

2m11.2788.3

Université de Montréal

nnb=11330656  
V.017

**Propriétés optiques des points quantiques  
d'InAs/InP sur substrats vicinaux et orientés**

par

Sophie Lapointe

Département de Physique

Faculté des Arts et des Sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès sciences (M.Sc.)  
en Physique

Juillet, 2000

© Sophie Lapointe, 2000



2000 01 20

QC  
3  
U54  
2000  
V.017

Université de Montréal

Propriétés optiques des points quantiques  
d'InAs sur substrats vicinaux et orientés

Thèse de doctorat  
présentée à l'Université de Montréal  
pour l'obtention du grade de  
Docteur en génie physique  
par  
Monsieur [Nom]

Monsieur le président du jury de la Faculté des études supérieures  
et des recherches avancées  
Université de Montréal  
Montréal, Québec H3C 3J7  
Canada



Thèse de doctorat

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :

**Propriétés optiques des points quantiques  
d'InAs/InP sur substrats vicinaux et orientés**

Présenté par :

Sophie Lapointe

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Robert Cochrane .....

Yves Lépine .....

Richard Leonelli .....

Mémoire accepté le : *30 août 2000* .....

À mes parents qui m'ont toujours aidée sans rien exiger,  
qui m'ont laissée libre dans mes choix,  
qui ont été parfaits,  
Merci.

# Sommaire

L'intérêt pour les structures à dimensions réduites est grandissant depuis quelques années. C'est pourquoi nous avons voulu y apporter une contribution originale en utilisant des points quantiques formés sur des substrats vicinaux qui sont étudiés depuis peu. Cette façon de faire permettant facilement d'obtenir des états localisés, nous croyons qu'elle deviendra utile pour plusieurs applications en optoélectronique. Nous avons ici tenté d'en étudier quelques propriétés optiques intéressantes afin de mieux les caractériser.

Nous avons donc fait l'étude des propriétés optiques de deux types différents de points quantiques d'InAs/InP. La croissance de ces points a été faite en même temps sur deux substrats d'InP différents. Nous nous sommes ensuite servis de cinq types de mesures afin de caractériser nos échantillons et de faire ressortir leurs différences.

Nous avons donc utilisé deux substrats différents soit un vicinal et un orienté. Nous considérons la surface du substrat orienté comme étant plane et ne présentant aucune marches. Nous supposons donc que les points se sont formés aléatoirement sur toute la surface et qu'ils présentent un recouvrement quasi complet de leurs fonctions d'onde, cet échantillon peut donc être assimilé à un puits quantique. Par contre, le substrat vicinal a été obtenu en coupant à un angle de  $0,8^\circ$  dans la direction  $[100]$  un substrat  $(001)$  ce qui donne des marches alignées dans les directions  $[110]$  et  $[1\bar{1}0]$ . Cependant, nous verrons que des images au microscope à force atomique montrent des terrasses plutôt en losanges et alignées dans une direction précise que nous appellerons « Grand Axe ». À l'aide d'observations directes et de calculs théoriques, nous verrons que les points se sont formés aux creux des terrasses et qu'ils ont une portion d'états localisés représentée par des points plus gros à basse énergie.

La nature même de l'échantillon vicinal nous a poussé à poser l'hypothèse qu'il présenterait une légère polarisation. En effet, la croissance des points ayant été contrainte par la géométrie du substrat, nous nous attendions à observer un certain allongement dans la direction du grand axe des terrasses. Comme référence, nous nous sommes servis de l'échantillon orienté qui lui, par sa nature de puits quantique, ne devait présenter aucune polarisation significative. Nous avons donc effectué des mesures en polarisation sur ces deux échantillons et avons trouvé un bon accord avec notre hypothèse, soit une préférence de l'ordre de 14 % dans la direction du grand axe pour l'échantillon vicinal.

Nous avons ensuite effectué des mesures en variant la température des échantillons de 10 K à 100 K. En comparant les résultats, nous avons pu établir que l'échantillon vicinal comprenait bien des états localisés contrairement à l'échantillon orienté.

Dans un troisième temps, nous avons amélioré nos données en effectuant des mesures en variation de puissance d'excitation. Nous avons cette fois travaillé en mode pulsé à une fréquence autour de 76 MHz, les mesures décrites précédemment ayant été prises en mode continu. Les résultats obtenus à cette étape nous ont permis d'identifier la puissance critique du début de saturation des points dans l'échantillon vicinal qui a été fixée provisoirement à  $3,2 \text{ W/cm}^2$ . Par des calculs classiques, nous avons fixé le taux d'occupation critique à 76,5% des points au début des effets visibles de saturation. Également, tel que prévu par nos hypothèses de départ, l'échantillon orienté n'a pas montré de phénomène de saturation particulier.

Nous avons ensuite effectué des mesures de photoluminescence résolue dans le temps. Le premier type fut en comptage de photons corrélés. Nous avons alors obtenu la valeur temporelle de la luminescence des échantillons pour plusieurs longueurs d'onde. Encore une fois, les résultats ont montré un début de saturation dans l'échantillon vicinal autour de  $3,4 \text{ W/cm}^2$ , ce qui était en bon accord avec nos résultats précédents. L'absence de structures particulières dans les données de

l'échantillon orienté a encore une fois soutenu l'hypothèse d'un continuum d'énergie, comme dans un puits quantique.

Finalement, nous avons complété nos données avec le deuxième type de mesures résolues dans le temps soit en addition de fréquences. Ces résultats nous ont permis de confirmer les valeurs de temps de vie obtenues précédemment. De plus, nous y avons observé un phénomène très intéressant chez le temps de montée à haute énergie, là où les deux échantillons se ressemblent le plus.

L'ensemble de ces mesures nous a permis d'observer la présence d'états localisés à basse énergie dans l'échantillon vicinal, ces derniers correspondant à des points plus gros et dont les fonctions d'onde ne recouvrent pas ou très peu. Elles ont également mis en évidence la nature de puits quantique en 2D de l'échantillon orienté.

# Table des matières

<i>Sommaire</i> .....	i
<i>Liste des tableaux</i> .....	vi
<i>Liste des figures</i> .....	vii
<i>Liste des abréviations</i> .....	xi
<b>Introduction</b> .....	1
<b>Chapitre 1 : Croissance des échantillons</b> .....	7
1.1 Géométrie du substrat .....	7
1.2 Spectres de PL et PLE typiques .....	9
1.2.1 Taille des points .....	11
1.3 Conclusion .....	17
<b>Chapitre 2 : Polarisation</b> .....	19
2.1 Aspects techniques .....	19
2.2 Résultats .....	23
2.2.1 Échantillon orienté .....	23
2.2.2 Échantillon vicinal .....	27
2.3 Conclusion .....	31
<b>Chapitre 3 : Mesures en variation de température</b> .....	32
3.1 Aspects techniques .....	32
3.2 Résultats .....	34
3.2.1 Spectres obtenus .....	34
3.2.2 Déplacement du pic .....	36
3.2.3 Évolution de la pleine largeur à mi-hauteur .....	38
3.3 Conclusion .....	41
<b>Chapitre 4 : Effet de saturation par variation de la puissance d'excitation</b> .....	42
4.1 Aspects techniques .....	42
4.2 Résultats .....	44
4.2.1 Échantillon vicinal .....	44
4.2.2 Échantillon orienté .....	50
4.3 Conclusion .....	53



<b>Chapitre 5 : Photoluminescence résolue dans le temps</b> .....	54
5.1 Comptage de photons corrélés .....	54
5.2 Addition de fréquences .....	64
5.3 Conclusion .....	71
<b>Conclusion</b> .....	73
<i>Références</i> .....	xii
<i>Annexe 1</i> .....	xiii
<i>Annexe 2</i> .....	xvi
<i>Remerciements</i> .....	xix

## Liste des tableaux

Tableau 1.1 : Valeurs des moyenne et médiane du pic d'InAs pour les deux échantillons, calculées sur trois spectres différents pour chaque échantillon et moyennées .....	10
Tableau 2.1 : Polarisation obtenues sur l'échantillon vicinal, données dans le sens anti-horaire à partir de la verticale .....	25

# Liste des Figures

Figure A :	Schématisation des structures à dimensions réduites.	
	a) 2D : Puits quantique	
	b) 1D : Fils quantiques	
	c) 0D : Points quantiques .....	1
Figure B :	Densité d'états en 2D et en 3D .....	2
Figure C :	Différents types de réseaux de points quantiques selon la taille des points et l'espacement.	
	a) États parfaitement localisés.	
	b) États semi-localisés (super-réseau).	
	c) États non-localisés, peut se comparer à un puits quantique.....	4
Figure D :	Substrat vicinal à (100) coupé à $0,8^\circ$ dans la direction [001]. Les terrasses obtenues ont leurs côtés alignés vers [110] et $[1\bar{1}0]$ . Les carrés gris représentent les points quantiques dans les creux des terrasses .....	5
Figure 1.1 :	AFM d'un substrat à $0,8^\circ$ tel qu'utilisé pour l'échantillon vicinal. On peut y voir la direction du grand axe des terrasses qui oscille autour $4^\circ$ de $[0\bar{1}0]$ vers $[\bar{1}\bar{1}0]$ .....	8
Figure 1.2 :	Spectres de PL et PLE typiques pour les échantillons vicinal et orienté utilisés dans notre recherche .....	9
Figure 1.3 :	Spectres de PLE typiques pour les échantillons orienté et vicinal utilisés dans notre recherche .....	11
Figure 1.4 :	Agrandissement de la queue du spectre de PLE de l'échantillon vicinal mettant en évidence le seuil de mobilité des excitons .....	12
Figure 1.5 :	Énergie de liaison de l'exciton $hh$ pour un super-réseau de points quantiques d'InAs/InP pour plusieurs dimensions de points en fonction de la période du réseau .....	14
Figure 1.6 :	Position en énergie associée à chaque taille de points pour l'échantillon vicinal. La courbe en gris a été ajustée à l'aide d'un polynôme de degré 3 .....	16
Figure 1.7 :	Spectre de PL de l'échantillon vicinal avec identification des tailles de points .....	17

Figure 2.1 :	Schéma du premier montage utilisé pour les mesures en polarisation ..	20
Figure 2.2 :	Correspondance entre les axes cristallographiques du substrat vicinal et les angles de polarisation utilisés .....	21
Figure 2.3 :	Spectres de l'échantillon vicinal obtenus sur le spectromètre à double réseau. Les mesures ont été prises deux jours consécutifs et auraient dû présenter le même rapport 45°/-45° les deux jours. ....	22
Figure 2.4 :	Exemple de spectres originaux obtenus sur les échantillons vicinal et orienté (à 90°) ainsi que les références sur le substrat Souffre correspondantes (à 90° et 0°) .....	25
Figure 2.5 :	Polarisation de l'échantillon orienté. Le trait plein et large est une représentation d'un spectre de PL de cet échantillon. Il a été ajusté afin de cadrer dans le graphique et permet de voir où se situent les effets importants .....	26
Figure 2.6 :	Polarisation de l'échantillon vicinal. Le trait plein et large est une représentation d'un spectre de PL de cet échantillon. Il a été ajusté afin de cadrer dans le graphique et permet de voir où se situent les effets importants .....	28
Figure 2.7 :	Forme géométrique présumée des points de l'échantillon vicinal .....	30
Figure 3.1 :	Schéma du montage utilisé pour les mesures en variation de température .....	33
Figure 3.2 :	Spectres obtenus sur l'échantillon vicinal, les maximums au pic de l'InAs ont été normalisés à 1. Les spectres vont dans l'ordre de 10 K (le plus à droite) à 80 K (le plus à gauche) .....	34
Figure 3.3 :	Spectres obtenus sur l'échantillon orienté, les maximums au pic de l'InAs ont été normalisés à 1. Les spectres vont dans l'ordre de 10 K à 70 K .....	35
Figure 3.4 :	Déplacement du pic d'InAs pour les échantillons vicinal et orienté lorsque l'on fait varier la température de 10 K à 80 K .....	36
Figure 3.5 :	Évolution du déplacement du pic selon la position initiale pour les échantillons vicinal et orienté, lorsque l'on fait varier la température de 10 K à 80 K .....	37
Figure 3.6 :	Variation de la FWHM pour les échantillons vicinal et orienté lorsque la température varie de 10 K à 80 K .....	39

Figure 3.7 :	Évolution de la variation de la FWHM selon la position initiale pour les échantillons vicinal et orienté, lorsque l'on fait varier la température de 10 K à 80 K .....	40
Figure 4.1 :	Schéma du montage utilisé pour les mesures en variation de la puissance d'excitation .....	43
Figure 4.2 :	a) Vue du Cache en aluminium utilisé pour toutes les mesures en mode pulsé. Grossissement : 120X. b) Calibration (Chaque grande division est 1/10 de mm) mise au même grossissement permettant de mesurer le diamètre du cache .....	44
Figure 4.3 :	Spectres obtenus pour l'échantillon vicinal, les maximums des courbes ont été normalisés à 1. Les courbes en gris pâle correspondent aux puissances allant de 0,2 mW à 2,95 mW, celle en noir identifie le début de la saturation autour de 6,33 mW et les courbes en gris foncé se situent après la saturation, de 9,30 mW à 63,3 mW .....	45
Figure 4.4 :	Variation de la position du maximum d'intensité en fonction de la puissance d'excitation pour l'échantillon vicinal. La zone de transition a été identifiée afin de montrer le début de la saturation (entre 0,93 mW et 6,33 mW) .....	48
Figure 4.5 :	Variation de la pleine largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance d'excitation pour l'échantillon vicinal .....	49
Figure 4.6 :	Spectres obtenus pour l'échantillon orienté, les maximums des courbes ont été normalisés à 1 .....	50
Figure 4.7 :	Variation de la position du maximum d'intensité en fonction de la puissance d'excitation pour l'échantillon orienté .....	51
Figure 4.8 :	Variation de la pleine largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance d'excitation pour l'échantillon orienté .....	52
Figure 5.1 :	Schéma du montage utilisé pour les mesures en comptage de photons corrélés .....	55
Figure 5.2 :	Valeur temporelle du signal pour l'échantillon orienté à $P = 2,95$ mW. Spectres choisis autour de la valeur du maximum de l'InP .....	56
Figure 5.3 :	Valeur temporelle du signal pour l'échantillon vicinal à $P = 3,09$ mW. Spectres choisis autour de la valeur du maximum de l'InP.....	57
Figure 5.4 :	Exemple de courbe obtenue par convolution pour l'échantillon orienté. Le spectre original analysé ici est à 1,409 eV et 2,95 mW .....	59

Figure 5.5 :	Exemple de courbe obtenue par convolution pour l'échantillon vicinal. Le spectre original analysé ici est à 1,385 eV et 3,09 mW .....	60
Figure 5.6 :	Évolution du temps de vie de l'échantillon orienté en fonction de l'énergie pour plusieurs puissances fixes .....	61
Figure 5.7 :	Évolution du temps de vie de l'échantillon vicinal en fonction de l'énergie pour plusieurs puissances fixes .....	62
Figure 5.8 :	Schéma du montage utilisé pour les mesures en addition de fréquences .....	65
Figure 5.9 :	Spectre obtenu par addition de fréquences sur l'échantillon orienté, avec $P = 52$ mW, ainsi que la courbe à deux exponentielles ajustée .....	67
Figure 5.10 :	Spectre obtenu par addition de fréquences sur l'échantillon vicinal, avec $P = 52$ mW, ainsi que la courbe à deux exponentielles ajustée .....	68
Figure 5.11 :	Durée du signal pour les deux échantillons en fonction de la puissance d'excitation .....	69
Figure 5.12 :	Temps de montée pour les deux échantillons en fonction de la puissance d'excitation .....	70
Figure E :	Modèle à deux niveaux utilisé pour le système à deux exponentielles .....	xvii

## Liste des abréviations

<b>AFM :</b>	<i>Atomic Force Microscopy</i> ou Microscopie à Force Électronique.
<b>FWHM :</b>	<i>Full Width at Half Maximum</i> ou Pleine Largeur à Mi-Hauteur.
<b>MC :</b>	Mono-Couche.
<b>PL :</b>	Photoluminescence.
<b>PLE :</b>	Photoluminescence Excitée.
<b>PLRT :</b>	Photoluminescence Résolue dans le Temps.
<b>TiS :</b>	Laser Titane-Saphir.

# Introduction

Situons-nous d'abord sur le contexte théorique des structures à dimensions réduites. Dans un milieu fini, le spectre d'énergie d'un électron est discret. Placé dans une structure macroscopique, l'espacement entre chaque niveau devient si petit qu'il est indiscernable et le spectre est alors continu. On parle donc de confinement quantique lorsque les dimensions du milieu sont suffisamment petites pour espacer ces niveaux.

Comme exemple de structure à dimension réduite nous pourrions donner un puits quantique. Les électrons y évoluent dans 2 dimensions et sont donc confinés dans une direction. Si on enlève une dimension au puits quantique on obtient des « fils » quantiques et, si on en enlève une dernière, des points quantiques. Ces dernières structures sont donc zéro-dimensionnelles et les électrons sont alors confinés dans toutes les directions. Voici, à la figure A, une schématisation de ces trois structures.

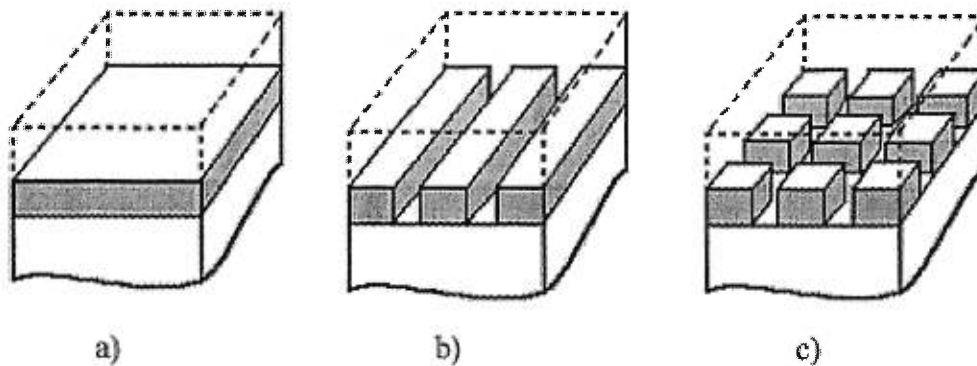


Figure A : Schématisation des structures à dimensions réduites.

- a) 2D : Puits quantique
- b) 1D : Fils quantiques
- c) 0D : Points quantiques.



La densité d'états dans un puits quantique (montrée à la figure B) présente des marches qui s'approchent asymptotiquement de la densité d'états en 3D. En 0D, cette dernière prend la forme de plusieurs fonctions  $\delta$ , le spectre d'énergie est alors discret.

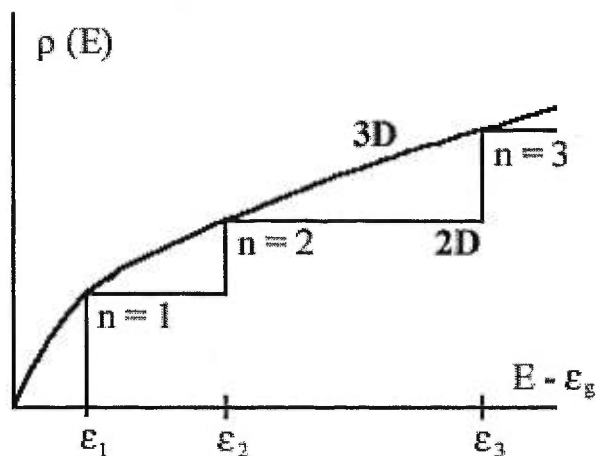


Figure B : Densité d'états en 2D et en 3D.

Lors de la photoluminescence (PL), un électron est excité à un niveau d'énergie supérieure, créant ainsi un exciton. Un exciton est donc une quasi-particule faite d'une paire électron-trou et liée par la force coulombienne. Cette paire a un temps de vie limité dû à la possibilité de recombinaison. L'électron va donc relaxer vers un niveau d'énergie inférieure puis éventuellement se recombiner créant ainsi l'émission d'un photon dont l'énergie est celle du gap moins l'énergie de liaison de l'exciton

En photoluminescence excitée (PLE), un électron est absorbé puis il relaxe et se recombine avec un trou d'un niveau d'énergie inférieur. Donc, dans ce type de mesure, plutôt que de faire balayer le spectromètre en longueur d'onde, on le maintient fixe et on varie l'énergie de la source d'excitation en la maintenant toujours au-dessus de celle du spectromètre.

L'intérêt pour les structures à dimensions réduites est grandissant depuis quelques années. Leur confinement extrême laisse entrevoir d'énormes possibilités pour des applications en optoélectronique. Dans ce mémoire, nous avons utilisé une méthode récente de fabrication, soit la croissance sur substrat vicinal, afin d'obtenir des états isolés et d'en comparer les propriétés avec des points quantiques présentant un comportement de puits quantique.

Quelques articles faisant état de l'utilisation de points quantiques sur substrats vicinaux ont déjà été publiés. Cependant, leurs auteurs ont utilisé le système InAs/GaAs<sup>1,2</sup> qui est désavantagé par rapport au système InAs/InP par sa plus grande différence des paramètres de maille (0,405 Å contre 0,190 Å respectivement). Nous avons donc utilisé ce deuxième système afin d'optimiser nos résultats.

On peut distinguer trois types de comportements dans un système de points quantiques. Ces derniers dépendent de la taille des points et de la distance les séparant. Les points plus gros ont une fonction d'onde bien définie et leur confinement est donc meilleur. Si la distance entre chaque point est suffisante, on a alors des états localisés, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'échanges entre les différents points, ceux-ci sont alors considérés comme de petits atomes. Pour des points un peu plus petits ou plus rapprochés, il peut y avoir un léger recouvrement des fonctions d'onde, le confinement est moins bon et des échanges peuvent avoir lieu sous certaines conditions, on a alors un super-réseau de points quantiques. Finalement, pour des petits points ou des points suffisamment rapprochés, les fonctions d'onde sont étendues et se recouvrent presque entièrement entre elles. Les excitons peuvent alors se promener librement et ne distinguent pas un point d'un autre, ce dernier type peut s'apparenter à un puits quantique. Nous vous présentons d'ailleurs sur la figure C une schématisation de ces trois types de réseaux de points quantiques.

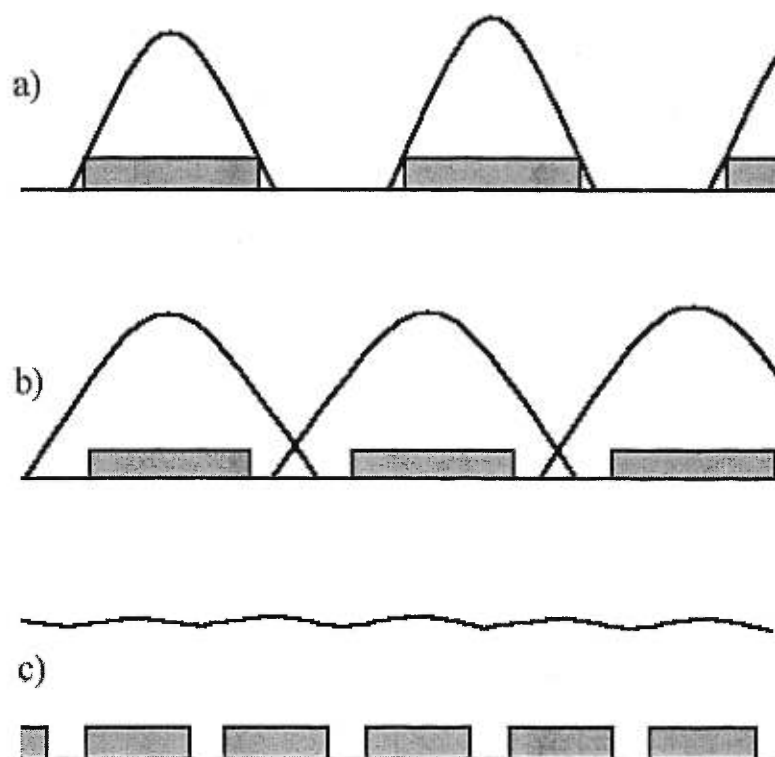


Figure C : Différents types de réseaux de points quantiques selon la taille des points et l'espace.

- a) États parfaitement localisés.
- b) États semi-localisés (super-réseau).
- c) États non-localisés, peut se comparer à un puits quantique.

Des travaux antérieurs effectués par R. Leonelli *et al.*<sup>3</sup> ont porté sur des échantillons vicinaux à  $2^\circ$ , le résultat montrait des états faiblement localisés d'où l'idée de réduire l'angle de clivage à  $0,8^\circ$ , augmentant ainsi la distance entre les points. Dans la présente recherche, nous avons donc retenu cette idée et étudié un échantillon vicinal à  $0,8^\circ$  qui, nous l'espérons, présentera des états localisés.

Voici donc notre substrat d'InP (001) incliné à  $0,8^\circ$  dans la direction [100]. La figure D schématise les terrasses obtenues et la position des points sur celles-ci.

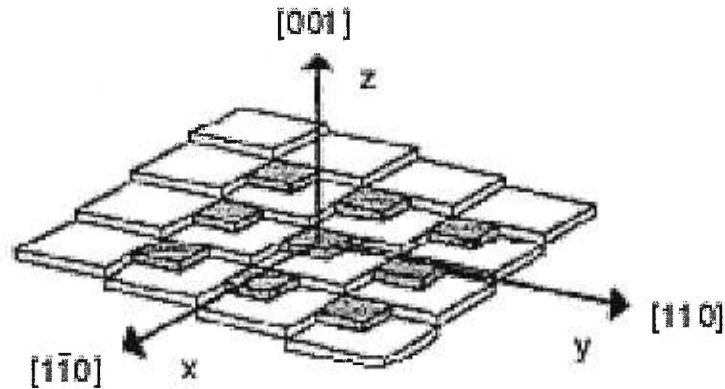


Figure D : Substrat vicinal à  $(001)$  coupé à  $0,8^\circ$  dans la direction  $[100]$ . Les terrasses obtenues ont leurs côtés alignés vers  $[110]$  et  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Les carrés gris représentent les points quantiques dans les creux des terrasses.

Évidemment, cette représentation est une schématisation simplifiée utilisée pour la modélisation. Comme il sera montré plus tard, la surface présente plutôt des terrasses plus ou moins en losanges.

Dans le premier chapitre nous allons présenter les méthodes de croissance et les substrats utilisés afin d'obtenir nos deux types de points quantiques. Nous y expliquerons principalement la géométrie particulière du substrat d'InP vicinal utilisé et ses effets sur la croissance des points. Également, certains spectres de PL et PLE typiques seront montrés. En particulier, une étude rapide de ces derniers fournira notre hypothèse de départ. Ce court chapitre servira surtout de mise en situation et permettra d'établir nos hypothèses de départ. Il est également à noter que son contenu expérimental n'a pas fait partie intégrante des recherches illustrées dans ce mémoire.

Les premiers résultats expérimentaux seront exposés dans le deuxième chapitre traitant des effets de polarisation reliés à la vicinalité du substrat. L'accord avec les hypothèses de départ y sera débattu, toujours en considérant l'échantillon orienté comme étant non polarisé dû à sa nature de puits quantique.

Le troisième chapitre présentera les mesures en variation de température qui ont été effectuées sur les deux types d'échantillons. Ces résultats ont permis de confirmer la présence d'états localisés dans les points quantiques du substrat vicinal. Nous y présenterons également les comportements des pics de PL, soit l'évolution de leur position et de leur largeur avec l'augmentation de la température de l'échantillon.

Dans le chapitre quatre nous discuterons des effets de saturation observés sur les deux types d'échantillons. Les mesures exposées dans cette section ont été prises en variant la puissance d'excitation en mode pulsé et en observant les effets obtenus sur les spectres de PL. Nous vous y montrerons comment nous avons identifié les puissances critiques et les taux d'occupation correspondants et nous tenterons d'éclaircir les mécanismes en cause.

Finalement, le chapitre cinq traitera d'un type de prise de données totalement différent, nous y présenterons en effet des mesures de photoluminescence résolue dans le temps (PLRT) où les spectres ne sont plus pris sur une gamme de longueurs d'onde mais bien à une longueur d'onde précise. Ce type de mesure se scindera en deux parties soit les mesures en comptage de photons corrélés et en addition de fréquences. Toutes deux nous ont permis de confirmer nos précédents résultats.

