

Direction des bibliothèques

AVIS

Ce document a été numérisé par la Division de la gestion des documents et des archives de l'Université de Montréal.

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

This document was digitized by the Records Management & Archives Division of Université de Montréal.

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal

**Étude des mécanismes de capture et de fuite des excitons dans les boîtes
quantiques d'InAs/InP**

par
Guillaume Gélinas

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

avril, 2008

© Guillaume Gélinas, 2008.



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Étude des mécanismes de capture et de fuite des excitons dans les boîtes
quantiques d'InAs/InP**

présenté par:

Guillaume Gélinas

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Normand Mousseau,	président-rapporteur
Richard Leonelli,	directeur de recherche
Carlos Silva,	membre du jury

Mémoire accepté le:

RÉSUMÉ

Ce mémoire porte sur l'étude des processus de capture et de fuite des excitons dans des boîtes quantiques (BQs) d'InAs/InP. Ceux-ci ont été crus par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE) ou par épitaxie par faisceaux chimiques (CBE). Les échantillons sont composés d'un substrat d'InP, appelé barrière, d'un puits quantique (PQ) d'InAs, appelé couche de mouillage (CM), ainsi que de boîtes quantiques d'InAs. L'étude faite dans ce travail consiste en des mesures de photoluminescence en régime continu (PL) en température, de photoluminescence en excitation (PLE), une revue de la littérature sur les modèles existants portant sur les processus de capture et de fuite des excitons dans les boîtes quantiques et la création d'une modèle théorique simulant les processus de capture et de fuite.

Grâce aux mesures de PL en température, une forme en S dans l'évolution de l'énergie centrale d'une distribution de BQs avec l'augmentation de la température a été observée pour certains échantillons. Cette anomalie a été associée à la perte d'intensité des BQs de haute énergie de la distribution. L'évolution de la largeur à mi-hauteur des distributions avec la température a aussi permis d'observer une diminution causée par la perte en intensité des BQs de haute énergie, puis un élargissement causé par la thermalisation de l'ensemble de la distribution avec l'augmentation de la température. Les comportements en température des échantillons ne sont pas similaires et ont été attribués à la différence de procédé de fabrication, ainsi qu'au fait qu'un échantillon a des BQs d'InAs alors que les autres sont d'InAsP.

Les mesures en PLE ont permis d'observer les recombinaisons électron-trou lourd $X_{cm_{hh}}$ et électron-trou léger $X_{cm_{lh}}$ de la couche de mouillage, ainsi que la recombinaison électron-trou léger X_{lh} des boîtes quantiques. La recombinaison électron-trou lourd

X_{hh} pour les BQs étant l'émission observée en PL. La différence en énergie entre X_{lh} et X_{hh} en fonction de l'épaisseur des BQs étudiées a été comparée aux prédictions théoriques du modèle $\vec{K} \cdot \vec{P}$. Celui-ci simulait les niveaux d'énergie pour des puits quantiques d'InAs carrés, sans tenir compte des effets excitoniques. Malgré ces approximations, les résultats sont remarquables et ont permis d'identifier que la couche de mouillage d'un échantillon était d'une épaisseur d'une monocouche, comparativement à deux pour les autres échantillons, résultat important pour les simulations du modèle théorique des processus de capture et de fuite.

Le modèle théorique a su rendre compte de l'intensité de la PL en température et a permis de quantifier les processus de capture et de fuite, ainsi que de donner les énergies d'activation nécessaires aux porteurs pour fuir les BQs. Les simulations montrent que les processus de fuite se font à l'aide de paires électron-trou non-corrélées puisque les énergies d'activation correspondent à ces paires, et non à des excitons. Les coefficients de capture et de fuite ont aussi montrés que la couche de mouillage et la barrière jouent un rôle dans le peuplement des BQs. Alors que la couche de mouillage atténue tranquillement l'intensité entre 50 K et 300 K, la barrière est responsable des remontées en intensité dans cette gamme de température. Les simulations désactivant soit la barrière ou la couche de mouillage détériorent grandement l'accord avec les points expérimentaux. Forcer des énergies d'activation associées aux excitons détériore aussi l'accord avec les points expérimentaux.

Mots clés : Boîte quantique, capture, exciton, photoluminescence, puits quantique.

ABSTRACT

This work concerns the capture and escape of excitons in InAs/InP quantum dots (QDs) grown by metalorganic vapor phase epitaxy (MOVPE) or by chemical beam epitaxy (CBE). Those QDs were grown on an InP substrate, referred to as barrier, and on a quantum well (QW) of InAs of one or two monolayers (ML), depending on the sample, referred to as the wetting layer (WL). The studies made consist of temperature-dependant photoluminescence (PL), photoluminescence excitation (PLE), a review of articles modelling QDs systems, and the creation of a theoretical model investigating the capture and escape of excitons.

The PL measurements showed a *S* shape in the evolution of the central energy of the distribution of the QDs with increase of the temperature. This anomaly is caused by the decreasing intensity of the QDs of higher energy in the distribution. An increase in the width of the distribution was also observed, again caused by the QDs of higher energy. Some differences were noted between samples, and were explain by the different growth methods used and by the composition of the QDs; one is made of InAs, and the others are made of InAsP.

The PLE measurements showed the electron-heavy hole Xwl_{hh} and the electron-light hole Xwl_{lh} recombination in the wetting layer. The electron-light hole X_{lh} recombination was also observed for the different QDs, their electron-heavy hole X_{hh} being the one observed in the PL measurements. The differences in energy of X_{lh} and X_{hh} were compared to simulations based on the $\vec{K} \cdot \vec{P}$ and showed remarkable results, even with approximations consisting of simulations using square QW, and neglecting exciton effects. The measurements also indicated that one of the samples has a one ML wetting layer, the others have a two ML one.

The theoretical model was able to reproduce the intensities of the QDs from the PL measurements. The activation energies showed that the electrons and holes escape in pairs but are not bound together, therefore, the escape occurs by means of uncorrelated pairs and not excitons. Simulations based on activation energies expected for excitons were not able to give results as good as the ones based on activation energies for pairs. The escape and capture coefficients revealed that both the barrier and the wetting layer play a major role in QDs population. The wetting layer makes the intensity drop slowly from 50 K to 300 K and the barrier is responsible for the gain in intensities around those temperatures. Simulations were done while the barrier or the wetting layer was disabled but ended up giving less accurate results.

Keywords: Capture, exciton, photoluminescence, quantum dot, quantum well.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	v
DÉDICACExviii
REMERCIEMENTS	xix
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : SYSTÈME INAS/INP	5
1.1 Méthodes de fabrication	5
1.1.1 MOVPE	7
1.1.2 MBE	7
1.1.3 CBE	8
1.2 Puits quantique	8
1.3 Boîte quantique	9
1.4 Exciton	11
1.4.1 Recombinaison	11
1.5 Photoluminescence	12
1.5.1 Photoluminescence en régime continu en fonction de la température	13
1.5.2 Photoluminescence en excitation	15
1.5.3 Photoluminescence résolue dans le temps	16
1.6 Échantillons	17

CHAPITRE 2 : PHOTOLUMINESCENCE EN TEMPÉRATURE	20
2.1 Montage	20
2.1.1 Ajustements	21
2.1.2 Traitement	22
2.1.3 Cryostats	24
2.2 Résultats	26
2.2.1 Échantillon 210Fe	26
2.2.2 Échantillon 205Fe	26
2.2.3 Échantillon 206Fe	33
2.2.4 Échantillon 207Fe	36
2.2.5 Échantillon 148EP	38
2.2.6 Conclusion	41
CHAPITRE 3 : PHOTOLUMINESCENCE PAR EXCITATION	46
3.1 Montage	46
3.1.1 Ajustements	48
3.2 Résultats	49
3.2.1 Échantillon 210Fe	49
3.2.2 Échantillon 205Fe	51
3.2.3 Échantillon 206Fe	52
3.2.4 Échantillon 207Fe	53
3.2.5 Échantillon 148EP	54
3.3 Conclusion	56
CHAPITRE 4 : CAPTURE ET FUITE DES EXCITONS	58
4.1 Introduction	58

	ix
4.1.1 Le modèle du groupe de Sanguinetti	59
4.1.2 Le modèle du groupe de Sercel	63
4.1.3 Remarques	67
4.2 Modèle	68
4.2.1 Définition des paramètres	68
4.2.2 Résultats	75
4.2.3 Conclusions	90
CONCLUSION	93
BIBLIOGRAPHIE	97

LISTE DES TABLEAUX

1	Comparaison entre les résultats et les suppositions des groupes de Sanguinetti [6], Sercel [7] et Le Ru [10].	3
1.1	Valeurs des épaisseurs, des énergies d'activation et du nombre de familles des échantillons étudiés.	18
4.1	Valeurs des quatre paramètres des simulations du groupe de Sanguinetti pour différents échantillons [6]. Les valeurs en gras sont des valeurs fixées.	62
4.2	Valeurs des paramètres optimisés et fixés des simulations de Sercel pour reproduire l'atténuation de la PL [7].	66
4.3	Différents paramètres optimisés avec incertitudes pour l'échantillon 205Fe.	77
4.4	Différents paramètres optimisés avec incertitudes pour l'échantillon 206Fe.	83
4.5	Différents paramètres optimisés avec incertitudes pour l'échantillon 207Fe.	85
4.6	Différents paramètres optimisés avec incertitudes pour l'échantillon 148EP.	87
4.7	Valeurs des paramètres optimisés et attendus pour tous les échantillons étudiés.	91

LISTE DES FIGURES

1	Schéma représentant les processus de capture et de fuite pour un système d'InAs/InP comprenant une barrière d'InP, une couche de mouillage d'InAs et différents BQs d'InAs. Capture de la barrière vers la CM en (1), vers un BQ en (2), fuite d'un BQ vers la CM en (3), capture de la CM vers un BQ en (4), fuite de la CM vers la barrière en (5), fuite d'un BQ vers la barrière en (6).	1
1.1	Image d'un BQ d'InAs par AFM en a), X-STM en b) et schéma en c) tel que présenté par Cornet [1] et coll.	5
1.2	Évolution des structures 3d lors de la croissance d'InAs/GaAs tel que schématisé par [2].	6
1.3	a) Puits quantique de largeur finie, b) schéma d'un système ABA tel que montré dans [3]	8
1.4	a) Bandes d'énergie créées par le confinement à une dimension b) densité d'états pour un PQ (-) et pour du volumique (-) tel que présenté dans [3].	9
1.5	Densité d'états pour une boîte quantique tel que montré dans [3].	10
1.6	Exemples de PL pour les échantillons étudiés. Les différents pics d'émission représentent les familles de BQs [3].	10
1.7	Schéma montrant les niveaux trou lourd, trou léger et électronique en fonction de l'énergie, ainsi que la relaxation du trou léger vers trou lourd.	13

1.8	Comparaison entre la théorie du modèle $\vec{K} \cdot \vec{P}$ et Tight Binding (TB) pour des puits et boîtes quantiques d'InAs et InAsP de différentes épaisseurs et des échantillons 205Fe, 206Fe, 207Fe et 148EP (ref. 21) pour les recombinaisons $e_1 - hh_1$ et $e_1 - lh_1$ [4].	14
1.9	Exemple de photoluminescence en température pour un échantillon de 2.40 MC [3].	15
1.10	Exemple de photoluminescence en excitation pour des puits quantiques d'InAs/InP où $e_1 - hh_1$ et $e_1 - lh_1$ sont clairement observables pour les trois échantillons respectivement entre 1.3 et 1.35 eV, et entre 1.35 et 1.4 eV [3].	16
1.11	Exemple de photoluminescence résolue dans le temps pour des échantillons d'InAs/GaAs [5]	17
2.1	Schéma du montage utilisé pour les expériences de PL en température.	20
2.2	Comparaison entre le signal brut (haut) de la PL de l'échantillon 206Fe à basse température et celui modifié (bas) par le facteur de réponse prenant en compte la purge et la perte de sensibilité à 0.9 eV.	23
2.3	Comparaison entre la température affichée par la diode sur le doigt froid et celle sur l'échantillon.	25
2.4	Schéma montrant l'installation de la diode sur le doigt froid du cryostat.	26
2.5	Photoluminescence de l'échantillon 210Fe excité par un laser HeNe de 7 mW de 5K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas).	27
2.6	Photoluminescence de l'échantillon 205Fe excité par un laser HeNe de 7 mW de 5K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas) dans le cryostat à doigt froid.	28

2.7	Photoluminescence de l'échantillon ^{205}Fe excité par un laser HeNe de 7 mW de 265K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas) dans le cryostat à doigt froid.	29
2.8	Évolution de l'énergie centrale des F_3 , F_4 et F_5 de l'échantillon ^{205}Fe avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.	30
2.9	Évolution de la largeur de distribution des familles F_3 en a), F_4 en b) et F_5 en c) de l'échantillon ^{205}Fe avec la température.	31
2.10	Photoluminescence de l'échantillon ^{205}Fe excité par un laser HeNe de 7 mW de 5K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas) pour les mesures prises dans le cryostat à gaz d'échange.	32
2.11	Comparaison entre l'intensité de la F_3 de l'échantillon ^{205}Fe pour les séries de mesures faites dans différents cryostats.	33
2.12	Photoluminescence de l'échantillon ^{206}Fe excité par un laser HeNe de 7 mW de 5K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas).	34
2.13	Évolution de l'énergie centrale des F_4 , F_5 et F_6 de l'échantillon ^{206}Fe avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.	35
2.14	Évolution de l'énergie centrale des F_7 et F_8 de l'échantillon ^{206}Fe avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.	36
2.15	Photoluminescence de l'échantillon ^{207}Fe excité par un laser HeNe de 7 mW de 5K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas).	37

2.16	Évolution de l'énergie centrale des F_5 et F_6 de l'échantillon 207Fe avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.	38
2.17	Évolution de l'énergie centrale des F_7 , F_8 et F_9 de l'échantillon 207Fe avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.	39
2.18	Photoluminescence de l'échantillon 148EP excité par un laser HeNe de 7 mW de 5K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas).	40
2.19	Évolution de l'énergie centrale des F_4 , F_5 et F_6 de l'échantillon 148EP avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.	41
2.20	Évolution de l'énergie centrale des F_7 , F_8 et F_9 de l'échantillon 148EP avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.	42
2.21	Évolution de la largeur de distribution des familles F_4 en a), F_5 en b) et F_6 en c) de l'échantillon 148EP avec la température.	43
2.22	Évolution de la largeur de distribution des familles F_7 en a), F_8 en b) et F_9 en c) de l'échantillon 148EP avec la température.	44
3.1	Schéma du montage utilisé pour les expériences de PLE.	46
3.2	Efficacité quantique de la PDA InGaAs OMAV : 1024-2.2 et de la PDA InGaAs OMAV : 512-1.7 ou 1024-1.7 en fonction de la longueur d'onde, tel que rapporté par Princeton Instruments.	48

3.3	Intensité de la PL (-) de l'échantillon 210Fe excité par un laser HeNe à 15 K superposée à l'intensité de la PLE (.) du même échantillon observée au maximum d'émission du pic de PL.	50
3.4	Intensité de la PL (-) de l'échantillon 205Fe à 15 K excité par un laser HeNe superposée à l'intensité de la PLE (.) du même échantillon observée au maximum d'émission de la PL des différentes familles.	51
3.5	Intensité de la PL (-) de l'échantillon 206Fe à 15 K excité par un laser HeNe superposée à l'intensité de la PLE (.) du même échantillon observée au maximum d'émission de la PL des différentes familles.	53
3.6	Intensité de la PL (-) de l'échantillon 207Fe à 15 K excité par un laser HeNe superposée à l'intensité de la PLE (.) du même échantillon observée au maximum d'émission de la PL des différentes familles.	54
3.7	Intensité de la PL (-) de l'échantillon 148EP à 15 K excité par un laser HeNe superposée à l'intensité de la PLE (.) du même échantillon observée au maximum d'émission de la PL des différentes familles.	55
3.8	Intensité de la PLE des F_3 à F_9 de l'échantillon 148EP en fonction de la différence $E - E_{PL}$ montrant l'évolution du pic X_{lh}	56
3.9	Comparaison entre la différence en énergie de l'état électron-trou léger et électron-trou lourd des échantillons étudiés en fonction de leur épaisseur et de la prédiction du modèle $\vec{K} \cdot \vec{P}$ pour des puits d'InAs.	57
4.1	Représentation graphique du modèle du groupe de Sanguinetti [6].	59
4.2	Représentation graphique du modèle du groupe de Sercel [7].	63
4.3	Représentation graphique du modèle utilisé dans ce travail.	69
4.4	Matrice M utilisée dans le modèle.	73

4.5	Comparaison entre l'optimisation de paramètre en considérant un paire non-corrélée en haut, et un exciton en bas pour la F_5 de l'échantillon ^{205}Fe	76
4.6	Comparaison des intensités expérimentale et modélisée des familles F_3 , F_4 et F_5 de l'échantillon ^{205}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$	78
4.7	Comparaison des intensités expérimentale et modélisée lorsque la barrière est désactivée des familles F_3 , F_4 et F_5 de l'échantillon ^{205}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$	80
4.8	Comparaison des intensités expérimentale et modélisée lorsque la couche de mouillage est désactivée des familles F_3 , F_4 et F_5 de l'échantillon ^{205}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$	81
4.9	Comparaison des intensités expérimentale et modélisée des F_4 , F_5 et F_6 de l'échantillon ^{206}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$	82
4.10	Comparaison des intensités expérimentale et modélisée lorsque la barrière est désactivée des F_4 , F_5 et F_6 de l'échantillon ^{206}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$	83
4.11	Comparaison des intensités expérimentale et modélisée lorsque la couche de mouillage est désactivée des F_4 , F_5 et F_6 de l'échantillon ^{206}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$	84
4.12	Comparaison des intensités expérimentale et modélisée des F_5 , F_6 et F_7 de l'échantillon ^{207}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$	86

4.13	Comparaison des intensités expérimentale et modélisée lorsque la barrière est désactivée des F_5 , F_6 et F_7 de l'échantillon ^{207}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$	87
4.14	Comparaison des intensités expérimentale et modélisée lorsque la couche de mouillage est désactivée des F_5 , F_6 et F_7 de l'échantillon ^{207}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$	88
4.15	Comparaison des intensités expérimentale et modélisée des F_5 , F_6 et F_7 de l'échantillon ^{148}EP sur une échelle semilogarithmique en intensité selon $1/kT$	89
I.1	Fiche technique des lames séparatrices et détecteurs du spectromètre BOMEM.	xx

À Richard Leonelli, Roi de la physique expérimentale.

REMERCIEMENTS

J'aimerais d'abord remercier Richard Leonelli de m'avoir donné la chance de poursuivre mes études universitaires. J'aimerais aussi le remercier pour les nombreuses réponses à mes questions et pour ses nombreuses explications et recommandations concernant mes manipulations et mes résultats. Il a aussi rendu l'atmosphère de travail très agréable, rendant ces deux années très instructives, formatives et divertissantes.

Je tiens à remercier Ghaouti Bentoumi, Colin-Nadeau Brosseau, Benoît Gosselin, Ali Lanacer, Matthieu Perrin et Stéphane Turcotte qui m'ont tous aidé de près ou de loin dans mon travail.

Je souhaite aussi remercier Remo A. Masut qui m'a enseigné de manière remarquable et m'a orienté par ses commentaires dans ma recherche.

J'aimerais aussi remercier mes amis à l'université avec qui j'ai pu partager mes états d'âme et mes problèmes relatifs à mon travail, en particulier Hubert pour m'avoir aidé à passer au travers des cours de maîtrise.

Mes remerciements vont aussi aux membres de ma famille qui, malgré le fait que ce sujet ne leur est pas familier, m'ont supporté dans ce que j'ai entrepris.

J'aimerais remercier mes amis Archambault, Chinois, Jo, Legault, Max, Seb Barrette et Seb Laplante pour les bons moments passés à relaxer et à se divertir afin de me changer les idées dans les moments difficiles et de m'avoir écouté parler de mes travaux sans vraiment comprendre de quoi je parlais !

J'aimerais finalement remercier Delphine qui m'a supporté tout le long de cette aventure et qui a toujours été là, surtout dans les moments les plus durs.

INTRODUCTION

Les systèmes de boîtes quantiques (BQs) sont activement étudiés puisqu'ils permettraient d'améliorer des dispositifs optoélectroniques [8]. Leurs caractéristiques uniques telle une densité d'état discrète permettraient de fabriquer des lasers [9] utilisant un très faible courant de seuil. De plus, il serait possible d'améliorer la température critique d'utilisation de ces lasers. Cependant, la compréhension des mécanismes internes dans ces système n'est pas encore totale. Le comportement à haute température n'est pas parfaitement compris et est crucial dans la réalisation de ces lasers puisque ceux-ci seraient utilisés à température de la pièce [10].

Les systèmes d'InAs/InP [11–17], sont intéressants pour des raisons particulières. D'abord, ils offrent une émission radiative près de $1.55 \mu m$, longueur d'onde idéale pour les fibres optiques. Aussi, ces systèmes ont été moins modélisés que les systèmes d'InAs/GaAs [10, 18–21], amenant donc de nouveaux échantillons sur des problèmes non réglés.

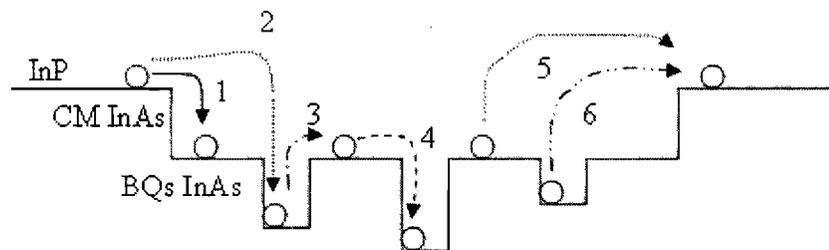


Figure 1 – Schéma représentant les processus de capture et de fuite pour un système d'InAs/InP comprenant une barrière d'InP, une couche de mouillage d'InAs et différents BQs d'InAs. Capture de la barrière vers la CM en (1), vers un BQ en (2), fuite d'un BQ vers la CM en (3), capture de la CM vers un BQ en (4), fuite de la CM vers la barrière en (5), fuite d'un BQ vers la barrière en (6).

Ces systèmes sont composés d'une barrière d'InP, d'une couche de mouillage (CM) d'InAs (puits quantique) et de boîtes quantiques (BQs) d'InAs. Deux problèmes majeurs seront étudiés afin de former un consensus parmi les différents groupes étudiant ces systèmes et leurs composantes. Premièrement, il est convenu que les porteurs affectés sont liés et forment un exciton dans les processus de capture. Cependant, dans les processus de fuite, certains prétendent qu'il s'agit aussi d'excitons [6], alors que d'autres avancent qu'il s'agit plutôt d'une paire électron-trou non-corrélée [7, 10]. Les mécanismes de capture et de fuite sont schématisés à la figure 1. Deuxièmement, plusieurs modèles [6, 7] négligent le rôle de la barrière dans les processus de capture des BQs, le rôle associé à la barrière est plutôt un réservoir de porteurs qui vont dans la couche de mouillage (CM) et les BQs capturent les porteurs de celle-ci. D'autres modèles [10, 18] incluent la capture et la fuite entre la barrière et la CM, mais négligent celles entre la barrière et la BQs.

Quelques points saillants des modèles de Sanguinetti [6], Sercel [7] et Le Ru [10] sont présentés au tableau 1 montrant à la fois des points communs ainsi que des particularités de leur modèle. Il est aussi à noter que les groupes ayant étudié ce type de système avaient des échantillons à un seul pic d'émission. Les échantillons étudiés ici sont multiples, ils ont plusieurs familles de BQs. Le modèle inclura donc autant de familles de BQs qu'il y a de pics d'émission, ainsi que la couche de mouillage qui sera segmentée reproduire un continuum plutôt qu'une énergie unique et la barrière. De plus, tous les processus de capture et de fuite entre celles-ci seront étudiés.

Ce mémoire présentera d'abord un aperçu d'un système de puits et boîtes quantiques, et plus précisément un système d'InAs/InP. Présentant à la fois les méthodes de fabrication de tels échantillons, ainsi que la théorie nécessaire afin de comprendre les différentes techniques expérimentales utilisées pour recueillir les données. Les différentes caractéristiques des échantillons étudiés seront aussi présentées.

	Sanguinetti	Sercel	Le Ru
Fuite des BQs	Exciton	Paire non-corrélée	Paire non-corrélée
Fuite de la CM	Possible	Perte	Possible
Capture des BQs	CM	CM	CM
Densité CM	Paramètre	Fixée	Fixée

Tableau 1 – Comparaison entre les résultats et les suppositions des groupes de Sanguinetti [6], Sercel [7] et Le Ru [10].

Une fois ce survol fait, les expériences et résultats de photoluminescence en température (PL) seront présentés. Les données tirées de ces expériences permettront d'analyser le comportement de l'énergie de recombinaison dans les BQs en fonction de la température, ainsi que l'évolution de la largeur des distributions de BQs en fonction de la température. L'intensité de l'émission sera quant à elle traitée plus en détails dans le chapitre quatre.

Le chapitre trois traitera de l'étude des échantillons en photoluminescence en excitation (PLE). Cette étude permettra de tester un nouveau montage en laboratoire, de comparer les résultats à ceux obtenus pour les mêmes échantillons [4] et d'observer les recombinaisons entre les états électroniques et de trous dans les BQs.

Ensuite, une description des articles Sanguinetti et coll. [6] et Sercel et coll. [7] sera faite afin d'expliquer les différentes notions relatives aux processus de capture et de fuite des excitons dans les BQs. Leurs suppositions seront exposées, ainsi que leurs résultats et leurs justifications.

Finalement, le modèle théorique de ce travail sera présenté en justifiant les approximations qui ont été faites. Les intensités tirées de la PL grâce aux expériences de photoluminescence en température seront paramétrées selon le modèle, ce qui donnera de l'information sur le rôle de la barrière et de la couche de mouillage dans les processus de fuite et de capture des excitons. À la lumière de ces résultats, à l'aide des énergies

d'activation, il sera possible d'identifier si les porteurs sont liés et forment un exciton lors de la fuite, ou s'ils sont indépendants et agissent comme une paire non-corrélée.

CHAPITRE 1

SYSTÈME INAS/INP

1.1 Méthodes de fabrication

Il existe plusieurs procédés pour fabriquer des systèmes de boîtes quantiques. Par exemple, l'épitaxie par jet moléculaire (MBE), l'épitaxie par faisceaux chimiques (CBE), ou encore l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOVPE). Il s'agit de méthodes de croissance où un matériau est déposé sur un autre, par exemple de l'InAs sur de l'InP.

Les échantillons étudiés ont été fabriqués par MOVPE (échantillons 205Fe, 206Fe, 207Fe, 210Fe) ou par CBE (148EP). Les échantillons 200 ont été fabriqués par Daniel Frankland sous la supervision de Remo A. Masut de l'École Polytechnique de Montréal, alors que le 148EP a été fabriqué par Philip Poole au Conseil National de Recherche du Canada (CNRC) à Ottawa par CBE.

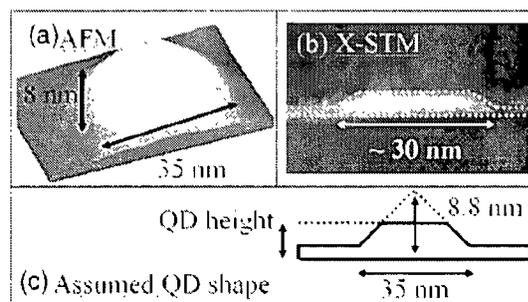


Figure 1.1 – Image d'un BQ d'InAs par AFM en a), X-STM en b) et schéma en c) tel que présenté par Cornet [1] et coll.

Le principe de base consiste à faire croître de l'InAs sur un substrat d'InP. Étant donné que ceux-ci n'ont pas le même paramètre de maille dans leur réseau cristallo-

phique, il y aura une certaine épaisseur de croissance nécessaire avant l'apparition de structures en trois dimensions : l'épaisseur critique. Celle-ci est due à la différence du paramètre de maille ($\leq 2\%$) où il y a relaxation élastique. Plusieurs modèles ont été proposés afin de prédire l'épaisseur critique de matériaux semi-conducteurs[22]. En ce qui concerne les systèmes d'InAs/InP, l'épaisseur critique est attendue entre 2 et 4 monocouches (MC), cette épaisseur critique marque un changement entre la croissance pseudomorphique, où la matériau déposé sur le substrat adopte le même paramètre de maille et relaxe perpendiculairement à la surface, et la croissance Stranski-Krastonow, où des structures tridimensionnelles se forment sur la région bidimensionnelle de la croissance pseudomorphique. Cette zone bidimensionnelle est la couche de mouillage, et aura les propriétés d'un PQ et non d'une BQ puisque les porteurs seront confinés dans une dimension plutôt que trois. Les îlots tridimensionnels schématisés à la figure 1.2 sont les BQs tel que montré par AFM à la figure 1.1.

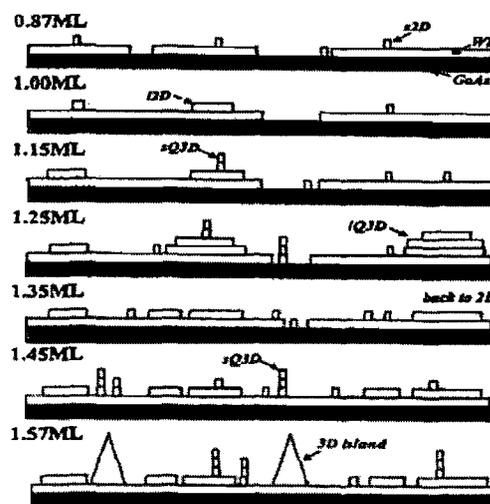


Figure 1.2 – Évolution des structures 3d lors de la croissance d'InAs/GaAs tel que schématisé par [2].

1.1.1 MOVPE

Cette méthode consiste à faire croître de l'InAs sur de l'InP par pyrolyse, c'est-à-dire que des organométalliques sont décomposés par la chaleur. Ces organométalliques sont composés en partie des éléments voulus pour la croissance tel l'indium et l'arsenic dans le cas présent. Les autres éléments des organométalliques seront évacués. Ici, la pression des gaz, la température et le taux de croissance sont fixés car ils changeront les propriétés de l'échantillon produit.

Une variation de ces paramètres aurait des effets, entre autres, sur la densité de boîtes, les dimensions des boîtes et donc l'énergie d'émission visible grâce à des mesures de PL. Changer le taux de croissance [23] aura un effet sur la formation des îlots. Le fait d'interrompre [24, 25] le procédé de fabrication puis de le reprendre aura aussi des effets sur les îlots formés. Modifier la pression [26] semble faire varier l'épaisseur des boîtes et la densité, alors que modifier la température [27] lors de la fabrication changera la largeur et l'épaisseur des boîtes. Il est donc important de bien comprendre comment chacun de ces paramètres peut modifier l'échantillon fabriqué, puisque pour ces paramètres fixés, il devraient être possible de reproduire des échantillons identiques. Dans tous les cas, si les dimensions des boîtes sont modifiées, cela aura une répercussion directe sur le confinement des porteurs, et donc les propriétés d'émission de ces échantillons seront modifiées.

