Intensité intégrée du photovoltage et du photocourant de la transition excitonique 11H en fonction de la température. | 58 |

Chapitre 2

| | |
|---|----|
| 2.1 : Configuration des électrodes sur un échantillon de cuprite..... | 67 |
| 2.2 : Présentation des différentes configurations des électrodes sur des échantillons de puits quantiques. | 68 |

| | |
|---|----|
| 2.3 : Montage expérimental. | 70 |
| 2.4 : Montage expérimental permettant de varier la distance et l'intensité d'excitation. | 71 |
| 2.5 : Signal excitonique pour plusieurs intensités incidentes à 1,85 K. | 74 |
| 2.6 : Rapport de la vitesse maximale des excitons/vitesse du son dans le Cu_2O , en fonction de l'intensité incidente. | 75 |
| 2.7 : Signal excitonique pour plusieurs températures à intensité fixe. | 76 |
| 2.8 : Rapport de la vitesse des excitons/vitesse du son dans le Cu_2O , en fonction de la température. | 77 |
| 2.9 : Présentation d'un échantillon avec obstruction des électrodes | 78 |
| 2.10 : Spectres temporels de l'échantillon n°1 en fonction de la température à $I=2 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$ | 79 |
| 2.11 : Spectres temporels de l'échantillon n°1 en fonction de l'intensité d'excitation. | 79 |
| 2.12 : Spectres temporels de l'échantillon n°1 en fonction de la distance d'excitation à $I=2 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$ | 79 |
| 2.13 : Photosignal de l'échantillon n°2 en fonction de la distance d'excitation à $I=2 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$ | 81 |
| 2.14 : Photosignal de l'échantillon n°2 en fonction de l'intensité d'excitation à distance fixe. | 82 |
| 2.15 : Photosignal de l'échantillon n°3 pour plusieurs intensités d'excitation à position et température fixes. | 85 |
| 2.16 : Photosignal de l'échantillon n°4 pour plusieurs intensités d'excitation à position et température fixes. | 86 |
| 2.17 : Temps de réponse des raies de la fig. 2.15 en fonction de l'intensité d'excitation (électrodes non obstruées). | 87 |

| | |
|---|-----------|
| 2.18 : Temps de réponse des raies de la fig. 2.16 en fonction de l'intensité d'excitation (électrodes non obstruées)..... | 88 |
| 2.19 : Temps de réponse des raies de l'échantillon n°4 en fonction de l'intensité d'excitation (électrodes obstruées)..... | 90 |

Liste des tableaux

| | |
|---|-----------|
| 1.1 : Représentation des divers paramètres formant les échantillons..... | 39 |
| 2.1 : Description des différents échantillons..... | 66 |

Étude photoélectronique des excitons dans des puits quantiques de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$.

Présentation

L'amélioration des techniques de croissance a ouvert la voie à un vaste domaine de recherche en physique des dispositifs à semi-conducteurs. Un meilleur contrôle des paramètres de croissance a permis de réaliser des structures multicouches avec des interfaces abruptes à une monocouche près. L'intérêt des structures multicouches est de pouvoir moduler spatialement la structure de bandes des semi-conducteurs. La fabrication de ces structures modulées a donné naissance à de nombreux dispositifs opto- et micro-électroniques. L'apparition des techniques de croissance, telles l'épitaxie par jet moléculaire (E.J.M.) et l'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques (E.P.V.O.M.), combinée à la diversité des matériaux pouvant être utilisés par ces techniques ont largement contribué à l'essor de ce domaine de recherche.

Cette thèse porte sur l'étude photoélectronique des excitons dans des puits quantiques de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. L'étude est principalement séparée en deux chapitres. Le premier présente plus spécifiquement l'évolution de l'exciton 11H sous plusieurs perturbations externes, entre autres une variation de la température et/ou du champ électrique. L'application combinée ou individuelle de ces perturbations externes démontre des résultats très intéressants en ce qui a trait à l'ionisation des excitons associés à la transition quantique 11H .

Le deuxième chapitre se spécialise sur une tentative d'observation de la condensation des excitons (qui sont des bosons) dans un système à deux dimensions, c'est-à-dire les puits quantiques. La condensation Bose-Einstein fait

l'objet depuis plusieurs années maintenant de maintes recherches expérimentales mais, à l'exception du cas de l'hélium IV sous le point lambda, peu de preuves, jusqu'à récemment, n'ont été observées. On présente ici une technique à la fois simple et précise d'observer une condensation des excitons dans différents systèmes. Sous une température critique et au-dessus d'une densité d'excitation critique, il serait possible d'observer une condensation des excitons dans des semi-conducteurs.

Quelques résultats de cette thèse ont été présentés à deux conférences importantes :

- CLEO (Conference on Lasers and Electro-Optics) / QELS (Quantum Electronics and Laser Science Conference). (conférence invitée)
Baltimore Convention Center
Baltimore, Maryland
May 2-7, 1993

Excitonic Superfluidity in Cu_2O , A. Mysyrowicz, E. Fortin, S. Fafard, E. Benson and G. Lafrenière, in Quantum Electronics and Laser Science Conference, 1993 OSA Technical Digest, Section B Vol 3, p67.

- Conférence de l'Association Canadienne des Physiciens.
Vancouver, Canada
Du 13 au 16 juin 1993

Excitonic Superfluidity in Cu_2O , E. Fortin, S. Fafard, E. Benson, G. Lafrenière and A. Mysyrowicz, Physics in Canada, Vol 49 number 3, p55 (1993).

Chapitre I

Évolution de l'exciton 1H dans un puits quantique simple de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

1.1 Introduction

L'étude des propriétés optiques d'un semi-conducteur donne un grand nombre d'informations sur sa structure de bandes. C'est ce qui explique que, depuis plus de quarante ans, la spectroscopie du solide soit devenue un outil important de la physique de l'état solide. La mesure de la lumière transmise ou réfléchiée par ce semi-conducteur requiert l'utilisation d'un détecteur, ce qui accroît la complexité expérimentale et peut être une source de bruit. Pour pallier cet inconvénient, la spectroscopie par photoconductivité a été introduite. Grâce à cette technique, le semi-conducteur lui-même joue le rôle de détecteur; cependant, une mesure par photoconductivité implique l'utilisation d'une source extérieure de voltage qui peut, elle aussi, être une source de bruit. L'outil idéal de mesure paraît donc être l'effet photovoltaïque où la lumière incidente crée, entre deux électrodes déposées sur l'échantillon, une différence de potentiel que l'on prouvera reliée au coefficient d'absorption.

Plusieurs recherches ont été faites sur les puits quantiques à semi-conducteurs. Étudiant différents matériaux comme le $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ ou le $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$, certains chercheurs ont concentré leurs efforts sur les spectres photovoltaïques^[1.1], de photocourant^[1.2,1.3,1.4], de photoluminescence ou d'électroluminescence^[1.5.1.6] alors que d'autres se sont penchés sur la dépendance

en champ électrique^[1.7] ou ont analysé les propriétés optiques et électro-optiques des puits quantiques^[1.8,1.9]. Enfin, d'autres encore ont étudié les excitons dans les puits quantiques. Toutefois, peu de recherches nous renseignent pour le moment sur l'effet de la température sur l'évolution de l'exciton associé à la transition d'origine quantique 11H tel qu'observé en photovoltage ou en photocourant. C'est le but principal du travail présenté dans ce chapitre. D'autres mesures ont été enregistrées en appliquant sur le puits quantique non seulement une variation de la température mais aussi un champ électrique variable dirigé perpendiculairement (dans la direction de croissance) au puits. L'application de ces deux paramètres montrera une convolution du point d'ionisation maximal des excitons 11H dans le puits. Ajoutons que l'évolution des spectres lors de l'application de différents champs électriques sur l'échantillon y est aussi analysée.

Dans la première partie de ce chapitre nous rappellerons quelques notions fondamentales sur les niveaux d'énergie d'un puits quantique, les transitions interbandes, les excitons et l'effet photovoltaïque. Nous nous attarderons ensuite à examiner l'effet du champ électrique et de la température sur les niveaux d'énergie dans un puits quantique. Les dispositifs expérimentaux et les méthodes de mesure seront décrits dans la deuxième partie et la description des échantillons y sera donnée en détail. Nous terminerons ce premier chapitre en présentant l'essentiel des résultats expérimentaux et des conclusions qui auront été tirées au fur et à mesure.

1.2 Évaluation théorique

1.2.1 Niveaux d'énergie d'un puits quantique simple.

Un puits quantique simple^[1.10] est composé d'une seule couche mince d'un matériau P entre deux couches plus épaisses d'un matériau B. Le matériau B possède un gap d'énergie (différence d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction) plus grand, formant une barrière de potentiel, que P, formant un puits de potentiel ou puits quantique (figure 1.1). Les porteurs sont donc

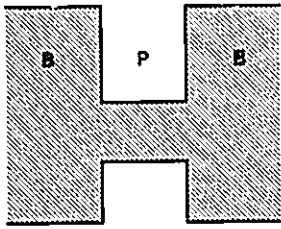


Fig. 1.1 : Puits quantique simple.

confinés dans le matériau P, c'est-à-dire dans le puits quantique.

Les niveaux d'énergie dans la bande de conduction peuvent être calculés assez facilement dans l'approximation de la fonction enveloppe^[1.11,1.12] et en utilisant le modèle de Kane^[1.13] pour décrire les états des électrons et des

trous des matériaux P et B^[1.14].

En utilisant ces approximations dans le cas des électrons, il est possible de montrer que la fonction d'onde prend la forme^[1.15] :

$$\psi = \sum_{P,B} e^{i\vec{k}_\perp \cdot \vec{r}} u_{c\vec{k}}^{P,B}(\vec{r}) \chi_n(z) \quad (1.1)$$

où z est la direction de croissance, \vec{k}_\perp le vecteur d'onde transversal des électrons et $u_{c\vec{k}}(\vec{r})$ la fonction d'onde de Bloch dans les matériaux P et B. χ est la fonction enveloppe et est déterminée par l'approximation de l'équation de Schrödinger^[1.10,1.16] :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*(z)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V_c(z) \right) \chi_n(z) = E_n \chi_n(z) \quad (1.2)$$

où m^* est la masse effective des électrons des matériaux P ou B, $V_c(z)$ l'énergie du niveau fondamental de la bande de conduction et E_n l'énergie des porteurs confinés.

Dans l'approximation d'un puits quantique infiniment profond ($V_0 \rightarrow \infty$) (figure 1.2), la solution de l'équation 1.2 est très simple, puisque la fonction d'onde doit être zéro dans les couches confinées du matériau B. Prenant z , l'abscisse à l'origine à une interface, la solution de l'équation 1.2 devient donc $\approx \sin(n\pi z/L)$, n étant un entier pair ou impair. L'énergie E_n est simplement $n^2(\pi^2\hbar^2/2m^*L^2)$. De l'équation (1.2) on obtient alors [1.10] :

Cas à une dimension, $V_0 \rightarrow \infty$:

$$-\left(\frac{\hbar^2}{2m^*}\right)d^2\psi / dz^2 = E\psi \quad (1.3)$$

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n\pi}{L_z}\right)^2 \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.4)$$

$$\psi_n = A \sin \frac{n\pi z}{L_z} \quad (1.5)$$

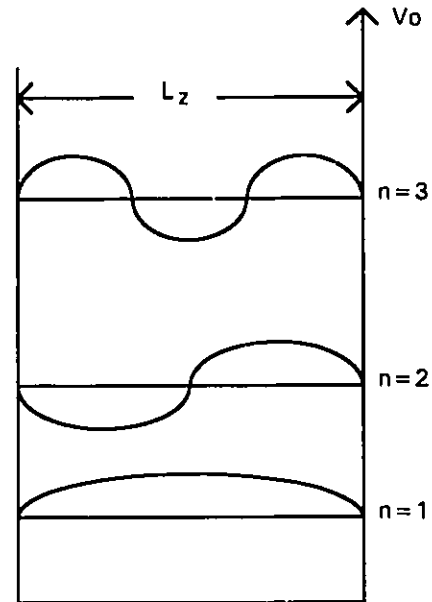


Fig. 1.2 : Niveaux d'énergie et fonctions d'ondes d'un puits quantique infini.

La solution quantique pour les trous, un peu plus compliquée et que nous ne décrirons pas ici, est présentée dans plusieurs livres et publications. La référence [1.17] donne une description détaillée d'une solution pour ce genre de problème.

Dans un puits quantique, l'interface des deux matériaux semi-conducteurs est soumise à une tension élastique dans les couches. Pour une certaine concentration d'indium, l'épaisseur de la couche formant le puits doit être plus petite qu'une épaisseur critique L_c [1.18, 1.19], en vue d'obtenir une bonne qualité de couche, où l'interface des deux matériaux est totalement accommodée par la

tension élastique. C'est dans cette limite seulement que la couche formant le puits est soumise à cette tension avec une amplitude indépendante de son épaisseur. Sous cette tension, le gap d'énergie du $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ qui forme le puits croît uniformément et il s'ensuit une dégénérescence des niveaux de la bande de valence

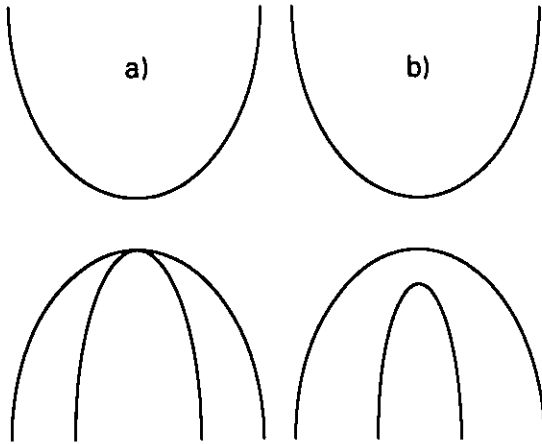


Fig. 1.3 : a) Bande de conduction et bandes de valences d'un semiconducteur. b) bande de conduction et bandes de valences soumise à une tension élastique dans les couches due à l'interface des deux semiconducteurs.

(figure 1.3). La bande d'énergie des trous lourds se déplace alors vers les hautes énergies et celle des trous légers se dirige vers les énergies plus basses. Ces niveaux d'énergie des trous lourds et légers seront présentés plus loin.

Les solutions de ces niveaux d'énergie et les transitions associées dans un puits quantique sont représentées schématiquement à la figure 1.4. Les caractéristiques d'un matériau semi-conducteur sont

données par ses bandes d'énergie de valence (E_v), de conduction (E_c), les masses effectives (m^*) des porteurs de charge dans ces bandes et surtout par la différence d'énergie $E_c - E_v = E_g$, c'est-à-dire la bande interdite à travers laquelle se font les transitions électroniques dans les matériaux massifs purs. Le matériau de bande interdite plus petite (E_{gp}), dans le cas présent le $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, forme un puits carré de potentiel pour les porteurs de charge. Le matériau de bande interdite plus grande (E_{gb}), dans ce cas le GaAs , forme une barrière de potentiel de hauteur V_c pour les électrons, de V_{vh} pour les trous lourds et de V_{vl} pour les trous légers.

Les positions des niveaux d'énergie quantique dans les puits dépendent entre autres choses de la largeur des puits (L_p) et de la hauteur des barrières et donc de la concentration (x) du puits quantique simple fait de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Par des méthodes optiques, il est possible d'étudier différentes transitions entre niveaux quantiques dans le puits. Plusieurs transitions sont identifiées sur la figure 1.4. Par exemple, la transition 11H, qui est ici principalement étudiée,

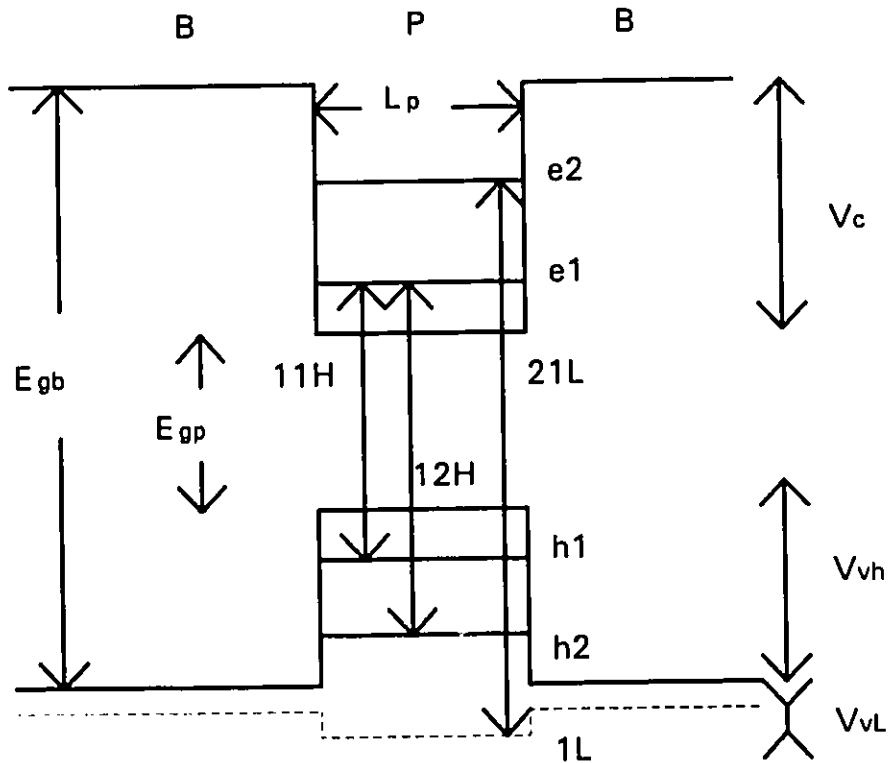


Fig. 1.4 : Bandes d'énergie correspondantes d'un puits quantique et quelques transitions possibles entre la bande de valence et la bande de conduction.

correspond à la transition de l'électron passant du premier niveau des trous lourds de la bande de valence au premier niveau d'énergie de la bande de conduction, tandis que le 21L représente la transition de l'électron passant du premier niveau des trous légers de la bande de valence au deuxième niveau d'énergie de la bande de conduction. Ces différentes transitions, qui subissent cependant l'influence des effets excitoniques, ont été étudiées sous plusieurs conditions et seront présentées, analysées et discutées à la section 1.3.

1.2.2 Les excitons

Les propriétés fondamentales de l'exciton ont été largement décrites et on peut se référer aux articles de Elliott [1.20], Haken [1.21], Nikitine[1.22], Knox[1.23] et Gross [1.24] pour une description complète du phénomène excitonique.

Dans un semi-conducteur ou un isolant parfait l'état fondamental est décrit, en théorie des bandes, à l'aide de la bande supérieure complètement occupée, dite bande de valence, et de la première bande vide, dite bande de conduction. Sous l'action d'une perturbation extérieure, il est possible d'exciter le cristal, un électron quittant la bande de valence pour la bande de conduction. L'interaction entre cet électron et le trou créé dans la bande de valence peut être décrite comme une interaction coulombienne écrantée. L'électron subit l'influence du trou et il en résulte la formation d'une paire liée électron-trou appelée exciton, qui peut se traiter par analogie avec l'atome d'hydrogène conduisant ainsi à une série de niveaux énergétiques discrets.

1.2.2.1 Les excitons dans des semi-conducteurs massifs.

La représentation la plus simple d'un exciton est celle d'un électron et d'un trou orbitant l'un autour de l'autre sous l'effet de la force coulombienne écrantée. Le système de l'exciton est donc semblable à celui d'un atome d'hydrogène et les états de l'exciton sont quantifiés. Par contre, il est nécessaire ici de tenir compte de la constante diélectrique du cristal, celle-ci reflétant les effets d'écrantage et les interactions de tous les atomes du cristal avec l'exciton.

Considérons un modèle simple où les bandes d'énergie pour les bandes de conduction et de valence sont données respectivement par:

$$E_c = E_v + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c^*} \quad (1.6)$$

et

$$E_v = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (1.7)$$

ceci pour des bandes paraboliques simples. Le mouvement^[1.25] des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence s'obtient alors par l'équation de Schrödinger pour l'exciton:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \nabla^2 - \frac{\hbar^2}{2m_h^*} \nabla^2 - \frac{e^2}{k_o r} \right\} \psi(r) = E \psi(r) \quad (1.8)$$

où les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence possèdent une masse effective m_e^* et m_h^* respectivement, et interagissent l'un avec l'autre sous la force coulombienne modifiée par la constante diélectrique du cristal k_o .

Les solutions de l'équation (1.8) donnent une série de niveaux discrets d'énergie donnés par^[1.23] :

$$E_n = -\frac{R_{exc}}{n^2} \quad (1.9)$$

où

$$R_{exc} = \frac{\mu e^4}{2\hbar^2 k_o^2} \quad (1.10)$$

R_{exc} est le Rydberg excitonique dans l'approximation de la masse effective, k_o la constante diélectrique, n un entier ≥ 1 indiquant les différents états de l'exciton, e la charge de l'électron et μ la masse réduite de l'exciton obtenue par :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \quad (1.11)$$

L'énergie E_n est reliée à l'énergie de l'état correspondant de l'atome d'hydrogène (E_n^H) par :

$$E_n = \frac{\mu}{m k_o^2} E_n^H \quad (1.12)$$

où m est la masse de l'électron libre. L'énergie de l'exciton par rapport à l'énergie du gap est :

$$E_{exc} = E_g + E_n = E_g - \frac{R_{exc}}{n^2} \quad (1.13)$$

Donc, le spectre d'absorption des photons à quelques meV sous le gap d'énergie E_g formera dans cet exemple, une série de lignes discrètes.

En général, les états excitoniques sont observés dans des cristaux semi-conducteurs relativement purs, ce qui est attribuable à un bon nombre de raisons. Premièrement, l'interaction électron-trou est grandement perturbée par la présence de porteurs libres. Casella^[1.26] a indiqué que, pour une concentration d'impuretés plus grande que $N_0 = 5 \times 10^{-2} a_0^{-3}$ où a_0 est le rayon de l'exciton, aucun état d'exciton lié n'existe. Pour le GaAs, où $a_0 = 160 \text{ \AA}$, la plus grande concentration de porteurs N_0 correspond à $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Ceci indique que des excitons liés ne peuvent exister dans des semi-conducteurs fortement dopés. En plus des effets des porteurs libres, la présence d'une grande concentration d'impuretés résulte en un élargissement des lignes d'absorption excitonique. Donc au dessus d'une certaine concentration d'impuretés, les spectres discrets sont effacés. Les états excitoniques peuvent de plus être perturbés par d'autres facteurs extérieurs. Nous nous bornerons ici à donner les principales propriétés de l'exciton ainsi que son comportement dans un puits quantique sous l'influence de deux perturbations : la température et le champ électrique.

1.2.2.2 Les excitons dans un puits quantique de semi-conducteurs.

Pour les excitons dans des puits quantiques, c'est-à-dire le cas bidimensionnel (2D), le traitement est similaire à celui des semi-conducteurs massifs (3D). Les solutions liées de l'équation de Schrödinger de type hydrogénoïde sont respectivement^[1.27] :

$$E_n^{2D} = E_{gp} - \frac{R_{exc}}{(n-1/2)^2} \quad (1.14)$$

$$E_n^{3D} = E_g - \frac{R_{exc}}{n^2} \quad (1.15)$$

On peut représenter l'énergie de l'exciton comme dans la figure 1.5. À chaque niveau quantique du puits, il existe une série excitonique associée. La figure 1.5 représente l'énergie de liaison de l'exciton associé à la transition 11H. L'énergie de liaison de l'exciton est de quatre fois plus grande (éq. 1.14) dans le système bidimensionnel, qu'elle l'est dans le système tridimensionnel. Se trouvant dans un espace restreint de deux dimensions, celui-ci se trouve confiné et par conséquent son énergie de liaison augmente. Par exemple, dans le cas du GaAs, $\frac{\mu}{m} \cong 0,05$ et $k_0 \cong 13$, on obtient une énergie de liaison pour l'état fondamental de

l'exciton de ≈ 4 meV, comparée à ≈ 1 meV dans le cas tridimensionnel.

Cette augmentation de l'énergie de liaison permet, entre autres, l'observation de raies excitoniques en absorption jusqu'à la température ambiante. Ici, différentes transitions ainsi que l'exciton associé à la transition 11H d'un puits quantique ont été observés dans des spectres de photovoltage et de photocourant. Plusieurs

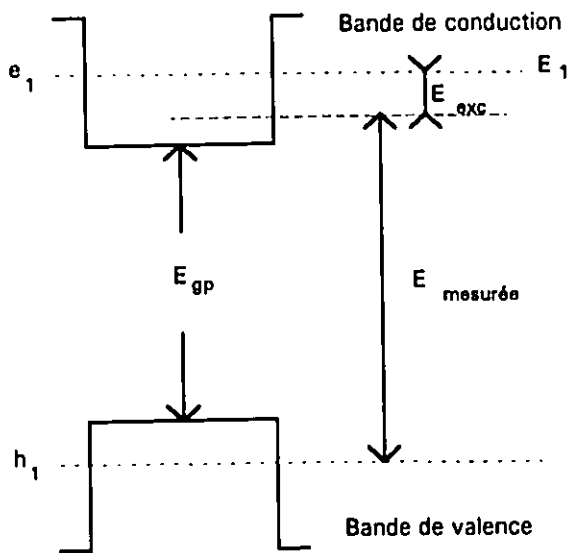


Fig. 1.5 : Représentation du gap d'énergie et de l'énergie de liaison de l'exciton où :
 E_{gp} : Gap d'énergie du puits.
 E_1 : Énergie de l'état $n=1$ du puits.
 E_{exc} : Énergie de liaison de l'exciton dans le puits.
 $E_{mesurée}$: Énergie de l'état $n=1$ correspondant de l'exciton, et $E_{mesurée} = E_1 - E_{exc}$.

résultats ont été enregistrés, certains en faisant varier un champ électrique perpendiculairement appliqué au puits, d'autres en faisant varier la température, de la température ambiante à la température de l'hélium liquide.