Finalement, nous vous montrerons tous les éléments de preuves que nous avons obtenus et nous pourrons alors discuter de la validité de nos hypothèses de départ émises dans le premier chapitre. Nous constaterons alors que notre échantillon vicinal présentait bien une portion d'états localisés et que ces derniers correspondent à une certaine taille de points. Également, il sera montré que l'échantillon orienté peut bien être assimilé à un puits quantique en 2D.

# Chapitre 1

## Croissance des échantillons

Dans ce court chapitre nous expliquerons brièvement les caractéristiques des deux échantillons utilisés. Nous montrerons également des spectres typiques de PL et PLE obtenus sur ces échantillons. Tout ceci dans le simple but de mettre le lecteur en contexte puisque la fabrication des échantillons n'a pas fait partie de la présente recherche, cette dernière ayant été effectuée par R. A. Masut<sup>3</sup> à l'École Polytechnique de Montréal. La croissance d'InAs a alors été faite en même temps sur deux substrats d'InP (un orienté et un vicinal) et fut stoppée à une demie mono-couche.

### 1.1 Géométrie du substrat

Notre but était d'obtenir des points quantiques organisés et présentant des états localisés afin de les comparer avec des points quantiques formés aléatoirement et présentant un comportement de puits quantique. Nous nous sommes donc servis de substrats d'InP orienté et vicinal. Ce dernier a été obtenu en coupant à un angle exact<sup>i</sup> de  $0,8^\circ$  dans la direction  $[100]$  un substrat d'InP  $(001)$ . La surface obtenue doit présenter des terrasses en écailles de poisson dont les côtés sont alignés dans les directions  $[110]$  et  $[1\bar{1}0]$ . Des images prises au Microscope à Force Atomique (AFM) montrent la configuration obtenue.

---

<sup>i</sup> L'exactitude de l'angle de clivage a été confirmée par diffractométrie aux rayons X de haute résolution (HRXRD).

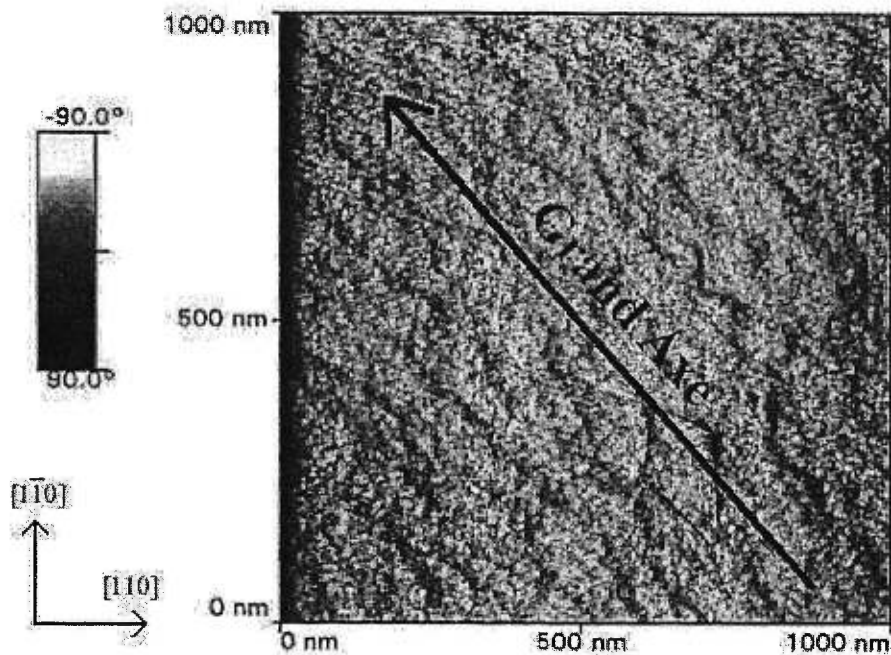


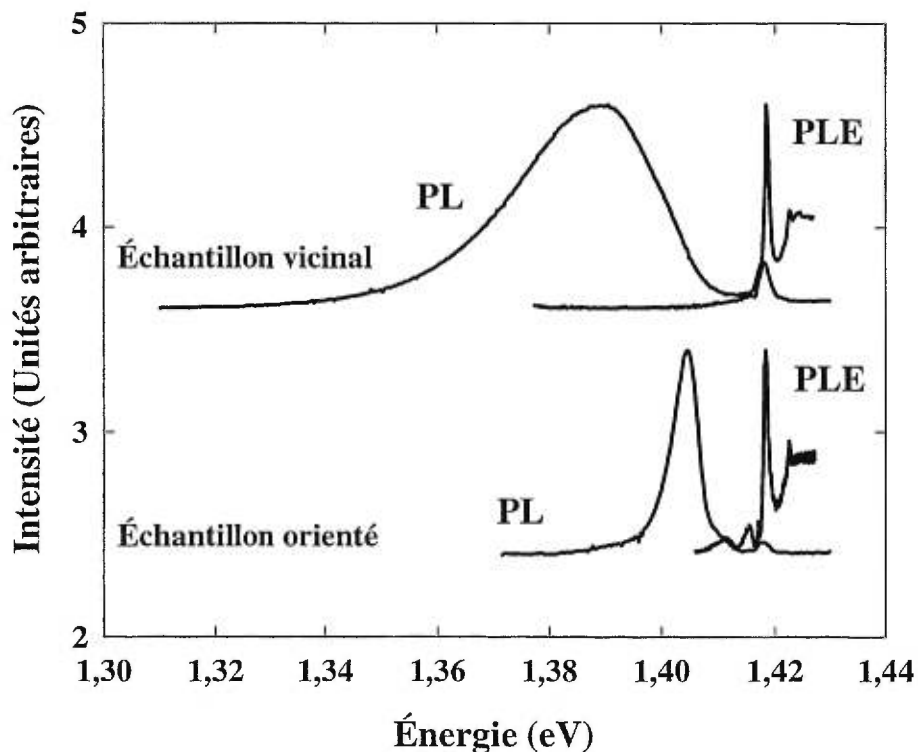
Figure 1.1 : AFM d'un substrat à  $0,8^\circ$  tel qu'utilisé pour l'échantillon vicinal. On peut y voir la direction du grand axe des terrasses qui oscille autour  $4^\circ$  de  $[0\bar{1}0]$  vers  $[\bar{1}\bar{1}0]$ .

On remarque ici que les terrasses ne sont pas parfaitement alignées sur les axes  $[110]$  et  $[1\bar{1}0]$ , elles présentent plutôt un aspect de losange dont un des côtés se dirige vers  $[1\bar{1}0]$  et l'autre oscille quelques degrés sous  $[110]$ . On peut alors constater que les terrasses sont relativement régulières et qu'elles s'alignent dans une direction précise que l'on appelle le grand axe que nous avons identifié sur la figure. Ce dernier se trouve à environ  $4^\circ$  de  $[0\bar{1}0]$  vers  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Une fois le substrat vicinal obtenu, la croissance a ensuite été effectuée simultanément pour les deux échantillons et fut stoppée à une demie monocouche (0,5 MC). Nous verrons dans le prochain chapitre ce que cette géométrie impliquera sur la polarisation et donc la forme des points.

## 1.2 Spectres de PL et PLE typiques

Nous vous présenterons ici les spectres obtenus sur les échantillons orienté et vicinal utilisés dans notre recherche. Il est à noter que ces données ont été prises antérieurement par P. Paki et R. Leonelli <sup>4</sup>.

Fig



PL et PLE typiques pour les échantillons vicinal et orienté utilisés dans notre recherche.

Pour les spectres de PL, on peut voir la présence de la matrice d'InP par un pic commun aux deux échantillons autour de 1,418 eV. La différence majeure et très visible se situe au niveau de la luminescence des points. En effet, on constate facilement que le pic d'InAs est beaucoup plus large pour l'échantillon vicinal, soit environ 32 meV contre 6 meV. Cet effet est directement relié à la nature du substrat qui a forcé la formation des points dans les creux des terrasses. La largeur du pic



d'InAs pour cet échantillon est donc une représentation de la distribution en taille des points.

Cependant, si tous nos points étaient de même dimension et suffisamment éloignés pour qu'il n'y ait pas de recouvrement, nous observerions un pic très étroit à basse énergie. Cette large bande indique que tous les points ne sont donc pas identiques et qu'il y a par conséquent une distribution de taille.

En revanche, l'échantillon orienté présente une distribution beaucoup moins étendue sans pour autant être très étroite. Cette distribution n'est plus une représentation des différentes tailles de points puisque le recouvrement des fonctions d'onde nous fait perdre une direction de confinement, contribuant ainsi à rétrécir le pic. Nous avons donc un comportement de puits quantique 2D pour ce dernier échantillon. Cette différence fondamentale est la base de notre recherche et ce que nous allons tenter de cerner.

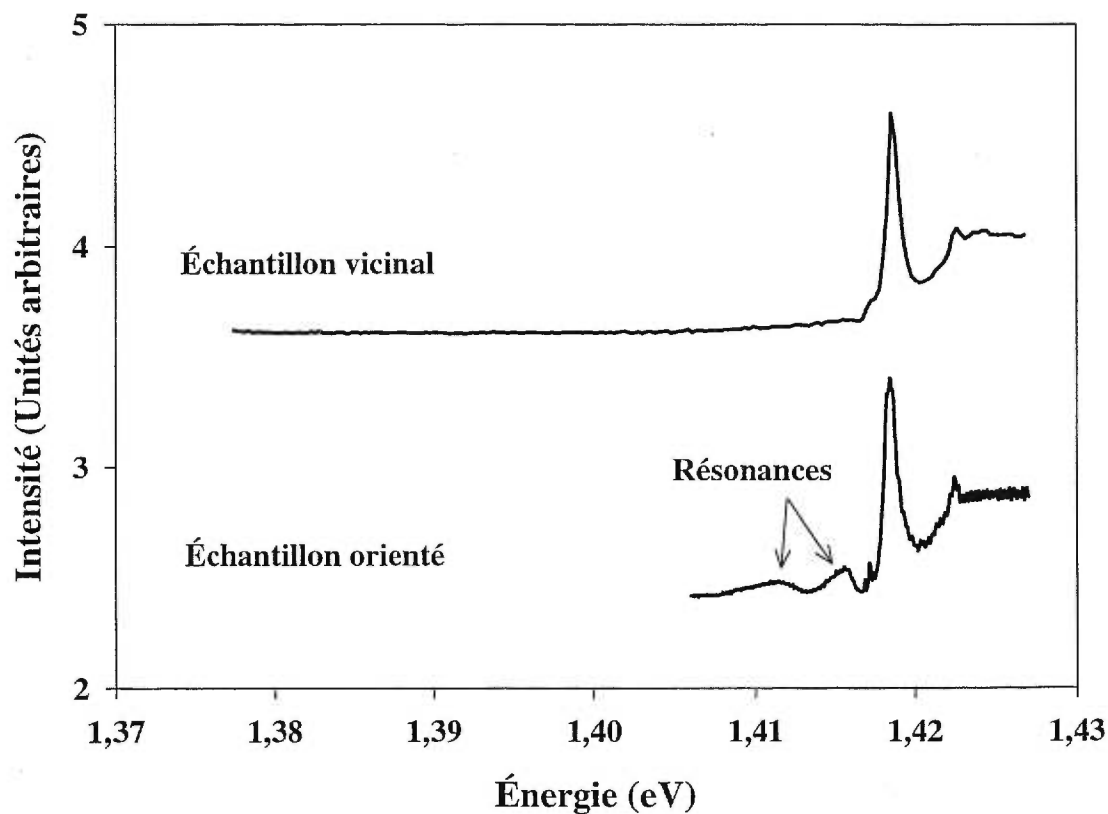


Figure 1.3 : Spectres de PLE typiques pour les échantillons orienté et vicinal utilisés dans notre recherche.

Les spectres de PLE, eux, que l'on peut voir agrandis sur la figure 1.3, montrent bien les résonances « trous lourds » et « trous légers » classiques d'un puits quantique en 2D pour l'échantillon orienté. L'absence de ces structures sur le spectre de l'échantillon vicinal nous porte à croire qu'il présente bien des états localisés associés à des points de tailles différentes.

### 1.2.1 Taille des points

Afin de mettre en évidence un phénomène intéressant de l'échantillon vicinal, nous vous présentons à la figure 1.4 un agrandissement de la queue de son spectre de PLE.

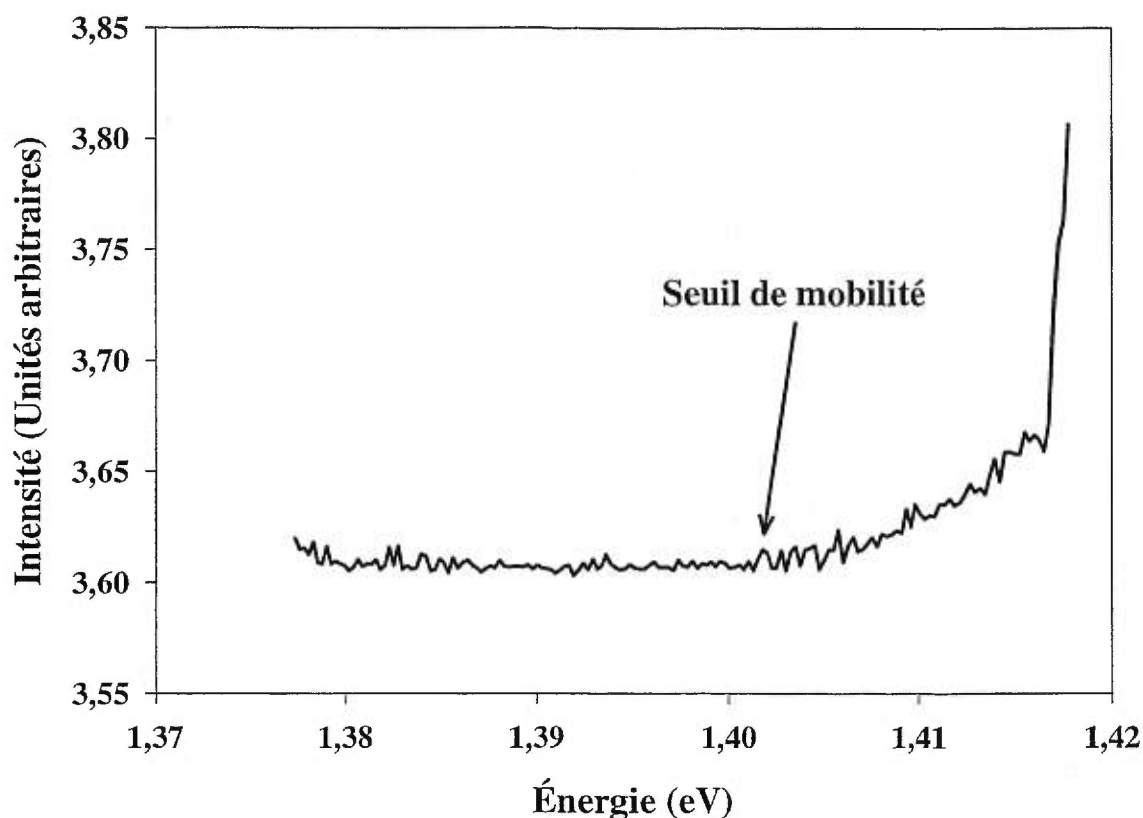


Figure 1.4 : Agrandissement de la queue du spectre de PLE de l'échantillon vicinal mettant en évidence le seuil de mobilité des excitons.

Nous avons ainsi pu mettre en évidence ce que nous appelons le seuil de mobilité des excitons. Ce seuil dépend de la taille des points. À haute énergie nous avons de petits points dont les fonctions d'onde se recouvrent presque entièrement. Cependant, à partir d'une certaine taille de point, la fonction d'onde est suffisamment localisée pour que les excitons ne puissent en sortir, nous commençons alors à voir des états localisés et c'est à cette énergie (ou grosseur de point) que nous avons notre seuil de mobilité. Compte tenu de ce phénomène, nous avons cru intéressant d'associer une taille de point pour chaque énergie. Pour ce faire, nous avons utilisé un article de G. Lamouche et Y. Lépine<sup>5</sup>.

Commençons d'abord par la taille moyenne de nos points. Afin de calculer l'énergie de liaison le plus exactement possible, nous avons fait la distinction entre moyenne et médiane, cette dernière tenant compte de la forme du pic d'InAs. En effectuant ce calcul sur plusieurs spectres, polarisés ou non, nous en sommes arrivés aux valeurs moyennes suivantes.

	Vicinal	Orienté
Moyenne (eV)	$1,3878 \pm 0,0007$	$1,4035 \pm 0,0003$
Médiane (eV)	$1,3826 \pm 0,0003$	$1,4028 \pm 0,0002$

Tableau 1.1 : Valeurs des moyenne et médiane du pic d'InAs pour les deux échantillons, calculées sur trois spectres différents pour chaque échantillon et moyennées.

Le gap de l'InAs étant à 1,42 eV, l'énergie de liaison pour les points de l'échantillon vicinal est de :

$$E = E_g - E_{\text{médiane}} = (1,4200 - 1,3826)eV = 37,4meV \quad \text{Éq. A}$$

et la période de notre super-réseau est de :

$$P = \frac{x}{\sqrt{2}} = \frac{a / \tan(0,8^\circ)}{\sqrt{2}} = \frac{5,9 \cdot 10^{-10} m / \tan(0,8^\circ)}{\sqrt{2}} = 299 \text{ \AA} \quad \text{Éq. B}$$

Où :  $x$  est la diagonale d'un point.

$a$  est le paramètre de maille de l'InP (Hauteur des marches).

En se servant de ces valeurs, l'article de G. Lamouche et Y. Lépine<sup>5</sup> donne le graphique suivant (figure 1.5), que nous avons modifié en y situant notre échantillon vicinal.

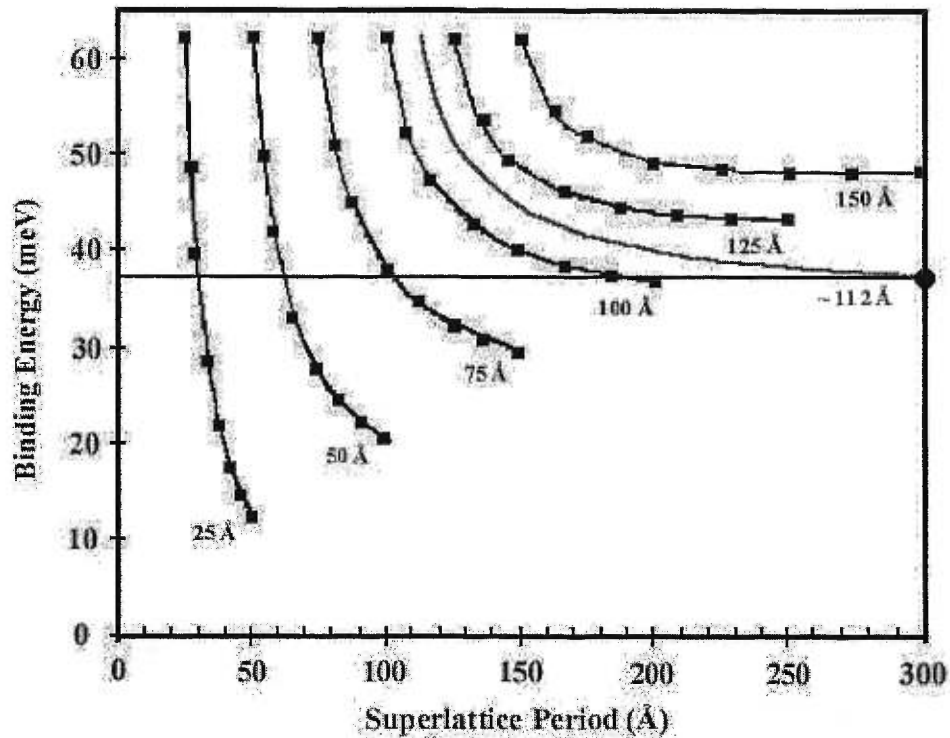


Figure 1.5 : Énergie de liaison de l'exciton  $hh$  pour un super-réseau de points quantiques d'InAs/InP pour plusieurs dimensions de points en fonction de la période du réseau.

On constate que notre période et notre énergie de liaison donnent des points d'environ 112 Å de diamètre et que nous arrivons sur une portion plane de la courbe. Ceci signifie que nous avons atteint un seuil au-delà duquel la période du réseau peut continuer d'augmenter (i.e que l'angle de clivage est diminué) sans pour autant qu'il y ait une évolution notable dans les énergies de confinement.

Cependant, la croissance de l'échantillon vicinal a été stoppée à 0,5 MC, nos terrasses ayant 299 Å de côté, ce recouvrement devrait donner des points de 212 Å de côté. Si on regarde sur la figure 1.5, on voit que cela nous donnerait une énergie de liaison autour de 50 meV à 60 meV. Donc, on peut supposer qu'à basse énergie, (en deçà de 1,38 eV), nos points sont suffisamment gros pour présenter des états localisés. Le reste des points doit être distribué soit en plusieurs petits points sur une seule

terrasse, soit un gros point mais sur des terrasses plus rapprochées. Ces deux situations sont en effet valides, surtout lorsque l'on considère la figure 1.1, on constate alors que nos terrasses ne sont pas des carrés de 299 Å de côté mais plutôt des losanges de tailles variées.

Nous avons maintenant la taille moyenne de nos points mais, sachant que la distribution en taille est assez large, il serait intéressant de savoir à partir de quelle énergie on peut considérer être en présence d'états localisés, et à quelle proportion de la luminescence ces états correspondent. Nous nous sommes donc servis de la figure 1.5 où nous avons prolongé les courbes jusqu'à 299 Å, nous avons alors pu mettre sur graphique la position en énergie en fonction de chaque taille de point. Voici le résultat à la figure 1.6.

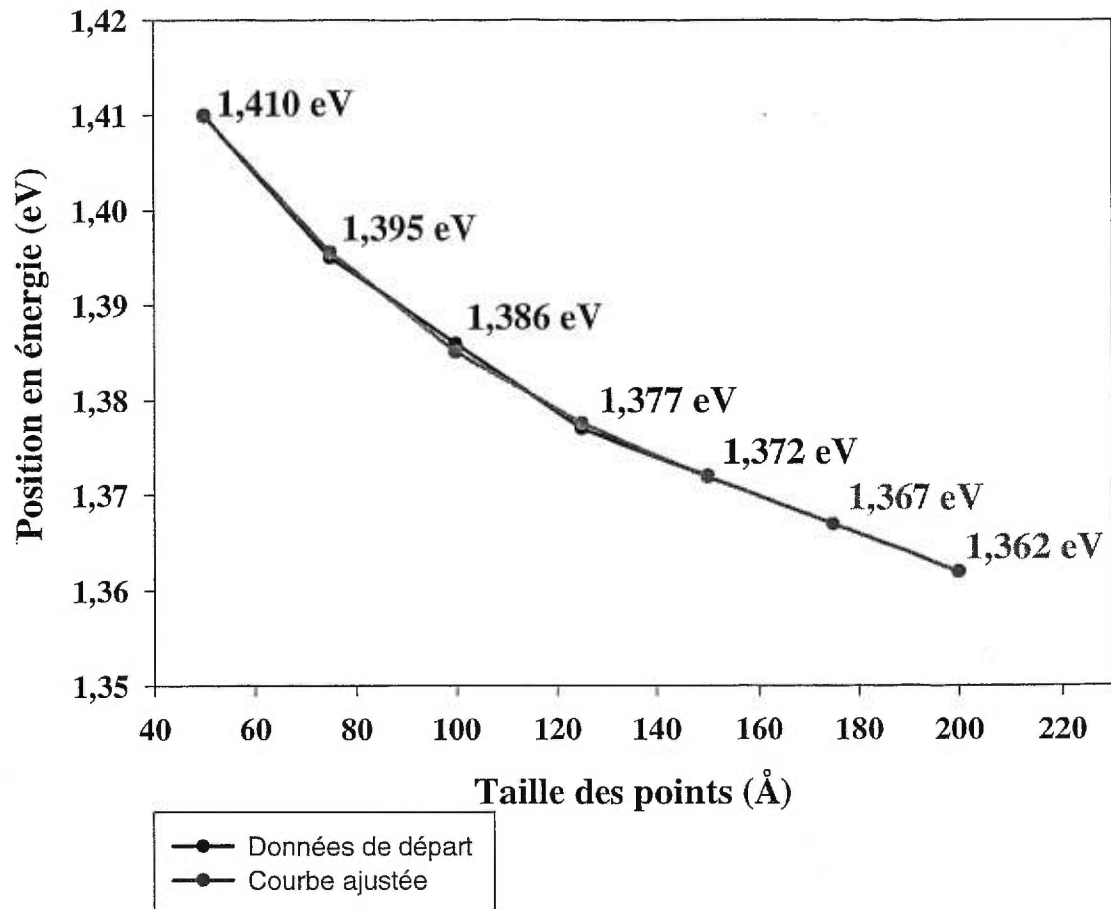


Figure 1.6 : Position en énergie associée à chaque taille de points pour l'échantillon vicinal. La courbe en gris a été ajustée à l'aide d'un polynôme de degré 3.

Les valeurs en noir ont été obtenues directement sur la figure 1.5, celles en gris ont été calculées en ajustant un polynôme de degré 3, nous avons alors une idée de l'énergie correspondant à des points de 175 Å et 200 Å. Si nous plaçons maintenant ces valeurs sur la luminescence de nos points vous pourrez constater leur position et à quelle proportion ils correspondent. Voici donc la figure 1.7 où les tailles ont été identifiées sur un spectre de PL.

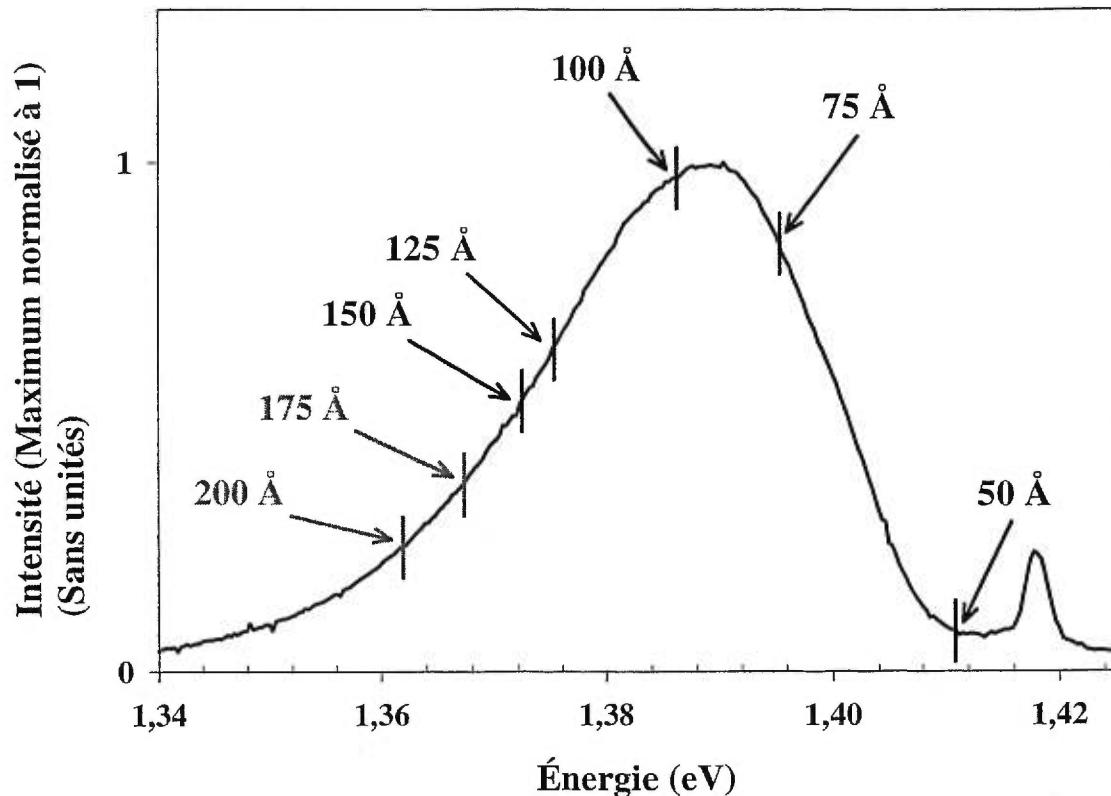


Figure 1.7 : Spectre de PL de l'échantillon vicinal avec identification des tailles de points.