1.1.2 MBE

Ce procédé est différent du premier sous plusieurs aspects, ici l'indium et l'arsenic vont être chauffés séparément jusqu'à sublimation, puis être envoyés vers le substrat où il se formera de l'InAs directement sur l'InP. Dans ce procédé de fabrication, le vide

doit être excellent puisque le faisceau doit se rendre au point de croissance, le nombre de collisions doit être réduit au minimum. Un avantage de la MBE, par rapport à la MOVPE, est le fait que la croissance peut être suivie par diffraction d'électrons réfléchis de haute énergie (RHEED), ce qui permet une topographie en temps réel de l'échantillon en croissance. Le fait de pouvoir observer en temps réel l'échantillon en formation est un avantage puisqu'il permet, avant même d'aller le caractériser en laboratoire sous des expérience de PL par exemple, d'en observer certaines caractéristiques telles les dimensions ou encore la qualité des interfaces.

1.1.3 CBE

La CBE utilise les techniques des deux méthodes précédentes, c'est-à-dire que des organométalliques sont utilisés mais ils sont dirigés sous forme de faisceau où l'échantillon sera formé. L'observation au RHEED est encore possible.

1.2 Puits quantique

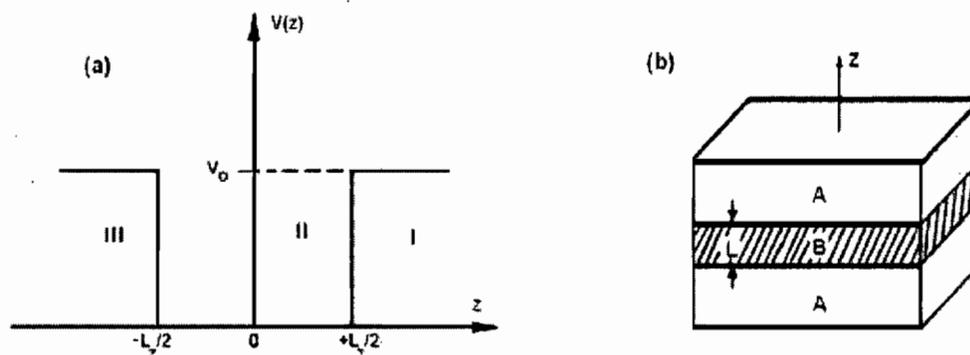


Figure 1.3 – a) Puits quantique de largeur finie, b) schéma d'un système ABA tel que montré dans [3]

Tel que mentionné plus haut, lors de la fabrication, un matériau semi-conducteur B

(la CM et les BQs) est déposé sur un autre matériau semi-conducteur A (le substrat), puis est recouvert par ce même matériau A (l'encapsulation) tel que montré à la figure 1.3. L'énergie du niveau électronique A est plus élevée que celle du niveau de B ce qui conduit à un confinement des porteurs dans ce puits de potentiel. Il existe plusieurs types de PQs, ils sont différenciés selon le confinement des porteurs. Le type I est caractérisé par un confinement des électrons et des trous dans le même matériau, alors que pour les types II et III, les porteurs sont confinés dans deux matériaux différents.

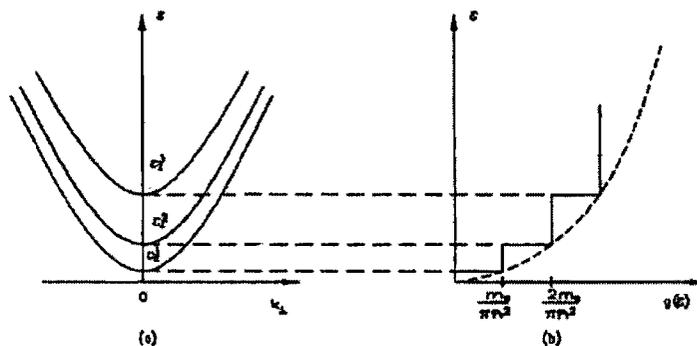


Figure 1.4 – a) Bandes d'énergie créées par le confinement à une dimension b) densité d'états pour un PQ (-) et pour du volumique (-) tel que présenté dans [3].

La densité d'états est donnée par $N_{CM} = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} \sum \Theta(E - E_n)$, où $\Theta(E - E_n)$ est la fonction marche, et est représentée à la figure 1.4. Il est à noter que l'appellation puits quantique fait référence à un puits de potentiel tel que vu en mécanique quantique et montré à la figure 1.3.

1.3 Boîte quantique

Une BQ est un semi-conducteur dont les porteurs sont confinés dans les trois dimensions. Dans le système étudié ici, il s'agit de structures tridimensionnelles ayant cru sur

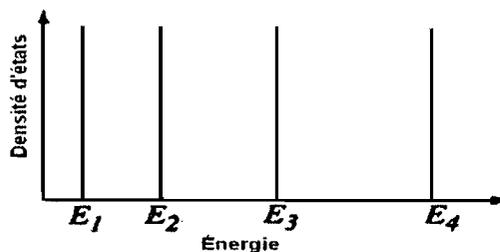


Figure 1.5 – Densité d'états pour une boîte quantique tel que montré dans [3].

un puits quantique. De manière théorique, chaque boîte quantique émettra à une énergie discrète telle que montrée à la figure 1.5. Cependant, le confinement ne sera pas le même pour chaque boîte quantique puisque les dimensions latérales pour une même épaisseur seront différentes, celles-ci seront plutôt regroupées en familles. Il y aura une distribution pouvant être représentée par une gaussienne représentant l'émission d'une famille tel que montré à la figure 1.6.

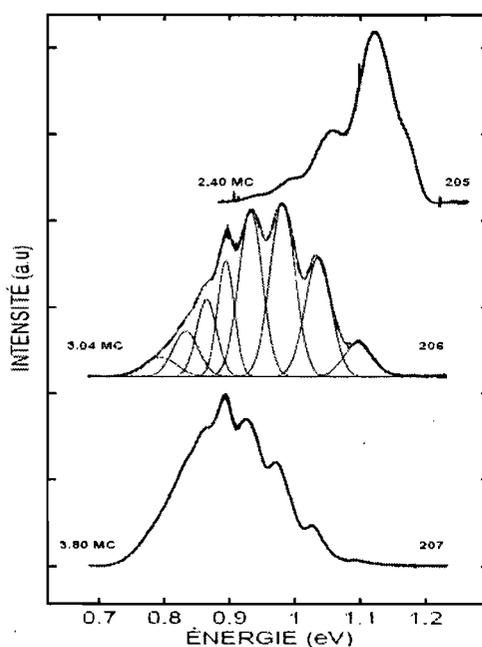


Figure 1.6 – Exemples de PL pour les échantillons étudiés. Les différents pics d'émission représentent les familles de BQs [3].

1.4 Exciton

L'exciton est une paire composée d'un électron et d'un trou liés par une interaction coulombienne. Il y a différentes sortes d'excitons, dans le cas de semi-conducteurs, il s'agit en général d'excitons de Wannier, liés plus faiblement par l'interaction coulombienne que l'exciton de Frenkel, par exemple. Tel que mentionné en introduction, un des deux buts principaux de ce travail est d'identifier sous quelle forme les porteurs agissent dans les processus de capture et de fuite dans un système de boîtes quantiques. Dans la littérature, les porteurs sont généralement traités sous la forme d'un exciton pour les processus de fuite et de capture, mais plusieurs groupes [7, 10, 18] ont contesté ce choix pour le processus de fuite. En effet, ces groupes avancent que le trou et l'électron perdent leur liaison avant de fuir, il ne s'agit donc plus d'un exciton, mais d'une paire non-corrélée. Cette affirmation se base sur des résultats obtenus par modélisation et non sur une théorie expliquant ce phénomène.

1.4.1 Recombinaison

Les processus de recombinaison sont centraux dans l'étude faite ici. En effet, c'est grâce à ceux-ci que la PL montrera des pics à certaines énergies fixes. Ces processus se produisent lorsqu'un électron d'un niveau électronique se recombine avec un trou d'un niveau de trou lourd ou léger, il s'agit dans ce cas de recombinaison de niveau à niveau pour les boîtes quantiques. Cette recombinaison est radiative, c'est à dire qu'il y aura émission d'un photon. Ce processus est sensiblement l'équivalent au processus de recombinaison bande à bande dans un matériau volumique où c'est plutôt un électron de la bande de conduction qui se recombine avec un trou de la bande de valence.

Il existe aussi d'autres recombinaisons possibles, soit par l'intermédiaire d'impure-

tés, dans ce cas l'énergie d'émission sera moindre, ou encore il peut y avoir une recombinaison non radiative, où l'énergie est distribuée aux phonons dans le système.

1.5 Photoluminescence

Lorsqu'un matériau semi-conducteur est excité par une source d'énergie externe, par exemple une source laser, il se crée des excitons dans celui-ci et il y aura, par recombinaison, émission radiative de ce matériau, ce qu'on nomme la photoluminescence (PL). On distingue plusieurs types d'expérience de PL, par exemple la photoluminescence en régime continu (celle-ci sera nommée PL dans ce travail), la photoluminescence par excitation (PLE) et la photoluminescence résolue dans le temps (PLRT). Le but principal de la photoluminescence est d'observer les niveaux d'énergie des échantillons et leurs caractéristiques.

La photoluminescence de boîtes quantiques et de puits quantiques d'InAs/InP permet aussi de comparer la recombinaison entre un électron et un trou lourd ou léger aux prédictions théoriques. Les recombinaisons électron-trou lourd et électron-trou léger sont montrées à la figure 1.8 et comparées aux prédictions du modèle $\vec{K} \cdot \vec{P}$ pour des puits et boîtes quantiques. Ce modèle permet de calculer la structure de bandes aux extremums de la bande de conduction et de la bande de valence à partir de l'hamiltonien perturbé et a été développé par Evan O. Kane [28]. Les points de $e_1 - hh_1$ correspondent à l'énergie de recombinaison entre l'état électronique fondamental et l'état fondamental trou lourd dans l'InAs, celle-ci étant la recombinaison observable en photoluminescence en régime continu. Les points de $e_1 - lh_1$ doivent quant à eux être observés en PLE puisqu'en excitant à l'énergie d'émission de $e_1 - lh_1$, le trou va relaxer et augmenter l'intensité observée en PLE tel que schématisé à la figure 1.7. Il est à noter que pour les puits quan-

tiques, la recombinaison $e_1 - hh_1$ pour une monocouche et la recombinaison $e_1 - lh_1$ pour deux monocouches ont la même énergie. Ce qui peut parfois rendre l'identification de recombinaisons dans des spectres plus difficile.

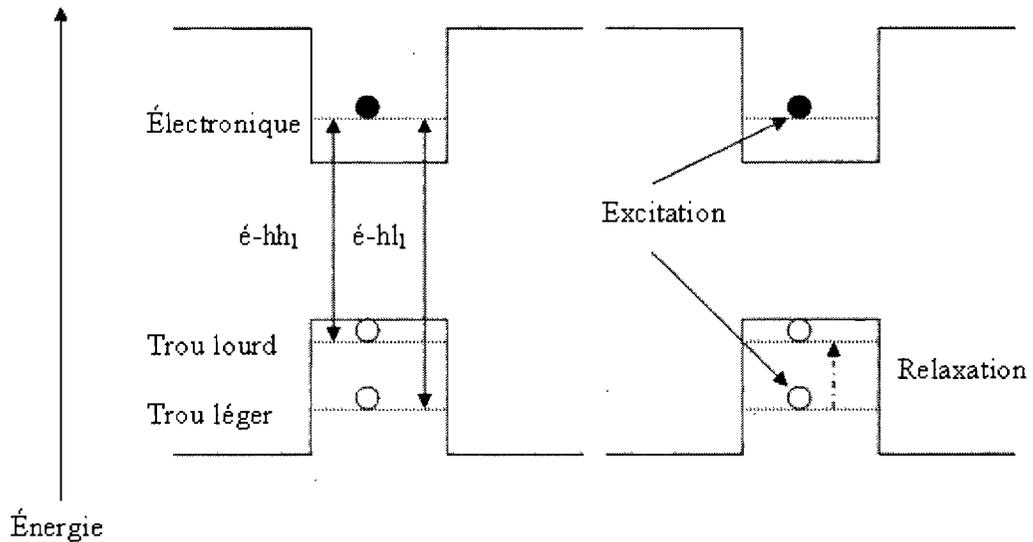


Figure 1.7 – Schéma montrant les niveaux trou lourd, trou léger et électronique en fonction de l'énergie, ainsi que la relaxation du trou léger vers trou lourd.

1.5.1 Photoluminescence en régime continu en fonction de la température

L'échantillon est installé de manière à pouvoir modifier sa température à l'aide de chauffage dans un cryostat. On excite généralement au-dessus de l'énergie de gap du substrat de l'échantillon pour exciter tous les états accessibles. L'excitation se fait en continu, c'est-à-dire que l'excitation est constante et toujours présente sur l'échantillon. Un spectre peut être fait de l'émission, puis la température est modifiée. Sous les mêmes conditions, un spectre peut être pris à nouveau, et ainsi de suite pour suivre l'émission de l'échantillon selon la température tel que montré à la figure 1.9.

En excitant au dessus des niveaux d'énergie possibles pour un échantillon, il y a

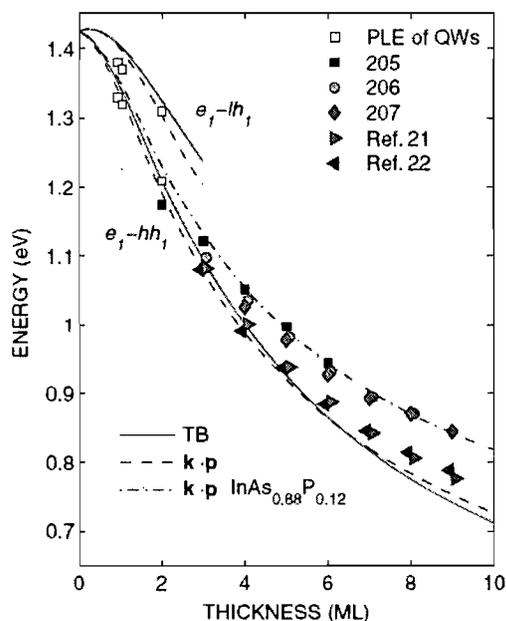


Figure 1.8 – Comparaison entre la théorie du modèle $\vec{K} \cdot \vec{P}$ et Tight Binding (TB) pour des puits et boîtes quantiques d'InAs et InAsP de différentes épaisseurs et des échantillons 205Fe, 206Fe, 207Fe et 148EP (ref. 21) pour les recombinaisons $e_1 - hh_1$ et $e_1 - lh_1$ [4].

création de porteurs dans la barrière d'InP, puisque celle-ci a une énergie de gap supérieure à l'InAs, et ces porteurs peuvent être capturés dans la couche de mouillage, qui eux peuvent à leur tour être capturés dans les boîtes quantiques, ou encore aller directement dans ces dernières. Si les porteurs voyagent dans le sens inverse, il s'agira de processus de fuite. Il y aura aussi recombinaison radiative niveau à niveau (ou bande à bande), et non radiative dans ces différents puits de potentiel. Avec l'augmentation de la température, l'énergie centrale des différentes distributions de BQs, et l'énergie de gap du PQ et de la barrière diminueront. L'évolution en température pourra donner aussi de l'information sur l'intensité et donc les populations des excitons dans les différents constituants du système d'InAs/InP. Celle-ci diminuera avec l'augmentation de la température puisque l'énergie thermique favorisera la fuite des porteurs. En modélisant

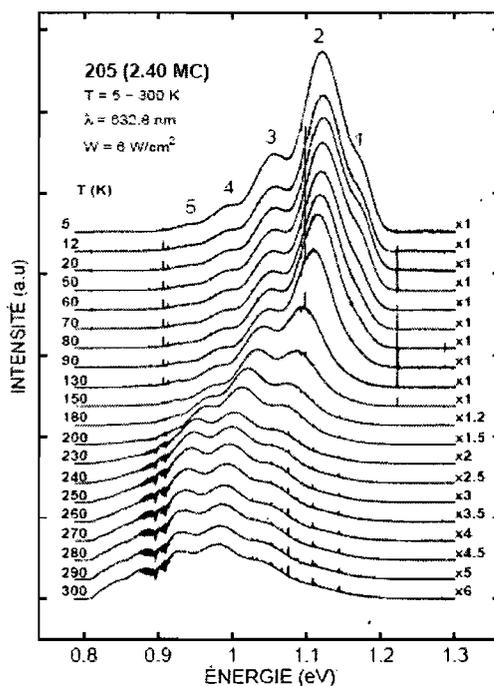


Figure 1.9 – Exemple de photoluminescence en température pour un échantillon de 2.40 MC [3].

l'intensité en température, il sera possible d'étudier les phénomènes de capture et fuite en fonction de la température.

1.5.2 Photoluminescence en excitation

Pour la PLE, la longueur d'onde d'observation est fixée, par exemple à l'énergie centrale d'une distribution de BQs, mais la longueur d'onde de l'excitation variera. Si une famille émet à une énergie centrale donnée, on fixera cette énergie d'émission sur le spectromètre pour détection et l'échantillon sera excité par une source monochromatique dont l'énergie des photons est variée de plus haute énergie (1.55 eV, légèrement plus haut que l'InP) jusqu'à l'énergie d'émission de cette famille. Lorsque la longueur d'onde d'excitation correspondra à l'énergie d'un niveau accessible, une augmentation

de l'émission sera observée, tel que montré précédemment à la figure 1.7 dans le cas de la recombinaison $e_1 - hh_1$ et $e_1 - lh_1$, puisque les porteurs pourront retourner dans l'état de base observé. Un exemple de PLE est montré à la figure 1.10.

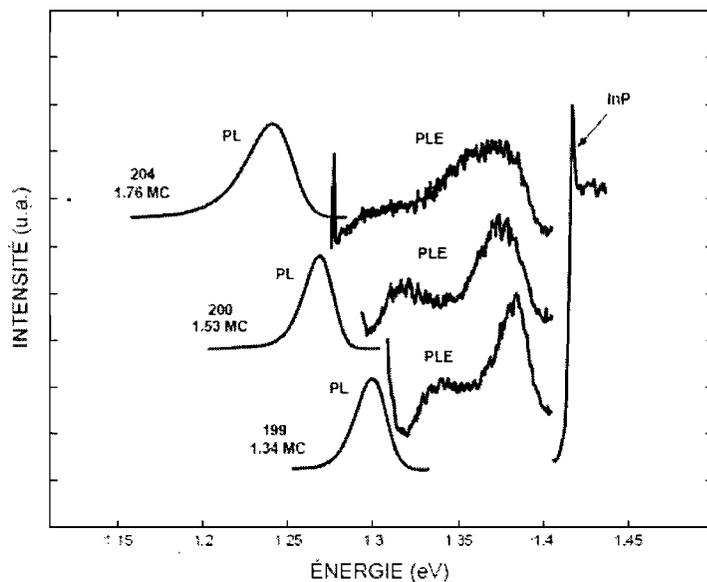


Figure 1.10 – Exemple de photoluminescence en excitation pour des puits quantiques d'InAs/InP où $e_1 - hh_1$ et $e_1 - lh_1$ sont clairement observables pour les trois échantillons respectivement entre 1.3 et 1.35 eV, et entre 1.35 et 1.4 eV [3].

Cette méthode de caractérisation permet d'observer les niveaux d'électron/trou lourd et électron/trou léger prédits par des modèles théoriques selon l'épaisseur des BQs ou PQs étudiés tel que montré à la figure 1.8.

1.5.3 Photoluminescence résolue dans le temps

Cette technique consiste à observer l'émission à une énergie donnée mais sous une échelle temporelle, c'est-à-dire qu'il y a excitation sur l'échantillon puis elle est coupée. De cette manière, l'intensité de l'émission sera atténuée dans le temps, ce qui donnera une mesure de temps de vie des porteurs dans un niveau, ou encore du temps avant qu'il

n'y ait recombinaison. Ce type de mesure permet d'obtenir le temps de vie du processus de recombinaison radiative tel que montré à la figure 1.11.

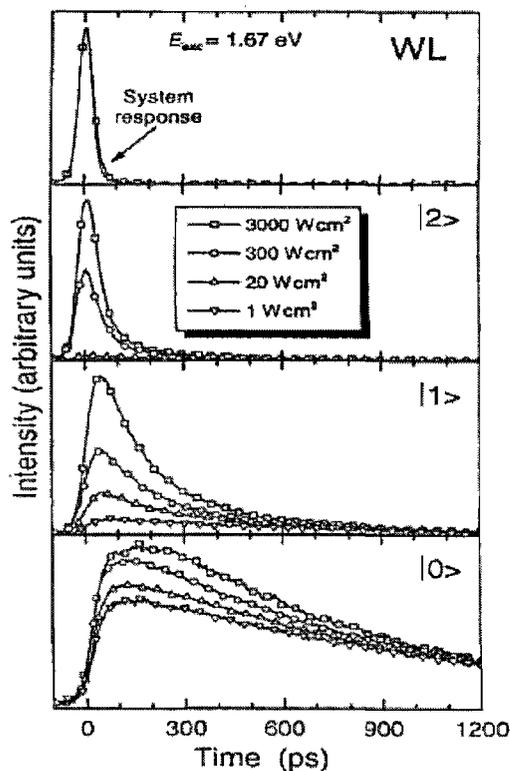


Figure 1.11 – Exemple de photoluminescence résolue dans le temps pour des échantillons d'InAs/GaAs [5]

1.6 Échantillons

Dans ce travail, plusieurs échantillons d'InAs/InP ont été étudiés. Tel que mentionné en début de chapitre, les échantillons 200 ont été fabriqués par MOVPE à l'École Polytechnique de Montréal sur un substrat d'InP dopé Fe où une couche tampon d'InP de 100 nm d'épaisseur orienté selon le plan (100) a été déposée. Une fois l'InAs ajouté, le tout a été recouvert de 30 nm d'épaisseur d'InP. La pression a été réglée à 160 torr et la

température du substrat était de 600°C et a été abaissée pendant la croissance à 500°C en 90 secondes. Les taux de croissances étaient de $0.11\text{MC}/\text{s}$ pour des temps de dépôt inférieurs à 8 secondes, et de $0.34\text{MC}/\text{s}$ pour des temps supérieurs.

En ce qui concerne l'échantillon 148EP, l'arsenic et le phosphore ont été produit à haute pression à une température de 850°C . Le substrat a été quand à lui cru à un taux de $0.56\text{MC}/\text{s}$ pour les 100 premiers nanomètres, puis à $0.33\text{MC}/\text{s}$ pour 50 autres nm. Une pause de 10 s a été prise avant le dépôt de 2.1 MC d'InAs. Une pause de 35 s a été prise pour permettre la formation des boîtes, puis le tout a été encapsulé par 27.5 nm d'InP à $0.15\text{MC}/\text{s}$ et ensuite 82.5 nm d'InP à $0.86\text{MC}/\text{s}$. Les détails de cette croissance ont été tirés de [17].

Le tableau 1.1 montre les différents échantillons qui seront étudiés dans ce travail et leurs caractéristiques. L'épaisseur nominale est la quantité d'InAs qui a été déposée et observée par diffraction des rayons X en haute résolution (HD XRD). L'énergie d'activation à la couche de mouillage/barrière est la différence entre les énergies de la CM/barrière et de la famille de plus haute énergie de BQs d'un échantillon (la deuxième dans le cas de l'échantillon 148EP). Le nombre de familles correspond au nombre de gaussiennes utilisées afin de paramétrer les spectres de PL. D'ailleurs, il est à noter qu'à partir de la figure 1.8, les simulations montrent que les échantillons 200 ne sont pas des systèmes d'InAs/InP, mais bien des systèmes d'InAsP/InP puisque les points expérimentaux

	205Fe	206Fe	207Fe	148EP
Épaisseur nominale (MC)	2.4	3.04	3.8	2.1
Énergie d'activation à la CM (meV)	54	71	145	269
Énergie d'activation à la barrière (meV)	304	321	395	419
Nombre de familles	5	8	9	8

Tableau 1.1 – Valeurs des épaisseurs, des énergies d'activation et du nombre de familles des échantillons étudiés.

taux sont beaucoup plus près des niveaux simulés pour des boîtes mixtes plutôt que des boîtes d'InAs comme l'échantillon 148EP. Il y a donc eu mélange entre l'arsenic et le phosphore, ce qui aura des répercussions sur les caractéristiques de la CM et des BQs. Par exemple l'énergie d'émission pour une même épaisseur ne sera pas la même pour les échantillons 148EP et 200, les dépendances en température ne seront pas les mêmes non plus.

CHAPITRE 2

PHOTOLUMINESCENCE EN TEMPÉRATURE

2.1 Montage

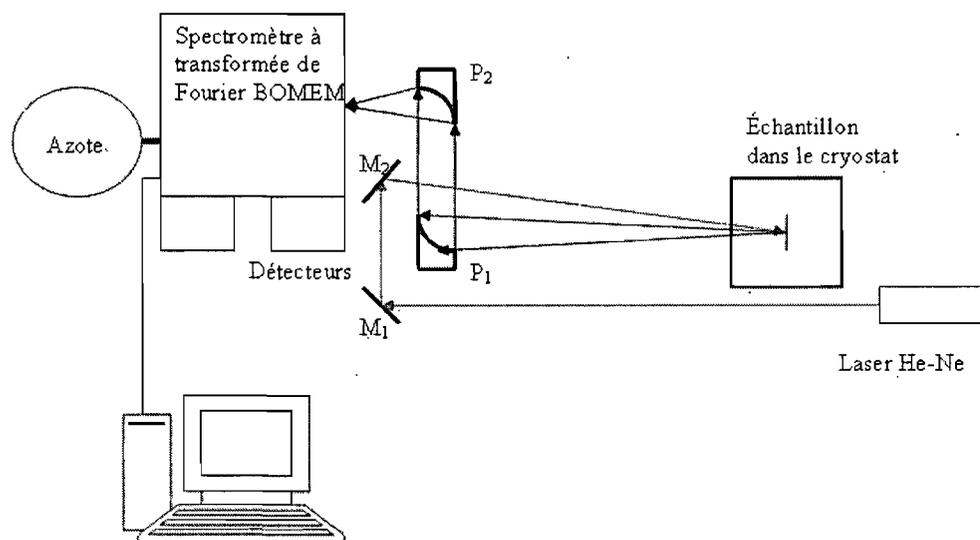


Figure 2.1 – Schéma du montage utilisé pour les expériences de PL en température.

Le montage utilisé pour les expériences de photoluminescence en température est schématisé à la figure 2.1. Les expériences de PL en température ont été faites à l'aide d'un laser He-Ne (632.8 nm) ayant une puissance d'environ 7 mW. Le trajet optique de l'émission de l'échantillon a été réduit le plus possible pour réduire l'absorption due à l'humidité de la pièce. Le faisceau laser a été redirigé par un jeu de deux miroirs (M_1 et M_2) pour être envoyé vers l'échantillon placé dans un cryostat. Toutes les mesures ont été faites dans le même cryostat à gaz d'échange à l'exception d'une série de mesures (205b) sur l'échantillon 205 ; cette dernière a été faite dans un cryostat à doigt froid.

L'émission est récoltée par une paire de miroirs paraboliques (P_1 et P_2) puis dirigée vers le spectromètre BOMEM à transformée de Fourier. Ce dernier a été purgé à l'azote, encore une fois pour des raisons d'absorption de l'eau. À l'intérieur du spectromètre, le détecteur et la lame séparatrice ont été choisis de manière à avoir la meilleure sensibilité dans la gamme d'énergie d'émission des échantillons, c'est-à-dire entre 0.65 et 1.25 eV. Le détecteur InSb et la lame séparatrice TiO_2 étaient les plus appropriés pour ces mesures, malgré un creux en sensibilité près de 0.9 eV pour la lame séparatrice. La fiche technique des lames séparatrices et des détecteurs a été mise en annexe. Le BOMEM étant relié à un ordinateur, les mesures y étaient transmises pour obtenir un spectre. Le nombre de mesures prises pour une courbe et la vitesse des miroirs dans le spectromètre ont été fixés à 50 balayages et à 0.20 cm/s pour que les mesures soient à la fois précises et contrastées, mais aussi faites dans un temps raisonnable. Les premières mesures ont été faites à basse température, et grâce à un élément chauffant contrôlé, la température a été augmentée graduellement allant d'environ 5 K à 300 K.

2.1.1 Ajustements

Pour le cryostat à gaz d'échange, il devait y avoir un équilibre entre l'hélium liquide entrant et le chauffage pour avoir une température stable. Pour certaines températures, cet équilibre était facilement atteignable, pour d'autres, un peu plus de temps était nécessaire pour que l'équilibre soit obtenu. Par contre, pour le cryostat à doigt froid, les fluctuations étaient beaucoup moins importantes. La température de départ pour une mesure et celle de la fin ont été prises en note et la moyenne de ces valeurs a été attribuée à la mesure. L'écart entre la température prise au début et celle prise à la fin pour une seule mesure oscillait entre 0.1 K et 3 K. Les spectres étant pris à chaque 2K pour les températures entre 5 K et 265 K, et à chaque 5 K pour les températures entre 265 K et 300 K.

L'humidité relative a pu être abaissée à 20% pour la majorité des mesures, occasionnellement allant même plus bas que la limite de détection de l'hygromètre utilisé. Un facteur de réponse a été calculé à partir de l'émission d'une lampe blanche pour rendre compte de la purge et de la perte en sensibilité de la lame séparatrice et du détecteur. Ce facteur de réponse permet d'enlever des structures des spectres qui ne seraient pas dues à l'émission de l'échantillon. Ce facteur de réponse permettait surtout de corriger la perte en sensibilité près de 0.9 eV due à la lame séparatrice. Toutes les mesures avaient systématiquement beaucoup moins de signal dans cette région d'émission. Un exemple est montré à la figure 2.2 entre les signaux brut et modifié. On peut voir que la région de haute énergie a augmenté en intensité puisque cette région marque une baisse en efficacité pour le détecteur. De plus, un pic qui paraissait inexistant à 0.9 eV est maintenant très bien visible et le lissage pourra être fait sans problème. Les données semblent légèrement plus bruyantes à haute énergie pour la PL modifiée, ce qui s'explique par le fait que le facteur de réponse dans cette région augmentait le signal, amplifiant ainsi les fluctuations.