1.2.3 L'effet photovoltaïque

Nous avons étudié, au cours de ce travail, la réponse de l'illumination d'une barrière de potentiel à un contact métal-semi-conducteur, communément appelée «barrière de Schottky». Cet effet, appelé effet photovoltaïque, a été traité par plusieurs auteurs [1.28,1.29,1.30], auxquels on fera référence dans l'élaboration qui suit.

Si l'on considère un métal et un semi-conducteur dont les potentiels d'extraction sont différents, le contact métal-semi-conducteur dans son état d'équilibre est représenté par :

$$-J_{-o}^m + J_{-o}^s - J_{+o}^s = 0 \quad (1.16)$$

où les J sont des densités de courant, les indices -, +, m, s et o représentent respectivement les électrons, les trous, le métal, le semi-conducteur et une barrière non illuminée (figure 1.6a).

Si un photon d'énergie $\hbar\omega$ est incident à la barrière, deux transitions sont possibles:

$\hbar\omega > q\phi_B$, le photon induit alors une transition d'un électron du métal dans le semi-conducteur (figure 1.6b);

$\hbar\omega > E_g$, le photon crée alors une paire électron-trou près de la barrière (figure 1.6b).

Dans notre cas, la transition du deuxième type est considérée. Comme dans la plupart des semi-conducteurs, il est justifié de considérer la mobilité des trous comme négligeable par rapport à celle des électrons; la radiation incidente

n'engendre qu'une densité de courant électronique J_f dans le semi-conducteur (figure 1.6c). La nouvelle condition d'équilibre implique un changement dans J_{-o}^m .

On obtient donc une nouvelle équation d'équilibre :

$$-J_{-}^m + J_{-o}^s - J_f - J_{+o}^s = 0 \quad (1.17)$$

Il en résulte que le métal se charge négativement et le semi-conducteur positivement, créant ainsi une différence de potentiel $q\phi$. J_{-o}^m et J_{-}^m sont liés par [1.28] :

$$J_{-}^m = J_{-o}^m \exp\left[\frac{q\phi}{kT}\right] \quad (1.18)$$

Si l'on définit :

$$J_o = J_{+o}^s - J_{-o}^s \quad (1.19)$$

l'expression 1.18 peut s'écrire comme suit :

$$q\phi = kT \ln\left(\frac{J_f}{J_o} + 1\right) \quad (1.20)$$

d'où l'on tire la différence de potentiel mesurée aux bornes de l'échantillon.

$$V_{pv} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{J_f}{J_o} + 1\right) \quad (1.21)$$

L'interprétation d'un spectre photovoltaïque est donc liée à l'étude de J_f et nous nous proposons donc maintenant de dériver une relation entre $J_f(\omega)$ et le coefficient d'absorption $\alpha(\omega)$. J_f sous éclaircissement peut s'écrire :

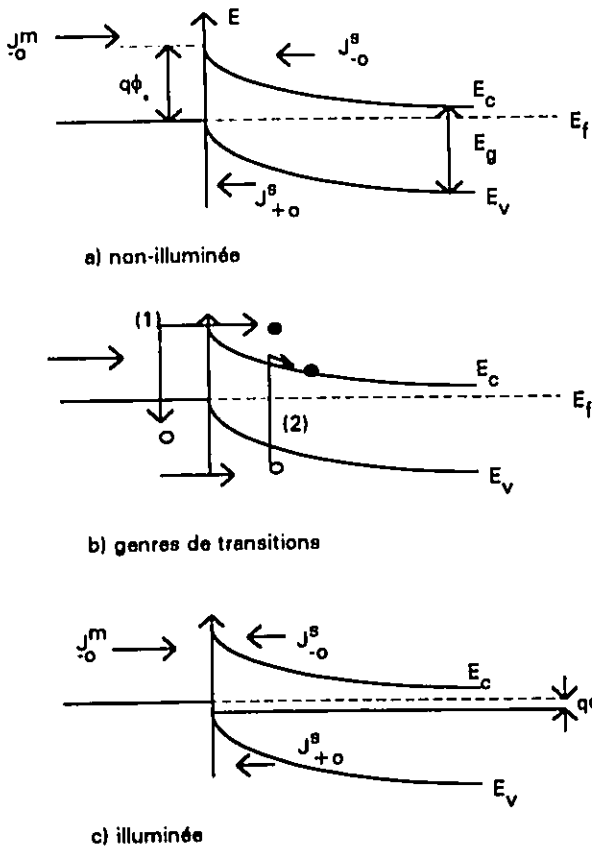


Fig. 1.6 : Barrière métal-semi-conducteur.

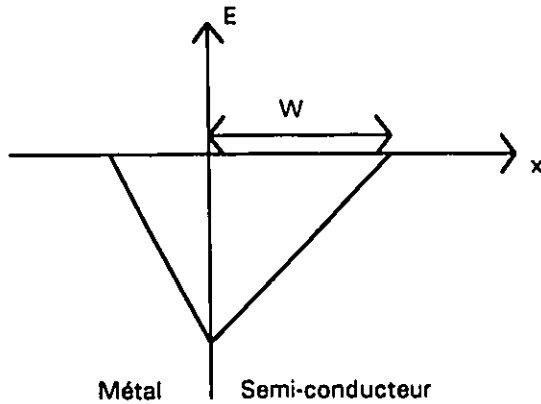


Fig. 1.7 : Configuration du champ électrique à une barrière métal-semi-conducteur d'après Sze[1.28].

$$J_f = \sigma_f E \quad (1.22)$$

où σ_f est la conductivité électrique dépendant du coefficient d'absorption et E le champ électrique à la barrière. Le profil de E à la barrière est censé être le même que dans une jonction p-n abrupte[1.28] et est illustré par la figure 1.7. Pour une énergie $\hbar\omega > E_g$, le coefficient d'absorption est fort, ce qui permet d'affirmer que tous les électrons

sont créés dans une région très petite dont l'ordre de grandeur est, d'après Sze [1.28], égal à la largeur de la zone d'épuisement (depletion width) W .

La conductivité peut s'écrire comme suit :

$$\sigma_f = q\mu_n \eta_f \quad (1.23)$$

où μ_n est la mobilité macroscopique des électrons et η_f la densité d'électrons créés par la radiation incidente, que l'on peut écrire comme

$$\eta_f = I_0 \eta \alpha(\omega) e^{-\alpha(\omega)x} \tau \quad (1.24)$$

où I_0 est l'intensité du rayonnement incident, η l'efficacité quantique, $\alpha(\omega)$ le coefficient d'absorption et τ le temps de vie de la paire électron-trou. Si l'on exprime $E(x)$ par

$$E(x) = \frac{qN_o}{\epsilon_s} (W - x), \quad (1.25)$$

où ϵ_s est la permittivité effective du semi-conducteur et N_o la densité des donneurs ionisés, nous obtenons pour $J_f(x)$:

$$J_f(x) = \frac{q^2 N_o}{\epsilon_s} \mu_n I_0 \eta \tau \alpha(\omega) e^{-\alpha(\omega)W} (W - x) \quad (1.26)$$

La densité de courant totale est donc :

$$J_r = \int_0^w J_r(x) dx = \frac{q^2 N_a}{\epsilon_s} \mu_n I_0 \eta \tau \left[W - \frac{1}{\alpha(\omega)} + \frac{e^{-\alpha(\omega)W}}{\alpha(\omega)} \right] \quad (1.27).$$

La relation $J_f(\omega)-\alpha(\omega)$ n'est pas simple, mais une analyse mathématique plus poussée (annexe) montre qu'un maximum du coefficient d'absorption $\alpha(\omega)$ correspond à un maximum dans $J_f(\omega)$ et donc, d'après l'expression (1.21), cela doit correspondre à un maximum de photovoltage^[1.31,1.32].

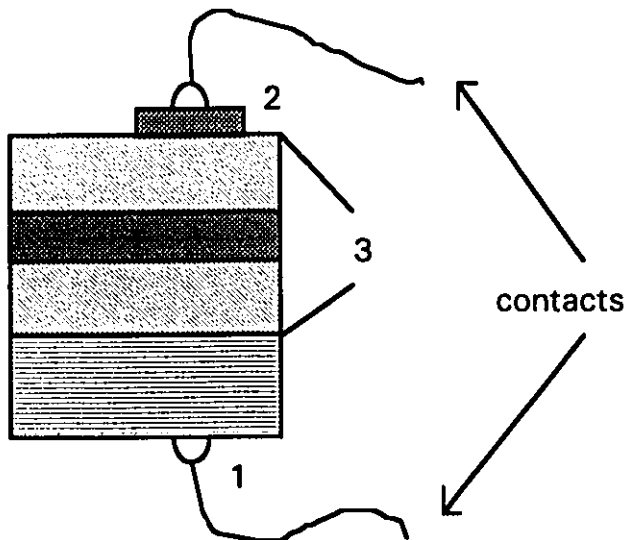


Fig. 1.8 : Échantillon pour l'effet photovoltaïque.
 1 : Contact ohmique d'indium (In).
 2 : Barrière de Schottky faite d'or (Au).
 3 : Puits quantique de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$.

Dans notre cas, on peut facilement transformer en cellule photovoltaïque les échantillons utilisés ici et décrits plus loin, comme l'indique la figure 1.8. Un contact ohmique d'indium (In) est déposé sur le substrat, et un contact d'or (Au) semi-transparent, formant une barrière de Schottky, est déposé à la surface de l'échantillon. On peut donc mesurer le

photovoltage produit sous éclairnement monochromatique variable ($h\nu$) à travers le contact de Schottky. Comme cela a été dit auparavant, le photovoltage étant directement relié au coefficient d'absorption, il est possible d'étudier les transitions quantiques par spectroscopie photovoltaïque.

1.2.4 Effet d'un champ électrique appliqué à un puits quantique

Lorsqu'un champ électrique est appliqué perpendiculairement à un puits quantique, on observe principalement quatre effets. Le premier effet, dû à une symétrie alors brisée, est la possibilité de mesurer des transitions interdites, c'est-à-dire lorsque $n \neq n'$, n étant le niveau d'énergie des électrons dans la bande de conduction et n' le niveau d'énergie des trous dans la bande de valence. Les second et troisième effets résultant respectivement en un déplacement «effet Stark» et un affaissement des structures du spectre vers les basses énergies, sont dus à la déformation du puits lorsqu'un champ électrique est appliqué. Le quatrième et dernier effet, observé de façon particulière dans ce travail, est une augmentation du photocourant (ou photovoltage) excitonique intégré, due en partie à une ionisation des excitons par le champ électrique. Ce quatrième effet sur les excitons n'est observable qu'en spectroscopie photovoltaïque et de photocourant, puisqu'il y a dissociation des excitons résultant en un courant, alors que les trois autres effets sont aussi observables en absorption[1.33,1.34], en photoluminescence[1.6,1.35], en réflectance etc.

1.2.4.1 Observation des transitions interdites.

Lorsqu'aucun champ électrique est appliqué au puits quantique, le puits de potentiel est parfaitement carré (figure 1.9a). Dans ce cas, avec l'aide de l'équation des énergies de transitions excitoniques confinées dans un puits quantique[1.10] on obtient :

$$E = h\nu^{h,l,n,n'} = E_{gp} + E_{conf.}^{e,n} + E_{conf.}^{h,l,n'} - E_{exc.} \quad (1.28)$$

E_{gp} est le gap d'énergie du puits, $E_{conf.}^{e,n}$ est l'énergie des électrons confinés et $E_{conf.}^{h,l,n'}$ l'énergie des trous lourds ou légers confinés, alors que $E_{exc.}$ est l'énergie de liaison

de l'exciton. Les lois de sélection pour les transitions optiques entre les interbandes des trous et des électrons exigent que $n=n'$ [1.10].

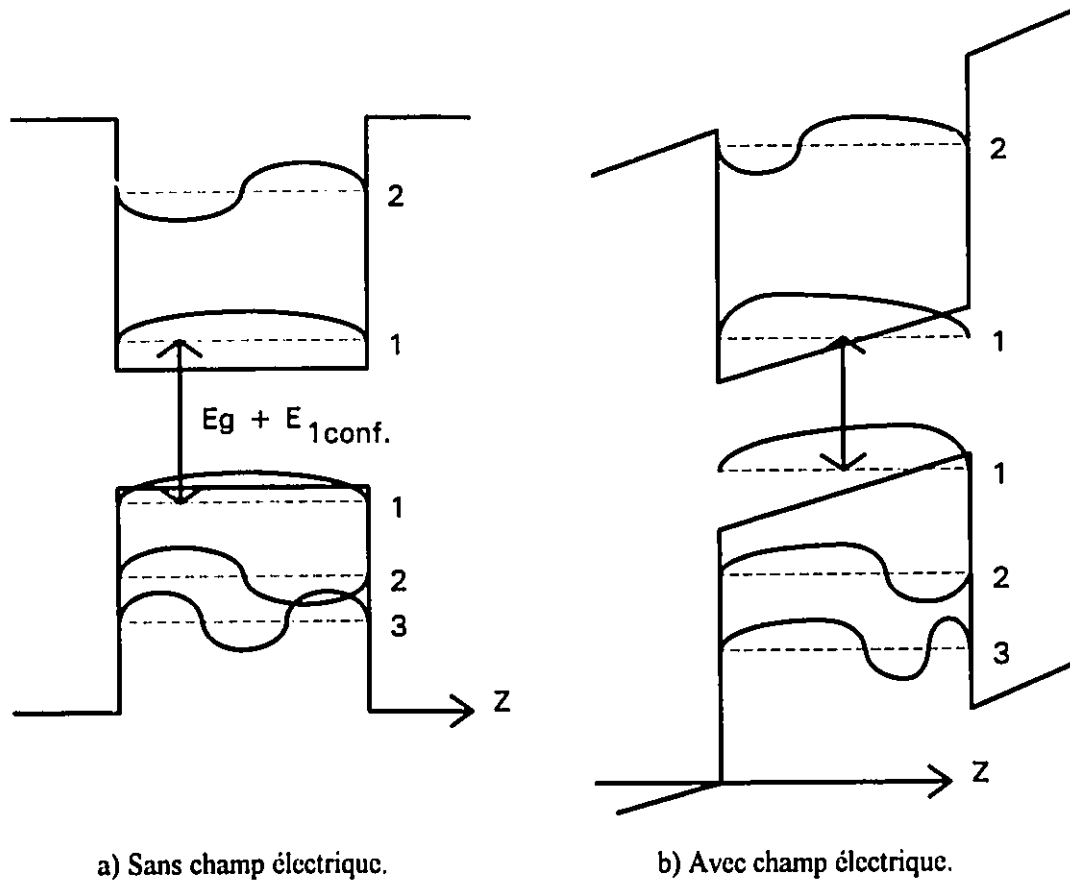


Fig. 1.9 : Effet d'un champ électrique appliqué perpendiculairement sur un puits quantique.

Lorsqu'un champ électrique est appliqué perpendiculairement au puits quantique c'est-à-dire dans la direction de croissance, les fonctions d'ondes des électrons et des trous dans le puits sont déformées et déplacées dans des directions opposées l'une de l'autre par la déformation du puits de potentiel. On peut observer cet effet à la figure 1.9b. Cette déformation engendre une perturbation sur les lois de sélection et les fonctions d'ondes permettant ainsi l'observation des transitions interdites $n \neq n'$. La déformation du puits de potentiel augmente avec le champ

électrique, et avec elle la probabilité d'observer les transitions $n \neq n'$. Un champ électrique appliqué parallèlement^[1.33,1.34] au puits quantique engendre de surcroît une perturbation des lois de sélection et des fonctions d'ondes. Nous n'en discuterons pas davantage dans le cadre de la présente recherche qui traite principalement de l'action d'un champ électrique appliqué perpendiculairement sur les puits quantiques.

1.2.4.2 Déplacement des structures du spectre vers les basses énergies.

Les effets optiques associés au mécanisme de Franz-Keldysh^[1.10] dans un système tridimensionnel sont normalement très limités; un grand champ électrique appliqué tend, en effet, à effacer le signal d'absorption puisque le chevauchement spatial des fonctions d'ondes des électrons et des trous diminue. Les effets excitoniques en champ électrique dans des matériaux massifs jouent un rôle relativement mineur, car il y a dissociation à champs plutôt faibles^[1.36].

Par contre, la situation est très différente dans un puits quantique, qui produit un effet appelé «Quantum Confined Stark Effect». En effet, un grand déplacement en énergie des structures se produit suite à un changement majeur dans le puits de potentiel (figure 1.9). De plus, un grand champ électrique (\bar{E}) peut être appliqué même si le voltage appliqué (V) est faible, puisque $\bar{E} = V/d$ et que l'épaisseur de l'échantillon (d) est très petite, tout en conservant un chevauchement fini des électrons et des trous. Ceci est dû à la plus grande énergie de liaison de l'exciton bidimensionnel.

Le déplacement en énergie peut être calculé, d'une manière soit approximative telle que donnée par plusieurs auteurs dont G. Bastard et coll. [1.37] et Lukes et Ringwood [1.38] ou soit exacte en utilisant les fonctions Airy dans le cas d'un puits quantique. Le calcul est normalement simplifié puisqu'il est question d'un confinement fort c'est-à-dire que l'énergie de confinement est plus

grande que l'énergie de liaison de l'exciton^[1.10]. Il est remarquable que le champ appliqué puisse conserver un fort signal excitonique jusqu'à 10^5 V/cm, alors que le signal excitonique disparaît à un champ de 10^3 V/cm dans du GaAs massif^[1.10]. Ceci est causé par une énergie plus forte de liaison de l'exciton et une conservation de la corrélation électron-trou suite au confinement des fonctions d'ondes dans un puits quantique.

1.2.4.3 Affaïssement des structures du spectre

L'affaïssement des raies de transition avec l'augmentation du champ électrique appliqué serait causé par la séparation spatiale des porteurs^[1.10] induite par le champ électrique. À champ nul, les fonctions d'ondes des électrons et des trous sont symétriques par rapport au centre du puits. Quand un champ est appliqué perpendiculairement au puits (figure 1.9), les distributions des électrons et des trous sont dirigées dans des directions opposées et on observe alors un élargissement des structures excitoniques. Il en résulte une augmentation de la probabilité de dissociation et une diminution du temps de vie, et puisque $\Delta E \Delta t \approx \hbar$, un élargissement et affaïssement se produisent. Cet effet a été bien mesuré à partir de spectres photovoltaïques en fonction du champ électrique appliqué.

1.2.4.4 Augmentation du photovoltage et du photocourant excitonique

Tel que discuté plus haut, il est possible d'enregistrer des spectres de photovoltage (PV) et de photocourant (PC) d'un puits quantique puisque la lumière incidente sur l'échantillon crée des porteurs libres qui peuvent ensuite être mesurés^[1.39]. Il est aussi possible de mesurer le photocourant excitonique même si l'exciton est électriquement neutre. Une transition excitonique est observable en photocourant étant donné qu'il peut y avoir ionisation des excitons à l'aide du champ électrique^[1.36]. L'ionisation des excitons est aussi possible avec

l'application d'une énergie thermique et son explication sera donnée en détail dans la section suivante.

On peut facilement calculer le champ électrique minimal pour dissocier l'exciton, c'est-à-dire un champ électrique de [1.39,1.40] :

$$F \geq \frac{E_{exc.}}{qa_{exc.}} \quad (1.29)$$

où q est la charge de l'électron, F le champ électrique et $a_{exc.}$ le rayon de l'exciton. Par conséquent si, par exemple, on a une énergie de liaison de l'exciton de ≈ 7 meV et un rayon excitonique de $\approx 50 \text{ \AA}$, on calcule alors qu'un champ électrique ≥ 14 kV/cm serait nécessaire pour ioniser un exciton. Au-dessus d'un champ électrique de 14 kV/cm, une grande partie des excitons sera ionisée, pouvant ainsi produire un courant. Par conséquent, plus le champ est élevé, plus le courant sera élevé, résultant à la limite en une simple loi d'Ohm.

L'observation d'un affaissement des raies de transition permises ainsi que l'apparition et l'affaissement des transitions interdites à champ électrique plus fort sont aussi à prévoir.

1.2.5 Effets de la température sur les puits quantiques

L'augmentation de la température d'un semi-conducteur massif (3D) entraîne plusieurs effets. En premier lieu, on constate la dilatation et l'accroissement des modes de vibration du réseau. Cette augmentation de la constante de réseau résulte en une diminution du gap d'énergie, donc en un changement décroissant dans les niveaux des bandes d'énergie. Deuxièmement, l'augmentation de la population des phonons avec une augmentation de la température fait élargir les niveaux d'énergie [1.39]. L'élargissement est induit par les interactions avec les vibrations du réseau. Un troisième effet, particulièrement

intéressant dans le cadre du présent travail, est celui de l'ionisation thermique des excitons lorsque l'énergie thermique excède l'énergie de liaison de l'exciton, ce qui devrait produire un accroissement du courant photovoltaïque d'origine excitonique lorsque la température augmente. Tous ces effets se répètent aussi à divers degrés dans le cas des semi-conducteurs à deux dimensions comme les puits quantiques.

1.2.5.1 Effet de la température sur les niveaux d'énergie

Lorsque la température d'un puits quantique à semi-conducteur augmente, elle a pour effet de diminuer le gap d'énergie. Une augmentation de la température produit donc un déplacement des structures spectrales vers les basses énergies qu'on peut évaluer par :

$$E(\text{eV}) = \frac{1,23985}{\lambda(\mu\text{m})} \quad (1.30)$$

On sait que $E = h\nu = hc/\lambda$. Supposons que $\lambda = 1,24$ microns, on obtient

$$E = \frac{6,6 \times 10^{-34} \text{ J} \times 3 \times 10^8 \text{ m/s}}{1,24 \times 10^{-6} \text{ m}} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ J}, \text{ qui est } 1 \text{ eV par définition. On obtient}$$

donc la formule utile de conversion $E(\text{eV}) \leftrightarrow \lambda(\text{micron})$ (équation 1.30).

À une température beaucoup plus basse que la température de Debye^[1.39], le gap d'énergie varie proportionnellement au carré de la température. Par contre, au-dessus de la température de Debye, le gap d'énergie varie linéairement avec la température. La dépendance du gap à l'égard de la température pour plusieurs semi-conducteurs correspond bien à cette relation empirique^[1.41] :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (1.31)$$

où $E_g(0)$ est la valeur du gap d'énergie à 0 K, α et β étant des constantes. Dans le cas du GaAs, $\alpha = 5.408 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ et $\beta = 204 \text{ K}$ ^[1.42].

1.2.5.2 Effet de la température sur la largeur des niveaux d'énergie d'un puits quantique.

L'augmentation de la population des phonons causée par un accroissement de la température fait élargir les niveaux d'énergie. Cet élargissement peut être décrit par la relation suivante, rapportée par Chemla et coll. [1.43,1.44] :

$$\Gamma(T) = \Gamma_0 + \Gamma_{ph} [\exp(\hbar\omega_{L0} / kT)]^{-1} \quad (1.32)$$

où $\Gamma(T)$ est le facteur d'élargissement en fonction de T , Γ_0 une contribution constante due à des inhomogénéités intrinsèques, le second terme représentant l'élargissement induit par les interactions avec des phonons thermiques, et $\hbar\omega$ l'énergie d'un phonon LO [1.39] (mode optique longitudinal) dans le InGaAs. On peut voir que lorsque T augmente, le facteur d'élargissement $\Gamma(T)$ augmente aussi. Donc, plus T augmente, plus l'effet d'élargissement sera apparent. Cet effet a déjà été mesuré, entre autres par E.R. Fortin et coll. [1.9] et B.Y. Hua et coll. [1.45], et est également observé dans les résultats que nous présenterons à la section 1.4.2.

1.2.5.3 Effet de la température sur le courant photovoltaïque

Lorsque l'énergie thermique excède l'énergie de liaison de l'exciton, ($kT > E_{exc}$), ceux-ci sont thermiquement dissociés. Donc, lorsque les excitons sont

formés à la température de $T > \frac{E_{exc}}{k}$, leur temps de vie est réduit et leur énergie

s'élargit comme $\delta E = \frac{\hbar}{\delta t}$, où δt est le temps de vie de l'exciton. L'effet de

l'ionisation thermique des excitons sur des spectres de photocourants et de photovoltage a fait l'objet d'une étude assez poussée dans ce travail.

On se souvient qu'un exciton est représenté par un électron et un trou orbitant l'un autour de l'autre sous l'effet de la force coulombienne écrantée; il est, par conséquent, électriquement neutre et ne peut résulter de par lui-même en un

courant électrique. Cependant, lorsqu'il est dissocié thermiquement ou à l'aide d'un champ électrique, il peut alors donner un courant qu'on pourra ensuite mesurer. On devrait alors s'attendre, si le champ appliqué est nul, à un accroissement du courant photovoltaïque d'origine excitonique à mesure que la température augmente, jusqu'à l'obtention d'une ionisation maximale, soit un photocourant constant.