On constate donc que la majeure partie de la luminescence correspond à des points entre 75 Å et 125 Å. Cependant, une partie non négligeable de points plus gros (>125 Å) est présente, et c'est cette partie qui nous intéressera dans les prochains chapitre. Nous pouvons donc dès maintenant prévoir que nous observerons des états localisés à basse énergie (< 1,38 eV) pour l'échantillon vicinal alors que l'échantillon orienté pourra être assimilé à un puits quantique.

### 1.3 Conclusion

Nous avons donc posé, à l'aide de travaux précédents, que notre échantillon vicinal présenterait une portion d'états localisés, cette dernière se situant à basse



énergie ( $< 1,38$  eV). Nous pouvons donc prédire que les phénomènes intéressants de saturation et de polarisation, par exemple, se situeront à cet endroit. Également, nous tenterons de montrer que l'échantillon orienté, lui, par le recouvrement quasi parfait de ses fonctions d'onde, présentera toutes les caractéristiques connues d'un puits quantique en 2D.

# Chapitre 2

## Polarisation

Le présent chapitre décrit les premiers résultats expérimentaux que nous avons obtenus dans cette recherche. Nous vous y présenterons donc les mesures en polarisation effectuées sur nos deux échantillons. Nous vous montrerons quelles hypothèses nous avons posées et les deux systèmes que nous avons utilisés pour les vérifier. Une première partie traitera de l'aspect technique : hypothèses, montages, problèmes encourus. La seconde s'occupera de présenter et commenter les résultats obtenus.

### 2.1 Aspects techniques

Notre but était de vérifier si la géométrie de notre substrat avait un quelconque effet sur la forme des points quantiques obtenus. Nous avons supposé que les points quantiques se sont formés préférentiellement dans les creux des terrasses et qu'ils ont, par conséquent, subi une modification de leur forme, provoquant donc un allongement. De plus, les terrasses étant alignées dans une certaine direction que nous avons appelée « grand axe »<sup>i</sup>, nous avons supposé que les points s'allongeraient tous dans cette même direction. Leurs spectres de PL démontreraient alors cette préférence.

Afin de bien étudier nos résultats, nous avons supposé que le substrat orienté ne présenterait aucune polarisation significative puisque sa croissance n'a pas été contrainte. Nous avons donc décidé d'utiliser cet échantillon comme une référence.

Pour vérifier notre hypothèse, nous avons d'abord utilisé un laser Ti-Saphir (TiS) polarisé verticalement pompé par un laser Ar. Nos échantillons étaient refroidis

---

<sup>i</sup> cf. Chapitre 1, Figure 1.1

à l'Hélium liquide autour de 7 K. La PL obtenue était ensuite dirigée le plus orthogonalement possible dans un spectromètre à double réseau puis détectée par un photomultiplicateur InGaAs.

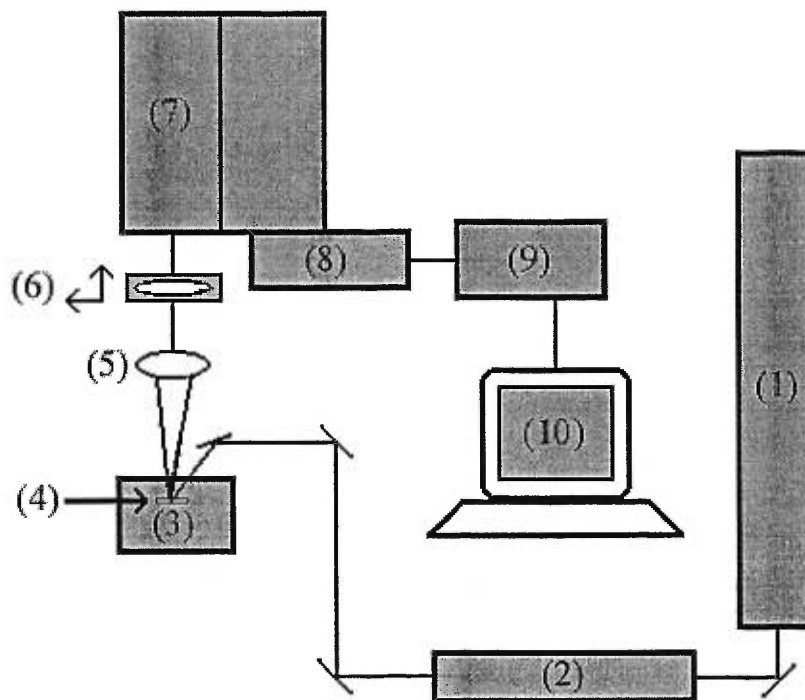


Figure 2.1 : Schéma du premier montage utilisé pour les mesures en polarisation.

- (1) Laser Ar
- (2) Laser Ti-Saphir
- (3) Cryostat
- (4) Échantillon
- (5) Lentille
- (6) Polariseur
- (7) Spectromètre à double réseau
- (8) Photomultiplicateur InGaAs
- (9) Compteur
- (10) Acquisition de données (Ordinateur)

Avant de présenter les résultats obtenus sur ce système, voici à la figure 2.2 l'association des axes cristallographiques avec les angles de polarisation.

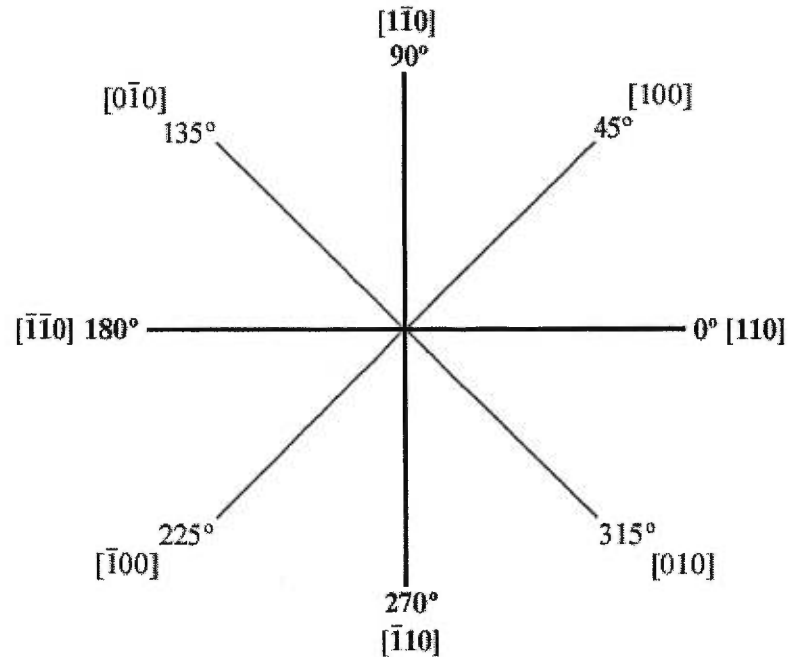


Figure 2.2 : Correspondance entre les axes cristallographiques du substrat vicinal et les angles de polarisation utilisés.

Ce premier système (spectromètre à double réseau) n'a pas donné de résultats satisfaisants. En effet, d'une prise de mesures à l'autre les résultats variaient et ne semblaient donc pas reproductibles. Nous vous présentons d'ailleurs à la figure 2.3 les spectres d'un même échantillon pris deux jours consécutifs sur le même système et devant être semblables.

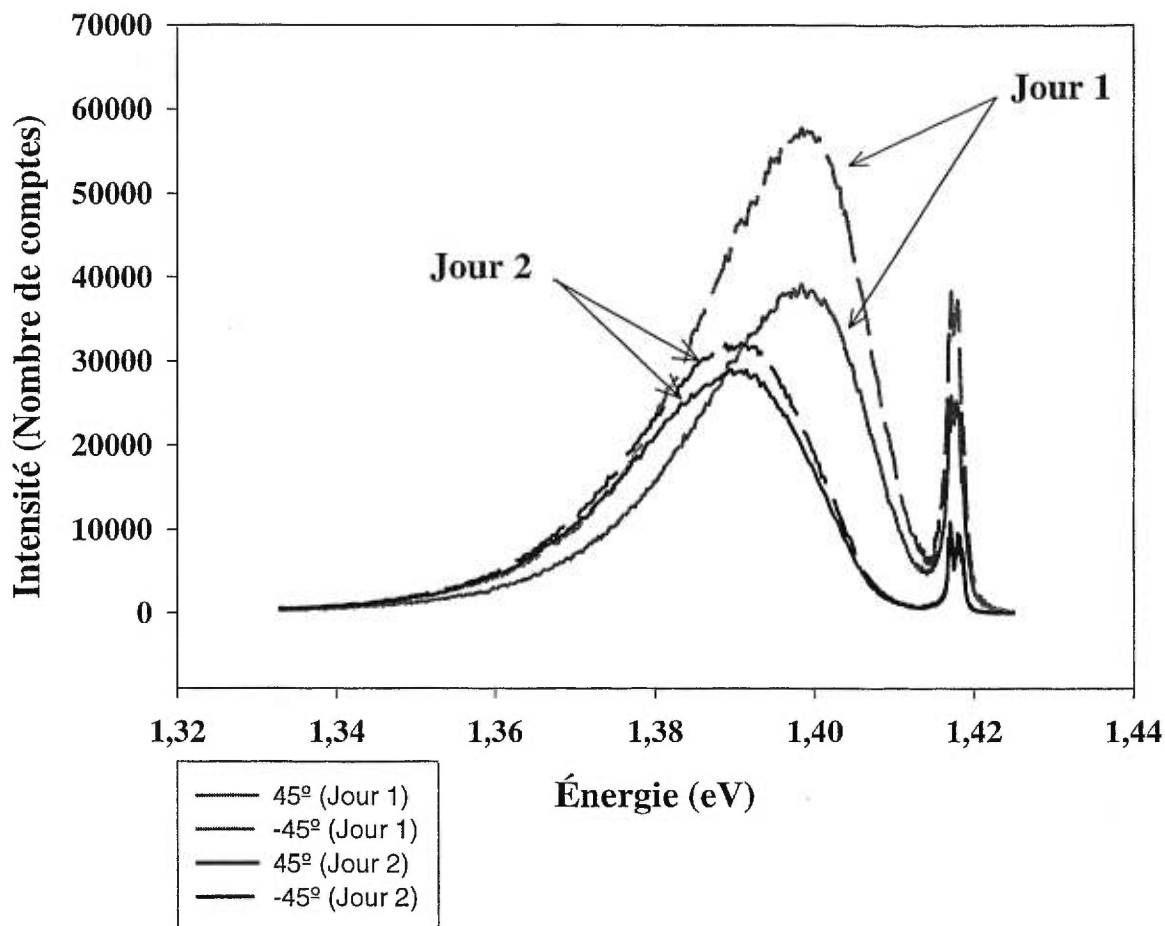


Figure 2.3 : Spectres de l'échantillon vicinal obtenus sur le spectromètre à double réseau. Les mesures ont été prises deux jours consécutifs et auraient dû présenter le même rapport 45°/-45° les deux jours.

Sachant que le spectromètre favorisait la polarisation verticale (ici 90°), vous remarquerez que nous avons donc pris des spectres à +45° et -45° après avoir positionné notre échantillon à 45°. Nous prenions donc des spectres dans la direction des axes cristallographiques du substrat soit [110] et  $[1\bar{1}0]$  tout en étant symétriques par rapport à l'axe préféré par le spectromètre. Il est évident que les rapports 45°/-45° pour les deux jours sont très différents. Nous avons tenté de résoudre ce problème en ajustant très précisément l'horizontalité du faisceau entrant dans le spectromètre, mais en vain. Ce type de spectromètre était trop sensible à la polarisation pour le type de mesures que nous faisons, nous sommes donc passés à un spectromètre à transformée

de Fourier qui lui ne devait présenter aucune sensibilité à la polarisation. Pour ce montage, vous pouvez vous référer à la figure 2.1 en changeant les items suivants :

- (7) Spectromètre à transformée de Fourier
- (8) Photodiode Si
- (9) Interface du spectromètre
- (10) Acquisition de données (Ordinateur).

## 2.2 Résultats

Afin de rendre la visualisation des résultats rapide, nous avons choisi les axes de polarisation principaux du cercle trigonométrique ( $0^\circ$  et  $90^\circ$ ) afin de les faire correspondre aux axes cristallographiques des terrasses (respectivement  $[110]$  et  $[1\bar{1}0]$ ). Nous avons tout d'abord choisi de prendre des mesures à tous les  $45^\circ$  pour les deux échantillons soit à  $-45^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $0^\circ$ . Également, afin de palier à d'éventuels artefacts du système, nous avons utilisé un échantillon de InP:S  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  <sup>(ii)</sup> comme échantillon de référence, celui-ci n'étant pas polarisé. Les résultats de nos deux sujets étaient donc normalisés avec ceux de la référence pour plus de précision. Comme sélecteur de polarisation, nous avons utilisé un cube polariseur.

### 2.2.1 Échantillon orienté

Nous vous présenterons ici les résultats obtenus pour l'échantillon orienté. Nous avons donc quatre angles de polarisation de départ que nous avons regroupés en deux groupes orthogonaux ( $-45^\circ/45^\circ$  et  $0^\circ/90^\circ$ ). Nous avons ensuite appliqué le traitement suivant sur nos données :

$$P = \frac{I_a/R_a - I_b/R_b}{I_a/R_a + I_b/R_b} \quad \text{Éq. 2.2}$$

Où :  $I_a$  et  $I_b$  sont des spectres orthogonaux  
 $R_a$  et  $R_b$  leurs références correspondantes.

La polarisation obtenue sera donc nulle si les deux angles sont également favorisés. Nous avons également ramené à 0 la moyenne des deux polarisations sur la gamme de l'InP (entre 1,415 eV et 1,418 eV), cette portion étant, par hypothèse, toujours non-polarisée, peu importe l'échantillon.

À titre informatif, nous vous présentons sur la figure 2.4 un exemple des spectres originaux obtenus avant le traitement. Les spectres des échantillons orienté et vicinal ont respectivement été divisés par les facteurs 7 et 3 afin de pouvoir être représentés facilement sur le même graphique.

---

<sup>ii</sup> Que nous appellerons à l'avenir « substrat Soufre » par commodité.

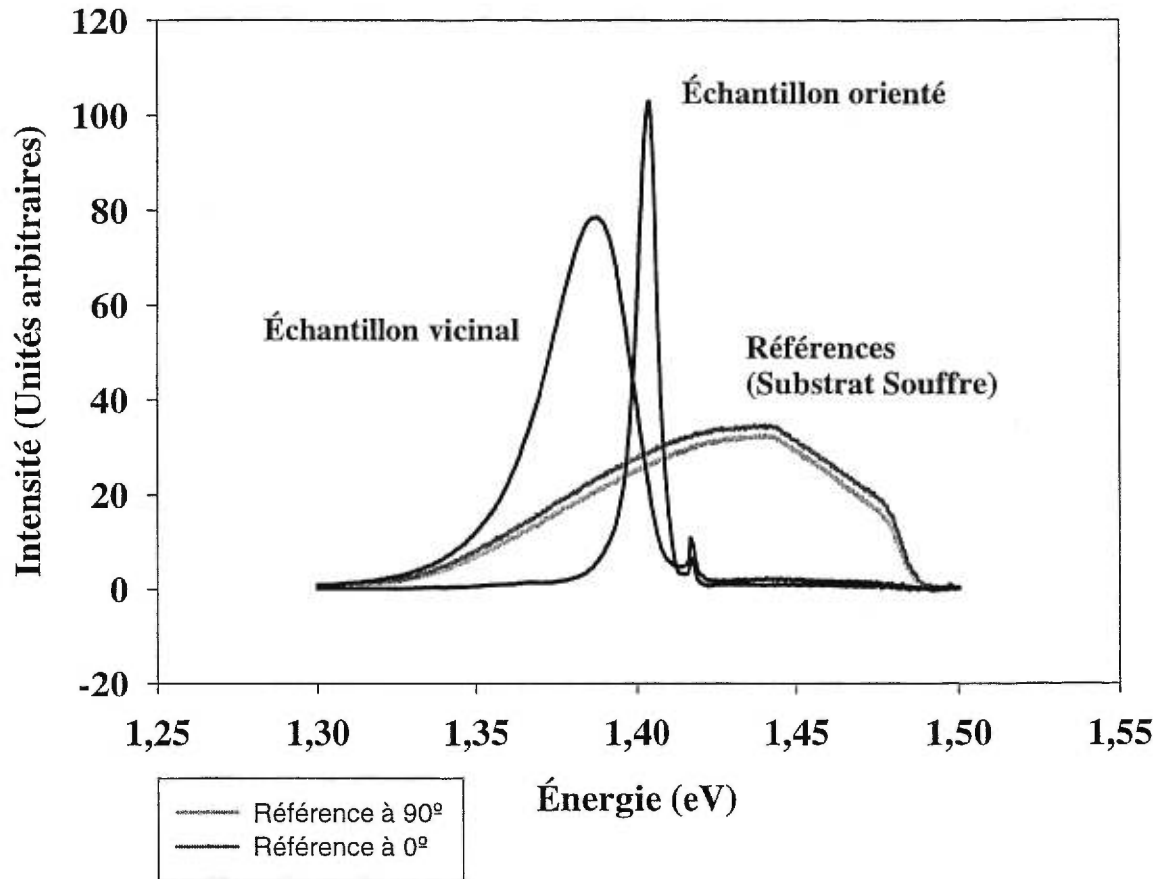


Figure 2.4 : Exemple de spectres originaux obtenus sur les échantillons vicinal et orienté (à 90°) ainsi que les références sur le substrat Soufre correspondantes (à 90° et 0°).

Nous vous présentons donc des spectres à 90° pour les échantillons vicinal et orienté ainsi que deux spectres pour la référence soit à 90° et 0°. Par ces derniers, nous voulions simplement mettre en évidence les effets du système qui sont assez importants et dont nous avons donc décidé de tenir compte dans notre analyse.



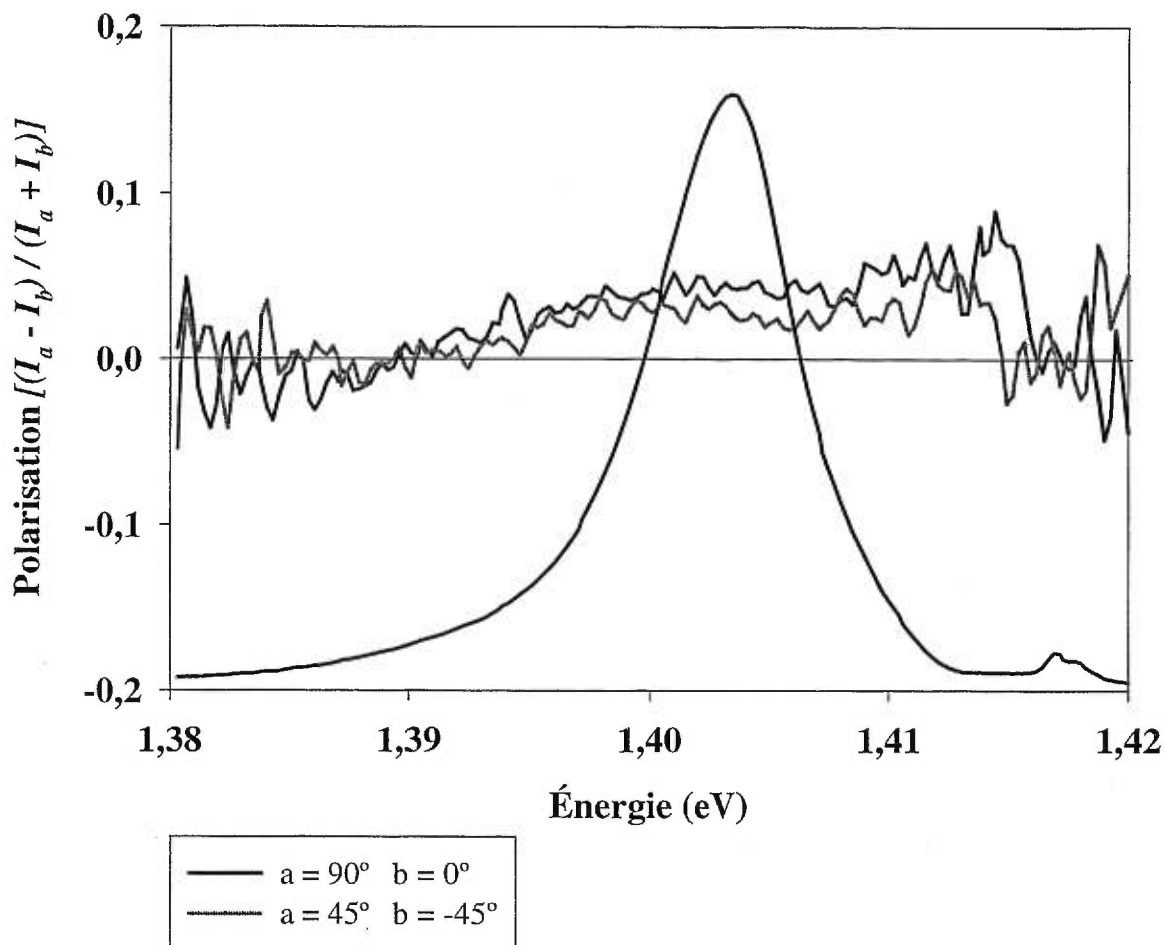


Figure 2.5 : Polarisation de l'échantillon orienté. Le trait plein et large est une représentation d'un spectre de PL de cet échantillon. Il a été ajusté afin de cadrer dans le graphique et permet de voir où se situent les effets importants.

La figure 2.5 présente les premiers résultats. On remarque bien qu'autour du pic de l'InP (~1,418 eV) les courbes sont proches de 0. Si on se concentre sur la portion significative des courbes soit autour de la luminescence des points (~1,395 eV à 1,415 eV), on remarque que la polarisation 90°/0° plafonne autour de 0,04 ce qui correspond à un rapport de 1,08 (ou 8%) en faveur de 90°. Pour la polarisation 45°/-45°, la valeur maximale oscille autour de 0,03 ou un rapport de 1,06 (6%) en faveur de 45°. Bien sûr, ces valeurs ne sont pas nulles et laissent entendre que

l'échantillon orienté aurait subi des effets de polarisation. Nous nous permettons malgré tout d'attribuer ces effets à l'imprécision de la mesure. En effet, comme vous le verrez plus loin, les courbes de polarisation de cet échantillon sont très différentes de celles de l'échantillon vicinal. Elles présentent plutôt un comportement *plat* alors que celles de l'autre échantillon montrera une courbure attribuable à la taille (et donc au confinement) des points.

### 2.2.2 Échantillon vicinal

Nous avons utilisé ici les mêmes quatre angles que pour l'échantillon orienté. Nous avons alors remarqué un effet assez important entre  $-45^\circ$  et  $90^\circ$  ce qui nous a amené à prendre quatre angles supplémentaires soit  $100^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $10^\circ$  et  $-35^\circ$ . Le même traitement a été appliqué aux données.

En regardant la figure 2.6, on voit maintenant un effet beaucoup plus prononcé que pour l'échantillon orienté. On constate également que les angles où la polarisation est la plus prononcée sont  $100^\circ$  et  $90^\circ$  avec respectivement 0,060 (13%) et 0,066 (14%).

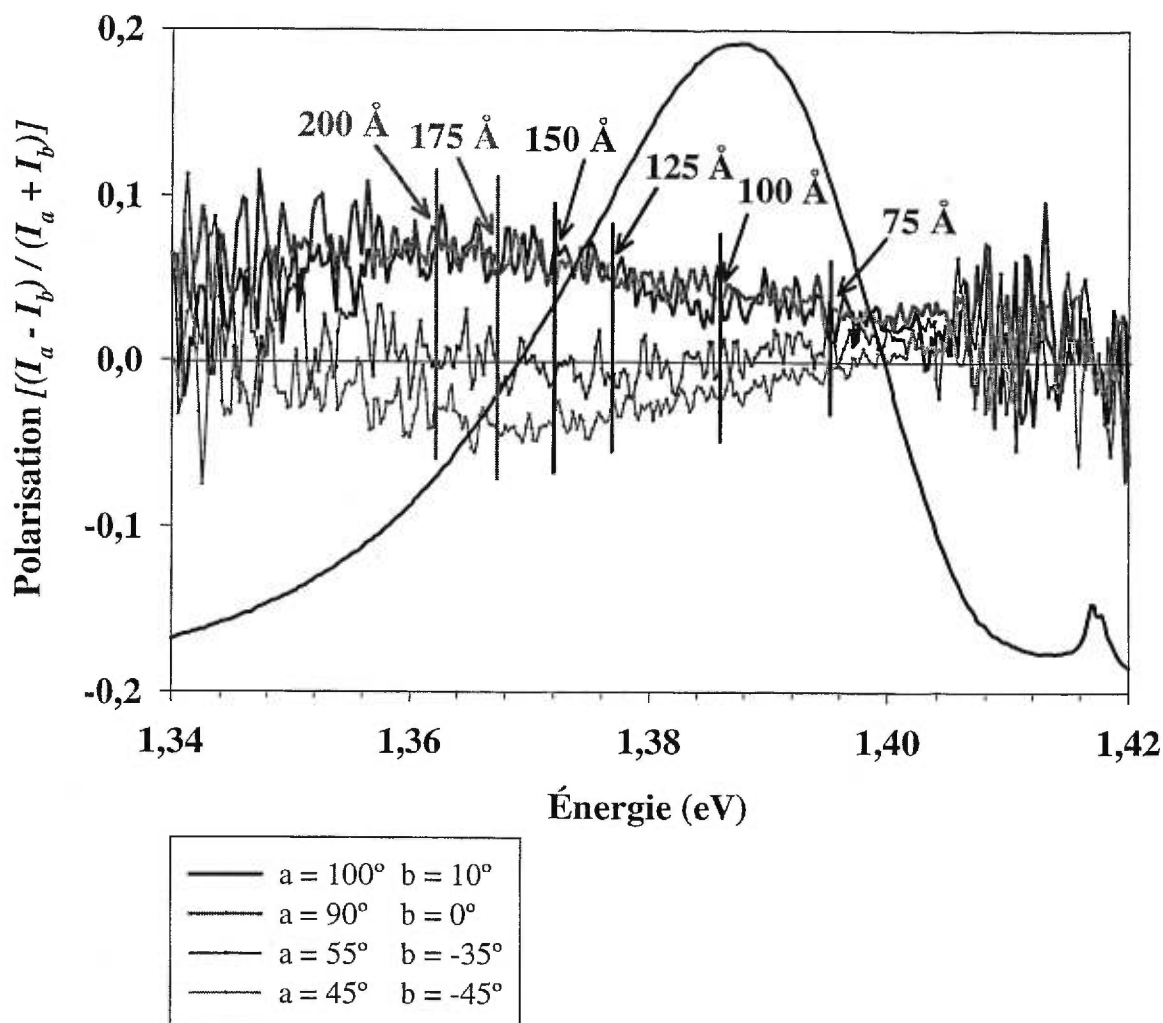


Figure 2.6 : Polarisation de l'échantillon vicinal. Le trait plein et large est une représentation d'un spectre de PL de cet échantillon. Il a été ajusté afin de cadrer dans le graphique et permet de voir où se situent les effets importants.

Il est intéressant de voir ici que l'effet de polarisation se fait le plus sentir à basse énergie ( $< 1,38$  eV), soit pour les points de 125 Å à 200 Å. Ceci avait d'ailleurs été prédit dans le chapitre 1 où nous avons posé que la portion d'états localisés se situait dans cette gamme d'énergie.

En appliquant un peu de lissage et en fixant le maximum pour chacune des courbes, les polarisations obtenues sont données au tableau 2.2.

Angle	Polarisation	Polarisation (%)
90°/0°	0,066 ± 0,005	14 ± 1
100°/10°	0,060 ± 0,005	13 ± 1
-45°/45°	0,031 ± 0,003	6,4 ± 0,6
-35°/55°	0,019 ± 0,003	3,9 ± 0,6

Tableau 2.1 : Polarisations obtenues sur l'échantillon vicinal, données dans le sens anti-horaire à partir de la verticale.