2.1.2 Traitement

Tous les spectres, une fois modifiés par les méthodes mentionnées ci-haut, ont été traités par le logiciel de paramétrage PeakFit. Chaque pic a été paramétré par une gaussienne, lui donnant ainsi trois paramètres : l'énergie centrale de la gaussienne correspondant à l'énergie de gap modifiée par le confinement (E_C), la largeur de la gaussienne ainsi que l'intensité du pic. Ces trois informations pourront être utilisées pour comparer les tendances générales aux résultats obtenus sur des échantillons semblables dans la littérature.

Le paramètre important lorsqu'il sera question de comparer avec le modèle théorique

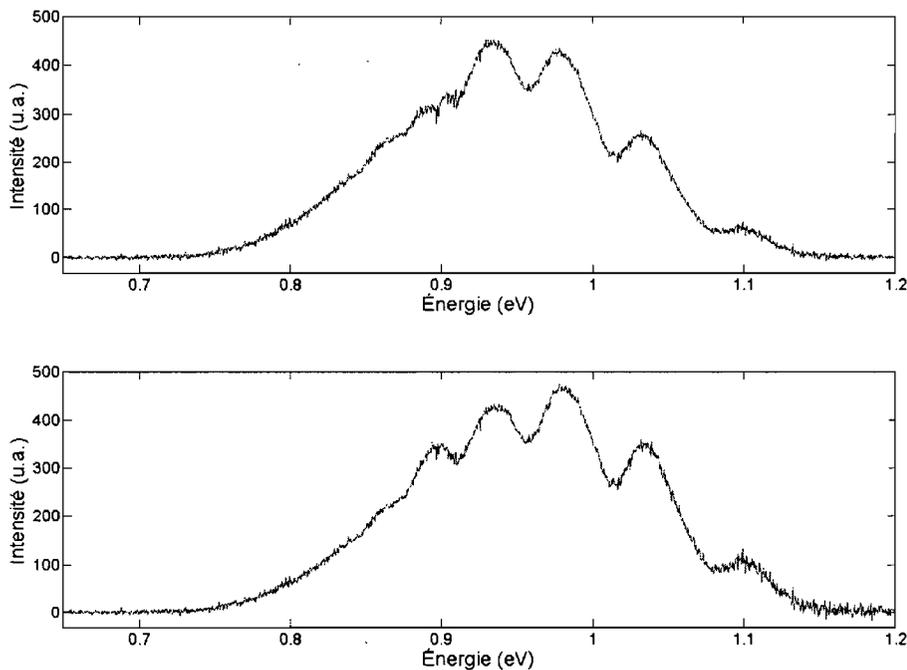


Figure 2.2 – Comparaison entre le signal brut (haut) de la PL de l'échantillon 206Fe à basse température et celui modifié (bas) par le facteur de réponse prenant en compte la purge et la perte de sensibilité à 0.9 eV.

est l'intensité, ou encore l'intensité relative, c'est-à-dire l'intensité de chaque famille mais normalisée par la somme de ces intensités.

Pour certains échantillons, où il y a une grande différence entre les intensités des différentes familles, le poids des familles de moindre intensité pour le paramétrage est négligeable, ce qui résultera en des valeurs assez imprécises. Cependant, ceci se produit généralement à basse température, et plus la température augmente plus les intensités sont comparables, et donne donc des valeurs beaucoup plus précises.

2.1.3 Cryostats

Pour des raisons techniques, le cryostat à doigt froid a dû être utilisé pour une série de mesures, les précédentes ayant été faites avec le cryostat à gaz d'échange. Malgré le fait que le cryostat à doigt froid est beaucoup plus facile à utiliser puisque la température reste stable, la température affichée pouvait ne pas être celle de l'échantillon étant donné que l'échantillon perd sa chaleur par contact thermique et qu'il est possible que l'échange thermique ne soit pas parfait. À l'opposé, le cryostat à gaz d'échange est beaucoup plus difficile à stabiliser sur une température mais étant donné que le gaz refroidit l'échantillon directement, la température affichée est fiable.

Plusieurs expériences ont été faites sur le cryostat à doigt froid afin de s'assurer de l'exactitude de la température affichée. Une deuxième diode a dû être installée sur le doigt froid, cependant, celle-ci ne pouvait être encastrée sur le doigt froid sans endommager ce dernier. La seconde diode a donc été collée sur le doigt froid avec de la pâte à contact thermique, mais la température cessait de descendre vers 150K. La diode a ensuite été encastré à la place d'une vis tout près de la diode originale. Cette fois-ci les températures concordaient, ce qui montrait que les deux diodes étaient calibrées, mais ne montrait pas si l'échantillon était à la bonne température. La pâte thermique a été changée afin de voir si ce pouvait être la cause du problème mais ce n'était pas le cas. Un cylindre en cuivre a par la suite été monté sur une petite plaque de cuivre qui elle était posée sur l'échantillon. Cette fois-ci, les deux courbes étaient très similaires, mais la température ne descendait pas plus bas que 24 K, soit un écart de 14 K tel que montré à la figure 2.3.

Après inspection de l'installation de la diode sur l'échantillon, il y avait un espace libre entre le doigt froid et le masque sur lequel était fixé la diode. Un schéma repré-

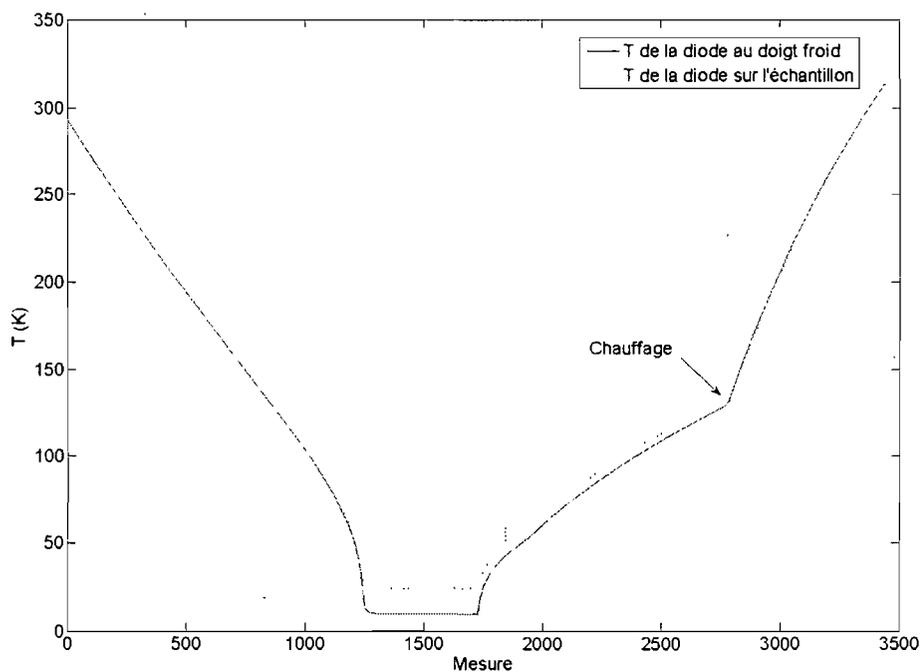


Figure 2.3 – Comparaison entre la température affichée par la diode sur le doigt froid et celle sur l'échantillon.

sentant cette observation est montré à la figure 2.4. L'étape logique à faire ensuite aurait été de déplacer la diode pour qu'elle soit directement au dessus de l'échantillon. Cette vérification n'a pas pu être faite, mais une comparaison entre les spectres des séries de mesures faites avec les deux cryostats ne permet pas de montrer cette différence de température montrée à la figure 2.3.

Il semble donc, à la suite de ces tests, tout à fait juste d'affirmer que les températures affichées dans le cas du cryostat à doigt froid sont celles de l'échantillon.

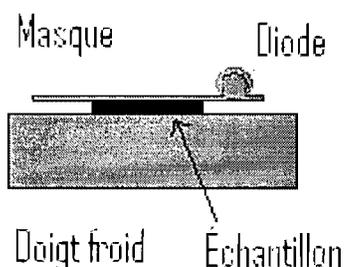


Figure 2.4 – Schéma montrant l’installation de la diode sur le doigt froid du cryostat.

2.2 Résultats

2.2.1 Échantillon ^{210}Fe

L’échantillon ^{210}Fe , à la figure 2.5, est différent des autres qui seront étudiés puisqu’il n’a pratiquement pas d’émission de BQs. En effet, il est possible d’observer une légère émission entre 1.1 eV et 1.15 eV. Il s’agirait de BQs d’une épaisseur de 3 MC, mais la densité de ceux-ci est tellement faible que l’émission n’est presque pas visible. Il s’agit donc d’un puits quantique d’InAs d’une épaisseur de 2 MC, soit la couche de mouillage de l’échantillon ^{205}Fe , lui aussi d’une épaisseur nominale de 2.40 MC, mais avec des boîtes quantiques émettant assez pour être traitées. Ce travail se concentre principalement sur les BQs, les PQs ne seront pas étudiés. Il est cependant possible de remarquer dans les spectres de PL des figures 2.5 et 2.6 que la CM du ^{205}Fe et le pic principal du ^{210}Fe se comportent essentiellement de la même manière. L’échantillon ^{210}Fe sera aussi observé en PLE dans la section suivante.

2.2.2 Échantillon ^{205}Fe

L’échantillon ^{205}Fe est un système d’InAs/InP de 2.40 MC nominale, sa PL est montrée à la figure 2.6. La F_3 représente les points d’une épaisseur de trois monocouches,

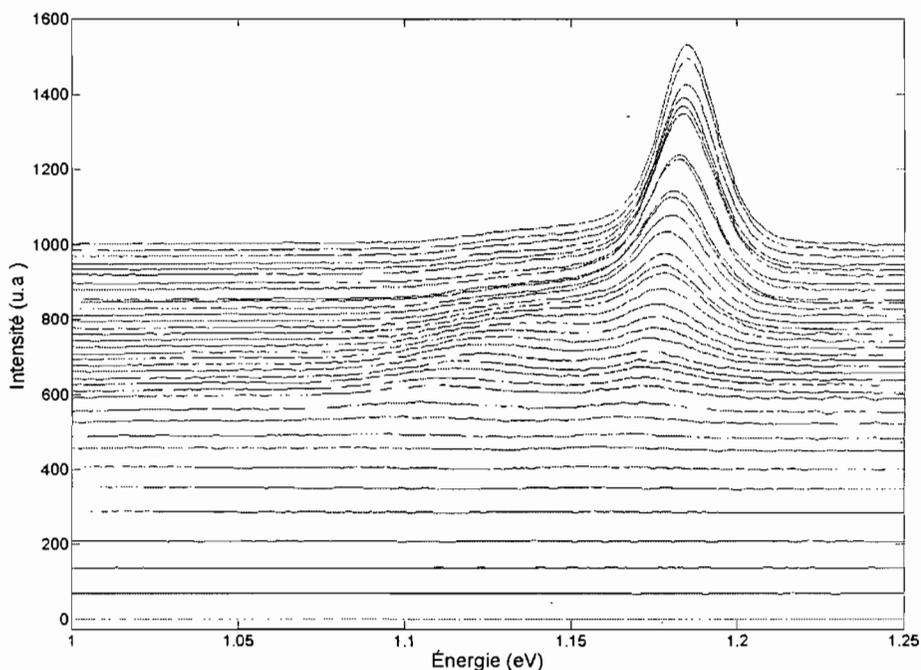


Figure 2.5 – Photoluminescence de l'échantillon 210Fe excité par un laser HeNe de 7 mW de 5K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas).

la F_4 quatre monocouches, et ainsi de suite. Dans la section sur la PLE, chacune de ces familles sera observée à leur énergie centrale d'émission afin d'en observer les états excités.

Dans cet échantillon, toutes les familles ont été lissées par des gaussiennes, mais les F_6 et F_7 , étant plus bruitées dues à leur plus faible intensité, leurs caractéristiques ne seront pas montrées graphiquement, mais seront intégrées dans les simulations du chapitre 4 traitant du modèle car leurs intensités à haute température restent relativement fiables. Étant donné que ces familles sont peu visibles, principalement à haute température sur la figure 2.6, la figure 2.7 montre la PL de l'échantillon 205FE pour des températures de 265 K à 300 K.

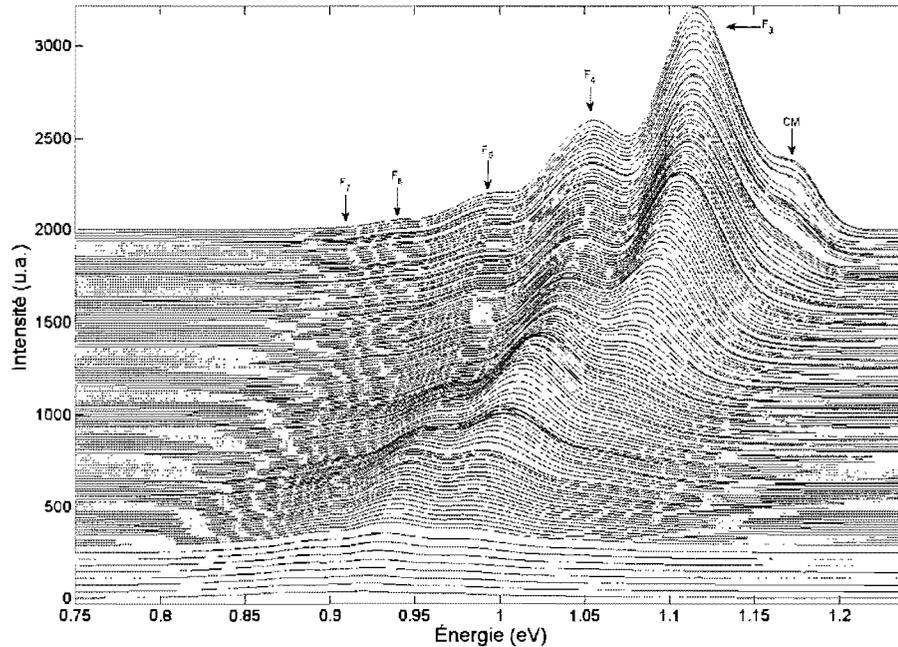


Figure 2.6 – Photoluminescence de l'échantillon 205Fe excité par un laser HeNe de 7 mW de 5K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas) dans le cryostat à doigt froid.

Tout d'abord, à la figure 2.8, l'énergie centrale (E_C), l'énergie correspondante à la recombinaison entre un électron et un trou lourd des BQs, est montrée pour les trois premières familles en fonction de la température.

Les courbes théoriques ont été créées à partir de l'équation de Varshni, équation donnant l'énergie de gap en fonction de la température d'un semi-conducteur volumique :

$$E_G(T) = E_G(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} + B \quad (2.1)$$

où $E_G(0) = 0.417\text{eV}$, $\alpha = 0.276\text{meV}/T^2$, $\beta = 93\text{K}$ [29] pour de l'InAs volumique.

Étant donné qu'il ne s'agit pas d'InAs volumique puisque la structure confine les porteurs dans trois dimensions, un facteur additif B a été ajouté pour que la courbe théorique

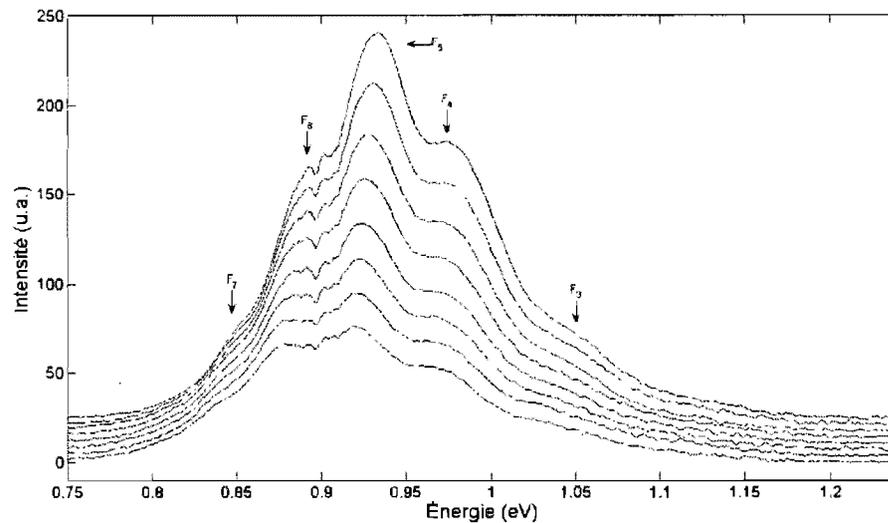


Figure 2.7 – Photoluminescence de l'échantillon 205Fe excité par un laser HeNe de 7 mW de 265K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas) dans le cryostat à doigt froid.

se superpose aux points expérimentaux près de $T = 0K$ pour compenser le confinement. De manière générale, les tendances sont en accord avec ce qui est observé dans la littérature [3, 6], c'est-à-dire qu'à basse température la concordance est assez bonne, puis arrive une variation donnant une forme en S pour revenir à une tendance volumique. À la Figure 2.8 la zone en S se situe à 100 K pour F_3 , 140 K pour F_4 et 190 K pour F_5 ; l'atténuation y est beaucoup plus prononcée.

Ce phénomène est attribuable à la thermalisation des porteurs dans les BQs situés dans la région de haute énergie de la distribution. L'énergie thermique fournie diminue l'énergie d'activation pour la fuite des porteurs, principalement pour les porteurs dans des boîtes quantiques de plus haute énergie, diminuant ainsi l'émission radiative de ceux-ci. La gaussienne aura donc une atténuation dans la région de haute énergie ce qui aura pour effet d'accentuer la décroissance de l'énergie centrale d'émission, donnant naissance à la forme en S .

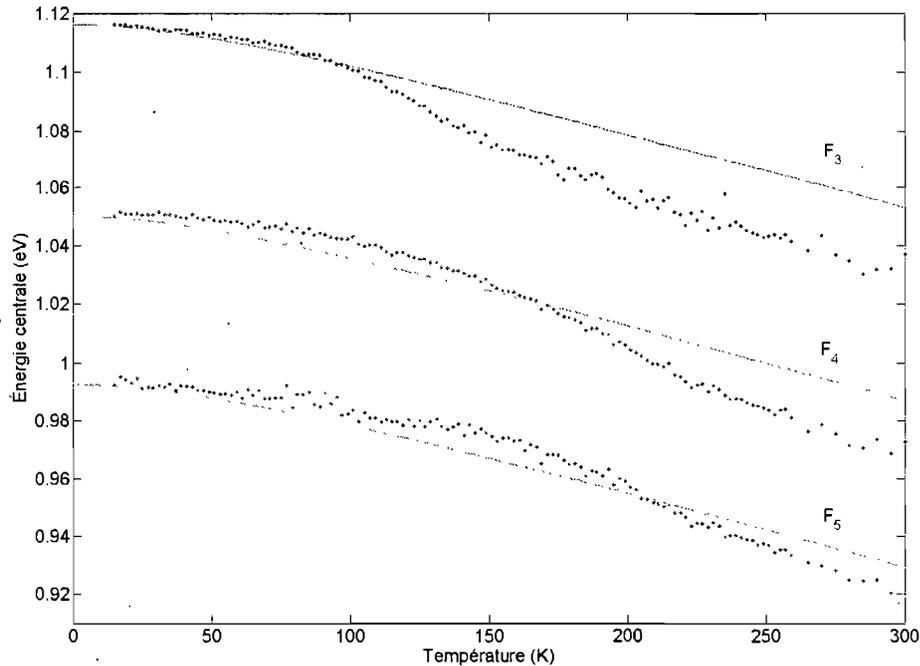


Figure 2.8 – Évolution de l'énergie centrale des F_3 , F_4 et F_5 de l'échantillon 205Fe avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.

Étant donné que plus l'épaisseur des BQs est grande, plus l'énergie d'activation est grande, le même phénomène d'atténuation sera observable, mais à plus haute température, pour que l'énergie thermique puisse favoriser la fuite des porteurs.

À plus haute température, cette atténuation est freinée et la tendance semble suivre la courbe théorique, c'est donc dire que cette thermalisation, une fois une certaine température atteinte, affecte l'ensemble de la distribution et non seulement une partie de celle-ci.

De plus, l'InAs et l'InP n'ont pas les mêmes paramètres dans l'équation 2.1. Il est donc envisageable, puisqu'à la figure 1.8 il a été montré que les échantillons 200 sont en

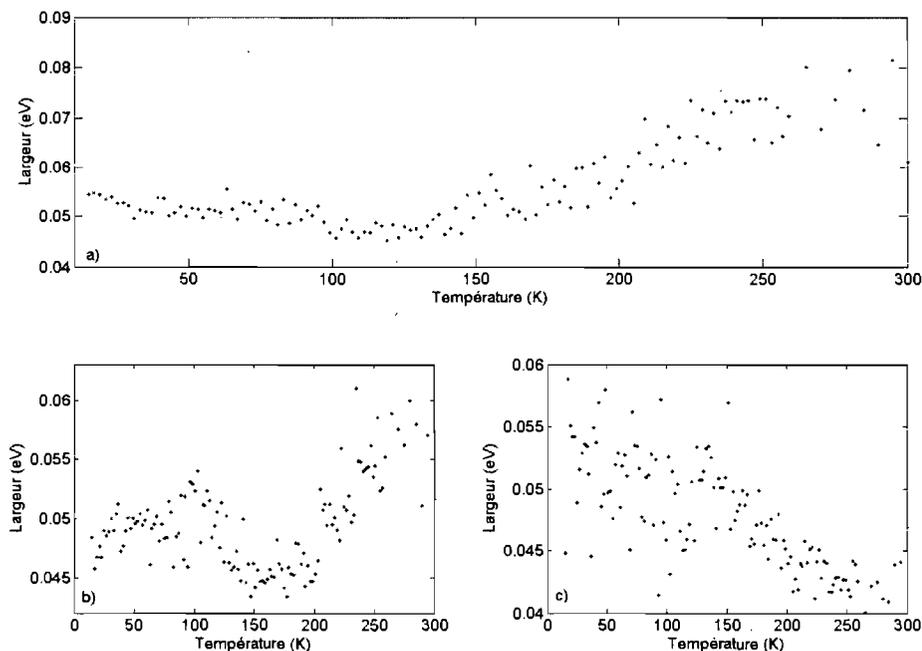


Figure 2.9 – Évolution de la largeur de distribution des familles F_3 en a), F_4 en b) et F_5 en c) de l'échantillon 205Fe avec la température.

fait des BQs d'InAsP, que les énergies centrales ne suivent pas parfaitement les courbes théoriques basées sur les paramètres d'InAs. Toutefois, les tendances générales sont observées, ainsi que les anomalies.

Les largeurs de distributions des trois premières familles de BQs sont présentées à la figure 2.9. Pour la famille trois, il y a une faible diminution avec l'augmentation de la température, et près de $T = 100K$, un minimum est atteint, soit environ la même température où une baisse beaucoup plus prononcée de l'énergie centrale a été observée dans la figure 2.8. Lorsque la largeur augmente, soit vers $T = 150K$, c'est à la même température que la courbe de l'énergie centrale reprend la tendance de la courbe théorique. Entre ces deux températures, la largeur reste sensiblement stable, c'est donc dire que la

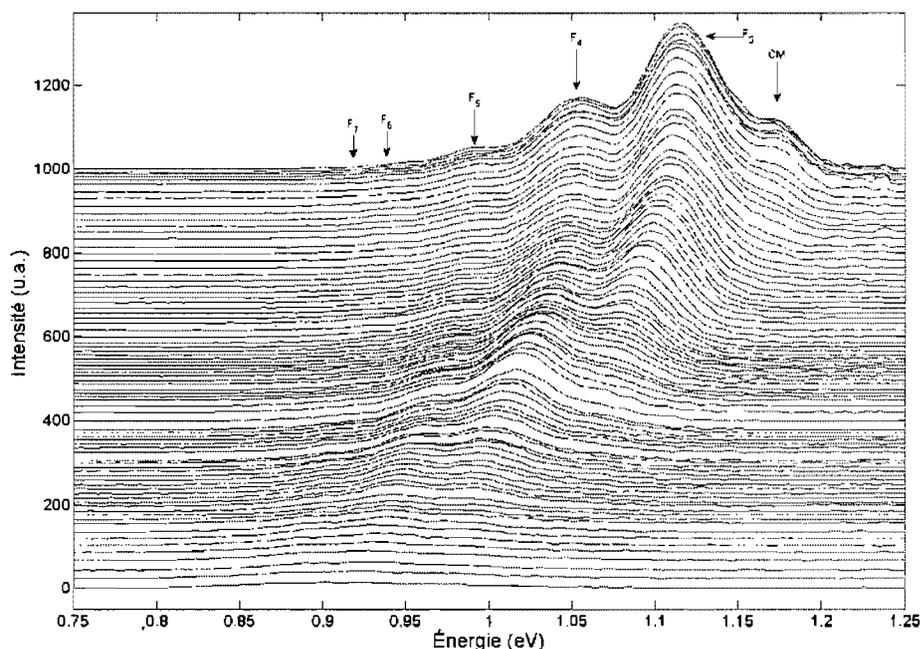


Figure 2.10 – Photoluminescence de l'échantillon ^{205}Fe excité par un laser HeNe de 7 mW de 5K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas) pour les mesures prises dans le cryostat à gaz d'échange.

thermalisation affecte l'ensemble de la distribution en l'élargissant, mais la perte à haute énergie compense celle-ci, rendant l'élargissement constant. La baisse au départ est encore liée à la thermalisation des BQs de haute énergie, et ensuite, la thermalisation de l'ensemble des BQs cause un élargissement de la largeur.

Les graphiques d'intensité seront présentés dans le chapitre quatre lorsqu'ils seront comparés à l'intensité générée par le modèle. Un exemple est cependant montré à la figure 2.11 pour comparer l'intensité de la F_3 des deux séries de mesures de l'échantillon ^{205}Fe .

La PL de la série de mesures faites dans le cryostat à gaz d'échange est présentée à la figure 2.10, l'énergie centrale des familles et leur largeur respective ne seront quant

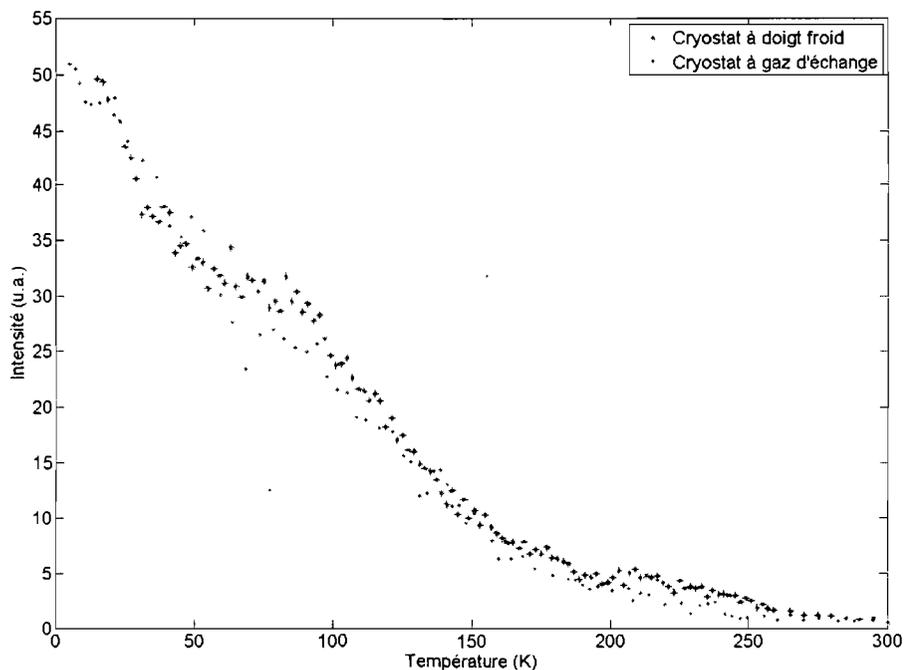


Figure 2.11 – Comparaison entre l'intensité de la F_3 de l'échantillon 205Fe pour les séries de mesures faites dans différents cryostats.

à elles pas présentées puisqu'elles sont pratiquement identiques. Mais il est possible d'affirmer que pour deux séries de mesures d'un même échantillon, dans des conditions identiques à l'exception du cryostat, les mêmes phénomènes se produisent pratiquement aux mêmes températures.

2.2.3 Échantillon 206Fe

L'échantillon 206Fe a une épaisseur nominale plus élevée, soit 3.04 MC, il y aura donc des BQs de plus grande épaisseur. Les spectres de PL sont présentés à la figure 2.12. La couche de mouillage, qui devrait se situer au même endroit que le pic d'émission de l'échantillon 210Fe n'est plus visible. Ici la F_3 est attribuée à 3 MC, l'équivalent de la F_3

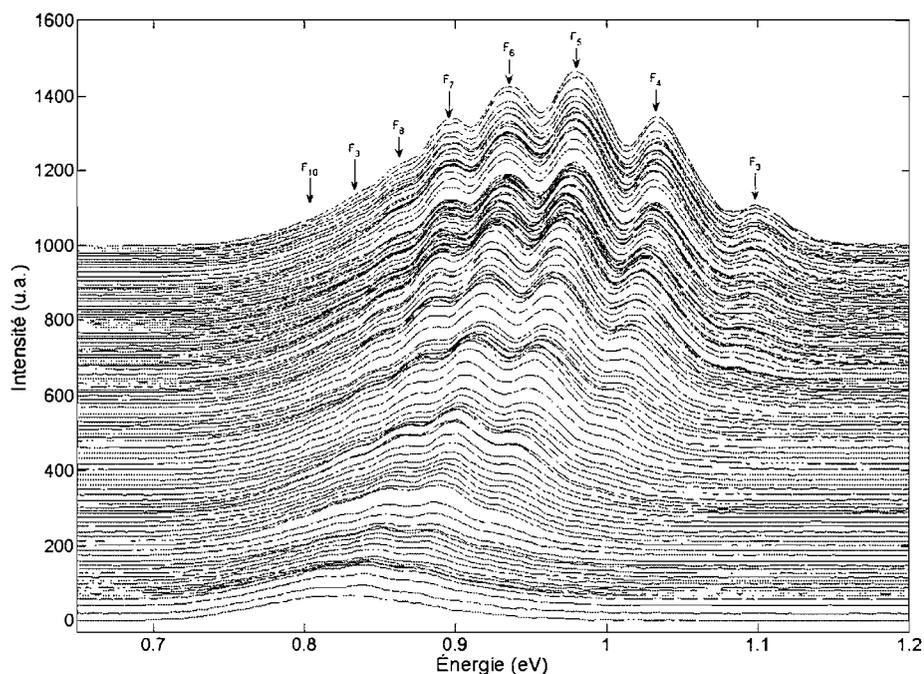


Figure 2.12 – Photoluminescence de l'échantillon ^{206}Fe excité par un laser HeNe de 7 mW de 5K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas).

dans l'échantillon ^{205}Fe , et ainsi de suite. Il y a de l'émission observable pour des BQs allant jusqu'à 10 MC, cependant, les familles de plus basse énergie : F_9 et F_{10} sont peu contrastées, ce qui rend le traitement assez difficile. Pour les autres familles, le contraste est meilleur et permet d'observer les pics, cependant le traitement restera difficile. Cet échantillon offre malgré tout une plus grande distribution de familles, ce qui permet de mieux observer l'impact qu'a l'épaisseur sur la PL et donc l'énergie d'émission et l'intensité.

