

ECOLE CENTRALE DE LYON

# THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE CENTRALE DE LYON

*Discipline : Dispositifs de l'électronique intégrée*

Présentée et soutenue publiquement par

**Christelle MONAT**

*Ingénieur ECL*

## **ILOTS QUANTIQUES ET CRISTAUX PHOTONIQUES PLANAIRES POUR UN MICROLASER FAIBLE SEUIL A 1.5 $\mu\text{m}$**

---

*Directeurs de thèse*

**M. Pierre Viktorovitch**

**M. Michel Gendry**

---

Sera soutenue le 30 septembre 2003 devant la Commission d'Examen

<b>Jury :</b>	<b>M. Henri BENISTY</b>	<b>Examineur</b>
	<b>M. Michel GENDRY</b>	<b>Directeur de thèse</b>
	<b>M. Jean-Michel GERARD</b>	<b>Rapporteur</b>
	<b>M. Alain LE CORRE</b>	<b>Rapporteur</b>
	<b>M. Jean-Louis OUDAR</b>	<b>Examineur</b>
	<b>M. Pierre VIKTOROVITCH</b>	<b>Directeur de thèse</b>
	<b>M. Christian SEASSAL</b>	<b>Invité</b>

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : VERS UN MICROLASER FAIBLE SEUIL	5
I. INTRODUCTION	5
I.1 Un brin d'histoire	5
I.2 La question cruciale du seuil laser	7
II. LE MATÉRIAU ACTIF DU LASER : INTERÊT DES STRUCTURES À CONFINEMENT QUANTIQUE	9
II.1 Boîtes quantiques idéales : Avantages d'une quantification électronique	9
II.1.1. Discretisation des niveaux d'énergie	9
II.1.2. Gain plus élevé	10
II.1.3. Transparence et courant de seuil réduits	11
II.1.4. Stabilité en température renforcée	11
II.1.5. Gain différentiel élevé et aptitude au fonctionnement hautes fréquences	12
II.2 Boîtes quantiques réelles : limitations et enjeux de fabrication	13
II.2.1. La taille	13
II.2.2. Uniformité et dispersion	14
II.2.3. Densité	16
II.2.4. Défauts	16
II.2.5. Conclusion	16
II.3 Quelques performances des lasers dotés de boîtes quantiques	17
II.3.1. Gain modal	17
II.3.2. Courant de seuil	18
II.3.3. Stabilité thermique	20
II.3.4. Conclusion	22
III. LE RÉSONATEUR DU LASER : INTERÊT DES CRISTAUX PHOTONIQUES	23
III.1 Quantification photonique par effet de microcavité	23
III.1.1. Effet de résonance dans une cavité : sélectivité et facteur de qualité	23
III.1.2. Enjeux de fabrication	24
III.1.3. Pièges à lumière de dimensions sub-micrométriques	25
III.2 Les cristaux photoniques : une solution pertinente	26
III.2.1. Structure de bandes des photons dans un cristal photonique	26
III.2.2. Cristaux photoniques 2D en géométrie de guide d'onde	27
III.2.3. Application aux micro-sources	28
III.3 Problématique des résonateurs à cristaux photoniques 2D	30
III.3.1. L'influence de la troisième direction (verticale)	30
III.3.2. La configuration verticale	32
III.3.3. Défauts par rapport à l'idéalité	33
III.4 Intégration photonique	34
IV. CONCLUSION	36
CHAPITRE 2 : DISCUSSION AUTOUR DU SEUIL D'UN MICROLASER	37
I. INTRODUCTION	37
II. UNE DESCRIPTION SIMPLE DU SEUIL LASER	39
II.1 Modèle simplifié	39
II.1.1. Cas étudié	39
II.1.2. Paramètres	39
II.2 Equations de balance	41
II.2.1. Les photons	41
II.2.2. Les excitons	41
II.2.3. Etat stationnaire	42
II.3 Effet laser	43
II.3.1. Définition d'un seuil laser	43
II.3.2. Condition nécessaire pour l'obtention d'un effet laser	44
II.3.3. Un calcul de seuil approximatif	46
III. AFFINEMENT DU MODÈLE	49
III.1 Limitations du modèle	49
III.2 Cavité multimode	51
III.3 Equations de balance dans le cas d'un puits quantique	52
IV. INTÉRÊTS DE LA COMBINAISON BOITE QUANTIQUE/ MICROCAVITÉ	54

IV.1	<i>Effet Purcell</i>	54
IV.2	<i>La QED en microcavité semi-conductrice</i>	55
IV.2.1.	La microcavité	55
IV.2.2.	L'émetteur	56
IV.2.3.	Démonstrations expérimentales à l'état solide	56
IV.3	<i>Limitations</i>	57
IV.3.1.	Effet de moyenne statistique	57
IV.3.2.	Désaccord émetteur/ mode	58
IV.3.3.	Elargissement de la « raie » d'émission de BQ	59
IV.4	<i>Microlaser</i>	59
IV.4.1.	Couplage $\beta$ de l'émission spontanée au mode laser : avec ou sans effet Purcell	59
IV.4.2.	Des lasers particuliers : laser sans seuil, laser « ultime »	61
IV.5	<i>Autres applications de l'effet Purcell</i>	62
V.	CONCLUSION	63
<b>CHAPITRE 3 : LASERS À CRISTAUX PHOTONIQUES 2D &amp; Puits QUANTIQUES</b>		<b>64</b>
I.	INTRODUCTION	64
II.	OBJECTIFS	65
III.	TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES	66
III.1	<i>Croissance de l'hétérostructure III/V et report sur silicium</i>	66
III.2	<i>Définition du cristal photonique par nanolithographie</i>	67
III.3	<i>Transfert du cristal photonique par gravure sèche</i>	67
III.4	<i>Caractérisation par PL diffractée</i>	68
IV.	RÉSULTATS : DES MICROLASERS À BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES 2D	70
IV.1	<i>Structures d'étude</i>	70
IV.1.1.	Matériaux utilisés et choix de la zone active	70
IV.1.2.	Configuration optique	71
IV.2	<i>Les microcavités à cristaux photoniques 2D</i>	72
IV.2.1.	Etude en émission spontanée	72
IV.2.2.	Effet laser de H2 à H5	77
IV.3	<i>Utilisation des bandes plates : DFB 2D</i>	79
IV.4	<i>Conclusion</i>	83
V.	ANALYSE EN VUE D'UNE RÉDUCTION DE SEUIL LASER	84
V.1	<i>Mécanismes de pertes : de l'excitation à l'effet laser</i>	84
V.1.1.	Pertes de photons dans les structures à cristaux photoniques 2D	84
V.1.2.	Pertes de porteurs et efficacité radiative	85
V.1.3.	Schéma récapitulatif	87
V.2	<i>Importance des conditions opératoires</i>	89
V.2.1.	Diamètre du spot d'excitation	89
V.2.2.	Le problème de l'échauffement	90
V.3	<i>Paramètres structuraux des composants à cristaux photoniques permettant une réduction du seuil</i>	95
V.3.1.	Augmentation de l'efficacité radiative $\eta_r$	95
V.3.2.	Augmentation du couplage de l'émission au mode laser $\beta$	99
V.3.3.	Amélioration du facteur de qualité optique Q du mode	102
V.4	<i>Discussion sur l'importance des diverses contributions de pertes dans le seuil laser</i>	110
V.5	<i>Performances atteintes dans les microlasers à cristaux photoniques 2D et puits quantiques</i>	111
VI.	CONCLUSION	113
<b>CHAPITRE 4 : ILOTS QUANTIQUES D'INAS/ INP PAR CROISSANCE ÉPITAXIALE AUTO-ORGANISÉE – FABRICATION ET PROPRIÉTÉS</b>		<b>114</b>
I.	INTRODUCTION	114
II.	OBJECTIFS	115
III.	PROCÉDÉ DE FABRICATION : LA CROISSANCE AUTO-ORGANISÉE	116
III.1	<i>Objectifs</i>	116
III.2	<i>Principe de la croissance auto-organisée</i>	116
III.3	<i>Intérêt des semiconducteurs III-V et du système InAs/InP</i>	118
III.3.1.	Les semiconducteurs III-V	118
III.3.2.	Spécificités du système InAs/InP	119
IV.	TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES	121

IV.1	<i>Fabrication &amp; suivi : Epitaxie par jets moléculaires et diffraction RHEED</i>	121
IV.2	<i>Caractérisation</i>	121
IV.2.1.	Caractérisation morphologique	121
IV.2.2.	Caractérisation optique	122
V.	<b>PREMIÈRE OPTIMISATION : LES PARAMÈTRES DE CROISSANCE</b>	124
V.1	<i>Structures étudiées</i>	124
V.2	<i>Résultat typique : la fluctuation de monocouche</i>	125
V.3	<i>Influence des paramètres de croissance</i>	126
V.3.1.	Température de croissance	127
V.3.2.	Pression d'Arsenic	129
V.3.3.	Épaisseur d'InAs déposée	129
V.3.4.	Couple critique : (T <sub>c</sub> , rapport V/III)	131
V.3.5.	Echanges As/P	132
V.3.6.	Conclusion sur les conditions de croissance	134
V.4	<i>Une combinaison pertinente : les bâtonnets quantiques</i>	134
V.4.1.	Caractérisation optique : une signature de confinement optique	135
V.4.2.	Morphologie	138
V.4.3.	Etude de la PL en température	140
V.4.4.	Calcul des niveaux d'énergie dans les îlots quantiques	141
V.5	<i>Conclusion</i>	142
VI.	<b>OPTIMISATION A DES FINS « COMPOSANT »</b>	144
VI.1	<i>Vers un contrôle de la forme des îlots InAs/InP</i>	144
VI.1.1.	Importance des effets cinétiques dans le système InAs/InP	144
VI.1.2.	Utilisation de substrats désorientés	145
VI.2	<i>Mise à profit d'une encapsulation des îlots en « double cap »</i>	147
VI.2.1.	Principe du « double cap »	147
VI.2.2.	Erosion des îlots & contrôle de la longueur d'onde d'émission	148
VI.2.3.	Caractéristiques optiques	151
VI.3	<i>Empilements</i>	152
VI.3.1.	Vers l'auto-organisation verticale	152
VI.3.2.	Épaisseur d'espaceur d'InP	153
VI.3.3.	Structures empilées « en double cap »	155
VII.	<b>CONCLUSION</b>	159
<b>CHAPITRE 5 : MICROLASERS A CRISTAUX PHOTONIQUES 2D &amp; ILOTS QUANTIQUES</b>		<b>160</b>
I.	<b>INTRODUCTION</b>	160
II.	<b>STRUCTURES RÉALISÉES</b>	161
III.	<b>RÉSULTATS</b>	163
III.1	<i>Microlasers Hn dotés de multi-plans d'îlots quantiques</i>	163
III.1.1.	Microlasers H5 à 6 plans d'îlots quantiques	163
III.1.2.	Microlasers H2 à 6 plans d'îlots quantiques	164
III.1.3.	Microlasers H5 à 5 plans d'îlots quantiques	164
III.1.4.	Conclusion & reprise du modèle simplifié du chapitre 2	165
III.2	<i>Étude comparative en fonction de la nature du matériau actif</i>	168
III.2.1.	Microlasers H5 : puits, fils ou bâtonnets quantiques	168
III.2.2.	Microlasers H2 : puits et bâtonnets quantiques	170
IV.	<b>ANALYSE</b>	171
V.	<b>CONCLUSION</b>	174
<b>CONCLUSIONS &amp; PERSPECTIVES</b>		<b>175</b>
<b>RÉFÉRENCES</b>		<b>179</b>

## - Introduction -

### 1. Des interconnexions optiques en microélectronique

L'évolution de la microélectronique Silicium suit, depuis de nombreuses années, la loi de Moore : tous les 3 ans, les dimensions minimales des circuits sont réduites de 30% tandis que leurs performances doublent tous les 18 mois. A l'horizon 2005, des circuits intégrés de dimensions inférieures à 0.1  $\mu\text{m}$  sont attendus. Ils devraient comprendre plusieurs dizaines de millions de transistors et travailler à des fréquences d'horloge de plusieurs GHz.

Cependant, cette course à la miniaturisation, sans apporter de véritables modifications technologiques, ne saurait se prolonger à l'infini. Plusieurs limites sont d'ores et déjà prévisibles. En particulier, les interconnexions électriques (intra-puce ou inter-puce) devraient constituer bientôt un obstacle important, entravant cette progression. Les limitations se posent en termes de bande passante, de consommation et de densité d'intégration. En effet, l'augmentation de la taille du circuit risque de générer des problèmes de synchronisation d'horloge, dont le signal correspondant est actuellement véhiculé par des pistes métalliques. La longueur accrue de ces liaisons risque de provoquer des déphasages entre les signaux amenés en différents points de la puce. Des contraintes d'encombrement (liées au pas séparant les pistes métalliques et au nombre important de broches de sortie) risquent également de survenir, et d'induire une limitation de la fréquence d'utilisation (effet de capacités parasites entre pistes trop proches).

Pour répondre à ces problèmes de rapidité et de compacité, les interconnexions optiques intégrées apparaissent comme une voie alternative possible aux interconnexions métalliques classiques. Grâce à l'optique, la transmission de l'information entre les blocs élémentaires d'une même puce, ou entre des puces différentes, pourrait être libérée des problèmes d'interférences parasites. Une augmentation de la bande passante est également attendue par ce biais. La distribution d'une horloge très stable, distribuée par voie optique aux différents blocs synchrones d'un circuit intégré (intra-puce), est envisageable. Enfin, le développement d'une microphotonique intégrée devrait contribuer à l'interfaçage puces/ fibres optiques tout en rapprochant les technologies de la microélectronique et des télécommunications.

A l'heure actuelle, les solutions les plus proches d'un développement industriel, sont fondées sur l'hybridation de VCSELs et de photodétecteurs, communiquant en espace libre ou par

fibres optiques à 850 ou 980 nm. Cependant, ces techniques restent applicables uniquement aux connexions inter-puces et souffrent encore de consommations excessives.

Les solutions s'appuyant sur l'optique guidée sont susceptibles d'offrir une intégration optimale de fonctions électroniques, optoélectroniques et photoniques compatibles avec les technologies CMOS actuelles et futures. Grâce à l'utilisation de microguides en silicium sur SOI et de cristaux photoniques, une réduction d'un facteur 100 à 1000 des dimensions des circuits photoniques actuels est visée. Les longueurs d'onde envisagées actuellement sont 1,3 ou 1,55  $\mu\text{m}$ , choix guidé par le critère de transparence dans le silicium et l'exploitation du savoir-faire des télécoms.

## **2. Un des premiers besoins : des microsources photoniques intégrables sur Si**

Un tel projet nécessite, dans un premier temps, la conception de briques élémentaires compatibles avec l'optique guidée sur SOI : des photodétecteurs, filtres, composants passifs ou guides d'ondes intégrés [Grillet 03] et des microsources photoniques intégrées. Ces sources lumineuses doivent répondre à un certain nombre de contraintes. En particulier, elles doivent être très compactes (dimensions micrométriques), montrer une faible consommation (seuil  $<1\text{mW}$ ) et fonctionner à des fréquences élevées supérieures au GHz. Un couplage avec d'autres composants optiques, comme par exemple des microguides, ou de façon plus générale, une compatibilité avec l'optique guidée planaire, sont également désirés. Les lasers actuels ne répondent pas à ces spécifications. C'est la raison pour laquelle nous nous proposons de développer au LEOM un composant répondant au cahier des charges imposé.

En réalité, l'intérêt lié à la réalisation de circuits intégrés photoniques (CIP) dépasse largement le cadre présenté des interconnexions optiques. Le développement de CIPs représente également un enjeu considérable vis à vis de la mise au point de circuits tout optique, capables d'effectuer une application donnée entièrement par voie optique (domaine des télécoms, WDM...).

En définitive, l'objectif de ce travail de thèse consiste à fabriquer des émetteurs laser bas seuil très compacts, opérant autour de 1.5  $\mu\text{m}$ , et possédant les caractéristiques requises citées plus haut. Pour les atteindre, nous avons retenu, au LEOM, deux concepts : celui des boîtes quantiques pour la génération des photons et celui des cristaux photoniques pour assurer leur

confinement. La mise au point de ces composants exploite différentes technologies accessibles au LEOM comme :

- la croissance épitaxiale auto-organisée d'îlots tridimensionnels pour élaborer des boîtes quantiques de semiconducteurs III-V de la filière InP,
- les procédés de micro-nanotechnologie usuels pour fabriquer, sur des hétérostructures III-V, des microsources optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels.

Le premier chapitre justifiera le choix de ces deux types d'objets pour réaliser le microlaser faible seuil visé. L'idée initiale assez schématique consistait à profiter d'un double confinement des porteurs et des photons respectivement dans des boîtes quantiques et des « boîtes » photoniques. D'une part, l'intérêt lié à l'utilisation de structures à confinement quantique dans un laser sera discuté. Au delà des avantages des boîtes quantiques idéales, qui les rendent attractives pour les applications lasers, les limitations des boîtes quantiques réelles, fabriquées expérimentalement, seront précisées. D'autre part, l'intérêt lié à la réalisation de cristaux photoniques bidimensionnels en géométrie de guide d'onde sera explicité. Nous verrons comment cet outil générique permet d'aboutir à la réalisation de CIPs. En particulier, des microsources lumineuses de faibles dimensions peuvent être fabriquées, avec une configuration planaire et compatible avec d'autres types de fonctionnalités optiques. A l'issue de ce chapitre, les concepts proposés seront donc introduits et leurs limitations posées comme point de départ à leur développement expérimental dans les chapitres qui suivent.

Le chapitre 2 définira de manière plus quantitative la notion de seuil laser, question centrale de ce travail, en particulier dans une microsource de faibles dimensions contenant des boîtes quantiques inhomogènes. De plus, une petite excursion vers l'effet Purcell sera effectuée. Nous expliciterons comment ce phénomène peut être ou non pertinent dans le cadre de la fabrication du microlaser faible seuil désiré. Nous aborderons à cette occasion la niche d'applications accessible au couple boîte quantique/ microcavité qui dépasse largement le seul objectif de réalisation d'un microlaser bas seuil.

Dans le chapitre 3, des structures à cristaux photoniques 2D reportés sur  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ , seront sondées par pompage optique, en exploitant un matériau actif de type puits quantiques. Il s'agit, en utilisant ce matériau plus mature, d'implémenter les propriétés spécifiques aux cristaux photoniques (bande interdite photonique et bandes plates) pour produire des microsources laser à faible seuil. L'objectif reste en effet de valider l'aptitude des cristaux

photoniques 2D en termes de performances laser. Ces tests seront succédés d'une analyse, inspirée de la réalité expérimentale (échauffement, phénomènes non radiatifs...), visant à dégager les sources de pertes dans le microlaser fabriqué. Différents moyens d'action pour tendre vers une réduction du seuil laser seront mis en évidence. Les composants seront également poussés en limite de fonctionnement (température ambiante et excitation quasi continue) pour tester leur robustesse à l'échauffement. Ces études préalables sont destinées à préparer l'incorporation du matériau actif plus innovant et attractif que sont les boîtes quantiques.

Le chapitre 4 traitera de la fabrication d'îlots quantiques InAs/InP(001) par croissance épitaxiale auto-organisée. Nous verrons comment optimiser les conditions de croissance pour aboutir à une structure d'îlots quantiques montrant des caractéristiques prometteuses pour les applications laser. Une attention particulière sera notamment prêtée à la densité et à l'uniformité des îlots fabriqués. Le maintien de la photoluminescence de la structure en température sera également sondé tandis que le degré de confinement quantique des porteurs dans ces objets sera évalué. Une procédure d'encapsulation spécifique des nanostructures, et la réalisation d'empilements achèveront ce travail d'optimisation, pour faire en sorte que les structures résultantes montrent un gain suffisant pour être intégrées avec succès dans un laser. Enfin, le chapitre 5 montrera l'aboutissement de l'association envisagée, à savoir les cristaux photoniques du chapitre 3 et les îlots quantiques optimisés du chapitre 4. Les caractérisations préliminaires de ces structures seront effectuées à température ambiante, pour tenter de démontrer une opération laser. Les performances des composants obtenus seront également comparées à celles mises en évidence avec des puits quantiques.

Enfin, ce travail reste le fruit de collaborations précieuses dont les partenaires principaux sont :

- le GES de Montpellier (M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne et J. P. Albert), concernant la modélisation des structures à cristaux photoniques par la méthode des ondes planes,
- le CEA/ LETI (E. Jalaguier, S. Pocas et B. Aspar) pour les aspects report sur SiO<sub>2</sub>/ Si des hétérostructures III-V,
- le LPM/ INSA de Lyon (B. Salem et G. Bremond) pour la caractérisation spectroscopique des boîtes quantiques.

Il s'inscrit également dans le sillage de deux thèses effectuées au LEOM, sur l'épitaxie de boîtes quantiques par croissance auto-organisée [Brault 00-1] d'une part, et sur la réalisation de cristaux photoniques bidimensionnels [Pottier 01] d'autre part.



---

---

# - Chapitre 1 -

## VERS UN MICROLASER FAIBLE SEUIL

---

---

I.	INTRODUCTION .....	5
I.1	<i>Un brin d'histoire</i> .....	5
I.2	<i>La question cruciale du seuil laser</i> .....	7
II.	LE MATÉRIAU ACTIF DU LASER : INTERÊT DES STRUCTURES À CONFINEMENT QUANTIQUE.....	9
II.1	<i>Boîtes quantiques idéales : Avantage d'une quantification électronique</i> .....	9
II.1.1.	Discrétisation des niveaux d'énergie .....	9
II.1.2.	Gain plus élevé .....	10
II.1.3.	Transparence et courant de seuil réduits.....	11
II.1.4.	Stabilité en température renforcée .....	11
II.1.5.	Gain différentiel élevé et aptitude au fonctionnement hautes fréquences.....	12
II.2	<i>Boîtes quantiques réelles : limitations et enjeux de fabrication</i> .....	13
II.2.1.	La taille.....	13
II.2.2.	Uniformité et dispersion .....	14
II.2.3.	Densité.....	16
II.2.4.	Défauts.....	16
II.2.5.	Conclusion.....	16
II.3	<i>Quelques performances des lasers dotés de boîtes quantiques</i> .....	17
II.3.1.	Gain modal .....	17
II.3.2.	Courant de seuil.....	18
a.	Amélioration de l'injection des porteurs dans les boîtes quantiques .....	18
b.	Empilements .....	19
c.	Courants de seuil obtenus expérimentalement.....	19
II.3.3.	Stabilité thermique.....	20
II.3.4.	Conclusion.....	22
III.	LE RÉSONATEUR DU LASER : INTERET DES CRISTAUX PHOTONIQUES .....	23
III.1	<i>Quantification photonique par effet de microcavité</i> .....	23
III.1.1.	Effet de résonance dans une cavité : sélectivité et facteur de qualité .....	23
III.1.2.	Enjeux de fabrication.....	24
III.1.3.	Pièges à lumière de dimensions sub-micrométriques .....	25
III.2	<i>Les cristaux photoniques : une solution pertinente</i> .....	26
III.2.1.	Structure de bandes des photons dans un cristal photonique .....	26
III.2.2.	Cristaux photoniques 2D en géométrie de guide d'onde .....	27
III.2.3.	Application aux microsources .....	28
III.3	<i>Problématique des résonateurs à cristaux photoniques 2D</i> .....	30
III.3.1.	L'influence de la troisième direction (verticale).....	30
a.	La ligne de lumière .....	30
b.	Le potentiel de fuites verticales .....	31
III.3.2.	La configuration verticale.....	32
a.	Les pertes verticales effectives .....	32
b.	L'approche membrane ou sur substrat.....	32
III.3.3.	Défauts par rapport à l'idéalité .....	33
III.4	<i>Intégration photonique</i> .....	34
IV.	CONCLUSION.....	36

# - Chapitre 1 - Vers un microlaser faible seuil

## I. INTRODUCTION

### I.1 Un brin d'histoire

Peu après l'invention du laser à Rubis et du laser à gaz Hélium-Néon, l'effet laser dans un semi-conducteur a été démontré en 1962. Le composant était formé d'une simple jonction PN GaAs, tandis que des surfaces polies perpendiculaires à la jonction fermaient la cavité résonante et jouaient le rôle de miroirs. La densité de courant injectée s'élevait à quelques 10 kA/cm<sup>2</sup>. Le concept de diode laser, qui s'est par la suite développé, a permis la réalisation de composants de faibles dimensions, avec un haut rendement radiatif, une faible consommation de puissance, et une émission lumineuse intense et cohérente.