On remarque que les résultats obtenus décroissent continuellement de 90° vers -35°. Nous avons alors analysé les résultats différemment afin d'obtenir une représentation de la géométrie des points. En comparant tous les angles avec 0° ou 10° (90°, 45° et -45° avec 0° et 100° 55° et -35° avec 10°) et en fixant une valeur de départ de 1 à ces derniers, voici la forme obtenue donnée à la figure 2.7

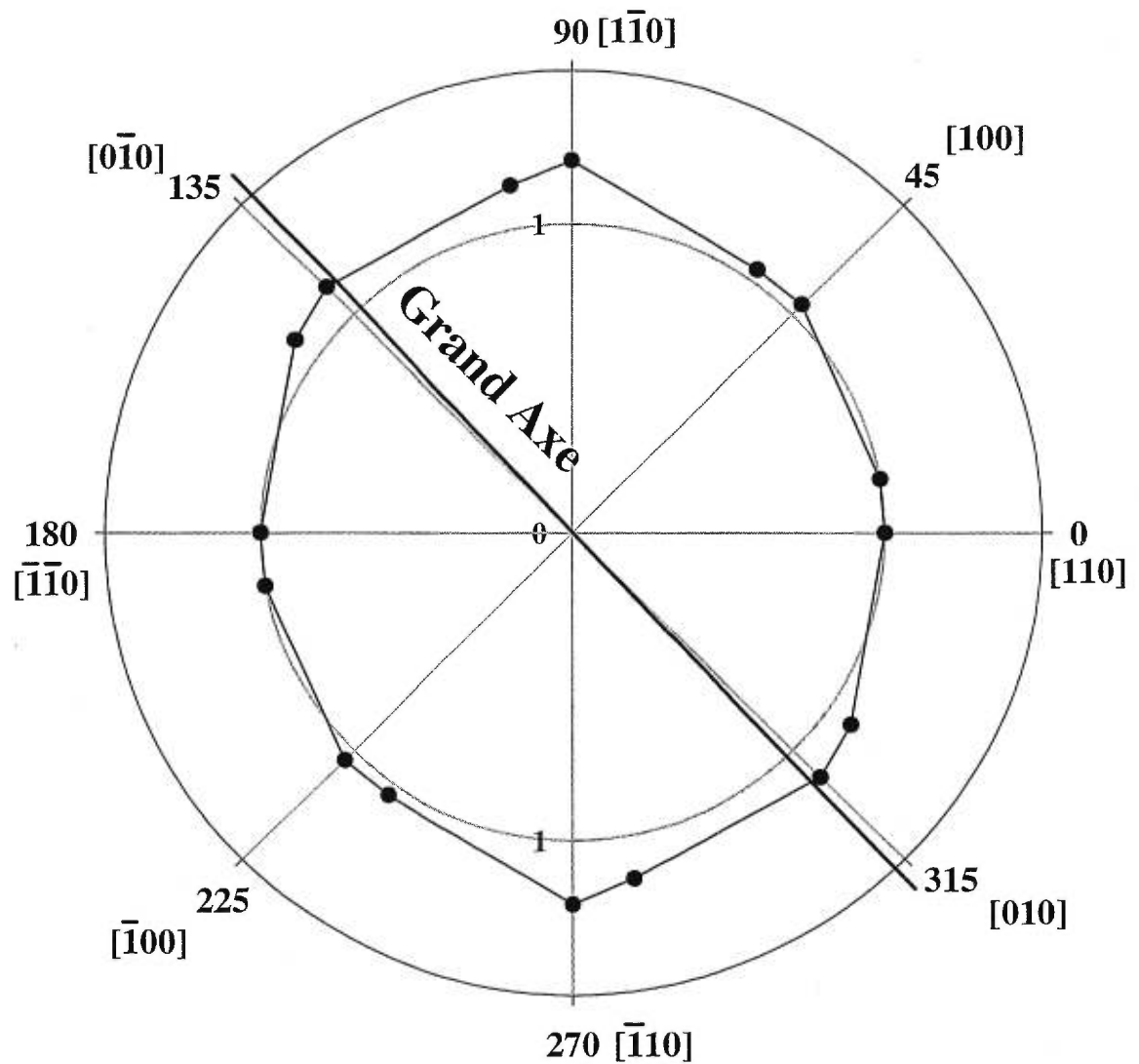


Figure 2.7 : Forme géométrique présumée des points de l'échantillon vicinal.

On remarque bien le léger allongement dans les directions comprises entre  $-45^\circ$  et  $90^\circ$  ce qui correspond admirablement bien à la direction générale du grand axe des terrasses qui se situe à  $-41^\circ$ <sup>iii</sup>.

<sup>iii</sup> cf. Chapitre 1, Figure 1.1

## 2.3 Conclusion

Par nos mesures en polarisation sur nos deux échantillons, nous avons mis en évidence la géométrie de nos points. Les mesures effectuées sur l'échantillon orienté n'ont montré qu'une faible préférence pour une direction comprise entre  $90^\circ$  et  $45^\circ$ . L'effet constaté n'était cependant pas du même ordre de grandeur et ne présentait pas le même aspect que pour l'échantillon vicinal, c'est pourquoi nous nous permettons de l'ignorer. En effet, cet échantillon ne devant normalement pas présenter de polarisation, nous avons interprété ce résultat comme une somme d'artefacts due à l'imprécision de la mesure.

Également, nous avons mis en évidence le caractère polarisé de notre échantillon vicinal. En effet, nous concluons que les points plus gros (entre  $125 \text{ \AA}$  et  $200 \text{ \AA}$ ) se sont alignés préférentiellement dans la direction du grand axe des terrasses, soit entre  $-45^\circ$  et  $90^\circ$ , tel que prévu par notre hypothèse de départ. Ceci contribue à appuyer l'hypothèse faite dans le premier chapitre affirmant que nous avons une portion d'états localisés, celle-ci correspondant aux points à plus basse énergie.

## Chapitre 3

### Mesures en variation de température

Ce court chapitre décrit nos résultats en variation de température. Nous désirions observer le comportement du pic d'InAs sur nos deux échantillons. Ces mesures avaient déjà été faites précédemment<sup>i</sup> par P. Paki et R. Leonelli et leurs résultats avaient été exposés dans un article <sup>4</sup> donné en référence. Un comportement étrange dans l'échantillon vicinal avait alors été observé, nous désirions, entre autres, le vérifier.

#### 3.1 Aspects techniques

Le même système qu'en polarisation a été utilisé, soit un laser Ti-Saphir en continu pompé par un laser Ar. Le signal était détecté par un spectromètre à transformée de Fourier équipé d'une photodiode au Si. Nous avons également concentré le faisceau sur un diamètre de 0,5 mm grâce à un cache en papier, nous désirions ainsi éviter tout artefact provenant d'un changement de position sur l'échantillon. Voici, à la figure 3.1, le schéma du montage qui a été utilisé.

---

<sup>i</sup> Sur les mêmes échantillons.

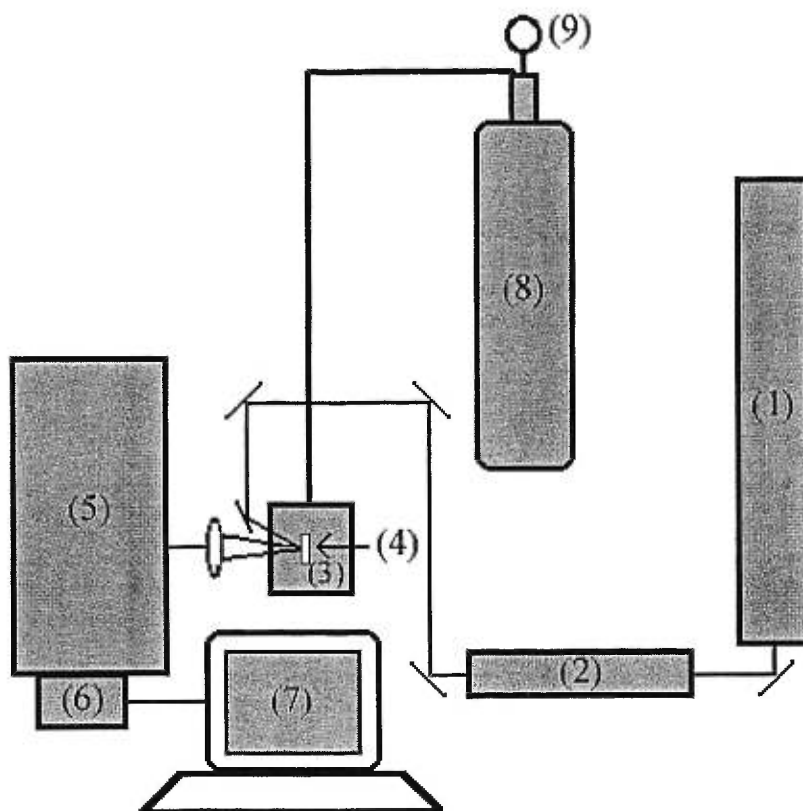


Figure 3.1 : Schéma du montage utilisé pour les mesures en variation de température.

- (1) Laser Ar
- (2) Laser Ti-Saphir
- (3) Cryostat
- (4) Échantillon
- (5) Spectromètre à transformée de Fourier
- (6) Photodiode Si
- (7) Acquisition de données (Ordinateur)
- (8) Bonbonne d'He Liquide
- (9) Contrôle du flux d'He



## 3.2 Résultats

Nous avons donc fait varier la température de 10 K à 100 K<sup>ii</sup> par pas de 10 K sur les deux échantillons. Nous avons traité les spectres obtenus afin d'en retirer la position en énergie du pic d'InAs et la pleine largeur à mi-hauteur (FWHM).

### 3.2.1 Spectres obtenus

Avant de présenter nos résultats, voici, aux figures 3.2 et 3.3, les spectres que nous avons obtenus. Nous avons simplement ramené les maximums au pic de l'InAs à 1 afin de mieux les visualiser.

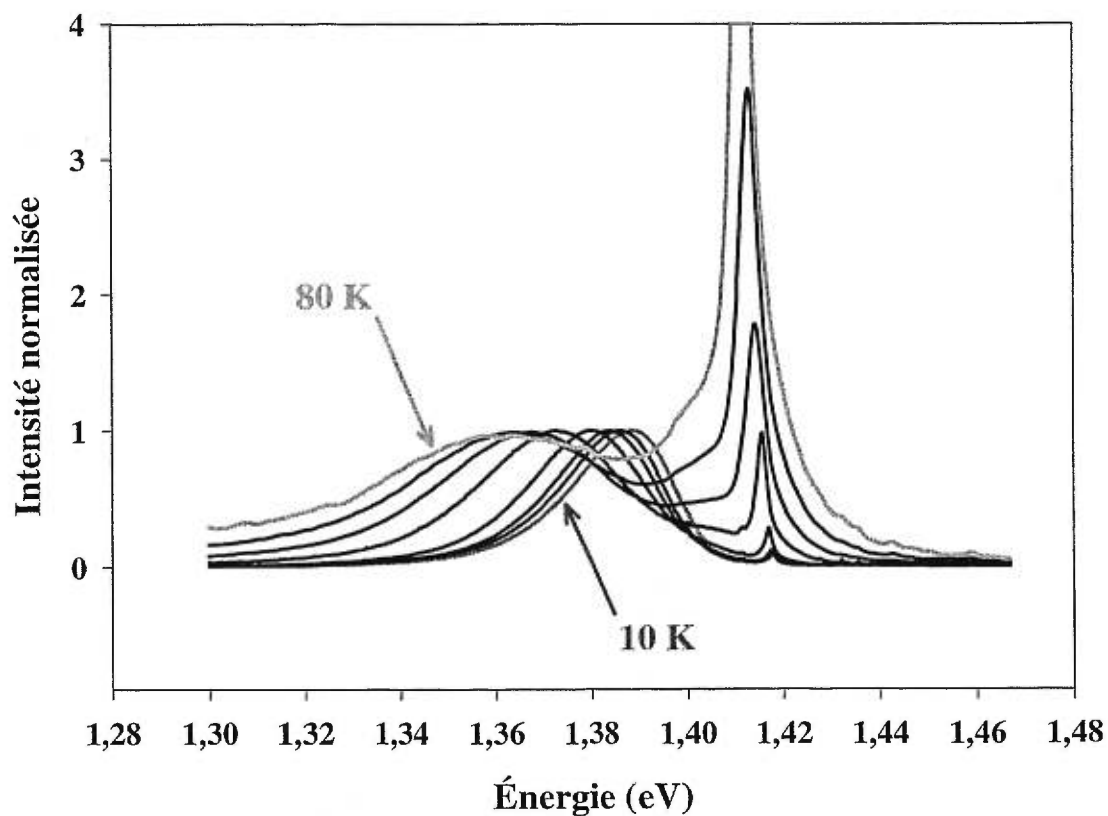


Figure 3.2 : Spectres obtenus sur l'échantillon vicinal, les maximums au pic de l'InAs ont été normalisés à 1. Les spectres vont dans l'ordre de 10 K (le plus à droite) à 80 K (le plus à gauche).

<sup>ii</sup> Il est à noter qu'il était impossible de retirer de l'information valable passé 70 K pour l'échantillon orienté et 80 K pour l'échantillon vicinal.

On remarque que le pic d'InP prend de plus en plus d'importance lorsque l'on augmente la température. On ne peut le voir sur la figure mais, à 80 K, ce dernier est 6 fois plus important que le pic d'InAs. Aux températures supérieures (90 K et 100 K) que nous n'avons pas montrées ici, le pic d'InAs ne devient plus qu'une épaule à peine visible dans la montée du pic d'InP, rendant impossible de fixer une position quelconque pour le maximum.

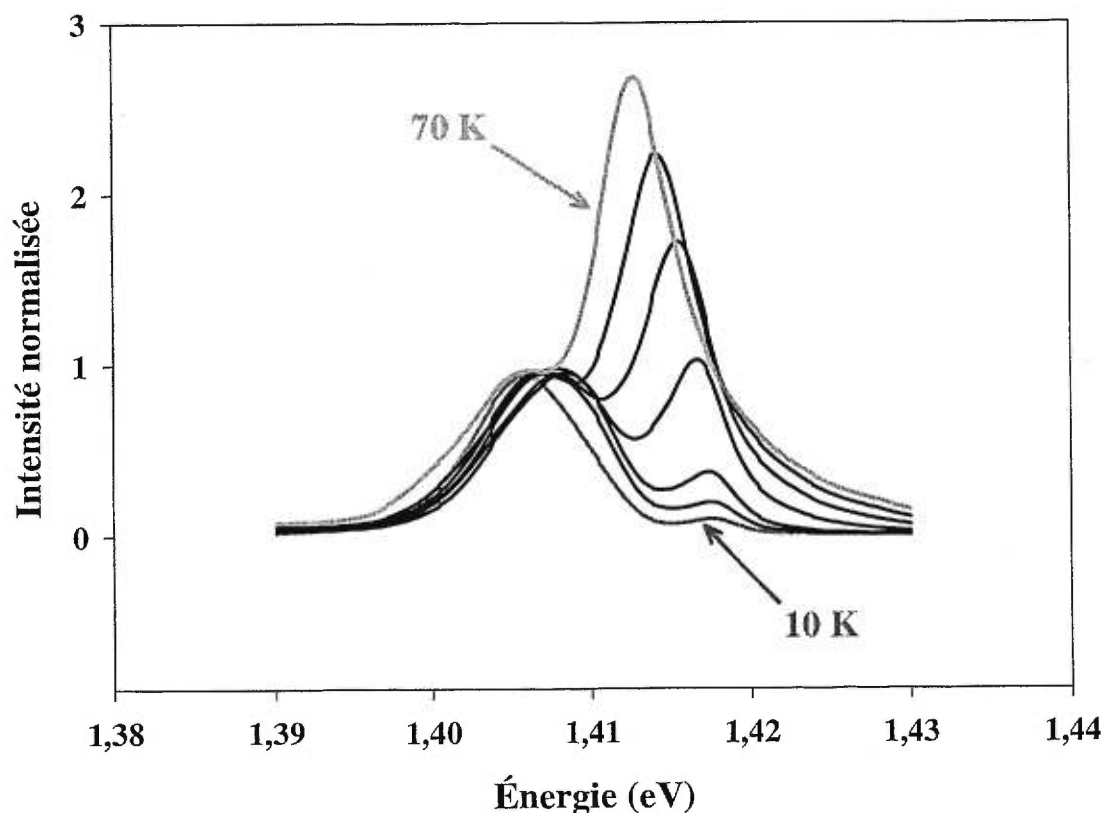


Figure 3.3 : Spectres obtenus sur l'échantillon orienté, les maximums au pic de l'InAs ont été normalisés à 1. Les spectres vont dans l'ordre de 10 K à 70 K.

Cette fois-ci, le maximum ne se déplace pas vers les plus basses énergies. Comme vous pourrez le voir à la figure 3.4, il balaye une plus petite gamme d'énergies, d'abord en augmentant puis en diminuant légèrement.

### 3.2.2 Déplacement du pic

Voici les résultats obtenus sur le déplacement du pic. Nous présentons les deux échantillons sur le même graphique afin de mieux les comparer.

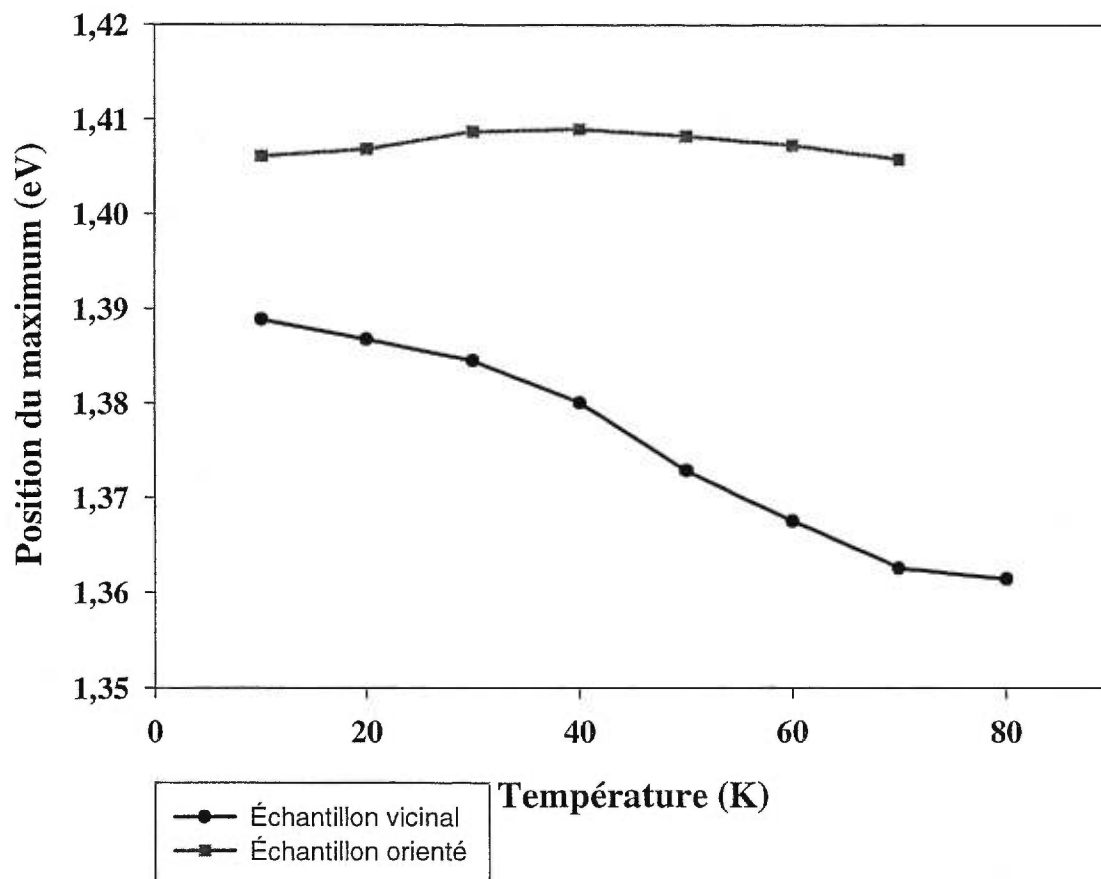


Figure 3.4 : Déplacement du pic d'InAs pour les échantillons vicinal et orienté lorsque l'on fait varier la température de 10 K à 80 K.

On remarque facilement qu'un effet remarquable s'est produit sur l'échantillon vicinal alors que l'échantillon orienté est peu affecté. Nous avons alors décidé de présenter les résultats autrement afin de vérifier que ceci n'est pas dû aux largeurs initiales des pics, puisque la distribution en énergie des points de l'échantillon orienté est beaucoup plus faible que pour l'échantillon vicinal. Nous avons donc refait les

courbes sur la figure 3.5 où tous les points ont été divisés par le résultat à 10 K. Nous avons alors une idée juste de l'évolution de la position du pic.

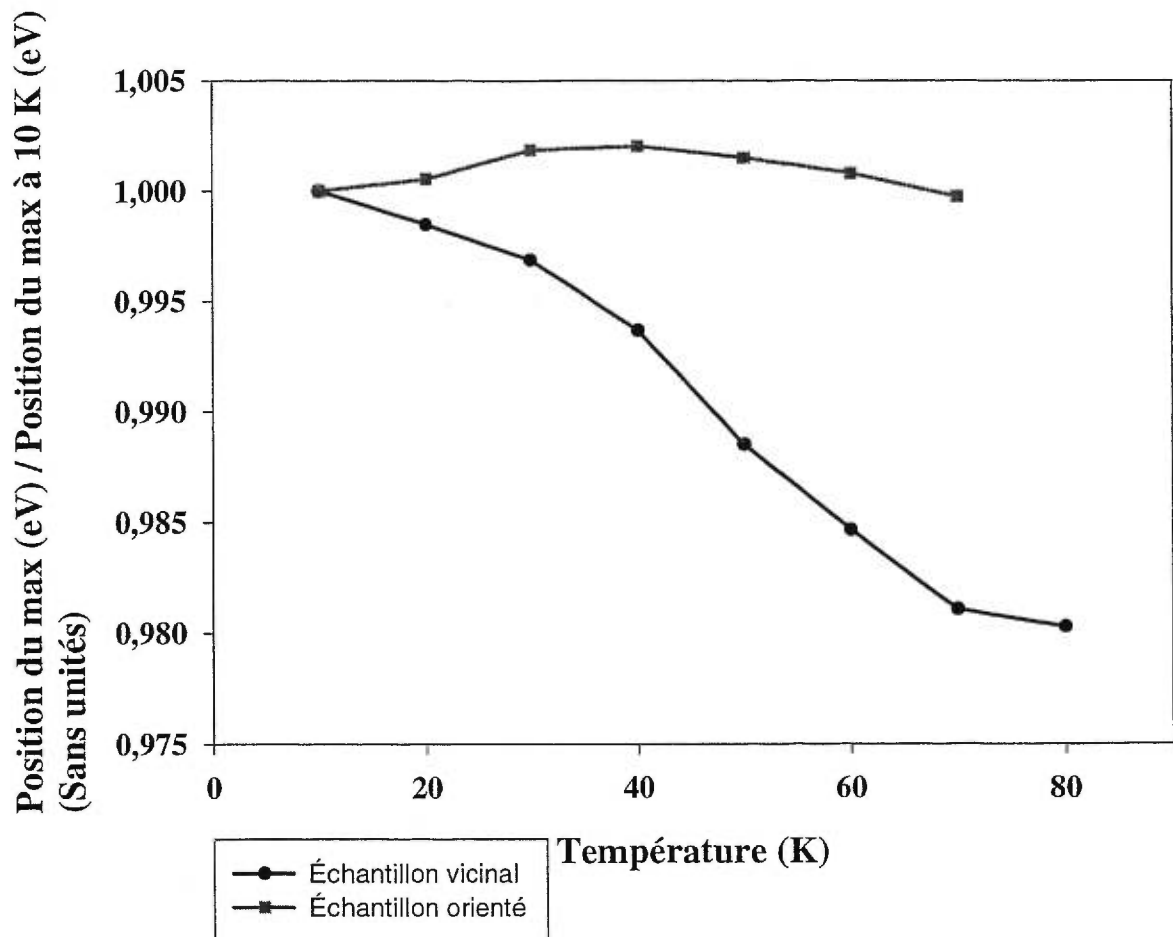


Figure 3.5 : Évolution du déplacement du pic selon la position initiale pour les échantillons vicinal et orienté, lorsque l'on fait varier la température de 10 K à 80 K.

Malgré ce changement, on remarque que l'échantillon orienté va subir un décalage *vers le bleu* de 0,2 % pour revenir autour de sa position initiale pendant que l'échantillon vicinal, lui, présente un décalage *vers le rouge* uniquement de près de 2% (1,97 %) soit environ 10 fois plus.

Comparons ces résultats avec les types de points quantiques présents dans nos échantillons. Tout d'abord, nous avons posé que l'échantillon vicinal présentait des états semi-localisés en bonne partie. Donc, lorsque la température augmente, l'énergie cinétique des excitons augmente leur permettant ainsi d'être plus mobiles et de passer des plus petits aux plus gros points où ils vont finir par se stabiliser. Le pic va alors subir une diminution en énergie (décalage vers le rouge) ce qui est bien ce qu'on observe. L'échantillon orienté présente quant à lui un comportement de puits quantique, comme ce que l'on attendait. En augmentant la température, la mobilité des excitons augmente et le pic augmente en énergie. La baisse qu'il subit ensuite est due à un décalage vers le rouge du gap.

Nous avons comparé ces résultats avec ceux obtenus par P. Paki *et al.*<sup>4</sup> et ils ont présenté une similitude assez frappante. Seul le léger changement de courbure pour l'échantillon orienté autour de 25 K n'a pas vraiment pu être confirmé, bien qu'il semble visible entre 10 K et 40 K environ. Cependant, il est clair que nous sommes ici en présence du même type de points quantiques dans les deux cas.

### 3.2.3 Évolution de la pleine largeur à mi-hauteur

Les mêmes principes ont été utilisés ici et pour la plupart des spectres nous avons mesuré la véritable FWHM. Cependant, certains spectres présentaient un pic d'InP très prononcé, nous avons alors dû présumer que le pic était symétrique (ce qui n'est pas tout à fait exact) et utiliser comme FWHM deux fois la demi-largeur du côté des plus basses énergies. Ce côté étant légèrement plus large (et cet effet est encore plus prononcé dans le cas vicinal), nos résultats à plus haute température sont donc légèrement augmentés. Nous ne croyons cependant pas que cet effet est très significatif dans notre analyse puisque nous désirions surtout observer les tendances générales des courbes et non pas les quantifier.

Encore une fois, par fin de clarté, nous vous présentons les deux types de graphiques comme précédemment afin de bien observer l'évolution de la FWHM.

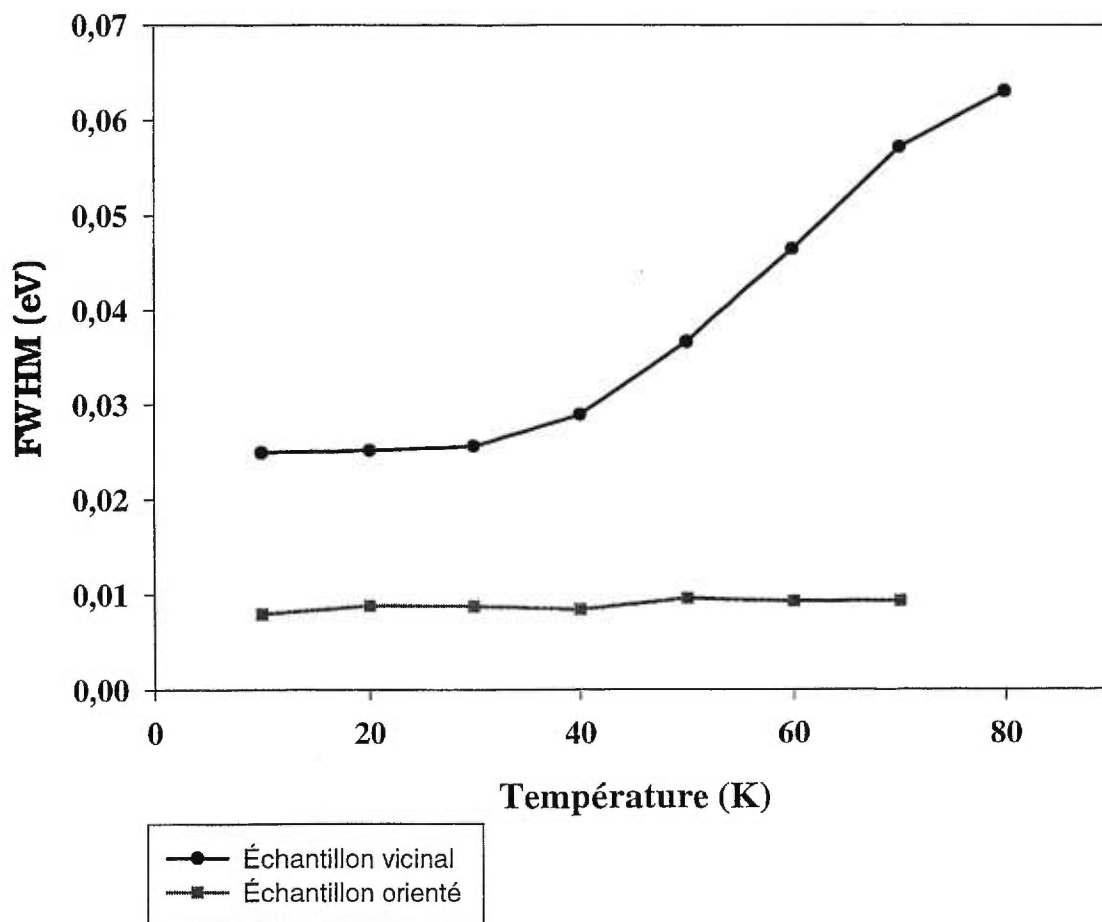


Figure 3.6 : Variation de la FWHM pour les échantillons vicinal et orienté lorsque la température varie de 10 K à 80 K.