1.3 Techniques expérimentales

1.3.1 Préparation et croissance des échantillons

Les échantillons utilisés ici consistent en des matériaux semi-conducteurs synthétisés. Ces matériaux sont artificiels en raison de leur composition du groupe III-V, ici InAs et GaAs ou leurs alliages, et de leurs structures. Les échantillons (figure 1.10), sont composés d'un substrat de GaAs dopé au silicium (Si) ($n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) de l'ordre de 1/2mm d'épaisseur puis, d'une couche intermédiaire de GaAs (de 1 à 1,5 μm) qui sert aussi de barrière, d'un puits quantique simple fait

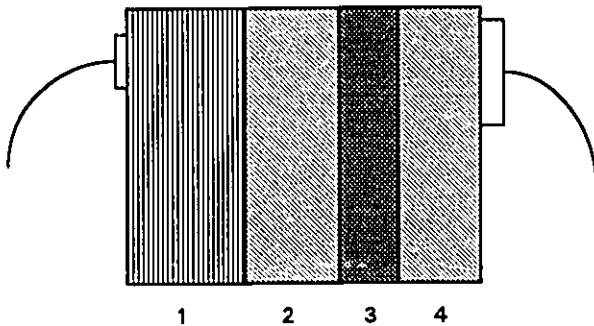


Fig. 1.10 : Description des échantillons.

- 1 : Substrat de GaAs dopé au silicium ($n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) de 1mm.
- 2 : Couche intermédiaire de GaAs variant ici de 1 à 1,5 microns d'épaisseur.
- 3 : Puits quantique simple de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.
- 4 : Couche couverture de GaAs (850Å).

de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ élaboré par croissance épitaxiale en phase vapeur aux organo-métalliques E.P.V.O.M. et, pour finir, d'une couche couverture de GaAs (850Å) servant de deuxième barrière. Ces échantillons ont été fabriqués à l'Institut des sciences des microstructures du Conseil national de recherches du Canada (CNRC), sous la direction du D^r A.P. Roth. On

retrouve plus de détails sur la technique de croissance au renvoi [1.46].

Une électrode d'or semi-transparente ($\sim 100\text{\AA}$) a été déposée sur la couche couverture de GaAs, formant une barrière de Schottky, et un contact ohmique d'indium sur le substrat.

Dans ce premier chapitre, deux échantillons différents ont été analysés; le tableau 1.1 représente les divers paramètres de croissance reliés à ces deux échantillons. Après identification des raies spectrales à des transitions optiques entre les niveaux quantiques du puits, il est possible de calculer, à partir de la position énergétique, les valeurs réelles des paramètres du puits quantique simple. Le tableau 1.1 renferme aussi les divers paramètres réels qui constituent le puits pour ces deux échantillons.

1.3.2 Mesures de photovoltage et de photocourant

| | Échantillon n°1 | Échantillon n°2 |
|--|---|---|
| Substrat de GaAs. | dopé au silicium. $n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (1 mm) | dopé au silicium. $n = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (1 mm) |
| Couche intermédiaire de GaAs. | $d = 1\mu\text{m}$ | $d = 1,5\mu\text{m}$ |
| Puits quantique de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. | croissance actuel $L_p = 100\text{\AA}$ $L_p = 100 \pm 5\text{\AA}$ $x = 13,5\%$ $x = 16 \pm 0,5\%$ | croissance actuel $L_p = 80\text{\AA}$ $L_p = 85 \pm 5\text{\AA}$ $x = 16,5\%$ $x = 16,6 \pm 0,5\%$ |
| Couche couverture de GaAs. | 850 \AA | 850 \AA |

Tableau 1.1 : Représentation des divers paramètres formant les échantillons n°1 et n° 2.

Les mesures prises durant cette recherche sont des spectres de photovoltage (PV) et de photocourant (PC) à plusieurs températures et sous des champs électriques divers. La figure 1.11 montre le montage expérimental utilisé pour ces différentes mesures.

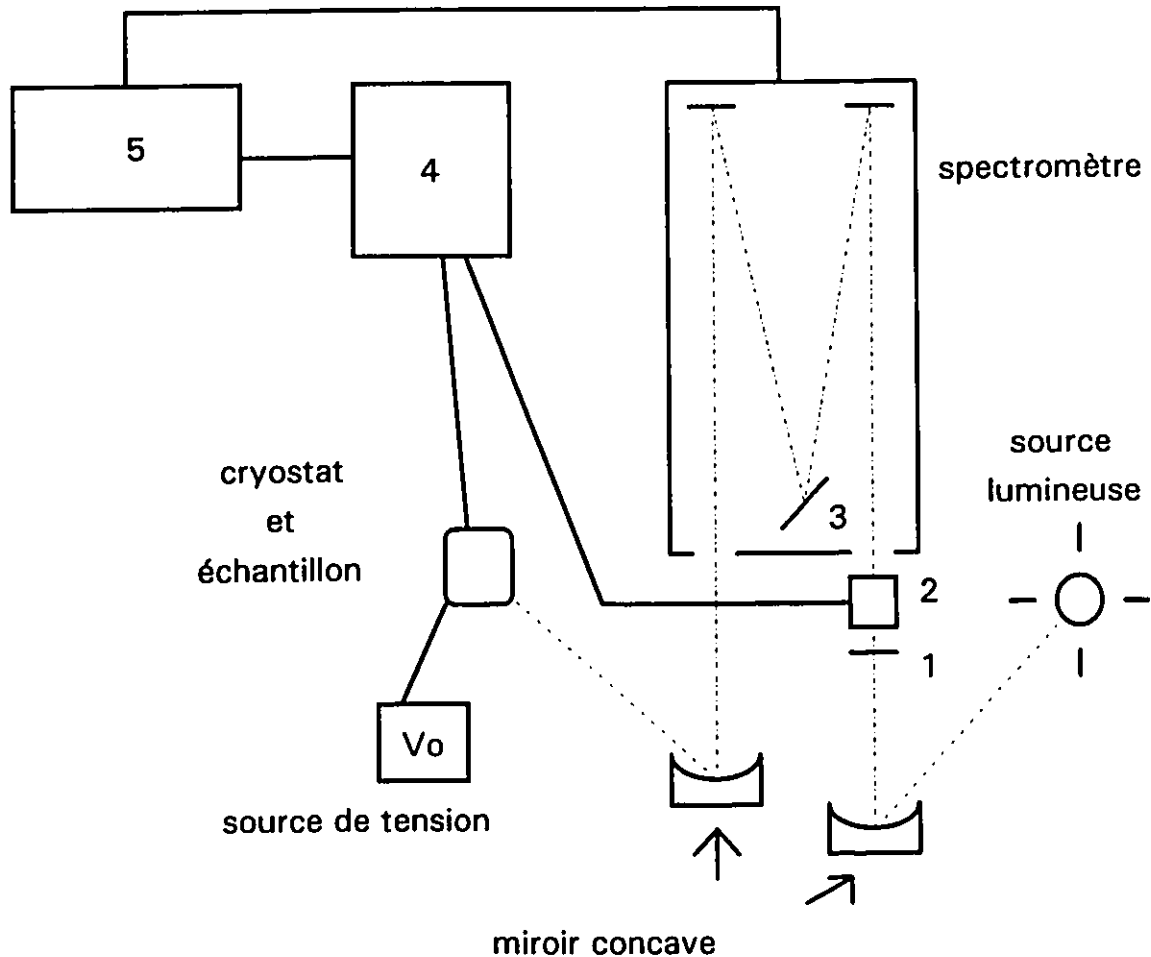
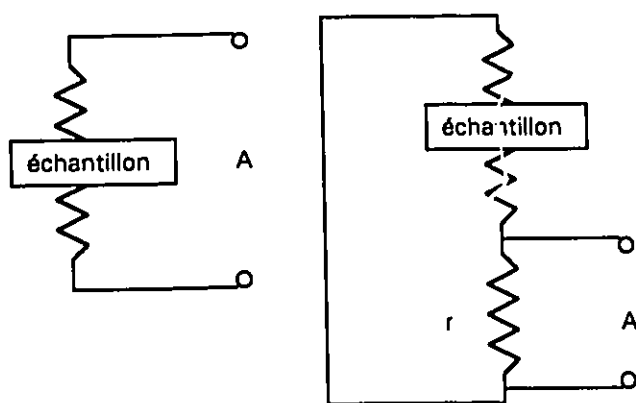


Figure 1.11 : Montage expérimental.

- 1 : Filtre (O580)
- 2 : Secteur mécanique.
- 3 : Réseau de diffraction.
- 4 : Amplificateur à détection synchrone.
- 5 : Ordinateur.

Un miroir concave produit une image de la source lumineuse (lampe W-iodé à ampoule de quartz), à travers un filtre O-580 (éliminant l'excitation

correspondant au deuxième ordre du réseau de diffraction), sur la fente d'entrée d'un spectromètre ayant une distance focale de un mètre. Celui-ci est pourvu d'un réseau de diffraction de 1200 lignes/mm donnant une dispersion linéaire de 0,83 nm/mm à la fente de sortie. Le faisceau monochromatique sortant du spectromètre est focalisé sur l'échantillon à l'aide d'un autre miroir concave. Le signal provenant de l'échantillon est mesuré par les techniques habituelles, à savoir un secteur mécanique et un amplificateur à détection synchrone.



a) Photovoltage b) Photocourant

Fig. 1.12 : Circuit électrique pour les mesures en photovoltage et photocourant en fonction de la température. A : Amplificateur à détection synchrone, r : résistance fixe $\ll R$ de l'échantillon.

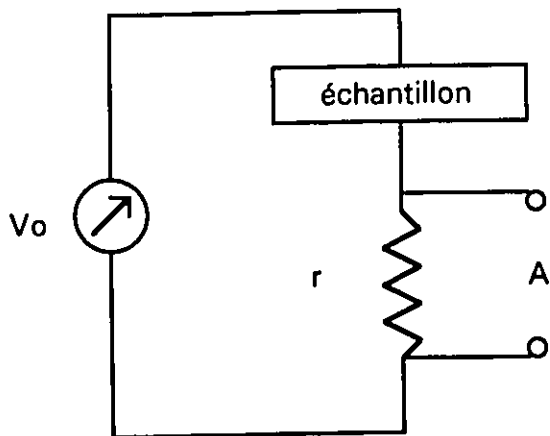
Typiquement, les longueurs d'onde ont été balayées sur environ cent nanomètres durant une période de 600 secondes, avec une constante de temps de 300 millisecondes pour l'amplificateur et une fréquence de 17 Hz pour le secteur mécanique. Un ordinateur rattaché à la sortie de l'amplificateur a été utilisé pour numériser, entreposer et traiter

les données et asservir le monochromateur (spectromètre).

Pour les mesures du photovoltage en fonction de la température, l'amplificateur est directement branché aux bornes de l'échantillon, pour une lecture directe du signal, comme l'indique la figure 1.12a. Pour le photocourant (figure 1.12b), l'échantillon (d'impédance R) est branché en série avec une résistance r ($r \ll R$) et l'amplificateur est branché aux bornes de la résistance fixe r . Pour bien mesurer un photocourant, il faut que $r \leq 1\%$ de R . En ce qui a trait aux spectres du photocourant en fonction du champ électrique (figure 1.13), le circuit

est le même que celui pour les mesures du photocourant en fonction de la température, sauf pour l'ajout d'une source de tension (V_0), qui lui induira un voltage D.C., branchée en série avec l'échantillon.

Plusieurs mesures, que ce soit en photovoltage ou en photocourant, ont été faites en fonction de la température. Les spectres obtenus ont été observés à des



Photocourant

Fig. 1.13 : Circuit électrique pour les mesures en photocourant en fonction du champ électrique. V_0 : source de tension, r : résistance fixe, A : amplificateur à détection synchrone.

températures pouvant être variées de 2 K à 300 K. Plusieurs mesures préliminaires entre les températures de 77 K à 300 K, ont été prises en utilisant un simple cryostat en acier inoxydable, fabriqué suivant les plans de Fortin^[1.47] à l'atelier du département. Les échantillons, dans ce cryostat, sont sous vide et refroidis par contact avec le

porte-échantillon (en cuivre) creux, rempli d'azote liquide. Pour les températures pouvant atteindre les 2 K, le cryostat *Janis*, spécialement conçu pour fonctionner à l'hélium liquide, a été utilisé. Ce cryostat est ainsi constitué qu'il est possible de pomper sur l'hélium liquide pour obtenir des températures au-dessous de 4,2 K. La température de 4,2 K à 300 K est contrôlée par le taux d'évaporation de l'hélium liquide et enregistrée par deux thermomètres à proximité de l'échantillon. Les températures sont fixes et très précises puisqu'on retrouve un bon contact thermique entre le réfrigérant (gazeux ou liquide) et l'échantillon.

1.4 Résultats, analyses et discussion

1.4.1 Influence d'un champ électrique appliqué perpendiculairement et/ou de la température sur un puits quantique simple de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

Dans cette section, nous concentrons notre attention sur l'effet d'un champ électrique appliqué perpendiculairement^[1.33] sur un puits quantique simple fait de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Le but est d'observer cet effet sur les différentes transitions retrouvées dans le puits. Les différents spectres ont été obtenus en faisant varier non seulement l'intensité du champ électrique mais aussi la température de nos échantillons. La variation de ces deux paramètres a donné des résultats fort intéressants que nous analyserons et discuterons aux sections 1.4.1.2 et 1.4.1.3.

1.4.1.1 Influence d'un champ électrique sur des spectres de photocourant.

Dans cette partie de l'expérience, des spectres de photocourant en fonction du champ électrique appliqué perpendiculairement au puits quantique simple (échantillon n°1) ont été mesurés. Le champ électrique appliqué permet alors l'observation des raies de transitions interdites ($n \neq n'$) (déjà observées par d'autres [1.9,1.48] avec des champs de l'ordre de 10^4 - 10^5 V/cm) et le déplacement et l'affaïssement de toutes les raies, permises et interdites, dans un spectre de PC, et une augmentation du signal mesuré.

La relation entre le champ électrique et le voltage appliqué est donné par :

$$|\vec{F}| = |\vec{F}_0| - \frac{V_s}{d} \quad (1.33)$$

où F est le champ électrique total, F_0 le champ électrique induit par la barrière de Schottky, V_s est le voltage appliqué et d est l'épaisseur de l'échantillon. Donc, une augmentation du voltage appliqué en polarisation inverse fait augmenter le champ

électrique. Comme le champ électrique est fonction de l'épaisseur de l'échantillon et du champ électrique induit par la barrière de Schottky (7 kV/cm et 10 kV/cm pour les échantillons 1 et 2 respectivement)^[1.49], celui-ci variera d'un échantillon à l'autre.

En appliquant un faible voltage $\approx + 1,0$ volt, le spectre de PC donne des raies excitoniques correspondant aux transitions permises ($n=n'$), similaires à celles observées dans des mesures antérieures^[1.9,1.6,1.35]. Lorsque le champ électrique appliqué augmente, de nouvelles raies apparaissent. Ces nouvelles raies ont été identifiées comme étant des raies correspondant aux transitions interdites ($n \neq n'$)^[1.10,1.50]. La figure 1.14 nous présente clairement les raies associées aux transitions 11H, 12H, 21H, 22H.

Un déplacement vertical des spectres a été effectué pour mieux visualiser

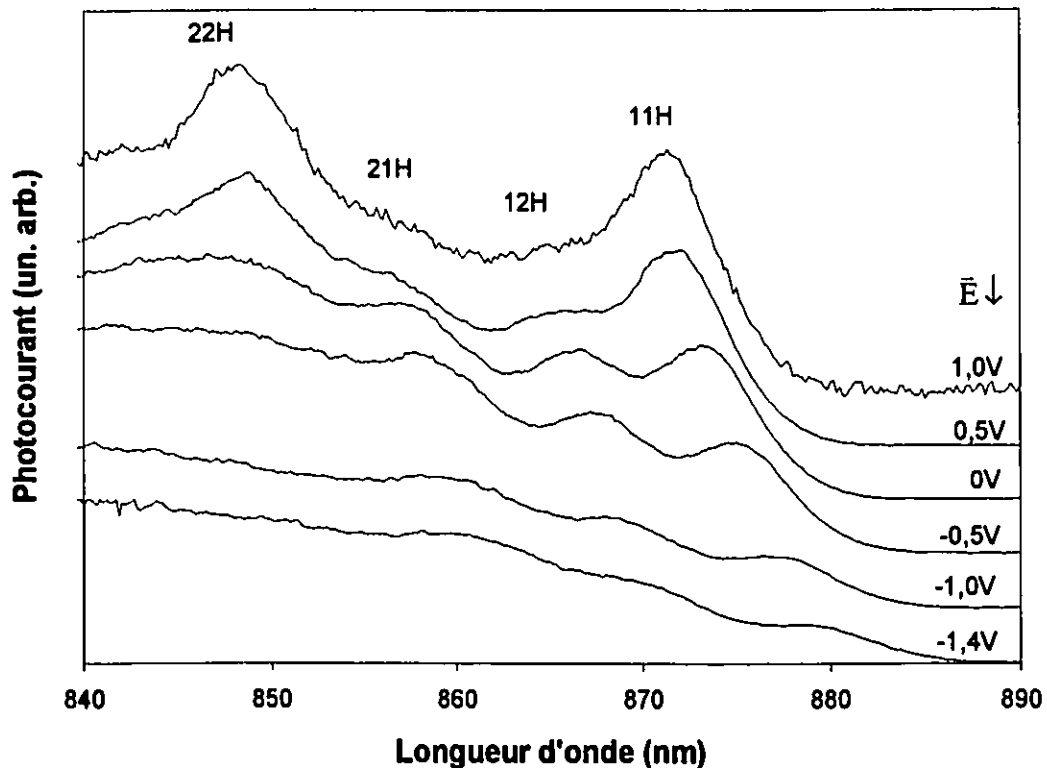


Fig. 1.14 : Spectres de photocourant de l'échantillon n°1 soumis à différents voltages appliqués (volt) à $T=77$ K.

les effets expliqués. Cette méthode sera répétée tout au long de cette thèse si nécessaire.

L'observation des transitions $n \neq n'$ peut être comprise en termes d'une déformation du puits de potentiel causée par le champ électrique tel qu'expliqué dans la théorie. Cette déformation affectant les fonctions d'ondes rend possible l'observation des transitions interdites [1.51,1.52].

Un autre effet du champ électrique sur un spectre de photovoltage est le déplacement des raies excitoniques vers les basses énergies («Quantum confined Stark Effect»). La figure 1.15 nous montre le déplacement énergétique des transitions observées à la figure 1.14.

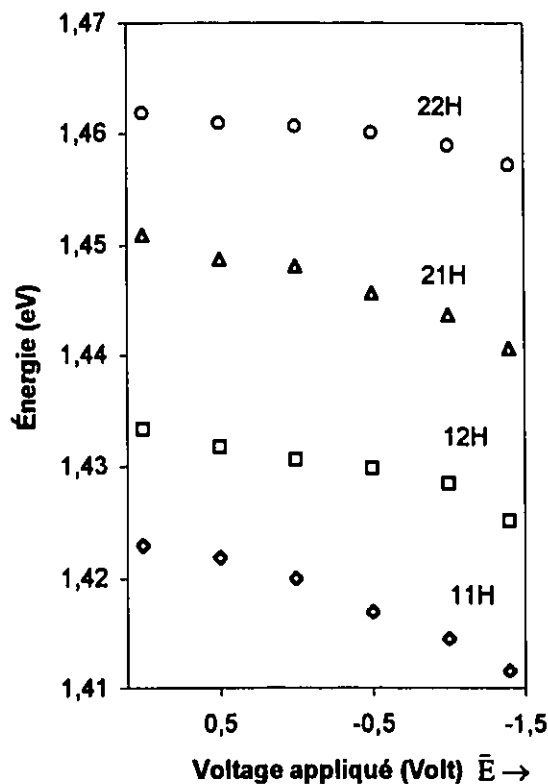


Fig. 1.15 : Énergie des raies de la figure 1.14 en fonction du champ électrique pour différentes transitions à $T=77$ K. La grosseur des points est indicative des erreurs.

Un plus grand déplacement, par comparaison aux autres (figure 1.15), en énergie de la raie 11H à la température ambiante a déjà été rapporté par Wood et coll. [1.53] et expliqué théoriquement par Miller et coll. [1.54] et Brum et Bastard [1.55]. Les résultats théoriques suggèrent que les bandes avec des énergies plus basses montrent un plus grand déplacement que ceux ayant des plus grandes énergies. Et c'est bien ce résultat que l'on peut observer ici. Un dernier effet observable sur la figure 1.14, et prédit par la théorie, est l'affaïssissement et l'élargissement des raies de transition avec

l'augmentation du champ électrique appliqué.

Quand un champ électrique est appliqué perpendiculairement au puits, les distributions des électrons et des trous sont dirigées dans des directions opposées; par conséquent la probabilité de dissociation augmente et un affaissement se produit. Cet effet est particulièrement bien illustré sur la figure 1.16 qui représente

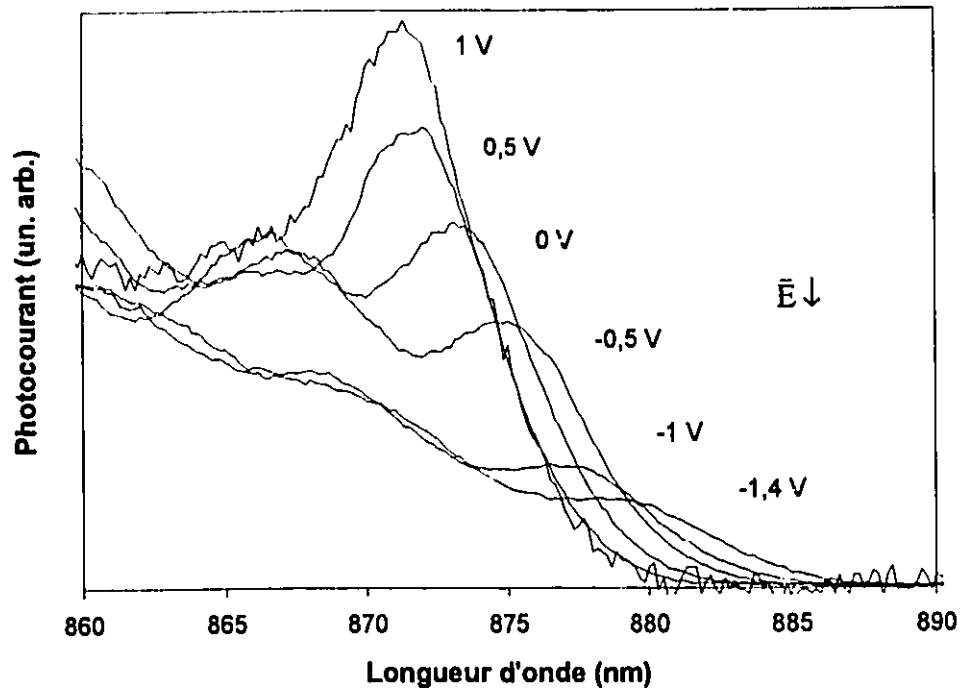


Fig. 1.16 : Raie excitonique associée à la transition 11H pour différentes valeurs du voltage appliqué (Volt) à $T=77$ K.

la raie excitonique associée à la transition 11H à diverses valeurs du champ électrique.

Le comportement spectral de différentes transitions en fonction du champ électrique a été étudié et montre bien les effets attendus et prédits par la théorie. D'autres mesures de photocourant en fonction du champ électrique ont été étudiées ici, mais en faisant varier aussi la température de l'échantillon. C'est l'influence simultanée de ces deux paramètres sur les niveaux d'énergie du puits quantique et sur l'amplitude du signal du photocourant qui fera l'objet de la prochaine section.

1.4.1.2 Photocourant en fonction du champ électrique et de la température.

Avec l'augmentation d'un champ électrique appliqué perpendiculairement à un puits quantique simple de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, il y a accroissement du nombre de porteurs libres d'origine excitonique. On doit donc s'attendre à ce que le photocourant mesuré augmente, particulièrement dans la région excitonique. On peut observer ces effets sur la figure 1.17 qui représente les spectres complets de l'échantillon n°2 en fonction du champ appliqué à plusieurs températures. On remarque sur ces spectres les transitions 11H, 22H et le gap du GaAs.

Comme cela a été mentionné dans la théorie, lorsque la température d'un semi-conducteur croît, il y a dilatation et accroissement des oscillations du réseau. Cette dilatation provoque un changement décroissant du gap d'énergie. On s'attend donc à ce qu'il y ait déplacement de tous les spectres vers les basses énergies ou longues longueurs d'onde, lorsque la température augmente. C'est ce qui est illustré sur la figure 1.18 qui représente la position en énergie de certaines transitions en fonction de la température. Le déplacement du gap d'énergie du GaAs en fonction de la température y est illustré ainsi qu'une courbe théorique qui correspond bien à la courbe expérimentale. Les deux autres courbes montrent le déplacement en température des niveaux d'énergie 11H et 22H. Les deux courbes ainsi que le gap du GaAs semblent bien suivre la même pente, c'est-à-dire d'après la théorie, qu'à basse température (inférieure à la température de Debye) l'énergie varie proportionnellement au carré de la température et, à température plus haute que la température de Debye, l'énergie varie linéairement avec T.