En quarante ans, la remarquable progression des lasers à semi-conducteur reste fortement corrélée à l'augmentation de la compacité et à la baisse du seuil laser, permises par l'évolution des structures et des technologies (Figure 1.1).

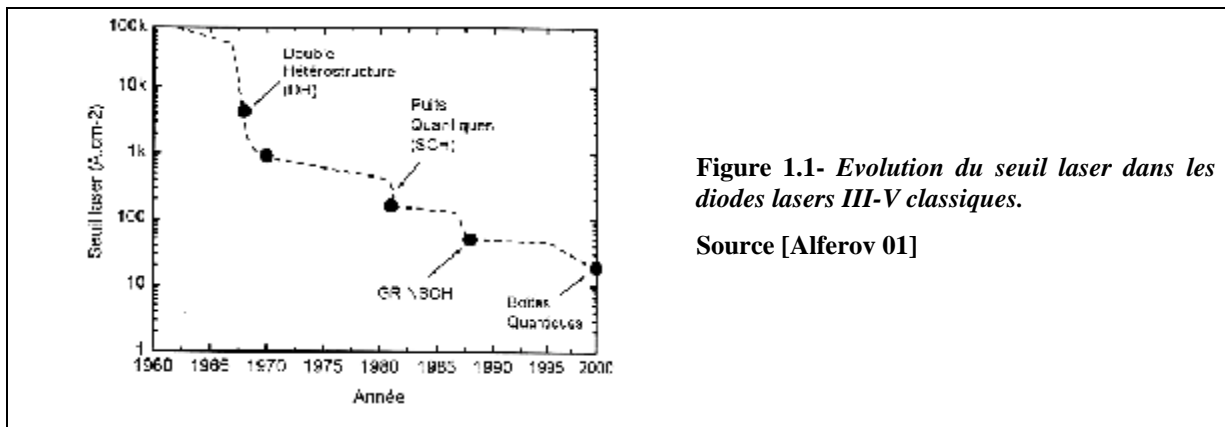
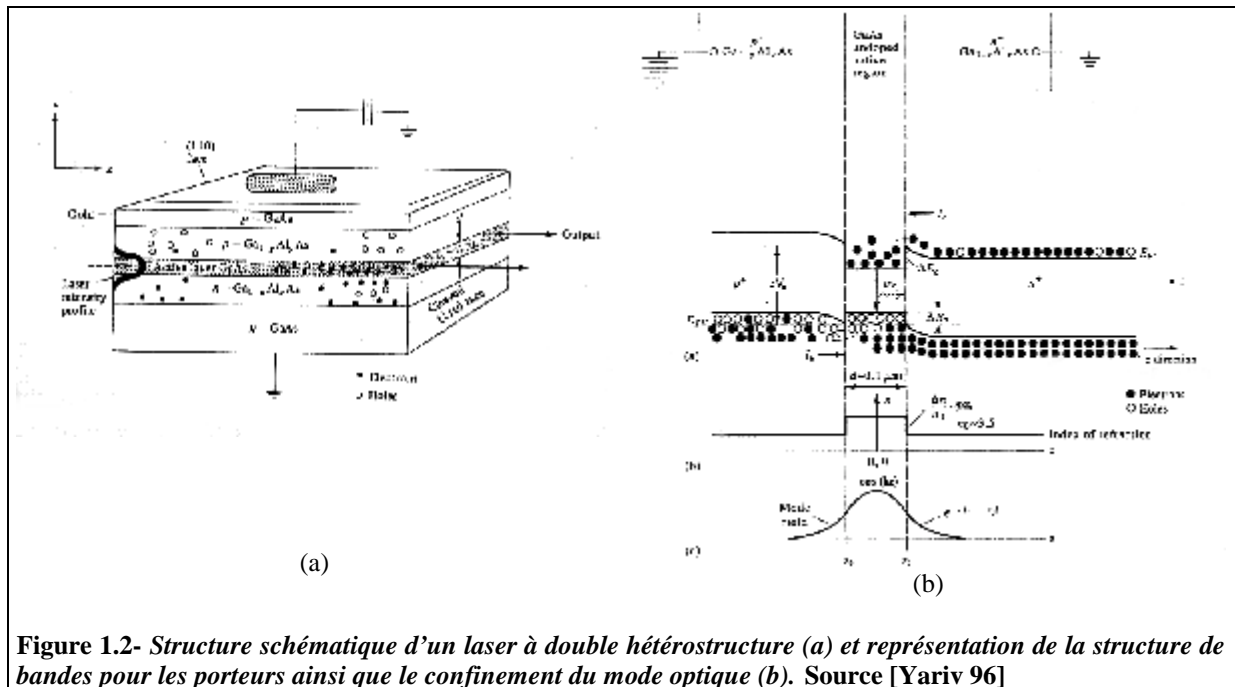


Figure 1.1- Evolution du seuil laser dans les diodes lasers III-V classiques.

Source [Alferov 01]

En particulier, un bond fut fait dans les années 70 avec la mise au point de la double hétérostructure (DH). Elle repose sur un empilement de couches semi-conductrices dont l'indice de réfraction  $n$  et la largeur de bande interdite  $E_g$  sont ajustés. De cette façon, la zone active constitue un puits de potentiel pour les porteurs ( $E_{g_{barrières}} > E_{g_{Zone Active}}$ ), tandis que les couches barrières adjacentes forment un guide d'onde optique ( $n_{barrières} < n_{Zone Active}$ ). Une concentration simultanée des porteurs et de la lumière dans la zone active centrale est ainsi obtenue (Figure 1.2). La densité de courant de seuil s'élevait à environ 500 A/cm<sup>2</sup>, pour des couches actives de 0,1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. L'utilisation des lasers à semi-conducteur dans la transmission des données par fibre optique date de cette époque.



**Figure 1.2-** Structure schématique d'un laser à double hétérostructure (a) et représentation de la structure de bandes pour les porteurs ainsi que le confinement du mode optique (b). Source [Yariv 96]

En 1974, les laboratoires américains Bell montrent le confinement quantique des porteurs dans une couche active de seulement 10 nm d'épaisseur et construisent en 1979 le premier laser à semi-conducteur utilisant ce phénomène. L'observation des effets quantiques requiert une technologie produisant des couches fines cohérentes avec des interfaces sans défauts. Ces conditions furent justement satisfaites par des techniques comme l'épitaxie par jets moléculaires. L'avènement des lasers à puits quantiques (hétérostructure à confinement séparé SCH) a ouvert le champ des applications grand public actuelles (CD-ROM, DVD, imprimante laser...), ainsi que celui des télécommunications optiques. Ces nouveaux composants devaient apporter en effet une amplification de la lumière plus élevée, une densité de courant de seuil plus basse (moins de  $100 \text{ A/cm}^2$ ) et une stabilité en température nettement améliorée. L'utilisation de multipuits quantiques a permis de réduire encore les courants de seuil jusqu'à  $40\text{-}50 \text{ A/cm}^2$ .

En résumé, les lasers à semi-conducteur ont connu un saut dans leurs performances grâce au confinement accru des porteurs de charge et des photons dans le composant. Poussée à l'extrême, cette idée suggère de combiner des microcavités optiques et des boîtes quantiques, qui offrent un degré ultime de confinement, respectivement pour les photons et les porteurs. Ce concept devrait aboutir au développement de microlasers très compacts qui rejoignent les besoins de l'optoélectronique, évoqués dans l'introduction.

## I.2 La question cruciale du seuil laser

Un laser requiert fondamentalement deux éléments (cf. Figure 1.3) :

- un matériau actif, ou amplificateur de photons : dans le cas de lasers à semi-conducteur, le matériau à gap direct est le siège de recombinaisons radiatives de paires électron-trou, donnant lieu à une émission de photons sur une certaine gamme d'énergie contrôlée par la largeur de sa bande interdite.
- un résonateur permettant le recyclage des photons : combinaison simple de deux miroirs, ou structure résonnante plus complexe contenant le matériau actif précédent, il piège la lumière dans l'espace. Les photons émis se trouvent ainsi amplifiés au cours de leurs multiples trajets aller-retour dans la structure laser selon certains modes optiques spécifiques. Une partie de ces photons est « perdue » hors de la structure via les miroirs et récupérée en sortie : c'est le faisceau laser.

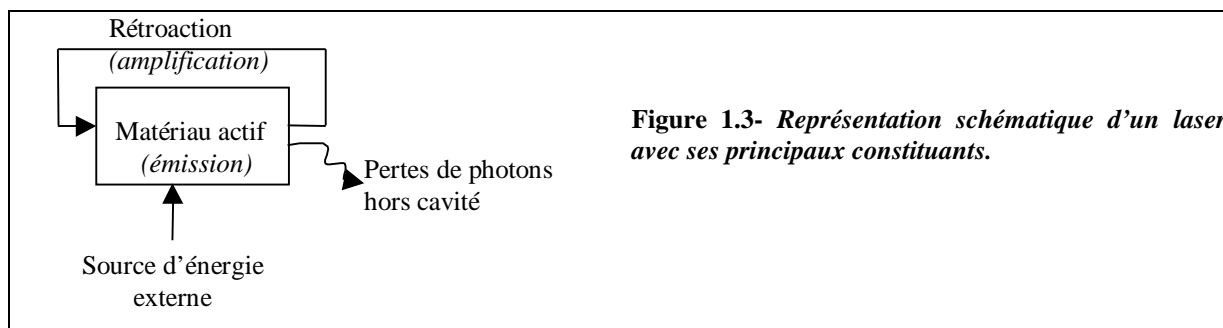


Figure 1.3- Représentation schématique d'un laser avec ses principaux constituants.

Lorsqu'un tel système est porté hors équilibre par une source d'énergie externe (optique ou électrique), il peut conduire à des oscillations laser au delà d'un certain taux de pompage : **le seuil laser**. Sa définition et son expression seront explicitées dans le chapitre 2.

La question centrale de cette étude concerne ce paramètre clé du composant laser. Le seuil laser, directement responsable de la consommation du composant, constitue en effet une limitation importante en termes d'intégration dans un circuit intégré photonique.

Pour diminuer le seuil laser, il apparaît plusieurs leviers au niveau des deux éléments du laser.

### ¶ Le matériau actif

Il s'agit d'augmenter son *gain* et son rendement radiatif afin qu'il émette davantage de photons pour un taux de pompe donné, à une énergie fixée. La nature du matériau, notamment sa dimensionalité (existence d'un confinement quantique dans une, deux ou trois directions),

et sa composition chimique (alliage ou contrainte éventuels, filière utilisée), sont autant de paramètres qui peuvent modifier l'efficacité d'émission.

#### **α Le résonateur**

Il s'agit d'augmenter la durée de vie des photons dans la structure laser pour renforcer l'efficacité du phénomène d'amplification photonique. Les pertes lumineuses hors de la structure, contrôlées par la qualité des miroirs qui cernent les photons, sont déterminantes. Par ailleurs, la taille du composant constitue en elle-même un levier de l'abaissement du seuil, en plus de son intérêt évident en termes de compacité du laser. En effet, le volume du laser est directement corrélé à la quantité de matériau actif à inverser, ainsi qu'à la densité de modes. Un microlaser permettra donc, par rapport à son homologue macroscopique, d'une part de diminuer la contribution du seuil liée à la transparence<sup>1</sup>, et d'autre part de limiter les modes concurrents au mode laser.

L'objet de ce chapitre est de montrer que les structures à confinement quantique (puits, fils et boîtes quantiques) d'une part, et les microcavités à base de cristaux photoniques d'autre part, peuvent être utilisées à bon escient dans un laser, en remplissant les conditions désirées de compacité et de faible seuil. Elles peuvent respectivement assurer le rôle de zone active (ZA) et de résonateur, en tirant partie d'un contrôle spectral et spatial des porteurs et des photons. Ce premier chapitre mettra en évidence les particularités des structures quantiques en tant que matériau actif d'un laser. Si ses qualités et sa maîtrise de fabrication continuent de faire du puits quantique (PQ) le matériau actif le plus répandu dans les lasers à semi-conducteurs, nous verrons quels atouts supplémentaires les boîtes quantiques (BQ) sont susceptibles d'offrir. J'insisterai néanmoins sur les limitations des BQ, réalisables par les moyens usuels de fabrication, qui réduisent, dans la pratique, leurs potentialités « laser ». Par ailleurs, l'intérêt lié à la réalisation de résonateurs de dimensions micrométriques sera discuté. En particulier, les structures à cristaux photoniques bidimensionnels (CP 2D) planaires feront l'objet d'un développement détaillé. Le choix du résonateur a des implications sur l'intégrabilité du composant dans un circuit optique global. Ainsi, une configuration en émission planaire peut faciliter le couplage avec d'autres composants d'une même puce. Nous verrons que les microsources à CP 2D permettent justement de répondre aux contraintes de l'optique intégrée, en remplissant les critères de compacité et d'intégration. Les limitations de ces objets, à l'origine de pertes optiques intrinsèques, seront également abordées.

---

<sup>1</sup> La transparence est définie par le nombre de porteurs à injecter dans le matériau afin qu'il soit amplificateur au lieu d'être absorbant (cf. section II.1.3)

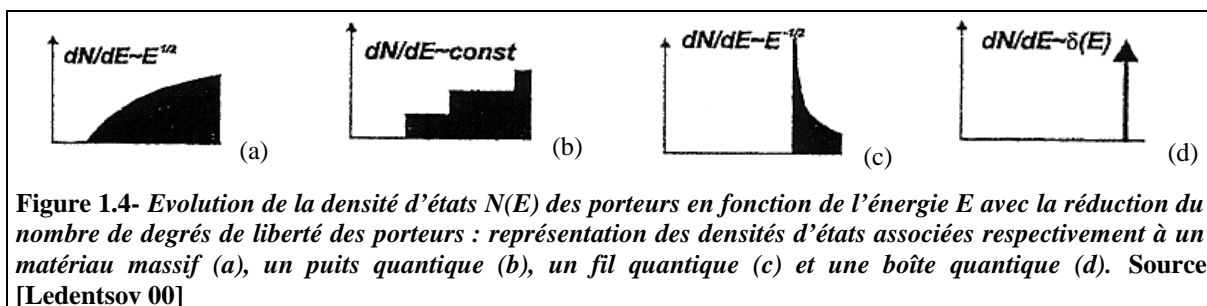
## II. LE MATERIAU ACTIF DU LASER : INTERET DES STRUCTURES A CONFINEMENT QUANTIQUE

### II.1 Boîtes quantiques idéales : Avantage d'une quantification électronique

La modification de la densité d'état des porteurs dans les structures de basse dimensionalité constitue le fondement des performances des dispositifs micro et optoélectroniques qui utilisent ces objets. Dans un composant laser, l'allure de la densité d'états se répercute en effet sur certaines caractéristiques comme le gain du matériau, le courant de seuil et la stabilité thermique. Les améliorations obtenues avec un matériau de type PQ sont exacerbées dans le cas de BQ.

#### II.1.1. Discrétisation des niveaux d'énergie

La haute densité d'atomes dans les semi-conducteurs est à double tranchant. D'une part, elle permet l'obtention de flux de porteurs élevés à travers le cristal qui profitent à l'efficacité des composants optoélectroniques fabriqués. D'autre part, ces atomes très proches sont soumis à des interactions très fortes à l'origine d'une structure de bandes électronique. Les porteurs restent libres d'occuper des états pour des valeurs continues d'énergie et d'impulsion [figure 1.4(a)].



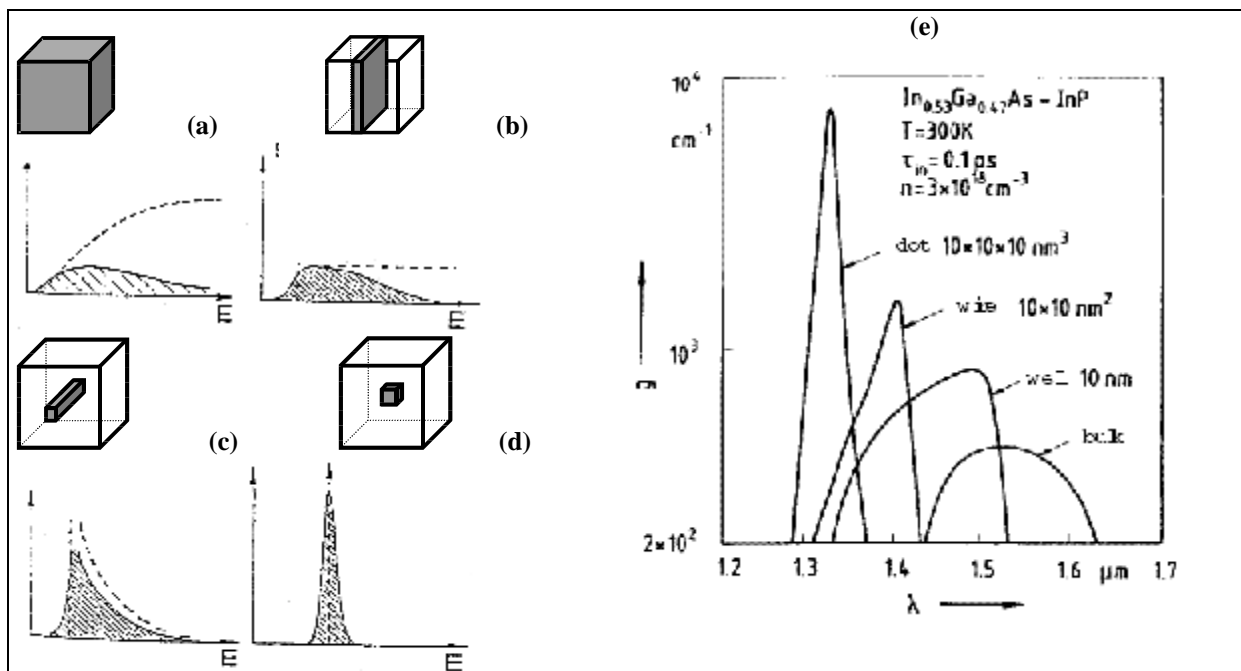
Au contraire, dans les hétérostructures de taille quantique (typiquement 10nm [Bimberg 99]), les porteurs, confinés dans une région de l'espace limitée, voient leurs énergies accessibles quantifiées. Le modèle le plus simple de confinement (1D) est le puits quantique (PQ), résultant de l'insertion d'une fine couche de semi-conducteur dans un matériau semi-conducteur à gap plus large. Les porteurs sont confinés dans la zone à plus petit gap. Leurs composantes d'énergie, associées à la direction de confinement (perpendiculaire au plan des

couches), sont discrétisées. De plus, la position du premier niveau est déterminée par l'épaisseur du PQ. Cette quantification reste cependant unidirectionnelle, et le porteur, libre de se déplacer dans le plan, a toujours accès à une gamme d'énergie, globalement continue [figure 1.4(b)].

Le degré ultime de la quantification est la localisation des porteurs dans les trois directions de l'espace, via, par exemple, l'inclusion de petites régions de semi-conducteurs entourées d'un matériau à gap plus large. Marquant une véritable rupture avec le modèle classique de distribution continue de l'énergie, ce genre « d'atomes artificiels » présente idéalement des niveaux d'énergie discrets [figure 1.4(d)].

### II.1.2. Gain plus élevé

Asada prédit en 1986 l'effet du changement de la densité d'états sur le gain [Asada 86]. Le spectre de gain théorique est à l'image de la densité d'états, plus ou moins dispersée, offerte aux porteurs. Une diminution de la dimensionalité du matériau (matériau massif → puits quantique → fils quantiques → boîtes quantiques) conduit à un profil de gain à 300K plus étroit et plus piqué, présentant un maximum supérieur pour une densité de porteurs suffisante (Figure 1.5).



**Figure 1.5- Remplissage de la structure de bandes électronique (zone hachurée) à 300K d'un matériau massif (a), d'un puits quantique (b), d'un fil quantique (c) et d'une boîte quantique (d). Les densités d'états associées sont superposées en traits pointillés. Source [Frechengues 98]. Gains matériau correspondants calculés pour une densité de porteurs excités de  $3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (e) d'après [Asada 86].**

Le gain matériau maximum associé à une population de BQ identiques d'InGaAs/ InP<sup>2</sup> est estimé aux environs de 10 000/cm, soit presque 15 et 10 fois supérieur au gain respectivement d'un matériau massif et d'un PQ, à 300K [cf. figure 1.5(e)].

### II.1.3. Transparence et courant de seuil réduits

Dans un semi-conducteur, la condition de transparence est atteinte, pour une énergie  $E$ , lorsque la population de paires électron-trou mis en jeu dans cette transition  $E$  est inversée. Cela signifie que la probabilité pour les électrons d'occuper, dans la bande de conduction, la « position haute » de la transition devient égale à celle d'occuper la « position basse » de la transition, en bande de valence : l'absorption et l'émission stimulée, issues des diverses recombinaisons de ces porteurs, se compensent exactement. Une telle situation est décrite quantitativement par une séparation entre les quasi niveaux de Fermi égale à l'énergie de la transition photonique.

Les BQ sont plus faciles à inverser que les PQ et a fortiori qu'un matériau massif pour deux raisons : une densité d'états plus faible et discrétisée. En effet, d'une part, dans un matériau à faible densité d'états<sup>3</sup>, les porteurs injectés sont répartis plus rapidement sur des états hauts en énergie. Les quasi niveaux de Fermi traduisant le niveau de remplissage dans les bandes se séparent donc pour un taux de pompage plus faible. D'autre part, lorsque la densité d'états est continue, l'atteinte de la transparence à une énergie  $E$  oblige à peupler des niveaux voisins, ce qui repousse l'accès à la transparence.

Puisque la transparence est souvent une contribution importante du seuil laser, la réduire conduit généralement à un abaissement du courant de seuil. Des lasers à BQ à courants de seuils très faibles ( $<10A/cm^2$ ) sont prédits théoriquement [Bimberg 99].

### II.1.4. Stabilité en température renforcée

La stabilité en température des propriétés des structures quantiques a deux origines distinctes, produites par le confinement : la séparation des niveaux d'énergie d'une part, et la localisation spatiale des porteurs d'autre part.

---

<sup>2</sup> Les BQ identiques ont une densité égale à  $2,5.10^{11}/cm^2$ , avec une forme cubique de côté 10 nm et un élargissement homogène estimé à 6 meV (température ambiante).

<sup>3</sup> Même s'ils sont distribués de façon continue, il existe une certaine « dilution » des états via la courbure de bande. Ainsi, pour un puits quantique, la densité d'état, proportionnelle à la masse effective des porteurs, affecte directement la condition d'inversion de population. Les seuils laser sont naturellement plus faibles dans les systèmes où la courbure de bandes est plus accentuée.



- § La continuité des états d'énergie d'un laser à semi-conducteur rend ses caractéristiques, notamment son courant de seuil, très sensibles à la température. Puisque les porteurs ont accès à un continuum d'états, leur distribution parmi ces états peut changer facilement sous l'effet, entre autres, des interactions avec les phonons (vibrations du réseau d'origine thermique). Pour un laser à BQ, au contraire, la séparation large entre les niveaux d'énergie discrets devrait garantir une certaine indépendance thermique.
- § Dans un matériau massif, lorsque la température est augmentée, les porteurs acquièrent une énergie qui les rend fortement mobiles et augmente la probabilité qu'ils rencontrent des centres de recombinaison non radiative (RNR) comme des défauts structuraux. Ces pertes de porteurs, dans une structure laser, induisent une augmentation du courant de seuil. Pour un PQ, l'effet est partiellement réduit puisque la mobilité des porteurs est limitée à des déplacements latéraux dans le plan<sup>4</sup>. Les BQ, à l'extrême, se comportent idéalement comme des pièges à porteurs, localisant latéralement les charges. Elles devraient donc procurer une relative immunité aux phénomènes non radiatifs parasites et par conséquent, une stabilité accrue du seuil vis à vis de la température.