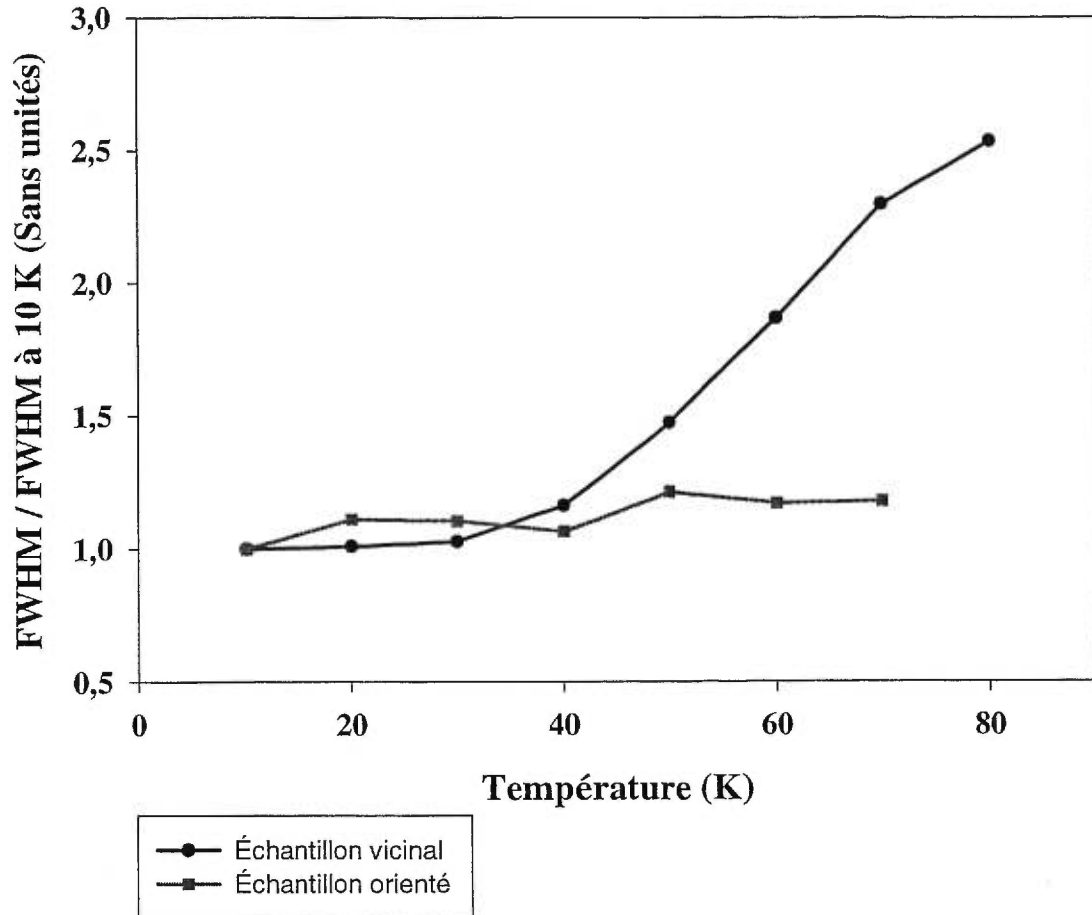


Figure 3.7 : Évolution de la variation de la FWHM selon la position initiale pour les échantillons vicinal et orienté, lorsque l'on fait varier la température de 10 K à 80 K.

Encore une fois les résultats semblent suivre ce à quoi on s'attend.

L'augmentation de la température a pour effet d'élargir le pic d'InAs dans les deux cas, même si cet effet est beaucoup plus prononcé pour l'échantillon vicinal, l'échantillon orienté lui restant relativement stable. Ce phénomène est explicable par la différence de nature des points quantiques des deux échantillons. En augmentant la température sur l'échantillon vicinal, nous augmentons la mobilité des excitons et ceux-ci peuvent alors se loger dans les points plus gros, contribuant ainsi à l'élargissement du pic. Nous verrons dans le prochain chapitre que ce comportement sera totalement différent lorsque nous augmenterons la puissance d'excitation.

Nous avons ensuite comparé ces résultats avec ceux obtenus par P. Paki *et al.* <sup>4</sup>. Si on prend la figure 3.6, on constate que la FWHM de l'échantillon orienté reste toujours légèrement sous 10 meV ce qui correspond bien aux résultats obtenus dans l'article. Cependant, nos résultats pour l'échantillon vicinal semblent s'éloigner du comportement observé par P. Paki. En effet, ils observent une diminution d'environ 10 meV de 15 K à 35 K, ce qui n'est pas observé dans notre cas. Nos résultats mettent plutôt en évidence un élargissement constant de la FWHM (jusqu'à 2,5 fois plus large) avec l'augmentation de la température. Notre échantillon vicinal étant le même que dans l'article, cette non-concordance est pour le moins dérangeante. Cependant, l'article citait cette diminution temporaire entre 15 K et 35 K comme étant *anormale* et ils l'attribuaient à un couplage électronique, sans pour autant en être certains. Il serait intéressant dans le futur de vérifier ce point, puisque nous pensons que c'est plutôt notre résultat (un élargissement constant) qui est représentatif.

### 3.3 Conclusion

Nous avons donc étudié le comportement de deux types de points quantiques sous une variation de température allant de 10 K à 100 K. Nos résultats concordent en général avec ceux obtenus sur les mêmes échantillons par P. Paki *et al.* <sup>4</sup>. Il est à noter cependant que l'étrange phénomène de rétrécissement puis d'élargissement vu sur l'échantillon vicinal par P. Paki n'a pu être confirmé ici. Il est possible que ce changement de comportement soit dû aux caches en papier posés sur la surface des échantillons. Les variations dans l'épaisseur de la couche d'InAs ou dans la nature des points sont alors éliminées. Ces mesures ont encore une fois permis de démontrer la nature localisée des points de l'échantillon vicinal. L'échantillon orienté, lui, pouvant être assimilé à un puits quantique de moins d'une mono-couche.



## Chapitre 4

# Effet de saturation par variation de la puissance d'excitation

Ce chapitre présente les premiers résultats que nous avons obtenus en mode pulsé. Il s'agissait ici de faire varier la puissance d'excitation afin d'observer les phénomènes de saturation des deux échantillons. Nous observerons donc cette saturation afin d'en faire ressortir la puissance critique celle-ci correspondant à un certain taux d'occupation des points. Nous verrons également une différence majeure entre nos deux échantillons lorsque l'on regarde l'évolution de la largeur du pic d'InAs.

### 4.1 Aspects techniques

Nous avons donc utilisé pour la première fois un laser Ti-Saphir pulsé à 76 MHz. Celui-ci était pompé par un laser Ar et fournissait environ 1,5 W à sa sortie. Cette puissance était réduite à 200 mW puis coupée à l'aide de filtres de densité neutre par les facteurs suivants : 1000; 679; 316; 215; 100; 67,9; 31,6; 21,5; 10; 6,79 et 3,16. Le faisceau était ensuite centré sur un diamètre de 0,5 mm grâce à un cache en Aluminium placé directement sur la surface des échantillons. Nous vous présentons à la figure 4.2 les images obtenues de ce cache ainsi que de la calibration utilisée afin de déterminer qu'il s'agissait bien d'un diamètre de 0,5 mm.

La luminescence était ensuite centrée sur l'entrée d'un spectromètre à simple réseau puis captée par un photomultiplicateur InGaAs. Les spectres obtenus ont ensuite été traités de différentes façons afin d'en extraire l'information voulue.

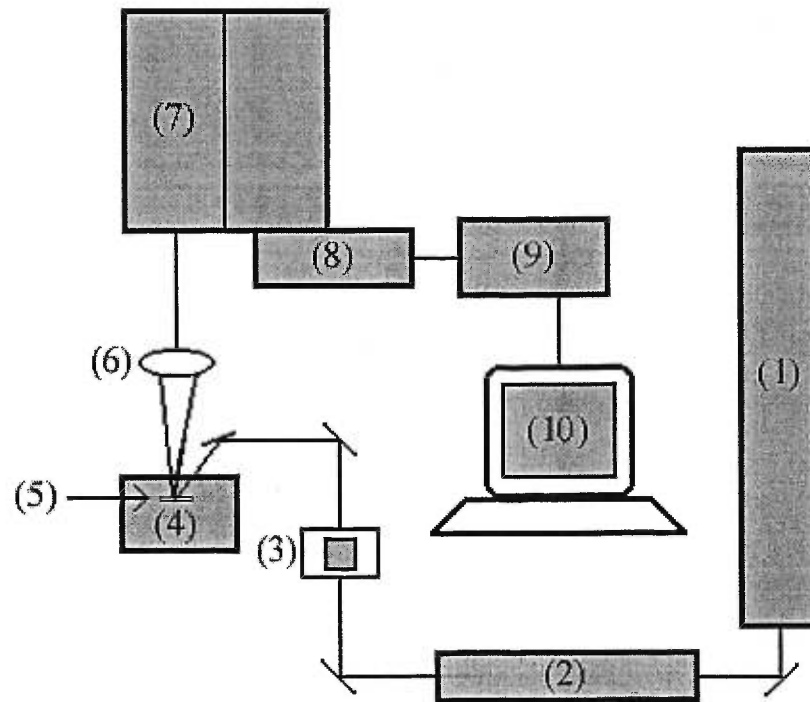


Figure 4.1 : Schéma du montage utilisé pour les mesures en variation de la puissance d'excitation.

- (1) Laser Ar
- (2) Laser Ti-Saphir pulsé
- (3) Filtres de densité neutre
- (4) Cryostat
- (5) Échantillon
- (6) Lentille
- (7) Spectromètre à simple réseau
- (8) Photomultiplicateur InGaAs
- (9) Compteur Stanford SR 400
- (10) Acquisition de données (Ordinateur)

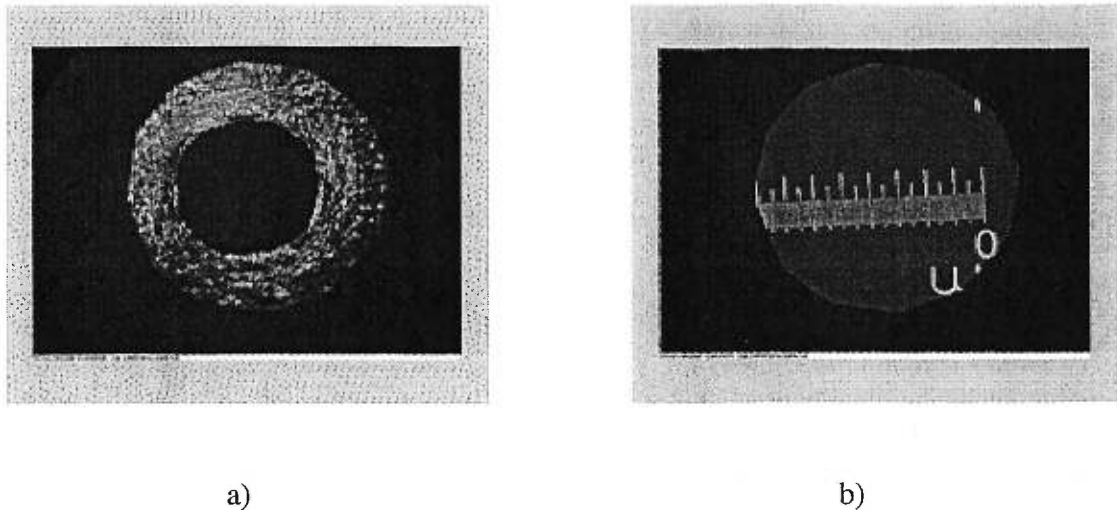


Figure 4.2 : a) Vue du Cache en aluminium utilisé pour toutes les mesures en mode pulsé. Grossissement : 120X. b) Calibration (Chaque grande division est 1/10 de mm) mise au même grossissement permettant de mesurer le diamètre du cache.

## 4.2 Résultats

Voici donc les résultats que nous avons obtenus sur les deux échantillons. Nous vous les présentons en séparant les deux échantillons. Également, l'identification d'une première puissance critique pour l'échantillon vicinal a mené au calcul du taux d'occupation correspondant.

### 4.2.1 Échantillon vicinal

Voici d'abord l'aspect général des spectres obtenus. Nous vous présentons ici les courbes dont les maximums au pic de l'InAs ont été normalisés à 1. Comme vous pourrez le voir, cette technique permet de mettre en évidence la saturation dans l'échantillon vicinal (Figure 4.3). Cependant, il n'a pas été possible d'identifier avec précision une quelconque puissance critique pour l'échantillon orienté, comme vous pourrez le constater à la figure 4.6.

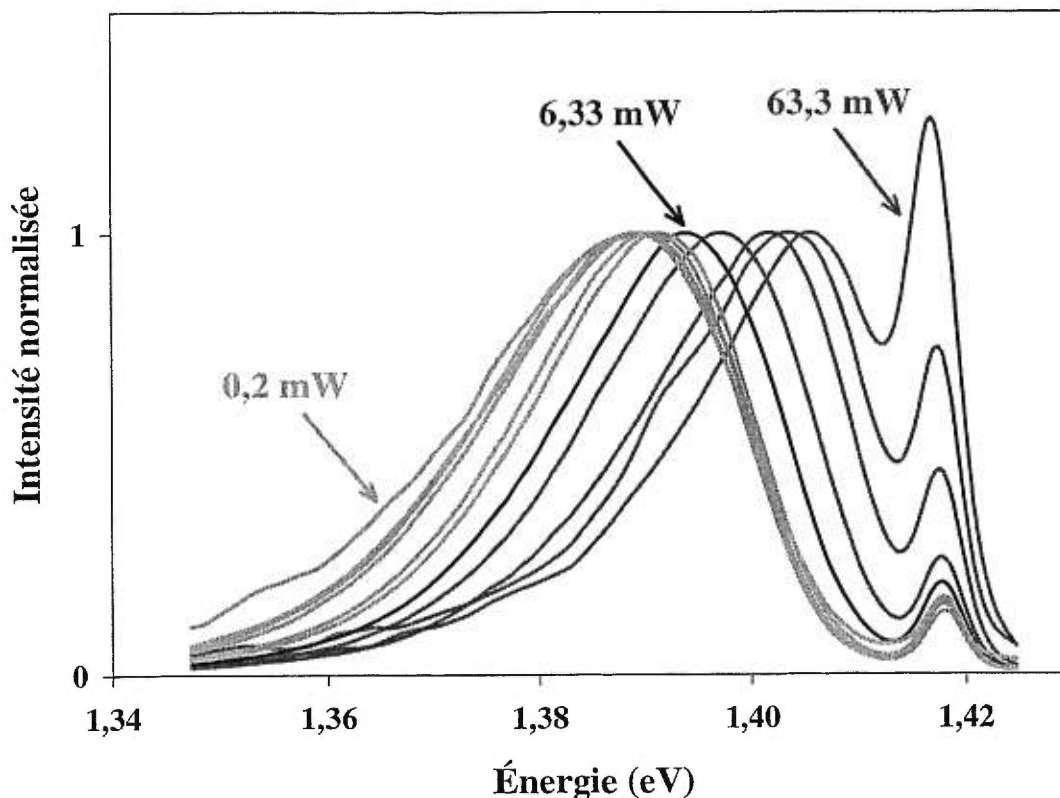


Figure 4.3 : Spectres obtenus pour l'échantillon vicinal, les maximums des courbes ont été normalisés à 1. Les courbes en gris pâle correspondent aux puissances allant de 0,2 mW à 2,95 mW, celle en noir identifie le début de la saturation autour de 6,33 mW et les courbes en gris foncé se situent après la saturation, de 9,30 mW à 63,3 mW.

Voici donc comment évolue notre échantillon vicinal lorsque nous augmentons graduellement la puissance d'excitation. À faible énergie (Courbes en gris pâle de 0,2 mW à 2,95 mW), les points se « remplissent » mais le taux d'occupation reste très faible (moins de 40% des points). Lorsque ce taux passe significativement la barre des 50%, le pic commence visiblement à se déplacer vers les plus hautes énergies, les excitons ont alors de la difficulté à se « loger » dans les points plus gros et doivent commencer à remplir les plus petits. À partir de ce moment, plus on augmente la puissance d'excitation et plus le pic s'éloignera, ce qui est bien observé sur notre échantillon vicinal. Éventuellement, lorsque que nous atteignons une saturation complète (>100 %), le pic commencera également à s'élargir, puisque les points ne

pourront plus tout contenir. Il est à noter que nous ne sommes pas allés jusqu'à cette extrémité, en effet sur l'échantillon vicinal, la puissance d'excitation maximale a été de 63,3 mW, ce qui est bien inférieur à 130 mW<sup>i</sup> (la saturation complète théorique calculée selon la méthode qui va suivre). À partir de cette hypothèse, nous pouvons situer la puissance critique, ici, autour de 6,33 mW (3,2 W/cm<sup>2</sup>) ou un peu moins.

Nous avons donc associé un taux d'occupation des points (ou des états) à une puissance d'excitation quelconque. Voici un résumé des calculs faits sur la puissance critique de l'échantillon vicinal. Bien sûr, ce dernier est arbitraire puisque nous avons une distribution dans la taille des points, mais théoriquement, le nombre de photons par impulsion et par cm<sup>2</sup> est de :<sup>ii</sup>

$$\text{Nph/cm}^2 \text{ à } 1\text{W} = 1.33 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \quad \text{Éq. 4.1}$$

Pour la densité de points sur B8, sachant que nous avons des marches de côté P (voir l'introduction du présent mémoire), et que nous avons un point par marche, voici la densité de points théorique que nous avons calculée :

$$\eta = \frac{1}{\left(P^2\right)} = \frac{1}{\left(299 \cdot 10^{-8} \text{ cm}\right)^2} = 1,1 \cdot 10^{11} \text{ points/cm}^2 \quad \text{Éq. 4.2}$$

Pour l'échantillon vicinal, nous avons constaté un début de saturation autour de 6,33 mW (3,2 W/cm<sup>2</sup>). Nous avons donc évalué le nombre de photons par impulsion par cm<sup>2</sup> à cette puissance et nous avons :

$$\text{Nph/cm}^2 \text{ critique} = 8,41 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \quad \text{Éq. 4.3}$$

Au début de la saturation on a donc :

---

<sup>i</sup> Nous n'avons pas dépassé cette puissance afin de ne pas brûler l'échantillon.

$$\frac{8,41.10^{10} \text{ cm}^{-2}}{1,1.10^{11} \text{ cm}^{-2}} \times 100 = 76,5\% \text{ des points (38,2\% des états) occupés} \quad \text{Éq. 4.4}$$

Donc, au début de la saturation, environ 40 % des états sont occupés, principalement à basse énergie. Les états à basse énergie (plus gros points) correspondant à environ 40 % des états dans tout l'échantillon, on peut donc dire que le pic commence à s'élargir lorsque tous les points à basse énergie sont pleins. Les excitons n'ont donc d'autre choix que de commencer à remplir les points plus petits, ce qui contribue à déplacer le pic vers les plus hautes énergies.

Afin de bien montrer le début de la saturation, nous vous présentons aux figures 4.4 et 4.5 le déplacement du maximum du pic et la variation de la largeur à mi-hauteur. Nous avons mis l'axe des puissances sur échelle logarithmique afin de bien séparer les premiers points.

---

<sup>ii</sup> Ce calcul sera démontré à l'annexe 1 puisqu'il ne fait pas partie intégrante de notre démarche

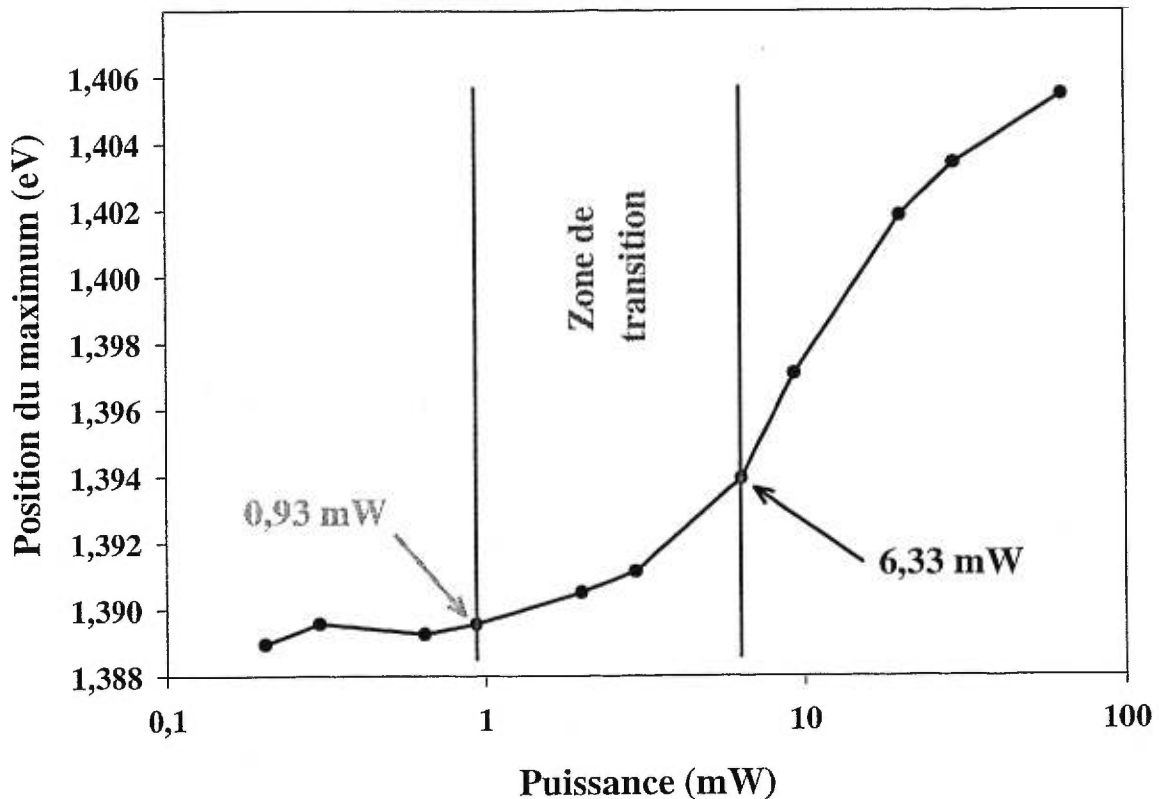


Figure 4.4 : Variation de la position du maximum d'intensité en fonction de la puissance d'excitation pour l'échantillon vicinal. La zone de transition a été identifiée afin de montrer le début de la saturation (entre 0,93 mW et 6,33 mW).

À première vue il peut être difficile de placer un seuil sur ce graphique. Mais en considérant comment nous avons déterminé notre saturation dans la section précédente, il suffit en fait de prendre le premier intervalle où un changement se fait réellement sentir. Ici, en commençant avec les plus faibles puissances et en remontant, il est facile de voir que la zone de transition du début de la saturation se situe quelque part entre 0,93 mW et 6,33 mW ( $3,2 \text{ W/cm}^2$ ). On constate également qu'à cet endroit la courbure change, le taux de déplacement augmente. Donc, à partir d'une certaine puissance de seuil, les excitons qui arrivent sont trop nombreux pour la capacité des points à plus basse énergie, ils doivent donc commencer à remplir des points plus

petits et la position du pic se met à augmenter d'un coup. C'est ce que nous avons identifié comme étant la « zone de transition » sur la figure 4.4.

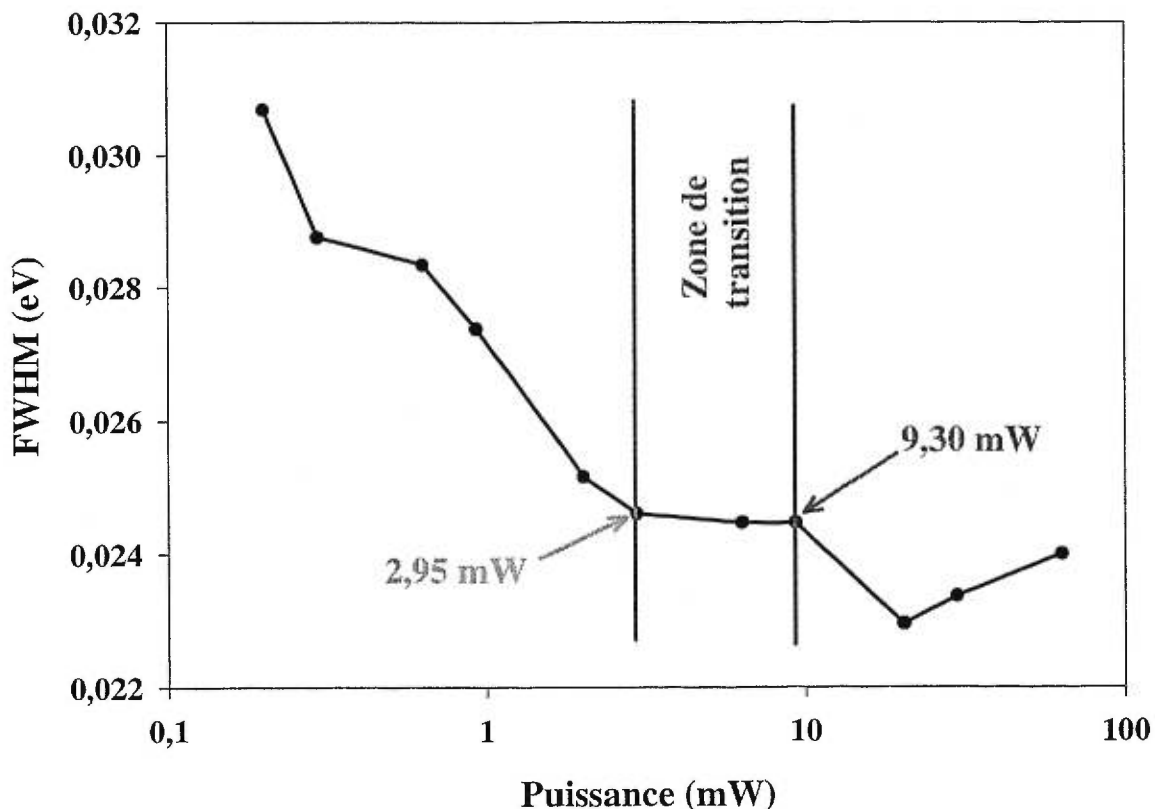


Figure 4.5 : Variation de la pleine largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance d'excitation pour l'échantillon vicinal.

Vous avez maintenant à la figure 4.5 la variation de la pleine largeur à mi-hauteur. On remarque qu'avant le seuil de saturation, les états à basse énergie se remplissent rapidement. À un certain point, ils commencent à être pleins et les excitons doivent relaxer dans des états à plus haute énergie, contribuant ainsi à réduire la largeur du pic. Il est important de noter que ce n'est pas la partie à haute énergie qui change mais bien celle à basse énergie qui rétrécit. En effet, en ramenant tout à un maximum de 1, la saturation des points à basse énergie se traduit par une fin de l'augmentation de la courbe à cet endroit et donc un déplacement de la courbe vers les plus hautes énergies. La puissance critique est alors bien identifiée par la moitié du



pic à haute énergie qui commence à s'élargir, ceci est observable par un plateau sur la courbe de FWHM, ce dernier se situant environ au même endroit que la zone de transition du graphique de déplacement du pic.