En théorie, lorsque la température augmente, il y a élargissement des niveaux d'énergie et la probabilité de recombinaison augmente. Il en résulte donc un affaïssissement des raies de transition. Cet effet d'affaïssissement est bien observable sur la figure 1.17. Passant de la température de 77 K à 225 K, on remarque bien

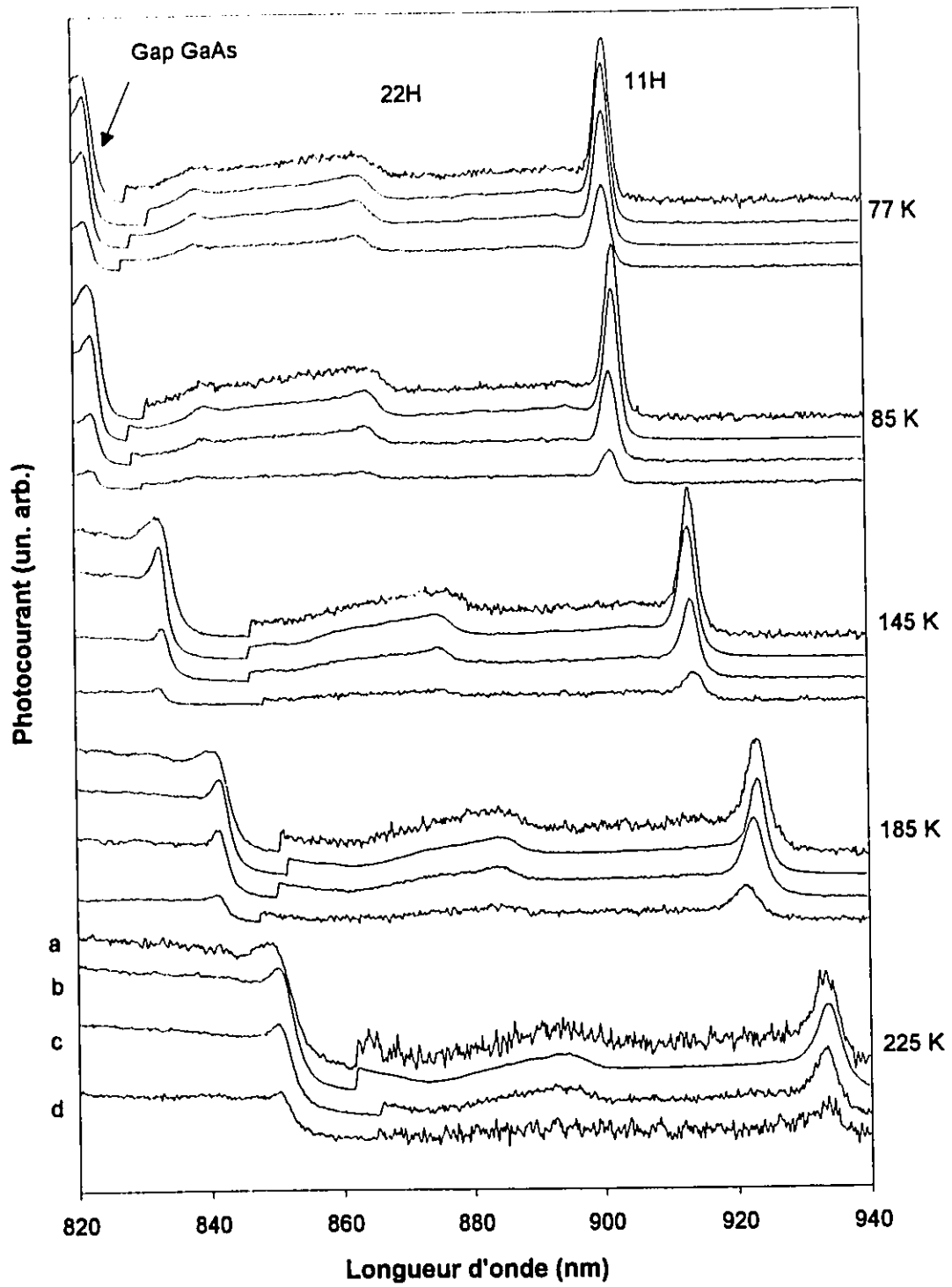


Fig. 1.17 : Spectres de l'échantillon n°2, en fonction de la température pour plusieurs valeurs du voltage appliqué. a : -0,3 V, b : 0 V, c : 0,1 V, d : 0,2 V.

que la transition 11H s'est affaïssée.

Une autre observation, prédite par la théorie, est l'ionisation des excitons par une énergie thermique ou par un champ électrique. L'ionisation des excitons nous permet alors de mesurer un photocourant d'origine excitonique qui dépendra de la température et du champ. La figure 1.19 représente le photocourant des raies excitoniques 11H de la figure 1.17 en fonction du voltage appliqué pour plusieurs températures. Il est facile de constater que, lorsque le champ augmente, l'intensité de la raie excitonique augmente abruptement jusqu'aux alentours de 0 volt et tend

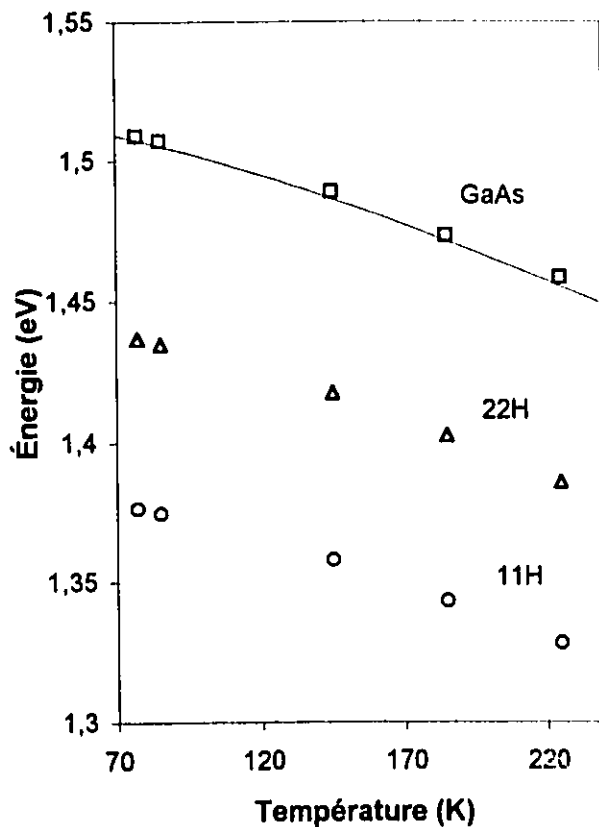


Fig. 1.18 : Déplacement en température des structures spectrales en photocourant ($V=0,3V$). Les carrés représentent le gap du GaAs expérimental et le trait représente le gap du GaAs théorique. La grosseur des points est indicative des erreurs.

à saturer vers la valeur de $-0,3$ volt. Ceci indique que l'ionisation des excitons augmente jusqu'à 0 volt (un champ de 10 kV/cm dû à la barrière de Schottky) et à champ électrique plus fort, la grande partie des excitons se trouve déjà ionisée, donc le photocourant tend à être saturé. Pour l'effet de la température, on retrouve un plus petit signal aux hautes températures, dû à l'affaïssement de la raie tel qu'expliqué auparavant et à la façon dont les spectres ont été mesurés. On donnera plus de

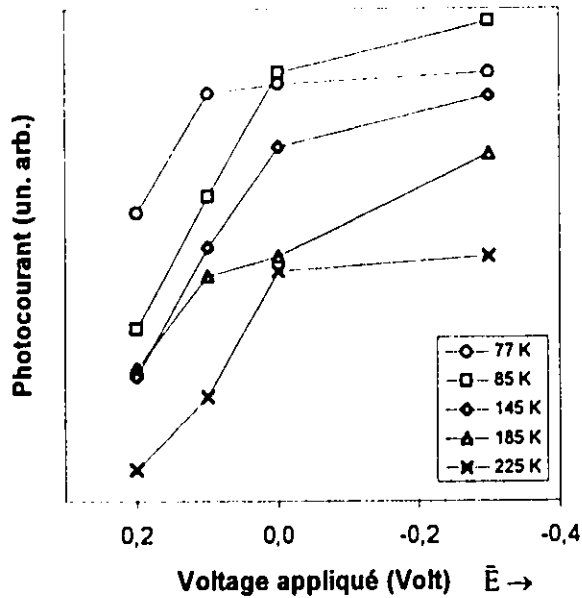


Fig. 1.19 : Photocourant du maximum de la raie 11H de la figure 1.17 en fonction du voltage appliqué pour plusieurs températures.

résultats et plus de détails sur la transition excitonique 11H en fonction de la température dans une prochaine section.

Nous avons étudié la réponse de spectres en photovoltage des transitions énergétiques d'un puits quantique simple de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de deux paramètres, soit la température et le champ électrique.

1.4.1.3 Photocourant excitonique en fonction de la température et du champ électrique.

Comme cela a été mentionné plus haut, un exciton est électriquement neutre, donc il ne peut produire un courant électrique. Par contre, il est possible d'ioniser les excitons, soit thermiquement, soit par l'application d'un champ électrique, et de produire ainsi un courant que l'on peut ensuite mesurer. C'est cet effet que cette section examine spécialement. On y présente, en particulier, des mesures du photocourant excitonique 11H en fonction de plusieurs valeurs de champs électriques appliqués perpendiculairement au puits quantique et ce, pour des températures différentes, variant de 21 K à 300 K.

La figure 1.20 représente le photocourant intégré correspondant à la raie excitonique 11H en fonction du champ électrique pour quatre températures différentes. Nous avons calculé l'intensité intégrée et non seulement le point maximal de la raie; puisqu'il y a affaissement sur augmentation du champ

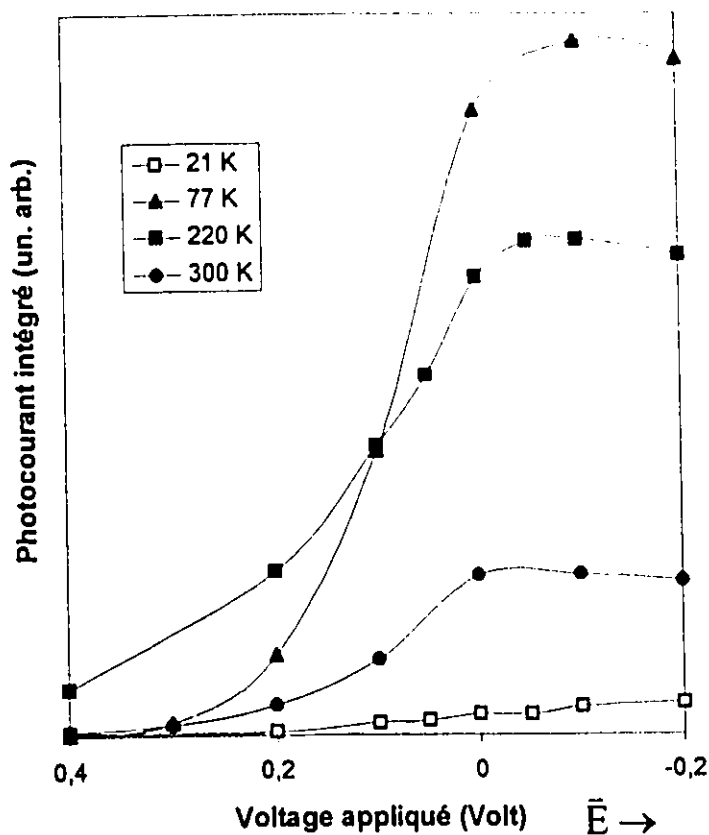


Fig.1.20 : Photocourant intégré en fonction du voltage appliqué pour quatre différentes températures (échantillon n°2).

électrique ou de la température, il est important de procéder de cette façon pour tenir compte du courant total dû aux excitons.

On remarque sur la figure 1.20 qu'avec un champ électrique faible (0,4 V) le photocourant intégré correspondant à la transition 11H, reflète la faible ionisation des excitons. Par contre si on augmente le champ, on observe une augmentation

abrupte du photocourant jusqu'à un point maximal. La présence d'un point maximum a déjà été observée dans d'autres spectres de photocourant en fonction du champ électrique. En effet R.T. Collins et coll. [1.38] ont observé, dans des puits quantiques de GaAs/Al_xGa_{1-x}As, un maximum de photocourant pour un champ électrique de $\sim 10^5$ V/cm. Cela s'explique par le fait que, plus le champ électrique augmente, plus il y a ionisation des excitons associés à la transition 11H, donc plus il y a de photocourant. On peut observer, par contre, que ce point maximal survient à des champs électriques différents pour chaque température. Des champs E_{mix} plus faibles à des températures plus élevées y sont observés, ce qui est très logique puisqu'il existe une convolution entre le champ électrique et la température. Plus la température est élevée, moins le champ électrique appliqué

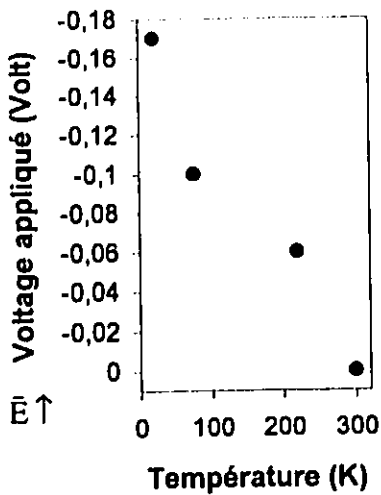


Fig 1.21 : Voltage appliqué correspondant au maximum des courbes de la figure 1.20 en fonction de la température.

doit être élevé pour qu'il y ait ionisation des excitons (figure 1.21). Ceci est aussi dû à la diminution de l'énergie de liaison de l'exciton avec l'augmentation du champ électrique (thèse de Kevin Gibb 1992). Les excitons sont thermiquement dissociés lorsque l'énergie thermique avoisine leur énergie de liaison $kT \cong E_{exc}$. Si, par exemple, nous avons une énergie de liaison de l'exciton de l'ordre de ≈ 7 meV, on peut facilement calculer à quelle température la plupart des excitons seront ionisés thermiquement.

$$kT \geq 7 \text{ meV} \quad (1.34)$$

où k est la constante de Boltzmann ($8,6 \times 10^{-5}$ eV/K) et T la température, on obtient:

$$T_i \geq 81 \text{ K} \quad (1.35)$$

Donc, au-dessus d'une température de ≈ 81 K (valeur que nous pourrions vérifier un peu plus loin à l'aide d'un graphique de l'intensité intégrée de la transition 11H en fonction de la température), la grande majorité des excitons sont thermiquement dissociés, donnant ainsi un courant que l'on peut mesurer. Par contre, si les mesures sont prises lorsque $T < 81$ K, peu d'excitons seront ionisés thermiquement mais pourront l'être par l'application d'un champ électrique. L'équation 1.36 nous donne le champ électrique que l'on doit appliquer pour ioniser les excitons :

$$F \geq \frac{E_{exc}}{qa_{exc}} \quad (1.36)$$

E_{exc} étant l'énergie de liaison de l'exciton (≈ 7 meV), q la charge de l'électron et a_{exc} le rayon de l'exciton ≈ 50 Å pour le InGaAs. Considérant ces valeurs, on obtient un champ électrique critique de ≈ 14 kV/cm. Comme il existe déjà un champ électrique induit par la barrière de Schottky de l'ordre de 10 kV/cm, le champ électrique que nous devons appliquer pour atteindre l'énergie de liaison de l'exciton est alors de :

$$F_{app.} \approx F - F_{ind.} \quad (1.37)$$

où $F_{app.}$ est le champ électrique qui doit être appliqué pour obtenir l'ionisation, F le champ électrique nécessaire pour avoir ionisation et $F_{ind.}$ le champ électrique induit par la barrière de Schottky. On obtient $F_{app.}$ de l'ordre de 4 kV/cm. Un champ de 4 kV/cm correspondrait ici à un voltage de $\sim -0,3$ V. La valeur expérimentale à $T=0$ (figure 1.21) est $\sim -0,2$ V. Par contre, pour $0 < T < T_i$, même si l'énergie thermique kT n'est pas suffisante pour ioniser les excitons, un voltage appliqué plus faible (de l'ordre de 0 V à -0,2 V) est alors nécessaire à la dissociation (figure 1.21). C'est pourquoi, lorsque la température augmente, le point d'ionisation maximal se trouve à un voltage plus faible.

Le but principal de cette étude sur l'ionisation de l'exciton par une énergie thermique et/ou électrique n'est pas d'obtenir des valeurs précises de la température ou du champ électrique d'ionisation, mais bien d'essayer d'observer l'effet conjugué de ces deux paramètres. Des valeurs précises pour ce genre de mesures deviennent beaucoup plus complexes, puisque d'autres paramètres exercent aussi leur influence. Par exemple, le temps de vie des porteurs libres issus de la dissociation des excitons est lui aussi affecté par la température et le champ. Cependant le but principal, qui a été atteint, est de rendre observable l'ionisation, thermique et/ou électrique, des excitons associés à la transition 11H dans un puits quantique de $In_xGa_{1-x}As$.

1.4.2 Signal photovoltaïque et de photocourant sous une variation de la température

L'effet de la température sur les niveaux d'énergie d'un puits quantique est très bien connu, et a beaucoup été étudié. Plusieurs de ces études ont été faites par photoluminescence, absorption^[1.34] et photovoltage^[1.45], mais peu ont utilisé des spectres de photocourant. Cette dernière partie du premier chapitre étudie l'évolution de spectres photovoltaïques et de photocourant en fonction de la température.

1.4.2.1 Évolution de spectres photovoltaïques et de photocourant en fonction de la température.

Lorsque la température d'un semi-conducteur croît, on constate un décroissement du gap d'énergie engendrant une diminution en énergie des différentes transitions retrouvées dans un puits quantique. Les figures 1.22 et 1.23 illustrent des spectres photovoltaïques et de photocourant de l'échantillon n°2 pour plusieurs températures. On remarque bien qu'il y a déplacement de la raie excitonique vers les longues longueurs d'onde à mesure que la température augmente. La figure 1.24 représente le déplacement énergétique de la transition 11H en photovoltage et photocourant en fonction de la température. On observe, à haute température, une dépendance linéaire avec celle-ci, tandis qu'à basse température, une dépendance au carré de la température a été mesurée, comme cela est prévu par la théorie.

La théorie a déjà expliqué que, plus la température augmente, plus l'interaction avec les ondes du réseau fait élargir la raie excitonique. On observe aisément cet effet dans les figures 1.22 et 1.23, où plus la température augmente, plus la raie excitonique s'affaïsse, c'est-à-dire diminue en amplitude et s'élargit. La figure 1.25 représentant la largeur à mi-hauteur des raies excitoniques des figures

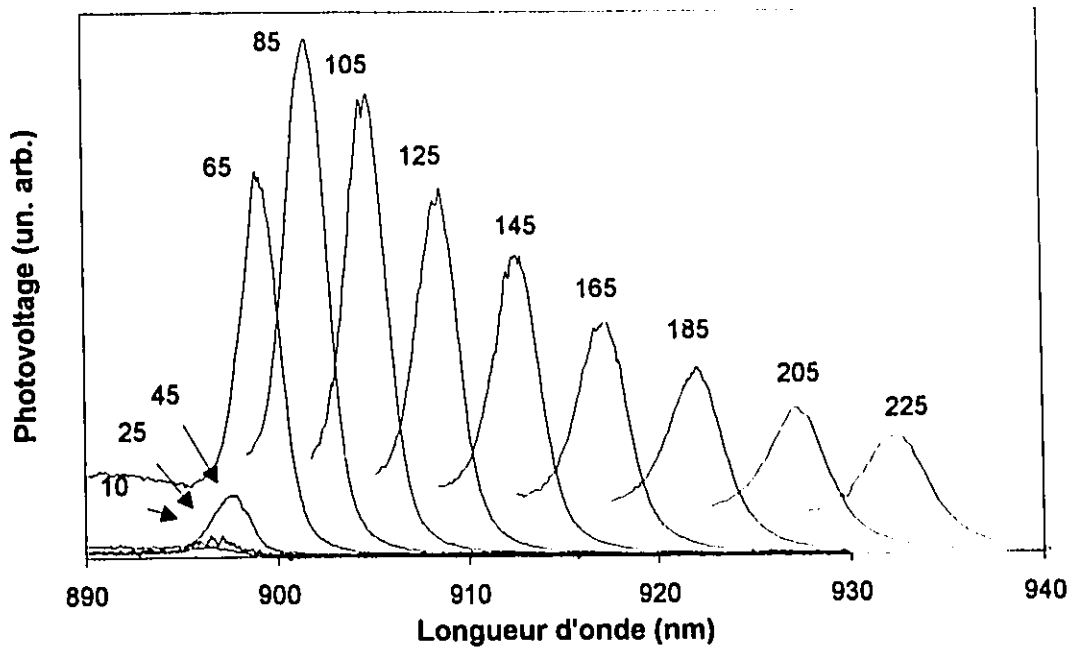


Fig. 1.22 : Spectres photovoltaïques de la transition 11H de l'échantillon n°2 pour plusieurs températures (K).

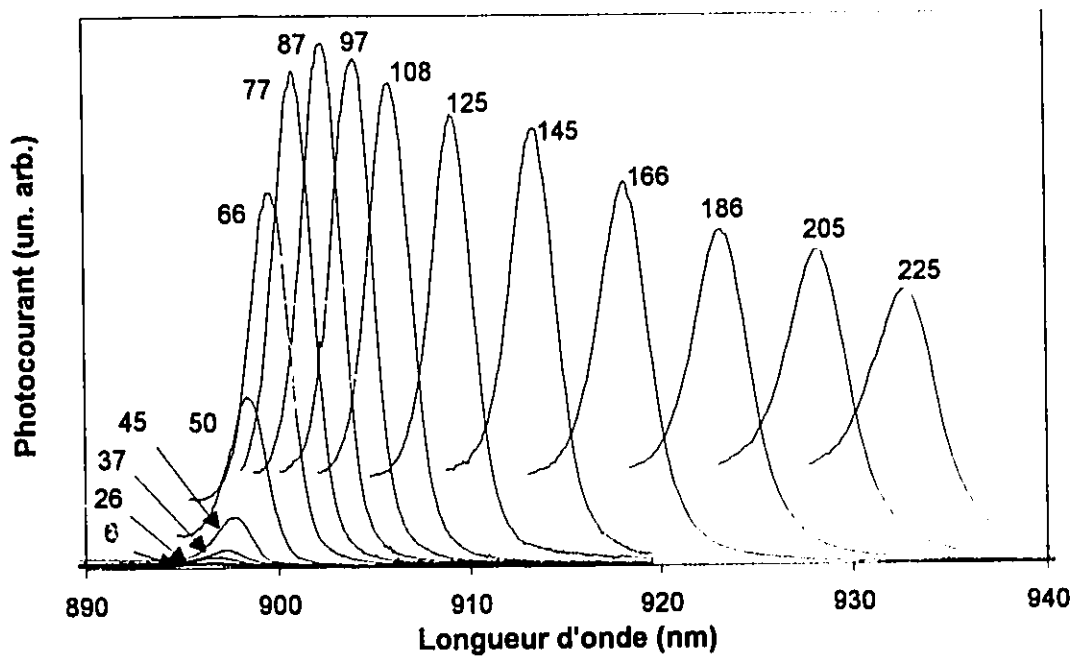


Fig. 1.23 : Spectres de photocourant de la transition 11H de l'échantillon n°2 pour plusieurs températures (K).

1.22 et 1.23, en fonction de la température, illustre bien cet affaissement. Une augmentation de la largeur à mi-hauteur en dessous de 40 K est ici observée et est probablement due à un manque d'intensité du signal causant une grande incertitude sur les mesures. De plus, l'affaissement est aussi en parti dû à la diminution du temps de vie des porteurs. Un graphique du photocourant en fonction du temps de vie des porteurs libres serait alors très intéressant à comparer avec les résultats obtenus.

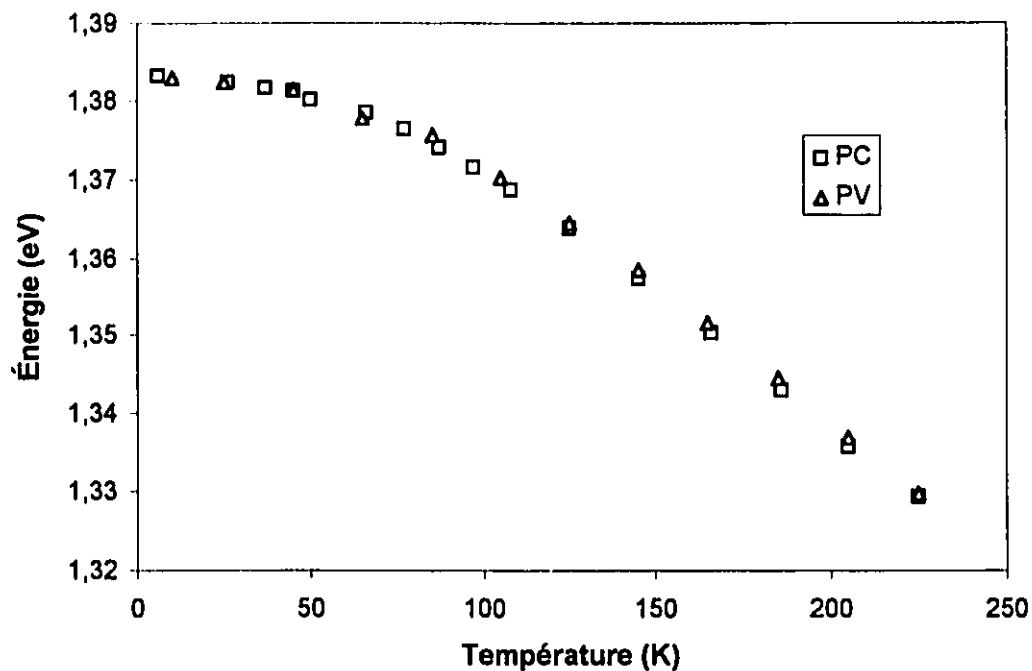


Fig. 1.24 : Déplacement énergétique de la transition 11H en photocourant et photovoltage en fonction de la température.