Tel que mentionné plus haut, le manque de contraste a considérablement nuit au lissage. En ce qui concerne les énergies centrales des pics, elles sont assez bien définies pour les F_4 à F_8 et sont présentées aux figures 2.13 et 2.14. Les F_3 , F_9 et F_{10} sont plu-

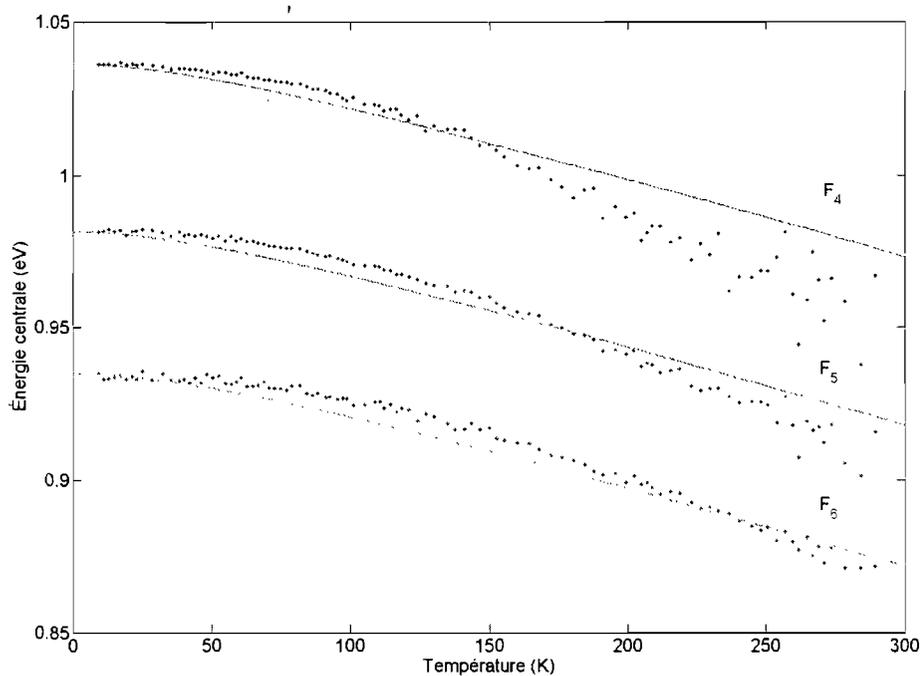


Figure 2.13 – Évolution de l'énergie centrale des F_4 , F_5 et F_6 de l'échantillon 206Fe avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.

tôt faiblement peuplées et peu contrastées et n'ont pas été présentées graphiquement. Contrairement aux familles de l'échantillon 205Fe, les formes en S ne sont pas visible du tout pour cet échantillon.

Le peu de contraste ne permet pas de bien voir une tendance quelconque dans l'évolution de la largeur d'une distribution en fonction de la température tel que montré pour l'échantillon 205Fe, aucun graphique ne sera donc présenté.

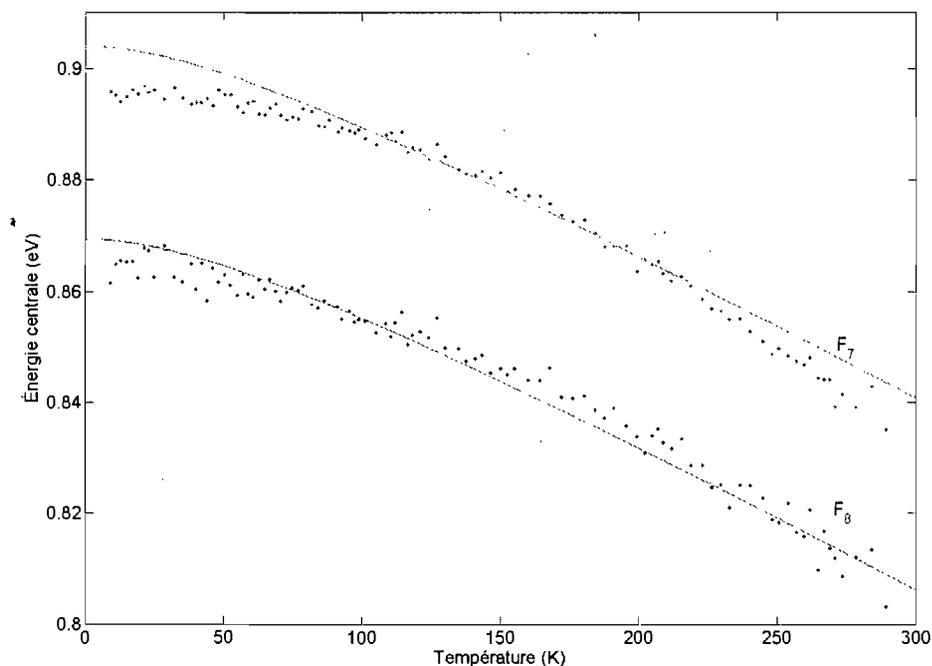


Figure 2.14 – Évolution de l'énergie centrale des F_7 et F_8 de l'échantillon 206Fe avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.

2.2.4 Échantillon 207Fe

Cet échantillon est encore un peu plus épais, soit 3.8 MC nominalement et sa PL est présentée à la figure 2.15. Les spectres ressemblent beaucoup à ceux du 206Fe, la CM n'est pas visible à cette puissance d'excitation, mais contrairement à l'échantillon précédent, l'émission des BQs de 3 MC n'est plus visible. Les BQs commencent donc à 4 MC jusqu'à 12 MC. Tout comme l'échantillon précédent, le contraste des familles de plus basse énergie (F_9 à F_{12}) y est pratiquement nul, seulement à haute température, étant donné que seulement les BQs de plus basse énergie sont observables. Le contraste en intensité n'est pas très bon non plus, moins que pour le 206Fe, le traitement de cet

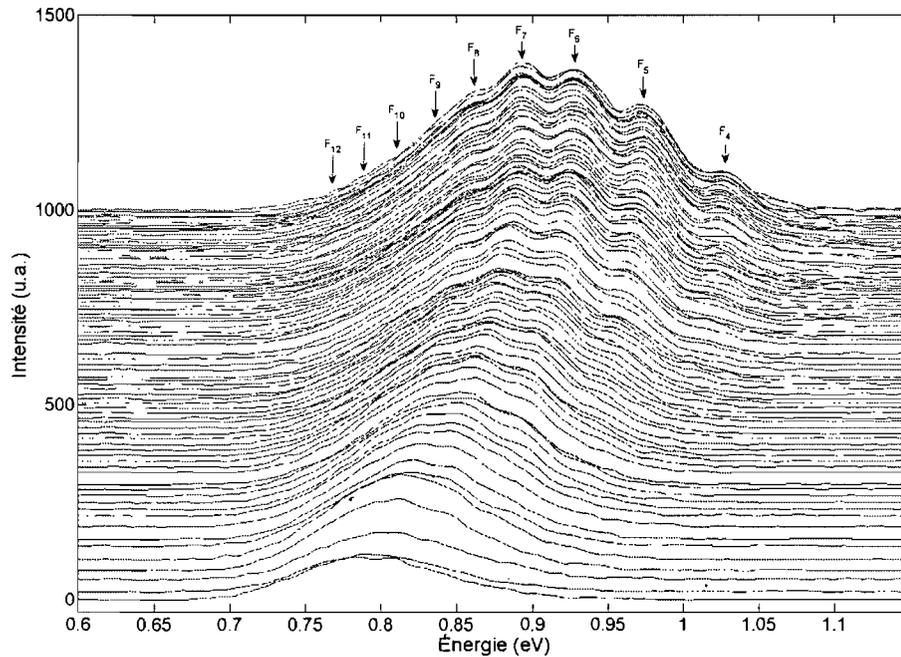


Figure 2.15 – Photoluminescence de l'échantillon ^{207}Fe excité par un laser HeNe de 7 mW de 5K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas).

échantillon est donc moins précis que les échantillons précédents et les données tirées de ces spectres seront limitées. Le choix d'associer quatre familles à l'émission de basse énergie se base surtout sur le fait qu'à haute température, quatre pics dans cette région permet de bien lisser les courbes. Il est toutefois possible qu'il n'y en ait une de plus ou de moins.

Tout comme le ^{206}Fe , le manque de contraste rend le suivi de la largeur dépourvu d'une quelconque information, les données étant trop bruitées. Cependant, pour les F_5 à F_9 , l'énergie centrale du pic d'émission est observable avec assez de précision et est présentée aux figures 2.16 et 2.17. Tout comme l'échantillon ^{206}Fe , les formes en S ne sont pas identifiables. Il est possible d'interpréter ce manque de tendance en S par le

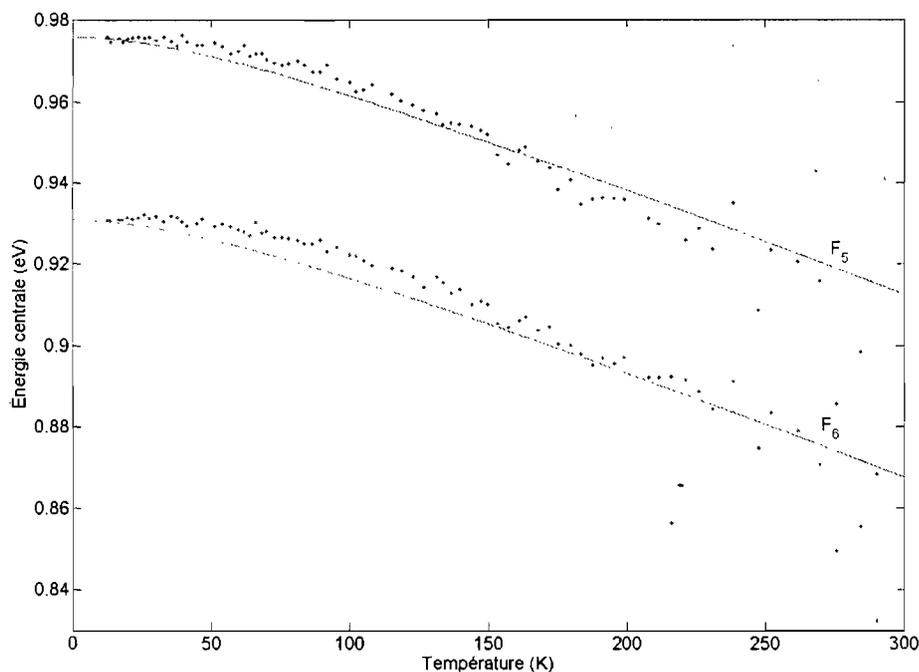


Figure 2.16 – Évolution de l'énergie centrale des F_5 et F_6 de l'échantillon ^{207}Fe avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.

fait que les distributions soient tellement près les unes des autres, que les BQs de haute énergie d'une distribution sont aussi ceux du milieu d'une autre. L'atténuation est donc compensée par d'autres chutes dans la même distribution.

2.2.5 Échantillon 148EP

Les spectres de l'échantillon 148EP sont très satisfaisants, le contraste pour toutes les familles γ est très intéressant et l'intensité des pics est très bonne. Il y a donc huit familles distinctes gardant une bonne intensité pour l'ensemble des températures tel que montré à la figure 2.18. Il est à noter que les sept derniers spectres à haute température,

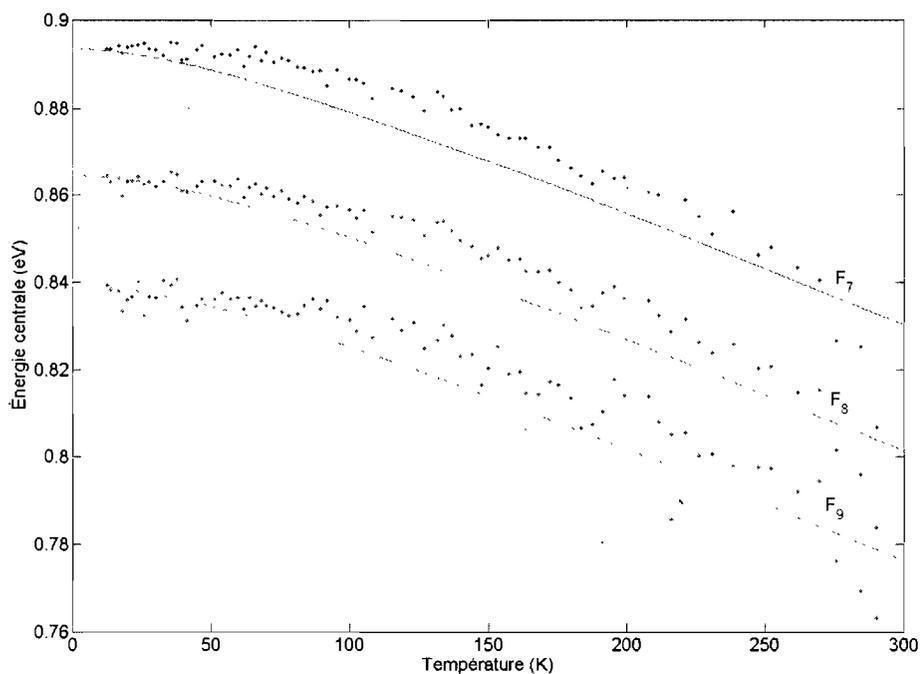


Figure 2.17 – Évolution de l'énergie centrale des F_7 , F_8 , et F_9 de l'échantillon ^{207}Fe avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.

soit de 250 à 300 K semblent montrer une anomalie, il est possible que les températures enregistrées aient trop oscillé ou que l'alignement du laser est légèrement bougé puisque l'intensité globale de l'échantillon oscille beaucoup d'une température à l'autre. Les sauts en température pour cet échantillon à partir de 250 K étaient de 10K, ce qui pourrait être trop et que l'échantillon n'ait pas le temps d'atteindre un équilibre thermique puisqu'il est soumis à la fois à un gaz froid, et à du chauffage intense.

Toutefois, contrairement aux échantillons ^{206}Fe et ^{207}Fe , celui-ci offre à la fois un excellent contraste et comparativement au ^{205}Fe , un grande variété de familles de BQs. Les énergies centrales sont montrées aux Figures 2.19 et 2.20 pour les F_4 à F_9 . Les formes

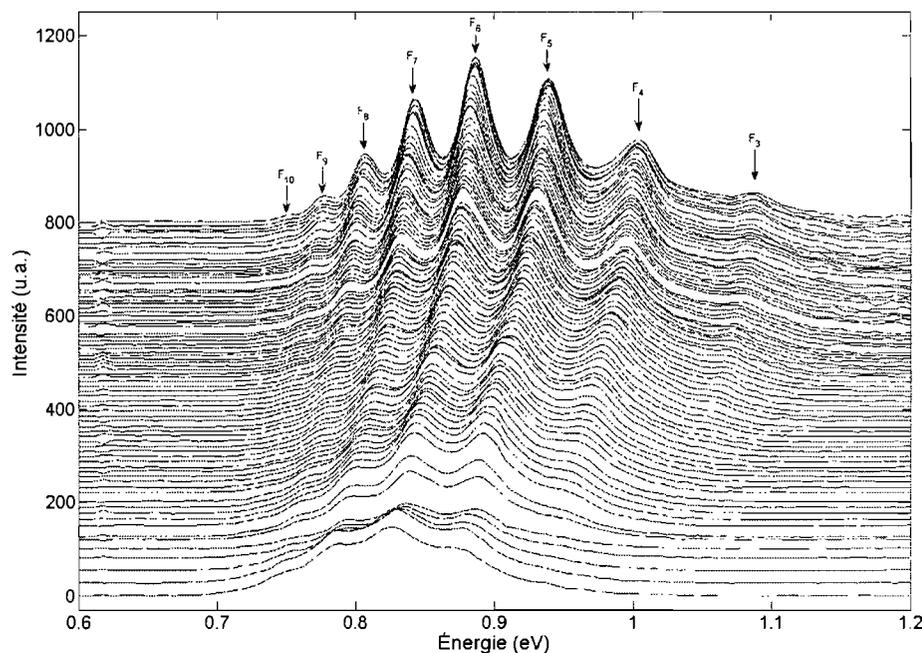


Figure 2.18 – Photoluminescence de l'échantillon 148EP excité par un laser HeNe de 7 mW de 5K (courbe du haut) à 300K (courbe du bas).

en S sont clairement visibles entre 0 K et 50 K à 100 K pour les différentes familles. Ce qui contraste avec les observations faites pour l'échantillon 205Fe où la forme en S se déplaçait beaucoup en température selon la famille de BQs. Ici c'est plutôt la gamme de température qui s'étire plus l'épaisseur de la famille augmente.

Contrairement aux derniers échantillons, à l'exception du 205Fe, le 148EP permet un suivi de la largeur de ses pics d'émission en fonction de la température étant donné que ses nombreux pics sont très bien contrastés. Aux figures 2.21 et 2.22, les largeurs d'émission des F_4 à F_9 sont présentées. Encore une fois, les tendances semblent changer en comparaison avec l'échantillon 205Fe. La distribution ne fait qu'augmenter avec la température après avoir été stable à très basse température. Ceci peut être attribuable à

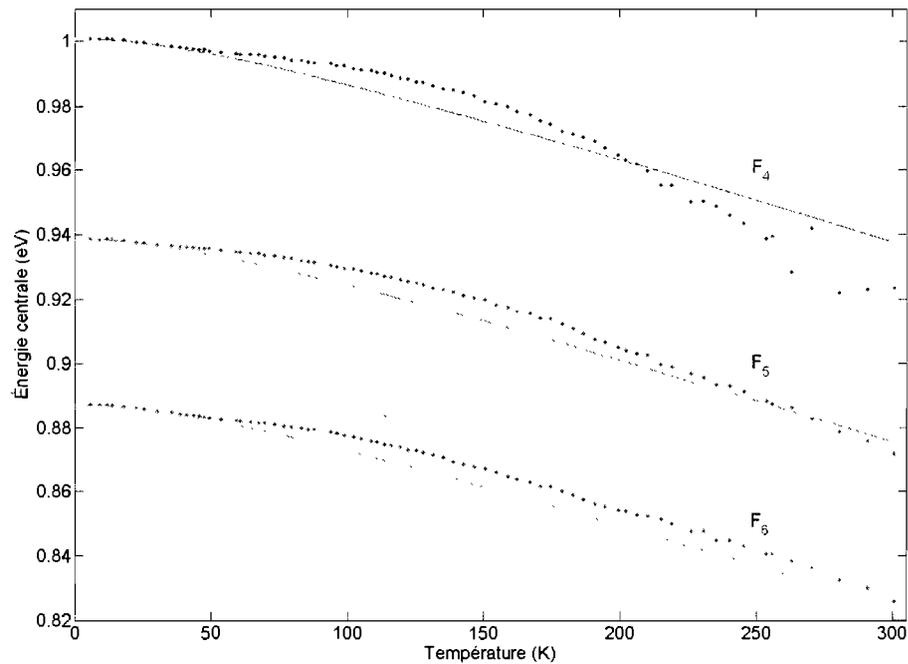


Figure 2.19 – Évolution de l'énergie centrale des F_4 , F_5 et F_6 de l'échantillon 148EP avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.

l'énergie d'activation beaucoup plus élevée puisque la thermalisation n'affecte pas autant la section de haute énergie.

2.2.6 Conclusion

Le montage utilisé pour les expériences de photoluminescence en température a été optimisé de manière à réduire le plus possible les structures dans le spectres dues à l'humidité de la pièce. Le trajet optique a été réduit et le spectromètre a été purgé à l'azote. Un facteur de réponse a aussi été appliqué aux spectres afin de corriger les effets de la purge et de la perte en sensibilité du détecteur et de la lame séparatrice. L'échantillon

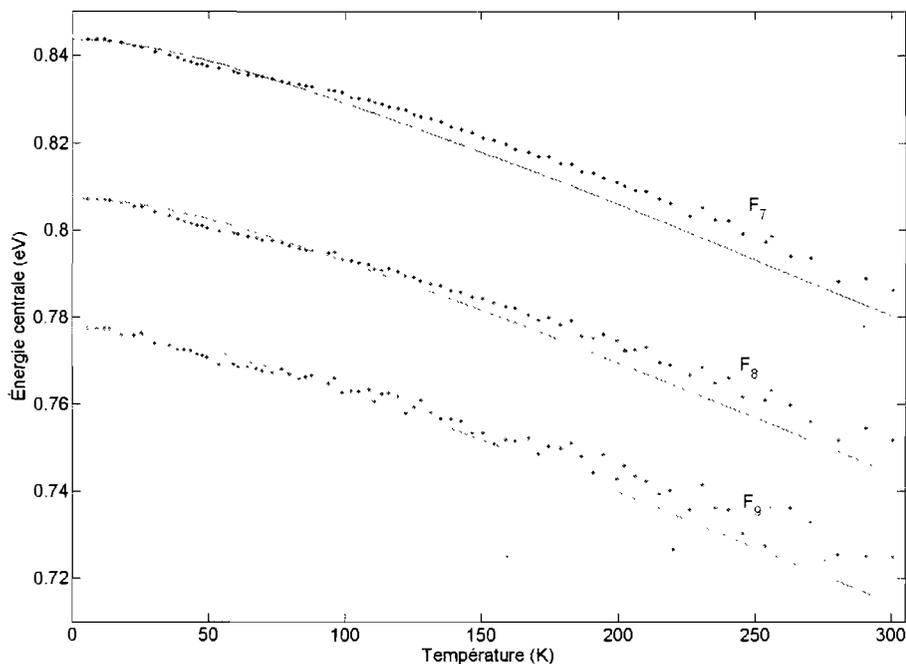


Figure 2.20 – Évolution de l'énergie centrale des F_7 , F_8 et F_9 de l'échantillon 148EP avec la température. Les courbes de Varshni théoriques données par l'équation 2.1 ont été superposées aux points expérimentaux.

^{205}Fe permet un bon suivi de l'énergie centrale d'émission de ses familles de BQs ainsi que de leur largeur de distribution en fonction de la température. Les échantillons ^{206}Fe et ^{207}Fe manquaient considérablement de contraste et peu d'information a pu être tirée de ces mesures en ce qui concerne les largeurs de distributions. Ces deux échantillons ne montraient pas non plus les anomalies en S dans les énergies centrales. L'échantillon 148EP a quant à lui permis un excellent suivi en température malgré un problème pour les derniers spectres de 250 K à 300 K.

Malgré tout, tous les échantillons ont montré la même tendance en ce qui concerne l'énergie centrale d'émission, soit un accord relativement bon avec les courbes théo-

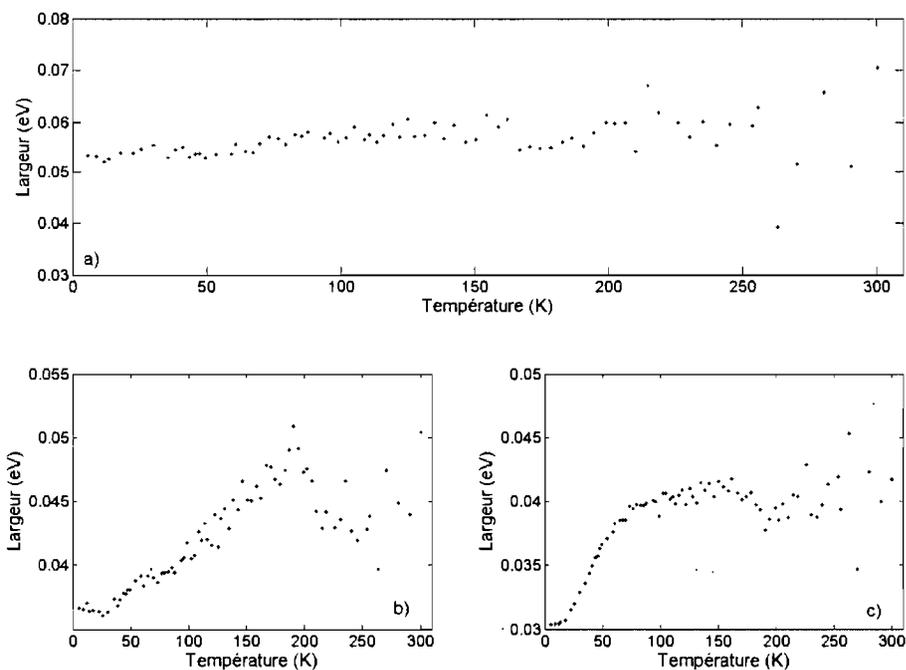


Figure 2.21 – Évolution de la largeur de distribution des familles F_4 en a), F_5 en b) et F_6 en c) de l'échantillon 148EP avec la température.

riques de Varshni, mais seuls les échantillons 205Fe et 148EP ont montré les anomalies souvent observées pour ce paramètre, soit une forme en S attribuable à la baisse d'intensité des BQs de haute énergie dans une famille. Les deux autres échantillons manquaient de contraste pour que ce phénomène soit observable.

En ce qui concerne la largeur de la distribution, l'échantillon 205Fe a montré une diminution attribuable encore une fois à la baisse d'intensité des BQs de haute énergie, puis d'une remontée, attribuable à la thermalisation de l'ensemble de la famille. Le minimum de la largeur ce produit dans la même gamme de température que la chute plus prononcée de l'énergie centrale pour les différentes familles. L'échantillon 148EP n'est pas marqué par une chute, mais par une augmentation de la largeur puis par une stabi-

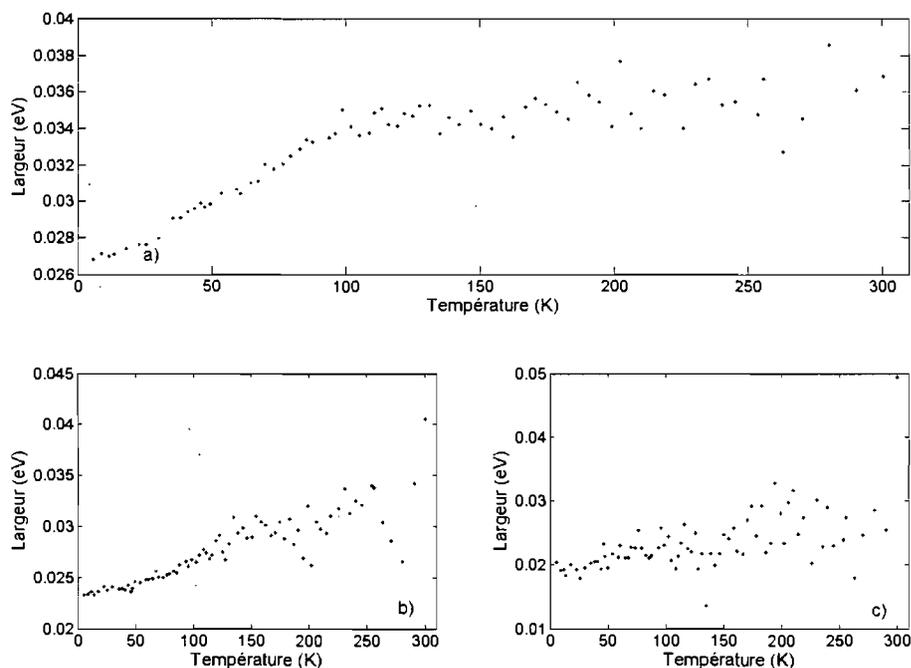


Figure 2.22 – Évolution de la largeur de distribution des familles F_7 en a), F_8 en b) et F_9 en c) de l'échantillon 148EP avec la température.

lisation à haute température. Cette tendance n'est pas celle attendue et ne semble pas concorder avec la thermalisation observée pour l'énergie centrale.

Cependant, ces deux échantillons n'ont pas tout à fait les mêmes formes en S mais étant donné qu'ils ont été crus de manière différente, et qu'un échantillon est composé de BQs d'InAs alors que l'autre a des BQs d'InAsP, il est possible que ces différences soient responsables de ces comportements. Il est aussi à noter que le contraste des différentes familles est crucial afin d'obtenir assez d'information de l'énergie centrale et de la largeur.

Il est aussi à noter que les échantillons 206Fe, 207Fe et 148EP gardent une bonne émission même à haute température contrairement à l'échantillon 205Fe. L'échantillon

^{148}EP conserve 42 % de son intensité intégrée, le ^{207}Fe 21 %, le ^{206}Fe 11 % alors que le ^{205}Fe n'en conserve que 6 %. C'est donc dire que les échantillons qui conservent plus leur intensité intégrée conservent d'avantage leurs porteurs et les émettent plus radiativement ce qui pourrait être un signe que les coefficients de capture et de fuite sont plus grands pour les échantillons conservant davantage leur intensité. Ces coefficients seront évalués au chapitre 4 et permettront de corroborer cette hypothèse.

CHAPITRE 3

PHOTOLUMINESCENCE PAR EXCITATION

3.1 Montage

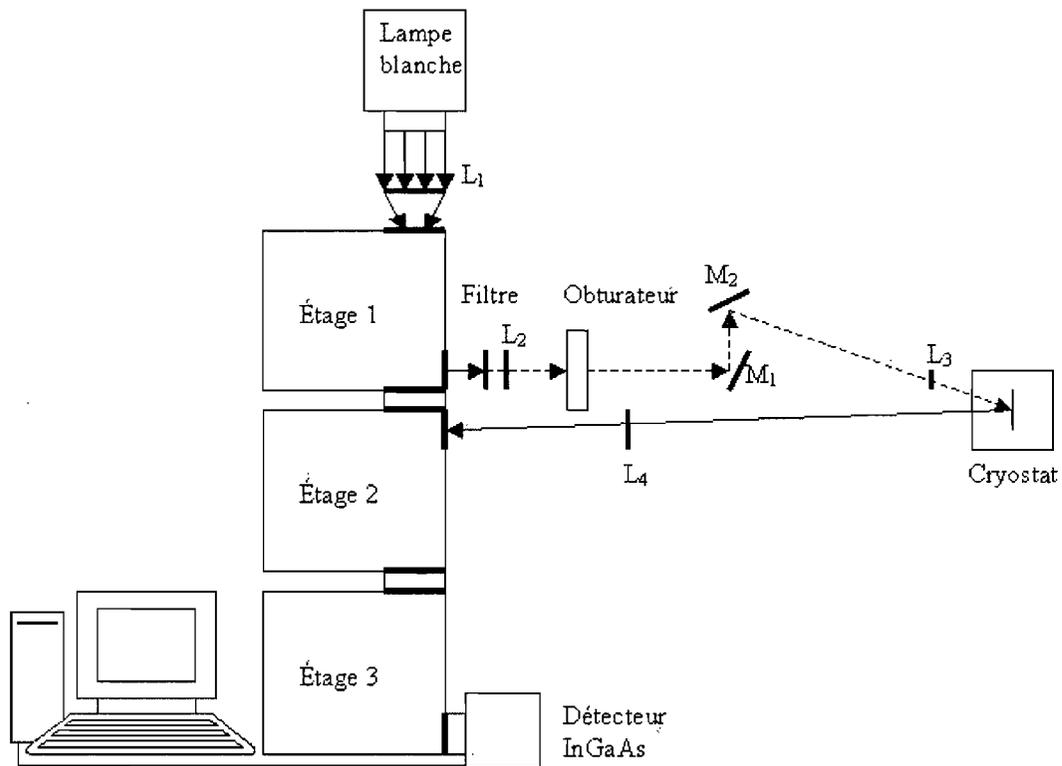


Figure 3.1 – Schéma du montage utilisé pour les expériences de PLE.