#### 4.2.2 Échantillon orienté

Regardons maintenant les spectres obtenus sur l'échantillon orienté présentés à la figure 4.6.

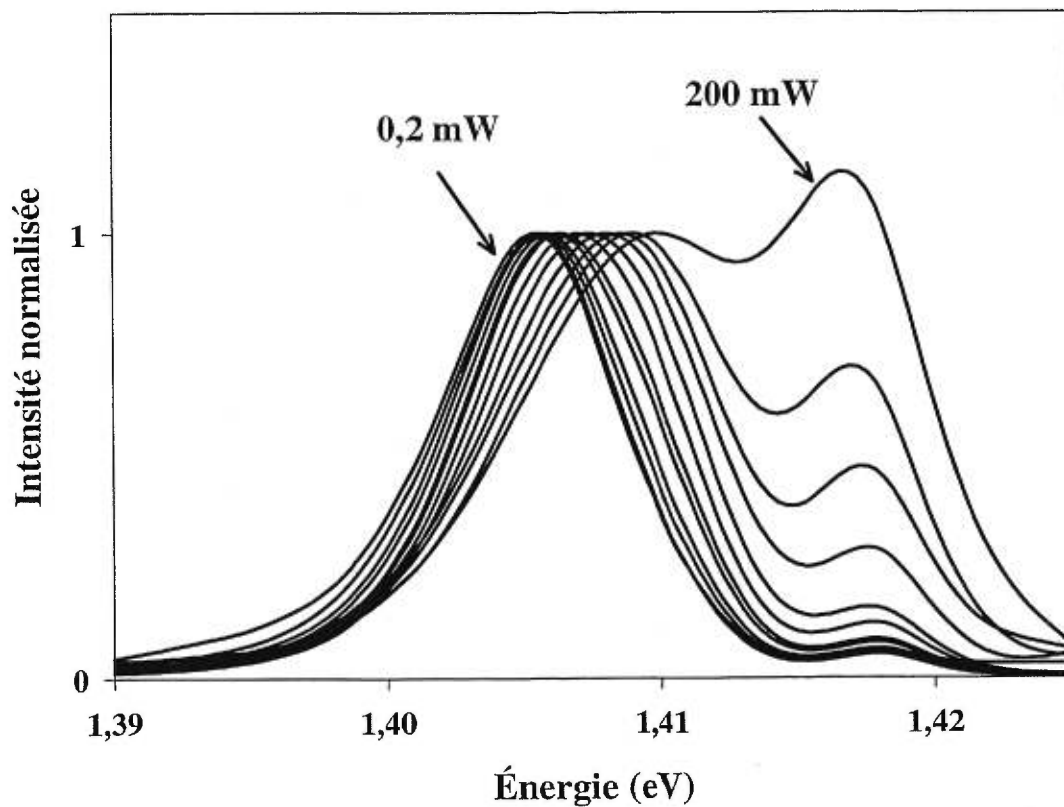


Figure 4.6 : Spectres obtenus pour l'échantillon orienté, les maximums des courbes ont été normalisés à 1.

Comme on peut le voir maintenant sur la figure 4.6, les propriétés vues sur l'échantillon vicinal ne sont plus observées sur l'échantillon orienté. En effet, nulle

part sur ces courbes est-il possible d'identifier une quelconque « cassure » dans leur comportement. Nous n'avons donc pas pu poser de puissance critique dans ce cas-ci. Regardons maintenant le déplacement du pic à la figure 4.7.

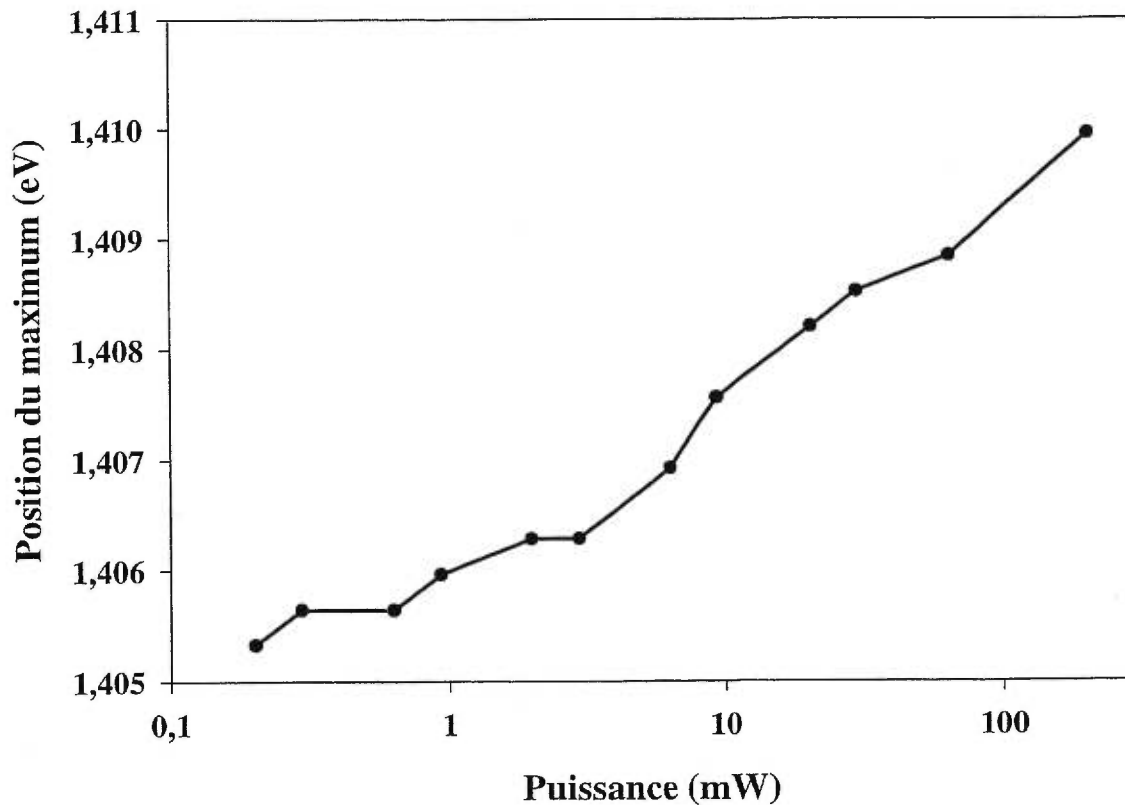


Figure 4.7 : Variation de la position du maximum d'intensité en fonction de la puissance d'excitation pour l'échantillon orienté.

Il est facile de constater que la courbe a une tendance linéaire (sur échelle logarithmique). Nous ne pouvons donc identifier de structure particulière pour le moment, ce qui nous empêche par conséquent de fixer une valeur préliminaire de début de saturation.

Finalement, nous avons également voulu caractériser l'évolution de la largeur du pic d'InAs de l'échantillon orienté en variant la puissance. Voici donc à la figure 4.8 le résultat obtenu.

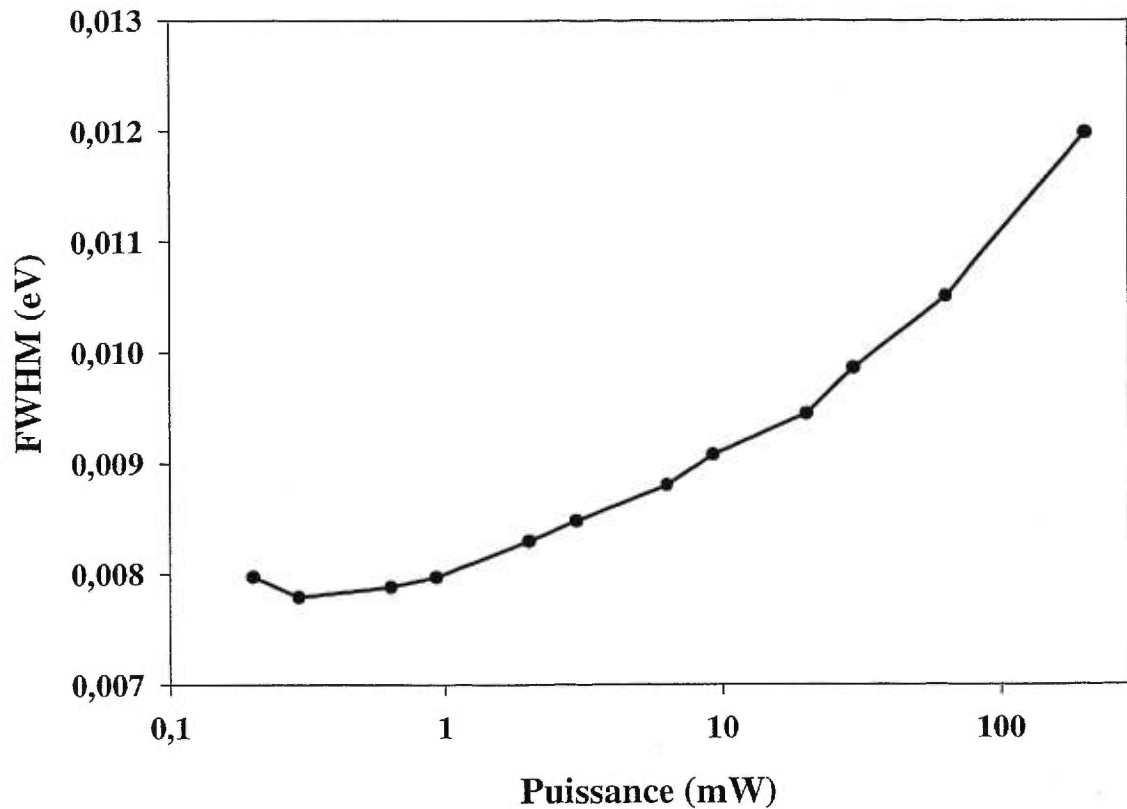


Figure 4.8 : Variation de la pleine largeur à mi-hauteur en fonction de la puissance d'excitation pour l'échantillon orienté.

Il est facile de constater que les comportements des deux échantillons sur ce point sont opposés, puisqu'une augmentation de la puissance d'excitation a pour effet d'élargir le pic d'InAs pour l'échantillon orienté, alors qu'elle rétrécit celui de l'échantillon vicinal.

Encore une fois, nous constatons un comportement relativement linéaire pour l'échantillon orienté. En accord avec le comportement d'un puits quantique, le pic s'élargit avec l'augmentation de la puissance, sans pour autant présenter de phénomènes particuliers.

### 4.3 Conclusion

Nous avons donc étudié le comportement de nos deux échantillons de points quantiques d'InAs/InP lorsque l'on fait varier la puissance d'excitation en mode pulsé. Nous avons pu constater un début de saturation autour de 6,33 mW ( $3,2 \text{ W/cm}^2$ ) pour l'échantillon vicinal, ce qui correspond à un taux d'occupation des points de 76,5 % (ou 38,2 % des états). Cependant, nous n'avons pu fixer une puissance critique quelconque pour l'échantillon orienté.

Rappelons également que les figures montrant le déplacement du pic d'InAs ont mis en évidence le début de saturation de l'échantillon vicinal identifié plus tôt. Également, le comportement linéaire de l'échantillon orienté n'a pu permettre d'observer de phénomène similaire.

Finalement, la nature localisée des états de l'échantillon vicinal a bien été mise en évidence par l'analyse de la largeur à mi-hauteur. En effet, nous avons constaté un rétrécissement du pic d'InAs pour cet échantillon, alors que l'échantillon orienté présentait plutôt un élargissement, caractéristique d'un puits quantique.

# Chapitre 5

## Photoluminescence résolue dans le temps

Le présent chapitre comporte deux types de mesures résolues dans le temps, soit en comptage de photons corrélés et en addition de fréquences. Le premier type a servi à confirmer la puissance critique de saturation pour l'échantillon vicinal à l'aide de l'évolution du temps de vie des excitons. Le deuxième type de mesure a permis de confirmer nos précédents résultats quant à la puissance critique de saturation et nous a également fourni les temps de montée. Nous avons donc utilisé ces deux techniques car elles sont complémentaires. En effet, le comptage de photons corrélés permet d'avoir une bonne précision sur les temps de vie alors que l'addition de fréquences, par sa grande résolution temporelle, permet d'obtenir les temps de montée.

### 5.1 Comptage de photons corrélés

Ce type de mesures se fait en mode pulsé. Nous avons une puissance de départ de 210 mW<sup>i</sup> pulsée à 76 MHz. Pour ce faire, nous avons utilisé un laser TiS pulsé pompé par un laser Ar. Le faisceau était dirigé sur des filtres de densité neutre nous permettant de contrôler la puissance d'excitation (par des facteurs successifs de 215; 100; 67,9; 31,6; 21,5 et 10). Il était ensuite dirigé sur l'échantillon, celui-ci étant toujours couvert par un cache en aluminium de 0,5 mm de diamètre. La luminescence était par la suite envoyée dans le TAC (Time to Amplitude Converter) par l'entremise d'un compteur et d'un CFD (Constant Fraction Discriminator) puis à un ordinateur où nous transférons les données une fois la prise de mesures terminée. Voici, à la figure 5.1, le schéma du montage utilisé.

---

<sup>i</sup> Nous avons 210 mW pour l'échantillon vicinal et 200 mW pour l'échantillon orienté.

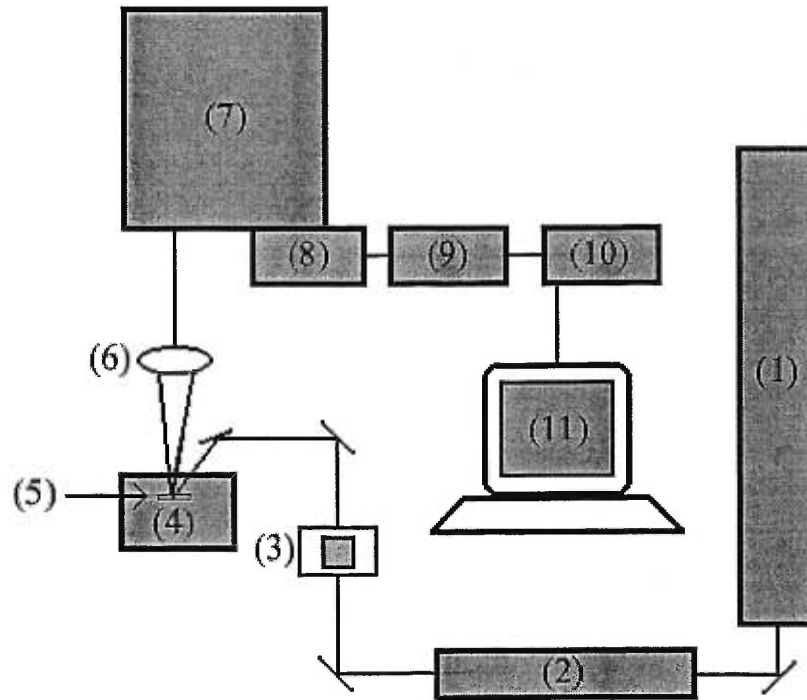


Figure 5.1 : Schéma du montage utilisé pour les mesures en comptage de photons corrélés.

- (1) Laser Ar
- (2) Laser Ti-Saphir pulsé
- (3) Filtres de densité neutre
- (4) Cryostat
- (5) Échantillon
- (6) Lentille
- (7) Spectromètre à simple réseau
- (8) Photomultiplicateur InGaAs
- (9) Compteur Stanford SR 400
- (10) CFD (Constant Fraction Discriminator) combiné au TAC (Time to Amplitude Converter)
- (11) Acquisition de données (Ordinateur)

Les spectres obtenus sont une représentation de la valeur temporelle d'un signal, ils présentent donc une montée courte plus ou moins exponentielle puis une descente plus longue pouvant être représentée par plusieurs exponentielles, le tout se répétant à une fréquence de 76 MHz. Aux figures 5.2 et 5.3, nous vous présentons une partie des spectres obtenus, qui se dénombrent à environ 50 par échantillon. Les pics

se répètent à environ 5 ns et 18 ns, soit à tous les 13 ns, ce qui correspond bien à une fréquence de 76 MHz.

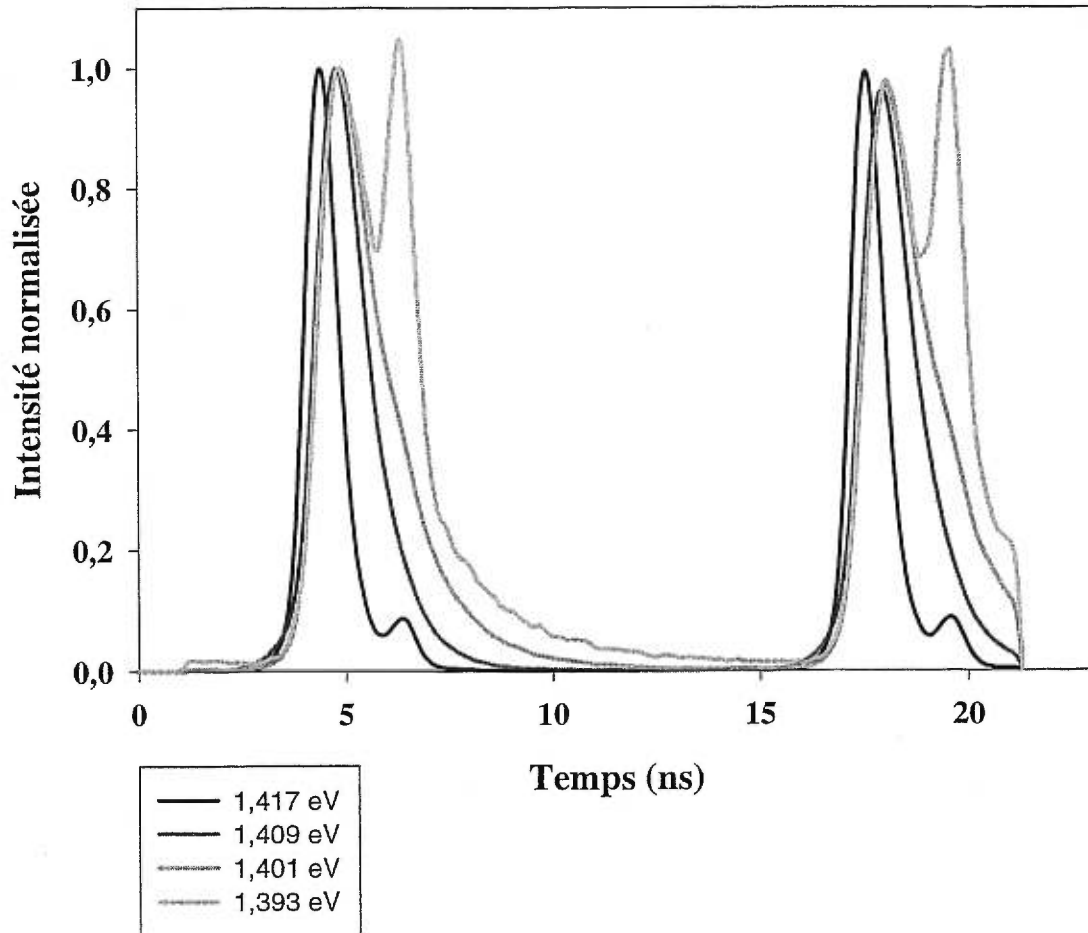


Figure 5.2 : Valeur temporelle du signal pour l'échantillon orienté à  $P = 2,95$  mW. Spectres choisis autour de la valeur du maximum de l'InP

Tous les spectres analysés présentaient cet aspect. Sur cet échantillon (orienté), on voit que le pic est parfois troublé par un deuxième pic plus petit vers la fin du signal. Nous ne croyons pas que cette caractéristique fasse partie de l'échantillon mais qu'il s'agit plutôt ici d'un artefact du système. En effet, ce phénomène est apparu sur les deux échantillons lorsque l'intensité était relativement faible, ce qui nous porte à croire qu'il est toujours présent mais simplement caché lorsque l'intensité du signal est forte. Également, ce pic n'évolue pas, sa largeur et sa

forme restent toujours les mêmes. Cette dernière caractéristique nous a d'ailleurs permis de les éliminer. Les résultats que vous verrez plus loin (figures 5.6 et 5.7) correspondent aux spectres corrigés, c'est-à-dire, avec ce pic enlevé.

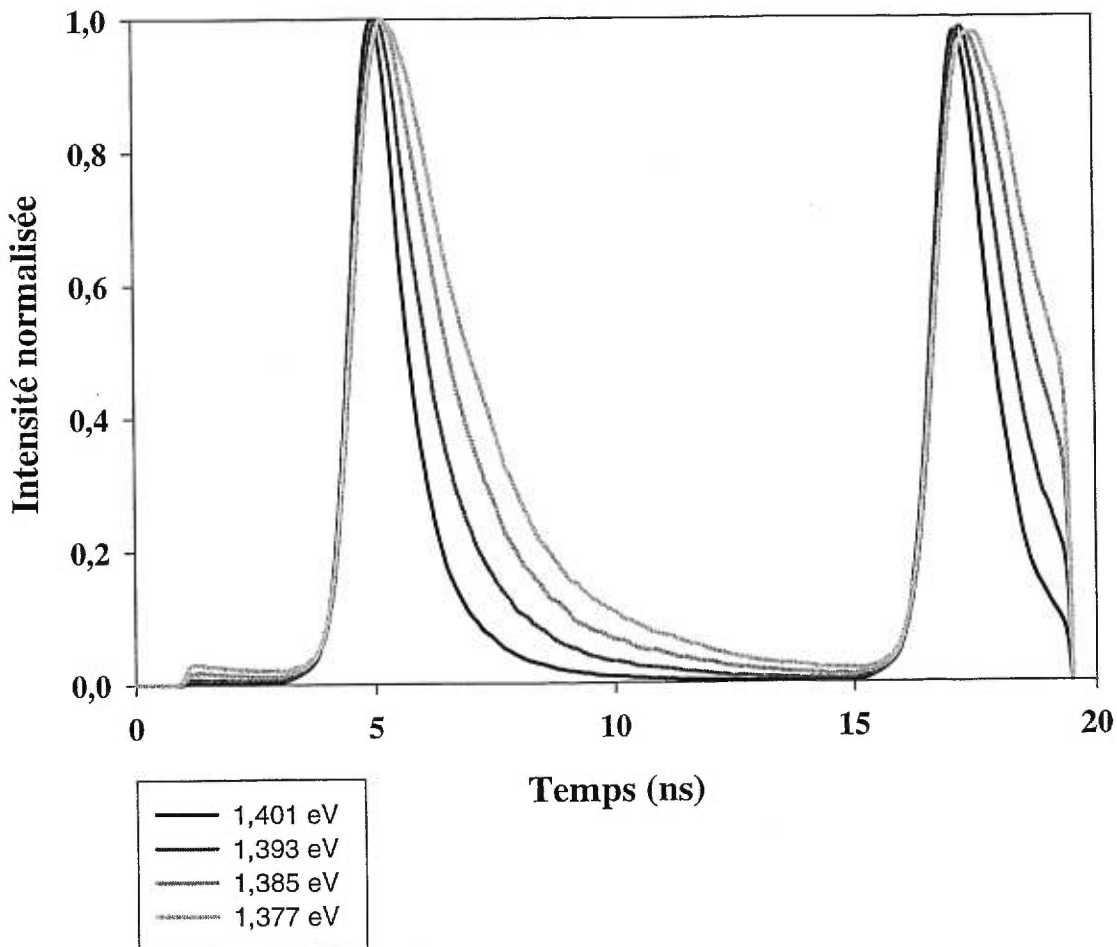


Figure 5.3 : Valeur temporelle du signal pour l'échantillon vicinal à  $P = 3,09$  mW. Spectres choisis autour de la valeur du maximum de l'InP

L'intensité du signal de cet échantillon (vicinal) étant plus forte et sa luminescence, plus large, nous avons pu isoler quatre spectres successifs sur lesquels n'apparaît pas ce pic à la fin du signal. Il vous est donc possible de bien voir la forme de celui-ci, soit une montée quasi exponentielle et une descente combinée de une ou plusieurs exponentielles.



Nous avons ensuite voulu ajuster des courbes à plusieurs exponentielles sur ces spectres afin de déterminer les temps de vie. Nous avons donc fait une convolution à deux exponentielles<sup>ii</sup> en nous servant de spectres de référence, ces derniers ayant été obtenus sur un substrat sans points quantiques et présentant une surface légèrement dépolie, ceci nous permettait d'avoir la réponse spectrale du système. Voici donc la méthode de déconvolution utilisée.

Soit  $C(t)$  Le comportement temporel de l'échantillon  
 $R(t)$  La réponse temporel du système  
 $S(t)$  Le signal temporel mesuré

Le signal déconvolué est alors :

$$S(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(t) C(t - \tau) d\tau \quad \text{Éq. 5.1}$$

Nous avons donc utilisé le modèle à deux exponentielles ( $C(t)$ ) suivant (Éq.5.2) que nous avons convolué numériquement avec la référence mesurée ( $R(t)$ ). Nous avons ajusté les paramètres de  $C(t)$  jusqu'à optimiser l'accord avec le signal de l'échantillon ( $S(t)$ ). Ces paramètres nous ont donc donné les temps de vie des excitons.

$$y = A \left( e^{\frac{-t}{\tau_1}} - e^{\frac{-t}{\tau_2}} \right) \quad \text{Éq. 5.2}$$

Les temps de vie obtenus (un long et un court) ont été réorganisés afin d'être présentés de façon claire. Nous avons donc mis le temps de vie principal ( $\tau_1$ ) en fonction de l'énergie, et ce pour plusieurs puissances fixes. Nous n'avons pas présenté les résultats pour le deuxième temps de vie ( $\tau_2$ ) puisque celui-ci était très court et

---

<sup>ii</sup> Voir Annexe 2.

présentait une grande part d'incertitude dans sa détermination. Voici d'abord, aux figures 5.4 et 5.5, un exemple des courbes obtenues par convolution.