Il est aussi possible de remarquer, autant pour les spectres en photovoltage que pour ceux qui ont été pris en photocourant, une augmentation abrupte du signal jusqu'à une intensité maximale à une certaine température et, par la suite, une descente plus douce jusqu'aux hautes températures. L'intensité intégrée (non seulement la hauteur de la raie puisque son affaissement est aussi dépendant de la température) des raies à différentes températures des spectres de photovoltage et

de photocourant en fonction de la longueur d'onde sera analysée et discutée dans la prochaine section.

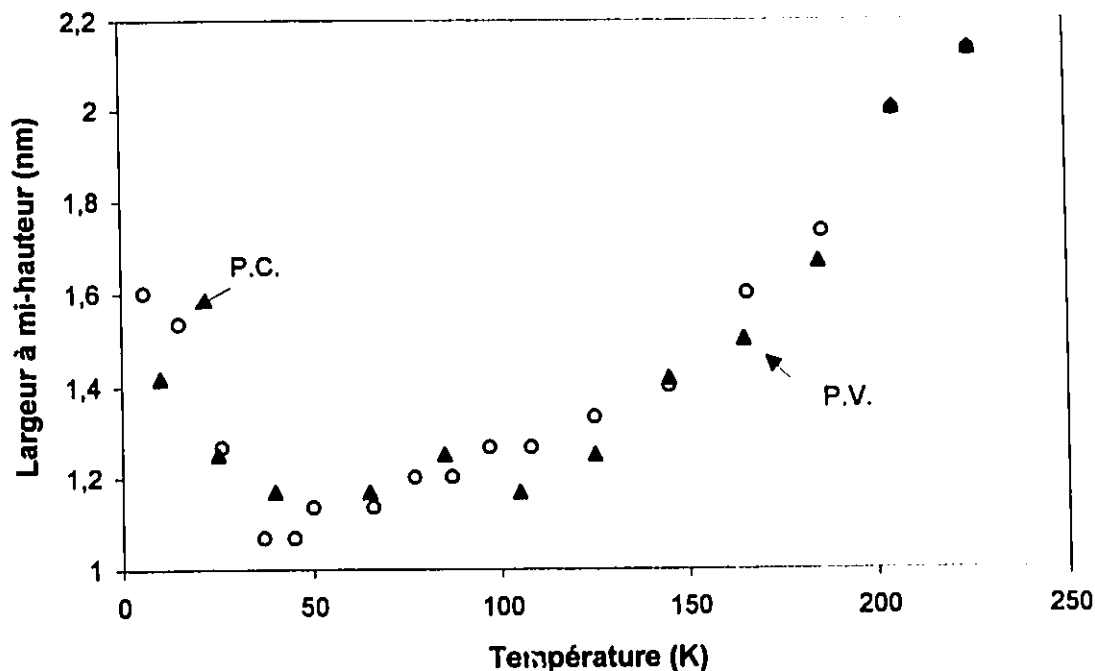


Fig. 1.25 : Largeur à mi-hauteur des raies excitoniques en photovoltage et photocourant en fonction de la température.

1.4.2.2 Intensité intégrée de la raie excitonique 11H en photovoltage et en photocourant en fonction de la température

A basse température, l'intensité de la transition excitonique 11H est très faible, que ce soit pour le photovoltage ou le photocourant. Cette faible intensité s'explique par une énergie thermique ($kT \leq E_{exc.}$) plus faible que l'énergie de liaison de l'exciton, les excitons n'étant à peu près pas dissociés thermiquement. C'est pourquoi on y mesure peu de photocourant ou de photovoltage. A basse température, la recombinaison de l'exciton se fait directement, créant ainsi un fort signal de photoluminescence et un faible signal de photocourant^[1.8]. Tandis qu'à haute température, la dissociation des excitons se fait par l'intermédiaire d'états libres, c'est-à-dire par recombinaison indirecte, on retrouve alors un faible signal

de photoluminescence et un fort signal de photocourant[1.2,1.54]. À haute température, il devrait éventuellement y avoir saturation du photocourant et du photovoltage due à l'ionisation totale des excitons. On devrait ainsi trouver à la température T' , où on observe une saturation, l'énergie de liaison de l'exciton. Plusieurs auteurs, dont J. Filipowicz et coll. [1.34] travaillant sur des puits quantiques multiples de GaAs-AlGaAs et T.Lei, M. Toledo-Quinones et coll. [1.4] travaillant sur des super-réseaux de GaAs-AlGaAs, ont mesuré un maximum de la

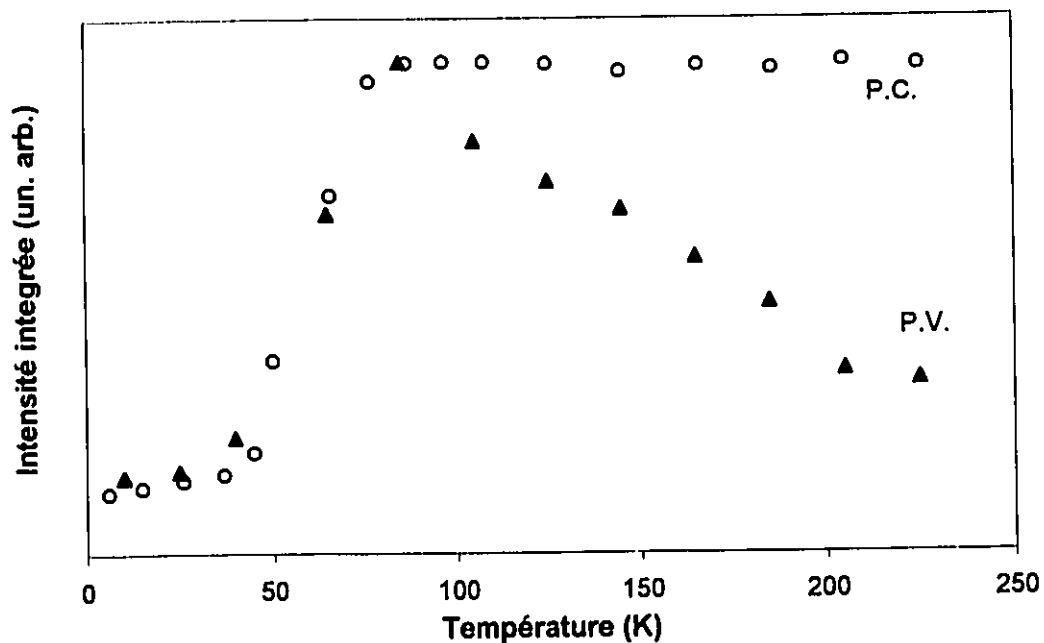


Fig. 1.26 : Intensité intégrée du photovoltage et du photocourant de la transition excitonique 11H en fonction de la température.

transition quantique 11H autour d'une température de 90 K.

Selon la figure 1.26, on remarque qu'à une température d'environ 86 K, il semble y avoir saturation, donc ionisation maximum. À partir de cette température, on peut calculer l'énergie de liaison de l'exciton : $E_{exc} \cong k \times 86 \text{ K} \cong 7 \text{ meV}$, valeur que nous avons déjà calculée et mentionnée. Il est donc possible, d'après nos résultats expérimentaux, d'évaluer l'énergie de liaison de l'exciton dans des puits

quantiques. On observe bien, comme cela est prévu par la théorie, une saturation du photocourant au-delà de T' . Par contre, pour le photovoltage, on remarque une baisse non négligeable. Cette différence est due au montage expérimental: le photovoltage est mesuré directement aux bornes de l'échantillon (le photovoltage est donc dépendant de la valeur relative de la résistance de l'échantillon par rapport à l'impédance d'entrée de l'instrument de mesure), tandis que le photocourant est mesuré aux bornes d'une faible résistance fixe, et ne tient pas compte du changement de la résistance de l'échantillon en fonction de la température.

Une étude approfondie en fonction de la température sur l'évolution de la transition quantique 11H a été faite en Italie [1.57] (non publiée). Utilisant des puits quantiques à super-réseaux de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, les résultats obtenus, montrent une diminution du PV et PC de 300 K à ~ 100 K et ensuite une augmentation de ceux-ci de 100 K à 4 K. Ils observent donc un minimum du signal PV et PC autour de 100 K, qui serait dépendant de la largeur de barrière et relié à deux effets compétitifs dus à un mécanisme responsable de l'effet tunnel.

C'est en partie après avoir analysé ces résultats que nous avons décidé de vérifier les mesures obtenues puisque, d'après nous, l'explication physique d'un faible PV ou PC ne pouvait se retrouver qu'à basse température et à faible champ électrique. L'énergie thermique ou le champ électrique ne sont pas assez élevés pour pouvoir ioniser les excitons, donc on ne peut mesurer qu'un faible PV ou PC. Et lorsque la convolution de l'énergie thermique et celle qui est due au champ électrique est assez élevée pour ioniser les excitons, un maximum de courant est produit. Résultats observés ici.

Il a donc été possible de mesurer la dépendance de la transition excitonique 11H mesurée en photovoltage et en photocourant en fonction de la température. De plus, nous avons pu, à l'aide de ces spectres, calculer l'énergie de liaison de

l'exciton associé à la transition quantique 11H dans un puits quantique simple de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Conclusion

Les méthodes de spectroscopie photovoltaïque nous ont permis de caractériser des puits quantiques simples de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, plus précisément de l'exciton associé à la transition 11H. Les résultats de l'effet photovoltaïque en fonction du champ électrique montrent bien un affaissement et un élargissement de la raie ainsi qu'un déplacement du spectre vers les basses énergies. L'observation de transitions interdites est aussi possible. D'autres résultats ont démontré l'évolution en température de l'exciton associé à la transition 11H. Les spectres identifient de manière remarquable l'augmentation abrupte de l'intensité intégrée de cette transition jusqu'à la température correspondant à l'ionisation thermique complète des excitons suivi d'une saturation du signal. Ces résultats permettent entre autres d'évaluer directement de manière expérimentale l'énergie de liaison des excitons dans un puits quantique.

L'effet combiné de la température et du champ électrique sur l'exciton associé à la transition 11H a aussi été analysé. Ces résultats ont mis en évidence une circonvolution entre ces deux paramètres, c'est-à-dire, un point d'ionisation maximal des excitons dû à l'effet combiné de la température et du champ électrique. On retrouve une ionisation maximale aux plus hautes températures pour un champ plus faible.

Un graphique tridimensionnel, en fonction de la température, du champ électrique et de l'intensité intégrée du signal, pourrait servir de preuve à l'appui de cette complicité entre la température et le champ électrique sur l'ionisation de l'exciton.

Les études photoélectroniques sur les puits quantiques sont très nombreuses et en pleine expansion. Ce premier chapitre a été l'objet plus précisément de l'étude photovoltaïque de l'exciton associé à la transition 11H. Le deuxième chapitre portera sur la même méthode de détection, soit l'effet photovoltaïque mais en espérant démontrer la condensation Bose-Einstein des excitons dans un système à deux dimensions, c'est-à-dire les mêmes puits quantiques étudiés dans le premier chapitre.

CHAPITRE II

Transport des excitons dans un système à deux dimensions, les puits quantiques

2.1 Présentation

L'objet de ce deuxième chapitre est l'étude de la possibilité de mesurer une condensation des excitons dans un système à deux dimensions, le puits quantique. L'expression deux dimensions est utilisée par simplification pour définir des systèmes quasi-bidimensionnels.

Cette condensation serait possible à très basse température et avec une grande densité d'excitation lumineuse. L'idée nous est venue à l'occasion d'une expérience faite dans nos laboratoires sur la condensation de Bose-Einstein de.. excitons dans un semi-conducteur massif (de trois dimensions) très pur, un cristal de cuprite (Cu_2O). Les résultats^[2.1,2.2] présentés à la section 2.3 et dont certains sont déjà publiés^[2.3], portent à croire qu'il y aurait observation des résultats prédits par cette théorie tant étudiée^[2.4,2.5], celle de la condensation de Bose-Einstein. Aucune preuve expérimentale directe de la condensation des excitons n'avait encore été publiée jusqu'à ce que ces expériences, effectuées depuis deux ans, nous donnent de bonnes raisons de croire que les résultats obtenus concordent bien avec la théorie.

Ayant eu de très bon résultats sur la condensation Bose-Einstein des excitons dans un semi-conducteur massif de Cu_2O , la tentation fut forte de faire la même expérience (expérience qui sera décrite en détail à la section 2.2), mais dans un système à deux dimensions, c'est-à-dire les puits quantiques.

Ce deuxième chapitre débutera par une introduction plus précise sur le sujet, comportant une explication un peu plus détaillée de la condensation Bose-Einstein (BE), ses caractéristiques et ses effets. Quelques notions théoriques indispensables à la compréhension des résultats seront aussi données. Nous enchaînerons en donnant, dans la deuxième section, les techniques expérimentales, une description des différents échantillons utilisés, les diverses techniques de détection, et pour finir une présentation du montage expérimental et du système cryogénique utilisé. La troisième section consistera en une courte présentation des résultats obtenus dans un système à trois dimensions, qui nous aidera à comprendre et à visualiser l'effet de la condensation BE et la raison pour laquelle les mêmes expériences ont été répétées dans un système à deux dimensions. La quatrième section présentera les résultats obtenus dans des puits quantiques. Ces résultats seront analysés, discutés et nous permettront, en conclusion, d'apporter de nouvelles idées sur d'autres expériences qui pourraient être faites sur ce sujet.

2.2 Introduction théorique

Un gaz dense d'excitons produit par photoexcitation laser dans un semi-conducteur, à basse température, est un système idéal pour étudier les propriétés physiques d'un gaz quantique Bose-Einstein (BE)[2.6]. Dans un tel système, constitué de particules libres à spin entier, les statistiques BE requièrent une densité d'occupation dans l'état excité de la forme[2.7]

$f(E, \mu, T) = \{\exp[(E - \mu) / k_b T] - 1\}^{-1}$, où E est l'énergie cinétique d'une seule particule et T la température du gaz. Le potentiel chimique μ est déterminé par la condition: $N = \int_0^{\infty} f(E, \mu, T) D(E) \times dE$, où N est le nombre de particules dans l'état

excité à l'intérieur d'un volume V et $D(E)$ la densité d'états. μ est grand et négatif à basse densité et approche zéro à mesure que le nombre de particules augmente. À une température et à un volume donnés, le nombre de particules dans l'état excité ne peut excéder une certaine valeur critique^[2.8] puisque, d'après l'intégrale donnée plus haut, elle est finie, même pour $\mu=0$, valeur maximale possible. La densité critique pour la saturation de l'état excité à $\mu=0$ est donnée par^[2.7,2.9] :

$$n_c = \frac{N_c}{V} = 2.61g \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} (k_b T)^{3/2}$$

$$n_c = CT^{3/2} \quad (2-1)$$

où m est la masse de la particule et $g = (2s + 1)$ la dégénérescence du spin. D'après Einstein, lorsque la population des états excités est saturée^[2.6], le surplus de particules à température et à volume constants doit rester dans l'état fondamental : -Condensation de Bose-Einstein (CBE). Il est prédit que les particules dans cette nouvelle phase ont des propriétés non usuelles, par exemple une fluidité non-visqueuse, la suprafluidité.

Il est maintenant bien établi que l'apparition d'une phase suprafluide dans l'hélium liquide est intimement liée à la condensation BE^[2.5]. Cependant, par suite des fortes interactions entre atomes dans le liquide, il est difficile d'établir une relation simple entre la fraction des particules dans l'état condensé et la fraction de liquide suprafluide. Par exemple, il est bien connu que l'ensemble de l'hélium liquide devient suprafluide en dessous de 1 K alors que moins de 10% des particules occupent le condensat^[2.10]. Il est donc important d'explorer d'autres systèmes, plus dilués que l'hélium liquide, dans lesquels on puisse faire varier la densité totale des particules, afin d'établir le lien exact entre la suprafluidité et la condensation BE. Plusieurs recherches ont été faites sur l'étude d'une particule libre pouvant satisfaire ces conditions. Depuis quelques années déjà, il a été

reconnu que les excitons dans des semi-conducteurs pourraient exhiber ces phénomènes de condensation BE. Les excitons, paires d'électron-trou liés, peuvent être créés dans des semi-conducteurs par excitation optique. Leur petite masse ainsi que leur densité variable et relativement diluée, sont telles qu'ils forment un système idéal où il est possible de mettre en évidence des effets liés à la statistique quantique d'un gaz de bosons^[2.11] pour l'étude de la CBE.

Plusieurs recherches sur la condensation des excitons ont été exercées, surtout dans des cristaux purs de cuprite Cu_2O ^[2.6,2.12], sans jamais vraiment donner une démonstration claire d'une CBE. Depuis deux ans, plusieurs expériences ont été faites sur ce sujet dans nos laboratoires, en collaboration avec A. Mysyrowicz du Groupe de Physique des Solides, École Normale Supérieure, Université de Paris, France. Ces études portent à croire qu'il y aurait condensation BE des excitons^[2.1,2.2,2.3] dans des cristaux naturels massifs purs de Cu_2O , et c'est ce qui fera l'objet de la troisième section. Une courte présentation de quelques résultats obtenus sur la cuprite y sera faite pour mieux visualiser et comprendre la CBE et les raisons pour lesquelles les mêmes expériences ont été essayées dans un puits quantique.

2.3 Description des échantillons et montage expérimental

2.3.1 Les échantillons

Les échantillons utilisés dans le système à trois dimensions sont formés d'un monocristal de cuprite (Cu_2O) de très grande pureté. Pour la présente étude, les résultats d'un seul échantillon sont donnés. L'échantillon est orienté selon $\langle 100 \rangle$, permettant aux excitons de voyager dans cette direction. Les dimensions sont de $4 \times 3,8 \times 3,56 \text{ mm}^3$ et la direction d'excitation est perpendiculaire à la plus grande

des faces. Les excitons ont donc une distance de 3,56 nm à parcourir pour se rendre aux électrodes.

Pour le système à deux dimensions, des puits quantiques de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ont été utilisés, certains semblables, d'autres identiques à ceux qui ont été utilisés dans le premier chapitre.

Les premiers résultats analysés avec des puits quantiques et qui seront donnés plus loin ont permis d'observer des changements intéressants, que ce soit en fonction de l'intensité d'excitation, de la distance du point d'excitation ou de la température. Ce sont ces résultats qui ont suscité l'intérêt de pousser cette étude plus loin. Mais la première question qui nous est venue à l'esprit était de savoir si les effets que l'on observe, sont bien dus au puits quantique ou s'ils seraient les mêmes dans une simple couche épitaxiale de GaAs. Cette conclusion étant fort

| Échantillons | Substrat | Concentration d'In (x) | Largeur du puits (L) | Électrodes* |
|-----------------------|------------------|------------------------|----------------------|-------------|
| N°1 Puits quantique | dopé au chrome | $15 \pm 0,5\%$ | $35 \pm 5\text{Å}$ | doigts |
| N°2 Puits quantique | dopé au chrome | $16,6 \pm 0,5\%$ | $85 \pm 5\text{Å}$ | doigts |
| N°3 Puits quantique | dopé au silicium | $16,6 \pm 0,5\%$ | $85 \pm 5\text{Å}$ | sandwich |
| N°4 Couche épitaxiale | dopé au silicium | — | — | sandwich |

Tableau 2.1 : Description des échantillons. *La présentation des différentes configurations d'électrodes sera donnée à la section 2-2-2.

probable, l'idée nous est venue d'étudier des couches épitaxiales de GaAs sous exactement les mêmes conditions pour pouvoir comparer et analyser nos résultats. Les caractéristiques des différents échantillons utilisés dans cette section sont données dans le tableau 2.1.

2.3.2 Les électrodes

Pour dissocier les excitons et ainsi mesurer un photovoltage, des électrodes spécialement conçues (en forme de doigts) pour les échantillons de cuprite ont été déposées sur une des faces bien polie du cristal, soit la plus grande. La direction $\langle 100 \rangle$ est perpendiculaire à la face la plus grande de l'échantillon, donc à la face

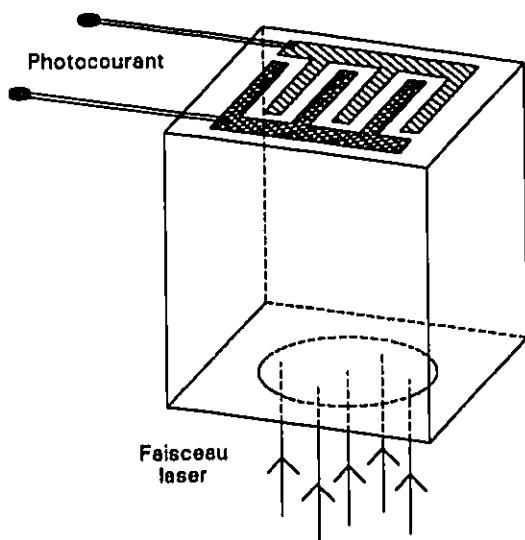


Fig. 2.1 : Configuration des électrodes sur un échantillon de cuprite.

où se trouvent les électrodes. Cette configuration permet aux excitons de voyager dans la direction $\langle 100 \rangle$. Un champ électrique local entre les électrodes faites de cuivre (Cu), formant la barrière de Schottky, et d'or, formant le contact ohmique, ionise les excitons. Les trous et les électrons traversent respectivement les interfaces Cu-Cu₂O et Au-Cu₂O, ce qui donne lieu à un courant

électrique externe^[2.13] que nous mesurons à travers une résistance de 50 Ω. Les électrodes ont la configuration représentée à la figure 2.1. Pour plus de détails sur ces électrodes, on peut se référer aux publications [2.1,2.2,2.3].

Comme nous le montre bien la figure 2.1, l'excitation par le faisceau laser et donc la création des excitons se fait sur une face du cristal, et les électrodes se

trouvent sur une face opposée, permettant aux excitons de voyager d'une face à l'autre. Pour le système à deux dimensions, n'ayant pas deux faces opposées, le déplacement des excitons se fait autrement, comme cela est décrit ci-dessous.

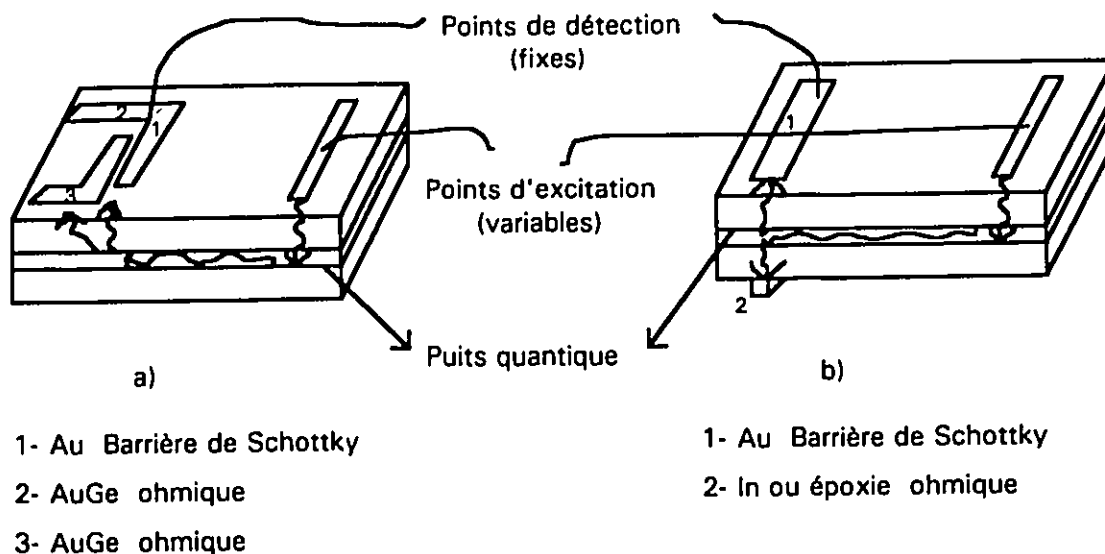


Fig. 2.2 : Représentation des différentes configurations des électrodes pour les échantillons des puits quantiques et des couches épitaxiales.

Deux différents systèmes d'électrodes de détection ont été utilisés pour les échantillons à deux dimensions. Selon la première méthode, pour les échantillons avec substrats dopés au chrome donc très résistifs, les électrodes ont été déposées sur la couche couverture de GaAs. Puisque les mesures prises dans la cuprite ont donné de bons résultats, nous avons cru bon de reprendre la même configuration des électrodes en forme de doigts présentée à la figure 2.2a. L'électrode d'or formant la barrière de Schottky et celle d'or/germanium (AuGe) ohmique, séparées de 0,254 mm, créent un fort champ électrique entre celles-ci qui permet la dissociation des excitons et produit un photocourant que l'on peut ensuite mesurer.

Contrairement au déplacement d'une face à l'autre dans la cuprite, le déplacement des excitons dans cette configuration se produirait comme cela est indiqué à la figure 2.2a. L'excitation du faisceau laser passant par une lentille

cylindrique nous donne une fente lumineuse d'excitation, créant ainsi une «ligne» de porteurs à la surfaces; il s'ensuit une formation d'excitons dans le puits, excitons qui voyageraient dans le puits, sous l'influence du gradient de densité, pour enfin se faire ioniser grâce au champ électrique induit par la barrière de Schottky, et être détectés par les électrodes déposées sur la couche couverture de GaAs.