#### II.1.5. Gain différentiel élevé et aptitude au fonctionnement hautes fréquences

Pour la commutation des données optiques, des vitesses de transmission et de traitement des données élevées sont souhaitables, avec des fréquences de l'ordre du Ghz.

La bande passante de modulation d'un laser à semi-conducteur est proportionnelle, en première approximation, à la racine carrée du gain différentiel [Yariv 96]. Ce paramètre du laser décrit l'efficacité avec laquelle le composant voit son gain augmenter avec le nombre de porteurs injectés. Dans un PQ transparent, les paires électron-trou supplémentaires se répartissent dans les bandes, en diluant le gain sur une gamme d'énergie  $kT$ , au lieu de participer directement au gain du mode laser. Au contraire, toutes les paires électron-trou supplémentaires apportées dans les BQ viennent gonfler les effectifs des seuls niveaux discrets accessibles, contribuant à un renforcement du gain associé. Un laser à BQ devrait donc montrer un gain différentiel supérieur aux analogues à PQ, conduisant à des fréquences de modulations accessibles plus étendues. Ainsi, une bande de modulation supérieure à 200 GHz a été prédite par Nakayama et Arakawa [Nakayama 96].

Par ailleurs, la forme non symétrique de la courbe de gain des matériaux semi-conducteur, et plus précisément la variation de l'énergie correspondant au maximum de cette courbe avec la

---

<sup>4</sup> A basse température, les fluctuations de compositions ou d'épaisseurs du puits suffisent à localiser les porteurs.

densité de porteurs  $N$ , engendre un élargissement de la raie laser [Rosencher 98]. Le facteur  $\beta$  d'augmentation de largeur de raie est défini, en fonction des indices réel ( $n_R$ ) et imaginaire

( $n_{Im}$ ) du matériau, par : 
$$b = \frac{\Delta n_R / \Delta N}{\Delta n_{Im} / \Delta N}$$
. L'indice réel est proportionnel à la dérivée du

coefficient d'absorption (relations de Kramers-Kronig). La courbe de gain, associée au niveau fondamental de BQ idéales est symétrique par rapport à son maximum et cette allure est conservée quelle que soit la densité de porteurs  $N$ . Il devrait donc s'ensuivre une variation nulle de l'indice réel au niveau de ce pic. De ce fait, le facteur d'augmentation de la largeur de raie devrait être réduit<sup>5</sup> [Ledentsov 97]. Pour les mêmes raisons, les lasers à BQ devraient également bénéficier d'un chirp<sup>6</sup> limité en application haute fréquence. Ainsi, Saito et coll. ont observé, dans un laser à BQ, une réduction d'un ordre de grandeur du chirp, par rapport à la valeur (0.2 nm) typique, mesurée dans les lasers à PQ, à une fréquence de modulation de ~1 GHz [Saito 00].

## II.2 Boîtes quantiques réelles : limitations et enjeux de fabrication

Toutes ces prédictions ont aiguïé l'intérêt de la communauté scientifique pour les BQ. Elles concernent cependant des objets idéaux dont la perfection reste inaccessible aux technologies de fabrication usuelles. Le profit effectivement tiré des BQ est donc conditionné par la capacité technologique à produire des nanostructures suffisamment proches des nanostructures idéales. Les paragraphes qui suivent donnent un aperçu des limitations des BQ réelles (obtenues par exemple par croissance auto-organisée) et de la rigueur de fabrication désirable pour que les objets réalisés montrent l'essentiel des atouts évoqués plus haut.

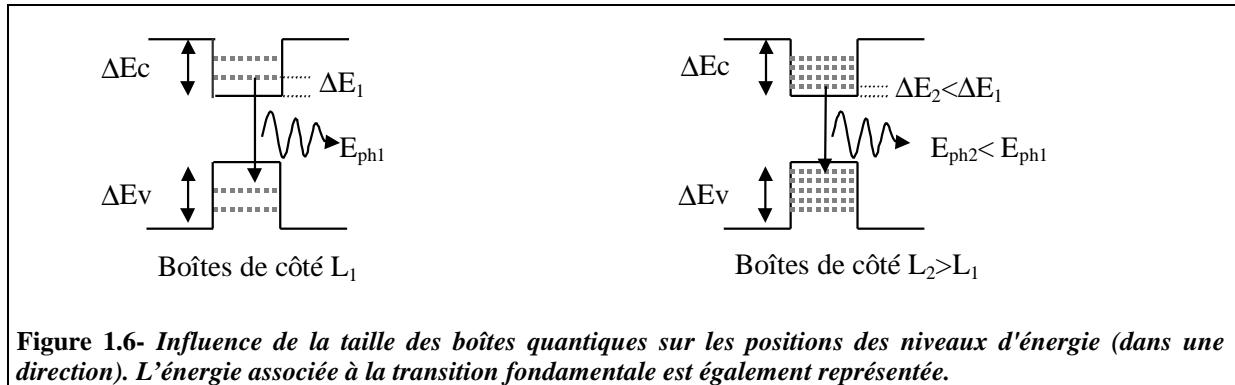
### II.2.1. La taille

L'existence de quantification dans les BQ exige certaines caractéristiques de taille [Bimberg 99]. En effet, la dimension des objets quantiques joue directement sur la configuration des niveaux énergétiques dans la structure quantique (figure 1.6). La dimension la plus faible

<sup>5</sup> En réalité, la contribution des niveaux excités peut causer une dissymétrie de la courbe de gain. L'élargissement fréquentiel produit reste cependant limité par rapport aux lasers à puits quantiques [Ledentsov 97].

<sup>6</sup> Ce paramètre définit l'élargissement fréquentiel, indésirable, de la raie laser lorsque le composant fonctionne avec un courant d'excitation modulé.

contrôle essentiellement la position du premier niveau, tandis que la plus grande agit davantage sur l'écart entre les niveaux d'énergie.



**Figure 1.6-** Influence de la taille des boîtes quantiques sur les positions des niveaux d'énergie (dans une direction). L'énergie associée à la transition fondamentale est également représentée.

**La limite inférieure** de la taille de ces boîtes garantit la présence d'au moins un niveau électronique dans la structure quantique<sup>7</sup>.

Il existe également une **limite supérieure** à la taille de ces BQ produisant une séparation entre les niveaux d'énergie comparable à l'énergie thermique ( $kT$ ), pour s'affranchir du peuplement indésirable des niveaux supérieurs induite par la température. A titre d'exemple, dans le système InAs/AlGaAs/GaAs, la taille des BQ doit être comprise entre 4 nm et 12 nm à 300K [Bimberg 99].

### II.2.2. Uniformité et dispersion

Tous les propriétés structurales des îlots fabriqués (en particulier par croissance auto-organisée), comme la taille, la forme et la composition chimique sont victimes de fluctuations. Parmi eux, la distribution en taille des BQ reste sans doute un des obstacles principaux aux applications laser des BQ.

Puisque les dimensions des BQ contrôlent l'énergie des porteurs qu'elles accueillent, l'impact principal de la dispersion en taille est une dispersion en énergie (gaussienne). La densité d'états, étroite pour une seule BQ<sup>8</sup>, s'élargit pour une population de BQ (élargissement inhomogène) de façon plus ou moins accentuée selon l'ampleur des inhomogénéités (figure 1.7). Parmi l'ensemble des BQ, seules celles qui sont accordées spectralement avec le mode

<sup>7</sup> Cette taille critique  $D_{\min}$  est définie par l'égalité entre l'offset de bande de conduction  $\Delta E_c$  et la valeur approximative du premier niveau présent dans la boîte :  $\Delta E_c^* = \frac{\hbar^2 p^2}{2m_e^*} * \frac{1}{D_{\min}^2}$ . [Bimberg 99]

<sup>8</sup> En réalité, il existe une largeur homogène individuelle pour chaque BQ mais qui reste faible en comparaison de l'élargissement inhomogène des collections de BQ souvent fabriquées (cf chapitre 2, section IV.3.3).

laser sont réellement susceptibles d'alimenter l'émission dans ce mode. Le gain mis en jeu pour l'émission laser se trouve donc affaibli par un nombre d'émetteurs effectifs réduit.

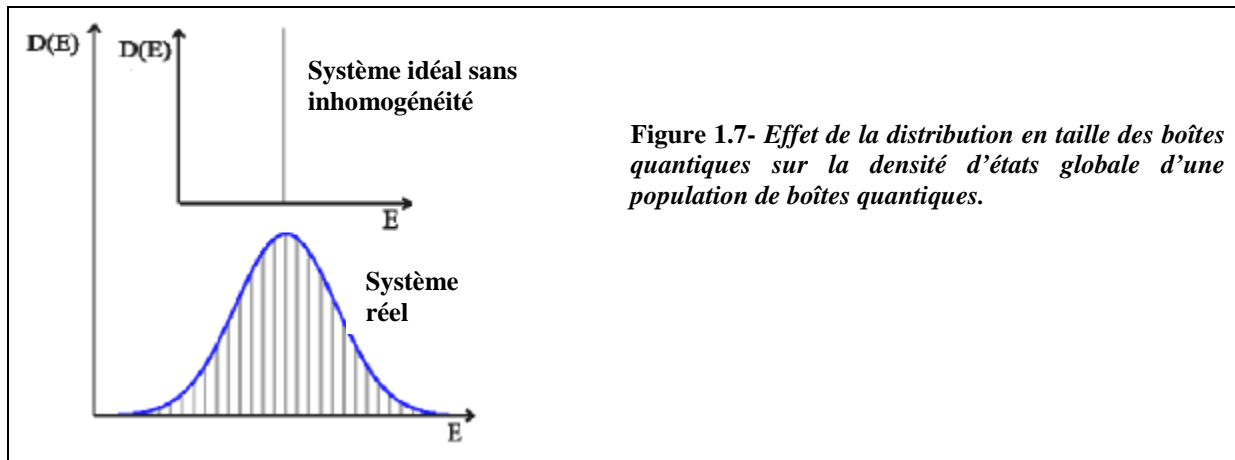


Figure 1.7- Effet de la distribution en taille des boîtes quantiques sur la densité d'états globale d'une population de boîtes quantiques.

J. M. Gérard a estimé, par un calcul approximatif, la dispersion en taille autorisée pour qu'une population de BQ puisse être exploitée avec succès dans un laser [Gérard 95]. Il définit le critère d'uniformité requis pour qu'un ensemble de BQ soit en mesure de concurrencer un PQ. Soit  $\Delta E_{BQ}$  la largeur inhomogène d'un système réel de BQ. D'une part, les BQ exhiberont un gain différentiel  $dg/dn$  plus élevé qu'un PQ à condition que  $\Delta E_{BQ} < kT$ . Cette condition garantit une concentration de porteurs injectés sur une gamme d'énergie plus étroite pour une population de BQ (causé par l'élargissement inhomogène) que pour un PQ (causé par l'élargissement d'origine thermique). Ce critère conduit à une limitation de la fluctuation en taille des BQ égale à  $\pm 15\%$  à température ambiante.

D'autre part, si l'on considère une structure SCH à miroirs clivés, l'effet laser est atteint pour un gain modal de l'ordre de grandeur du gain modal saturé d'un PQ. Ce critère impose une nouvelle limite pour la dispersion en taille des BQ, égale à  $\frac{\gamma}{p\sqrt{p}}$ , où  $\gamma$  désigne le taux de couverture surfacique de la population de BQ. La dispersion en taille doit donc être inférieure à 5%, pour qu'un plan de BQ, avec un taux de couverture de l'ordre de 25%, procure un effet laser dans la structure SCH considérée. Les meilleures valeurs de largeur à mi-hauteur (LMH) du spectre de photoluminescence à basse température (qui reflètent  $\Delta E_{BQ}$ ) reportées sont de l'ordre de 20-25 meV [Gérard 99-1 ; Nishi 99]. Cette largeur est représentative de fluctuations d'un ensemble de BQ InAs/GaAs de 10 nm, de l'ordre de 1 nm (10%).

Enfin, même pour un composant exploitant une BQ unique, une certaine uniformité des caractéristiques des BQ est nécessaire pour garantir la reproductibilité des performances du composant.

### II.2.3. Densité

La densité peut compenser partiellement le problème soulevé d'un manque d'uniformité des BQ. Une augmentation de la densité peut en effet combler, dans une certaine mesure, une pénurie d'émetteurs à une énergie donnée. Cet effet illustre l'interdépendance des deux paramètres<sup>9</sup>.

De plus, la densité de BQ, fortement liée au taux de couverture des BQ dans le plan, conditionne le recouvrement spatial du mode optique avec la zone active, i.e. le facteur de confinement optique  $\Gamma$ . Plus que le gain matériau, c'est le gain modal (gain matériau modulé par le facteur  $\Gamma$ ) qui détermine le courant de seuil. Ce paramètre de confinement optique est de l'ordre du rapport du volume total de la zone active sur le volume total du guide d'onde optique. Une zone active de faibles dimensions, comme par exemple un ensemble de BQ en faible densité, est donc désavantagée, de ce point de vue, par rapport à une couche épaisse de matériau massif.

### II.2.4. Défauts

Parmi les obstacles à l'émission de lumière dans un semi-conducteur, les impuretés et défauts cristallins sont susceptibles de piéger les porteurs et entraîner leur recombinaison non radiative. Si les BQ permettent effectivement de limiter la diffusion des porteurs vers les défauts dans le volume, les pièges recombinants présents à l'interface entre les BQ et les barrières doivent être réduits. Il s'agit donc de fabriquer des BQ dénuées de défauts structuraux avec des interfaces de bonne qualité, de façon à renforcer le rendement radiatif.

### II.2.5. Conclusion

En définitive, l'utilisation comme milieu amplificateur d'hétérostructures à puits ou boîtes quantiques dans un laser montre plusieurs avantages potentiels.

---

<sup>9</sup> Toutefois, comme on le verra par la suite, dans le chapitre 2, l'apport de bras « inutiles » n'est pas neutre par rapport au seuil. Une densité de BQ élevée ne compense donc pas de manière purement équivalente une forte dispersion en taille des BQ.

☒ L'ajustement de la longueur d'onde d'émission par le choix des dimensions géométriques (épaisseur de PQ, hauteur de BQ) de la structure quantique.

- La réduction du seuil laser grâce à :
  - § une réduction de la densité d'états, facilitant l'accès à la transparence du matériau.
  - § une localisation spatiale des porteurs. La densité de porteurs, accumulés sur une zone de faibles dimensions, est plus élevée, et réduit donc également le courant de transparence, tandis que le rendement radiatif est renforcé par une sensibilité réduite aux RNR.

Les BQ offrent théoriquement des avantages supplémentaires, comme un meilleur maintien en température, un courant de seuil encore plus faible ou un chirp réduit. Cependant, le couple (dispersion/ densité) d'un plan de BQ conditionne considérablement les performances du composant laser à BQ. Voyons quelles sont elles pratiquement.

## **II.3 Quelques performances des lasers dotés de boîtes quantiques**

La plupart des résultats présentés ici s'appuient sur des lasers ruban ou dérivés, fabriqués à partir de la filière mature GaAs. Certes, ces composants dotés de BQ présentent des atouts qui rejoignent les propriétés avantageuses prédites théoriquement. Néanmoins, ils rencontrent certains écueils qui seront soulignés dans les paragraphes suivants en même temps que certaines solutions avancées pour les surmonter. Les performances obtenues en termes de courant de seuil et stabilité thermique seront également explicitées.

### **II.3.1. Gain modal**

Le gain modal maximum d'un plan de BQ reste limité dans la pratique par différents facteurs. Tout d'abord, la faible densité d'états du niveau fondamental, mise en avant comme le point clé des BQ, limite en contrepartie le gain optique accessible. A contrario, une transition sur un niveau excité, possédant un degré de dégénérescence supérieur, présente un gain maximum plus élevé. Ensuite, la forme pyramidale des BQ InAs/GaAs limite le recouvrement des fonctions d'onde des électrons et des trous, affaiblissant la force d'oscillateur associée (surtout pour de petites BQ) [Asryan 01-1]. Si la réduction de ce paramètre allonge la durée de vie radiative réduisant avantageusement le courant de transparence, le gain maximum accessible pour le niveau fondamental s'en trouve également affaibli. Le taux de couverture partiel des BQ dans le plan, déjà évoqué, engendre un facteur de confinement optique, fonction de la densité de BQ, souvent faible, estimé à quelques  $10^{-3}$  [Hatori 00 ; Ustinov 98-

1]. Ce facteur réduit fortement le gain modal. La densité de BQ définit le nombre d'émetteurs total tandis que les fluctuations en taille définissent le nombre d'émetteurs effectifs participant à l'amplification de l'émission laser. Le gain optique diminue donc lorsque l'élargissement inhomogène des BQ augmente ou la densité (souvent inférieure à  $5.10^{10} \text{cm}^{-2}$  pour le système InAs/GaAs) diminue [Hatori 00]. Enfin, à 300K, le gain modal sature à une valeur égale à 20-30% de la grandeur accessible si les états fondamentaux de toutes les BQ étaient remplis [Matthews 02]. Les états de la couche de mouillage et les niveaux supérieurs se remplissent avant que le niveau fondamental sature, révélant un couplage à température ambiante entre ces états d'énergie plus élevée et l'état fondamental.

Pour ces différentes raisons, le potentiel de gain modal associé à un plan de BQ est restreint. Cela explique la faible valeur mesurée, même à la saturation, souvent inférieure à  $10 \text{cm}^{-1}$  [Hatori 00 ; Matthews 02], i.e. bien en deçà du gain modal d'un PQ ( $\sim 100 \text{cm}^{-1}$ ).

### II.3.2. Courant de seuil

Au faible gain modal de l'état fondamental, s'ajoutent d'autres points qui handicapent l'accès à l'effet laser. D'abord, la capture effective des porteurs par les BQ est abaissée par rapport à une ZA possédant un taux de couverture planaire de 100% ; ici encore, une faible densité de BQ est pénalisante. Ensuite, les porteurs hors de la ZA subissent des RNR dans les barrières de hauteur finie qui limitent l'efficacité de recombinaison radiative. Ces deux phénomènes engendrent à température ambiante un courant de fuite qui augmente fortement le seuil laser. Des améliorations ont été apportées aux composants lasers pour compenser ces difficultés. En particulier, un effort a été porté sur la qualité structurale des barrières [Sellin 01] et un confinement latéral de la structure laser à base d'oxyde d'aluminium est parfois exploité [Kim 99].

#### **a. Amélioration de l'injection des porteurs dans les boîtes quantiques**

Le plan de BQ peut être assisté par des PQ auxiliaires ajoutés de part et d'autre et séparés du plan de BQ par une barrière tunnel. Ces structures ont montré un renforcement de la collecte des porteurs dans les BQ, injectés par effet tunnel à partir des PQ [Chung 01, Groom 02].

Des structures de type « dots in the well » (DWELL) ont également été mises en œuvre avec succès, en insérant directement les BQ dans un PQ. Une augmentation de l'efficacité de capture des porteurs est observée, grâce à la relaxation rapide des charges du PQ vers les BQ [Liu 99]. De plus, l'utilisation de PQ InGaAs contraints permet d'augmenter la densité de BQ par rapport à la croissance directe sur des matériaux accordés en maille avec GaAs. Le facteur de confinement optique estimé s'en trouve sensiblement amélioré (0.03) [Eliseev 00]. Ces

structures ont donné accès, avec un seul plan de BQ, à un effet laser en continu et à température ambiante [Huang 00]. Cependant, même pour ces structures, le gain modal reste modeste, de l'ordre de  $9\text{-}10\text{ cm}^{-1}$  [Lester 99] voire  $7\text{ cm}^{-1}$  [Huang 00].

### **b. Empilements**

Le faible gain modal du niveau fondamental des BQ limite en pratique la démonstration d'un effet laser à des structures dont les pertes optiques sont très faibles et la quantité de BQ importante (cavités longues de plusieurs millimètres, miroirs de très haute réflectivité) [Liu 99, Lester 99, cf. Annexe 1]. Pour une température élevée et/ ou une longueur effective de cavité courte, la saturation du gain optique de la transition fondamentale conduit à un saut de mode : l'effet laser est porté par une transition excitée, et le seuil laser s'en trouve augmenté [Eliseev 00, Fafard 99]. En effet, une élévation du taux de pertes requiert un gain plus fort pour soutenir l'effet laser, que seuls les niveaux supérieurs sont capables de fournir, pour un courant d'injection suffisant. Il reste que l'émission de l'état fondamental est la plus pertinente pour obtenir une opération laser à très faible seuil. Une solution pour augmenter le faible gain modal de cette transition consiste à empiler des plans de BQ et profiter d'une densité volumique de BQ plus élevée.

Dans une certaine mesure, le facteur de confinement optique vertical augmente linéairement avec le nombre de couches. Les interfaces plus nombreuses ne semblent pas générer de pertes supplémentaires, résultant en une augmentation quasi linéaire du gain modal avec le nombre de plans. Le gain modal maximum de la transition fondamentale a été estimé à  $\sim 7\text{ cm}^{-1}$  par plan pour une structure à 7 plans contre  $11\text{ cm}^{-1}$  pour un seul plan de BQ [Smowton 01]. Typiquement un gain modal de  $49\text{ cm}^{-1}$  exhibé par une structure à 7 plans peut générer un effet laser à partir de la transition fondamentale, dans un résonateur de  $350\text{ }\mu\text{m}$  de long, fermé par des miroirs de réflectivité égale à 0.32. L'empilement de BQ a permis de réduire la densité de courant de seuil à 300K [Ledentsov 97], et de réaliser des lasers, malgré un niveau de pertes plus important (cf. Annexe 1).

### **c. Courants de seuil obtenus expérimentalement**

Depuis le premier laser à injection fondé sur les BQ auto-organisées, en 1994 (seuil  $905\text{ A/cm}^2$  [Kirstaedter 94]), les performances ont été considérablement améliorées [Ledentsov 00]. Ainsi, de très faibles courants de seuil ( $\sim 15\text{-}30\text{ A/cm}^2$ ) ont été atteints avec la structure DWELL [Liu 99, Lester 99, Stintz 00] ou dans des lasers ruban avec un confinement latéral par un oxyde d'aluminium ( $10\text{-}20\text{ A/cm}^2$ ) [Park 00-2], ce même en condition d'excitation continue et à température ambiante (cf. Annexe 1).



Des lasers à BQ dans le système InAs/InP ont également été démontrés pour émettre à des longueurs d'onde plus élevées que la limite supérieure 1.3  $\mu\text{m}$  du système InAs/GaAs [Nishi 98 ; Saito 01 , Wang 01]. Des records de longueurs d'onde supérieures à 2  $\mu\text{m}$  ont été atteints [Rotter 03]. La densité de BQ est naturellement plus élevée dans ce système moins contraint ( $9.10^{10} \text{ cm}^{-2}$  [Saito 01]). Il en résulte un gain modal du niveau fondamental plus élevé estimé à  $20 \text{ cm}^{-1}$  [Saito 01] ou  $15 \text{ cm}^{-1}$  [Wang 01] au lieu de  $\sim 10 \text{ cm}^{-1}$  pour des BQ InAs/GaAs. Cependant, le système InAs/ InP est pénalisé par des fluctuations en taille plus difficiles à réduire (LMH  $\sim 75 \text{ meV}$  à 300 K pour [Saito 01]) que dans le système InAs/GaAs. De plus, le confinement est souvent moins fort (problème de barrières adéquates), et les pertes optiques internes encore élevées ( $\sim 10 \text{ cm}^{-1}$  [Wang 01 ; Schwertberger 02]) à cause des défauts d'interface.

Ces raisons expliquent que les seuils mis en évidence dans la filière InP moins mature soient finalement supérieurs aux valeurs ( $< 100 \text{ A/cm}^2$ ) des lasers à BQ d'InAs/GaAs (cf. Annexe 1).

Les lasers à PQ de haute qualité présentent des courants de seuil à 300K au mieux de 40-50  $\text{A/cm}^2$ . Cependant, les courants de seuil plus faibles dont se targuent les BQ font souvent appel à des longueurs de cavité importantes ou des miroirs hautement réfléchissants, qui rendent la comparaison directe entre laser à PQ et à BQ difficile. Certains groupes ont étudiés les deux types de ZA dans des structures laser comparables. Il s'avère que les lasers à BQ surpassent les lasers à PQ en termes de courant de seuil pour les longues cavités [Klopf 00]. Un plan de BQ permet effectivement d'atteindre un seuil laser plus faible, tant que le gain requis au seuil est loin d'impliquer la saturation du niveau fondamental, i.e. lorsque les pertes à compenser sont restreintes et le nombre de BQ suffisant.