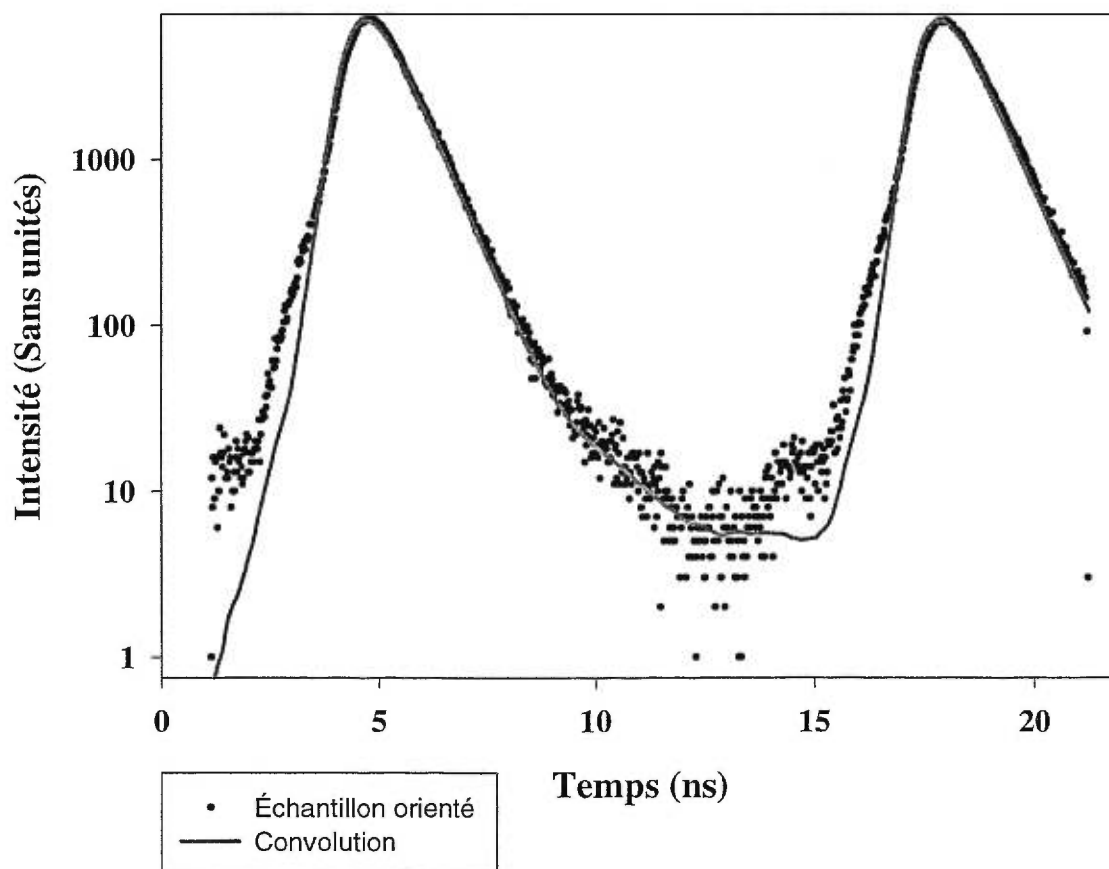


Figure 5.4 : Exemple de courbe obtenue par convolution pour l'échantillon orienté. Le spectre original analysé ici est à 1,409 eV et 2,95 mW

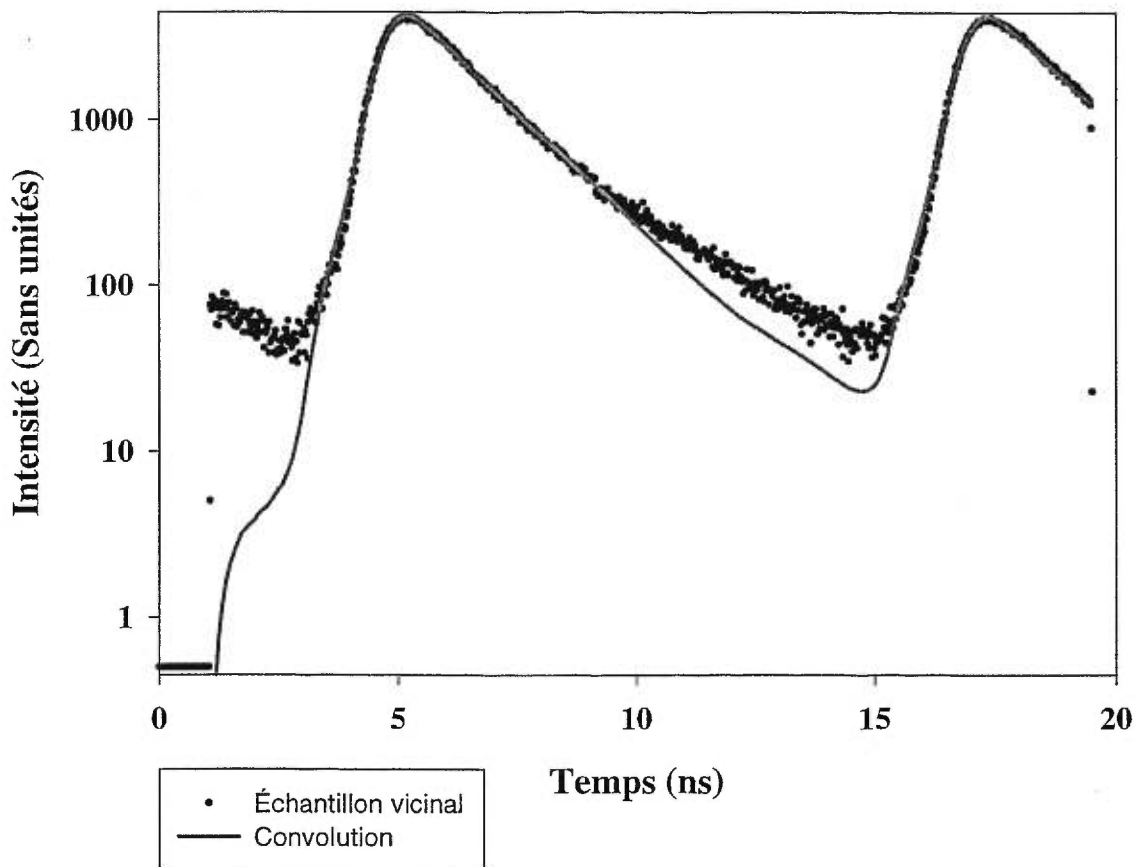


Figure 5.5 : Exemple de courbe obtenue par convolution pour l'échantillon vicinal. Le spectre original analysé ici est à 1,385 eV et 3,09 mW.

On voit bien que l'accord est très bon entre le spectre (en noir) et la convolution obtenue sur le spectre de référence (en gris), les grandes différences à faible intensité sont dues à l'échelle logarithmique. Nous avons utilisé ici deux exponentielles, ce qui a par ailleurs été le cas pour tous les spectres<sup>iii</sup>, une troisième exponentielle n'ajoutant rien à la précision du résultat. Nous vous présentons maintenant les paramètres obtenus par convolution, il y avait plusieurs façons de les présenter, nous avons décidé de mettre le temps de vie principal (tiré de la première exponentielle) en fonction de l'énergie et ce pour plusieurs puissances fixes.

<sup>iii</sup> Sauf quelques-uns où une seule exponentielle a suffit.

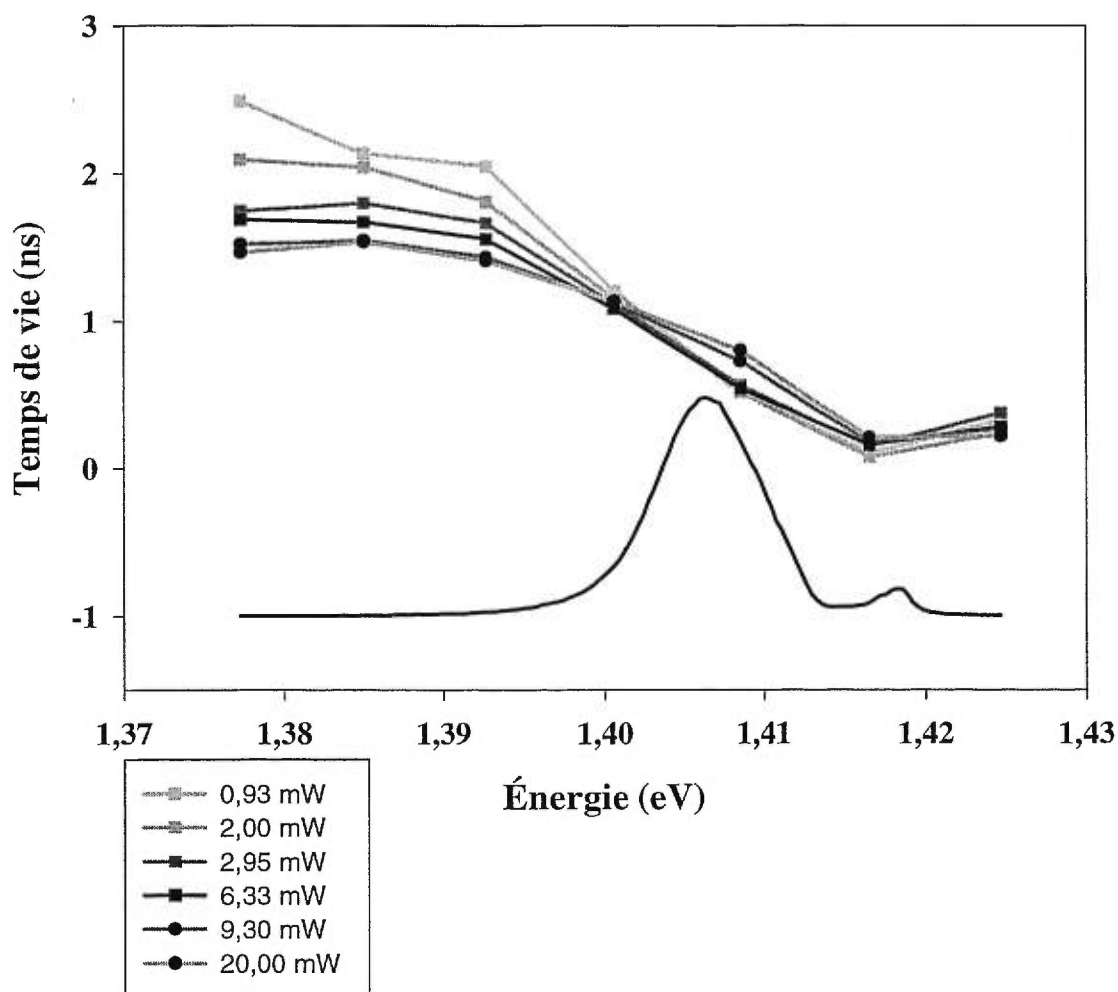


Figure 5.6 : Évolution du temps de vie de l'échantillon orienté en fonction de l'énergie pour plusieurs puissances fixes.

On remarque que le temps de vie diminue avec l'augmentation de la position en énergie, ce qui est normal puisque nous sommes alors plus près du pic de l'InP, ceci sera d'ailleurs observé sur l'échantillon vicinal. Cependant, l'absence de structures particulières dans la région du pic d'InAs laisse entendre qu'il n'y a pas de phénomène de saturation.

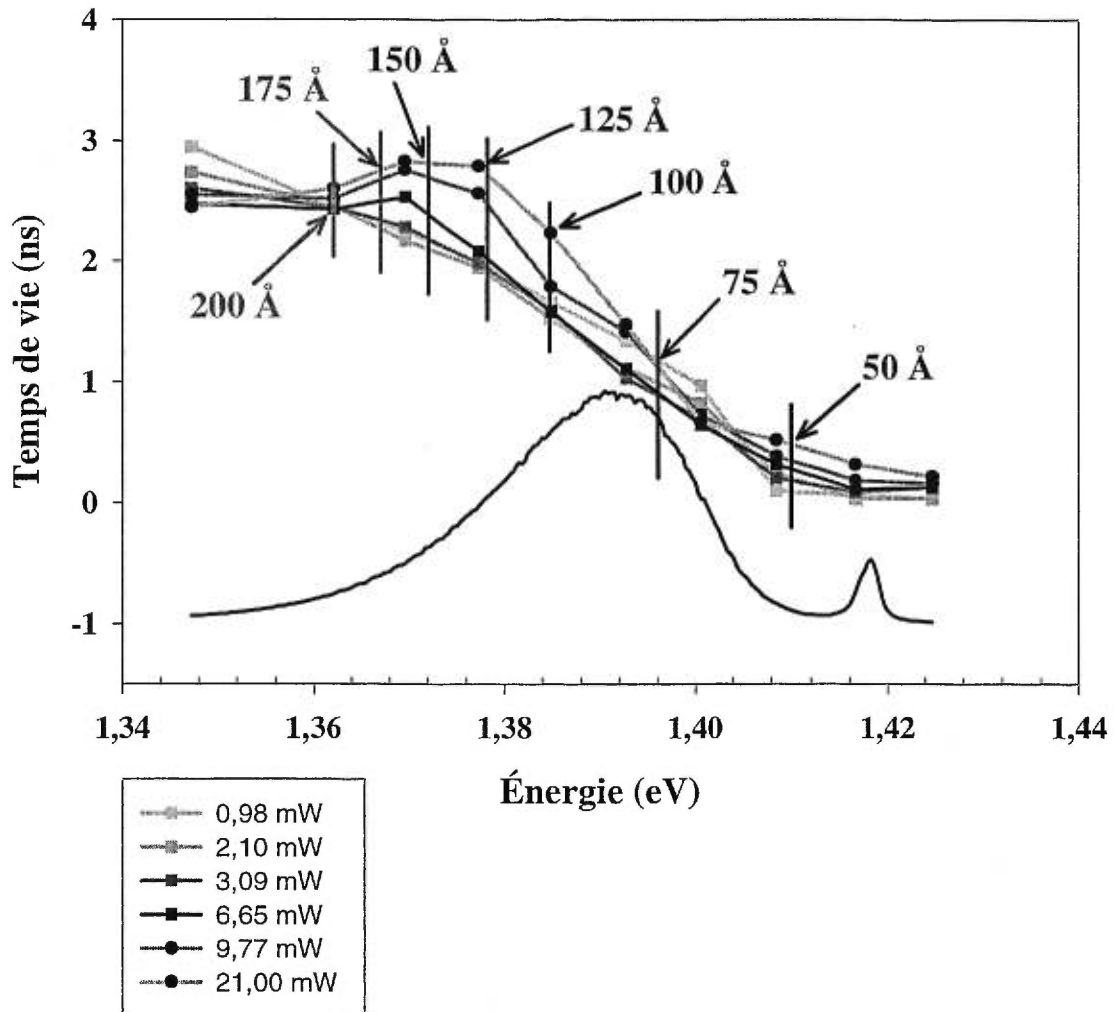


Figure 5.7 : Évolution du temps de vie de l'échantillon vicinal en fonction de l'énergie pour plusieurs puissances fixes.

Le comportement de l'échantillon vicinal est radicalement différent. Ici le mode de saturation est visible à basse énergie, i.e., entre 1,362 eV et 1,385 eV. Si on suit toujours les puissances en ordre croissant, on remarque une augmentation rapide du temps de vie entre 3,09 mW et 6,65 mW ( $3,4 \text{ W/cm}^2$ ). Ce qui correspond admirablement bien à ce que nous avons observé plus tôt avec les mesures en variation de puissance, c'est-à-dire, un début de saturation autour de 6,33 mW ( $3,2 \text{ W/cm}^2$ ).

De plus, nous avons identifié les tailles de points sur le graphique. Ceci nous permet de constater que les effets de saturation se font sentir pour les points plus gros, i.e. principalement autour de 125 Å. En fait, si on suit l'évolution du phénomène, on remarque qu'à 0,98 mW, 2,10 mW et 3,09 mW, il n'y a pas d'évolution notable du temps de vie, et ce, peu importe la taille des points. Si on passe ensuite à 6,65 mW ( $3,4 \text{ W/cm}^2$ ), on constate que les points entre 125 Å et 200 Å voient leur temps de vie augmenter. Si on continue avec une puissance de 9,77 mW, maintenant ce sont les points de 100 Å à 200 Å qui se remplissent plus, et finalement, pour une puissance d'excitation de 21,00 mW, les points aussi petits que 75 Å voient leur temps de vie augmenter. Donc, plus il y a d'excitons qui arrivent sur l'échantillon et plus les états à basse énergie se remplissent. Lorsque ceux-ci sont pleins, le nombre d'états disponibles à des énergies inférieures diminue, le temps de vie augmente alors rapidement à cette puissance. Le processus s'étend ensuite aux états d'énergie de plus en plus élevée, ce qui est bien ce qu'on observe.

Pour l'échantillon orienté, cependant, on ne voit pas ce phénomène car lorsque les excitons arrivent sur la surface de l'échantillon, le recouvrement quasi complet des fonctions d'onde les empêche de « voir » les points. Ne distinguant pas un point d'un autre, les excitons peuvent se loger n'importe où et ne favorisent pas une énergie particulière.

Également, on constate que les temps de vie diminuent constamment en augmentant la position en énergie. Ceci est dû à la taille des points ; plus l'énergie est basse, plus les points sont gros et plus le confinement est grand, les excitons vont donc être portés à rester plus longtemps dans les points plus gros. Ceci est également vrai pour l'échantillon orienté. Comme dans ce cas il y a un plus recouvrement des fonctions d'onde, le confinement est moindre. C'est pourquoi nous observons des temps de vie à basse énergie de l'ordre de 2 ns pour cet échantillon alors que l'échantillon vicinal présente des temps de vie à basse énergie allant jusqu'à 3 ns soit 1,5 fois plus longs.

Ces dernières constatations permettent d'affirmer que l'échantillon vicinal présente bien une portion d'états localisés. Alors que l'échantillon orienté, comme toujours, a un comportement typique de puits quantique 2D.

## 5.2 Addition de fréquences

Pour ces dernières mesures, il s'agissait d'utiliser les propriétés d'un cristal non-linéaire afin de combiner deux faisceaux en un seul ayant la fréquence  $w = w_1 + w_2$ . Pour ce faire, nous avons utilisé 200 mW du 1 W de puissance du laser TiS pulsé que nous avons divisés en deux faisceaux. Le premier était dirigé sur l'échantillon après avoir été modulé à 197 Hz par un secteur tournant. La deuxième partie du faisceau était envoyée sur une ligne de délai puis combinée avec la luminescence de l'échantillon dans un cristal de  $\text{LiIO}_3$ . Le signal de fréquence  $w$ , isolé par le spectromètre, était accumulé par le compteur SR 400 asservi à la fréquence du secteur tournant. Vous avez, à la figure 5.8 le schéma du montage utilisé pour ces mesures.

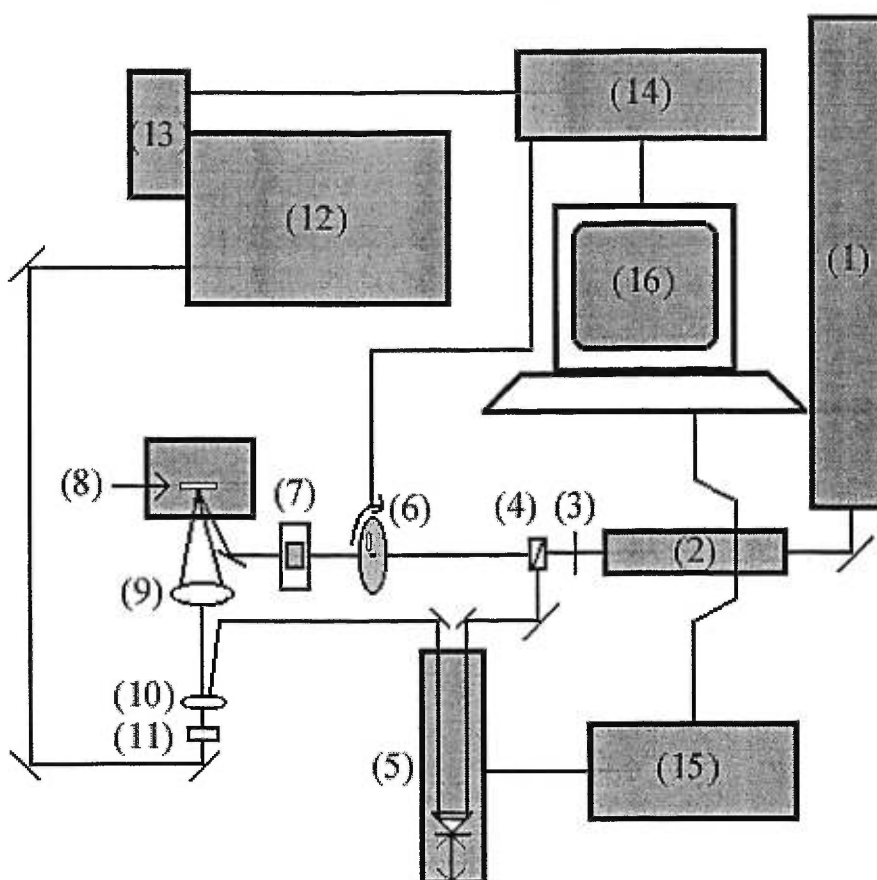


Figure 5.8 : Schéma du montage utilisé pour les mesures en addition de fréquences.

- (1) Laser Ar
- (2) Laser Ti-Saphir pulsé
- (3) lame quart-d'onde
- (4) lame séparatrice
- (5) ligne de délai
- (6) Secteur tournant
- (7) Filtres de densité neutre
- (8) Échantillon
- (9) Première lentille pour focaliser la luminescence
- (10) Deuxième lentille pour combiner les deux faisceaux
- (11) Cristal de LiIO<sub>3</sub>
- (12) Spectromètre à simple réseau
- (13) Photomultiplicateur InGaAs
- (14) Compteur Stanford SR 400
- (15) Contrôle de la ligne de délai
- (16) Acquisition de données (Ordinateur)



Connaissant la longueur d'onde du laser et la position (en longueur d'onde) que nous désirions observer sur l'échantillon, nous pouvions ainsi prédire la longueur d'onde à laquelle nous observerions l'addition selon l'équation suivante :

$$\lambda_{add} = \frac{\lambda_{laser} \times \lambda_{position}}{\lambda_{laser} + \lambda_{position}} \quad \text{Éq. 5.3}$$

Où :  $\lambda_{laser}$  est la longueur d'onde du laser TiS  
 $\lambda_{position}$  est l'endroit investigué sur le spectre de l'échantillon  
 $\lambda_{add}$  est la longueur d'onde du signal résultant

Après avoir dévié 52 mW sur les échantillons, nous avons coupé cette puissance des facteurs suivants : 1; 2,15; 3,16; 6,79; 10. Notons que les échantillons sont toujours couverts par les caches en aluminium de 0,5 mm de diamètre. Nous avons par la suite pris des spectres à 1,41 eV (plus précisément à  $1,411 \pm 0,003$  eV) sur les deux échantillons afin d'observer nos échantillons à l'énergie où ils se ressemblent le plus. Il suffisait alors de balayer la ligne de délai sur presque toute sa longueur et de récolter le signal résultant de l'addition des deux faisceaux. Les spectres obtenus ainsi présentent une montée exponentielle rapide puis une descente assez longue et quasi linéaire que nous avons schématisé par un modèle à deux exponentielles dont vous avez la théorie en annexe<sup>iv</sup>. Selon cette théorie, nous avons utilisé la forme suivante, donnée à l'équation 5.4.

$$y = P2 \theta(x - P1) \left( e^{\frac{-(x-P1)}{P3}} - e^{\frac{-(x-P1)}{P4}} \right) \quad \text{Éq. 5.4}$$

Où :  $P1$  est le temps avant le début du signal  
 $P2$  est l'amplitude  
 $P3$  est la durée du signal  
 $P4$  est le temps de montée  
 $\theta$  est la fonction échelon.

Voici donc, aux figures 5.9 et 5.10, un exemple des spectres obtenus avec la courbe ajustée.

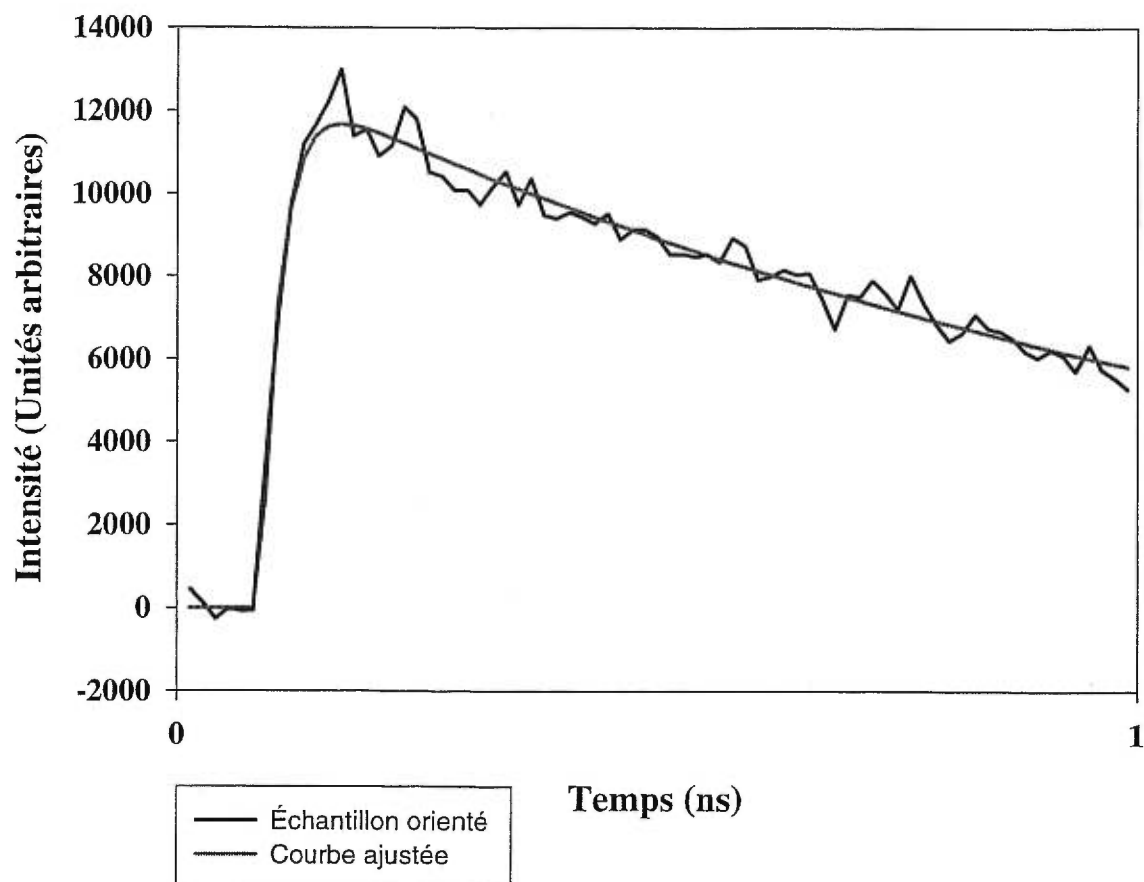


Figure 5.9 : Spectre obtenu par addition de fréquences sur l'échantillon orienté, avec  $P= 52$  mW, ainsi que la courbe à deux exponentielles ajustée.

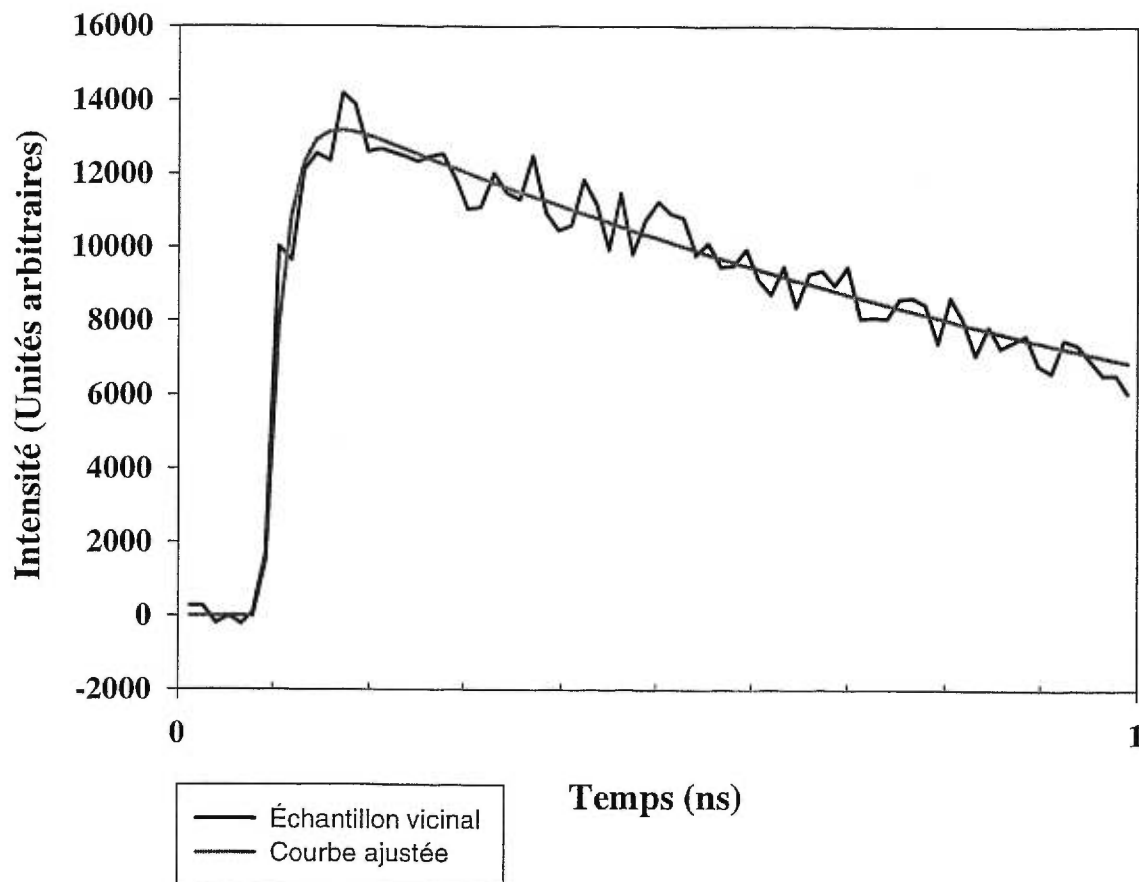


Figure 5.10 : Spectre obtenu par addition de fréquences sur l'échantillon vicinal, avec  $P=52$  mW, ainsi que la courbe à deux exponentielles ajustée.

On voit bien maintenant la montée exponentielle suivie d'une descente douce quasi-linéaire. Des quatre paramètres obtenus par ajustement de l'Éq. 5.2, seuls deux étaient porteurs d'information soit  $P3$  et  $P4$  (la durée du signal et le temps de montée). Ce sont ces derniers que nous vous présentons aux figures 5.11 et 5.12 qui suivent.