En ce qui concerne le montage pour les mesures de PLE, il est complètement différent de celui utilisé pour la PL et est schématisé à la figure 3.1. Il s'agissait du premier montage de PLE qui utilisait le spectromètre triple TRIVISTA dans ce laboratoire. Tout d'abord, une lampe blanche de 150 W a été utilisée comme source d'excitation. L'émis-

sion de l'ampoule est focalisée par la lentille L_1 à l'entrée du premier niveau du spectromètre triple Trivista, celui-ci agissant comme monochromateur. Une fois le faisceau passé par le premier niveau, celui-ci est coupé par un filtre passe bas de 800 nm, c'est-à-dire que les longueurs d'onde inférieures à 800 nm ne passent pas, ce qui inclut leurs harmoniques d'ordre supérieur. Ensuite le faisceau est envoyé parallèlement à l'aide de la lentille L_2 vers un obturateur pour se diriger vers un jeu de miroirs (M_1 et M_2). Ceux-ci le redirigent vers la lentille L_3 qui focalise vers l'échantillon placé dans un cryostat à gaz d'échange dont la température est fixée à environ 15 K.

Une fois l'excitation faite, l'émission est focalisée par la lentille L_4 vers l'entrée avant du deuxième niveau du spectromètre et est transmise vers le troisième niveau pour aller vers le détecteur InGaAs OMAV : 1024-2.2. Son efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde est présentée à la figure 3.2. Celui-ci a une excellente efficacité quantique entre $1.4 \mu\text{m}$ (0.89 eV) et $2.2 \mu\text{m}$ (0.56 eV), la diminution de l'efficacité entre $1.4 \mu\text{m}$ et $1 \mu\text{m}$ (1.24 eV) aura pour effet de réduire l'intensité observée dans cette gamme de longueur d'onde. Ce détecteur est composé de 1024 photodiodes qui permettront une détection sur une certaine bande de longueurs d'onde, associant chaque photodiode à une longueur d'onde, ou encore en additionnant ce que chacune a comme intensité pour une seule longueur d'onde.

Les deux derniers niveaux du spectromètre sont fixés à une longueur d'onde donnée. L'information est par la suite transmise à un ordinateur pour obtenir l'intensité de l'émission.

La manière dont ont été prises les mesures est la suivante : les niveaux deux et trois ont été fixés à la longueur d'onde centrale d'émission de la famille étudiée, ce qui signifie que seule l'émission de cette longueur d'onde sera transmise au détecteur. Une fois cette mesure prise, la longueur d'onde du niveau un sera augmentée de deux nanomètres, et

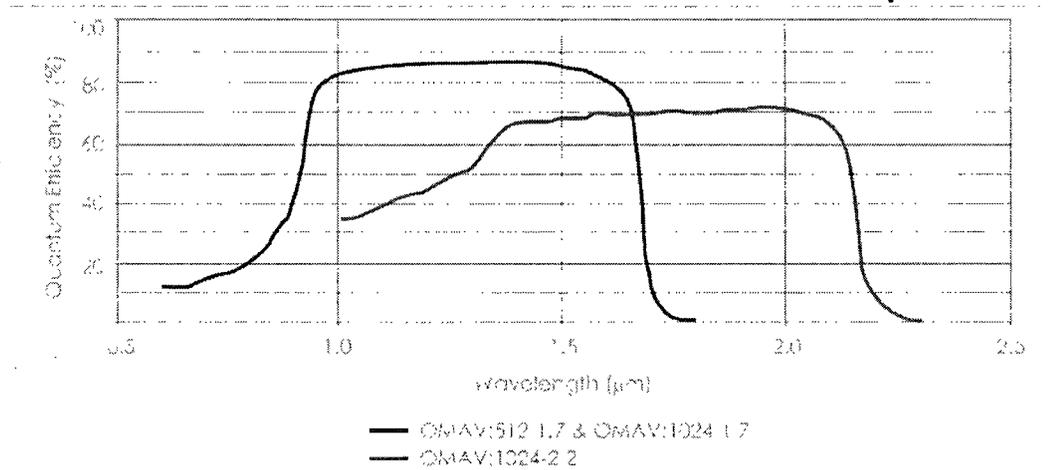


Figure 3.2 – Efficacité quantique de la PDA InGaAs OMAV : 1024-2.2 et de la PDA InGaAs OMAV : 512-1.7 ou 1024-1.7 en fonction de la longueur d’onde, tel que rapporté par Princeton Instruments.

ainsi de suite.

3.1.1 Ajustements

Un obturateur a été installé après la sortie du niveau un pour permettre une soustraction de l’émission ambiante, incluant l’émission due au rayonnement du corps noir à 300 K. De plus, étant donné qu’il y a une fente mince entre le niveau 2 et le niveau 3, l’émission ne faisait pas la pleine largeur du détecteur. Le signal était centré sur les pixels du milieu, laissant les premiers et les derniers non éclairés. Les intensités des pixels centraux ont donc été sommées et celles des régions extrêmes aussi, puis soustraites entre elles pour encore une fois améliorer le rapport signal/bruit. Ces deux traitements ont en effet amélioré grandement les spectres obtenus étant donné le signal relativement faible obtenu au préalable.

Aussi, plus d’une répétition a été faite par mesure, par longueur d’onde d’excitation. De cette manière, une anomalie en intensité pourra être moyennée avec les autres

mesures, ce qui rendra les points expérimentaux mieux contrastés entre eux.

De plus, certains pixels du détecteur sont défectueux, et montrent une saturation, augmentant le bruit. Ils ont été identifiés à l'aide d'un signal constant et ont été désactivés dans le comptage.

Finalement, plusieurs séries de mesures ont été faites pour une longueur d'onde de détection sélectionnée. Il est donc possible de vérifier que chacune des séries de mesure donne sensiblement la même chose et donc d'éliminer une série qui a de mauvais points. Il est arrivé quelques fois, par exemple, que la transmission à l'obturateur cesse de fonctionner pendant un certain temps, rendant les mesures nulles en terme d'intensité, ou encore, plus rarement, que l'ampoule brûle. De cette manière, toutes les mesures n'étaient pas perdues puisque ce type de mesures est assez long.

Bref, les améliorations apportées à l'expérience mentionnées ci-haut ont permis d'obtenir un rapport signal/bruit bien supérieur à celui obtenu sans celles-ci.

3.2 Résultats

3.2.1 Échantillon ^{210}Fe

L'échantillon ^{210}Fe est un PQ et l'équivalent de la couche de mouillage d'InAs des autres échantillons 200 étudiés. La PLE, montrée à la figure 3.3, montre trois maximums clairement identifiables. À 1.21 eV un premier pic est observable, il correspond à un état de recombinaison électron-trou lourd (hh). À plus haute énergie, soit à 1.30 eV, un deuxième pic apparaît, il est quant à lui associé à un état électron-trou léger (lh) toujours dû au PQ de 2 MC d'InAs montré à la figure 1.8.

En excitant à plus haute énergie, l'InP va être excité et est responsable du troisième pic à 1.42 eV, ce qui est l'énergie associée à l'InP volumique. Celui-ci n'est pas visible

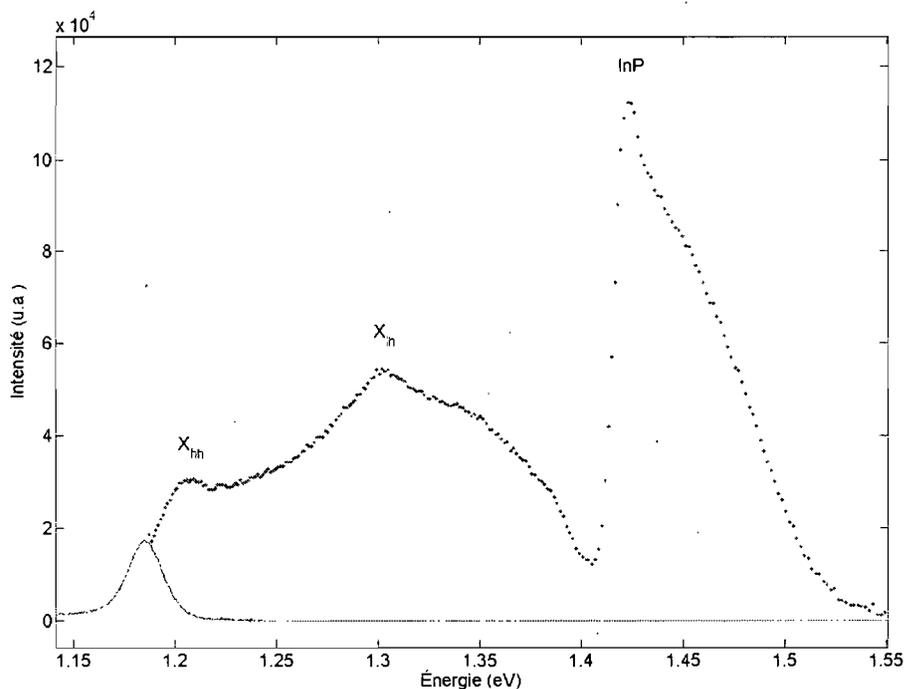


Figure 3.3 – Intensité de la PL (-) de l'échantillon 210Fe excité par un laser HeNe à 15 K superposée à l'intensité de la PLE (.) du même échantillon observée au maximum d'émission du pic de PL.

dans les spectres de PL présentés dans ce travail car les expériences ont été faites à basse puissance d'excitation, mais pourrait être visible à plus haute puissance.

À priori, il ne devrait pas y avoir une décroissance autant prononcée en intensité du pic d'InP. Cette décroissance s'explique principalement par le fait que les spectres ne sont pas calibrés en puissance d'excitation selon la longueur d'onde. Toutefois, les pics restent bien visibles et cette calibration n'est pas absolument nécessaire pour l'information à en tirer ici.

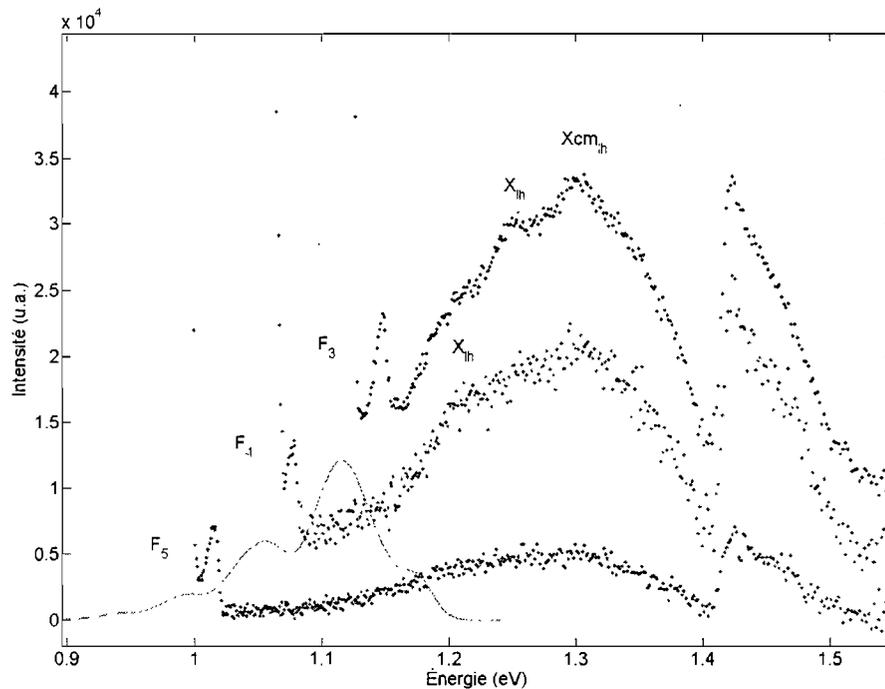


Figure 3.4 – Intensité de la PL (-) de l'échantillon 205Fe à 15 K excité par un laser HeNe superposée à l'intensité de la PLE (.) du même échantillon observée au maximum d'émission de la PL des différentes familles.

3.2.2 Échantillon 205Fe

Les spectres de PLE pour les F_3 à F_5 sont présentés à la figure 3.4, les spectres des F_6 et F_7 étaient peu concluants puisque la PL de ces familles est déjà très faible. L'excitation n'avait pas une assez forte puissance pour obtenir une bonne intensité. Cependant, pour les autres familles, une première résonance est observée tout près de E_{PL} et la différence en énergie augmente avec l'épaisseur des BQs. Quoique ces pics soient très bien définis, ils ne concordent pas avec des états possibles et une si petite différence en énergie n'est pas envisageable pour un niveau accessible. Il est possible que ces pics soient un artéfact des mesures issu du montage. La couche de mouillage est visible et l'émission entre 1.2

eV et 1.4 eV ressemble beaucoup à la PLE de l'échantillon 210Fe. À 1.2 eV le niveau Xcm_{hh} est très visible, tout comme le niveau Xcm_{lh} près de 1.3 eV. L'InP est quant à lui observable à 1.42 eV.

Pour la F_3 , un pic est observable à 1.25 eV et correspond au niveau X_{lh} des BQs, celui de la F_4 est à 1.21 eV. En ce qui concerne la F_5 , seulement la couche de mouillage et l'InP sont visibles, aucun autre niveau l'étant.

Les pics X_{hh} des points correspondent aux énergies E_{PL} des points et ne seront pas comparés à la théorie puisqu'ils sont les mêmes que ceux rapportés précédemment [4] et montrés à la figure 1.8. Cependant, les différents $X_{lh} - X_{hh}$ seront montrés en fonction de l'épaisseur à la fin de ce chapitre afin de les comparer pour les différents échantillons.

3.2.3 Échantillon 206Fe

La PLE de l'échantillon 206Fe ne montre pas de résonances pour toutes les familles et elle est portée en graphique à la figure 3.5. La couche de mouillage ainsi que la barrière sont bien visibles pour les différentes familles, l'état Xcm_{lh} étant près de 1.3 eV, l'état Xcm_{hh} n'étant pas clairement défini mais près de 1.2 eV et l'InP vers 1.42 eV. Cependant, pour les F_4 à F_6 , des pics X_{lh} sont observables à 1.19 eV, 1.13 eV et 1.09 eV.

La F_3 n'a pas une assez forte intensité en PL pour observer quoique ce soit, elle n'a donc pas été portée en graphique. En ce qui concerne les F_8 à F_{10} , étant donné le peu de contraste entre celles-ci, il se peut que la longueur d'onde observée ne corresponde pas au maximum réel d'une famille, ce qui aurait pour effet de diminuer l'intensité des états excités.

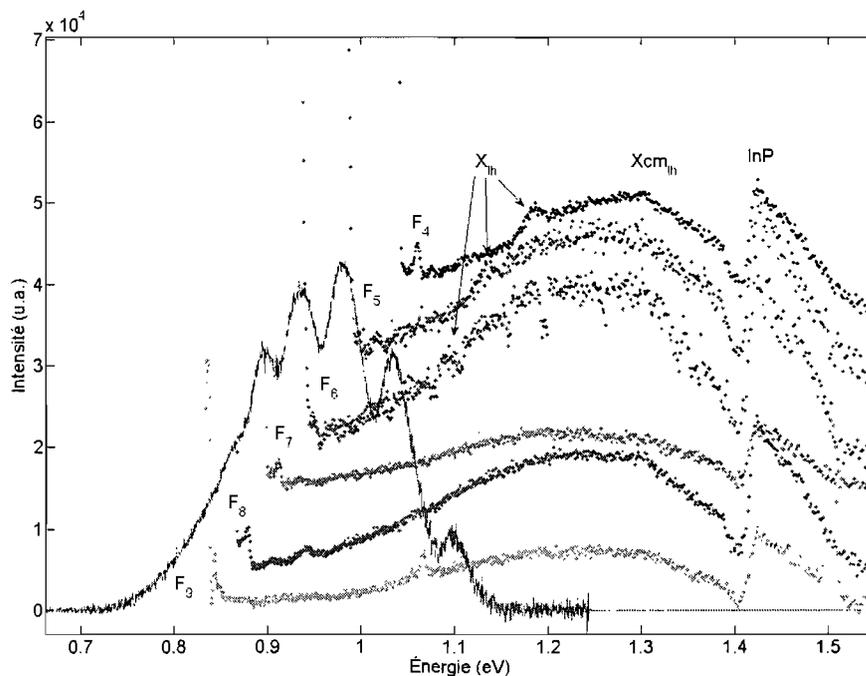


Figure 3.5 – Intensité de la PL (-) de l'échantillon 206Fe à 15 K excité par un laser HeNe superposée à l'intensité de la PLE (.) du même échantillon observée au maximum d'émission de la PL des différentes familles.

3.2.4 Échantillon 207Fe

L'échantillon 207Fe était l'échantillon offrant le moins d'information en ce qui concerne la PL traitée dans le chapitre précédent. Cependant, la PLE, pour certaines familles de BQs, offre un contraste très intéressant. La figure 3.6 montre la PL à laquelle a été superposée la PLE des F_5 à F_8 . L'émission en PLE de la couche de mouillage est encore fixe à 1.3 eV pour Xcm_{lh} et un maximum est atteint près de 1.2 eV, valeur attendue pour Xcm_{hh} . Les autres familles n'ont pas été présentées pour les mêmes raisons décrites pour l'échantillon 206Fe. Les niveaux X_{lh} sont clairement identifiables pour les familles portées en graphique et correspondent dans l'ordre à 1.13 eV, 1.09 eV, 1.05 eV et 1.03

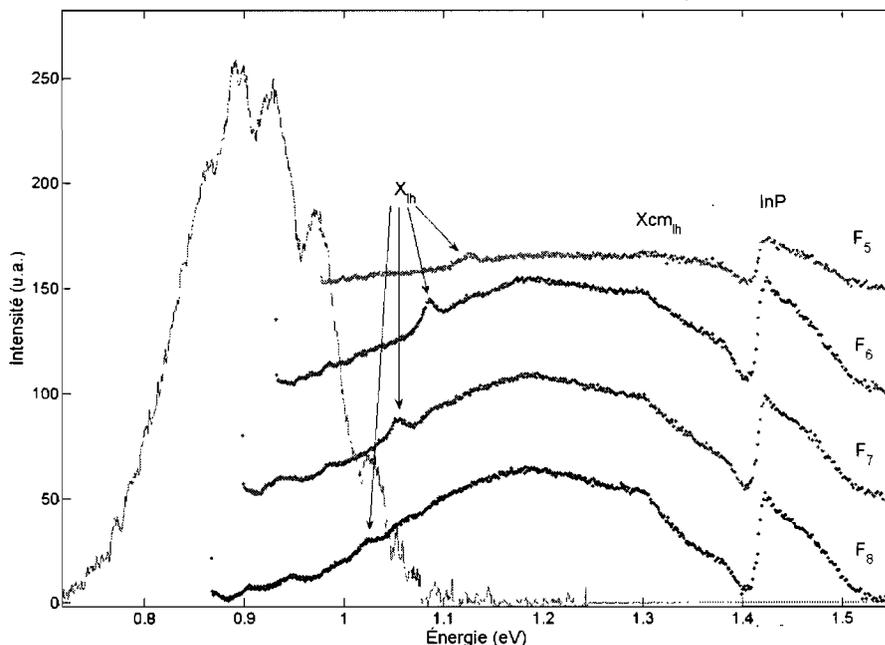


Figure 3.6 – Intensité de la PL (-) de l'échantillon 207Fe à 15 K excité par un laser HeNe superposée à l'intensité de la PLE (.) du même échantillon observée au maximum d'émission de la PL des différentes familles.

eV.

Contrairement aux autres spectres de PLE obtenus précédemment, il n'y a pas une résonance près de l'énergie observée, cependant, il y a plusieurs petits pics près de celle-ci. Il semble encore une fois s'agir d'un artefact cependant puisqu'un tel nombre de niveaux n'est pas attendu dans cette région.

3.2.5 Échantillon 148EP

À la figure 3.7, il est possible de clairement identifier un état excité de la couche de mouillage à 1.3 eV, mais cette fois-ci il est très visible pour toutes les familles. Contrairement aux autres échantillons qui avaient $X_{cm_{hh}}$ à 1.2 eV et $X_{cm_{lh}}$ à 1.3 eV, celui-ci a son

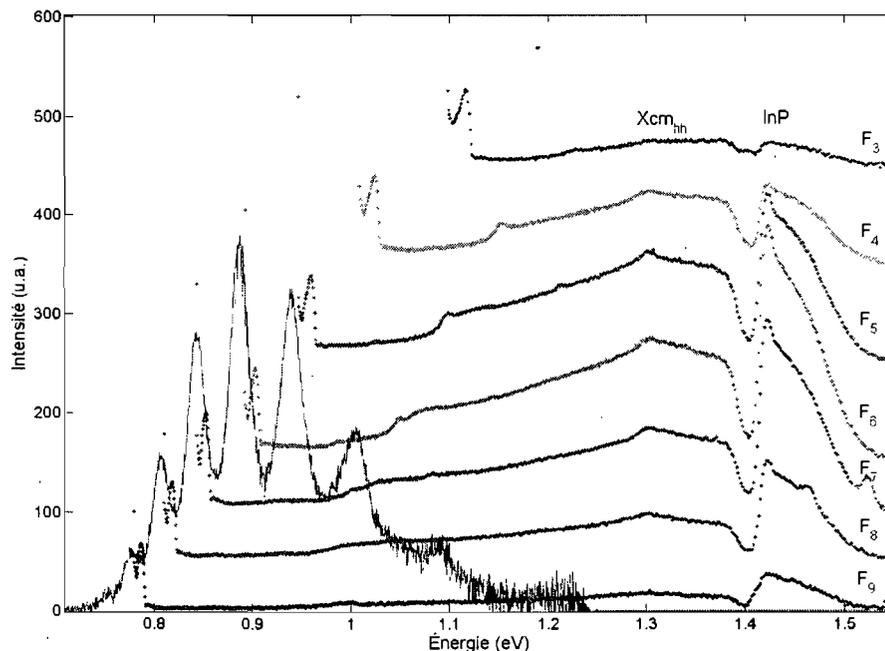


Figure 3.7 – Intensité de la PL (-) de l'échantillon 148EP à 15 K excité par un laser HeNe superposée à l'intensité de la PLE (.) du même échantillon observée au maximum d'émission de la PL des différentes familles.

premier état excité à 1.3 eV, ce qui signifie qu'il s'agit de son état Xcm_{hh} tel que montré à la figure 1.8. C'est une différence très importante puisque cela implique que la couche de mouillage a une épaisseur d'une MC, contrairement à deux pour les échantillons 200.

En portant la PLE en $E - E_{PL}$, tel que présenté à la figure 3.8, il est possible de voir évoluer la résonance X_{lh} en fonction de l'épaisseur. Elle est identifiable pour les F_3 à F_7 , mais l'intensité est trop faible et manque de contraste pour la suivre pour les autres familles.

Encore une fois, un artefact est observable près de E_{PL} pour l'ensemble des familles, comme pour les échantillons 205Fe et 206Fe. De plus, des pics sont visibles au-delà de la résonance de l'InP pour les F_7 à F_9 , ceux-ci n'ont toutefois pas été identifiés.

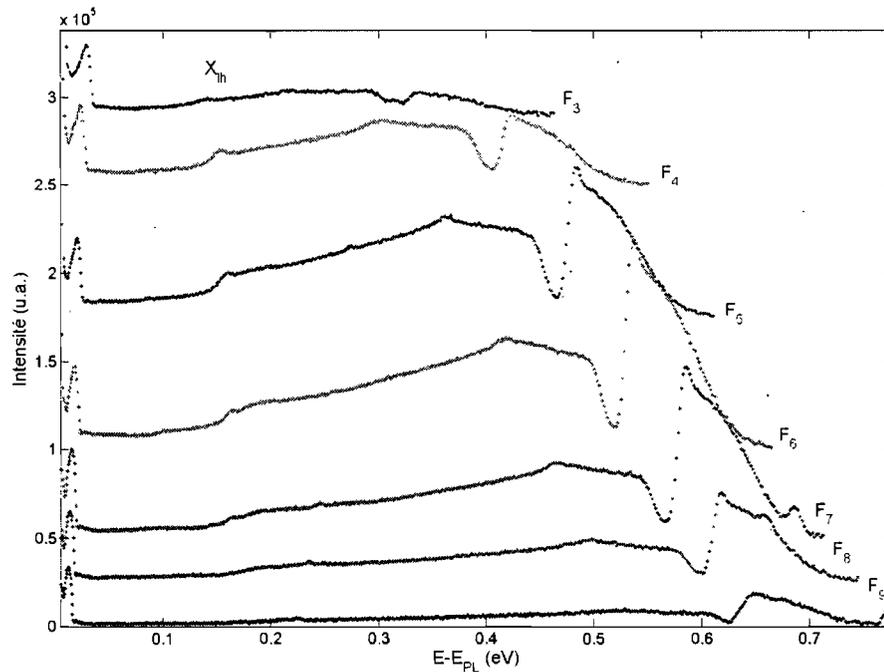


Figure 3.8 – Intensité de la PLE des F_3 à F_9 de l'échantillon 148EP en fonction de la différence $E - E_{PL}$ montrant l'évolution du pic X_{lh} .

3.3 Conclusion

Les différences entre les énergies de X_{lh} et de X_{hh} auxquelles est ajoutée la courbe théorique du modèle $\vec{K} \cdot \vec{P}$ pour des puits quantiques carrés d'InAs, qui ne tient pas en compte les effets excitoniques, sont présentées à la figure 3.9. Étant donné ces approximations, les résultats concordent remarquablement bien avec la théorie. Le groupe de Heitz [30] a étudié les effets qu'ont les dimensions des boîtes quantiques d'InAs/GaAs sur les prédictions du modèle. Les résultats présentés ici semblent donc une excellente base pour améliorer les simulations afin d'obtenir une meilleure concordance et d'en tirer plus d'information sur les boîtes quantiques d'InAs/InP.

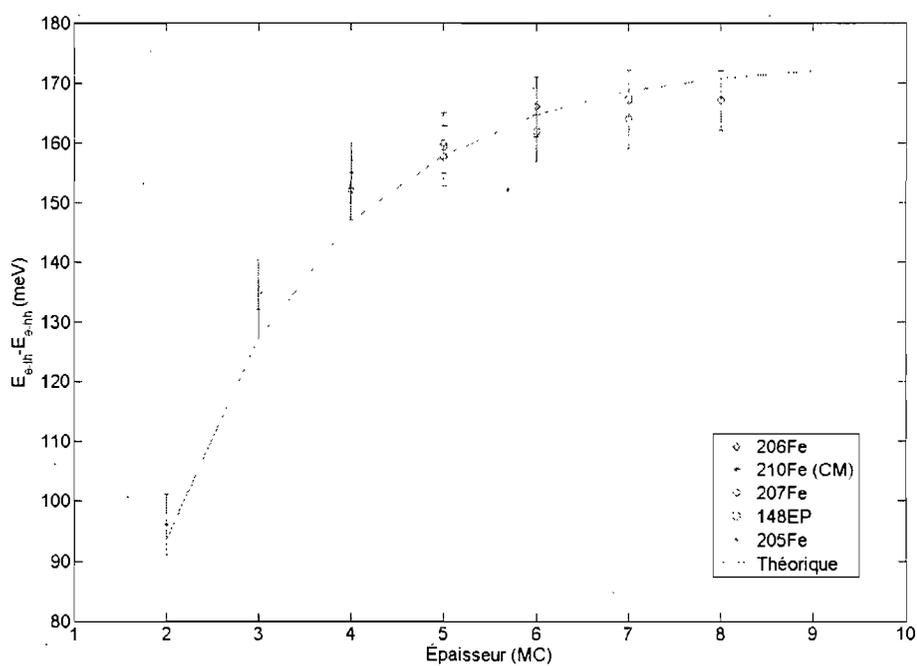


Figure 3.9 – Comparaison entre la différence en énergie de l'état électron-trou léger et électron-trou lourd des échantillons étudiés en fonction de leur épaisseur et de la prédiction du modèle $\vec{K} \cdot \vec{P}$ pour des puits d'InAs.

CHAPITRE 4

CAPTURE ET FUITE DES EXCITONS

4.1 Introduction

En se basant sur des expériences de photoluminescence en température, les intensités intégrées des boîtes quantiques donneront une indication de leur population de porteurs. À l'aide des équations de transferts, c'est-à-dire les équations faisant le bilan de porteurs entrant et sortant de la barrière, la couche de mouillage et les boîtes quantiques, et en associant des taux de capture et une énergie d'activation pour la fuite, il sera possible de reproduire l'intensité intégrée en fonction de la température.

Plusieurs modèles ont été faits pour étudier les systèmes de boîtes quantiques et deux de ceux-ci, le groupe de Sanguinetti [6] et le groupe de Sercel [7] seront présentés plus en détail dans cette section. Le but de ces articles a bien entendu été de reproduire l'intensité expérimentale observée avec leur modèle, mais aussi d'obtenir de l'information sur la nature des porteurs. Les énergies d'activation permettront d'affirmer s'il s'agit d'excitons ou encore de paires non corrélées.

Aussi, en simulant l'intensité, les différents taux de capture donneront une indication sur la dynamique des porteurs en fonction de la température. Ce qui donnera une idée de la contribution de la barrière et de la couche de mouillage dans le peuplement des boîtes quantiques.

Malgré le fait que ces articles soient pour des échantillons d'InAs/GaAs, la base du modèle reste le même, et les ordres de grandeur pour les taux de capture et les taux d'émission restent du même ordre de grandeur.

4.1.1 Le modèle du groupe de Sanguinetti

Le modèle de ce groupe, illustré à la figure 4.1, se base sur les équations de transfert, de manière similaire à celles utilisées dans ce mémoire. Il est cependant important de définir ce que chacun des termes représente. Tout d'abord, il y a la barrière de GaAs ayant une énergie d'émission de E_G . L'excitation se fait directement dans le GaAs, mais n'est pas représentée dans le schéma. Les excitons tombent avec un taux g dans la couche de mouillage (WL) d'InAs, d'énergie d'émission E_{WL} et ayant n_r excitons par cm^2 . Il est à noter que le taux de capture de la CM venant de la barrière est fixé dans ce modèle.