### II.3.3. Stabilité thermique

Le grand atout des lasers à BQ devait être la stabilité thermique de leur courant de seuil. Dans la pratique, cette insensibilité est à relativiser car limitée par divers phénomènes liés essentiellement au couplage thermique des porteurs, des BQ vers les couches périphériques de confinement optique [Asryan 01-2] :

- les états d'énergie supérieure des BQ (niveaux excités et états de la couche de mouillage) se peuplent lorsque la température augmente [Matthews 02].
- les porteurs sont excités thermiquement (émission thermoionique des porteurs hors de la ZA) dans les barrières de hauteur finie.

- les recombinaisons non radiatives aux interfaces et l'absorption par porteurs libres augmentent avec la température, alourdissant le courant de fuite du composant laser [Huffaker 98 ; Klopff 02]

Le courant d'injection doit donc être augmenté pour maintenir l'effet laser, en dépit d'une réduction du gain et d'une aggravation des pertes. Il s'ensuit une élévation du seuil laser  $I_{th}$  avec la température  $T$  [Kirstaedter 94], dont la dépendance est décrite par l'expression :  $I_{th}=I_0\exp(T/T_0)$ . Une grande valeur de la température caractéristique  $T_0$  est désirable car significative d'une relative insensibilité thermique.

Plusieurs solutions ont été envisagées pour augmenter  $T_0$ . Premièrement, l'effet néfaste des RNR aggravé par la température peut être limité par une meilleure qualité structurale des barrières [Ledentsov 97]. Ensuite, l'offset des barrières peut être augmenté en choisissant un matériau avec un large gap, pour former un puits de potentiel profond et découpler thermiquement les différents niveaux et les états de la couche de mouillage [Schwertberger 02 ; Shchekin 00-2]. Ce meilleur confinement peut également profiter à l'écart énergétique entre les niveaux, renforcé jusqu'à 100 meV [Shchekin 00-2]. Enfin, le seuil est plus stable avec la température, lorsqu'il est proche de la transparence, i.e. lorsque le courant de seuil est loin de saturer les BQ [Park 00-1]. Il s'agit donc de réduire le taux de pertes ou d'augmenter le gain optique pour fonctionner loin de la saturation.

Finalement, les meilleurs  $T_0$  démontrés pour les lasers à BQ dépassent parfois les meilleurs résultats pour les lasers à PQ<sup>10</sup> à température ambiante mais sont encore loin des valeurs « infinies » prédites. A basse température, les seuils de lasers à BQ sont quasi indépendants d'une élévation de la température : des  $T_0$  assez élevés de 530K [Ledentsov 97] ou 700K [Park 00-1] ont été obtenus jusqu'à -70°C. A température ambiante, les valeurs de  $T_0$  restent raisonnablement élevés : 350K [Ustinov 97] et 270K [Shchekin 00-1 et 00-2]. Enfin, à haute température, des valeurs de  $T_0$  de 125K [Yeh 00] jusqu'à 70°C, ou 146K [Schäfer 99] jusqu'à 143°C sont accessibles avec des lasers à BQ. La stabilité thermique entre 20°C et 100°C semble toutefois comparable pour un laser à PQ et BQ [Klopff 00].

Un autre paramètre sensible à la température est la longueur d'onde du laser. Le gap d'un matériau semi-conducteur III-V diminue pour une élévation de température. Il s'ensuit une augmentation de la longueur d'onde du maximum de gain et du pic laser avec la température. Une relative stabilité thermique, désirable, peut être atteinte grâce aux BQ [Wohlert 01 ; Klopff 02]. Un décalage thermique réduit de la longueur d'onde laser a en effet été obtenu : un

---

<sup>10</sup> Un record de  $T_0$  (300K jusqu'à 75°C) a toutefois été démontré pour des lasers à PQ de GaInAs s'appuyant sur des barrières de type superréseaux d'AlGaAs/GaAs pour le confinement des porteurs [Schäfer 98].

peu moins de  $1 \text{ \AA}/\text{K}$  [Wohlert 01 ; Thomson 01] ou proche de  $1.5 \text{ \AA}/\text{K}$  [Klopf 02] au lieu de  $\sim 3 \text{ \AA}/\text{K}$  pour un laser à PQ, révélant une certaine stabilité thermique du maximum de gain.

#### II.3.4. Conclusion

Malgré les progrès réalisés sur les BQ InAs/GaAs, les lasers à BQ ont encore quelques difficultés à rivaliser avec des lasers à PQ. D'abord, la grande qualité des hétérostructures à PQ actuelles en fait des concurrents sérieux. Ensuite, les deux paramètres clés (densité et uniformité) des BQ limitent encore les performances des composants lasers : ils réduisent le gain modal disponible, rendant notamment l'empilement de BQ inévitable. Si les BQ n'ont jusqu'ici pas su convaincre avec autant de force que les PQ, qui continuent largement d'être exploités dans la plupart des composants laser, des caractéristiques satisfaisantes ont tout de même été mises en évidence (stabilité thermique, faible courant de seuil dans certaines conditions, faible chirp en application haute fréquence). De plus, l'utilisation du système InAs/InP, bien que moins mature, offre une alternative avantageuse au système InAs/GaAs, pour l'accès aux longueurs d'onde d'émission étendues bien au delà de  $1.3 \mu\text{m}$ .

### III. LE RESONATEUR DU LASER : INTERET DES CRISTAUX PHOTONIQUES

Si les objets assurant les fonctions élémentaires nécessaires aux circuits optiques existent déjà, leurs dimensions et leur coût restent encore prohibitifs pour les applications de masse. L'objectif est donc le développement de circuits photoniques intégrant, sur une même puce, des composants optiques variés de dimensions micrométriques. A cet égard, la fabrication d'un microlaser compact, à faible seuil et intégrable dans un circuit plus complexe représente un enjeu important.

---

#### III.1 Quantification photonique par effet de microcavité

##### III.1.1. Effet de résonance dans une cavité : sélectivité et facteur de qualité

Une cavité optique peut changer de façon significative le comportement radiatif d'un émetteur placé en son sein (cf. chapitre 2, section IV.1). En particulier, son taux d'émission spontanée et sa répartition spectrale peuvent être modifiés. Ce phénomène est décrit par l'intermédiaire d'une densité effective de modes pour le champ optique (par unité de fréquence et par unité de volume) :  $g(\omega)$ . Cette densité de modes  $g(\omega)$  du champ électromagnétique, qui présente une variation en  $\omega^2$  dans l'espace libre, se trouve réarrangée (discretisée) dans une cavité fermée, en une série de pics fins. Puisque, le taux de transitions radiatives est proportionnel à  $g(\omega)$ , l'émission spontanée d'un émetteur placé dans un tel environnement devient nulle sauf en des fréquences bien définies correspondant aux pics de résonance. A ces fréquences de résonance, la densité de modes dans la cavité possède une valeur plus grande que dans l'espace libre, par simple effet de conservation du nombre total de modes entre les deux situations.

A titre d'exemple, les modes à l'intérieur d'une cavité Fabry-Pérot unidimensionnelle forment une série de pics étroits séparés par l'intervalle fréquentiel  $\Delta\omega = \pi c/L$  où  $L$  est la longueur de la cavité. Le spectre d'émission d'un émetteur placé dans cette cavité est donc structuré selon ces modes [Hwang 99]. La dépendance en  $L$  de l'intervalle spectral entre deux modes de cavité voisins montre par ailleurs que le nombre de résonances diminue avec les dimensions de la cavité. Cette tendance peut se généraliser dans le cas d'un confinement 3D, produit par une microcavité aux dimensions faibles dans les trois directions de l'espace.

Les paramètres clés de la cavité sont donc son volume, qui définit le nombre de modes offerts, et la sélectivité ou élargissement du mode, qui conditionne la valeur du pic de la densité d'états associée à ce mode. La sélectivité d'une cavité est estimée expérimentalement à partir du spectre (photoluminescence par exemple), structuré par la cavité, des émetteurs qui y sont inclus. Elle est établie par la notion de facteur de qualité  $Q$ . Ce paramètre possède plusieurs définitions équivalentes qui aident à en appréhender la signification :

$Q = \lambda_{\text{pic}} / \text{largeur à mi-hauteur}$  et  $Q = \omega * \tau$ , où  $\tau$  est la durée de vie du photon dans le mode.

La première définition relie  $Q$  à l'élargissement spectral du mode. La deuxième traduit la dépendance de  $Q$  vis à vis du nombre d'allers-retours effectués par les photons dans la cavité. Autrement dit,  $Q$  n'est rien d'autre qu'un témoin des pertes optiques du mode.

D'une part, un composant laser devrait bénéficier d'une redistribution avantageuse de l'émission spontanée dans un mode et d'un nombre réduit de conduits photoniques concurrents. D'autre part, si la sélectivité du mode est renforcée, le niveau de pertes plus bas associé devrait faciliter l'accès à l'effet laser.


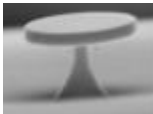
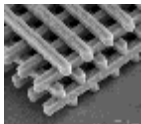
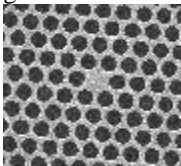
### III.1.2. Enjeux de fabrication

Toutefois il n'est pas aisé, dans la pratique, d'atteindre le couple idyllique « faible volume-fort  $Q$  ». En effet, une réduction du volume de la cavité est bien souvent associée, à cause des méthodes de fabrication, à des facteurs de qualité dégradés. Les petites cavités, aux contours souvent définis par des appareillages fonctionnant en limite de résolution se voient entachées de défauts plus marqués. De plus,  $Q$  étant lié au temps de vie des photons dans la cavité, la présence de miroirs plus proches, induisant des réflexions plus fréquentes, accroît la sensibilité des photons à la qualité de ces miroirs. Ainsi, l'utilisation de cavités plus grandes permet souvent d'augmenter le facteur de qualité des modes, au détriment d'un nombre de modes plus élevé. Il existe donc un compromis au niveau de la taille de la cavité. Une amélioration de la réflectivité des miroirs accroît le facteur de qualité sans modifier de façon significative le volume des modes. Cependant, son augmentation réduit la puissance lumineuse couplée en sortie.

Enfin, s'il apparaîtrait, via la densité de modes, un fort intérêt à diminuer la taille des cavités pour atteindre un seuil laser potentiellement plus bas, fabriquer des microlasers compacts reste un but en soi pour atteindre les objectifs de l'optique intégrée.

### III.1.3. Pièges à lumière de dimensions sub-micrométriques

Faisons d'abord un tour d'horizon rapide des principales solutions technologiques disponibles pour réaliser des microcavités à l'état solide et aux longueurs d'onde optiques. Le tableau 1.1 présente différents types de microcavités réalisables. Pour chaque solution évoquée, les principaux avantages et inconvénients sont soulignés, ainsi que certaines caractéristiques (facteur de qualité et volume de mode) démontrées expérimentalement.

Solution	Caractéristiques accessibles (Q,V...)	Configuration d'émission	Avantages	Inconvénients
Microcavité planaire à miroir de Bragg	$R > 99.9\%$	-Emission verticale -Confinement 2D	- $R > 99.9\%$ -Fabrication maîtrisable	-R fort sur une gamme angulaire faible
Micropilier à miroirs de Bragg 	$V_{eff} = 5 * (\lambda/n)^3$ et $Q = 2000$ [Gérard 98]	-Confinement 3D -Emission verticale	-Fabrication maîtrisable -Emission directive -couplage avec une fibre optique	-Diminution de Q pour objets de faibles dimensions -Fuites latérales -Diamètre limité
Microsphère	Billes de diamètre typiquement $50\mu\text{m}$ et $Q \sim 10^9$	-Confinement 3D -Diagramme isotrope	-Q très élevé -Fabrication	-Couplage/ extérieur -Couplage/ émetteurs -Volume important
Microdisque 	$V_{eff} \sim 6 * (\lambda/n)^3$ et $Q = 12000$ [Gayral 01]	-Confinement 3D -Emission peu directive	-Compacité -Q élevé	-Extraction de lumière :-guide nécessaire pour couplage avec l'extérieur
Cavité CP 3D 	[Lin 99]	-Confinement 3D	-Q potentiellement élevé -V très faible	-Réalisation -Insertion d'émetteurs -Couplage / extérieur
Cavité CP 2D + guide d'onde 	$V_{eff} \sim 0.3 * (\lambda/n)^3$ et $Q \sim 250$ (H1) [Painter 99-1] $V_{eff} \sim 50 * (\lambda/n)^3$ et $Q \sim 1000$ (H5) [Smith 99]	-Confinement 3D -Emission peu directive	-Compacité -Intégration photonique et généricité des CP -Couplage/ extérieur -Flexibilité de la géométrie de cavité : ingénierie de modes	-Réduction du Q pour faible volume : compromis Q/volume - couplage avec d'autres fonctions possible

**Tableau 1.1- Panorama de différentes solutions existant pour réaliser une microcavité à l'échelle du micron. Certaines caractéristiques expérimentales sont précisées.**

Dans le contexte de la fabrication d'un microlaser, avec un avenir souhaitable dans le domaine de l'optoélectronique, un critère essentiel est la possibilité d'intégrer ce laser dans un circuit optique en configuration planaire (comme l'optique guidée « classique »). Ainsi, bien que des microsphères en silice (dopées  $\text{Er}^{3+}$ ) aient permis la démonstration d'un effet laser

avec un très faible seuil (30  $\mu\text{W}$ ) [Klitzing 99], leur intégration avec d'autres dispositifs opto-électroniques est loin d'être aisée<sup>11</sup>.

Le laser à cavité verticale (VCSEL) utilisant un puits quantique inséré entre 2 miroirs de Bragg, et bénéficiant d'une interaction renforcée des électrons et des photons, reste un composant clé dans les télécommunications optiques. Cependant, son application, compte tenu de sa configuration, reste limitée. De même, les micropilliers à émission verticale ne sont pas dédiés à une intégration dans un circuit photonique planaire. Finalement, seuls les microdisques et les microcavités à CP 2D offrent une configuration leur permettant de répondre à de telles applications. La réalisation de microdisques, présentant des modes (de galerie) à très faibles pertes, s'est soldée par la démonstration de lasers performants. Un microdisque à puits quantiques InGaAsP/InP, de seulement 2  $\mu\text{m}$  de diamètre, a donné lieu à un effet laser en pompage électrique, avec un seuil de seulement 10  $\mu\text{A}$  [Fujita 99]. L'opération laser a également été démontrée en continu (cw) et à température ambiante sur un composant de 3  $\mu\text{m}$  de diamètre (seuil 150  $\mu\text{A}$ ) [Fujita 99]. Cependant, parce qu'il est construit à partir d'un outil générique permettant le contrôle des photons dans des composants aux fonctionnalités très diversifiées (guidage de la lumière, routeur et démultiplexeur en longueur d'onde etc... [Désières 01 ; Grillet 03]), le microlaser à base de cristaux photoniques offre une richesse supplémentaire pour l'optique intégrée. En effet, l'exploitation de la structure de bandes d'un cristal photonique se décline, comme nous allons le voir, selon une palette d'utilisations multiples et variées. De plus, cet outil flexible offre de nombreux degrés de liberté lors de la conception des microcavités, permettant de varier largement, en fonction des objectifs, la géométrie, le mode de fonctionnement et la gamme spectrale d'intérêt.

---

## III.2 Les cristaux photoniques : une solution pertinente

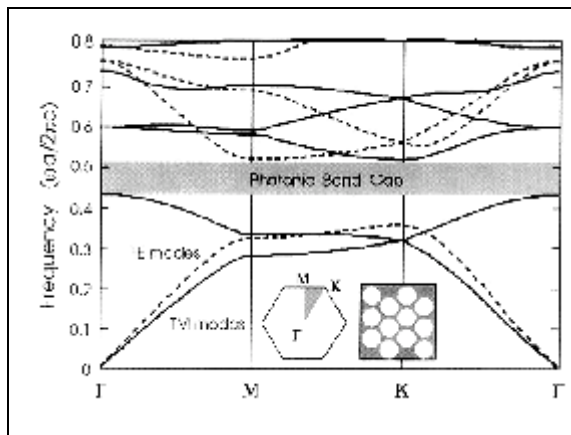
### III.2.1. Structure de bandes des photons dans un cristal photonique

Un cristal photonique est une structure diélectrique artificielle, née en 1987 des travaux de Yablonovitch [Yablonovitch 87] et John [John 87], réalisée par analogie avec une structure cristalline. C'est une modulation périodique forte de l'indice de réfraction qui permet de manipuler les photons à l'échelle de la longueur d'onde, en jouant un rôle analogue à celui d'un cristal semi-conducteur vis à vis des électrons. La périodicité peut être déclinée dans une, deux ou trois directions de l'espace.

---

<sup>11</sup> Cependant, pour démontrer certains phénomènes physiques, ils peuvent devenir des outils incontestablement précieux, permettant d'assouvir la curiosité du physicien. C'est une question d'application envisagée...

La relation de dispersion  $\omega=f(k)$  des ondes optiques, linéaire lorsque la propagation s'effectue dans un matériau homogène et isotrope, prend une allure très différente dans un cristal photonique, périodique à l'échelle de la longueur d'onde optique ( $\sim 600$  nm). Chacun des éléments de la structure se comporte individuellement comme une source secondaire. La superposition et l'interaction des ondes lumineuses ainsi diffractées produit des interférences entre modes de même vecteur d'onde  $k$ . Lorsqu'elles sont destructives, l'ouverture d'une bande interdite photonique (BIP) apparaît, i.e. une gamme d'énergies inaccessible pour les photons quel que soit leur vecteur d'onde  $k$ . La figure 1.8 montre un exemple de diagramme de dispersion d'un cristal photonique 2D, composé de trous d'air dans une matrice semi-conductrice, pour des composantes du vecteur d'onde  $k$  dans le plan variant le long des directions de haute symétrie ( $\Gamma$  vers K, K vers M, et M vers  $\Gamma$ ).



**Figure 1.8-** Exemple de structure de bandes associée à un cristal photonique 2D constitué de trous d'air dans un semi-conducteur. La zone grisée indique la position de la bande interdite photonique pour la polarisation TE. En insert, la structure du cristal photonique triangulaire est représentée ainsi que le schéma de la première zone de Brillouin associée avec les points de haute symétrie ( $\Gamma$ , K et M). Source *Confined Photon Systems*, Springer, 1999.

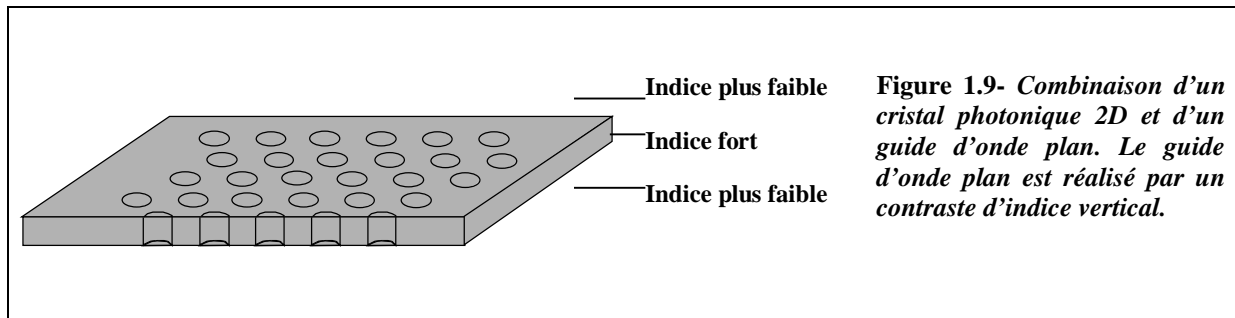
Les deux polarisations TE (champ magnétique suivant l'axe des trous) et TM (champ électrique suivant l'axe des trous) sont découplées dans le cas 2D donnant lieu à deux systèmes de bandes indépendants. Le repliement du spectre, causé par la périodicité, met en évidence plus aisément l'existence d'une bande interdite commune à toutes les directions dans le plan, pour la polarisation TE.

### III.2.2. Cristaux photoniques 2D en géométrie de guide d'onde

Seules des structures périodiques 3D sont à même d'ouvrir des bandes interdites omnidirectionnelles, se traduisant par un confinement réellement 3D des photons [Okano 02]. Cependant, malgré des avancées considérables [Lin 99 ; Noda 99 ; Notomi 00], leur fabrication aux longueurs d'onde optiques reste encore difficile. De plus, l'insertion d'un élément actif dans une telle structure, pour fabriquer une source de lumière, peut s'avérer délicate. Une solution de mise en œuvre plus aisée, et en configuration planaire, s'appuie sur



l'utilisation de cristaux photoniques bidimensionnels d'épaisseur finie (cf. figure 1.9). Il s'agit schématiquement de combiner le confinement vertical (1D) assuré par un guide d'onde plan, avec le confinement latéral dans ce plan, garanti par le réseau CP 2D [Villeneuve 98].



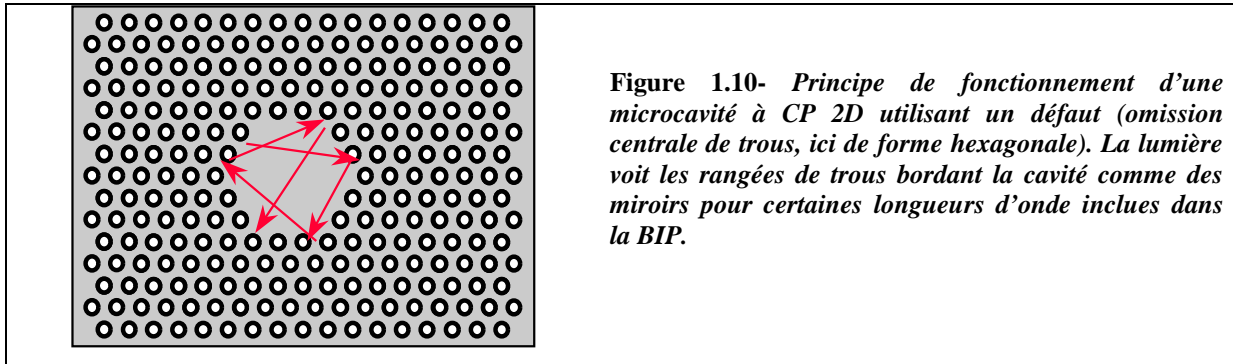
Cette utilisation des CP 2D en géométrie de guide d'onde a été proposée par Krauss et al [Krauss 96]. La réalisation de cristaux photoniques dans une fine couche guidante substituée, aux ondes planes en configuration 2D, des modes guidés dans la couche qui interagissent avec la structure. La gravure des motifs du cristal peut être limitée à la profondeur du mode guidé, rendant possible l'utilisation des techniques de microstructuration des couches semi-conductrices développées pour la microélectronique.

### III.2.3. Application aux microsources

Une façon simple<sup>12</sup> d'obtenir un résonateur dans un cristal photonique, est de rompre la périodicité du réseau (introduction de défauts), et de produire ainsi des niveaux d'énergie discrets supplémentaires dans la structure de bandes. De tels niveaux, s'ils sont localisés dans la BIP, conduisent à un effet de piégeage de photons, i.e. un effet de cavité.

Par exemple, des microcavités peuvent être réalisées avec des CP 2D en géométrie de guide d'onde, constitués de trous d'air dans une matrice de semi-conducteur (figure 1.9 précédente). La périodicité du réseau peut être triangulaire ou carrée. Une zone dépourvue de trous, ménagée au sein de la structure périodique, constitue une microcavité [Villeneuve 96]. En effet, pour certaines énergies, le cristal photonique se comporte comme un miroir et la lumière est réfléchiée par les bords de la cavité (figure 1.10).

<sup>12</sup> Ce n'est pas la seule : l'exploitation des extrema de la structure de bandes en est une autre, utilisée dans le chapitre 3.