Pour les échantillons déposés sur substrat dopé au silicium (Si), et bon conducteur, des électrodes en sandwich, c'est-à-dire comme celles décrites dans le premier chapitre, ont été évaporées. On retrouve une électrode d'or sur la couche couverture (barrière de Schottky) et un contact ohmique sur le substrat dopé au silicium (figure 2.2b). Sur chaque électrode, un contact de fils d'or à l'aide d'époxie conductrice a été utilisé pour faciliter la conduction, autant à 300 K que lorsqu'on descend à des températures de l'ordre de 2 K, ce qui est le cas ici si l'on désire obtenir une condensation des excitons. Ici encore, la création et le déplacement des excitons se feraient comme à la section précédente.

2.3.3 Montage expérimental

Le montage présenté ci-dessous (figure 2.3) a été identique pour toutes les expériences, autant pour les échantillons de cuprite (excepté la partie encadrée de pointillé) que pour les échantillons formant des puits quantiques (incluant la partie encadrée de pointillé). L'impulsion laser servant à générer le gaz excitonique est fournie par un laser Nd-YAG suivi d'un cristal doubleur de fréquence lumineuse. L'impulsion à la longueur d'onde $\lambda = 532$ nm a une durée de 10 ns, à 10 Hz. Le faisceau provenant du laser est utilisé à son intensité maximale de 3×10^7 W/cm², puisque c'est à cette intensité qu'il présente le meilleur profil spatial et temporel. Le faisceau est alors atténué par des filtres neutres placés devant l'échantillon. À

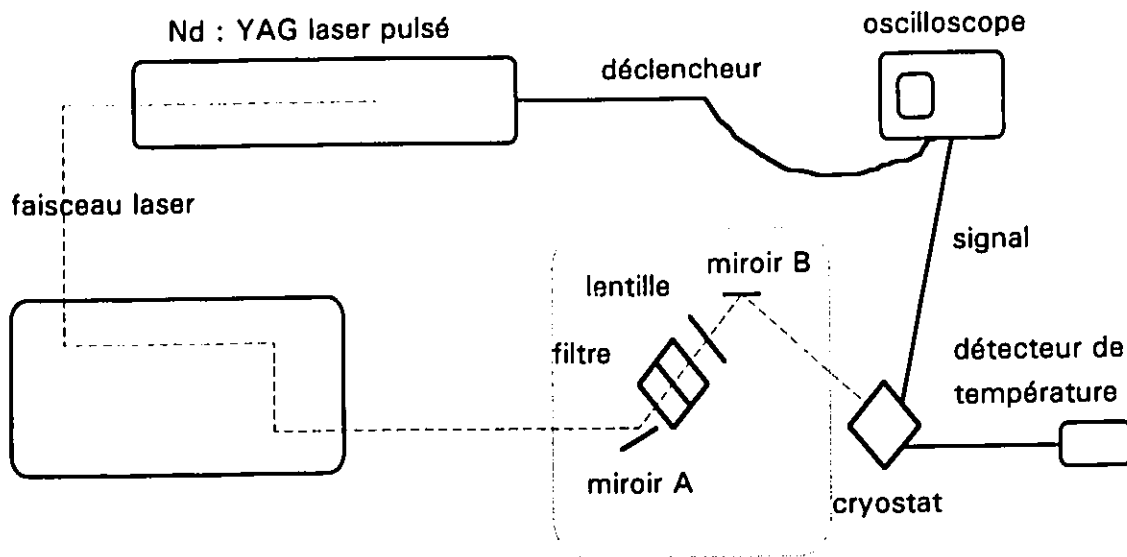


Fig. 2.3 : Montage expérimental.

l'aide de ces filtres, plusieurs combinaisons sont possibles pour nous permettre d'étudier le signal en fonction de l'intensité d'excitation.

Un déclencheur provenant de la source de puissance du laser est transmis à l'oscilloscope, ce qui nous donne le temps exact du départ du pulse lumineux. Mais un temps zéro beaucoup plus significatif est celui où le faisceau atteint directement les électrodes et nous donne un signal photovoltaïque d'une interface métal-semi-conducteur (que nous appellerons photosignal direct). Ce temps zéro permet de mesurer ainsi le signal provenant d'excitons ayant voyagé à travers le cristal (que nous appellerons photosignal retardé). L'oscilloscope, un Tektronix modèle 620 (taux maximum d'échantillonnage de $2 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$), a rendu possible cette expérience, puisqu'il est capable de faire une moyenne du signal plusieurs centaines de fois et que cela élimine la majorité des bruits de fond. Une fois qu'il a été pris sur une grande moyenne, le signal a été enregistré dans l'une des mémoires de l'oscilloscope et ensuite transmis à un ordinateur. Ces mesures ont, par la suite,

été étudiées, analysées et discutées de façon à produire des graphiques représentatifs.

La partie du montage expérimental encadré en pointillé est présentée à la figure 2.4. Elle a été conçue spécialement pour pouvoir enregistrer des signaux temporels en fonction de la distance, entre le point d'excitation et les électrodes.

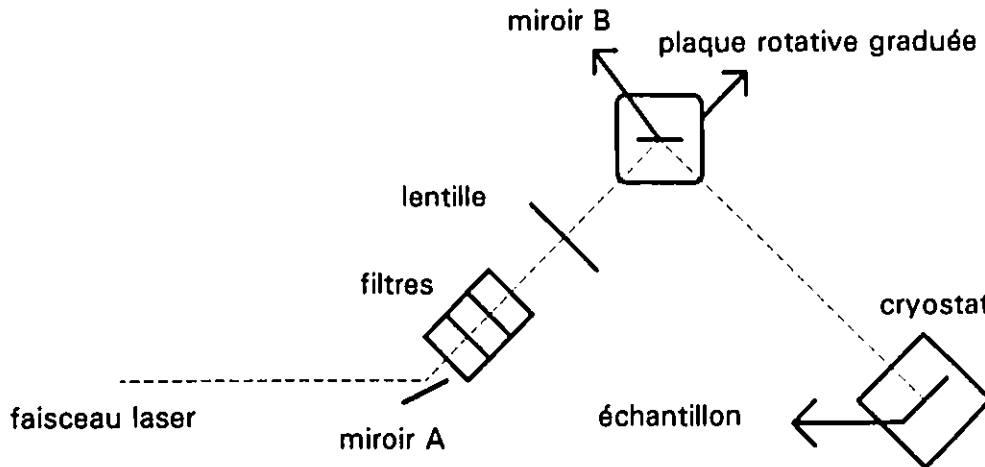


Fig. 2.4 : Montage expérimental permettant de varier la distance et l'intensité d'excitation.

Le faisceau est réfléchi par le miroir A pour ensuite traverser les filtres neutres permettant de varier l'intensité du faisceau laser, puis passe par une lentille cylindrique, changeant le faisceau de forme plutôt circulaire en un faisceau ayant la forme d'une fente focalisée sur l'échantillon. Le faisceau lumineux est réfléchi sur le miroir B qui, lui, est fixé à une plaque graduée en degrés sur laquelle une vis micrométrique est fixée et permet une rotation du miroir à un angle précis (précision de 6') pour ainsi faire varier la position du faisceau sur l'échantillon jusqu'à une longueur de quelques mm. Des mesures en fonction de la distance entre le point d'excitation et les électrodes ont aussi été rendues possibles dans le cas de la cuprite en faisant varier l'épaisseur des échantillons.

2.3.4 Le système cryogénique

Le cryostat utilisé est le même que celui qui a été décrit dans le premier chapitre, c'est-à-dire le cryostat *Janis*, spécialement conçu pour fonctionner à l'hélium liquide. La température est contrôlée par le taux d'évaporation de l'hélium liquide et enregistrée par deux thermomètres à proximité de l'échantillon. Il est bon de signaler que les températures enregistrées ne sont probablement pas exactes, mais c'est le mieux que l'on puisse faire dans les circonstances, puisque les détecteurs de températures étaient situés au-dessus et en-dessous de l'échantillon et non en contact direct avec celui-ci. La température prise fut celle du détecteur juste au-dessus puisqu'il est beaucoup plus proche de l'échantillon. De plus, chaque mesure a été prise sur une période de l'ordre de 40 s pour réduire le bruit, et donc un changement de 0,1 degré durant l'enregistrement est fort possible. Le but ici est de retrouver un changement de phase dans la vitesse pour différencier le suprafluide du milieu diffusif et non d'obtenir cette transition de phase à une température très précise. Par contre, avec une mesure de température précise, un diagramme de phase de $n_c - T$ pourrait être déterminé.

2.4 Résultats et analyses d'une condensation des excitons dans un système à trois dimensions

Dans la cuprite on retrouve deux sortes d'excitons, les paraexcitons et les orthoexcitons. Seulement les paraexcitons peuvent voyager une grande distance avant de se recombiner puisque leur temps de vie est de l'ordre de $\tau \approx 12 \mu\text{s}$ [2.14]; ce sont donc les seuls à être mesurés ici[2.9]. Pour avoir plus de détails et

d'explications sur ces différentes sortes d'excitons et leurs caractéristiques, on peut se référer aux renvois suivants [2.5,2.6,2.13].

La densité critique requise pour obtenir une condensation BE est calculée à partir de l'éq. (2.1), substituant la masse effective de l'exciton de $2,7m_0^*$, un spin de 0 (paraexciton) et une température de 2 K, ce qui donne :

$$n_c \approx 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad (2.2)$$

La densité d'excitation créée par excitation laser peut s'exprimer par :

$$n_{\text{exc}} = \frac{\text{Photons absorbés}}{\text{volume}} \quad (2-3)$$

en assumant une efficacité de 100% sur la production d'excitons et que $\tau_{\text{exc}} \gg \Delta t(\text{laser})$. L'éq. (2.3) peut être évaluée ainsi :

$$n_{\text{exc}} = \frac{\text{Puissance}}{\text{Aire}} \cdot \frac{\Delta t}{E_{\text{photon}}} \cdot \frac{1}{\text{Pr ofondeur}} \cdot \% \text{d'efficacité} \quad (2.4)$$

$$= I \frac{\text{largeur du pulse}}{\hbar\omega} \cdot \alpha \cdot \% \text{d'efficacité} \quad (2.5)$$

où I est l'intensité d'excitation, α le coefficient d'absorption, et le % d'efficacité prend en considération les pertes par réflexion sur les fenêtres du cryostat et sur l'échantillon. Si un filtre de densité optique D.O.=1,3 est utilisé pour atténuer le faisceau laser, on obtient alors une intensité de $I = I_{\text{max}} \times 10^{-\text{D.O.}} = 3 \times 10^7 \times 10^{-1,3} = 1,5 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$, et l'éq. (2.5) peut alors s'écrire ainsi :

$$n_{\text{exc}} = 1,5 \times 10^6 \cdot \frac{8 \times 10^{-9}}{4 \times 10^{-19}} \cdot 3 \times 10^3 \cdot 50\% \quad (2.6)$$

$$n_{\text{exc}} = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \quad (2.7)$$

Si on compare ce résultat avec l'éq. (2.2); même avec une efficacité de 1% (ou un filtre de D.O. ~2,3), une condensation BE des excitons devrait se produire.

2.4.1 Mesures d'un signal excitonique à différentes intensités du laser

Des mesures d'un signal excitonique à différentes intensités du laser donc à différentes densités excitoniques (n_c), ont été observées dans l'échantillon de cuprite, à une température constante de $\sim 1,85$ K.

Les résultats pour sept différentes intensités sont présentés à la figure 2.5. Le signal très étroit autour de $t = 0$ est le signal photovoltaïque qui vient de l'illumination directe des électrodes (signal direct). Il correspond à une illumination intentionnelle de la surface arrière du cristal avec une partie du faisceau laser. Cela permet d'identifier l'origine des temps et donne le temps de réponse du détecteur (ce signal rapide disparaît si la face arrière de l'échantillon est camouflée à la lumière). Le signal retardé, de structure plus large est celui attribué

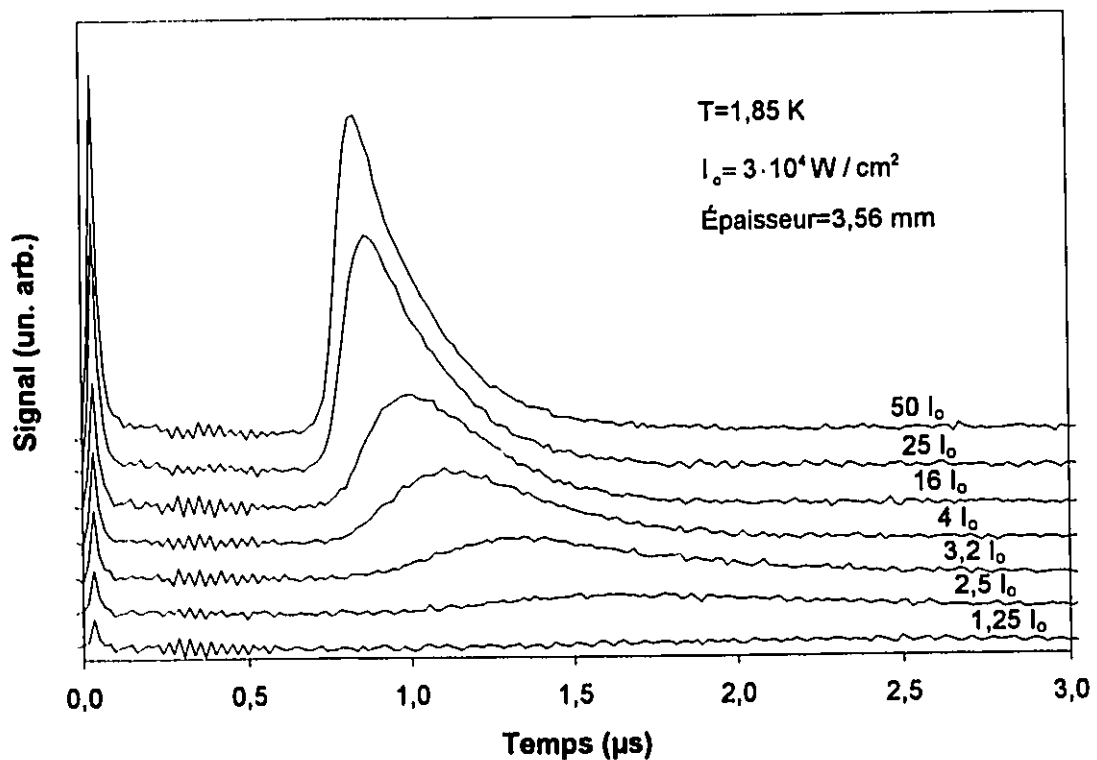


Fig. 2.5 : Signal excitonique pour plusieurs intensités incidentes à 1,85 K.

au signal photovoltaïque des excitons qui ont voyagés à travers l'échantillon à partir du point d'excitation aux électrodes de la face opposée (signal retardé). L'amplitude du signal croît avec l'intensité du laser. Cette croissance étant attendue, une forme intéressante est observée à haute densité. Une montée abrupte du signal à $50I_0$ est observée un peu avant $0,8 \mu\text{s}$. C'est ce qui différencie les excitons suprafluides des particules non condensées, ou simplement diffusives. Ce comportement peut être observé sur les courbes inférieures à $16I_0$, ayant une gaussienne asymétrique, typique d'un régime diffusif correspondant à un gaz traversant un milieu en subissant un frottement.

C'est cette différence de forme en fonction de la densité d'excitation qui, en premier lieu, nous a indiqué qu'il y aurait peut-être une transition de phase entre une phase diffusive et une phase condensée.

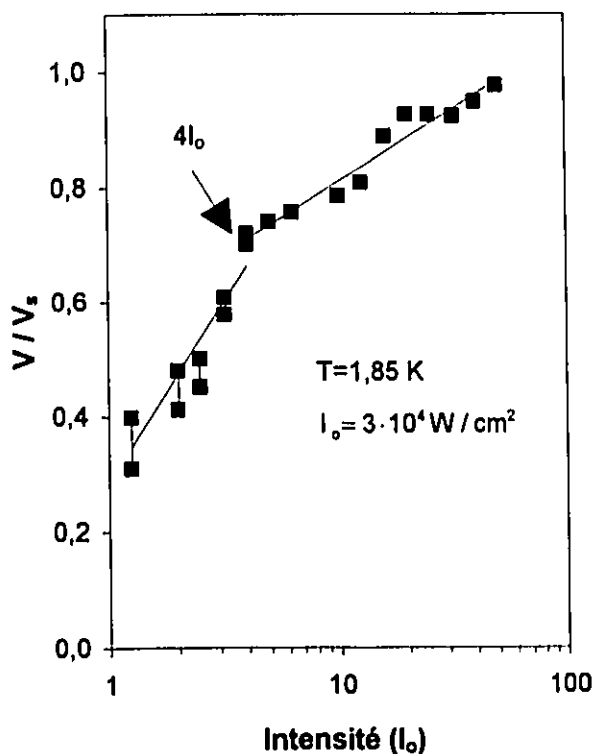


Figure 2.6 : Rapport de la vitesse maximale des excitons/vitesse du son dans le Cu_2O , $4,5 \times 10^5 \text{ cm/s}$, en fonction de l'intensité incidente.

À mesure que la densité est réduite, le signal retardé est moins rapide. Cette diminution de vitesse des excitons indique une augmentation de la viscosité pour des densités inférieures. Résultat attendu, puisqu'au-dessous de la densité critique il y aurait diffusion classique[2.4,2.5] donc un affaissement et un ralentissement de la distribution de vitesse.

Le maximum du signal des mesures de la figure 2.5 est

la vitesse la plus probable des excitons. Un rapport de cette vitesse avec V_s , la vitesse du son de $4,5 \times 10^5$ cm/s dans la cuprite^[2.15], est donné à la figure 2.6 en fonction de la densité d'excitation. À haute densité, la vitesse s'approche de la vitesse du son. Mais ce qui est intéressant, c'est le changement observé à $4I_0$ et ce changement dans la pente serait attribué au passage de la phase diffusivité à la phase suprafluide.

2.4.2 Mesures d'un signal excitonique à différentes températures.

Plusieurs mesures ont été faites en fonction de la température et pour une même densité d'excitation; les résultats sont montrés à la figure 2.7. Cette figure illustre le même comportement qualitatif en fonction de la température que la figure 2.5 en fonction de l'intensité.

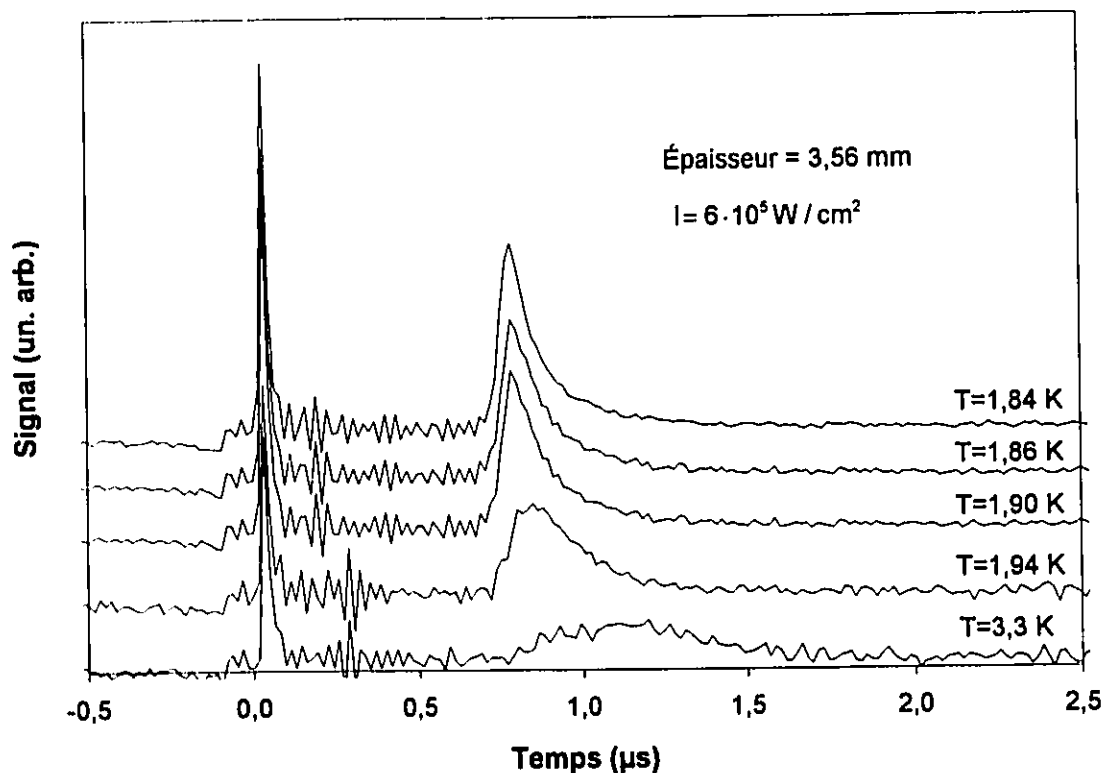


Figure 2.7 : Signal excitonique pour plusieurs températures à intensité d'excitation fixe.

À basse température, le photosignal retardé est très abrupt et de grande amplitude, tandis qu'à haute température, le signal perd de son amplitude, devient plus lent et s'affaïsse.

En utilisant la même analyse que celle qui est présentée à la figure 2.6, le maximum des raies des différents spectres de la figure 2.7 est converti en vitesse et

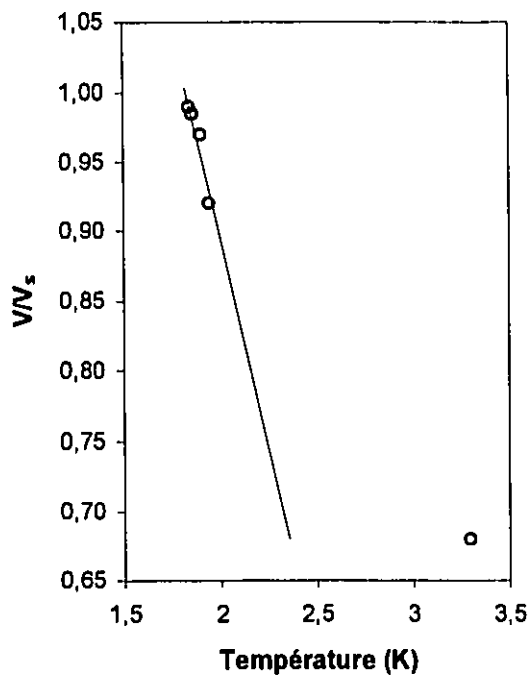


Figure 2.8 : Rapport de la vitesse des excitons/vitesse du son dans le Cu_2O , en fonction de la température.

ce, en fonction de la température à la figure 2.8. Celle-ci montre le même comportement que dans la figure 2.6. Le faible changement de vitesse à basse température et une soudaine baisse rapide à plus haute température montre que la température critique est en réalité très abrupte et que la transition suprafluide se trouverait à une température d'environ 2,4 K pour l'intensité (n_{exc}) utilisée ici.

Nous avons vu jusqu'à présent qu'il pourrait y avoir condensation des excitons au-dessus d'une densité critique et en-dessous d'une température critique dans

un cristal massif pur de Cu_2O , dans un système à trois dimensions. C'est à partir de ces résultats intéressants que nous avons eu l'idée de faire les mêmes expériences pour un système à deux dimensions.

C'est l'objet principal de ce deuxième chapitre : Peut-on observer un changement de phase dans le transport des excitons et, donc, une condensation de ceux-ci dans un puits quantique, c'est-à-dire un système à deux dimensions?

2.5 Résultats et analyses d'un transport d'excitons dans un système à deux dimensions

2.5.1 Résultats préliminaires

Nous avons observé sur les résultats obtenus avec un échantillon de cuprite que le photocourant directement créé par le contact métal-semi-conducteur donne un signal fort, même si les électrodes se trouvaient à l'arrière de l'échantillon. Dans notre cas, le faisceau laser est dirigé directement sur la surface où se trouvent les électrodes, (non pas sur celles-ci), de l'échantillon. Et, puisque les excitons optiquement créés ont un temps de vie de quelques ns ($\tau_{exc} \ll \Delta t_{laser}$) et que par conséquent, la plupart des excitons se sont recombinés avant d'arriver aux électrodes, on peut s'attendre, considérant les limites de précision des instruments

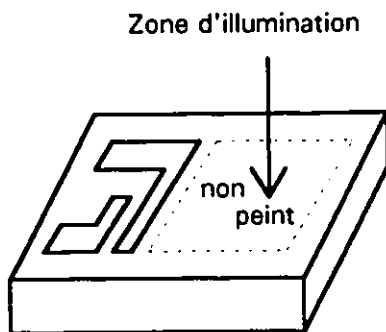


Figure 2.9 : Présentation d'un échantillon de deux dimensions avec obstruction des électrodes. Seul la partie à l'intérieur du pointillé n'est pas peinte.

utilisés, à ce que le signal faible dû aux excitons et le photovoltage fort direct soient probablement confondus. Conscient de ce problème, nous avons jugé pratique de cacher nos électrodes avec de la peinture «noir mat». Tout l'échantillon a été peint, à l'exception d'un segment, comme le montre la figure 2.9. De cette façon, seul le signal d'un déplacement des excitons (ou des porteurs) à l'intérieur du puits sera détecté, et non le photocourant direct.