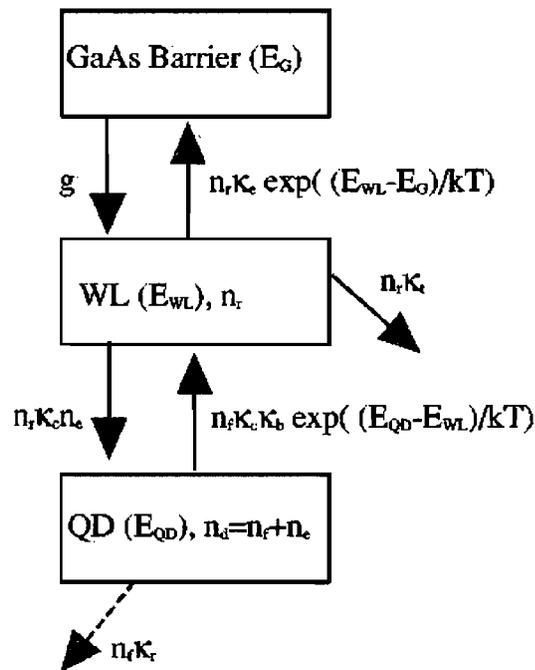


Figure 4.1 – Représentation graphique du modèle du groupe de Sanguinetti [6].

Une fois dans la couche de mouillage, les n_r excitons peuvent être capturés à un taux κ_c vers les BQs, le facteur n_e étant le nombre de BQs libres (vides, et donc disponibles à recevoir un exciton). Ils peuvent aussi être excités thermiquement pour retourner dans

la barrière à un taux κ_e multiplié par une exponentielle en température. Ils peuvent aussi être piégés dans des centres de recombinaison non radiative (générés, par exemple, par des impuretés) à un taux κ_r .

Au niveau des BQs, les excitons peuvent retourner vers la CM à un taux κ_c multiplié par l'exponentielle et par le facteur κ_b représentant la densité d'états effective de la CM, celle-ci étant significativement plus élevée que celle des BQs. Les excitons peuvent aussi être émis de manière radiative à un taux κ_r .

Ce modèle, en fixant g et en ne tenant pas compte de la capture et de la fuite barrière/BQs, ne permet pas de vérifier si les excitons vont en effet directement dans la CM. Aussi, ce groupe suppose qu'il n'y a pas d'émission radiative venant de la CM ou de la barrière, ce qui peut ne pas être le cas pour certains échantillons pour lesquels la CM est tout à fait visible à basse température dans les spectres de PL, comme par exemple l'échantillon 205Fe. Sanguinetti et ses collaborateurs n'ont pas non plus inclus d'émission non-radiative pour la barrière et pour les BQs, pour ces dernières ils mentionnent cependant qu'elles sont supposées sans défauts. Cependant, étant donné que l'attention est portée sur les BQs, le coefficient κ_r d'émission non radiative peut inclure l'émission radiative.

En ce qui concerne les BQs, ils se peuplent de manière aléatoire, mais la densité d'états devrait rester proportionnelle aux populations respectives de basse température des différents BQs dans la distribution.

Les auteurs supposent que les processus de capture et de fuite se font pour des porteurs liés, donc des excitons. Ils ne justifient pas ce choix au départ, mais pourront le faire a posteriori si l'énergie retournée par le paramétrage concorde très bien avec la valeur attendue pour des excitons.

Pour des raisons de simplicité et pour ne pas alourdir le paramétrage, il n'y a pas eu

d'ajouts de paramètres dépendants de la température pour tenter d'améliorer le lissage.

Le groupe pose ensuite les équations de transfert suivantes :

$$n_d(E) = n_f(E) + n_e(E), \quad (4.1)$$

$$\dot{n}_f(E) = -n_f(E)\kappa_r - n_f(E)\gamma\kappa_c\kappa_b + n_r n_e(E)\kappa_c = 0, \quad (4.2)$$

$$\dot{n}_r = g - n_r\kappa_t - n_r\beta\kappa_e + \int n_f(E)\gamma\kappa_c\kappa_b dE - \int n_r n_e(E)\kappa_c dE = 0 \quad (4.3)$$

où $\int n_d(E)dE = n_d$, $\gamma = e^{\frac{-\Delta E_{QD-WL}}{k_b T}}$ et $\beta = e^{\frac{-\Delta E_{WL-barrier}}{k_b T}}$. En régime stationnaire, les équations 4.2 et 4.3 sont égales à zéro. Pour paramétrer, le groupe résout de manière numérique les équations 4.1 à 4.3 à différentes températures et donne l'intensité comme étant $I(E) = A\kappa_r n_f(E)$, A étant un facteur de normalisation.

Ils discutent des différentes variables de leur modèle : $g, n_d, \kappa_r, \kappa_c, \kappa_b, \kappa_t, \kappa_e, E_{WL}$ afin de justifier celles qui seront fixées. Premièrement, n_d a été fixé à $2 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$, valeur déterminée par microscopie et en bon accord avec les valeurs suggérées dans [31]. Deuxièmement, en se basant sur le fait que lorsque $g/\kappa_r n_d \geq 0.2$ les états excités sont visibles en PL, les auteurs ont lié ces trois paramètres comme suit : $g/\kappa_r n_d = 0.001$, valeur qui reproduisait bien les courbes expérimentales. Ensuite, se basant sur deux articles [5, 32], ils ont posé κ_c et κ_r à 10^9s^{-1} et à $3 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$ respectivement, laissant ainsi les quatre autres paramètres libres de varier lors du paramétrage. Le critère de lissage utilisé est de minimiser le χ^2 entre l'intensité intégrée expérimentale et celle simulée. Aussi, pour éviter une solution basée sur un minimum local qui pourrait être non physique, ils s'assurent de pouvoir reproduire la PL à haute température.

Selon leurs résultats, malgré la simplicité du modèle, ils qualifient l'accord entre les simulations et l'expérience de bon et même excellent en comparant l'intensité intégrée, la largeur à mi-hauteur et l'énergie centrale en fonction de la température. Le résultat le

	NU146S	NU1422	NU1478	MA882	MA884	MA886	MA886 (rel.)
E_{WL} (eV)	1.390 ± 0.015	1.410 ± 0.015	1.420 ± 0.015	1.410	1.406	1.400	1.400
κ_r (GHz)	772 ± 230	92 ± 30	138 ± 48	1677 ± 500	3800 ± 1000	3060 ± 750	3300 ± 900
κ_e (10^5 GHz)	5.10 ± 1.60	0.60 ± 0.25	3.80 ± 1.15	130 ± 30	130	130	450 ± 200
κ_b (10^{17} cm $^{-2}$)	2.7 ± 0.8	4.7 ± 1.4	8.7 ± 2.6	3.8 ± 1.2	10 ± 3	600 ± 180	350 ± 100

Tableau 4.1 – Valeurs des quatre paramètres des simulations du groupe de Sanguinetti pour différents échantillons [6]. Les valeurs en gras sont des valeurs fixées.

plus important de cette étude est E_{WL} , qui cadre très bien avec la valeur attendue de 1.42 eV observée dans leur étude de PL pour différentes densités d'excitation. Ce qui vient corroborer leur hypothèse qu'il s'agit d'excitons dans les processus de fuite, puisque modifier légèrement cette valeur dans les simulations détériore grandement les courbes simulées.

Somme toute, leur étude s'avère un succès pour la majorité des échantillons étudiés, leurs résultats sont montrés à la figure 4.1. Un seul n'a pas pu être reproduit correctement, mais il ne possédait pas les caractéristiques en température que ces systèmes présentent en général. Ils affirment aussi qu'un changement de quelques dixièmes de meV à E_{WL} détériore grandement le paramétrage, ce qui corrobore le fait qu'il s'agisse de paires électron/trou corrélées selon leurs simulations. Malgré une grande variation de κ_r d'un échantillon à l'autre, ils observent que plus ce paramètre est faible, plus la PL à haute température est visible. Ce qui est évidemment dû au fait que les excitons restent dans le système et ne sont pas perdus de manière non radiative. Ils expliquent peu la signification physique des changements de κ_e d'un échantillon à l'autre, notant seulement que cela pourrait être attribué aux états accessibles des défauts dus à la barrière. Le paramètre κ_b lui aussi change beaucoup d'un échantillon à l'autre. Par contre ce paramètre n'est pas un taux comme les autres, c'est plutôt un densité d'états. Le fait de changer l'épaisseur pourrait en effet changer la densité d'états. Ils n'en disent toutefois pas plus

à ce sujet. Puisque la densité et les coefficients de fuite sont couplés, le fait d'augmenter l'un et de réduire l'autre pourra donner les mêmes résultats. Il serait donc important de vérifier comment la variation de l'un affecte l'autre.

4.1.2 Le modèle du groupe de Sercel

Ce modèle ressemble à celui de Sanguinetti dans le sens où c'est encore une fois pour un système d'InAs/GaAs et ils se basent sur les équations de transfert en y ajoutant l'émission thermique et la recapture. Une représentation graphique est présentée à la figure 4.2. Une différence notable entre les deux modèles est l'absence de la barrière dans le schéma, l'excitation se fait directement dans la CM à un taux P mais le modèle permet une fuite vers la barrière venant de la CM. Ici aussi, les échanges entre la barrière et les BQs ont été rejetés.

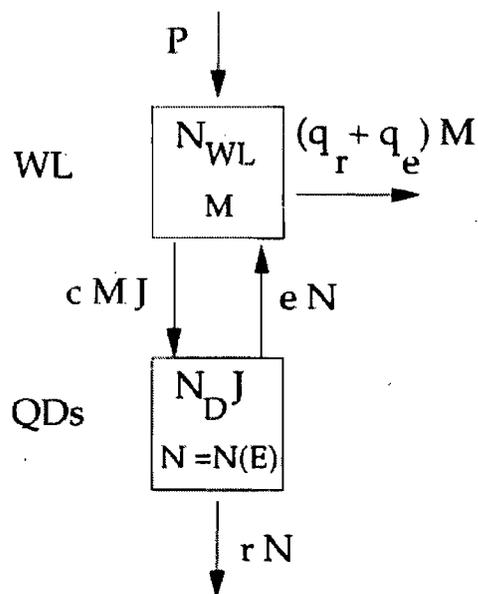


Figure 4.2 – Représentation graphique du modèle du groupe de Sercel [7].

Une fois l'excitation faite à un taux P dans la CM, les M excitons créés peuvent,

soit quitter celle-ci de manière radiative à un taux q_r ou encore par émission thermique vers la barrière (non schématisée) à un taux q_e . Il est à noter qu'une fois les excitons émis thermiquement, ceux-ci sont perdus, ils ne peuvent être capturés à nouveau par la CM. Ils peuvent, par contre, être capturés par les BQs à un taux c , J étant une densité d'états normalisée des BQs. M est défini comme étant le produit de N_{WL} , la densité d'états d'excitons dans la CM, et m , un facteur d'occupation. Le groupe définit aussi $N_{WL} = D_{WL}k_bT$, où D_{WL} est la densité d'états 2D donnée par $D_{WL} = m_{WL}/\pi\hbar^2$. De plus, la fuite vers la barrière est donnée par $q_e = q_{e0}e^{\frac{-\Delta E}{k_bT}}$, la différence en énergie étant celle entre la barrière et la CM. La définition de N_{WL} est importante puisqu'elle augmente avec la température, élargissant ainsi la gamme d'énergie possible où les porteurs pourraient fuir.

Dans les BQs, il y a N excitons dépendants de l'énergie : $N(E) = N_D J(E) f(E)$, où N_D est la densité de surface de BQs et $f(E)$ étant l'occupation des excitons dans les BQs. Les excitons peuvent, soit être émis de manière radiative à un taux r , ou encore retourner dans la CM à un taux e .

L'utilisation de $f(E)$ dans le modèle signifie que les auteurs traitent les porteurs comme étant des paires électron/trou non-corrélées ou des excitons, ce choix a été fait pour des raisons de simplicité car traiter les électrons et les trous de manière séparée engendre beaucoup de contraintes mathématiques.

Maintenant que les paramètres sont définis, les équations suivantes ont été utilisées :

$$\frac{dM}{dt} = -(q_r + q_e + c)M + \int dE N e, \quad (4.4)$$

$$\frac{dN}{dt} = cMJ - (r + e)N \quad (4.5)$$

Selon les équations du bilan détaillé, on obtient les relations suivantes :

$$cM_{eq}J = eN_{eq}, \quad (4.6)$$

$$\frac{e}{c} = \frac{N_{WL}}{N_D} \beta(E), \quad (4.7)$$

$$\beta(E) = \frac{m_{eq}}{f_{eq}} = e^{\frac{-E}{\nu k_b T}} \quad (4.8)$$

Cette dernière série d'équations lie donc les coefficients de capture et d'émission par les populations et une exponentielle dépendant de la température où un nouveau paramètre ν a été ajouté. Celui-ci a été ajouté dans le but de donner une indication sur la nature des porteurs dans les processus de fuite. En fait ce paramètre modifie l'énergie d'activation et plusieurs valeurs possibles sont attendues. Premièrement, si $\nu = 1$, l'énergie d'activation serait $E_{CM} - E_{BQ}$, il s'agirait dans ce cas d'un exciton. Deuxièmement, un $\nu \approx 2$ signifierait que l'énergie d'activation est d'environ $(E_{CM} - E_{BQ})/2$, c'est-à-dire que la différence en énergie est répartie entre l'électron et le trou, chacun en ayant environ la moitié. Dans le cas où $\nu \geq 2$, il s'agirait d'un porteur unique, vraisemblablement un trou puisque l'énergie nécessaire est moindre que pour l'électron. Un tableau résumant les résultats du paramétrage et les valeurs fixées est présenté à la figure 4.2.

La valeur de N_D a été estimée à 10^{10}cm^{-2} à partir de mesures par microscopie électronique par transmission (TEM) d'échantillons similaires à celui étudié, m_{WL} a été estimée à $0.4m_0$ comme valeur de masse effective. La valeur de $1/r$ oscille entre 1.15 et 1.28 ns et découle de mesures présentées dans ce même article.

En ce qui concerne les valeurs optimisées, ils les qualifient de raisonnables d'un point de vue physique. Une attention particulière est portée à la valeur de ν , car ils s'attendaient à ce que $\nu = 1$. Le résultat est cependant différent et corroborerait donc

Constrained parameters	Value
N_D	10^{10} cm^{-3}
m_{WL}	$0.40m_0$
$1/r$	1.15–1.28 ns (see Fig. 4)
Fit parameters	Value
c	$8.5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$
q_r	$6.5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$
q_{e0}	$5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$
ν	2

Tableau 4.2 – Valeurs des paramètres optimisés et fixés des simulations de Sercel pour reproduire l’atténuation de la PL [7].

l’hypothèse qu’il s’agisse de paires non corrélées plutôt que d’excitons. Les auteurs affirment que de contraindre $\nu = 1$ a pour effet d’altérer les courbes paramétrées, et que de faire varier ν autour de la valeur de deux change aussi les valeurs des autres paramètres. Ils ont aussi essayé d’exprimer l’intensité intégrée de manière analytique en se basant sur l’équation 4.5 et encore une fois, la valeur $\nu = 2$ correspond au meilleur paramétrage.

Les auteurs offrent quelques justifications à cette valeur de $\nu = 2$. Premièrement, les électrons et les trous sont émis, en moyenne, en paire plutôt que séparément selon ce que requiert les équations du bilan détaillé. À l’équilibre thermique, les densités de trous et d’électrons sont équivalentes dans un semi-conducteur intrinsèque :

$$n_{eq} = p_{eq} = \sqrt{N_c N_v} e^{\frac{-E_G}{2k_b T}} \quad (4.9)$$

En comparant les équations 4.9 et 4.8, on obtient $\nu = 2$. Le groupe ajoute aussi que le fait que les porteurs soient émis en paire n’est pas surprenant puisque l’émission d’un seul des deux créerait un champ électrique qui favoriserait le deuxième porteur à être

émis.

Deuxièmement, ils affirment qu'ils ont basé la décroissance de la PL dans l'équation 4.5 sur l'émission d'une paire, plutôt que d'un porteur unique. Se baser sur ce dernier donnerait un $\nu > 2$ puisque le porteur le moins lié déterminerait l'énergie d'activation, mais puisque les trous ont une énergie nettement inférieure, $\nu = 2$ ne serait pas compatible avec la théorie exposée.

Troisièmement, la décroissance de l'intensité avec la température pourrait être liée aux états liés excités des BQs, ce qui ralentirait la décroissance à haute température, et donc modifierait l'énergie d'activation. Cependant, leurs observations sont en contradiction avec cette supposition.

En bref, leurs simulations retournent des résultats concordant avec leurs données expérimentales, le point saillant de leur démarche est, à leur surprise, le fait d'obtenir $\nu = 2$, puisqu'ils s'attendaient plutôt à obtenir la valeur de $\nu = 1$, correspondant à un exciton comme porteur dans le système. Ils restent plutôt discrets dans l'interprétation des valeurs obtenues pour les taux d'émission.

4.1.3 Remarques

D'abord, les conclusions des deux articles concernant la nature des porteurs sont opposées et chacun semble affirmer que l'inverse n'est pas possible selon leur modèle. Les échantillons utilisés par ces deux groupes n'ont qu'une seule famille de BQs et donc qu'une seule énergie d'activation pour simuler les courbes théoriques. Les échantillons qui seront utilisés pour le modèle de ce travail sont multiples, donc plusieurs familles de BQs par échantillons. Les simulations se baseront donc sur plusieurs énergies d'activation pour rendre compte des courbes expérimentales.

De plus, la capture et la fuite entre la barrière et les BQs ont été négligées dans

ces modèles. Il sera donc important de les inclure afin de vérifier si la barrière joue un rôle dans le peuplement des boîtes quantiques. Il sera possible aussi de comparer la capture venant de la barrière et de la couche de mouillage afin de mieux comprendre la dynamique des porteurs selon la température.

Ensuite, la fuite des porteurs des BQs devrait être possible pour toutes les énergies entre le seuil de la couche de mouillage et la barrière, et même au-delà de l'énergie de seuil de la barrière. Le groupe de Sanguinetti n'a associé que l'énergie de seuil de la couche de mouillage à la fuite, alors que le groupe de Sercel a inclus l'énergie de seuil à laquelle l'énergie thermique est ajoutée. Il sera donc important d'inclure une plus grande gamme en énergie pour les processus de capture et de fuite.

4.2 Modèle

4.2.1 Définition des paramètres

Le modèle proposé pour rendre compte des données expérimentales de PL faites en température se base sur les équations du bilan détaillé. Il y a autant d'équations qu'il y a d'éléments inclus dans le modèle, c'est-à-dire une barrière qui représente le substrat d'InP, la couche de mouillage d'InAs (puits quantique) segmentée en trois régions de 0.01 eV de largeur et les différentes familles de boîtes quantiques d'InAs. Le modèle est schématisé à la figure 4.3. La couche de mouillage a été segmentée dans le but de reproduire un continuum d'énergie entre le seuil d'émission de celle-ci et l'InP. Seulement trois segments ont été ajoutés pour ne pas complexifier le code des simulations et que ces 30 meV représentent une bonne fraction des énergies d'activation du système. Pour améliorer le modèle, il serait préférable d'en ajouter d'avantage et de le faire aussi pour la barrière. Cependant, 30 meV est un ajout important par rapport aux modèles précédents

ou il n'y avait que l'énergie de seuil [6] ou encore une augmentation avec la température [7].

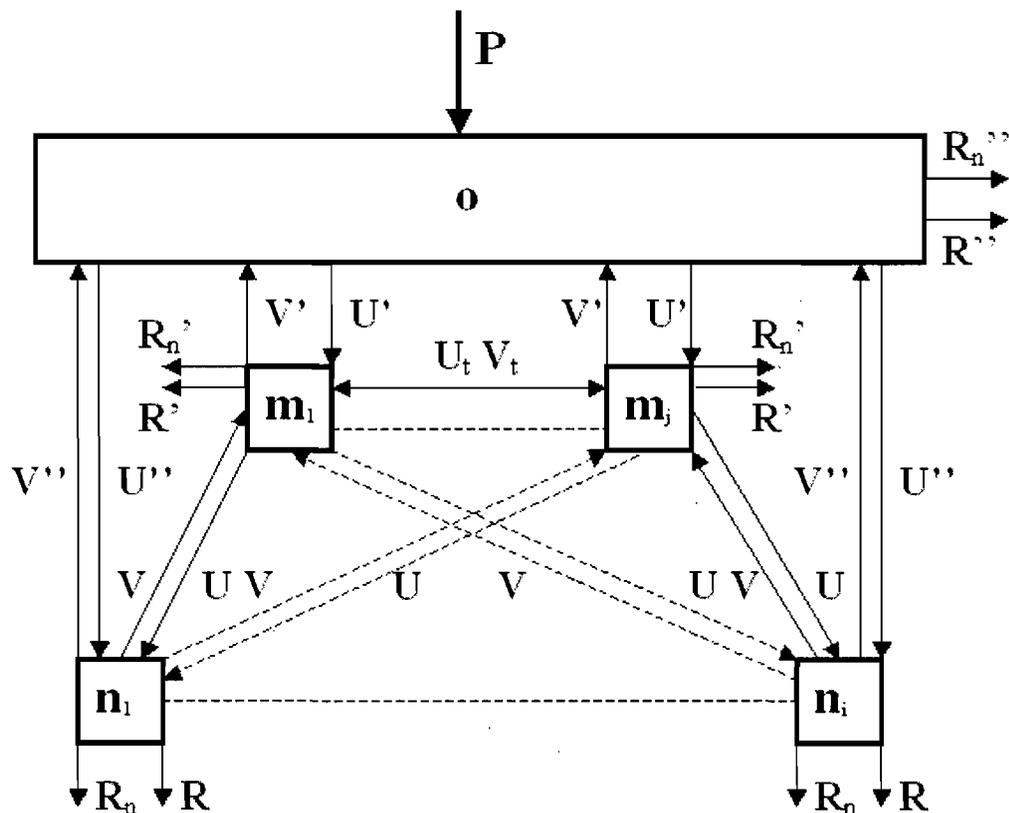


Figure 4.3 – Représentation graphique du modèle utilisé dans ce travail.

Comparativement aux modèles déjà étudiés dans les sections précédentes, celui-ci inclut toutes les parties à priori actives. C'est donc supposer que chacune de ces parties joue un rôle dans les processus de capture et de fuite des excitons. L'avantage de les inclure réside dans le fait que les simulations donneront un ordre de grandeur à chacun de ceux-ci, pouvant indiquer qu'un coefficient domine sur un autre dans les processus de capture et de fuite. Aussi, il est possible de fixer les paramètres à zéro pour désactiver certains processus et ainsi vérifier si la routine arrive à ajuster les autres paramètres pour

un bon accord entre la théorie et les données expérimentales.

Ici, o , m_j et n_i sont les différentes densités (en cm^{-2}) de la barrière, la couche de mouillage et des points quantiques. Pour la barrière, la valeur a été évaluée à $10^{14}cm^{-2}$, à partir de l'équation 4.10 pour une densité dans un matériau volumique (où $\Theta(E - E_{c0})$ est la fonction échelon de Heaviside, m/m_e pour les trous est de 0.64 et 0.077 pour les électrons dans l'InP. Pour obtenir la masse effective de l'exciton, on utilise $\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_l}$. La densité volumique obtenue a été multiplié par 100 nm, soit 50 nm de part et d'autre de l'InAs, ce qui est raisonnable puisque les photons excitant le système ne pénètrent pas toute l'épaisseur de l'InP. En ce qui concerne la valeur de la densité surfacique de la couche de mouillage, elle a été fixée à $10^{12}cm^{-2}$ valeur approximative évaluée par $N_{CM} = \frac{m_e}{\pi\hbar^2} \sum \Theta(E - E_n)$ et celle des boîtes à $10^{10}cm^{-2}$, valeur rapportée par Robertson et coll. [33].

$$D_c(E) = \frac{m^*}{\pi^2\hbar^3} \sqrt{2m^*(E - E_{c0})} \Theta(E - E_{c0}) \quad (4.10)$$

Ensuite, différents coefficients ont été ajoutés pour expliquer les différents phénomènes actifs dans les processus de capture et de fuite. Tout d'abord les R , R' et R'' sont les coefficients d'émission radiative, c'est-à-dire lorsqu'il y a une émission observable. Les R seront fixés pour les simulations, les autres coefficients seront donc relatifs à ces derniers ; les différentes familles de boîtes quantiques ont le même R , c'est pourquoi l'indice i n'a pas été ajouté dans le modèle. Ils ont été posés à la même valeur puisque des mesures résolues dans le temps n'ont pas été encore faites sur ces échantillons. La valeur attendue pour R est de l'ordre du GHz, valeur que les groupes de Sercel et Sanguinetti ont trouvée.

Les R_n , R'_n et R''_n représentent les coefficients d'émission non radiative, lorsqu'un

exciton reste piégé par exemple et que son énergie est dissipée dans le réseau. Dans les simulations, ces paramètres ont été fixés à zéro pour les BQs, puisque ces processus sont négligeables par rapport à l'émission radiative. En ce qui concerne les émissions non radiatives de la couche de mouillage et de la barrière, celles-ci ont été fixées aussi à zéro. Étant donné qu'il n'est pas possible de distinguer les émissions radiative et non radiative dans les simulations, les valeurs optimisées des coefficients R' et R'' pourront inclure l'émission non radiative.

Ensuite, les U_i et V_i correspondent aux taux de transfert entre les différents segments de la couche de mouillage, V_i étant défini comme $V_i = U_i e^{\frac{-\Delta E}{k_b T}}$; ΔE étant la différence d'énergie entre deux segments.

De plus, les coefficients U , U' , U'' et V , V' , V'' représentent les taux de capture et de fuite entre une boîte et la couche de mouillage, la couche de mouillage et la barrière, et une boîte et la barrière. Les différents U et V étant reliés par les relations 4.11 à 4.13 où les densités ont été définies précédemment et les ΔE_{ij} étant l'énergie nécessaire pour passer d'un BQ à un segment de la CM, les ΔE_j étant l'énergie nécessaire pour passer d'un segment à la barrière, et les ΔE_i étant l'énergie nécessaire pour passer d'un BQ à la barrière.

$$\frac{V_{ij}}{U_{ij}} = \frac{m_j}{n_i} e^{\frac{-\Delta E_{ij}}{k_b T}}, \quad (4.11)$$

$$\frac{V'_j}{U'_j} = \frac{o}{m_j} e^{\frac{-\Delta E_j}{k_b T}}, \quad (4.12)$$

$$\frac{V''_i}{U''_i} = \frac{o}{n_i} e^{\frac{-\Delta E_i}{k_b T}} \quad (4.13)$$

Finalement, P est l'excitation externe qui génère des porteurs dans la barrière. L'ex-

citation se fait dans cette région puisque la source d'excitation utilisée est un laser à 632.8 nm, ce qui est plus énergétique que les différentes énergies d'émission des divers éléments.

Les équations 4.14, 4.15 et 4.16 sont les équations de transfert utilisées pour représenter le système.

$$\frac{dn_i}{dt} = -n_i(R + R_n + V_i'' + \sum_j V_{ij}) + \sum_j m_j U_{ij} + oU_i'', \quad (4.14)$$

$$\frac{dm_j}{dt} = -m_j(R' + R'_n + V_j' + \sum_i U_{ij} + \sum_{k \neq j} V_i) + \sum_{k \neq j} m_k U_i + \sum_i n_i V_{ij} + oU_j', \quad (4.15)$$

$$\frac{do}{dt} = -o(R + R_n + \sum_i U_i'' + \sum_j U_j') + \sum_j m_j V_j' + \sum_i n_i V_i + P \quad (4.16)$$

En régime stationnaire les termes de gauches peuvent être mis à zéro. En réorganisant les termes en fonction de o , m_j et n_i , les équations précédentes donnent :

$$o(R + R_n + \sum_i U_i'' + \sum_j U_j') - \sum_j m_j V_j' - \sum_i n_i V_i'' = P, \quad (4.17)$$

$$-oU_j' + m_j(R' + R'_n + V_j' + \sum_i U_{ij} + \sum_{k < j} V_{tkj} + \sum_{k > j} U_{tkj}) - \sum_{k < j} m_k V_{tkj} - \sum_{k > j} m_k U_{tkj} - \sum_i n_i V_{ij} = 0, \quad (4.18)$$

$$-oU_i'' - \sum_j m_j U_{ij} + n_i(R + R_n + V_i'' + \sum_j V_{ij}) = 0 \quad (4.19)$$

Les équations 4.17 à 4.19 formeront la matrice M utilisée afin de simuler les populations en fonction de la température, celle-ci est montrée à la figure 4.4.

La manière dont fonctionnent les simulations est la suivante : la matrice M multiplie

$$\begin{array}{ccccccc}
R + R_n + \sum_i U_i^* + \sum_j U_j^* & -V_j^* & \dots & -V_1^* & -V_1 & \dots & -V_1 \\
-U_j^* & R^* + R_n^* + V_j^* + \sum_i U_{ij} + \sum_k^{k \neq j} U_{jk} & \dots & -V_{j1} & -V_{j1} & \dots & -V_{j1} \\
\vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\
-U_i^* & -U_{ji} & \dots & R^* + R_n^* + V_1^* + \sum_i U_{i1} + \sum_k^{k \neq 1} V_{1k} & -V_{11} & \dots & -V_{11} \\
-U_i^* & -U_{ij} & \dots & -U_{i1} & R + R_n + V_1^* + \sum_j V_{1j} & \dots & 0 \\
\vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\
-U_i^* & -U_{ij} & \dots & -U_{i1} & 0 & \dots & R + R_n + V_1^* + \sum_j V_{1j}
\end{array}$$

Figure 4.4 – Matrice M utilisée dans le modèle.

les populations $\hat{M} \times \vec{N} = \vec{C}$, où \vec{C} est le vecteur représentant l'excitation sur le système. Il faut donc inverser cette matrice pour obtenir les populations $\vec{N} = \hat{M}^{-1} \times \vec{C}$ et étant donné que \hat{M} dépend de la température, les populations aussi. La PL expérimentale en fonction de la température pourra donc être comparée pour chaque température.

Tel que mentionné plus haut, R a été fixé et tous les autres coefficients sont exprimés par rapport à R. Un coefficient plus grand que un voudra donc dire que ce processus a un temps de vie plus court qu'une émission radiative des BQs, alors que plus petit que un mais plus grand que zéro, ils auront un temps de vie plus long. Quelques ordres de grandeur de variation sont prévus, donc des temps de vie allant de la picoseconde à quelques dizaines de nanosecondes. C'est dans ce contexte qu'il est très instructif de laisser le plus de processus probables actifs dans les simulations, il sera possible d'analyser à quel point deux processus de capture entrent en compétition afin de déterminer si la CM est le réservoir des BQs, ou encore s'il s'agit plutôt de la barrière ou même que les deux jouent un rôle non négligeable évoluant avec la température.