**Figure 1.10-** *Principe de fonctionnement d'une microcavité à CP 2D utilisant un défaut (omission centrale de trous, ici de forme hexagonale). La lumière voit les rangées de trous bordant la cavité comme des miroirs pour certaines longueurs d'onde incluses dans la BIP.*

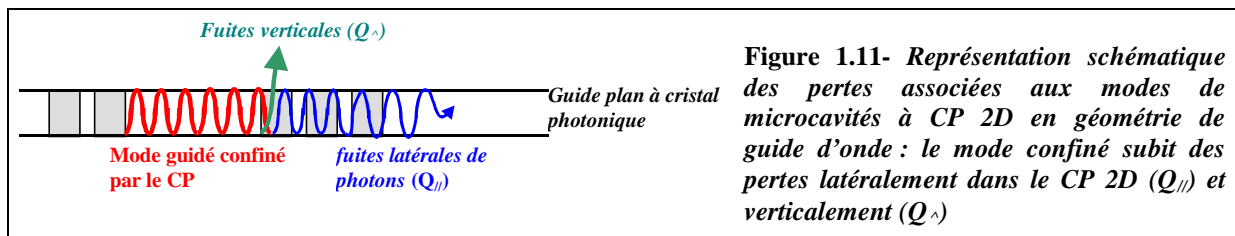
Il existe de nombreux degrés de liberté lors de la conception de microcavités à base de cristaux photoniques 2D. En particulier, il est possible, pour un type de réseau choisi, d'ajuster le paramètre de maille et le facteur de remplissage surfacique (rapport surface d'air/surface totale). Ces paramètres influencent directement les propriétés et l'allure de la structure de bandes associée au CP 2D réalisé (largeur et position de la bande interdite photonique par exemple), déterminant notamment la gamme de longueurs d'onde fonctionnelle.

La géométrie (forme, nature et taille) du défaut formant la cavité, est, quant à elle, directement responsable de la répartition électromagnétique, énergie et nombre de modes admis dans la cavité. Au final, on perçoit toute la richesse relative à la réalisation de tels objets : très schématiquement, il est possible d'ajuster le facteur de qualité du mode, via la conception du CP 2D, et de contrôler la distribution des modes piégés dans la cavité, via le défaut choisi. Des guides peuvent également être fabriqués de cette façon, en omettant par exemple une ou plusieurs rangées entières de trous [Letartre 01].

Les premières démonstrations expérimentales, aux longueurs d'onde optiques, ont été obtenues à partir de microcavités hexagonales de 1 à 10  $\mu\text{m}$  bordées de CP 2D [Pottier 99 ; Smith 99 ; Benisty 99]. Une comparaison des caractérisations de PL effectuées sur des régions pourvues ou non de CP 2D confirme expérimentalement l'existence d'une BIP aux alentours de 2  $\mu\text{m}$ , en présence de trous d'air périodiques [Pottier 99]. L'observation d'une série de pics assez bien résolus montre également l'existence de modes de cavité dans la gamme d'énergie coïncidant avec la BIP [Benisty 99 ; Lee 99-1]. Des facteurs de qualité supérieurs à 1000 ont pu être obtenus dans des cavités assez grandes, conduisant à une estimation du coefficient de réflexion supérieure à 90% [Smith 99]. La démonstration d'un effet laser est obtenue en 1999 avec ce type d'objet [Painter 99-1 ; Lee 99-2] en pompage optique pulsé.

### III.3 Problématique des résonateurs à cristaux photoniques 2D

Si les propriétés des CP 2D en géométrie de guide d'ondes sont globalement les mêmes que celles d'une structure 2D infinie, il existe quelques différences qui suffisent à montrer la problématique de leur utilisation. Ainsi, le diagramme de dispersion présenté figure 1.8 reste associé à une structure parfaite en deux dimensions, i.e. avec une épaisseur de trous supposée infinie. L'extension verticale, finie dans la pratique, entraîne des pertes par rayonnement hors du plan qui limitent la réflectivité effective des miroirs [Rattier 01]. C'est sans doute le phénomène le plus critique des CP 2D en géométrie de guide d'onde pour des applications de type source ou guidage. Ainsi, un mode confiné dans une microcavité de ce type possède un facteur de qualité optique global qui peut se décomposer principalement en deux termes (cf. figure 1.11). Le premier,  $Q_{//}$ , est déterminé par le nombre de rangées de CP 2D qui bloquent latéralement les fuites de photons à travers le cristal. Il peut être réduit dans la pratique par un nombre de rangées de CP 2D suffisant. Le deuxième,  $Q_{\perp}$  décrit le phénomène de pertes cohérentes hors du plan [Vuckovic 01]. La section suivante a pour objet d'appréhender ces pertes indésirables.



#### III.3.1. L'influence de la troisième direction (verticale)

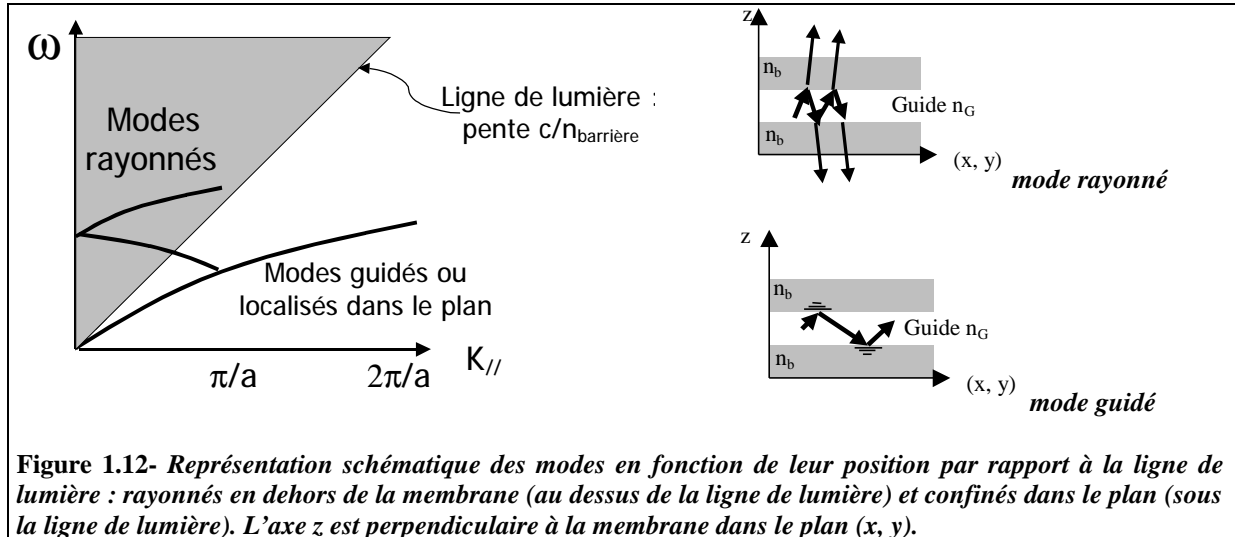
##### a. La ligne de lumière

La notion de ligne de lumière permet d'appréhender simplement les pertes verticales produites par le confinement imparfait dans la direction verticale [Painter 99-2]. Il décrit l'absence de réflexion totale à l'interface guide d'onde/ SC barrière (substrat et superstrat) pour certaines constantes de propagation de l'onde EM dans le guide. La ligne de lumière est la relation de dispersion, dans le semi-conducteur environnant d'indice  $n_b$ , entre l'énergie et le vecteur d'onde  $k_{//}$  d'une onde propagative dans un tel milieu :  $\omega = k_{//} * c / n_b$ . Elle définit la frontière entre deux types de modes (figure 1.12):

§ le continuum de modes rayonnés ( $\omega \geq k_{//} * c / n_b$ ) qui ne sont pas entièrement localisés dans le guide plan mais ont une extension non nulle dans le milieu d'indice  $n_b$ . L'ensemble de

ces modes, qui perdent de l'énergie dans le SC barrière au cours de leur propagation, se situe dans le « cône de lumière ».

§ les modes guidés ( $\omega < k_{//} * c / n_b$ ) parfaitement confinés dans le guide plan. Ils présentent une composante verticale  $k_{\perp}$  purement imaginaire dans la couche d'indice  $n_b$ .



La ligne de lumière décrit le phénomène de pertes hors du guide plan lié à l'épaisseur finie du guide : elle existe même en l'absence de CP, pour des structures guidantes classiques.

### b. Le potentiel de fuites verticales

La question suivante concerne l'estimation, dans le cadre d'une description bidimensionnelle, du facteur de qualité associé aux pertes cohérentes verticales d'un mode guidé dans une structure à CP 2D. Un mode respectant la périodicité du système se décompose en une série de Fourier, de composantes  $k_n$ , dont quelques unes se situent au dessus de la ligne de lumière définie plus haut. Une telle analyse peut être facilement produite à partir d'une simple cartographie 2D du mode, issue d'un calcul FDTD (Finite Difference Time Domain) 2D. La contribution des composantes à fuite, i.e. la proportion du mode au dessus de la ligne de lumière, donne une estimation du potentiel de fuites de ce mode, décrit par le terme  $Q_{\perp 0}$  [Désières 01]. Y. Désières utilise une telle méthode pour appréhender les pertes verticales potentielles des modes guidés dans un guide CP 2D, périodiques dans la direction de propagation. Cette description est extensible au cas de modes de cavité entièrement confinés. Leur décomposition continue dans l'espace des  $k$  n'empêche pas, en effet, de définir la « fraction » de ces modes au dessus de la ligne de lumière [Vuckovic 02-1].

### III.3.2. La configuration verticale

#### a. Les pertes verticales effectives

Toutefois, la description bidimensionnelle précédente ne suffit pas à produire la valeur effective des pertes optiques cohérentes hors du plan ( $Q_{\perp}$ ). Cette grandeur est finalement conditionnée par la configuration verticale adoptée, ainsi que la profondeur et le profil des trous constituant le CP 2D. Ces éléments sont pris en compte par un facteur  $\gamma$  qui traduit la fraction de lumière effectivement perdue. Il est fonction [Désières 01] :

- de la diffraction de lumière par un motif qui dépend de la taille et de la forme du motif, ainsi que de la différence d'indices  $\epsilon_b - \epsilon_G$ .
- de la diffraction liée à l'épaisseur finie des trous, fonction de la profondeur des trous, du recouvrement vertical du mode avec le CP 2D, et de la différence d'indices  $\epsilon_{\text{trous}} - \epsilon_b$ .

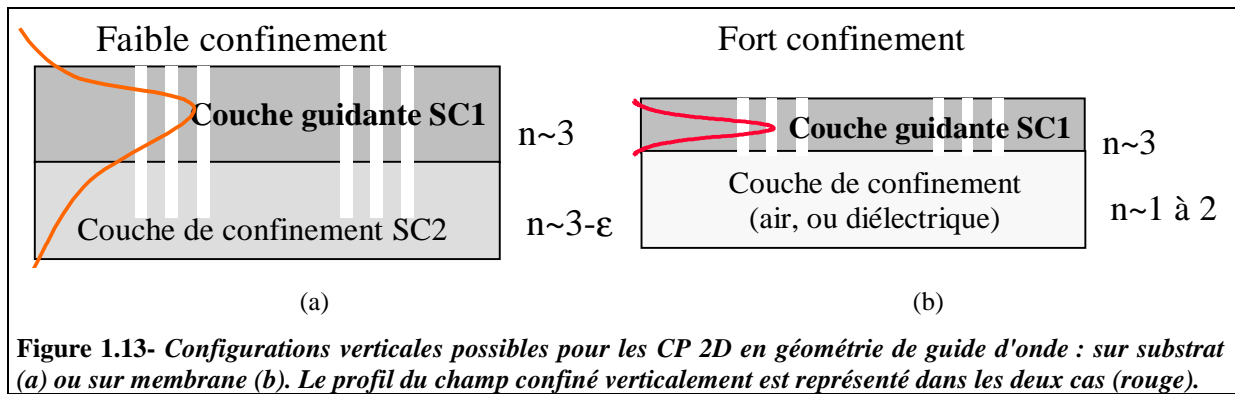
Une déviation du profil des trous par rapport à la verticale (trous coniques en profondeur) peut également aggraver ces pertes hors du plan [Tanaka 03 ; Ferrini 03].

Les pertes optiques verticales et cohérentes réelles, hors du guide d'onde plan, sont finalement décrites par le facteur de qualité global  $Q_{\perp} = \gamma^* Q_{\perp 0}$ .

La configuration verticale s'avère donc extrêmement importante, puisque son choix détermine la valeur de ces pertes cohérentes néfastes.

#### b. L'approche membrane ou sur substrat

Deux approches principales sont couramment adoptées pour assurer le confinement de la lumière dans le plan de la couche guidante. La première idée consiste à utiliser un contraste d'indice ( $\Delta n$ ) faible verticalement, via l'insertion d'une couche semi-conductrice dans une matrice d'indice peu différent [figure 1.13(a)]. Dans cette configuration, le mode guidé, soumis à un confinement faible à l'interface, conserve une extension verticale assez importante. Un tel profil requiert une profondeur de trous importante (supérieure à l'épaisseur de la couche guidante) pour garantir un recouvrement fort entre le champ électromagnétique du mode et les cristaux photoniques. Des calculs théoriques ont prédit qu'un tel design était susceptible de minimiser les pertes optiques hors du plan [Bogaerts 01 ; Benisty 00 ; Lalanne 01], mais la contrainte de fabrication pesant sur la qualité de gravure est assez sévère, en particulier concernant le profil des trous [Ferrini 03].



La deuxième approche, adoptée dans ce travail, est fondée sur l'utilisation d'un fort contraste d'indice  $\Delta n$ , entre la couche guidante et les couches barrières [figure 1.13(b)]. Une telle configuration, de type membrane, souffrirait de pertes hors du plan sévères, à moins que des modes guidés parfaitement confinés, sous la ligne de lumière, ne soient exploités [Bogaerts 01]. Une telle géométrie garantit un confinement optique efficace dans le plan qui se traduit par un volume modal réduit, et donc une localisation forte du champ au centre de la membrane, i.e. aux alentours de la zone active. Ce point est crucial pour le couplage entre l'émission spontanée et le mode guidé, particulièrement désirable pour des applications de type microsources. De plus, puisque la membrane n'est pas très épaisse, les contraintes technologiques sont moins exigeantes, rendant possible l'utilisation de techniques de gravure usuelles (comme la RIE) : il s'agit de percer des trous peu profonds, qui suffisent à assurer un confinement optique efficace, avec une contrainte de facteur de forme moins sévère. Le fort contraste  $\Delta n$  peut être atteint par des designs variés, qui exploitent des transferts d'hétérostructure sur des matériaux appropriés à faible indice (comme  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [Hwang 00-1] ou  $\text{SiO}_2$  [Monat 01]) ou simplement en suspendant la structure dans un gap d'air [Painter 99-1 et 2].

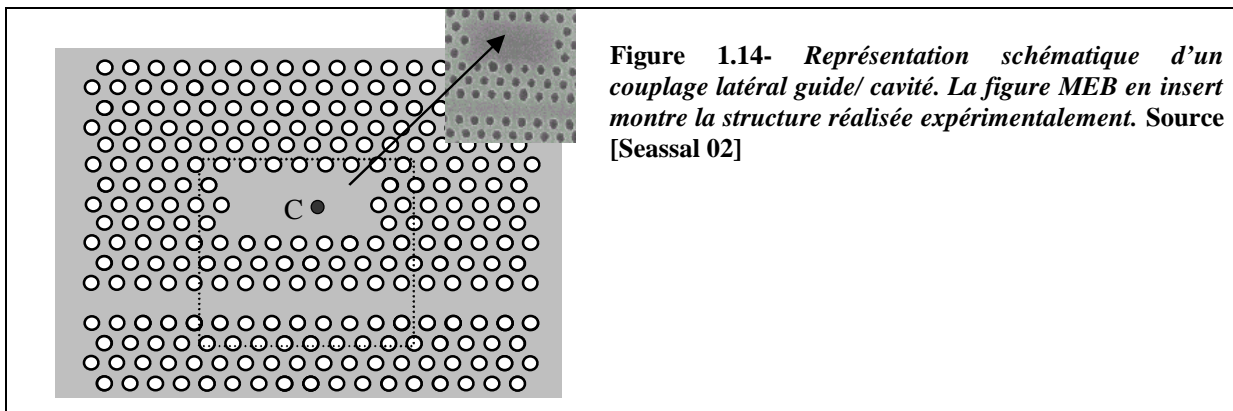
### III.3.3. Défauts par rapport à l'idéalité

Les CP 2D sont souvent entachés d'imperfections, apportées par le procédé de fabrication. Elles donnent lieu à des pertes de nature différente des pertes verticales cohérentes précédentes. Ces pertes, au contraire incohérentes, sont induites par des non idéalités dans la périodicité du réseau (désordre) ou par la rugosité éventuelle des flancs (s'il s'agit de trous). Il s'ensuit des phénomènes de diffusion de lumière dans l'espace libre et éventuellement un couplage des modes théoriquement sans pertes cohérentes (sous la ligne de lumière) avec des modes à fuites (au dessus de la ligne de lumière) [Désières 01 ; Grillet 03]. Au facteur de

qualité optique précédent doit donc être ajouté un facteur  $Q_{nc}$  associé à ces pertes supplémentaires non cohérentes.

### III.4 Intégration photonique

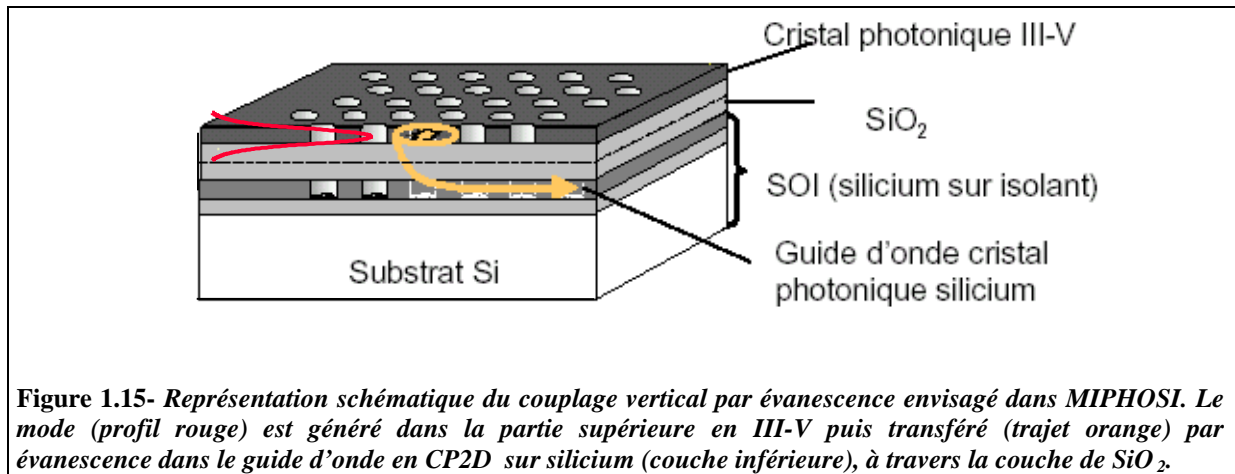
Nous avons déjà soulevé, concernant le choix du type de microcavité, la question de l'intégration dans un ensemble plus complexe, qui constitue un point non négligeable du microlaser. Recueillir l'émission d'une source de dimensions micrométriques n'est pas chose évidente. Si l'émission issue des micropilliers ou des VCSEL fait preuve d'un caractère directif, les microsources à cristaux photoniques, présentent un diagramme d'émission a priori peu directif. Comment envisager dans ce cas la collection de lumière? En particulier, comment réaliser un couplage avec d'autres éléments optiques comme des guides ?



Des effets de couplage latéral (figure 1.14) entre des cavités et des guides à cristaux photoniques ont déjà été démontrés [Grillet 03 ; Seassal 02, Smith 01]. Avec une séparation de seulement quelques rangées de CP 2D entre les deux objets, l'extraction de certains modes guidés, à des longueurs d'onde correspondant aux modes de cavité, a été mise en évidence. Inversement, des fuites vers le guide ont été détectées lorsque la cavité est directement excitée.

Cette configuration n'est pas la seule envisageable. Un couplage vertical évanescent offre une alternative au couplage planaire précédent. En effet, un mode guidé dans un CP 2D possède une évanescente verticale non négligeable, qui a d'ailleurs permis la visualisation de cartographie spatiale de mode de cavité en imagerie SNOM [Okamoto 03]. Le programme soutenu par la région Rhône-Alpes, MIPHOSI, vise ainsi la fabrication d'un microlaser en InP, positionné à la verticale d'un guide d'onde silicium. L'objectif est le « transfert » de

lumière par évanescente, de la microsource optique supérieure vers le guide d'onde inférieur, à travers une couche de  $\text{SiO}_2$  (figure 1.15). Le problème de l'alignement peut cependant, pour certains types de géométrie de cavité, s'avérer délicat.



Quelle que soit la configuration, le canal de couplage représente, du point de vue de la cavité, un conduit de pertes supplémentaires, qui réduit le facteur de qualité du mode. L'enjeu réside donc dans le compromis à trouver, entre un couplage suffisant pour extraire la lumière efficacement et un couplage excessif, qui dégraderait le facteur de qualité du mode donc les performances du laser et notamment son seuil. L'intensité du couplage est déterminée, dans le premier cas, par le nombre de rangées entre la cavité et le guide [Lin 01], et dans le deuxième cas, par l'épaisseur d'isolant séparant verticalement les deux composants.

Le choix de la cavité peut également favoriser ou non le couplage. Ainsi une cavité linéique présente des modes dont le profil est proche de la cartographie d'un mode de guide. Le couplage guide/ cavité pourrait être facilité par la meilleure adéquation, ainsi obtenue, entre les deux modes mis en jeu.

Enfin, le type de couplage choisi dépend de l'objectif visé. Le couplage planaire permet une intégration entre divers éléments optiques fabriqués sur la même couche de semi-conducteur. Le couplage vertical établit davantage une communication entre un composant laser de la couche supérieure (couche active en III-V) et une couche inférieure, qui peut être de nature différente. Cette seconde approche ouvre la voie de l'intégration hétérogène de composants actifs en III-V avec la microélectronique traditionnelle en silicium. De plus, le guidage dans le silicium, à absorption nulle aux longueurs d'onde exploitées, permet de bénéficier de pertes linéiques réduites.



## IV. CONCLUSION

L'utilisation de microcavités de faibles dimensions (qq microns) permet d'astreindre, dans une certaine mesure, les photons à occuper le mode désiré, par une re-direction sélective de l'émission spontanée principalement vers ce mode. Des structures à cristaux photoniques 2D en géométrie de guide d'onde permettent de réaliser des microcavités avec des miroirs de grande qualité, même si les pertes dans la direction verticale représentent un point à maîtriser lors de leur fabrication. Des microlasers faible seuil et compacts peuvent donc être produits par cette technique. De plus, l'outil générique des cristaux photoniques 2D planaires permet de fabriquer une variété de composants, aisément intégrables dans un circuit photonique dense et complexe.

Par ailleurs, le choix de boîtes quantiques comme matériau actif du laser offre des avantages considérables comme, par exemple, un faible seuil laser (inversion facilitée, rendement radiatif meilleur) et une sensibilité amoindrie aux effets thermiques. Toutefois, un cahier des charges assez contraignant rend l'exploitation directe des boîtes quantiques très délicate. Notamment, à cause du faible gain modal des boîtes quantiques, l'opération laser faible seuil est accessible uniquement pour des structures dont le taux de pertes est faible. Ainsi, pour tester des cavités à cristaux photoniques présentant un taux de pertes initialement non optimisé, l'utilisation des boîtes quantiques peut s'avérer un véritable défi. C'est la raison pour laquelle les cristaux photoniques seront exploités dans un premier temps avec des puits quantiques (chapitre 3). Le contrôle et la compréhension des mécanismes de pertes dans ces composants permettront ensuite de les implémenter avec des îlots quantiques (chapitre 5), qui auront fait l'objet d'un travail d'optimisation au LEOM (chapitre 4).