Les premiers résultats ont été obtenus avec l'échantillon n°1, un puits quantique simple de $In_{0,15}Ga_{0,85}As/GaAs$ avec substrat dopé au chrome et des électrodes superficielles en forme de doigts. Les figures 2.10, 2.11, et 2.12 représentent les premiers résultats obtenus. La première

et deuxième figure représentent le signal obtenu temporellement à plusieurs températures et à plusieurs intensités d'excitation respectivement à distance d'excitation fixe. La région d'excitation étant de quelques mm, l'expérience en

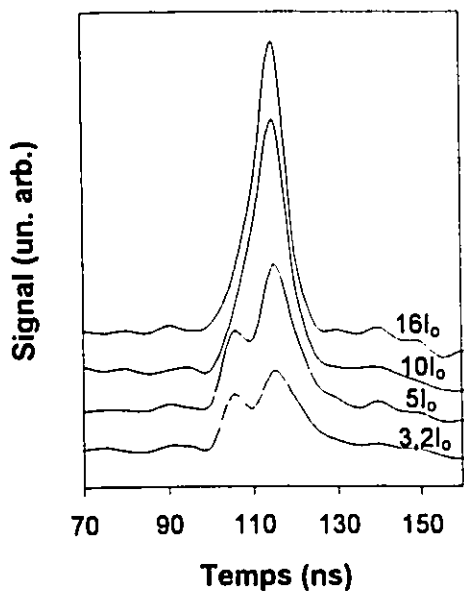


Fig. 2.11 : Spectres temporels de l'échantillon n°1 en fonction de l'intensité d'excitation. $I_0 = 3 \cdot 10^4 \text{ W/cm}^2$.

fonction de la distance (du point d'excitation aux électrodes) fut aussi traitée, et est représentée à la figure 2.12. N'ayant pu (faute d'un montage précis) évaluer cette distance avec exactitude, quatre points sont donnés plus ou moins près des électrodes.

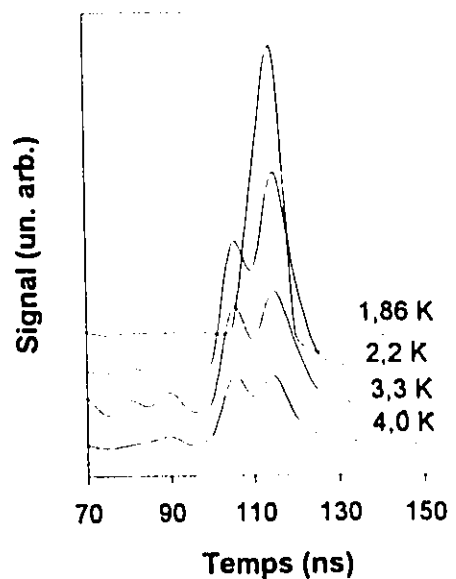


Fig. 2.10: Spectres temporels de l'échantillon n°1 en fonction de la température à $I = 2 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$

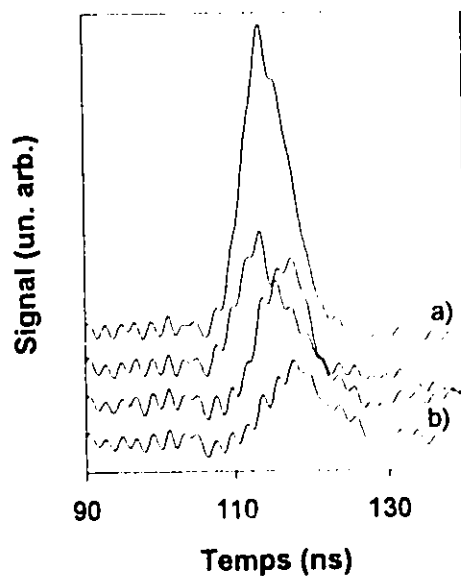


Fig. 2.12 : Spectres temporels de l'échantillon n°1 en fonction de la distance d'excitation à $I = 2 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$. a) près, b) loin.

On remarque, dans ces résultats préliminaires, qu'un changement du signal en intensité ou en vitesse (temps de détection) se produit selon les conditions d'excitation et la température du cristal.

Figure 2.10 : On remarque que l'intensité du signal diminue lorsque la température augmente puisque, comme nous l'avons déjà expliqué, pour qu'il y ait CBE, nous devons être sous une certaine température critique. On n'observe par contre aucun changement abrupt dans la vitesse du signal, donc aucun changement de phase suprafluide/diffusive.

Figure 2.11 : Le signal augmente lorsque l'intensité d'excitation augmente puisqu'il y a une plus grande production d'excitons lorsque l'intensité du laser augmente, et de ce fait, une plus grande densité d'excitons peut être détectée. Comme pour la première figure, on n'observe aucune transition de phase du signal.

Figure 2.12 : L'intensité du signal diminue à mesure que la distance entre le point d'excitation et les électrodes augmente, puisque la probabilité de mesurer des excitons n'ayant que quelques ns de temps de vie diminue lorsque la distance à parcourir augmente. Contrairement aux figures 2.10 et 2.11, il semble y avoir un changement dans le temps de détection des excitons ce qui est normal. Si le point d'excitation est plus proche des électrodes, ceux-ci arriveront plus vite et auront moins le temps de se recombiner que ceux qui sont excités à 1 ou 2 mm plus loin. On observe donc entre le point le plus près et le plus loin un $\Delta t \approx 4$ ns, qui est directement relié à la vitesse par $v = \Delta d / \Delta t$. Un changement abrupt de vitesse ne peut être calculé puisque la distance parcourue par les excitons n'a pu être évaluée avec précision.

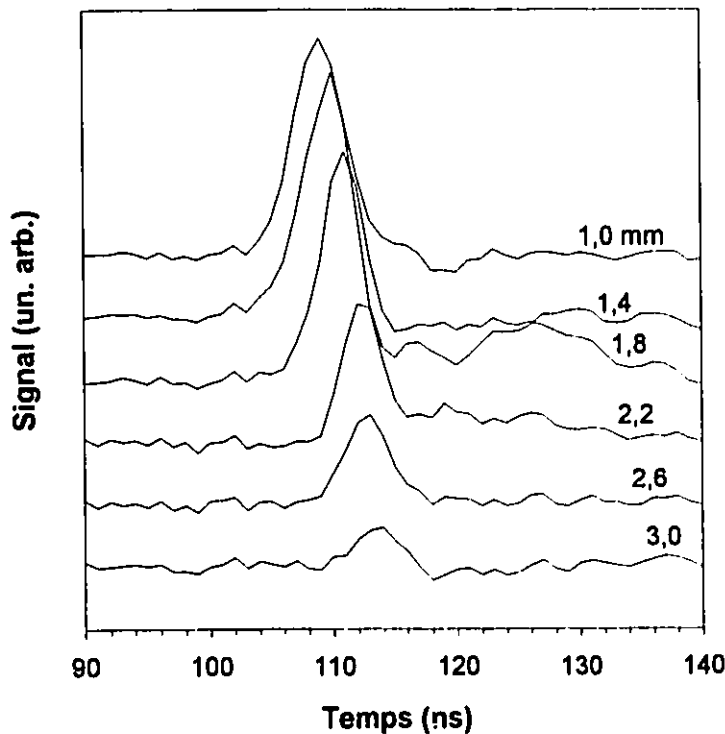
On observe aussi sur les figures 2.10 et 2.11 une deuxième raie, qui disparaît à haute intensité ou basse température. On n'a pu jusqu'à présent expliquer la provenance de cette raie. D'autres études ont été faites par A. Anedda,

F. Congiu et Coll. [2.16], observant en luminescence aussi une deuxième raie à haute intensité d'excitation sans toutefois expliquer son origine.

Même si nous ne pouvons voir s'il y a condensation des excitons puisqu'aucun changement de phase n'est observable, ces mesures préliminaires nous indiquent bien qu'un transport diffusif, très bien connu [2.17,2.18], se produit et qu'il vaut la peine de faire d'autres expériences avec plus de précision pour pouvoir mesurer un régime condensé.

2.5.2 Mesures du photosignal de porteurs en fonction de l'intensité et la distance d'excitation pour l'échantillon n°2.

Ces séries de mesures furent prises sur un puits quantique simple de $\text{In}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{As}/\text{GaAs}$ avec, encore ici, un substrat dopé au chrome. La première en fonction de la distance à intensité d'excitation fixe (figure 2.13) et la deuxième en



fonction de l'intensité d'excitation à position d'excitation fixe (figure 2.14). Ces deux figures ont été prises à une température fixe tout au long de l'expérience soit une température de 1,81 K. Les deux séries montrent une diminution en intensité du signal, que ce soit pour une augmentation

Fig. 2.13 : Photosignal de l'échantillon n°2 en fonction de la distance à température et intensité d'excitation fixes. $I = 10I_0$.

de la distance ou une diminution de l'intensité du laser. Une baisse du temps de détection du signal avec l'augmentation de l'intensité lumineuse a aussi été observée à la référence [2.19], utilisant d'autres méthodes ainsi que l'application d'un champ électrique. On observe sur la figure 2.14, un changement du temps de détection (ou vitesse puisque nous sommes à points d'excitation fixe) du signal en fonction de l'intensité d'excitation. Une mesure de la vitesse ne peut être calculée puisque le photosignal direct nous donnant le temps exact du faisceau n'est pas observé. Sur la figure 2.13, le faisceau du laser a été balayé sur une distance de ~ 2 mm; on peut donc mesurer et estimer une vitesse moyenne (puisqu'il ne semble pas y avoir condensation) des excitons ou porteurs dans le puits. Une vitesse de l'ordre de $\sim 10^7$ cm/s a été calculée.

Des vitesses de dérive des électrons de l'ordre de $\approx 10^6$ cm/s ont déjà été enregistrées dans des puits quantiques de GaAs/GaAlAs, à des températures de

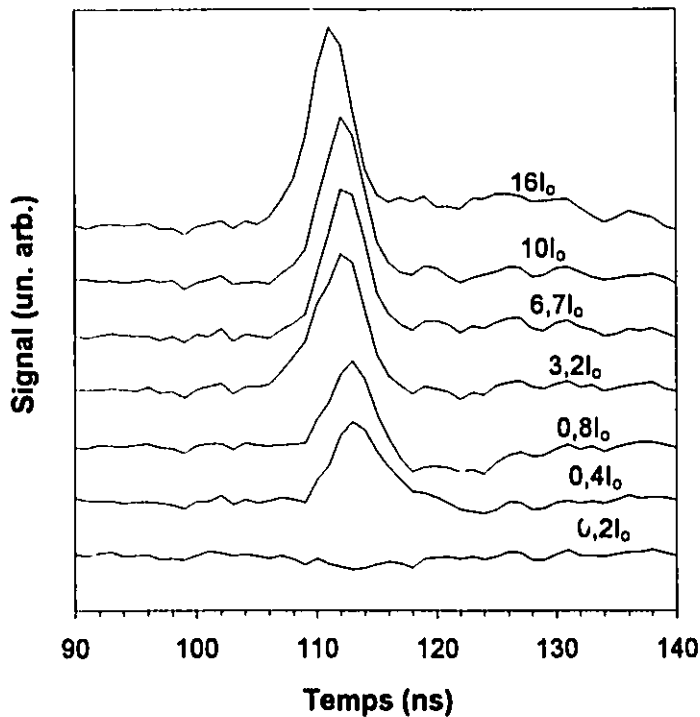


Fig. 2.14 : Photosignal de l'échantillon n°2 en fonction de l'intensité d'excitation à distance fixe. $I_0 = 3 \times 10^4$ W/cm.

300 K et de 77 K[2.20].

D'autres auteurs[2.21], ont déjà enregistré, dans des semi-conducteurs comme le Si, Ge et le GaAs à gap direct, un plasma d'électron-trou

voyageant à très haute vitesse de dérive, de l'ordre de 10^7 cm/s.

D'autres encore[2.22],

se basant sur des spectres de

luminescence faits à basse température, ont enregistré le plasma electron-trou diffusant rapidement dans le cristal de Si à une vitesse comparable à la vitesse de Fermi, de l'ordre de 10^6 à 10^7 cm/s. Donc, même si nous ne pouvons encore observer un changement de phase qui nous indiquerait qu'il y a condensation des excitons, une vitesse de diffusion des excitons ou porteurs libres peut être calculée. Et, d'après des résultats obtenus par d'autres études, l'ordre de grandeur de 10^7 cm/s correspond bien aux différents résultats trouvés pour des porteurs plutôt que pour des excitons mentionnés ci-haut.

Une autre observation que l'on peut faire sur la figure 2.14 est que, lorsque l'intensité du laser passe de $1,2 \times 10^4$ W/cm² ($0,4I_0$) à $0,6 \times 10^4$ W/cm² ($0,2I_0$), le signal disparaît abruptement, tandis que si l'intensité passe de $4,8 \times 10^5$ W/cm² ($0,8I_0$) à $1,2 \times 10^4$ W/cm² ($0,4I_0$) la décroissance se fait très graduellement. Observe-t-on un changement de phase? En-dessous de $\sim 1 \times 10^4$ W/cm² les excitons sont diffusifs et, n'ayant un temps de vie que de quelques ns, ne peuvent se rendre aux électrodes et, au-dessus de 1×10^4 W/cm², les excitons seraient condensés et voyageant plus vite pourrait être détectés. D'autres expériences seront faites pour tenter de seconder cette observation.

Il serait bon de calculer la densité d'excitons créés à cette intensité d'excitation et de vérifier si nous sommes bien dans la région où il est possible d'observer cette transition de phase. En supposant que tous les photons soient absorbés dans la couche couverture et produisent des paires électron-trou, et qu'une partie des paires électrons-trou trouve le moyen de se rendre dans le puits quantique du niveau d'énergie 11H et puisse former l'exciton correspondant, on peut calculer la densité excitonique produite. Avec $I_{\max} = 4,8 \times 10^5$ W / cm², on obtient un flux de $7,5 \times 10^{23}$ excitons/cm²s. Supposant une réflexion de 50% des photons de 2 eV sur la couche couverture de GaAs, et considérant que le temps de vie des excitons soit de 1 ns (de l'ordre de 10 fois plus petit que la largeur

temporelle du pulse), on se trouve alors dans un état non stable, et on obtient une densité à l'équilibre de $\sim 3,8 \times 10^{14}$ excitons/cm² pendant le pulse laser.

La densité d'états dans un système à deux dimensions pour $n=1$ est donnée par [1.10] :

$$\rho_{2D} = m^* / \pi \hbar^2 \quad (2.8)$$

Pour $m^* = 0,065 m_0$, on obtient une densité de $\rho_{2D} = 2,8 \times 10^{10} / \text{cm}^2 \text{meV}$ pour les échantillons n°2 et n°3. Avec une largeur de puits de $L_p = 85 \text{Å}$ et une concentration d'indium de $x = 16,6 \%$ nous mesurons, à l'aide de nos résultats, une énergie pour les électrons, dans le niveau 1H à 4,2 K, de $e_1 = 33 \text{meV}$, résultant en une densité d'états de: $9,3 \times 10^{11}$ états / cm².

On s'aperçoit qu'avec la densité d'excitons créés, notre échantillon est complètement saturé même avec l'intensité la plus faible utilisée ici. Avec I_{\min} on obtient une densité de $3,1 \times 10^{13}$ excitons/cm². Il est donc possible qu'à ces intensités notre échantillon étant saturé, la phase condensée soit présente dans le puits, et que «l'excès» d'excitons se trouve dans la couche de GaAs. Il faudrait donc travailler avec des intensités plus faibles pour espérer observer une transition de phase entre le condensé et le diffusif. Une intensité de $I = 3 \times 10^2 \text{ W/cm}^2$ (correspondant à $0,01 I_0$) donnerait un flux de $9,4 \times 10^{11}$ excitons/cm² ce qui correspondrait d'après nos calculs au point de transition de phase. Par contre, à une basse intensité, le signal est trop faible pour être mesuré puisque le temps de vie des excitons est de l'ordre de la ns, et qu'ils sont majoritairement recombinaison avant d'être détectés. Il nous faut donc des échantillons dont le temps de vie des excitons est beaucoup plus grand, de l'ordre de la μs pour obtenir un signal à basse intensité.

Ce sont là des valeurs arbitraires puisque nous avons supposé que tous les photons absorbés produisent des paires électron-trou, et que le temps de vie des excitons est de 1ns (alors qu'il pourrait être de 0,1 ns).

2.5.3 Photosignal des porteurs en fonction de l'intensité d'excitation pour l'échantillon n°3 et n°4 (électrodes non-obstruées)

Ces mesures du photosignal ont été faites sur un puits quantique simple (échantillon n°3) de $\text{In}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{As}/\text{GaAs}$ avec un substrat de GaAs dopé au silicium, identique à l'échantillon n°2 décrit dans le premier chapitre (on peut s'y référer pour retrouver les spectres complets et autres caractéristiques utiles), et une

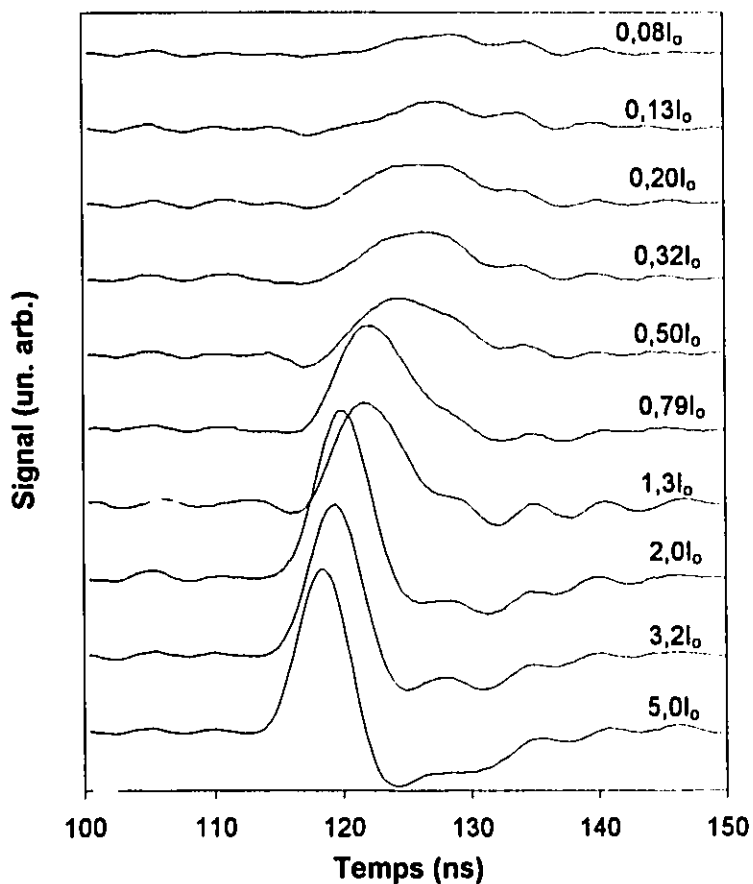


Fig. 2.15 : Photosignal de l'échantillon n°3 pour plusieurs intensités d'excitation à position et température fixes. $T=1,9$ K, $I_0=3 \cdot 10^4$ W/cm².

couche épitaxiale de GaAs déposée elle aussi sur un substrat dopé au Si. Sur ces deux échantillons les électrodes ont une configuration «sandwich» (figure 2.2b).

Les mesures obtenues ont été faites sans obstruction des électrodes; on espérait pouvoir ainsi mesurer distinctement le photosignal direct (pour obtenir une

référence temporelle) et le photosignal dû au transport des excitons ou porteurs, donnant des mesures de vitesses beaucoup plus précises et concluantes.

Les graphiques 2.15 et 2.16 représentent des spectres en fonction de l'intensité d'excitation pour le puits quantique et la couche épitaxiale respectivement, pour une température de 1,9 K. On observe bien, encore une fois, un changement de la vitesse et de l'amplitude du signal en fonction de l'intensité d'excitation. Ce qui est encourageant, c'est que l'on observe une différence marquée des résultats entre le puits quantique et le substrat épitaxial. Il y a donc bel et bien une différence dans le déplacement des excitons et/ou des porteurs dans un puits et dans une couche épitaxiale. Malheureusement, la distinction entre le photosignal direct et le photosignal retardé ne semble pas très claire. Pour bien analyser ces mesures, on a établi des graphiques du temps de détection

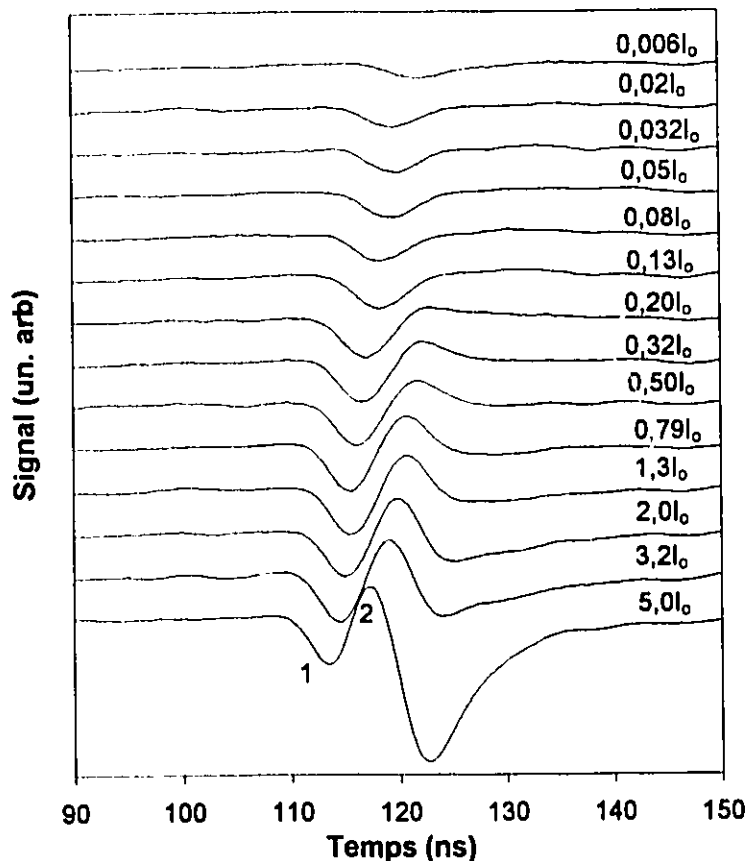


Fig. 2.16 : Photosignal de l'échantillon n⁰⁴ pour plusieurs intensités d'excitation à position et température fixes. T=1,9 K, $I_0=3 \cdot 10^4$ W/cm².

(inversement relié à la vitesse) au maximum du pic en fonction du logarithme de l'intensité d'excitation pour le puits quantique (figure 2.15) et la couche épitaxiale (figure 2.16) et ce, pour quelques températures. Sur la figure 2.17, on observe, à grande densité d'excitation, une transition dans le temps du maximum (donc une transition dans la vitesse). Comme nous

l'avons déjà vu auparavant, la densité critique pour la condensation varie en fonction de la température. Autant la relation de la densité critique en fonction de la température pour un système à trois dimensions $n_c \propto T^{3/2}$ est connue, autant celle-ci n'est pas claire dans un système à deux dimensions. Plusieurs chercheurs s'attardent sur cette étude mais aucune relation n'est encore établie, et la référence [2.23] donne plus de détails. Par contre, comme déjà expliqué, pour une température plus faible, la densité critique devient plus faible donc une moins grande intensité d'excitation est requise. À $T = 15,4$ K et $1,9$ K, aucune transition n'est observable. À $1,9$ K la transition serait à plus faible intensité et à $15,4$ K à plus forte intensité due à la dépendance de la température. On retrouve à $7,1$ K une

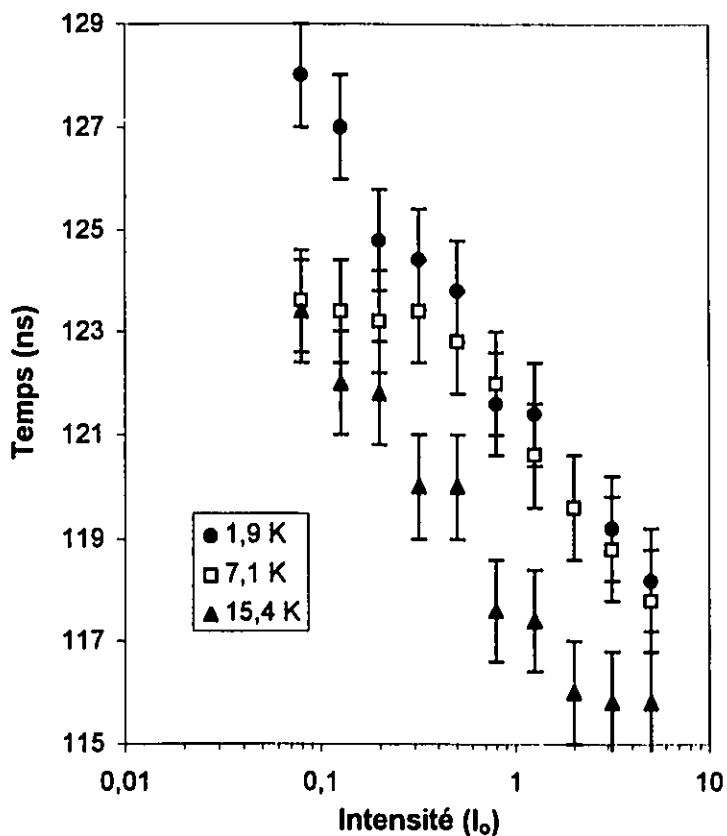


Fig. 2.17 : Temps de détection au maximum de la raie en fonction de l'intensité à distance d'excitation fixe pour plusieurs températures (échantillon $n^{\circ}3$). $I_0 = 3 \cdot 10^4$ W/cm².

transition à $0,5 I_0$ ($1,5 \times 10^4$ W/cm²), où on remarque une augmentation de vitesse (la pente est plus rapide). Est-il question d'un changement de phase ou sommes-nous à l'intérieur de la marge d'erreur due à la limite des appareils ou du temps de vie très court des excitons? On observe, en outre, que le temps

de détection des excitons ou des porteurs libres est plus rapide lorsque la température augmente, ce qui est plutôt inattendu. On peut expliquer ce fait par une différence de la position du point d'excitation à chaque température, résultant d'une erreur expérimentale.