Cependant, étant donné le nombre importants de paramètres disponibles, certains ont été fixés. D'abord les coefficients d'émission non radiative ont été fixés à zéro. Pour les boîtes quantiques c'est l'équivalent d'affirmer qu'elles sont sans défauts. En ce qui concerne la couche de mouillage et la barrière, il n'est pas possible de faire la distinction

entre ce qui peut être radiatif ou non radiatif. Donc, de poser le coefficient non radiatif à zéro, peut avoir comme effet que le coefficient radiatif comprenne la partie non radiative. De plus, des mesures de PLRT donneraient des temps de vie incluant les parties radiative et non radiative, il est donc sans conséquence de fixer la partie non radiative à zéro dans les simulations.

Aussi, les coefficients U_i sont fixés grands : $10^4 R$. Les fixer de cette manière est simplement favoriser le passage d'un segment à l'autre et plus spécifiquement vers celui de plus basse énergie, causé par les exponentielles dans V_i .

Les coefficients qui seront laissés libre de varier et qui seront optimisés sont les coefficients de capture (et donc d'émission puisque qu'ils sont liés dans les équations 4.11 à 4.13) ainsi que l'énergie d'activation de la famille de plus haute énergie (deuxième plus haute pour le 148EP) par rapport à la couche de mouillage et par rapport à la barrière. Les autres énergies d'activation seront dérivées de celle-ci de manière additive. Les coefficients R' et R'' seront eux aussi optimisés, et tel que mentionné plus haut, un facteur de normalisation pour un ajustement des courbes sera inclus. Ce dernier sert principalement à ajuster l'intensité de basse température aux points expérimentaux.

De plus, la routine a été écrite de manière à permettre une énergie d'activation attendue pour des excitons, ou pour une énergie d'activation deux fois plus petite, ce qui serait le cas d'une paire non corrélée.

En bref, les approximations faites ici sont de supposer que premièrement, tous les R sont égaux pour les différentes familles. Deuxièmement, tous les paramètres à l'exception des coefficients de fuite sont indépendants de la température. Troisièmement, une seule énergie a été prise pour la barrière, ce qui n'est pas le cas puisqu'il y a un continuum d'énergie au dessus de la valeur de son énergie de gap. Finalement, l'énergie d'émission des différentes familles se base sur un traitement de gaussiennes, donc d'une

énergie centrale de distribution et non l'intensité de chaque BQs. Tel que montré dans le chapitre 2, les comportements des énergies centrales en fonction de la température ne peuvent être décrits avec précision par l'équation de Varshni. Il est donc impossible de suivre l'intensité à une énergie donnée pour toute les températures puisque le décalage en énergie avec l'augmentation de la température n'est pas prévisible. Suivre une distribution est cependant faisable puisque le centre de la distribution reste bien identifiable avec l'augmentation de la température et que l'intensité intégrée est à la fois affectée par l'intensité et par la largeur de la distribution, tenant ainsi compte du décalage à haute énergie.

4.2.2 Résultats

De manière générale, les optimisations ont dû être faites en plusieurs étapes étant donné le nombre élevé de paramètres à ajuster et la vérification à faire concernant la nature des porteurs. Étant donné que les énergies d'activation peuvent être déduites des spectres de PL obtenus au chapitre 2, celles-ci ont d'abord été fixées dans le but d'obtenir un ordre de grandeur sur les autres paramètres. L'optimisation a été faite en minimisant le χ^2 entre les courbes théoriques et les points expérimentaux d'intensité de chaque famille. Étant donné que les simulations ont été faites pour l'ensemble des familles, le χ^2 se base sur l'ensemble des familles et non une seule pour une optimisation. Une fois le χ^2 minimal obtenu, les énergies d'activation ont été optimisées en fixant les coefficients d'émission radiative. Pour chaque simulation, une seule série de paramètres sera obtenue pour reproduire l'intensité de chacune des familles d'un échantillon.

Les deux possibilités d'énergie d'activation ont été testées et le χ^2 était environ deux fois plus petit lorsque les porteurs étaient traités comme non corrélés. Graphiquement les courbes théoriques n'arrivaient pas à reproduire certaines structures uniques de l'in-

tensité tel que montré à la figure 4.5, ce qui montre qu'il ne s'agit pas d'excitons et qui est en accord avec les résultats du groupe de Sercel.

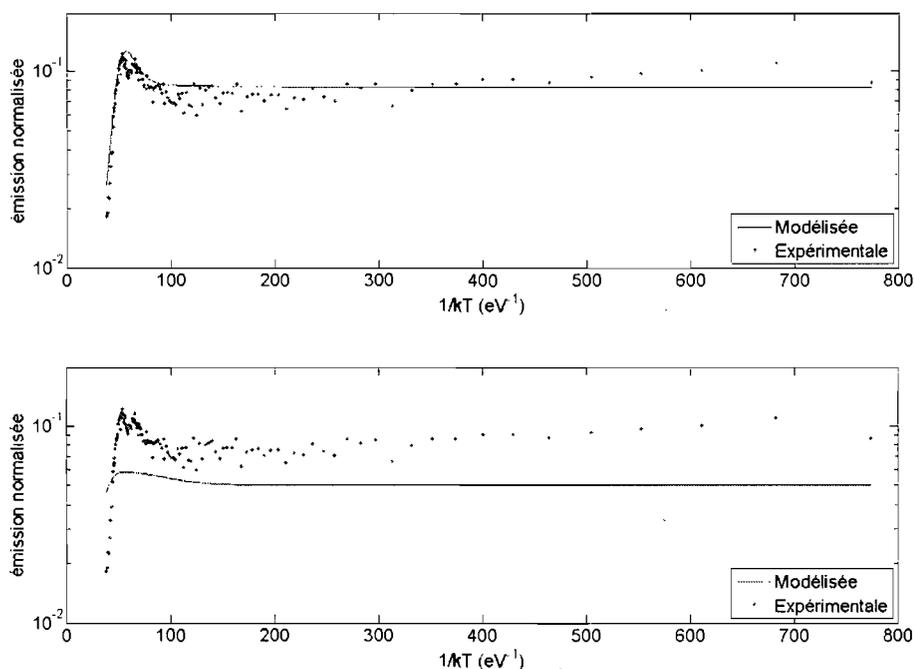


Figure 4.5 – Comparaison entre l'optimisation de paramètre en considérant un paire non-corrélée en haut, et un exciton en bas pour la F_5 de l'échantillon 205Fe.

Afin de bien comprendre les mécanismes de capture et de fuite, l'excitation a été simulée dans la barrière ou dans la couche de mouillage en fixant les coefficients de capture et de fuite de la région non excitée à zéro afin d'observer si l'optimisation était possible.

Aussi, pour un paramétrage donné, les coefficients de capture et de fuite de la barrière ou de la couche de mouillage ont été fixé à zéro puis comparés graphiquement afin d'observer les répercussions sur les courbes théoriques, donnant une indication du rôle de chaque processus selon la famille étudiée.

Il est à noter que les énergies d'activation qui seront présentées sont les valeurs retournées par l'optimisation des paramètres, la valeur utilisée dans les simulations est cependant la moitié de cette valeur puisqu'il s'agit de paires non-corrélées.

4.2.2.1 Échantillon 205Fe

Cet échantillon, tel qu'étudié précédemment dans ce travail, a montré un lien fort avec la couche de mouillage puisque les familles ont des épaisseurs relativement près de celle-ci, et donc une différence en énergie d'émission assez basse.

Les cinq familles montrées dans les sections précédentes pour cet échantillon ont été traitées, mais seulement les trois premières seront montrées étant donné leur intensité relativement grande sur les spectres de PL, les autres sont négligeables.

Les paramètres optimisés sont présentés dans le tableau 4.3.

Les incertitudes ont été calculées par le Hessien retourné par l'optimisation, c'est-à-dire la matrice des dérivées secondes des différents paramètres. En effet, en inversant cette matrice, les incertitudes de chacun des paramètres se retrouvent sur la diagonale. Les paramètres R' et R'' n'ont pas d'incertitudes car ils étaient fixés pour la dernière optimisation. La figure 4.6 montre graphiquement les résultats obtenus sous ces paramètres. Il est à noter que près de 60 eV^{-1} il y a un creux pour les trois courbes au même endroit, l'intensité globale de l'échantillon a diminué puis a augmenté. Il pourrait s'agir d'une erreur expérimentale due à l'alignement du laser.

Les énergies d'activation, quoique inférieures aux valeurs attendues présentées à la

U (GHz)	U' (GHz)	U'' (GHz)	E_{a1} (meV)	E_{a2} (meV)	R' (GHz)	R'' (GHz)
0.042 ± 0.005	0.0010 ± 0.0001	4.5 ± 0.3	38 ± 2	288 ± 2	0.58	0.79

Tableau 4.3 – Différents paramètres optimisés avec incertitudes pour l'échantillon 205Fe.

figure 1.1 sont toutefois très près des celles-ci. En simulant avec les énergies attendues, les intensités dans le coude sont légèrement plus élevées. Il est possible que les énergies d'activation soient inférieures puisque qu'en réalité il ne s'agit pas d'une énergie unique mais d'une distribution. De plus, la première famille de cet échantillon, qui a le plus de poids dans le calcul du χ^2 , est pratiquement collée sur la couche de mouillage, les deux distributions se recouvrent, ce qui aurait comme résultat de diminuer l'énergie d'activation. En ce qui concerne l'énergie d'activation de la barrière, cette raison ne s'applique pas, mais étant donné que les deux énergies sont en compétition, le fait d'en diminuer une pourrait influencer l'autre.

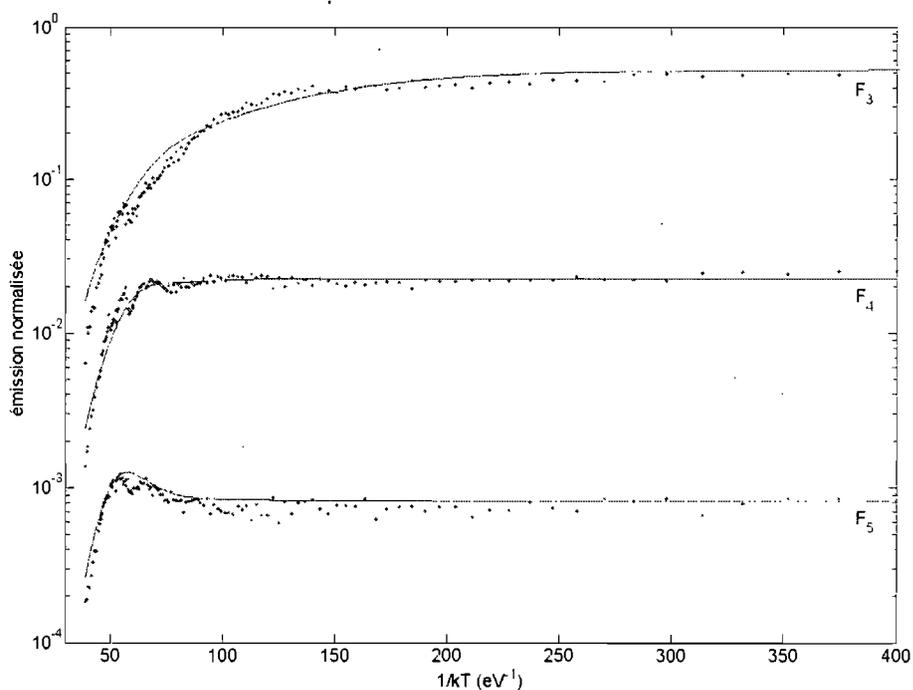


Figure 4.6 – Comparaison des intensités expérimentale et modélisée des familles F_3 , F_4 et F_5 de l'échantillon 205Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$.

Les coefficients de capture sont de l'ordre du centième de GHz pour la capture ve-

nant de la couche de mouillage, du MHz pour la capture vers la couche de mouillage et du GHz pour la capture venant de la barrière. La capture se fait donc principalement à partir de la barrière, mais la fuite se fait d'avantage vers la couche de mouillage, puisque l'exponentielle est extrêmement affectée par l'énergie d'activation de la barrière. Cette exponentielle affecte d'avantage les familles de basses énergie puisque l'énergie d'activation est plus grande, réduisant ainsi sa probabilité de fuite. Pour les familles ayant une énergie d'activation à la CM de l'ordre de celle à la barrière, la fuite vers la CM et la barrière entrent davantage en compétition, la barrière ayant une densité d'états supérieure.

Les coefficients d'émission radiative sont quant à eux de l'ordre du dixième de GHz, ils n'ont pas d'incertitude car ils ont été fixés après une première optimisation afin d'obtenir les paramètres des boîtes quantiques. Afin de comparer ces valeurs, il serait intéressant de faire des mesures de PLRT sur ces échantillons afin de connaître le temps de vie des excitons dans la barrière et la couche de mouillage. Mais les valeurs obtenues ici sont d'un ordre de grandeur raisonnable.

Si la barrière est désactivée, la même simulation est montrée à la figure 4.7, cependant l'excitation se fait dans la couche de mouillage. Dans le coude du graphique de F_3 , il est possible de voir une décroissance semblable, mais la chute à haute température n'est pas du tout bien reproduite. Pour les graphiques de F_4 et F_5 c'est plutôt la remontée qui n'est pas bien reproduite. Il semble donc que plus l'énergie d'activation est élevée, plus le rôle de la barrière est important. À haute température, malgré le fait que l'énergie d'activation soit plus élevée pour se rendre à la barrière, celle-ci joue un rôle non négligeable dans les processus de capture et de fuite.

À l'inverse, si la couche de mouillage est désactivée, tel que montré à la figure 4.8, le coude de la première famille est systématiquement trop abrupte, alors que les remontées sont trop prononcées et légèrement décalées vers les basses températures. Tel que men-

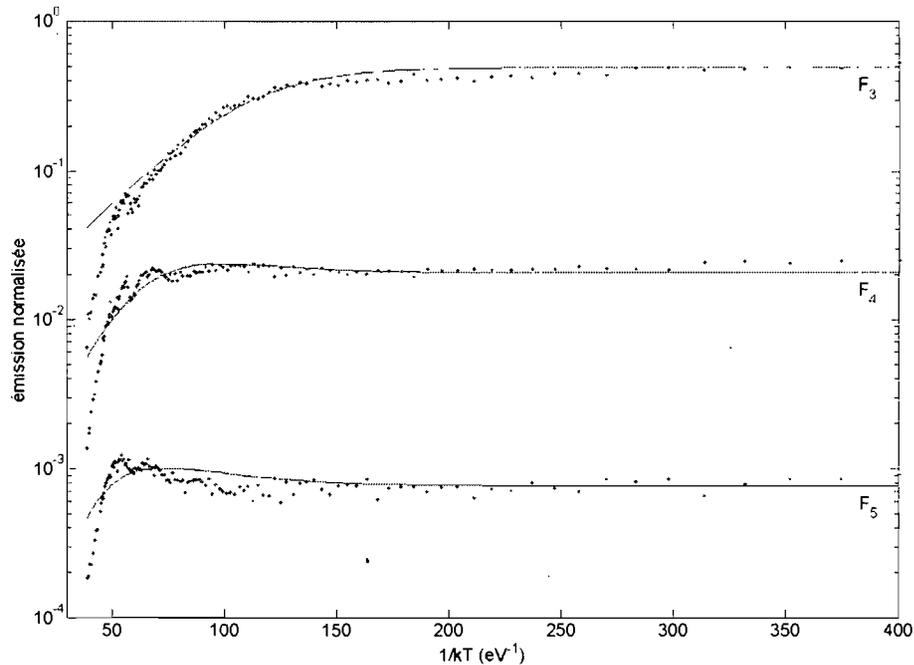


Figure 4.7 – Comparaison des intensités expérimentale et modélisée lorsque la barrière est désactivée des familles F_3 , F_4 et F_5 de l'échantillon ^{205}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$.

tionné plus haut, la couche de mouillage semble jouer un rôle plus important lorsque la famille a une épaisseur plus près de celle de la CM. Mais la couche de mouillage ne peut pas être négligée pour les familles de plus grande épaisseur non plus, la capture de la CM atténue l'intensité à haute température.

En laissant la barrière et la couche de mouillage, mais en désactivant la capture et la fuite entre celles-ci, les courbes ne sont pratiquement pas changées. Ce qui porte à croire que peu importe la température, ce processus n'est pas dominant et que la capture des BQs puis la fuite vers la CM est plus probable.

Tel que mentionné précédemment, les simulations basées sur une énergie d'activation fidèle aux excitons ne concordaient pas bien avec les données expérimentales, en fait le

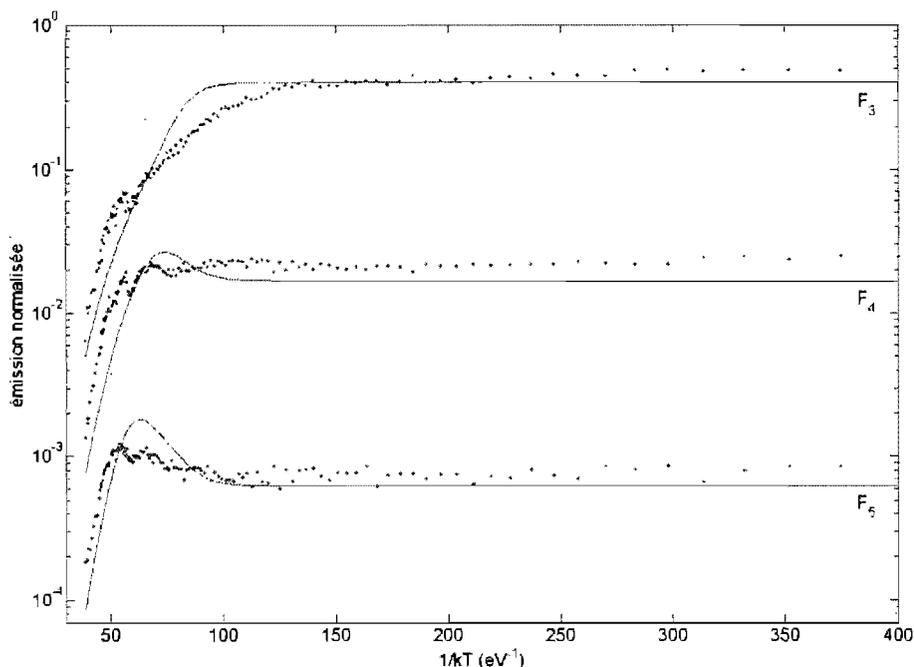


Figure 4.8 – Comparaison des intensités expérimentale et modélisée lorsque la couche de mouillage est désactivée des familles F_3 , F_4 et F_5 de l'échantillon 205Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$.

modèle était incapable de bien reproduire les remontées dans les coudes.

4.2.2.2 Échantillon 206Fe

L'échantillon 206Fe n'avait pas permis d'observer les formes en S des énergies centrale et ni de donner une quelconque tendance aux largeurs de pics dans le chapitre deux. Aussi l'observation en PLE n'avait pas permis d'identifier des niveaux accessibles excités pour la majorité des familles dans le chapitre trois. Encore une fois, les points expérimentaux ici n'ont pas autant de contraste que l'échantillon précédent. Toutefois, les résultats sont montrés à la figure 4.9 pour les familles quatre, cinq et six. Le contraste ne permet pas de voir clairement une remontée dans le coude des familles cinq et six,

et les simulations ne montrent pas de remontée non plus. Il est à noter que le peu de contraste a rendu les lissages avec Peakfit difficiles et que plusieurs légères oscillations sont visibles dans les coudes.

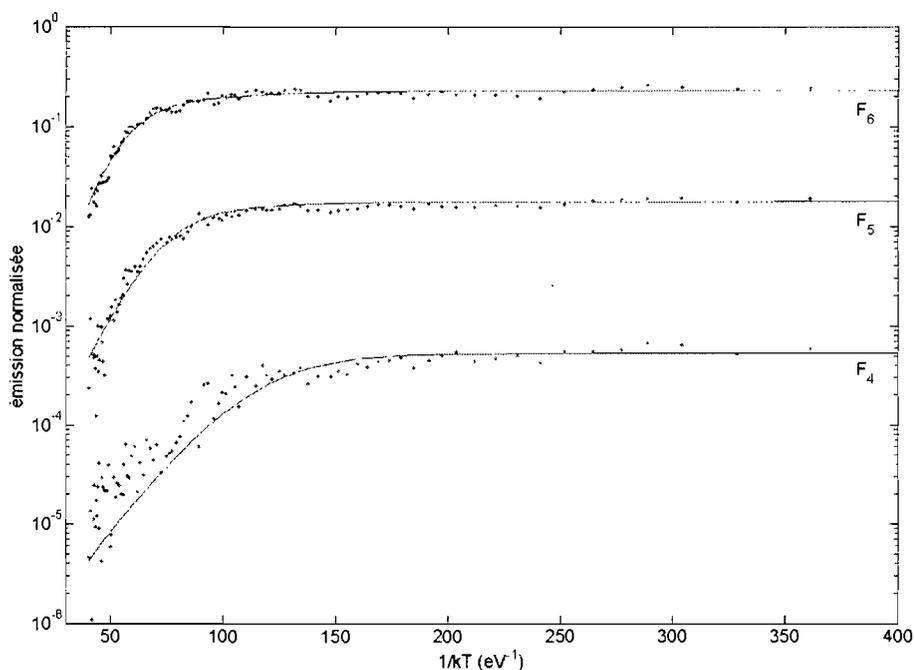


Figure 4.9 – Comparaison des intensités expérimentale et modélisée des F_4 , F_5 et F_6 de l'échantillon ^{206}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$.

La même méthode a été utilisée afin de paramétrer cet échantillon. Le tableau 4.4 montre les résultats obtenus pour le paramétrage de l'échantillon ^{206}Fe . L'énergie d'activation de la couche de mouillage est légèrement moins élevée que la valeur attendue de 70.8 meV, soit 5 meV. L'énergie d'activation de la barrière est quant à elle beaucoup plus basse de la valeur de 321 meV, soit 140 meV plus bas. Une augmentation de cette dernière créerait une augmentation au niveau du coude des courbes simulées. Aucune remontée visible n'est observable directement sur le graphique car le contraste entre les

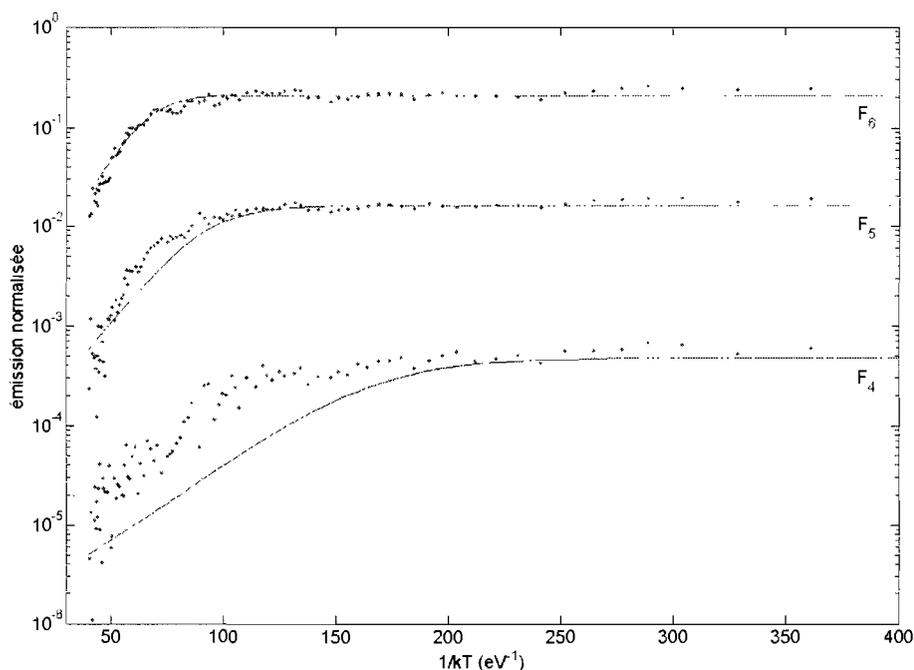


Figure 4.10 – Comparaison des intensités expérimentale et modélisée lorsque la barrière est désactivée des F_4 , F_5 et F_6 de l'échantillon ^{206}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$.

points ne le permet pas.

En éliminant la barrière du modèle, les courbes modélisées sont présentées à la figure 4.10, il est possible d'observer que les intensités chutent moins rapidement à haute température. Tel que mentionné pour l'échantillon ^{205}Fe , à plus haute température la fuite devient plus importantes vers la barrière, la désactiver rend bien compte de ceci.

À l'inverse, si c'est la couche de mouillage qui est désactivée tel que montré à la

U (GHz)	U' (GHz)	U'' (GHz)	E_{a1} (meV)	E_{a2} (meV)	R' (GHz)	R'' (GHz)
0.31 ± 0.08	1.9 ± 0.8	0.20 ± 0.02	65.2 ± 0.4	179 ± 6	5,15	40,9

Tableau 4.4 – Différents paramètres optimisés avec incertitudes pour l'échantillon ^{206}Fe .

figure 4.11, l'intensité chute très rapidement à haute température, ce qui semble mieux s'adapter aux tendances pour F_6 que pour F_4 et F_5 . Encore une fois, il semble que plus l'épaisseur augmente, plus le rôle de la barrière est important.

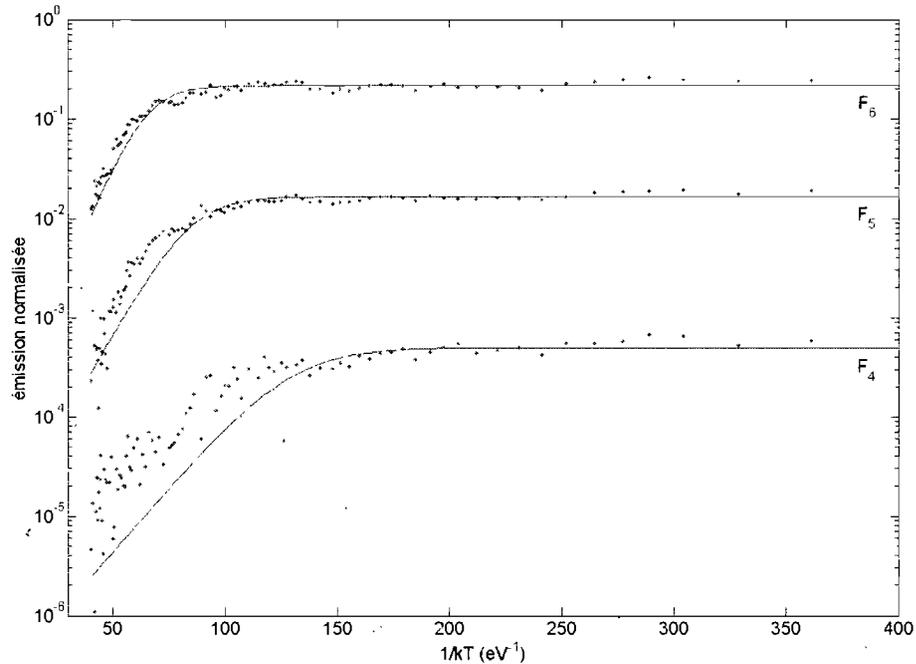


Figure 4.11 – Comparaison des intensités expérimentale et modélisée lorsque la couche de mouillage est désactivée des F_4 , F_5 et F_6 de l'échantillon 206Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$.

Les coefficients de capture quant à eux ont été modifiés par rapport aux simulations de 205Fe. 0.31 GHz pour la capture venant de la CM, 1.9 GHz pour la capture allant dans la CM et 0.2 GHz pour la capture venant de la barrière. Il s'agit de fluctuations d'environ un ordre de grandeur pour U et U'' . La capture barrière-CM a quant à elle considérablement augmentée, et il est possible que cette grande augmentation ait eu des effets sur la deuxième énergie d'activation puisque ces deux processus de capture venant de la barrière sont maintenant fortement en compétition. Cependant, les incertitudes sur

ces valeurs ont fortement augmenté, montrant encore que les données de cet échantillon manquent de contraste.

Les coefficients radiatifs se situent entre le GHz et 40 GHz. c'est-à-dire soit un peu plus élevé que précédemment.

4.2.2.3 Échantillon 207Fe

Tout comme l'échantillon 206Fe, les anomalies et les tendances des énergies centrales et des largeurs de pics n'avaient pas été observées dans les mesures en PL. Cependant, le PLE avait donné des résultats intéressants. Cet échantillon montre neuf familles et chacune des distributions touche ses voisins en intensité, le contraste en intensité étant lui aussi limité, ce qui a bruyé légèrement les données en intensité. Toutefois, les paramètres optimisés sont présentés au tableau 4.5.

Encore une fois, les coefficients de capture ont changé, ils ont fortement augmentés pour les captures venant de la barrière. Cependant, l'incertitude sur ceux-ci est très élevée, ce qui est un signe que ces paramètres sont légèrement couplés et qu'en changer un influence l'autre. L'énergie d'activation vers la CM est beaucoup trop basse, la valeur attendue étant 145 meV, près du triple de la valeur optimisée. La valeur attendue pour la barrière est de 395 meV, près de 200 meV plus bas que celle optimisée. Les coefficients radiatifs ont eux aussi augmenté, particulièrement celui de la couche de mouillage maintenant dans la centaine de GHz. Les courbes sont montrées à la figure 4.12.

La F_5 est mieux reproduite que les deux autres et lorsque la barrière est éliminée

U (GHz)	U' (GHz)	U'' (GHz)	E_{a1} (meV)	E_{a2} (meV)	R' (GHz)	R'' (GHz)
0.26 ± 0.05	800 ± 500	300 ± 200	57 ± 5	590 ± 30	201	45

Tableau 4.5 – Différents paramètres optimisés avec incertitudes pour l'échantillon 207Fe.

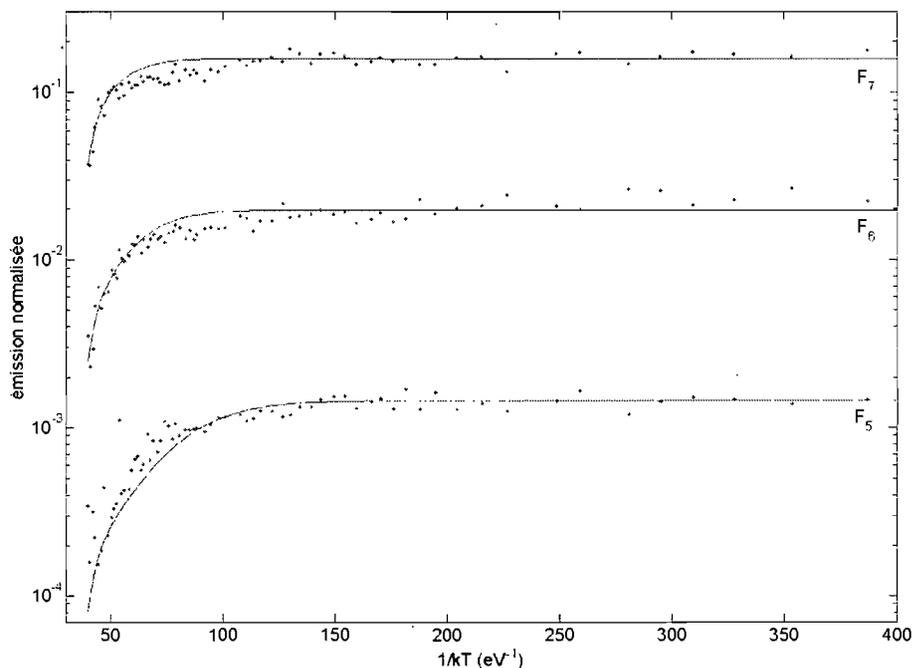


Figure 4.12 – Comparaison des intensités expérimentale et modélisée des F_5 , F_6 et F_7 de l'échantillon ^{207}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$.

pour les mêmes paramètres, tel que montré à la figure 4.13, les courbes théoriques restent assez fidèles aux points expérimentaux.