Si les démonstrations séparées de lasers à boîtes quantiques ou de lasers à cristaux photoniques ont été réalisées, l'association de ces deux objets a été plus rarement établie. Yoshie et coll. ont toutefois publié, au cours de l'avancée de nos travaux, des résultats sur un laser à cristaux photoniques et boîtes quantiques qui présente un très faible seuil [Yoshie 02]. Cette validation a permis de poursuivre de façon plus optimiste les études menées pour aboutir à la combinaison envisagée initialement, des cristaux photoniques et des boîtes quantiques.

---

---

## - Chapitre 2 -

# DISCUSSION AUTOUR DU SEUIL D'UN MICROLASER

---

---

I.	INTRODUCTION .....	37
II.	UNE DESCRIPTION SIMPLE DU SEUIL LASER .....	39
	<i>II.1 Modèle simplifié</i> .....	39
	II.1.1. Cas étudié .....	39
	II.1.2. Paramètres .....	39
	<i>II.2 Equations de balance</i> .....	41
	II.2.1. Les photons.....	41
	II.2.2. Les excitons .....	41
	II.2.3. Etat stationnaire .....	42
	<i>II.3 Effet laser</i> .....	43
	II.3.1. Définition d'un seuil laser .....	43
	II.3.2. Condition nécessaire pour l'obtention d'un effet laser .....	44
	II.3.3. Un calcul de seuil approximatif.....	46
III.	AFFINEMENT DU MODELE.....	49
	<i>III.1 Limitations du modèle</i> .....	49
	<i>III.2 Cavité multimode</i> .....	51
	<i>III.3 Equations de balance dans le cas d'un puits quantique</i> .....	52
IV.	INTÉRÊTS DE LA COMBINAISON BOÎTE QUANTIQUE/ MICROCAVITÉ.....	54
	<i>IV.1 Effet Purcell</i> .....	54
	<i>IV.2 La QED en microcavité semi-conductrice</i> .....	55
	IV.2.1. La microcavité .....	55
	IV.2.2. L'émetteur .....	56
	IV.2.3. Démonstrations expérimentales à l'état solide .....	56
	<i>IV.3 Limitations</i> .....	57
	IV.3.1. Effet de moyenne statistique.....	57
	IV.3.2. Désaccord Émetteur/ mode.....	58
	IV.3.3. Elargissement de la « raie » d'émission d'une boîte quantique.....	59
	<i>IV.4 Microlaser</i> .....	59
	IV.4.1. Couplage $\beta$ de l'émission spontanée au mode laser : avec ou sans effet Purcell.....	59
	IV.4.2. Des lasers particuliers : laser sans seuil, laser « ultime ».....	61
	<i>IV.5 Autres applications de l'effet Purcell</i> .....	62
V.	CONCLUSION.....	63

## - Chapitre 2 - Discussion autour du seuil d'un microlaser

### I. INTRODUCTION

Après avoir longuement développé, dans le chapitre 1, l'intérêt d'utiliser des cristaux photoniques et des boîtes quantiques pour réaliser un microlaser à faible seuil, nous appréhendons la question du seuil laser de manière plus quantitative. Dans ce but, des outils théoriques très simples, partiellement repris dans le chapitre 3 et 5, seront mis en œuvre. Dans le cadre d'un système d'équations approximatives fondées sur un ensemble de BQ en microcavité monomode, les principaux éléments intervenant dans la définition du seuil laser seront extraits, afin de mieux cerner les fondements de ce paramètre clé et d'en acquérir une certaine maîtrise.

Par ailleurs, l'engouement de la communauté scientifique autour des objets utilisés dans cette thèse pour des applications d'électrodynamique quantique en cavité (QED), justifie un détour du côté de l'effet Purcell. Ce phénomène de renforcement du taux d'émission d'un émetteur placé en microcavité est en effet susceptible a priori d'être exploité dans un laser. Nous expliciterons les diverses conditions requises pour observer dans la pratique ce phénomène. Le bénéfice effectif vis à vis du composant laser visé dans le cadre de cette thèse sera alors évalué.

Le but de ce chapitre est donc double. Tout d'abord, il s'agit d'étudier la faisabilité de microlasers à BQ, en termes d'accès à l'effet laser. En particulier, le nombre de BQ nécessaire pour soutenir une amplification lumineuse par émission stimulée sera mis en évidence. Ensuite, la question relative à l'exploitation de l'effet Purcell dans le microlaser faible seuil visé sera débattue.

**Notations du modèle simplifié (partie II) :**

Q : Facteur de qualité du mode

$\omega_0$  ( $s^{-1}$ ) : Fréquence centrale du mode

$\Delta\omega$  ( $s^{-1}$ ) : Largeur à mi-hauteur spectrale associée au mode

$\omega_e$  ( $s^{-1}$ ) : Fréquence centrale d'émission d'une BQ

$\sigma_e$  ( $s^{-1}$ ) : Elargissement spectral homogène d'une BQ

$N_0$  : Double du nombre de BQ total

$N_u$  : Double du nombre de BQ utiles

$N_i$  : Double du nombre de BQ inutiles

n : Nombre de porteurs excités dans les BQ utiles

p : Nombre de porteurs non excités dans les BQ utiles

$n_B$  : Nombre de porteurs excités dans les barrières

$1/\tau_p$  ( $s^{-1}$ ) : Taux de création de porteurs excités dans les barrières sous l'action de la pompe

$(1/\tau_p)_u$  ( $s^{-1}$ ) : Partie utile de la pompe

$(1/\tau_p)_i$  ( $s^{-1}$ ) : Partie inutile de la pompe

$(1/\tau_{nr})_{InP}$  ( $s^{-1}$ ) : Taux de recombinaisons non radiatives dans le matériau barrière, par exemple

InP

$\alpha$  : Coefficient de capture de porteurs créés dans les barrières par les BQ

N : Nombre de photons dans le mode de cavité

$1/\tau_{spont}$  ( $s^{-1}$ ) : Taux d'émission spontanée des BQ utiles dans le mode de cavité

$1/\tau_{stim}$  ( $s^{-1}$ ) : Taux d'émission stimulée dans le mode de cavité

$1/\tau_{nr}$  ( $s^{-1}$ ) : Taux de recombinaisons non radiatives dans les BQ

$n_{max}$  : Nombre maximum de porteurs utiles excités, lorsque le nombre de photons est grand

$n_{tr}$  : Nombre de porteurs utiles excités à la transparence

$N_{tr}$  : Nombre de photons dans le mode de cavité à la transparence

$n_{seuil}$  : Nombre de porteurs utiles excités au seuil

$N_{seuil}$  : Nombre de photons dans le mode de cavité au seuil

$$a_{sp} = \Delta\omega * t_{spont}$$

$$\alpha_p = \tau_{sp} / \tau_p$$

$$\alpha_{nr} = \tau_{sp} / \tau_{nr}$$

$N_D$  ( $\mu m^{-2}$ ) : Densité de BQ surfacique

$n_p$  : Nombre de plans de BQ

S ( $\mu m^2$ ) : Surface de cavité

$\delta\omega_i$  ( $s^{-1}$ ) : Elargissement spectral inhomogène de la population de BQ

$\beta$  : Coefficient de couplage de l'émission spontanée au mode laser (associé aux BQ utiles)

$\Gamma$  : Facteur de recouvrement entre porteurs et photons du mode

## II. UNE DESCRIPTION SIMPLE DU SEUIL LASER

La description « classique » adoptée dans cette partie est destinée à dégager les paramètres élémentaires qui ont une influence sur le seuil d'un laser. Inutile de chercher ici une description réaliste appuyée sur une liste exhaustive des contributions au seuil laser. Certains points éludés ici seront davantage abordés au chapitre 3, lorsque le lien avec les mesures expérimentales sera établi. Pour un traitement plus détaillé du fonctionnement d'une diode laser, le lecteur pourra consulter certains ouvrages de référence comme [Yariv 96 ; Saleh 91 ; Rosencher 98 ; Coldren 95]. Néanmoins, ce modèle correspond au microlaser que nous cherchons à fabriquer : il suppose notamment une distribution inhomogène de BQ, en microcavité, pompées de façon non résonante. Il s'agit d'étudier la faisabilité de ce type de composants, et de mettre en évidence certaines voies pour restreindre son seuil laser.

### II.1 Modèle simplifié

#### II.1.1. Cas étudié

Le cas simple étudié est une distribution de boîtes quantiques (BQ) dans une microcavité monomode, les porteurs pouvant subir des recombinaisons non radiatives (RNR) dans les BQ et les barrières (par exemple d'InP) qui les entourent. Concernant les recombinaisons radiatives, seule la transition fondamentale discrète des BQ est prise en compte.

#### II.1.2. Paramètres

- Le *mode de cavité* est défini par une énergie  $\omega_0$ , un élargissement spectral  $\Delta\omega$  et un facteur de qualité  $Q=\omega_0/\Delta\omega$ . Le nombre de photons dans ce mode à l'intérieur de la cavité est noté  $N$ .
- Les *boîtes quantiques* sont un ensemble dispersé en taille. Chacune possède une énergie de transition  $(\omega_e)_i$  avec un certain élargissement homogène  $\sigma_e$  (hors cavité). Deux catégories de BQ sont distinguées : celles qualifiées d'« utiles », en résonance avec le mode de cavité, i.e. susceptibles d'émettre des photons dans ce mode, et les autres, qualifiées d'« inutiles ».

Le nombre de porteurs excités (respectivement non excités) contenus dans les BQ « utiles » est noté  $n$  ( $p$ ). La capacité du réservoir d'excitons n'est pas infinie : le nombre maximum de porteurs excitable est noté  $N_0$  et correspond au double du nombre de BQ total (cf. figure 2.1). Cette capacité de remplissage est la somme de celles correspondant aux BQ utiles ( $N_u$ ) et inutiles ( $N_i$ )

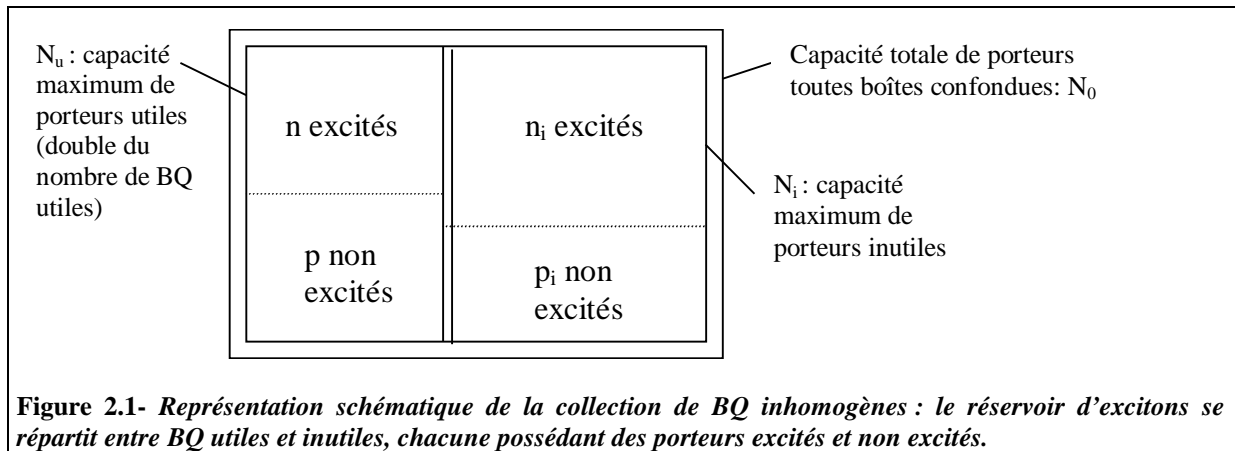


Figure 2.1- Représentation schématique de la collection de BQ inhomogènes : le réservoir d'excitons se répartit entre BQ utiles et inutiles, chacune possédant des porteurs excités et non excités.

- Le pompage externe crée un nombre de paires électron-trou  $n_B$  dans les barrières. Ces porteurs ont plusieurs destinations possibles : BQ utiles, inutiles ou RNR dans les barrières. Deux fractions « utile »,  $(1/\tau_p)_u$ , et « inutile »,  $(1/\tau_p)_i$ , du pompage sont distinguées, selon que la pompe nourrit, par l'intermédiaire des porteurs excités dans les barrières, les BQ utiles ou non.

$$\frac{dn_B}{dt} = \frac{1}{t_p} - \left(\frac{1}{t_p}\right)_u - \left(\frac{1}{t_p}\right)_i \quad (1)$$

La question concernant la répartition du pompage est en fait assez délicate. En pratique, puisque la capacité d'accueil des BQ n'est pas infinie, la répartition de la pompe est fortement conditionnée par les états de remplissage des BQ. Les porteurs se dirigeront vraisemblablement plus massivement vers les BQ vidées rapidement. Comme ce taux de vidage varie selon que les BQ sont en accord ou non avec le mode, le remplissage sera, de même, inégalement réparti. Si en faible injection, l'hypothèse de répartition constante de la pompe peut rester valable (et grosso modo déterminée par le rapport entre le nombre de BQ utiles et inutiles), les phénomènes d'émission stimulée dans le mode laser, apparaissant en régime de forte injection, vont désexciter beaucoup plus rapidement les BQ utiles, qui s'attireront par là l'essentiel de la pompe. Par ailleurs, si la capacité des BQ utiles est insuffisante, des phénomènes de saturation peuvent également réduire la fraction utile de la pompe. En toute rigueur, le terme  $(1/\tau_p)_u$  n'évolue donc pas linéairement avec  $1/\tau_p$ .

La prise en compte de la capture des porteurs par les différentes BQ permet de poser :

$$\left(\frac{1}{t_p}\right)_u = \alpha * (N_u - n) * n_B \text{ pour la fraction « utile » de la pompe avec } \alpha, \text{ le coefficient de}$$

capture de porteurs, créés dans les barrières, par les BQ (utiles ou inutiles). Le deuxième

terme de pompe traduisant le flux de ces porteurs vers les BQ inutiles ou leur RNR dans les

barrières peut s'écrire :  $\left(\frac{1}{t_p}\right)_i = a * (N_i - n_i) * n_B + \left(\frac{1}{t_{nr}}\right)_{InP} * n_B$

Finalement, l'équation (1) devient :

$$\boxed{\frac{dn_B}{dt} = \frac{1}{t_p} - a * (N_u - n) * n_B - a * (N_i - n_i) * n_B - \left(\frac{1}{t_{nr}}\right)_{InP} * n_B} \quad (2)$$

## II.2 Equations de balance

Les équations de balance décrivent la variation du nombre de photons N et d'excitons « utiles » n dans la cavité.

### II.2.1. Les photons

Les photons sont créés par émission spontanée et stimulée, à partir des porteurs excités « utiles » dans la cavité, tandis qu'ils sont consommés soit par absorption (des porteurs p non excités dans les BQ utiles), soit sous l'action des pertes optiques hors de la cavité et liées à Q.

$$\frac{dN}{dt} = n * \frac{1}{t_{spont}} + n * \frac{1}{t_{stim}} - p * \frac{1}{t_{stim}} - N * \Delta w \quad (3)$$

La présence d'un seul mode dans la cavité implique que la désexcitation radiative des porteurs produise un photon dans le mode considéré et que les porteurs excités inutiles se désexcitent non radiativement.  $1/\tau_{spont}$  et  $1/\tau_{stim}$  sont respectivement les taux d'émission spontanée et stimulée dans le mode de cavité qui caractérisent la désexcitation des porteurs excités. Dans ce cas simple, où il n'y a qu'un seul mode, le lien entre les deux taux fait uniquement

intervenir le nombre de photons N :  $\frac{1}{t_{stim}} = \frac{1}{t_{spont}} * N$ .

L'équation (3) s'écrit :

$$\boxed{\frac{dN}{dt} = N * \left(\frac{n - p}{t_{spont}} - \Delta w\right) + \frac{n}{t_{spont}}} \quad (4)$$

### II.2.2. Les excitons

Les excitons sont tous, d'une part, soumis à l'effet de piégeage par les défauts, qui se traduit par des RNR. D'autre part, les excitons « utiles » interagissent avec les photons dans le cadre des phénomènes d'émission et absorption.

La variation du nombre  $n$  de porteurs utiles excités peut donc s'écrire :

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{n}{t_{nr}} - N * \frac{n-p}{t_{spont}} - \frac{n}{t_{spont}} + \left(\frac{1}{t_p}\right)_u \quad (5)$$

Tous ces phénomènes peuvent être schématisés comme sur la figure 2.2.

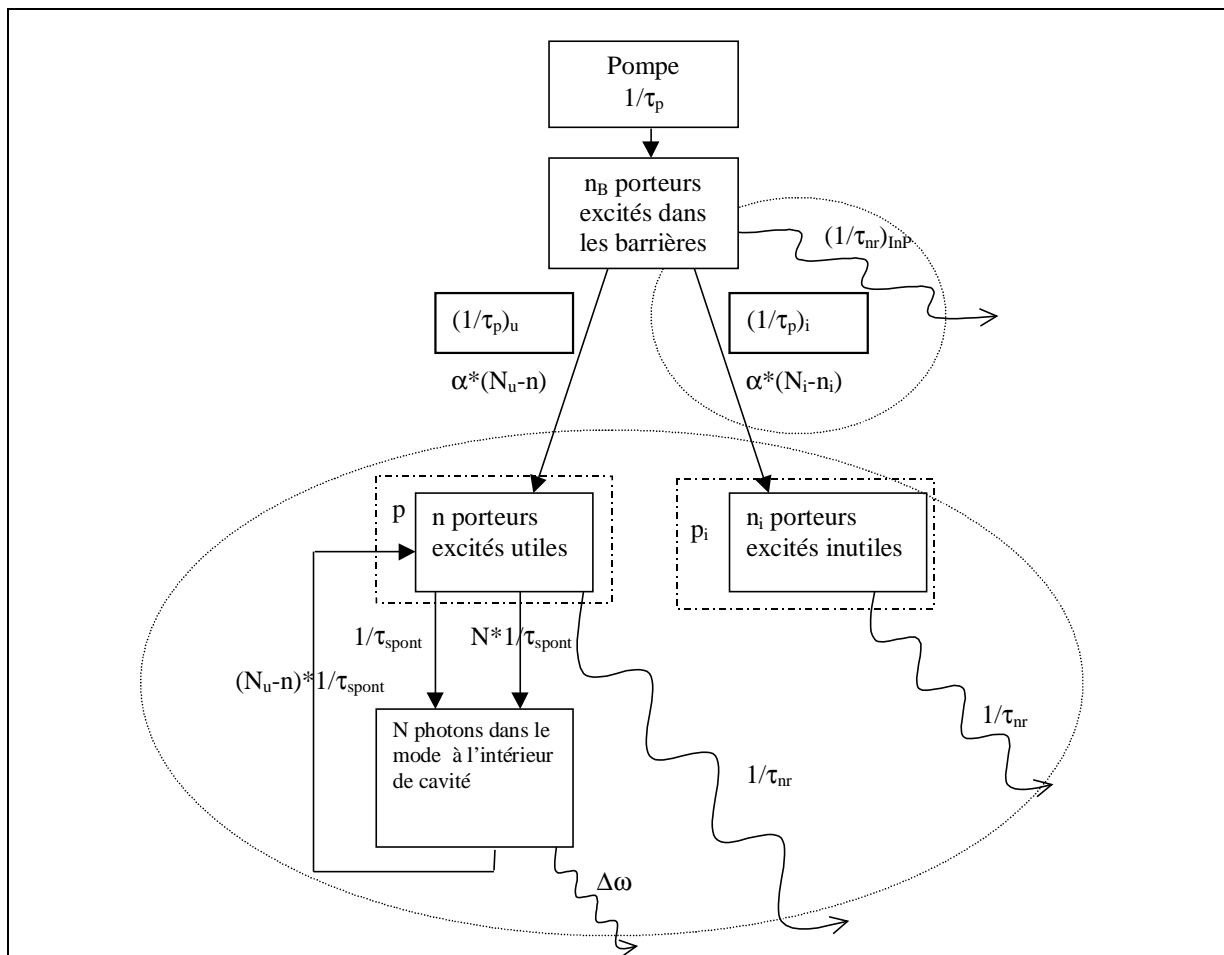


Figure 2.2- Représentation schématique du fonctionnement du laser monomode à BQ modélisé. Les pointillés représentent le système interne de la cavité et les flèches les différents taux de vidage et remplissage entre les divers réservoirs du système : photons, porteurs ...

### II.2.3. Etat stationnaire

Pour un taux de pompage donné, un régime permanent s'établit : les quantités  $n_B$ ,  $n_i$ ,  $n$  et  $N$  de porteurs excités et de photons à l'état stationnaire sont alors liées aux équations (2), (4) et (5) à dérivées temporelles nulles, c'est-à-dire :

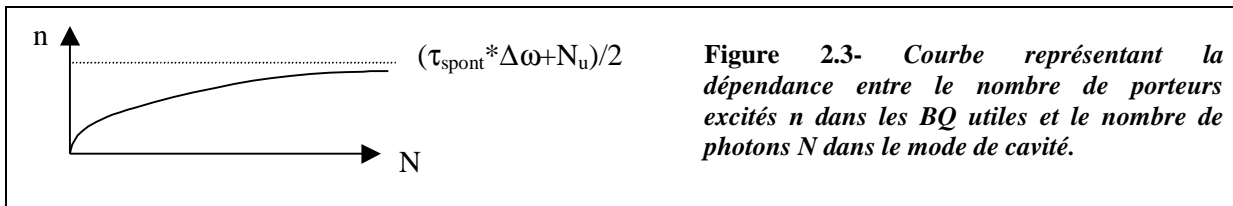


$$\begin{aligned}
 0 &= \frac{1}{t_p} - a * (N_u - n) * n_B - a * (N_i - n_i) * n_B - \left(\frac{1}{t_{nr}}\right)_{inP} * n_B \\
 0 &= N * \frac{n-p}{t_{spont}} + \frac{n}{t_{spont}} - N * \Delta w \\
 0 &= -N * \frac{n-p}{t_{spont}} - \frac{n}{t_{spont}} - \frac{n}{t_{nr}} + a * (N_u - n) * n_B
 \end{aligned}
 \tag{E}$$

La 2<sup>ème</sup> équation du système (E) lie le nombre de photons N et d'excitons n utiles, indépendamment du pompage et des autres variables du problème. En particulier, il s'ensuit la relation générale, après avoir remplacé p par N<sub>u</sub>-n :

$$n = \frac{N}{2N+1} * (\Delta w * t_{spont} + N_u) \tag{6}$$

La figure 2.3 illustre graphiquement la relation (6). Lorsque le nombre de photons N est faible, la relation entre n et N est linéaire. A l'inverse, le nombre de porteurs excités utiles, n, sature à une valeur n<sub>max</sub>=(τ<sub>spont</sub>\*Δω+N<sub>u</sub>)/2 lorsque le nombre de photons N devient très grand et que l'émission stimulée domine alors. L'expression du gain net (émission stimulée – absorption) qui contrôle dans ce cas la génération de photons<sup>1</sup> et s'exprime  $\frac{(n-p)}{t_{spont}}$  tend vers Δw : le gain net devient égal aux pertes optiques<sup>2</sup>.



## II.3 Effet laser

### II.3.1. Définition d'un seuil laser

La définition conventionnelle du seuil correspond au taux de pompage tel que le gain net du mode (émission stimulée – absorption) soit égal aux pertes optiques de la cavité. Cette

<sup>1</sup> L'émission spontanée devient négligeable dans la boucle de gain, dans ce cas.

<sup>2</sup> On retrouve la définition classique du seuil, pour laquelle le gain et le nombre de porteurs restent pincés au delà du seuil, avec une valeur de gain très proche des pertes optiques.

définition n'est en réalité pas rigoureuse, puisque le gain optique est toujours inférieur aux pertes à cause de l'émission spontanée (dans le mode laser) qui s'ajoute au gain dans l'équation (4). Elle impliquerait un nombre de porteurs excités au seuil égal à la valeur maximum, normalement jamais atteinte, sauf lorsque le nombre de photons devient infiniment grand. Cette définition reste cependant valable dans le cas des lasers macroscopiques à fort volume ( $\gg \lambda^3$ ), pour lesquels l'émission spontanée contribue très peu au mode laser. En effet, puisqu'il existe alors typiquement des milliers de modes optiques accessibles, seule une fraction réduite du taux d'émission spontanée participe à la génération de photons dans un mode particulier.