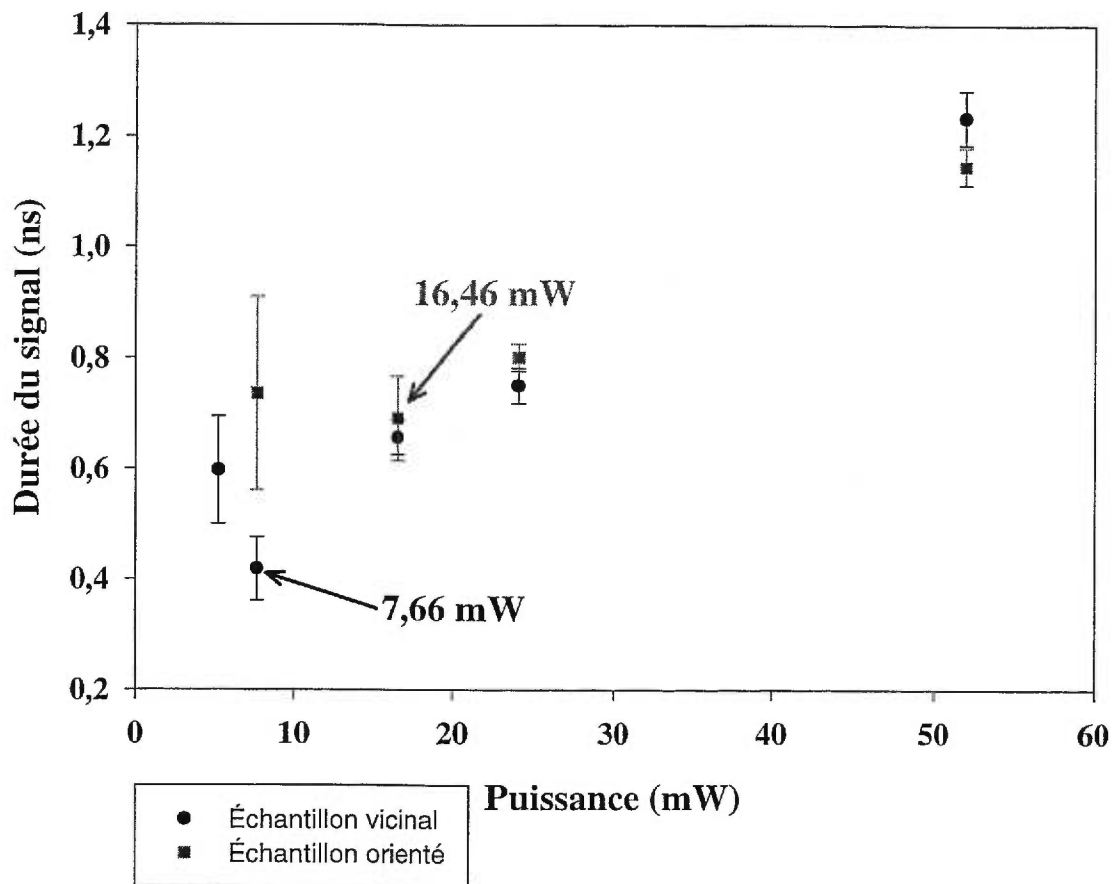


Figure 5.11 : Durée du signal pour les deux échantillons en fonction de la puissance d'excitation.

Ce paramètre a permis de confirmer les résultats obtenus précédemment avec les mesures en comptage de photons corrélés. Si on regarde les figures 5.6 et 5.7 et que l'on se place à 1,41 eV, on peut voir que les temps de vie pour l'échantillon vicinal sont plus courts que pour l'échantillon orienté, ce qui est également le cas ici. Également, sans être parfaitement identiques, les temps pour les puissances plus faibles soit jusqu'à 20 mW ( $10,2 \text{ W/cm}^2$ ) sont du même ordre de grandeur dans les deux cas (autour de 0,7 ns pour le sujet orienté et 0,5 ns pour le sujet vicinal). Sans être une preuve écrasante, ceci nous a confirmé que nos mesures concordaient sur le point des temps de vie et nous avons donc continué avec le temps de montée que nous vous montrons à la figure 5.12.

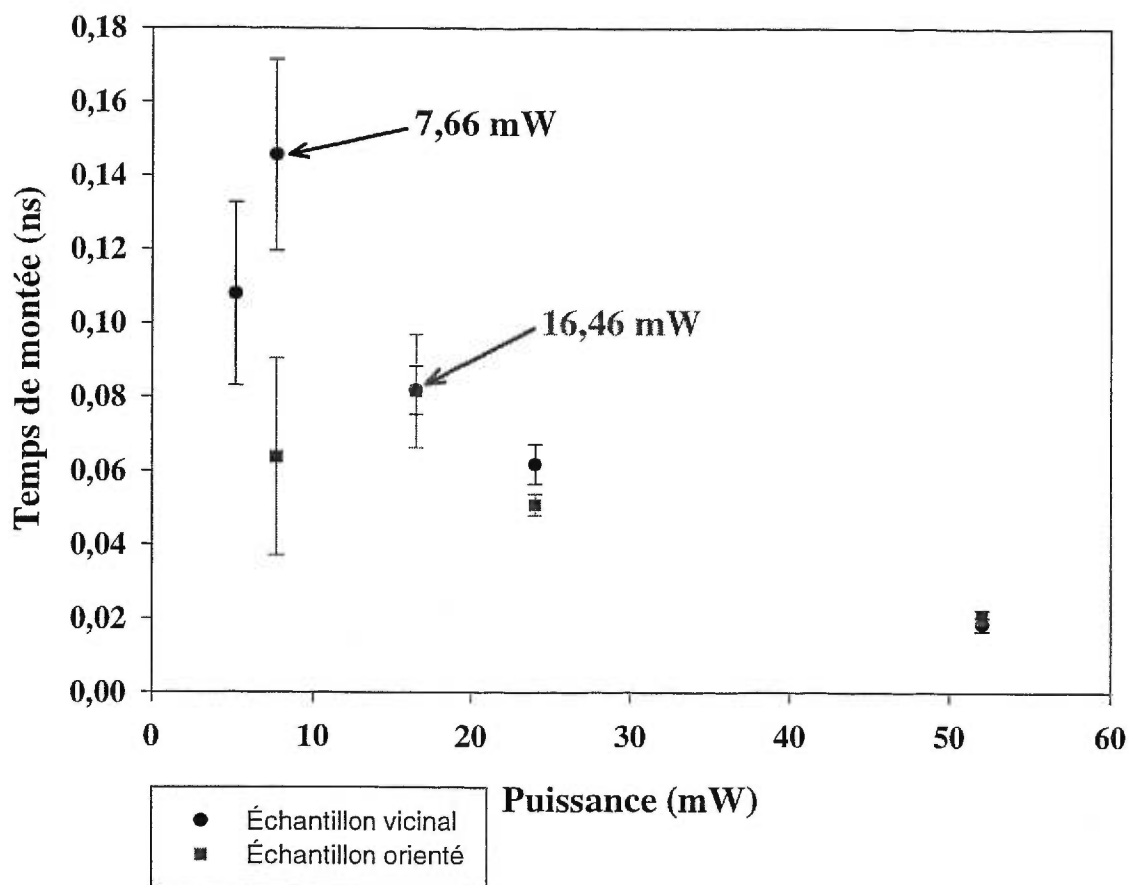


Figure 5.12 : Temps de montée pour les deux échantillons en fonction de la puissance d'excitation.

Une première remarque générale doit être faite, dans les deux cas le temps de montée diminue avec l'augmentation de la puissance d'excitation. Ce comportement est dû au nombre de porteurs qui augmente, les excitons ont alors plus de chance de *relaxer* et ils vont donc le faire plus rapidement.

On constate également que les deux échantillons sont très similaires pour les puissances les plus élevées, soit de 16,46 mW à 52 mW ( $8,4 \text{ W/cm}^2$  à  $10,2 \text{ W/cm}^2$ ). Ceci est normal puisque le nombre d'excitons est alors si élevé que les caractéristiques des échantillons ne comptent plus tellement. Le nombre d'états disponibles et les chemins possibles pour y arriver sont alors compensés par la grande quantité de porteurs.

Cependant, les temps de montée deviennent radicalement différents à faible puissance. On observe alors un temps *au moins* deux fois plus long dans l'échantillon vicinal<sup>v</sup>, alors que le temps de montée du sujet orienté a un aspect plutôt linéaire puisque cet échantillon présente plutôt un continuum de niveaux d'énergie. Sachant qu'à 1,41 eV nous avons des points de 50 Å et que l'échantillon orienté présente en moyenne des points de cette taille, il est alors logique de poser que les points de l'échantillon vicinal sont moins nombreux donc plus éloignés. Les niveaux d'énergie inférieure disponibles sont alors moins nombreux et le chemin à parcourir, plus long. Nous pouvons donc poser, même pour une petite taille, que les points de l'échantillon vicinal présentent des états semi-localisés alors que l'échantillon orienté est toujours en régime délocalisé.

### 5.3 Conclusion

Nous avons donc étudié deux types de mesures résolues dans le temps soit en comptage de photons corrélés et en addition de fréquences. Dans le premier cas, nous avons pu mettre en évidence la nature isolée des états à basse énergie de l'échantillon vicinal. En effet, le temps de vie a identifié un phénomène de saturation visible à partir de  $3,4 \text{ W/cm}^2$ , ce qui est très similaire à la valeur trouvée précédemment avec les mesures en variation de la puissance d'excitation soit  $3,2 \text{ W/cm}^2$ . Cependant, aucune structure particulière montrant un effet de saturation quelconque a pu être observé pour le sujet orienté, appuyant ainsi l'hypothèse qu'il présente un continuum d'énergie, tel un puits quantique.

De plus, les mesures en addition de fréquences ont permis de confirmer nos valeurs de temps de vie obtenues en comptage de photons corrélés. Elles ont également mis en évidence un phénomène très intéressant chez le temps de montée de l'échantillon vicinal. La nature semi-localisée des états de cet échantillon est appuyée par une augmentation rapide du temps de montée à faible puissance d'excitation. Le

---

<sup>v</sup> Tout dépend du temps de vie radiatif, si celui-ci est de l'ordre de 50 ps, alors le temps de montée de l'échantillon vicinal devient environ 10 fois plus long.

fait que les deux échantillons devenaient remarquablement similaires à forte puissance est très bien expliqué par la quantité de porteurs qui compense alors pour le nombre plus ou moins limité de possibilités de relaxation. L'augmentation rapide du temps de montée à basse puissance dans l'échantillon vicinal est signe que les états de ce dernier sont semi-localisés, même lorsque les points sont aussi petits que 50 Å (ce qui est par ailleurs comparable à ceux de l'échantillon orienté). L'explication possible est alors que les points sont moins nombreux donc plus espacés grâce aux terrasses du substrat.

# Conclusion

Des travaux antérieurs effectués par R. Leonelli *et al.* <sup>3</sup> avaient porté sur des substrats vicinaux à 2°. Ces derniers ne démontrant pas clairement une présence d'états localisés, de nouveaux substrats d'InP à 0,8° furent conçus et une demi-monocouche d'InAs y fut déposée. Un article de G. Lamouche et Y. Lépine <sup>5</sup> nous permettait alors de prédire que l'échantillon ainsi obtenu présenterait des états localisés.

Nous avons donc deux types de points quantiques que nous désirions comparer. Les échantillons ont été faits respectivement sur substrats orienté et vicinal. Nous avons posé comme hypothèse de départ que l'échantillon orienté devrait présenter les mêmes propriétés qu'un puits quantique en 2D. L'échantillon vicinal, lui, devrait montrer au moins une portion d'états localisés, identifiant ainsi des points d'assez bonne taille et suffisamment éloignés pour que leurs fonctions d'ondes ne se recouvrent pas.

Afin de vérifier ces hypothèses, nous avons d'abord effectué des mesures en polarisation. Celles-ci ont servi à montrer que l'échantillon vicinal présentait une polarisation allant jusqu'à 14 % dans la direction du grand axe des terrasses. Également, la portion polarisée correspondait aux points plus gros (donc à plus basse énergie) que nous avons établi autour de 125 Å à 200 Å. Ceci nous démontre que l'échantillon vicinal présente bien une partie d'états localisés et que ceux-ci sont alignés dans les creux des terrasses. Les points plus petits, eux, présentaient une polarisation beaucoup moindre et même nulle proche de la région du pic d'InP. L'échantillon orienté, quant à lui, n'a pas montré l'effet nul auquel on s'attendait mais sa courbe de polarisation était relativement plate, ce qui nous laisse supposer que le 4 % à 6 % observé est dû en bonne partie à l'imprécision de la mesure.



Également, nous avons refait les mesures en variation de température précédemment effectuées par P. Paki *et al.* <sup>4</sup> afin de les vérifier. Nos résultats furent en bonne partie en accord avec les leurs, cependant, un comportement anormal dans l'évolution de la largeur du pic d'InAs ne fut pas observé dans nos mesures. Nous croyons tout de même que cette non-concordance est rassurante puisque ce comportement n'avait pu obtenir d'explication satisfaisante dans ces précédentes mesures. Ici encore, nous avons pu constater la différence des comportements des deux échantillons. En effet, le pic d'InAs subissait un décalage vers le rouge dans l'échantillon vicinal alors qu'il se déplaçait vers les plus hautes énergies pour revenir sur ses pas dans l'échantillon orienté. Le décalage vers les plus basses énergies dans le sujet vicinal est facilement explicable lorsque l'on considère qu'il est composé d'états localisés à basse énergie. La température augmentant, l'énergie cinétique des excitons va donc augmenter et ils pourront passer plus facilement des plus petits aux plus gros points, diminuant ainsi en énergie le maximum du pic. L'échantillon orienté présentait quant à lui le comportement de puits auquel on s'attendait. L'augmentation de l'énergie cinétique des excitons a donc pour effet d'augmenter la position du pic en énergie. Nous croyons que la légère baisse observée ensuite est due à la taille du pic d'InP qui devient très imposante à haute température et qui déforme le pic d'InAs, celui-ci ne devenant plus qu'une épaupe.

Les mesures en variation de la puissance d'excitation qui suivirent ont permis d'établir un premier seuil de saturation dans l'échantillon vicinal. Nous utilisons alors pour la première fois un laser pulsé. L'augmentation de la puissance d'excitation a eu pour effet de déplacer le pic d'InAs vers les plus hautes énergies dans les deux cas. Cependant, l'échantillon orienté présentait une augmentation régulière (de forme quasi exponentielle), alors que l'échantillon vicinal montrait une pente douce suivie d'un changement brusque. C'est cette augmentation rapide entre 2,95 mW et 6,33 mW qui nous a permis de fixer notre premier seuil de saturation. Sa valeur préliminaire était donc de 6,33 mW ( $3,2 \text{ W/cm}^2$ ) ce qui correspondait à un taux d'occupation théorique des points de 76,5 % (38,2 % des états). Ce phénomène est facilement expliqué par notre hypothèse d'états semi-localisés. En effet, si on considère que les points à basse énergie présentent des états localisés, alors on s'attend

à ce que le pic reste environ à la même position pour des puissances faibles et que, lorsque le taux d'occupation devient critique, les points plus petits commencent à se remplir, déplaçant ainsi rapidement le pic vers les plus hautes énergies. Également, l'évolution de la largeur du pic a supporté cette idée, l'augmentation de la puissance créant un élargissement du pic dans le sujet orienté alors que celui de l'échantillon vicinal se rétrécissait. La puissance critique a été observée au même endroit pour le sujet vicinal. Cette fois-ci, nous avons pu l'identifier en supposant que les excitons se déplaçaient des plus hautes aux plus basses énergies rapidement à basse puissance jusqu'à ce qu'ils atteignent un seuil critique où les états à plus basse énergie sont pleins. Cette saturation des plus gros points rétrécit le pic du côté des basses énergies jusqu'à un point où la largeur du côté des plus hautes énergies se met à augmenter. Le rétrécissement du pic subit alors un ralentissement démontré par un plateau dans la courbe d'évolution de la FWHM. Nos deux échantillons ont donc bien démontré des comportements de puits quantique pour le sujet orienté et de points quantiques avec une portion d'états localisés à basse énergie pour le sujet vicinal.

Les mesures en comptage de photons corrélés ont également permis de confirmer la puissance critique de saturation de l'échantillon vicinal trouvée précédemment puisque nous avons observé un changement rapide de l'évolution du temps de vie à 6,65 mW (3,4 W/cm<sup>2</sup>), ce qui se rapproche énormément de notre première valeur de 6,33 mW (3,2 W/cm<sup>2</sup>). Le phénomène de saturation de l'échantillon vicinal a encore pu être expliqué par notre hypothèse d'états semi-localisés. En effet, les effets de saturation se sont d'abord fait sentir dans les points plus gros puis se sont étendus graduellement aux points plus petits à mesure que l'on augmentait la puissance d'excitation. Ce phénomène n'a pas été observé dans le sujet orienté puisque, de par sa nature prédite de puits quantique, les excitons arrivant sur ce dernier ne distinguent pas les différents points et donc ne favorisent pas plus une énergie qu'une autre.

Les résultats obtenus sur les temps de vie ont pu être confirmés par les mesures en addition de fréquences que nous avons effectuées ensuite. Ces dernières nous ont de plus permis d'observer un phénomène très intéressant chez le temps de montée de

l'échantillon vicinal. Nous avons alors constaté qu'à forte puissance, les temps de montée des deux échantillons sont similaires. Ceci est facilement explicable par le fait que le nombre de porteurs est plus que suffisant pour pallier au manque d'états disponibles à basse énergie. Cependant, nous avons vu qu'à faible puissance le temps de montée de l'échantillon vicinal augmente considérablement par rapport à celui de l'échantillon orienté. Comme les points de nos deux échantillons sont de taille similaire ( $50 \text{ \AA}$ ) à la position que nous avons observée ( $1,41 \text{ eV}$ ), cette augmentation est alors directement attribuable à la nature semi-localisée des états du sujet vicinal. Les terrasses du substrat ont alors pour effet de distancer suffisamment les points pour que le recouvrement des fonctions d'onde devienne beaucoup moins important que dans l'échantillon orienté.

En conclusion, nous avons bien montré la nature semi-localisée des états dans l'échantillon vicinal, alors que l'échantillon orienté a bien présenté un comportement de puits quantique. Cependant, nous n'avons pu obtenir des états parfaitement localisés. Les conditions initiales utilisées pour déterminer la nature de l'échantillon étant valables théoriquement, nous attribuons ce résultat à l'imperfection de l'apparence des terrasses obtenues. Il serait intéressant dans le futur d'améliorer le substrat jusqu'à réellement obtenir des terrasses alignées vers  $[110]$  et  $[1\bar{1}0]$ . Malgré tout, la présence d'états localisés à basse énergie a été bien mise en évidence par plusieurs types de mesures. Évidemment, d'autres mesures pourraient être effectuées, en particulier en addition de fréquences où nous avons observé seulement une position en énergie soit à  $1,41 \text{ eV}$ , ce qui est dans la portion des points plus petits ( $\sim 50 \text{ \AA}$ ). Il serait donc intéressant de faire plusieurs positions différentes, surtout entre  $1,36 \text{ eV}$  et  $1,38 \text{ eV}$  pour l'échantillon vicinal ( $\sim 125 \text{ \AA}$  à  $200 \text{ \AA}$ ), où nous avons observé les phénomènes les plus intéressants.

## Références

- <sup>1</sup>F. T. Vasko, A. V. Kuznetsov, *Electronic states and optical transitions in semiconductor heterostructures* (Springer, New York, 1999).
- <sup>1</sup>H. Klaus Ploog, O. Brandt, *Semicond. Sci. Technol.* **8**, S229 (1993).
- <sup>2</sup>G. E. Cirlin, V. N. Ledentsov, D. Bimberg, *Surf. Sci.* **377-379**, 895 (1997).
- <sup>3</sup>R. Leonelli, C. A. Tran, J. L. Brebner, J. T. Graham, R. Tabti, R. A. Masut, S. Charbonneau, *Phys. Rev. B* **48**, 11135 (1993).
- <sup>4</sup>P. Paki, R. Leonelli, L. Isnard, R. A. Masut, *J. Appl. Phys.* **86**, 6789 (1999).
- <sup>5</sup>G. Lamouche et Y. Lépine, *Phys. Rev. B* **54**, 4811 (1996).
- <sup>6</sup>O. Brandt, L. Tapfer, K. Ploog, R. Bierwolf, M. Hohenstein, F. Phillipp, H. Lage, A. Heberle, *Phys. Rev. B.* **44**, 8043 (1991).
- <sup>7</sup>R. Leonelli, C. A. Tran, R. Tabti, J. L. Brebner, R. A. Masut, dans *Proceedings of the 21<sup>st</sup> International Conference on the Physics of Semiconductors*, édité par Ping Jiang et Hou-Zhi Zheng (World Scientific, Singapour, 1992), p. 1355.
- <sup>8</sup>B. Ohnesorge, M. Albrecht, J. Oshinowo, A. Forchel, Y. Arakawa, *Phys. Rev. B* **54**, 11532 (1996).
- <sup>9</sup>V. I. Klimov, D. W. McBranch, C. A. Leatherdale, M. G. Bawendi, *Phys. Rev. B* **60**, 13740 (1999).
- <sup>10</sup>P. Castrillo, D. Hessman, M.-E. Pistol, S. Anand, N. Carlsson, W. Seifert, L. Samuelson, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1905 (1995).
- <sup>11</sup>M. Grundmann et D. Bimberg, *Phys. Rev. B* **55**, 9740 (1997).
- <sup>12</sup>Valéry Zwiller, Mats-Erik Pistol, Dan Hessman, Rolf Cederström, Werner Seifert, Lars Samuelson, *Phys. Rev. B* **59**, 5021 (1999).

# Annexe 1

Développement du calcul du nombre de photons par impulsion et par  $\text{cm}^2$  utilisé dans le chapitre 4, p. 46.

Voici les données de départ :

$$P = 1 \text{ W}$$

$$\lambda = 8550 \text{ \AA}$$

$$f = 76,5 \text{ MHz}$$

$$n_{\text{InP}} = 3 ; n_{\text{quartz}} = 1,45$$

$$I_{500 \mu\text{m}} = 0,71$$

Calculons la puissance équivalente en  $\text{eV}\cdot\text{s}^{-1}$  :

$$1 \text{ W} = 1 \frac{\text{J}}{\text{s}} = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19}} \frac{\text{eV}}{\text{s}} = 6,25 \cdot 10^{18} \frac{\text{eV}}{\text{s}} \quad \text{Éq. i}$$

À  $8550 \text{ \AA}$  on a :

$$\frac{12395}{8550} = 1,45 \text{ eV} \quad \text{Éq. ii}$$

Donc, le nombre de photons est de :

$$N_{ph} = \frac{6,25 \cdot 10^{18}}{1,45} \text{ eV} \frac{\text{s}}{\text{eV}} = 4,31 \cdot 10^{18} \frac{ph}{\text{s}} \quad \text{Éq. iii}$$

Et à  $f = 76,5 \text{ MHz}$ , le nombre de photons par impulsion est de :

$$N_{ph} / \text{imp} = \frac{N_{ph}}{f} = \frac{4,31 \cdot 10^{18}}{76,5 \cdot 10^6} \frac{1}{\text{s}} = 5,63 \cdot 10^{10} \text{ ph} \quad \text{Éq. iv}$$

On a la moitié de l'intensité à  $300 \mu\text{m}$  (diamètre du cache) pour un faisceau Gaussien. Avec une table de conversion on trouve le facteur d'intensité

correspondant à un cache d'un diamètre de 500  $\mu\text{m}$  donné par  $I_{500 \mu\text{m}}$ . De plus, nous avons deux fenêtres de quartz à traverser soit quatre faces de coefficient de transmission :

$$1 - \left( \frac{1,45 - 1}{1,45 + 1} \right)^2 = 0,966 \quad \text{Éq. v}$$

et une couche d'InP de coefficient de transmission :

$$1 - \left( \frac{3 - 1}{3 + 1} \right)^2 = 0,75 \quad \text{Éq. vi}$$

Finalement, sachant que nous avons un diamètre de 500  $\mu\text{m}$ , notre surface de contact est de :

$$A = \pi (0,025\text{cm})^2 = 1,96 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \quad \text{Éq. vii}$$

En combinant les équations iv à vii et le facteur  $I_{500 \mu\text{m}}$  on trouve :

$$N_{ph} / \text{cm}^2 = \frac{5,63 \cdot 10^{10} (0,75) (0,966)^4 (0,71)}{1,96 \cdot 10^{-3}} \frac{ph}{\text{cm}^2} = 1,33 \cdot 10^{13} \frac{ph}{\text{cm}^2} \quad \text{Éq. viii}$$

## **Annexe 2**

Théorie du modèle à deux exponentielles et sa généralisation à un système multiniveaux utilisé dans le chapitre 5, pp. 58 et 66.



Commençons par un système à trois niveaux linéaire. Soit la figure E illustrant ce système.

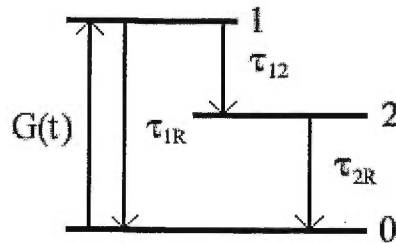


Figure E : Modèle à trois niveaux utilisé pour le système à deux exponentielles.

Écrivons les équations de transfert de ce système.

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt} &= -\frac{N_1}{\tau_1} + G(t) \\ \frac{dN_2}{dt} &= \frac{N_1}{\tau_{12}} - \frac{N_2}{\tau_2} \end{aligned} \quad \text{Éq. ix}$$

$$\text{Où : } \frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_{1R}} + \frac{1}{\tau_{12}} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_{2R}} \quad \text{Éqs. x}$$

Avec  $\tau_1$  Le temps de montée  
 $\tau_2$  Le temps de vie.

Si on pose que la fonction de génération est une fonction delta :

$$G(t) = \delta(t)$$

$$\begin{aligned} \text{Alors} \quad N_1(0^+) &= N_1^0 \\ N_2(0) &= 0 \end{aligned} \quad \text{Éqs. xi}$$

La solution devrait être une équation multi-exponentielle mais, empiriquement, il a été vérifié que le modèle à deux exponentielles suivant s'applique bien :

$$N_1(t) = N_1^0 e^{-\frac{t}{\tau_1}}$$

$$N_2(t) = \frac{N_1^0 \tau_1 \tau_2}{\tau_{12}(\tau_2 - \tau_1)} \left( e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) \quad \text{Éqs. xii}$$

Si on généralise maintenant à un système multiniveaux, on peut modifier nos équations de temps de transfert de la façon suivante.

Soit les niveaux d'énergie  $N_1, N_2, \dots, N_j, \dots$  tel que  $E_j < E_i$  si  $j > i$ . Alors :

$$\frac{dN_j}{dt} = \sum_{i < j} \frac{N_i}{\tau_{ij}} - \frac{N_j}{\tau_j}$$

$$\text{Où : } \frac{1}{\tau_j} = \frac{1}{\tau_{jR}} + \sum_{i < j} \frac{1}{\tau_{ji}} \quad \text{Éq. xii}$$

Ici encore, notre modèle à deux exponentielles reste valable<sup>i</sup>. Cependant, le temps de montée est maintenant une moyenne pondérée par la densité d'états des temps de relaxation des états d'énergie supérieure, et le temps de vie sera d'autant plus court qu'il y a de niveaux inférieurs accessibles.

---

<sup>i</sup> Ceci reste une observation empirique.

## Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord M. Richard Leonelli pour avoir dirigé cette recherche, j'ai ainsi pu profiter de sa grande expertise dans le domaine des semi-conducteurs. Je le remercie également pour son énorme disponibilité, toujours prêt à m'aider que ce soit lors de manipulations ou dans l'analyse des données. J'ai également grandement profité de ses commentaires judicieux lors de la rédaction de ce mémoire. Ces deux années de recherche avec lui m'auront probablement plus appris que tout un Bac, Merci!

Je veux remercier également Mme Pauline Paki qui a participé aux recherches quelques temps. Je la remercie particulièrement pour cette journée de manipulations qui avait bien commencée mais que je n'ai pu finir et qu'elle a terminée à ma place, m'évitant ainsi de devoir tout recommencer.

Merci aussi à M. John L. Brebner que j'ai dû déranger quelques fois en l'absence de Richard. Après des années au Département de Physique à voir passer des dizaines d'étudiants, M. Brebner conserve toujours son enthousiasme et sa gentillesse, merci pour l'écoute et les bons conseils!