Par contre, lorsque la couche de mouillage est enlevée des simulations, le coude est beaucoup trop abrupte, il y a aussi une remontée pour la F_7 qui ne semble pas présente dans les points expérimentaux. La couche de mouillage semble donc jouer un rôle important pour cet échantillon.

4.2.2.4 Échantillon 148EP

Cet échantillon avait permis d'obtenir des données précises sur l'énergie centrale et la largeur des pics puisqu'il offrait un excellent contraste et un bon nombre de familles.

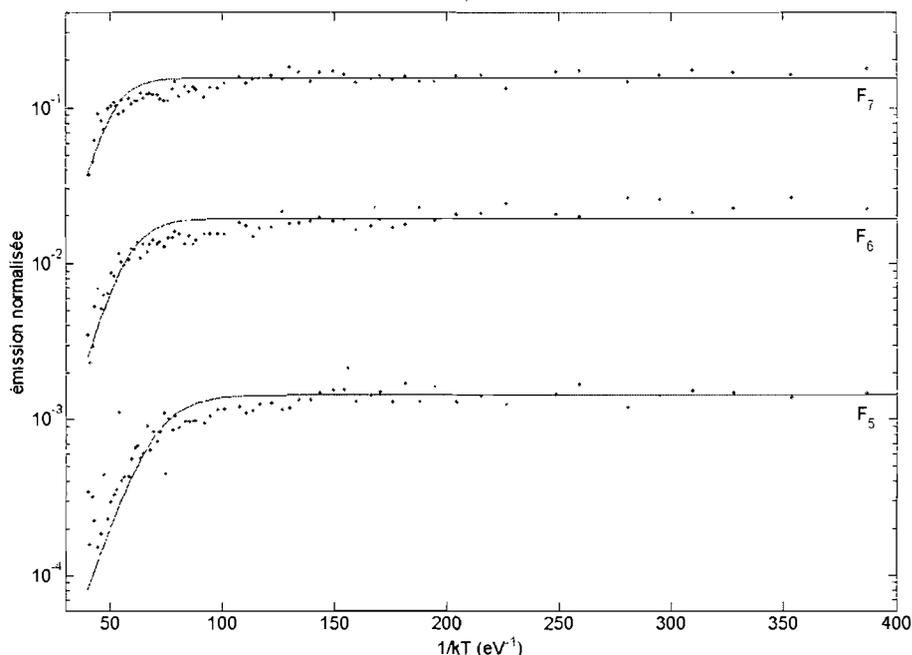


Figure 4.13 – Comparaison des intensités expérimentale et modélisée lorsque la barrière est désactivée des F_5 , F_6 et F_7 de l'échantillon ^{207}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$.

La PLE avait aussi permis d'identifier des niveaux excités. Le tableau 4.6 montre les valeurs des différents paramètres optimisés et les simulations sont montrées à la figure 4.15.

Les énergies d'activation sont très près de celles attendues de 269 meV et de 419 meV. L'incertitude de la première lui permet de recouper la valeur attendue, la seconde étant à une quinzaine de meV près.

U (GHz)	U' (GHz)	U'' (GHz)	E_{a1} (meV)	E_{a2} (meV)	R' (GHz)	R'' (GHz)
0.79 ± 0.07	0.28 ± 0.02	0.063 ± 0.008	275 ± 9	395 ± 9	1.44	3.79

Tableau 4.6 – Différents paramètres optimisés avec incertitudes pour l'échantillon 148EP.

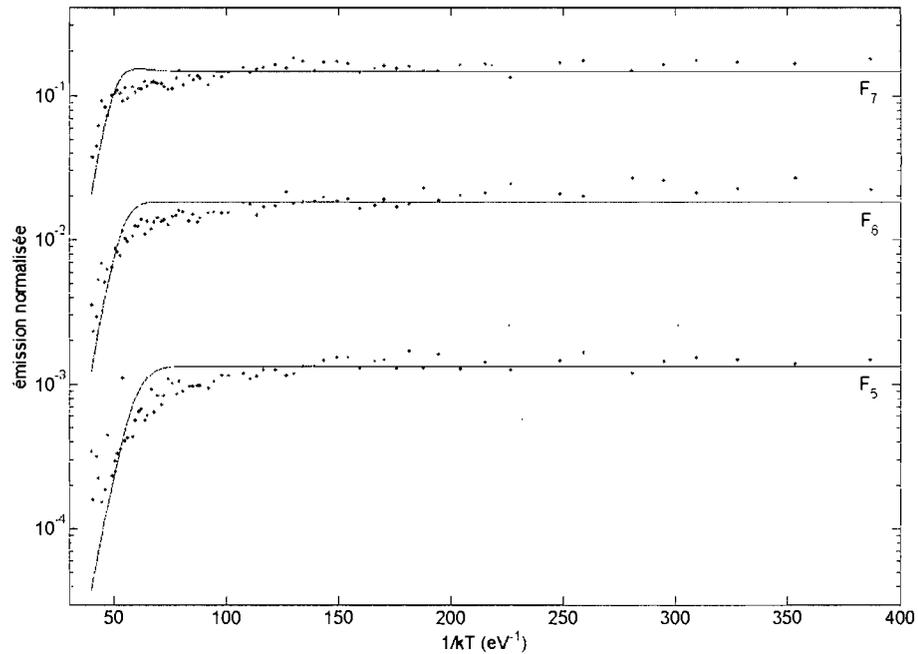


Figure 4.14 – Comparaison des intensités expérimentale et modélisée lorsque la couche de mouillage est désactivée des F_5 , F_6 et F_7 de l'échantillon ^{207}Fe sur une échelle semi-logarithmique en intensité selon $1/kT$.

Les coefficients radiatifs de la barrière et de la couche de mouillage sont de l'ordre du GHz. Ces valeurs font du sens puisque l'intensité intégrée était conservée à 42 % entre 5 K et 300 K, ce qui signifierait que la recombinaison est un processus semblable à celle dans les boîtes et comme les coefficients de fuite et capture sont assez faibles les populations des boîtes quantiques demeurent élevées dans celles-ci.

Les coefficients de capture sont eux aussi sous le GHz, mais c'est plutôt la capture des porteurs de la barrière vers la couche de mouillage et la capture de la couche de mouillage vers les BQs qui dominant. La capture de la barrière vers les BQs est plus lente et est de l'ordre du 10^{-2}GHz . La fuite est donc beaucoup plus favorable d'aller vers la couche de mouillage, surtout à haute température.

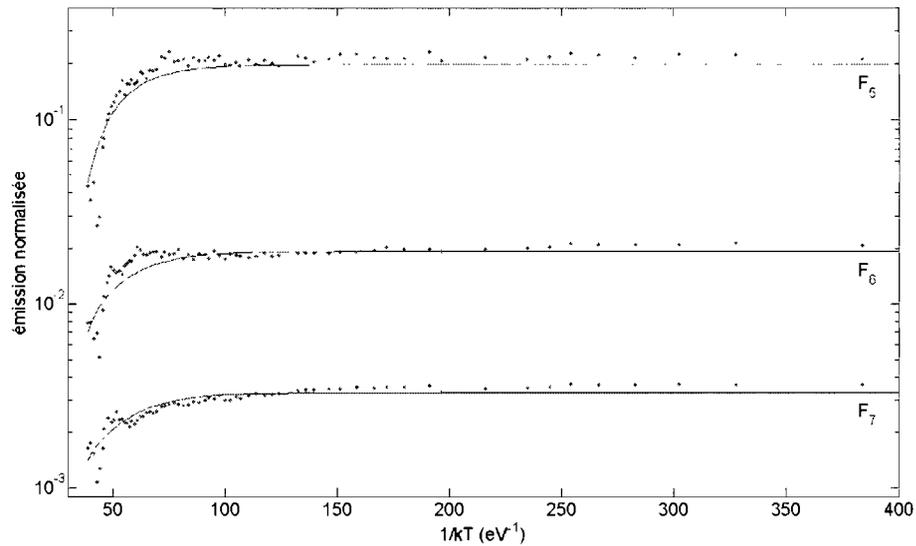


Figure 4.15 – Comparaison des intensités expérimentale et modélisée des F_5 , F_6 et F_7 de l'échantillon 148EP sur une échelle semilogarithmique en intensité selon $1/kT$.

Toutefois, si la barrière est désactivée, les courbes simulées se détériorent comme pour les autres échantillons, soit une baisse moins prononcée en intensité à haute température. Si c'est la couche de mouillage qui est désactivée, les courbes sont aussi affectées en ayant une baisse plus accentuée à haute température. Les simulations ne seront donc pas présentées pour ces deux cas. Elles laissent cependant croire que malgré le fait que la capture est dix fois plus rapide venant de la couche de mouillage, celle-ci et la barrière doivent être incluses dans les simulations.

Il est à noter que pour l'échantillon 148EP, la remontée de la F_6 n'est pas reproduite, même lorsque la couche de mouillage est exclue du modèle. Aussi, à haute température, il avait été mentionné au chapitre 2 qu'une anomalie était présente pour les dernières températures. Il est donc difficile de se fier à ces points pour reproduire la structure à haute température de la F_7 .

4.2.3 Conclusions

Les paramètres obtenus pour l'ensemble des échantillons sont comparés au tableau 4.7.

Les résultats les plus directs sont bien entendu les énergies d'activation puisqu'il est possible de les comparer directement avec une valeur mesurable. Les simulations de l'échantillon ^{207}Fe sont les seules qui ne rendent pas des énergies d'activation comparables à celles attendues. Étant donné que l'énergie d'activation modifie les coefficients de fuite, qui eux sont liés aux coefficients de capture, le fait d'obtenir des mauvaises énergies d'activation aura des répercussions sur les coefficients de capture. Les incertitudes élevées sur les coefficients montrent qu'en effet ces paramètres ont été affectés. Les résultats de l'échantillon ^{207}Fe seront laissés de côté pour les comparaisons à venir étant donné ces écarts et incertitudes.

En ce qui concerne les coefficients de capture, tous les coefficients U semblent être de l'ordre du dixième de GHz ou de quelques millièmes. Cet ordre de grandeur est raisonnable puisqu'il signifie un temps de vie un peu plus long que les temps de vie radiatif, ce qui permet aux porteurs d'être capturés à un taux relativement semblable à l'émission radiative, gardant assez de porteurs dans le système pour une bonne intensité à plus haute température. D'ailleurs, la F_3 de l'échantillon ^{205}Fe semblait plus fortement liée à la couche de mouillage, car lorsque la barrière était désactivée, les courbes simulées restaient plus fidèle à cette famille. La F_3 a 63 % de l'intensité intégrée à basse température, et baisse très rapidement avec l'augmentation de la température. Étant donné que l'intensité intégrée à 300 K n'est que de 6 % de l'intensité intégrée à 5 K, un taux de capture faible de la couche de mouillage 10^{-2} GHz pourrait expliquer cette chute en intensité intégrée pour l'échantillon ^{205}Fe .

Échantillon	205Fe	206Fe	207Fe	148EP
U (GHz)	0.042 ± 0.005	0.31 ± 0.08	0.26 ± 0.05	0.79 ± 0.07
U' (GHz)	0.0010 ± 0.0001	1.9 ± 0.8	800 ± 500	0.28 ± 0.02
U'' (GHz)	4.5 ± 0.3	0.20 ± 0.02	300 ± 200	0.063 ± 0.008
E_{a1} (meV)	38 ± 2	65.2 ± 0.4	57 ± 5	275 ± 9
E_{a1} attendue (meV)	54	70.8	145	269
E_{a2} (meV)	288 ± 2	179 ± 6	589 ± 30	396 ± 9
E_{a2} attendue (meV)	304	321	395	419
R' (GHz)	0.58	5.15	201	1.44
R'' (GHz)	0.76	40.9	45	3.79

Tableau 4.7 – Valeurs des paramètres optimisés et attendus pour tous les échantillons étudiés.

Le U'' de l'échantillon 205Fe est beaucoup plus grand que le U . Mais il a été montré graphiquement que la barrière semblait responsable des remontées en intensité des familles de plus basse énergie, ce qui confirmait le rôle important de la barrière dans le processus de capture, principalement avec l'augmentation de la température. En ce qui concerne l'échantillon 148EP, c'est l'inverse qui se produit, le U'' étant moins élevé que le U . La capture semble donc plus importante venant de la couche de mouillage, mais la fuite reste comparable puisque l'énergie d'activation est assez élevée pour les deux fuites. D'ailleurs, pour cet échantillon, la barrière et la couche de mouillage devaient être incluses dans les simulations pour obtenir des courbes représentatives.

Les coefficients U' quant à eux changent beaucoup d'un échantillon à l'autre, passant du MHz au GHz. Cependant, tel que mentionné plus haut, pour l'échantillon 205Fe, la barrière avait un rôle dominant, réduisant ainsi les autres coefficients. Pour les autres échantillons, les U' sont plus petits que les coefficients d'émission radiative. Toutefois, les U' sont de l'ordre de 10^{-1} GHz, ce qui assure une capture non négligeable de porteurs de la barrière vers la couche de mouillage.

Les coefficients radiatifs sont en général de l'ordre de ceux des BQs. Il sera possible

de vérifier la validité de ces résultats lorsque des mesures de PLRT seront effectués sur ces échantillons. Toutefois il semble concevable que ces valeurs soient plus grandes que celles de R, fixées à un, puisque celles-ci peuvent inclure l'émission non radiative.

Pour ce qui est du modèle du groupe de Sercel, un point majeur peut être mis en évidence, soit leur paramètre ν leur indiquant qu'il s'agissait de paires non corrélées, plutôt que d'excitons. La même indication a été obtenue dans ce modèle. D'autre part, les coefficients c , q_{e0} et q_r se comparent avec U, V' et R'. Le premier est de l'ordre du GHz, mais il est l'unique coefficient de capture des BQs, il est donc normal qu'il soit plus élevé que ceux trouvés ici. q_{e0} est de l'ordre du THz, ce qui est comparable aux résultats trouvés ici puisqu'il faut multiplier ce facteur par la densité dans ce modèle, c'est à dire un facteur 10^4 . Ce qui rapproche beaucoup les deux valeurs. Enfin, le coefficient radiatif est de l'ordre du GHz, soit l'équivalent pour ce modèle.

Le modèle de Sanguinetti montrait des valeurs relativement élevée pour l'émission radiative de la couche de mouillage, soit de 10 à 1000 GHz, les valeurs ici étant bien inférieures. Pour ce qui est des coefficients de capture de la barrière vers la couche de mouillage, leurs valeurs sont de l'ordre de 10^4 à 10^7 GHz, cet écart est très grand comparativement aux valeurs obtenues ici.

Les valeurs de densités utilisées dans ce modèle ont été modifiées afin de vérifier les effets sur les paramétrages. De manière générale, une augmentation d'un facteur 10 aux densités de la barrière et de la couche de mouillage entraînera une diminution d'un facteur 10 aux coefficients U , U'' , R' , R'' . Ce qui est attendu puisque les facteurs 10 et 0.1 se compensent. Il serait donc très important de connaître les densités exactes des échantillons afin d'obtenir des coefficients fidèles à ces densités.

CONCLUSION

Les systèmes de boîtes quantiques ont beaucoup d'avenir sur le plan technologique, et les comprendre est un défi scientifique. Particulièrement les systèmes d'InAs/InP où l'énergie d'émission est dans une gamme très intéressante pour des applications concrètes.

Les différents procédés de fabrication ont été décrits brièvement et ont permis de comprendre comment les processus d'épitaxie se produisent et donnent naissance à une épaisseur critique. Celle-ci fait la démarcation entre une structure confinant ses porteurs en une dimension, le puits quantique nommé couche de mouillage dans ces systèmes, et les boîtes quantiques, structures tridimensionnelles confinant ses porteurs en trois dimensions.

Lorsque des échantillons de ce type sont excités, des électrons et des trous sont créés, ils se lient ensemble pour former des excitons. Ils peuvent se recombiner pour émettre de manière radiative, ce qui a été très bien observé grâce à la photoluminescence.

La photoluminescence en température a permis d'observer des formes en S dans la décroissance de l'énergie de gap en fonction de la température, attribuables à la thermalisation des BQs de plus haute énergie dans une distribution. Cette anomalie cause ainsi une déviation aux courbes théoriques de Varshni pour des semi-conducteurs volumiques. Les largeurs de distribution ont aussi été marquées par une décroissance aussi due à la thermalisation des BQs de haute énergie. À une certaine température, la largeur augmente encore une fois à cause de la thermalisation, mais de l'ensemble de la distribution. Les échantillons 206Fe et 207Fe étaient peu contrastés en intensité et surtout en énergie dans les spectres, ce qui a rendu l'analyse plus difficile, et les résultats moins concluants. Les mesures ont aussi permis de vérifier la fiabilité du cryostat à doigt froid,

puisque les deux séries de mesure de l'échantillon 205Fe ont donné les mêmes résultats.

La PLE a permis d'observer les états $X_{cm_{lh}}$ et $X_{cm_{hh}}$ de la couche de mouillage des échantillons étudiés, ce qui a aussi montré une différence entre ces états pour les échantillons 200 et 148EP, les premiers ayant une couche de mouillage de 2 MC, alors que l'échantillon 148EP a une CM de 1 MC. Les différences en énergie entre les états X_{lh} et X_{hh} ont été comparées pour les différentes boîtes quantiques de ces échantillons aux prédictions du modèle $\vec{K} \cdot \vec{P}$ pour des puits quantiques carrés d'InAs ayant une contrainte différente. Malgré ces approximations, puisque qu'il ne s'agit pas de PQs mais de BQs, qu'ils ne sont pas carrés et que la contrainte soit différente, les résultats sont excellents et permettront de servir de base pour une amélioration aux simulations.

Les modèles des articles [6], [7] ont été décortiqués afin de rendre compte des connaissances actuelles des processus de capture et de fuite des excitons dans un système de boîtes quantiques. Les groupes de Sanguinetti et Sercel assumaient que les excitons tombaient directement dans la couche de mouillage à partir de la barrière et ne permettaient pas une recapture après une fuite vers la barrière. La capture directement de la barrière vers les BQs n'était pas incluse dans leurs modèles. Alors que le premier groupe affirme qu'il s'agit d'excitons en argumentant que leur énergies d'activation ne peuvent pas être modifiées sans que les paramétrages soient altérés, le second groupe montre de plusieurs manières différentes qu'il s'agirait de paires non corrélées, un paramètre de leur modèle montrant clairement cette affirmation.

Le modèle proposé a su rendre compte des points expérimentaux. Pour l'échantillon 205Fe, l'accord est remarquable, tandis que pour les autres, il est bon. Les résultats obtenus montrent que la barrière joue un rôle important dans le peuplement des BQs. Les coefficients de capture sont sensiblement les mêmes pour la couche de mouillage et les BQs, venant de la barrière. Fixer le taux de capture de la CM tel que fait dans les

articles décrits au chapitre 4 et ne pas tenir compte de la capture des BQs venant de la barrière semblent donc deux suppositions qui ne devraient pas être faites.

La fuite quant à elle semble se faire principalement vers la couche de mouillage puisque l'énergie d'activation est beaucoup plus grande pour se rendre à la barrière. À haute température, les deux fuites sont plus compétitives cependant. Il semble donc clair, à la lumière des résultats obtenus, que la barrière et la couche de mouillage jouent un rôle actif dans la capture et la fuite des excitons dans les systèmes de boîtes quantiques.

Les coefficients d'émission radiative de la barrière et de la couche de mouillage sont de l'ordre du GHz, ce qui est très raisonnable et concorde avec les temps de vie généralement observés. Ils sont un peu plus élevés que ceux des BQs puisque ceux-ci pouvaient aussi inclure l'émission non radiative. Des mesures de PLRT seraient nécessaires afin de corroborer ces résultats.

De plus, toutes les optimisations donnaient un χ^2 deux fois plus petit pour un paramétrage considérant les porteurs comme une paire non corrélée. De plus, pour certains échantillons, des remontées en intensité n'étaient pas reproduites lorsque les simulations considéraient un exciton. Ce qui corrobore les résultats du groupe de Sercel concernant une paire non corrélée. Les énergies d'activation obtenues sont aussi un bon signe que cette conclusion est fondée, puisque les énergies optimisées et les énergies lues graphiquement dans la PL sont similaires.

Finalement, d'un point de vue expérimental, les expériences se sont très bien déroulées, et les résultats tirés des mesures sont assez précis pour permettre un bon suivi en température ou en longueur d'onde d'excitation. Un point important mais qui n'était pas possible de contrôler, sont les échantillons. Les échantillons ^{206}Fe et ^{207}Fe n'avaient pas un assez grand contraste pour permettre de traiter avec précision les caractéristiques des BQs. La possibilité de fabriquer soi-même les échantillons serait donc un grand

avantage afin de mieux les caractériser. D'un point de vue théorique maintenant, le modèle, quoiqu'il donne des résultats orientant une interprétation physique, n'est pas encore complet et les valeurs retournées ne peuvent pas être prises comme absolues. Par exemple, il pourrait être intéressant d'ajouter des segments à la couche de mouillage pour permettre une meilleure couverture en énergie. La même chose pourrait être faite pour la barrière. Des mesures de PLRT seraient aussi extrêmement utiles, ce qui permettrait d'éliminer deux paramètres dans l'optimisation.

BIBLIOGRAPHIE

- [6] S. Sanguinetti, M. Henini, M. G. Alessi, and M. Capizzi. Carrier thermal escape and retrapping in self-assembled quantum dots. *Physical Review B*, 60(11) :8276–8283, 1999.
- [7] W. D. Yang, R. R. LoweWebb, H. Lee, and P. C. Sercel. Effect of carrier emission and retrapping on luminescence time decays in InAs/GaAs quantum dots. *Physical Review B*, 56(20) :13314–13320, 1997.
- [10] E. C. Le Ru, J. Fack, and R. Murray. Temperature and excitation density dependence of the photoluminescence from annealed InAs/GaAs quantum dots. *Physical Review B*, 67(24) :245318, 2003.
- [1] C. Cornet, A. Schliwa, J. Even, F. Dore, C. Celebi, A. Letoublon, E. Mace, C. Paranthoen, A. Simon, P. M. Koenraad, N. Bertru, D. Bimberg, and S. Loualiche. Electronic and optical properties of InAs/InP quantum dots on InP(100) and InP(311)B substrates : Theory and experiment. *Physical Review B*, 74(3) :035312, 2006.
- [2] T. R. Ramachandran, A. Madhukar, I. Mukhametzhanov, R. Heitz, A. Kalburge, Q. Xie, and P. Chen. Nature of Stranski-Krastanow growth of InAs on GaAs(001). *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 16(3) :1330–1333, 1998.
- [3] A. Lanacer. Etude des proprietes optiques de puits quantiques contraints ultra-minces d’InAs/InP. *These de doctorat*, (-) :-, 2006.
- [4] A. Lanacer, N. Shtinkov, P. Desjardins, R. A. Masut, and R. Leonelli. Optical emis-

- sion from InAs/InP self-assembled quantum dots : evidence for As/P intermixing. *Semiconductor Science and Technology*, 22(12) :1282–1286, 2007.
- [5] R. Heitz, M. Veit, N. N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, P. S. Kopev, and Z. I. Alferov. Energy relaxation by multiphonon processes in InAs/GaAs quantum dots. *Physical Review B*, 56(16) :10435–10445, 1997.
- [8] H. W. Li, B. E. Kardynal, P. See, A. J. Shields, P. Simmonds, H. E. Beere, and D. A. Ritchie. Quantum dot resonant tunneling diode for telecommunication wavelength single photon detection. *Applied Physics Letters*, 91(7) :073516, 2007.
- [9] G. Moreau, K. Merghem, A. Martinez, S. Bouchoule, A. Ramdane, F. Grillot, R. Piron, O. Dehease, E. Homeyer, K. Tavernier, S. Loualiche, P. Berdager, and F. Pommerau. Demonstration of 1.51 μm InAs/InP(311)b quantum dot single-mode laser operating under continuous wave. *Let Optoelectronics*, 1(6) :255–258, 2007.
- [11] B. Bansal, M. R. Gokhale, A. Bhattacharya, and B. M. Arora. Tuning and understanding the emission characteristics of MOVPE-grown self-assembled InAs/InP quantum dots. *Journal of Crystal Growth*, 298 :586–590, 2007.
- [12] N. Chauvin, B. Salem, G. Bremond, G. Guillot, C. Bru-Chevallier, and M. Gendry. Size and shape effects on excitons and biexcitons in single InAs/InP quantum dots. *Journal of Applied Physics*, 100(7) :073702, 2006.
- [13] D. Chithrani, R. L. Williams, J. Lefebvre, P. J. Poole, and G. C. Aers. Optical spectroscopy of single, site-selected, InAs/InP self-assembled quantum dots. *Applied Physics Letters*, 84(6) :978–980, 2004.
- [14] S. Frechengues, V. Drouot, B. Lambert, D. Lemoine, S. Loualiche, A. LeCorre,

- and H. LHaridon. Direct correlation of structural and optical properties of InAs self-assembled dots deposited on InP(100). *Applied Physics Letters*, 71(19) :2818–2820, 1997.
- [15] A. Lanacer, J. F. Chabot, M. Cote, R. Leonelli, D. Frankland, and R. A. Masut. Raman study of optical phonons in ultrathin InAs/InP single strained quantum wells. *Physical Review B*, 72(7) :075349, 2005.
- [16] R. Leonelli, C. A. Tran, J. L. Brebner, J. T. Graham, R. Tabti, R. A. Masut, and S. Charbonneau. Optical and Structural-Properties of Metalorganic-Vapor-Phase-Epitaxy-Grown InAs Quantum-Wells and Quantum Dots in Inp. *Physical Review B*, 48(15) :11135–11143, 1993.
- [17] S. Raymond, S. Studenikin, S. J. Cheng, M. Pioro-Ladriere, M. Ciorga, P. J. Poole, and M. D. Robertson. Families of islands in InAs/InP self-assembled quantum dots : a census obtained from magneto-photoluminescence. *Semiconductor Science and Technology*, 18(4) :385–389, 2003.
- [18] P. Dawson, O. Rubel, S. D. Baranovskii, K. Pierz, P. Thomas, and E. O. Gobel. Temperature-dependent optical properties of InAs/GaAs quantum dots : Independent carrier versus exciton relaxation. *Physical Review B*, 72(23) :235301, 2005.
- [19] M. Grundmann, N. N. Ledentsov, O. Stier, D. Bimberg, V. M. Ustinov, P. S. Kopcev, and Z. I. Alferov. Excited states in self-organized InAs/GaAs quantum dots : Theory and experiment. *Applied Physics Letters*, 68(7) :979–981, 1996.
- [20] R. Heitz, A. Kalburge, Q. Xie, M. Grundmann, P. Chen, A. Hoffmann, A. Madhu-

- kar, and D. Bimberg. Excited states and energy relaxation in stacked InAs/GaAs quantum dots. *Physical Review B*, 57(15) :9050–9060, 1998.
- [21] H. Lee, W. D. Yang, and P. C. Sercel. Temperature and excitation dependence of photoluminescence line shape in InAs/GaAs quantum-dot structures. *Physical Review B*, 55(15) :9757–9762, 1997.
- [22] B. W. Dodson and J. Y. Tsao. Relaxation of Strained-Layer Semiconductor Structures Via Plastic-Flow. *Applied Physics Letters*, 51(17) :1325–1327, 1987.
- [23] T. Passow, S. Li, P. Feinaugle, T. Vallaitis, J. Leuthold, D. Litvinov, D. Gerthsen, and M. Hetterich. Systematic investigation into the influence of growth conditions on InAs/GaAs quantum dot properties. *Journal of Applied Physics*, 102(7) :073511, 2007.
- [24] Y. Sakuma, K. Takemoto, S. Hirose, T. Usuki, and N. Yokoyama. Controlling emission wavelength from InAs self-assembled quantum dots on InP (001) during MOCVD. *Physica E-Low-Dimensional Systems & Nanostructures*, 26(1-4) :81–85, 2005.
- [25] B. Z. Wang, S. J. Chua, Z. J. Wang, and S. Y. Liu. Effect of growth interruption on photoluminescence of self-assembled InAs quantum dot structures grown on (001) InP substrate by MOCVD. *Physica E*, 8(3) :290–295, 2000.
- [26] J. F. Falth, S. F. Yoon, K. H. Tan, and E. A. Fitzgerald. The effect of nitrogen pressure during molecular beam epitaxy growth of InAsN quantum dots. *Nanotechnology*, 19(4) :045608, 2008.
- [27] C. Y. Ngo, S. F. Yoon, C. Z. Tong, W. K. Loke, and S. J. Chua. An investigation

- of growth temperature on the surface morphology and optical properties of 1.3 μm InAs/InGaAs/GaAs quantum dot structures. *Nanotechnology*, 18(36) :365708, 2007.
- [28] Evan O. Kane. Band structure of indium antimonide. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1 :249–261, 1957.
- [29] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 89(11) :5815–5875, 2001.
- [30] R. Heitz, F. Guffarth, K. Potschke, A. Schliwa, D. Bimberg, N. D. Zakharov, and P. Werner. Shell-like formation of self-organized InAs/GaAs quantum dots. *Physical Review B*, 71(4) :045325, 2005.
- [31] T. R. Ramachandran, R. Heitz, P. Chen, and A. Madhukar. Mass transfer in Stranski-Krastanow growth of InAs on GaAs. *Applied Physics Letters*, 70(5) :640–642, 1997.
- [32] B. Ohnesorge, M. Albrecht, J. Oshinowo, A. Forchel, and Y. Arakawa. Rapid carrier relaxation in self-assembled $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dots. *Physical Review B*, 54(16) :11532–11538, 1996.
- [33] M. D. Robertson, J. C. Bennett, A. M. Webb, J. M. Corbett, S. Raymond, and P. J. Poole. The determination of the size and shape of buried InAs/InP quantum dots by transmission electron microscopy. *Ultramicroscopy*, 103(3) :205–219, 2005.