On remarque aussi sur la figure 2.17 une augmentation du signal lorsque l'intensité d'excitation augmente même si, d'après nos calculs, notre échantillon est saturé. Ceci est possiblement dû au fait que nos calculs aient surestimé la densité d'excitons créés puisqu'ils furent faits sous des conditions idéales. Une baisse de la densité d'excitons formés à intensité donnée donnerait un point de transition à plus haute intensité donc par conséquent possiblement observable. Ou, encore, on

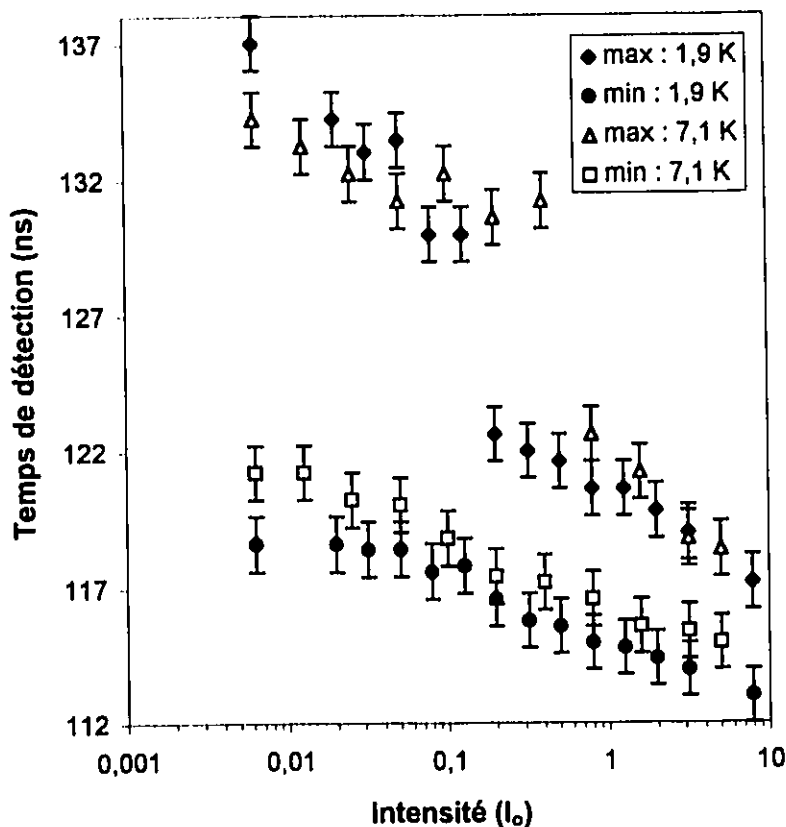


Fig. 2.18 : Temps de détection au maximum de la raie en fonction de l'intensité à distance d'excitation fixe pour plusieurs températures (échantillon n°4). $I_0=3 \cdot 10^4 \text{ W/cm}^2$.

remarque une augmentation car on mesure non seulement les excitons dont le puits est saturé mais les porteurs qui se retrouvent à l'extérieur du puits puisque celui-ci est saturé.

Si on compare ces mesures à celles du substrat, on remarque sur la

figure 2.16 deux raies distinctes (1 et 2), dont le temps de détection est représenté

à la figure 2.18 en fonction de l'intensité pour plusieurs températures. À partir des résultats indiqués à la figure 2.18, on est porté à dire que la série des minima de la figure 2.16, correspondrait au photosignal direct puisque, indépendamment de la température, les deux raies ne semblent pas tellement changer temporellement dans la limite de l'erreur (tout à fait normal). Par contre, la série des maxima semble démontrer une transition à $I = 0,5I_0$ pour $T=7,1$ K et à $I = 0,15I_0$ pour $T=1,9$ K. Résultats intéressants et cohérents, puisqu'à haute température la transition se ferait à plus haute intensité et, à basse température, la transition se ferait à plus basse intensité. Malheureusement, l'échantillon considéré dans ce cas est une couche épitaxiale et non un puits quantique, comme nous l'avions espéré! Les différentes séries pourraient alors être, considérant que l'on parle d'une couche épitaxiale, le signal des électrons atteignant l'électrode d'or pour les minima et les trous atteignant, un peu plus tard, le contact ohmique pour les maxima.

2.5.4 Photosignal en fonction de l'intensité d'excitation pour l'échantillon n°4 (électrodes obstruées)

Pour vérifier si, sur la figure 2.16, une des raies est due au photosignal direct ou non, nous avons refait l'expérience mais cette fois-ci en obstruant les électrodes. Nous avons vérifié en même temps si la transition observée dans la couche épitaxiale est réelle ou simplement due à une erreur expérimentale.

On remarque sur la figure 2.19 sensiblement les mêmes résultats que sur la figure 2.18, sauf que la transition à 1,9 K semble se faire maintenant à $I = I_0$ au lieu de $0,15I_0$ et on retrouve à 15 K une transition (moins abrupte) à $I = 2I_0$. En conclusion, on remarque les mêmes effets, que les électrodes soient cachées ou non, ce qui explique pourquoi nous avons de sérieux doutes sur l'origine de tous ces signaux. Sont-ils dus aux excitons et/ou porteurs libres? Une chose est

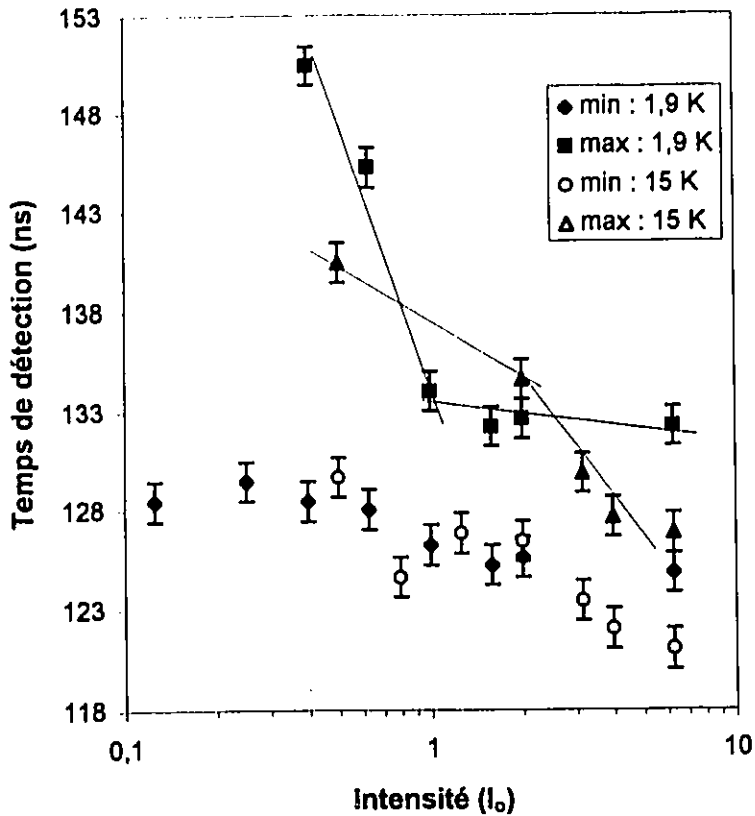


Fig. 2.19 : Temps de détection au maximum de la raie en fonction de l'intensité à distance d'excitation fixe pour plusieurs températures (échantillon n°4). $I_0=3 \cdot 10^4 \text{ W/cm}^2$.

certaine, dans une couche épitaxiale déposée sur substrat dopé au silicium, les excitons créés dans la couche de GaAs ont une énergie de liaison beaucoup moindre que ceux créés dans un puits quantique (cf. chapitre 1). Donc, la probabilité d'observer un photosignal excitonique dans une couche de GaAs est

beaucoup plus faible que dans un puits quantique. Par conséquent, le signal obtenu dans la couche épitaxiale serait dû aux porteurs libres et on peut se demander pourquoi on a un changement de phase dans la couche de GaAs et aucun dans le puits quantique où on mesure des excitons.

Conclusion

Ces expériences faites par spectroscopie photovoltaïque sur l'observation de la condensation Bose-Einstein des excitons dans un puits quantique n'ont pu déterminer clairement une transition de phase suprafluide/diffusive comme ce fut le cas pour les échantillons de cuprite. Nous avons pu par contre mesurer et

estimer une vitesse moyenne de diffusion des porteurs de l'ordre de 10^7 cm/s qui correspond étroitement à d'autres résultats obtenus déjà mentionnés.

On s'aperçoit que l'expérience accomplie ici est sensiblement analogue à celle faite par J.R. Haynes et W. Shockley [2.24] où, par contre, la dérive se fait par l'application d'un champ électrique et non pas par un gradient de concentration comme c'est le cas ici.

Nous nous sommes vite rendu compte qu'une expérience de ce genre est très difficile à réaliser puisque nous sommes toujours à la limite des instruments de mesure. Considérant que les porteurs sont détectés quelques ns après l'impulsion laser et que l'oscilloscope possède une résolution de 2 ns/division, une résolution de l'ordre du ps/division serait nécessaire; le laser donne une impulsion d'une durée de 10 ns et le temps de vie des excitons est de 1 ns (ou moins), et on se retrouve dans un état instable; la fente lumineuse n'est pas parfaitement étroite et la répartition de l'intensité est plutôt gaussienne ce qui donne une répartition spatiale de la densité des porteurs créés.

La limite la plus sévère est probablement le temps de vie des excitons. Si on suppose un temps de vie de $\tau=1$ ns, celui qui a été utilisé pour tout nos calculs, on s'aperçoit que très peu d'excitons vivent assez longtemps pour atteindre les électrodes et être ainsi mesurés. Si un $\Delta t \approx 5$ ns est considéré, seulement $\approx 3\%$ des excitons peuvent être détectés, tandis que pour $\tau=100$ ps, de l'ordre de 0% seront détectés. Il nous faut alors comme pour l'expérience de cuprite, des échantillons dont le temps de vie des excitons est de l'ordre de la microseconde pour pouvoir mesurer une plus grande densité d'excitons et de plus pouvoir observer distinctement le photosignal direct et indirect. Avec un temps de vie plus long nous nous retrouverions maintenant dans un état d'équilibre.

Nous sommes donc présentement à la recherche d'échantillons dont la durée de vie des excitons est plus longue, pour pouvoir continuer ces expériences. Je

laisse donc à un éventuel Maître ou Docteur continuer cette recherche. Si observation d'une condensation des excitons dans un puits quantique il y a, ce sera un projet que j'estime fort intéressant et qui fera, sans le moindre doute, avancer ce domaine de recherche considérablement.

Annexe

Nous avons noté dans la section sur la théorie de l'effet photovoltaïque que la densité de courant peut être reliée au coefficient d'absorption $\alpha(\omega)$ par l'expression (1.27) :

$$J_f = \frac{q^2 N_o}{\epsilon_s} \mu_n I_o \eta \tau \left[W - \frac{1}{\alpha(\omega)} + \frac{e^{-\alpha(\omega)W}}{\alpha(\omega)} \right] \quad (A)$$

que nous utiliserons sous la forme :

$$J_f = A \left[W - \frac{1}{\alpha(\omega)} + \frac{e^{-\alpha(\omega)W}}{\alpha(\omega)} \right] \quad (B)$$

où W (depletion width) est une constante. Supposons qu'à $\omega = \omega_o$, $\alpha(\omega)$ soit un maximum, c'est-à-dire que les deux conditions :

$$\dot{\alpha}_o = \left(\frac{d\alpha}{d\omega} \right)_{\omega_o} = 0 \quad (C)$$

et

$$\ddot{\alpha}_o = \left(\frac{d^2\alpha}{d\omega^2} \right)_{\omega_o} < 0 \quad (D)$$

sont vérifiées. Étudions le comportement de J_f au voisinage de ω_o .

$$\begin{aligned} \left(\frac{dJ_f}{d\omega} \right)_{\omega_o} &= A \left[\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\alpha^2} e^{-\alpha W} - \frac{W}{\alpha} e^{-\alpha W} \right]_{\omega_o} \dot{\alpha}_o \\ &= 0 \quad \text{par (C)} \end{aligned} \quad (E)$$

J_f est donc un extrême à $\omega = \omega_o$. Étudions le signe de $\frac{d^2 J_f}{d\omega^2}$ à $\omega = \omega_o$. Si l'on réécrit

l'expression (D) sous la forme :

$$\left(\frac{dJ_f}{d\omega} \right) = Af(\omega)\dot{\alpha} \quad (F)$$

On obtient :

$$\left(\frac{d^2 J_f}{d\omega^2} \right)_{\omega_0} = A \left(\frac{df(\omega)}{d\omega} \right)_{\omega_0} \dot{\alpha}_0 + Af(\omega_0) \ddot{\alpha}_0 \quad (G)$$

Le premier terme est nul par l'expression (C). A est une constante positive et par l'expression (D) $\ddot{\alpha}_0$ est négatif; donc $\frac{d^2 J_f}{d\omega^2}$ a le signe inverse de $f(\alpha) \Big|_{\omega=\omega_0}$.

Si l'on définit :

$$W = \frac{a}{\alpha} \quad (H)$$

où a est une constante positive sans dimension, on peut écrire :

$$f(\alpha) = \frac{1}{\alpha^2} [1 - e^{-a} - ae^{-a}] \quad (I)$$

α^2 étant toujours positif, cherchons le signe de g(a) :

$$g(a) = 1 - e^{-a} - ae^{-a} \quad (J)$$

On a $\lim_{a \rightarrow 0^+} g(a) = 0^+$ et $\lim_{a \rightarrow \infty} g(a) = 1$ (K)

$$\frac{dg(a)}{da} = ae^{-a} \quad (L)$$

or l'expression (L) est toujours positive pour $a > 0$ donc g(a) est une fonction croissante; d'après (K), g(a) est toujours positif, donc f(α) est positif, donc

$\left(\frac{d^2 J_f}{d\omega^2} \right)_{\omega_0}$ est négatif, et donc J_f est un maximum.

Références

- 1.1- P. W. Yu, J. Singh, C. K. Peng, T. Henderson et H. Morkoc, *Solid State Comm.*, vol. 58, no. 1, 37-40 (1986).
- 1.2- A. Coret et S. Nikitine, *Solid State Comm.*, vol. 7, 87-89 (1969).
- 1.3- R. T. Collins, K. V. Klitzing et K. Ploog, *Phys. Rev. B*, vol. 33 no. 6, 4378 (1986).
- 1.4- T. Lei, M Toledo-Quinones, R. J. Molnar et T. D. Moustakas, *Solid State Comm.*, vol. 80, no. 2, 129-33 (1991).
- 1.5- E. Fortin, B. Y. Hua, A. P. Roth, A. Charlebois, S. Fafard et C. Lacelle, *J. Appl. Phys.* 66 (10), 4854 (1989).
- 1.6- M. G. Shorthose, A. C. Maciel, J. F. Ryan, M. D. Scott, A. Moseley, J. I. Davies et J. R. Riffat, *Appl. Phys. Lett.* 51 (7), 493 (1987).
- 1.7- D. A. B. Miller, D. S. Cemla et T. C. Dament, *Phys. Rev. B*, vol. 32, no. 2 1043 (1985).
- 1.8- S. Fafard, E. Fortin et A. P. Roth, *Can. J. Phys.*, vol. 69 346(1991).
- 1.9- E. R. Fortin, A. P. Roth, *Journal chim. phys.* 88, 2197-2209 (1991).
- 1.10- C. Weisbuch et B. Vinter, Quantum Semiconductor structures, Academic Press (1991).
- 1.11- M. Altarelli, *J. Lum.* 30, 472 (1985).
- 1.12- Heterojunctions and Semiconductor Superlattices (G. Allen et al., eds.), pp. 12, Springer-Verlag, Berlin and New York (1985).
- 1.13- E. O. Kane, *J. Phys. Chem. Solids* 1, 249 (1957), dans Semiconductors and Semimetals (R. K. Willardson et A. C. Beer, eds.), vol. 1, Academic Press, New York (1966).
- 1.14- S. R. White et L. J. Shaw, *Phys. Rev. Lett.* 47, 879 (1981).

- 1.15- G. Bastard, Phys. Rev. B 24, 5693 (1981); B 25, 7594 (1982).
- 1.16- D. L. Smith et C. Mailhot, Rev. Mod. Phys. 62, 173 (1990).
- 1.17- Willardson et Beer, Semiconductors and Semimetals, vol. 24, pp.9, United Kingdom Edition, Academic Press Inc. (London) (1987).
- 1.18- J. Y. Marzin, M. N. Charasse et B. Sermage, Phys. Rev. B 31, 8298 (1985).
- 1.19- T. G. Anderson et Z. G. Chen, Phys. Rev. B 37, 4032 (1988).
- 1.20- R.J. Elliot, Polarons and Excitons, éd. par C. G. Kupfer et D. G. Whitfield, Plenum Press, New York (1963).
- 1.21- H. Haken, Polarons and Excitons, Op .Cit.
- 1.22- S. Nikitine, Prog. Semicond., 6, 233 (1962).
- 1.23- R. S. Knox, Theory of Excitons, Sol. Stat Phys., Suppl. no. 5 (1963).
- 1.24- E. F. Gross, Nuovo Cimento, 3, 672 (1956).
- 1.25- G. H. Wannier, Phys. Rev. 52, 191 (1937).
- 1.26- R. C. Casella, J. Appl. Phys. 34, 1703 (1963).
- 1.27- M. Shinada et S. Sugana, J. Phys. Soc. Japan 21, (1966).
- 1.28- S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, éd. J. Wiley, (1969).
- 1.29- J. Tauc, Photo and Thermoelectric Effects in Semiconductors, International Series of Monographs on Semiconductor, chap. 3 (1962).
- 1.30- P. Rochon et E. Fortin, Can. J. Phys. 52, 1173 (1974).
- 1.31- P. Rochon et E. Fortin, Phys. Rev. B, vol 12, no. 12 5803(1975).
- 1.32- P. Rochon et E. Fortin, Phys. Rev. B, vol. 15, no. 4 2025(1977).
- 1.33- J. Filipowicz, C. Ghezzi et L. Tarricone, Solid State Comm., vol. 74, no. 6, 533-38 (1990).

- 1.34- E. E. Mendez, G. Bastard, L. L. Chang, L. Esaki, H. Morkoc et R. Fischer, Phys. Rev. B, vol. 26, no. 12, 7101 (1985).
- 1.35- J. A. Brum et G. Bastard, Phys. Rev. B 31, no. 6, 3893 (1985).
- 1.36- S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla et D. A. B. Miller, Advances in Physics 38, 89 (1989).
- 1.37- G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang et L. Esaki, Phys. Rev. B 28, 3241 (1983).
- 1.38- T. Lukes et G.A Ringwood, Physica (Utrecht) 84A, 421 (1976).
- 1.39- Jacques I. Pankove, Optical Process in Semiconductors, Dover Publication Inc. New York 1971.
- 1.40- D. F. Blossey, Phys. Rev. B 2, 3976 (1970).
- 1.41- Y. P. Varshni, Physica 34, 148 (1967).
- 1.42- Landolt- Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Semiconductors, New York 111/22a.
- 1.43- D. S. Chemla, D. A. B. Miller et P. W. Smith, Semiconductors and Semimetals vol. 24, 279 (1987).
- 1.44- D. S. Chemla et D. A. B. Miller, J. Opt. Am. B2, 1155 (1985).
- 1.45- B. Y. Hua, E. Fortin et A. P. Roth, Appl. Phys. Lett. 53, no.12 1062(1988).
- 1.46- A. P. Roth, R. A. Masut, M. Sacilotti, J. P. D'Arcy, G. I. Sproule, D. F. Mitchell et Y. Lepage, Can. J. Phys. 65, 909 (1987).
- 1.47- E. Fortin, RSI, 41, 1252 (1970).
- 1.48- K. Yamanaka, T. Fukunaga, N. Tsukada, K. L. I. Kobayashi et M. Ishii, Appl. Phys. Lett. 48, no. 13 840 (1986).
- 1.49- Thèse de Simon Fafard Ph. D. (Université d'Ottawa), 1993.
- 1.50- Y. C. Chang et J. N. Schulman, Phys. Rev. B 31, 2069 (1985).

- 1.51- R. C. Miller, D. A. Kleinman, W. A Nordland Jr. et A. C. Gossard, Phys. Rev. B 22, 863 (1980).
- 1.52- H. Iwamura, T. Saku et H. Okamoto, Jpn. J. Appl. Phys. 24, 104 (1985).
- 1.53- T. H. Wood, C. A. Burrus, D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, .C. Gossard et W. Weigmann, Appl. Phys. Lett. 44, 16 (1984).
- 1.54- D. A. B. Miller, D. S. Chemla. T. C. Daman. A. C. Gosard, W. Weigmann, T. H. Wodd et C. A. Burrus, Phys. Rev. Lett. 26, 2173 (1984).
- 1.55- J. A. Brum et G. Bastard, Phys. Rev. B 31, 3893 (1985).
- 1.56- P. W. Yu, G. D. Sanders, D. C. Reynolds, K. K. Bajaj, C.W. Litton, J. Klem, D. Huang et H. Morkoc Phys. Rev B 35, no. 17, 9250 (1987).
- 1.57- L. Tarricone, C. Arena et A. Parisini, Dipartimento di Fisica, Viale delle Scienze, 43100 Parma, Italy (non publié).
- 2.1- A. Mysyrowicz, E. Fortin, E. Benson, S. Fafard et E. Hanamura (Soumis à PRL Nov. 1993).
- 2.2- E. Fortin, E. Benson and A. Mysyrowicz (non publié).
- 2.3- A. Mysyrowicz et E. Fortin, Can. J. Phys. vol. 71, 165(1993).
- 2.4- C. Kittel, Thermal Physics, W. H. Freeman and Company, (1980).
- 2.5- P. Nozières et D. Pines, The Theory of Quantum Liquids : Superfluid Bose Liquids, Addison-Wesley, (1990).
- 2.6- Bennet Link et Gordon Baym, Phys. Rev. Lett. vol. 69, no 20, 2959(1992).
- 2.7- D. Snoke, J. P. Wolfe et A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. vol. 59, no 7, (1987).
- 2.8- D. W. Snoke, J. P. Wolfe et A. Mysyrowicz, Phys. Rev. B, Condens. Matter, 41, 11171. (1990).
- 2.9- D. W. Snoke, J. P. Wolfe et A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. vol. 64, no 21 2543(1990).

- 2.10- R. Atkins. Adv. Phys. 1, 169 (1952); Liquid Helium. Cambridge University Press, Cambridge. 1959; E.L. Andronikashvili. Zh. Eksp. Teor. Fiz. 16, 780 (1946).
- 2.11- S. Glutsh, F. Bechstedt et R. Zimmerman, Phys. Stat. Sol. (b) 172, 357 (1992).
- 2.12- D.P. Trauernicht, J. P. Wolfe et A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. vol. 52, no 10, 855 (1984).
- 2.13- E. Tselepis, E. Fortin et A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. 58, 2107 (1987).
- 2.14- A. Mysyrowicz, D. Holin, et A. Antonetti, Phys. Rev. Lett. 43, 1123 (1979).
- 2.15- J. Berger, J. Castaing et M. Fisher. J. Phys. (Paris), 40, 13 (1979).
- 2.16- A. Anedda, F. Congiu, E. Fortin, A. Mura et A. P. Roth, Superlattices and Microstructures, vol.13, no. 4, 425 (1993).
- 2.17- K. S. A. Butcher, D. Alexiev et T. L. Tansley, Aust. J. Phys. 46, 317-25, (1993).
- 2.18- H. Kalt, R. Notzel, K. Ploog et H. Gieben, Solid State Communication, vol. 83, no. 4, 285-88, (1992).
- 2.19- G. Juška, M. Viliunas, O. Klíma. E. Šipek et J. Kočka, Philosophical Magazine B, vol. 69, no. 2, 277-89, (1994).
- 2.20- C. Weisbush et B. Vinter, Quantum Semiconductor Structures, Academic Press, 1991.
- 2.21- F. M. Steranka et J. P. Wolfe, Phys. Rev. Lett. vol. 53, no. 22, 2181 (1984).
- 2.22- A. Forchel, H. Schweizer et G. Mahler, Phys. Rev. Lett. 51, 501 (1983).
- 2.23- A. Thilagan et Jai Singh, The American Physical Society, 48, 4636 (1993).
- 2.24- J. R. Haynes et W. Shockley, Phys. Rev., vol. 75, 691 (1949).
- 2.25- James F. Gibbons, Semiconductor Electronics, McGraw-hill, Inc, 1966.