Pour des microcavités, la réduction du nombre de modes redirige une fraction non négligeable de l'émission spontanée dans le mode d'intérêt. Plusieurs transitions (augmentation de la cohérence temporelle du champ optique, augmentation de l'efficacité quantique...), habituellement observées quand le seuil laser est franchi, ont lieu à des niveaux de pompe inférieurs à celui correspondant à la définition conventionnelle macroscopique du seuil. Ces transitions se produisent lorsque l'émission stimulée commence à dominer l'émission spontanée. Au delà de ce point, l'amplification linéaire est remplacée par une oscillation laser non linéaire. Cette définition, associée aux changements des caractéristiques physiques du système, est plus appropriée pour caractériser le seuil et reste valable pour une classe plus étendue de lasers (microscopiques comme macroscopiques<sup>3</sup>) que la définition classique. Cette grandeur est désignée comme le seuil quantique, et correspond à la valeur de pompe telle que le nombre de photons moyens dans le mode laser soit égal à 1 [Björk 94].

### II.3.2. Condition nécessaire pour l'obtention d'un effet laser

Un certain nombre de conclusions simples peuvent être avancées sans expliciter plus avant les équations. Ainsi, les expressions de  $n$  et  $N$  pour le seuil ( $N=1$ ) et la transparence ( $n=p$ ) ont une validité assez générale car elles peuvent se déduire de l'équation (6) sans aucune hypothèse supplémentaire.

**Transparence :** 
$$n_{tr} = \frac{N_u}{2} \quad (7) \quad \text{et} \quad N_{tr} = \frac{N_u}{2 * t_{spont} * \Delta w} = \frac{N_u}{2a_{sp}} \quad (8)$$

si l'on pose  $a_{sp} = \Delta w * t_{spont}$

**Seuil :** 
$$n_{seuil} = \frac{t_{spont} * \Delta w + N_u}{3} = \frac{a_{sp} + N_u}{3} \quad (9) \quad \text{et} \quad N_{seuil} = 1 \quad (10)$$

<sup>3</sup> Elle reste valable quelque soit la taille du laser mais dans le cas macroscopique, elle diffère peu de la définition conventionnelle de seuil.

Rappelons le nombre de porteurs excités maximum :  $n_{\max} = \frac{N_u + a_{sp}}{2}$  (11)

□ Selon que  $n_{\max} < N_u$  (c'est à dire  $\alpha_{sp} < N_u$ ) ou non, le nombre de porteurs excités  $n$  sera pincé, en présence d'un nombre de photons  $N$  élevé, à une valeur inférieure ou égale à la capacité maximum  $N_u$  des BQ utiles. Le cas où  $n_{\max} \ll N_u$ , est préférable pour éviter de saturer les BQ utiles, quelle que soit la valeur du taux de pompe.

□ Pour observer un effet laser, il faut nécessairement que  $n_{\text{seuil}} < N_u$ , d'où la condition :

$$N_u > \frac{a_{sp}}{2} \quad (\text{ou } N_{tr} > 1/4) \quad (12)$$

Cette condition impose un nombre de BQ utiles minimum pour l'obtention d'un effet laser, fonction des pertes de la cavité et du taux d'émission spontanée. Plus les pertes optiques sont faibles et les recombinaisons radiatives rapides, plus ce minimum peut être abaissé. Inversement, les pertes optiques admises dans une microcavité laser sont limitées par le nombre de BQ utiles disponibles dans la cavité.

*Illustrons ce propos par un exemple.*

Un mode de  $Q=1000$  i.e.  $\Delta\omega=2\pi c/(\lambda*Q)\sim 10^{12} \text{ s}^{-1}$  à  $\lambda=1.5 \mu\text{m}$ , se traduit par l'élargissement spectral  $\Delta\lambda=\Delta\omega*\lambda^2/(2\pi c)=\lambda/Q=1.5 \text{ nm}$ . Pour  $\tau_{\text{spont}}\sim 1 \text{ ns}$ , on a donc  $\alpha_{sp}\sim 1000$ . Cela signifie que  $N_u$  doit être supérieur à 500 pour obtenir un effet laser. Pour une densité de BQ,  $N_D$ , fixée, il existe une limite inférieure de taille de cavité  $S$  permettant un effet laser. En empilant les plans de BQ, le nombre de BQ utiles  $N_u$  peut être augmenté à taille de cavité fixée.

Pour une densité surfacique  $N_D$  de  $500 \mu\text{m}^{-2}$  (i.e. égale à  $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ), le produit de la surface  $S$  ( $\mu\text{m}^2$ ) et du nombre de plans  $n_p$  doit être suffisamment grand pour vérifier :

$S*n_p*\frac{N_u}{N_0} > 1 \mu\text{m}^2$ . Le pourcentage  $N_u/N_0$  de BQ utiles est également primordial et limitatif. Or,

le nombre de BQ utiles disponibles, parmi une population de BQ répartie sur une gamme spectrale de  $\sim 100 \text{ nm}$ , dans un mode de  $Q=1000$ , possédant une largeur spectrale de  $1.5 \text{ nm}$ , est loin d'être de 100%. Une surface  $S=15 \mu\text{m}^2$  et  $n_p=6$  plans de BQ par exemple vérifient la condition nécessaire pour obtenir l'effet laser si le pourcentage de BQ utiles est supérieur à 1%.

¶ La comparaison entre seuil et transparence montre également que si  $N_{tr} > 1$ , c'est à dire  $N_u > 2a_{sp}$ , le seuil est atteint avant l'inversion de population. Cela nécessite en particulier un très grand nombre de BQ utiles ( $N_0$  grand et pourcentage de BQ utiles important).

La figure 2.4 résume graphiquement les différents cas susceptibles de se produire, en fonction de la valeur de  $N_u$  par rapport à  $\alpha_{sp}$ . Deux cas principaux sont à envisager :

☒  $\frac{a_{sp}}{2} < N_u < 2a_{sp}$  : le seuil laser est atteint après que l'inversion de population ait eu lieu.

De plus, si  $\frac{a_{sp}}{2} < N_u < a_{sp}$ , les BQ utiles sont rapidement saturées à peine le seuil dépassé.

- $N_u > 2a_{sp}$  : le seuil est atteint avant que le milieu actif ne soit inversé.

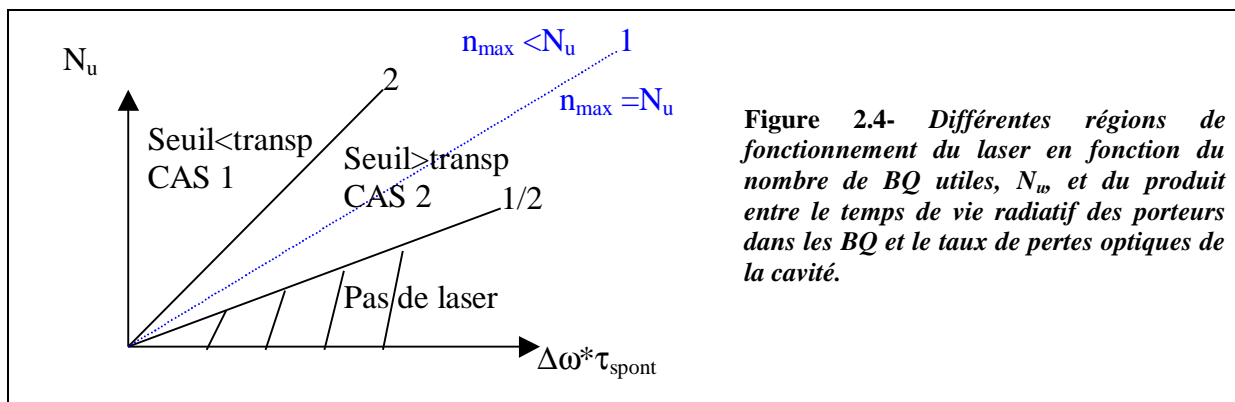


Figure 2.4- Différentes régions de fonctionnement du laser en fonction du nombre de BQ utiles,  $N_u$ , et du produit entre le temps de vie radiatif des porteurs dans les BQ et le taux de pertes optiques de la cavité.

### II.3.3. Un calcul de seuil approximatif

Si la relation (12) garantit l'obtention d'un effet laser, elle se limite à une réponse binaire quant à l'occurrence ou non d'un effet laser mais ne dit rien sur la valeur du seuil associé.

Nous avons vu que la résolution des équations de balance (E) était conditionnée par la répartition de la pompe entre les BQ utiles et inutiles. Une hypothèse approximative qui permet de lever l'interdépendance entre BQ utiles et inutiles est de considérer que le nombre de porteurs injectés dans chaque type de BQ est proportionnel à la quantité de BQ correspondante. Autrement dit, cela revient à poser  $\frac{n}{N_u} = \frac{n_i}{N_i}$ . En toute rigueur, cela n'est

plus vrai lorsque l'émission stimulée vide beaucoup plus vite les BQ utiles, par rapport aux BQ inutiles. Cependant, pour développer une expression de seuil, elle est satisfaisante.

Cette hypothèse permet d'exprimer la fraction utile de la pompe sous la forme :

$$\left(\frac{1}{t_p}\right)_u = \frac{1}{t_p} * \frac{a * (N_u - n)}{a * (N_u - n) * \left(1 + \frac{N_i}{N_u}\right) + \left(\frac{1}{t_{nr}}\right)_{inP}} = \frac{1}{t_p} * K_u(n) \quad (13)$$

Les RNR dans les barrières, le nombre de BQ inutiles et l'éventuelle saturation des BQ utiles sont trois éléments qui réduisent la part utile de la pompe,  $K_u(n)$ , donc reculent le seuil du laser.

En introduisant cette expression de pompe utile dans la 3<sup>ème</sup> équation de (E) et en remplaçant  $n$  et  $N$  par leurs valeurs au seuil (9) et (10), le taux de pompe au seuil s'exprime sous la forme :

$$\frac{1}{t_p} = \left[ \frac{2 * n_{seuil} - N_u}{t_{sp}} + n_{seuil} * \left( \frac{1}{t_{sp}} + \frac{1}{t_{nr}} \right) \right] * \frac{1}{K_u(n_{seuil})} = \left[ \Delta w + \frac{n_{seuil}}{t_{nr}} \right] * \frac{1}{K_u(n_{seuil})} \quad (14)$$

$$\text{puis, } a_p = \frac{3 + a_{nr} * \left(1 + \frac{N_u}{a_{sp}}\right) * \left(\frac{1}{t_{nr}}\right)_{inP} + \frac{2N_u - a_{sp}}{3} * \left(1 + \frac{N_i}{N_u}\right)}{2 \frac{N_u}{a_{sp}} - 1} \quad (15)$$

avec  $\alpha_p = \tau_{sp} / \tau_p$  et  $\alpha_{nr} = \tau_{sp} / \tau_{nr}$ .

Réduire le seuil donné par ces équations implique<sup>4</sup> :

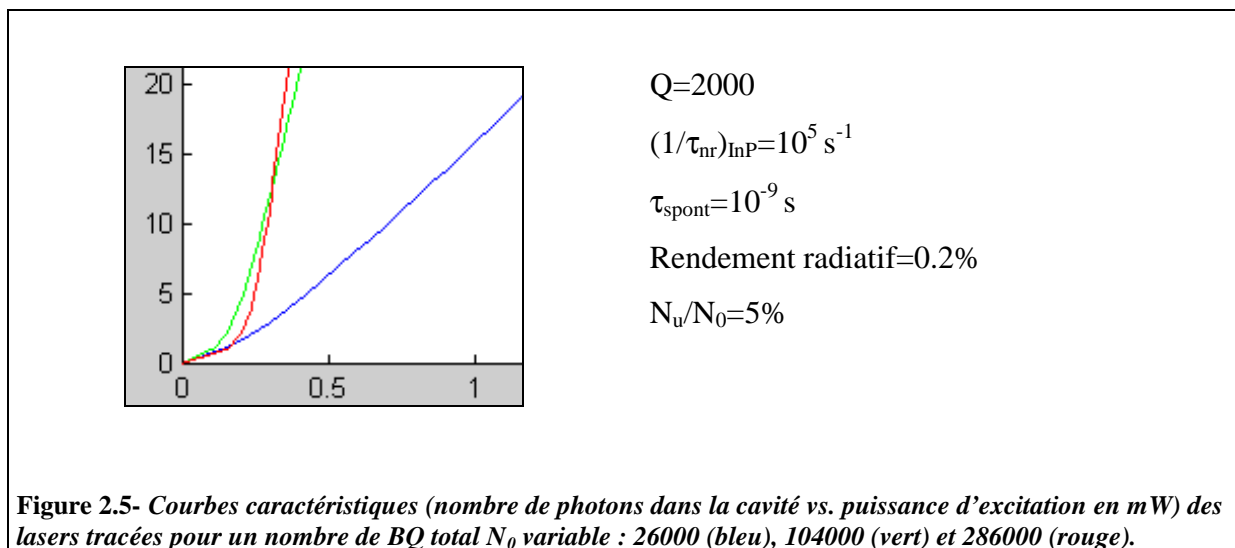
- § de limiter le nombre de BQ inutiles,
- § de réduire les RNR dans les barrières et d'augmenter l'efficacité de collection de porteurs dans les BQ,
- § de réduire la proportion de RNR dans les BQ par rapport aux recombinaisons radiatives (augmenter le rendement radiatif)
- § de réduire le nombre de porteurs excités requis au seuil. Cela permet également de bénéficier d'une fraction utile de pompe importante. En effet, si le seuil est atteint bien avant la transparence, les BQ utiles seront très loin d'être saturées pour le taux de pompage au seuil.
- § de réduire les pertes optiques. Le terme lié aux pertes optiques ( $\Delta\omega$ ) apparaît dans l'équation (14). Notons également que la réduction des pertes optiques permet simultanément de diminuer le nombre de porteurs excités requis au seuil. L'intérêt à réduire les pertes optiques est donc double, du point de vue de l'abaissement du seuil.

Enfin, l'influence du nombre de BQ total  $N_0$  sur le seuil est la somme de deux contributions. Il existe donc un optimum en  $N_0$  vis à vis de la valeur de seuil produite. D'une part, augmenter  $N_0$  permet d'augmenter la fraction utile de la pompe donnée par (13). Le taux de

<sup>4</sup> Ces différents leviers de réduction du seuil sont finalement assez intuitifs.

remplissage des BQ utiles, proportionnel à  $(N_u - n)$ , augmente en effet avec  $N_u$  donc  $N_0$ . D'ailleurs un nombre de BQ utiles minimum, i.e. juste égal à  $\alpha_{sp}/2$  conduirait à des seuils infinis puisque l'effet laser impliquerait que toutes les BQ utiles soient saturées. D'autre part, comme le nombre de porteurs au seuil augmente aussi avec  $N_0$ , la pompe nécessaire pour atteindre le seuil, i.e. exciter cette quantité importante de porteurs, augmente également. Par conséquent, si l'augmentation de  $N_0$  est bénéfique dans un premier temps, la fraction utile de la pompe finit par saturer à une valeur maximum lorsque  $N_0$  est suffisamment grand, laissant la deuxième contribution dominer la dépendance du seuil en  $N_0$ . L'optimum de  $N_0$  qui produit une valeur de seuil minimum permet d'augmenter suffisamment la fraction utile de la pompe (en réduisant le facteur d'inversion des BQ utiles au seuil), sans trop élever le nombre de porteurs requis au seuil. Cette valeur optimum de  $N_0$  est réduite lorsque les RNR sont peu importantes.

La figure 2.5 illustre cet effet de  $N_0$  sur le seuil. Elle montre en effet des caractéristiques laser (Nombre de photons en fonction de la puissance d'excitation) tracées à partir du système d'équations (E) et de l'expression (13), pour un nombre de BQ total  $N_0$  croissant. En particulier, un recul du seuil est observé lorsque le nombre de BQ total est trop augmenté (courbe rouge).



### III. AFFINEMENT DU MODELE

#### III.1 Limitations du modèle

Ce modèle simplifié mérite qu'on en rappelle les limitations et approximations.

§ L'équation (3) suppose que les différentes BQ utiles possèdent le même taux d'émission spontanée en cavité,  $1/\tau_{\text{spont}}$ . En particulier, le profil spectral du mode est supposé rectangulaire, de façon que les différentes BQ utiles, malgré un léger désaccord spectral entre elles, voient la même densité d'états photoniques. Les désaccords spatiaux des différentes BQ utiles, en réalité localisées en des points de la cavité où l'intensité du champ électrique est dissemblable, sont également négligés. La répartition spatiale du mode non uniforme est donc oubliée. De même, le facteur de recouvrement spatial dans l'épaisseur, entre le mode et le matériau actif n'est pas pris en compte. Une autre façon de considérer le problème est de moyennner ces différences pour aboutir à un taux d'émission spontanée moyen attribué à toutes les BQ utiles. Les probabilités de capture d'une BQ vide ou à moitié pleine sont enfin considérées identiques.

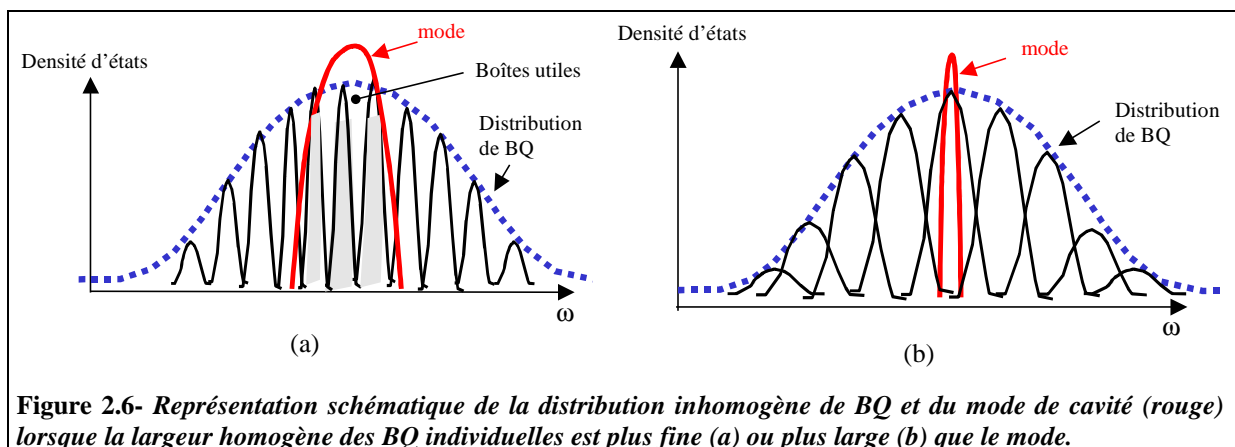
§ La capture des porteurs par les BQ est prise en compte mais pas le phénomène inverse d'émission thermoïonique des BQ vers les barrières. De façon générale, les effets thermiques ne sont pas introduits, alors que l'échauffement des structures microlaser est souvent non négligeable et engendre son propre lot de pertes (cf chapitre 3, section V.2.2).

§ Les appellations BQ utiles/ inutiles classent les BQ, respectivement, dans deux catégories bien distinctes : celles qui participent à l'activité photonique, et celles qui n'y participent pas. En particulier, les phénomènes d'absorption par les BQ inutiles sont négligées. Les interactions entre BQ utiles et inutiles, comme les échanges de porteurs entre BQ, sont tus également. Les deux groupes sont considérés comme véritablement indépendants. Pourtant la limite entre BQ utile/ inutile n'est pas toujours évidente à établir. Dans la pratique, deux cas extrêmes peuvent se présenter.

##### Premier cas.

La largeur de la transition des BQ est négligeable devant celle du mode ( $\sigma_e \ll \Delta\omega$ ), [figure 2.6(a)], autrement dit, le facteur de qualité du mode est relativement faible. La distinction BQ utile/ inutile est immédiate : le mode de cavité sélectionne un certain nombre de BQ « utiles » parmi une distribution hétérogène de BQ. Moins le mode est sélectif, i.e. plus le taux de pertes optiques est élevé, plus le nombre de BQ utiles est important. Une estimation de ce nombre de

BQ utiles peut être, dans ce cas, fournie par le rapport de la largeur spectrale du mode sur la largeur inhomogène ( $\delta\omega_i$ ) des BQ, soit  $N_u = \frac{\Delta\omega}{\delta\omega_i} * N_0$ . Ce rapport comptabilise utiles les BQ  $j$  telles que  $(\omega_e)_j$  est compris dans l'intervalle de largeur  $\Delta\omega$  autour de la fréquence  $\omega_0$  du mode. L'introduction de cette relation dans l'équation (15) aboutit à une expression de seuil indépendante de  $Q$ . En effet, un  $\Delta\omega$  plus faible entraîne une réduction du pourcentage de BQ utiles, disponibles pour nourrir l'émission du mode laser, donc de la fraction utile de la pompe. Cette sélection de BQ utiles par la largeur spectrale du mode supprime donc l'influence habituellement favorable (et évoquée plus haut) d'un fort facteur de qualité sur le seuil du composant.



**Figure 2.6- Représentation schématique de la distribution inhomogène de BQ et du mode de cavité (rouge) lorsque la largeur homogène des BQ individuelles est plus fine (a) ou plus large (b) que le mode.**

### Deuxième cas

La largeur de la transition des BQ est supérieure à celle du mode ( $\sigma_e \gg \Delta\omega$ ), [figure 2.6(b)], autrement dit, le facteur de qualité du mode est relativement fort. Ce cas n'est pas rare, puisqu'à température ambiante, par exemple, les BQ peuvent montrer des élargissements homogènes supérieurs à 10 nm (cf. section IV.3.3 de ce chapitre). Ainsi, même pour des  $Q$  aussi faibles que 500 ( $\Delta\lambda \sim 3$  nm à  $1.5 \mu\text{m}$ ), l'élargissement du mode peut être inférieur à celui d'une BQ.

Dans ce cas, la distinction BQ utile/ inutile s'avère plus délicate. Certaines BQ qualifiées d'inutiles avec la définition précédente, i.e. dont la transition n'est pas centrée sur la fréquence  $\omega_0$  du mode à  $\pm \Delta\omega/2$  près, exhibent un spectre d'émission suffisamment large pour qu'il existe un recouvrement non nul avec le mode. Ces BQ peuvent donc participer à l'émission dans le mode [Sugarawa 99 ; Sakamoto 00]. Une estimation du nombre de BQ

utiles peut alors être fournie par l'expression :  $N_u = \frac{S_e}{\delta\omega_i} * N_0$ , i.e. par le nombre de BQ  $j$  telles



que  $(\omega_e)_j$  est compris dans l'intervalle de largeur  $\sigma_e$  autour de la fréquence  $\omega_0$  du mode. L'introduction de cette expression dans la formule de seuil conserve l'effet bénéfique de l'augmentation de  $Q$  sur le seuil, évoqué dans la section II.3.3.

### III.2 Cavité multimode

En présence de modes supplémentaires dans la cavité (continuum de modes de fuite ou modes de cavité), l'émission spontanée d'un émetteur se répartit dans différents conduits photoniques. Un coefficient  $\beta$  ( $<1$ ) de couplage de l'émission spontanée au mode laser peut être introduit pour en rendre compte. Il est défini comme la fraction de l'émission spontanée totale capturée par le mode d'intérêt :  $(1/\tau_{\text{spont}})_L / (1/\tau_{\text{spont}})_{\text{total}}$ . Le facteur  $\beta$  dépend du recouvrement spectral et spatial du mode avec l'émetteur. Dans les différentes équations,  $\beta * 1/\tau_{\text{spont}}$  doit être substitué au seul facteur  $1/\tau_{\text{spont}}$ . En particulier, (3) et (5) deviennent :

$$\frac{dN}{dt} = N * \left( b * \frac{n-p}{t_{\text{spont}}} - \Delta W \right) + b * \frac{n}{t_{\text{spont}}} \quad (16)$$

$$\text{et } \frac{dn}{dt} = -\frac{n}{t_{nr}} - N * b * \frac{n-p}{t_{\text{spont}}} - \frac{n}{t_{\text{spont}}} + \left( \frac{1}{t_p} \right)_u \quad (17)$$

La condition (12) nécessaire pour obtenir un effet laser s'écrit :  $N_u > \frac{a_{sp}}{2} * \frac{1}{b}$ . Ce critère de

seuil, portant sur le nombre de BQ utiles, est plus sévère. Un fort  $\beta$  traduit une fraction de l'émission spontanée dans le mode très importante et simultanément, une fraction  $1-\beta$  de l'émission dans les autres modes, fortement réduite. Cette émission détournée du mode d'intérêt est un facteur de pertes, donc d'augmentation du seuil laser. L'idéal est l'existence d'un unique mode dans lequel seraient émis tous les photons, avec  $1/\tau_{\text{spont}} = 1/\tau_L$  et  $\beta=1$ , comme cela a été considéré dans la partie II. La considération de modes supplémentaires change légèrement la signification de  $1/\tau_{\text{spont}}$  qui devient le taux d'émission spontanée global d'une BQ utile dans les différents modes accessibles.

Pour un matériau actif élargi de façon inhomogène comme une population de BQ dissemblables, la séparation effectuée dans la partie II entre BQ utiles et inutiles, intègre en réalité un certain facteur de couplage de l'émission spontanée globale des diverses BQ au mode d'intérêt. Dans le cadre de cette description, des modes de cavité discrets supplémentaires, à d'autres énergies, ont une forte probabilité d'impliquer des BQ jugées inutiles pour le mode d'intérêt, sans interaction avec les BQ utiles. En toute rigueur,

cependant, dans le cas où la largeur homogène d'une BQ est non négligeable devant celle du mode [cas  $\sigma_e > \Delta\omega$ , figure 2.6(b)], le spectre d'émission des BQ utiles couvre une zone spectrale plus large que le seul mode optique d'intérêt. Des conduits photoniques additionnels (modes inclus dans la largeur spectrale  $\sigma_e$  d'une BQ, proches du mode d'intérêt, ou continuum de modes de fuite) restent donc accessibles aux BQ utiles. Le coefficient  $\beta$  des équations (15) et (16) caractérise ainsi l'efficacité du couplage de l'émission spontanée des BQ utiles au mode d'intérêt.

### III.3 Equations de balance dans le cas d'un puits quantique

Les équations de balance dans le cas d'un matériau actif de type puits quantique sont assez bien développées dans la littérature [Coldren 95]. C'est la raison pour laquelle, nous reprendrons ici le système des équations de Langevin, couramment adoptées, en se bornant à en expliciter les différences par rapport au cas étudié plus haut.

Les équations de balance pour la densité de porteurs excités  $n$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) dans le matériau actif et de photons  $N$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) dans le mode d'intérêt s'écrivent dans ce cas :

$$\begin{cases} \frac{dN}{dt} = \Gamma * R_{st} + \Gamma * b * R_{sp} - \frac{N}{t_p} \\ \frac{dn}{dt} = \frac{h_i * I}{q * V} - \frac{n}{t} - R_{st} \end{cases} \quad \text{(E2) [Coldren 95]}$$

Le gain net  $R_{st}$  (émission stimulée – absorption) et le taux d'émission spontanée  $R_{sp}$  apparaissent déjà dans les équations précédentes du système (E).

Le facteur de recouvrement  $\Gamma$  entre porteurs et photons est ici pris en compte. Il est de l'ordre du rapport entre le volume de matériau actif et le volume du mode ( $\sim$  de cavité). Le facteur  $\eta_i$  désigne le rendement quantique interne, i.e. la fraction des porteurs atteignant la zone active.

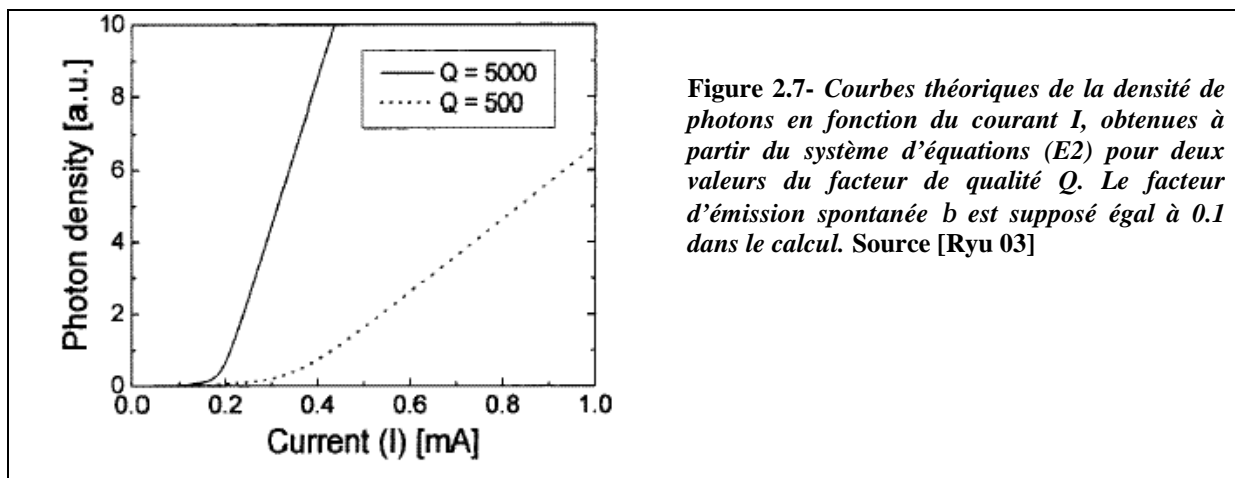
Avec le courant  $I$ , le volume de cavité  $V$  et la charge élémentaire  $q$ , le terme  $\frac{h_i * I}{q * V}$  correspond au taux de pompe par unité de volume qui est injecté dans la zone active. Le facteur  $\beta$  est le coefficient de couplage de l'émission spontanée du matériau actif avec le mode d'intérêt. Il caractérise le taux d'émission spontanée global du PQ et non celui de BQ « utiles », comme précédemment. Il est donc vraisemblablement plus faible, puisque la largeur homogène d'un PQ est plus élevée que celle d'une seule BQ. Cependant, tous les

porteurs excités dans le PQ sont potentiellement « utiles ». Par conséquent, le facteur de couplage *global* de l'émission spontanée de la ZA au mode d'intérêt peut s'avérer plus élevé pour un PQ que pour un ensemble inhomogène de BQ (cf. chapitre 5, partie IV). Enfin, les constantes de temps  $\tau$  et  $\tau_p$  caractérisent respectivement les durées de vie associées aux porteurs  $n$  et aux photons  $N$  dans la cavité.

Dans le cas des semi-conducteurs, le gain net  $R_{st}$  peut s'exprimer sous la forme :  $v_g * g * N$ , où  $g$  est le gain ( $\text{cm}^{-1}$ ) du matériau actif et  $v_g$  la vitesse de groupe des photons. Le gain  $g$  est égal, en première approximation, à  $a * (n - n_{tr})$ , où  $n_{tr}$  est la densité de porteurs à la transparence et  $a$  le gain différentiel ( $dg/dn$ ). Dans la partie II, nous avons simplement exprimé le gain en nous appuyant sur la proportionnalité, via le nombre de photons  $N$ , entre les taux d'émission spontanée et stimulée d'un émetteur individuel dans le mode d'intérêt. Si le mode possède une largeur spectrale suffisamment faible, cette relation peut rester valable ( $R_{st} \propto \beta * R_{sp}$ ).

La désexcitation des porteurs,  $n/\tau$  résulte de la somme des termes  $A * n$ ,  $B * n^2$  et  $C * n^3$ , qui désignent les recombinaisons radiatives  $R_{sp}$  (en  $B * n^2$ ) et non radiatives ( $A * n$  et  $C * n^3$ ) dans le semi-conducteur. Ces termes seront plus explicités dans le chapitre 3, section V.1.2, en particulier, les recombinaisons de surface ( $A * n$ ) et les recombinaisons Auger ( $C * n^3$ ).

En s'appuyant sur ce modèle, H.-R. Ryu et coll. ont tracé des courbes théoriques de densités de photons  $N$  en fonction du courant  $I$ , avec les grandeurs physiques choisies pour le cas de PQ de GaInAsP (cf. figure 2.7).



L'augmentation de  $Q$  apparaît sans conteste réduire le seuil laser et augmenter le gain différentiel<sup>5</sup>.

<sup>5</sup> Cela reste vrai dans une certaine mesure, car au delà d'une certaine valeur, d'autres types de pertes dominant et empêchent une réduction du seuil supplémentaire (cf. chapitre 3, section V.4).

## IV. INTERETS DE LA COMBINAISON BOITE QUANTIQUE/ MICROCAVITE

L'association BQ/ microcavité optique ne peut être abordée sans parler de l'effet Purcell ou des applications d'électrodynamique quantique en cavité (QED). En effet, si l'objectif de cette thèse reste la réalisation d'un microlaser faible seuil, la combinaison envisagée est souvent présentée comme prometteuse pour la démonstration de modes particuliers de couplage entre un émetteur et une cavité. Même si cette étude n'est pas dédiée à la mise en évidence de tels phénomènes, quelques notions élémentaires seront précisées. De plus, nous verrons comment l'effet Purcell peut être ou non implémenté dans le cadre de la réalisation d'un laser faible seuil visé dans ce travail.

### IV.1 Effet Purcell

L'effet Purcell désigne la capacité d'une microcavité à modifier le taux d'émission spontanée d'un émetteur placé en son sein, par le biais d'interactions renforcées entre émetteur et photons (notion abordée qualitativement dans le chapitre 1). L'émission spontanée n'est pas une propriété intrinsèque de l'émetteur mais résulte de l'interaction entre le dipôle atomique et le champ électromagnétique du vide. Le taux de transition radiative d'un émetteur dans un état initial excité vers un état final énergétique plus faible, dépend de la densité d'états photonique accessible,  $\rho(\omega)$ , à la fréquence de transition  $\omega_e$ . En régime de couplage faible, où l'excitation atomique est perdue de façon irréversible dans le champ, ce taux est exprimé par la règle d'or de Fermi :

$$\frac{1}{t} = \frac{2p}{\hbar^2} r(w_e) \left\langle \left| \vec{d} \cdot \vec{e}(r_e) \right|^2 \right\rangle > \text{ [Gérard 98]}$$

avec  $d$  le dipôle associé à l'émetteur et  $\epsilon(r_e)$  l'intensité du champ électrique du vide à la position  $r_e$  de l'émetteur. Ainsi, en modifiant  $\rho(\omega_e)$ , l'émission spontanée peut être renforcée ou au contraire inhibée. Un moyen de faire varier  $\rho(\omega_e)$  consiste à utiliser une cavité optique qui réduit le nombre de modes permis, mais augmente la densité d'états locale dans les modes résonants. L'émission spontanée dans (respectivement en dehors de) la résonance de cavité est alors amplifiée (inhibée).

L'effet Purcell fournit une estimation du *potentiel maximum* de la microcavité à renforcer le taux d'émission spontanée d'un émetteur idéal dans le mode de cavité. Précisons cette idéalité :

✓ accord spectral entre l'énergie de transition de l'émetteur et le mode de cavité,

- ✓ largeur de la raie d'émission négligeable (émission quasi-monochromatique) par rapport à la largeur du mode,
- ✓ accord spatial entre la localisation de l'émetteur et la position du ventre de champ électrique (localisation du dipôle sur un ventre du champ électrique stationnaire),
- ✓ accord entre l'orientation du dipôle émetteur et la polarisation du champ E que ressent l'émetteur (alignement dipôle / champ électrique).

Le taux d'émission spontanée  $1/\tau_{\text{spont}}$  d'un tel émetteur dans le mode de cavité se trouve augmenté par rapport à son taux d'émission spontanée  $1/(\tau_{\text{spont}})_0$  dans l'espace libre, d'un facteur  $F_p$  appelé Facteur de Purcell. Dans ces conditions très idéales,  $F_p$  s'exprime

simplement :  $\frac{3QI^3}{4p^2V}$ , avec Q le facteur de qualité du mode,  $\lambda$  la longueur d'onde de la

transition optique dans la cavité et V le volume effectif du mode. Le facteur de Purcell de la cavité décrit donc sa capacité à coupler un émetteur idéal avec le champ électromagnétique (EM) du vide, via un renforcement local de l'intensité du champ et de la densité effective de modes. Intuitivement, une microcavité concentre spectralement et spatialement un champ EM qui se trouvait dilué spatialement et spectralement dans l'espace libre. D'une part, Q traduit une augmentation de la densité de modes, piquée à une certaine énergie : plus le mode est fin, plus son maximum en termes de densité d'états est élevé. L'émetteur la ressent de façon effective s'il est en accord spectral avec le mode et surtout s'il possède une largeur homogène (hors couplage au champ) plus faible que le mode. D'autre part, V traduit un renforcement du champ EM à l'intérieur de la cavité. Un mode confiné voit son énergie concentrée dans la zone de confinement et l'émetteur ressent cette augmentation locale s'il est placé sur le maximum du champ.

## IV.2 La QED en microcavité semi-conductrice

L'effet Purcell a été vérifié par des expériences pionnières dans les années 1980 d'atomes en cavité. A l'état solide, l'observation de l'effet Purcell est conditionnée par deux choses : l'existence d'une microcavité présentant un rapport Q/V élevé, et d'un émetteur aisément insérable dans cette microcavité, vérifiant du mieux possible les conditions idéales précédentes.

### IV.2.1. La microcavité

Plusieurs approches, présentées dans le chapitre 1 (section III.1.3), permettent de construire des microcavités à semi-conducteur produisant un confinement, plus ou moins efficace, dans

les trois directions de l'espace. Les différentes solutions envisagées se distinguent par leur configuration, ainsi que les facteurs de qualité et volumes plus ou moins importants qu'elles produisent. Les microsphères en silice présentent un fort facteur de Purcell ( $>7.10^4$ ) grâce à leur très fort Q ( $Q \sim 10^9$ ) et ce malgré un volume élevé ( $V \sim 1000 * (\lambda/n)^3$ ). Les faibles volumes accessibles ( $V < 30 * (\lambda/n)^3$ ) grâce aux micropiliers [Gérard 98], microdisques [Gérard 99-2] et cavités à cristaux photoniques 2D ( $V \sim 0.1 * (\lambda/n)^3$  au minimum) [Yoshie 01-1 ; Vuckovic 03-1] permettent de bénéficier de facteurs de Purcell encore élevés (30-150) pour un Q plus modeste (1000-10000). La condition sur la largeur de raie de l'émetteur s'en trouve moins sévère. En pratique, la largeur spectrale de l'émetteur impose en effet la limite supérieure de Q de cavité dont il peut tirer profit.

#### IV.2.2. L'émetteur

Depuis la prédiction de l'effet Purcell en 1946 [Purcell 46], un déficit d'émetteur approprié à l'état solide a empêché la mise en évidence du phénomène de renforcement de l'émission spontanée dans les microcavités semi-conductrices. Les émetteurs à l'état solide sont en effet souvent bien plus larges spectralement que les modes résonants de cavité. Par ailleurs, des RNR importantes masquent fortement la modification intrinsèque de la durée de vie des porteurs. Les BQ montrent plusieurs atouts. D'abord, grâce à leurs niveaux d'énergie « discrets », les BQ se comporteraient individuellement comme des émetteurs de lumière quasi monochromatique avec une raie d'émission étroite. A priori sans défauts, elles montrent une grande efficacité radiative renforcée par leur aptitude à piéger les porteurs. De plus, l'insertion de BQ dans des cavités semi-conductrices est aisée et leur niveau d'absorption bas évite la dégradation de la qualité optique de la cavité.

#### IV.2.3. Démonstrations expérimentales à l'état solide

L'effet Purcell a été observé à l'état solide dès 1997 avec des BQ insérées dans des micropiliers [Gérard 98 ; Vuckovic 03-2 ; Solomon 01 ; Gayral 00] ou des microdisques [Kiraz 01 et 03 ; Gayral 00 et 01]. Les démonstrations expérimentales s'appuient souvent sur des techniques de PL résolue en temps à basse température (entre 6 et 50K). Le taux de désexcitation des porteurs correspondant à une BQ [Vuckovic 03-2 ; Solomon 01] ou quelques BQ [Gérard 98 ; Gayral 01] couplées de façon résonante à un mode de cavité est mesuré. La valeur obtenue est plus élevée d'un facteur variant de 5 à 12 [Gayral 01] par rapport aux valeurs exhibées pour une (des) BQ hors résonance. Puisque la durée de vie

mesurée reflète le temps de vie radiatif des porteurs piégés dans les BQ<sup>6</sup>, le raccourcissement indique un renforcement effectif du taux d'émission spontanée des BQ en résonance avec le mode. D'autres techniques comme la saturation de l'émission de PL en excitation continue peuvent révéler l'effet Purcell : le seuil de saturation en puissance des BQ résonantes est repoussé par rapport à celui des BQ non résonantes [Gérard 99-2 ; Happ 02].

Concernant les cavités à cristaux photoniques, les démonstrations de QED sont plus rares [Happ 02], alors qu'elles restent peut être les meilleurs compromis en termes de volume et de Q. D'une part, les cavités à cristaux photoniques sont les plus compactes. D'autre part, l'optimisation fine de leur design peut conduire à des  $Q > 10\,000$ . A contrario, les modes de galerie de microdisques présentent des Q naturellement meilleurs, mais les volumes sont difficiles à réduire sans dégrader le facteur de qualité. Certaines géométries de cavités à CP 2D ont même été envisagées numériquement et spécialement dédiées à ces applications QED. Elles combinent un mode à fort Q ( $\sim 45\,000$ ) et faible volume ( $\sim 0.8 * (\lambda/n)^3$ ), tout en rendant possible le positionnement d'une BQ dans la région à fort champ électrique [Vuckovic 03-1]. Expérimentalement, des facteurs de qualité plus modestes mais assez élevés (3000-4000) ont été obtenus pour des volumes réduits ( $0.5 * (\lambda/n)^3$  et  $2.5 * (\lambda/n)^3$ ) [Yoshie 01-1 et Reese 01-1], prédisant un facteur de Purcell supérieur à 100 [Reese 01-1].

---

### IV.3 Limitations

L'enthousiasme vis à vis de l'effet Purcell doit être tempéré par un certain nombre de restrictions conditionnant son observation ou de phénomènes (moyennage, positionnement, élargissement de la raie d'émission) qui en limitent l'ampleur.

#### IV.3.1. Effet de moyenne statistique

Le renforcement de l'émission spontanée observé expérimentalement est souvent bien plus faible que le facteur de Purcell de la cavité. Différentes raisons expliquent cet écart. Les mesures impliquent en effet, en fonction de la densité de BQ épitaxiées, une ou plusieurs BQ en résonance avec le mode d'intérêt.

Les mesures impliquant plusieurs BQ convoluent les effets associés à des BQ dissemblables, à cause de la distribution spectrale et spatiale aléatoire des BQ dans la cavité. Le taux d'émission spontanée d'une BQ donnée dans le mode de cavité dépend de son positionnement

---

<sup>6</sup> Les conditions d'excitation et les comparaisons effectuées garantissent que la durée de vie des porteurs mesurée reflète le temps de vie radiatif en émission spontanée

et de sa longueur d'onde d'émission, qui gouvernent respectivement, l'amplitude du champ qu'elle ressent et la densité effective de modes auxquels elle est couplée. Le renforcement de l'émission spontanée estimé dans ce cas est un effet collectif résultant d'une moyenne statistique entre les couplages inégaux des diverses BQ au mode de cavité. L'ampleur de l'effet Purcell observé se trouve donc réduit par différents facteurs, liés à l'orientation aléatoire du dipôle, la moyenne spectrale et spatiale des (dés)accords des diverses BQ. Le taux global d'émission spontanée d'une BQ combine également l'émission dans les modes de fuites, et l'émission dans le mode de cavité, parfois dégénéré. Cette description du renforcement de l'émission spontanée pour une collection d'émetteurs inhomogènes rend compte de l'écart expérimental entre  $F_p$  et la valeur mesurée (respectivement 32 et  $\sim 5$  pour [Gérard 98]).

#### IV.3.2. Désaccord Emetteur/ mode

Le couplage du mode de cavité à une unique BQ<sup>7</sup> peut paraître idéal pour éviter ce moyennage, mais le renforcement de l'émission spontanée est également affaibli si l'émetteur n'est pas localisé au maximum du champ électrique. Or, la coïncidence requise de la BQ avec la fréquence du mode aussi bien qu'avec la position du ventre du mode ne sont pas aisés à réaliser. Des efforts émergent pour contrôler la position et l'arrangement des BQ [Kiraz 03]. Idéalement, certaines techniques pourraient permettre de positionner une BQ au maximum du champ de cavité, par le biais d'une croissance sélective des BQ, et l'exploitation d'un alignement précis (à qq dizaines de nm près) de la cavité fabriquée ultérieurement. Par ailleurs, le recouvrement spectral est difficile à atteindre à cause du contrôle peu précis des énergies d'émission des BQ et de résonance de la cavité. La technique d'accordabilité utilisée, entre le mode de cavité et l'énergie d'émission d'une BQ, en ajustant la température n'est pas optimale. La plage de variation de l'énergie de BQ ainsi produite est limitée à 3 meV entre 4 et 50K<sup>8</sup>. L'incertitude sur l'énergie d'émission de BQ, supérieure à ce décalage, nécessite d'inclure plusieurs BQ dans la cavité pour augmenter la probabilité d'en obtenir une en résonance avec le mode.

En conclusion, d'une part, l'ampleur du renforcement de l'émission spontanée reste limitée pour une collection de BQ accordées plus ou moins bien au mode d'intérêt. D'autre part, l'accord spectral et spatial d'une seule BQ au mode de cavité peut s'avérer difficile à réaliser.

<sup>7</sup> Cela peut être obtenu en réduisant la densité de BQ lors de l'épitaxie.

<sup>8</sup> ou 5 meV entre 8K et 77K mais la largeur homogène commence à augmenter de 30  $\mu$ eV à 300  $\mu$ eV.



Il s'ensuit que les mises en évidence expérimentales de l'effet Purcell exploitant une BQ unique montrent actuellement des facteurs de renforcement de l'émission spontanée du même ordre de grandeur que les effets obtenus avec plusieurs BQ résonantes ( $\sim 5$ ).

#### IV.3.3. Elargissement de la « raie » d'émission d'une boîte quantique

La condition de finesse de l'émetteur représente une difficulté fondamentale pour observer l'effet Purcell, beaucoup plus difficile à surmonter que les écueils précédents. La largeur homogène de la transition de BQ est limitée principalement par l'interaction des porteurs avec les phonons, amplifiée à température ambiante, et par les interactions coulombiennes entre porteurs piégés, qui augmentent avec le taux d'injection. Ces phénomènes élargissent la « raie » d'émission d'une BQ, bien au delà de la limitation intrinsèque associée à la durée de vie radiative des porteurs dans la BQ. Pour repère, une BQ unique d'InAs/GaAs possède une largeur à mi-hauteur inférieure à 30  $\mu\text{eV}$  à basse température (à 8K et à faible puissance d'excitation) [Gayral 00], permettant de bénéficier de l'effet Purcell pour des Q aussi élevés que 10000. Cependant, à température ambiante, l'élargissement se situe plutôt autour de 5-10 meV [Matsuda 00] (voire plus en forte injection de porteurs), ce qui limite à 100 le facteur de qualité dont une BQ peut tirer profit. Cela explique que l'effet Purcell avec des BQ ait été observé par les différents groupes uniquement à basse température.

---

### IV.4 Microlaser

#### IV.4.1. Couplage $\beta$ de l'émission spontanée au mode laser : avec ou sans effet Purcell

Le coefficient  $\beta$  de couplage de l'émission spontanée au mode laser est sans doute l'un des paramètres clé du composant puisque c'est la fraction de l'émission spontanée destinée à « allumer » l'émission stimulée. Nous avons déjà évoqué l'intérêt à l'augmenter pour réduire le seuil laser. Dans les lasers à semi-conducteur conventionnels, ce facteur est souvent très faible ( $\sim 10^{-5}$ ). Puisque  $\beta$  s'exprime comme le rapport  $(1/\tau_{\text{spont}})_L / (1/\tau_{\text{spont}})_{\text{total}}$ , l'effet Purcell apparaissait d'emblée prometteur pour augmenter  $\beta$  par le biais du renforcement de  $(1/\tau_{\text{spont}})_L$ . Idéalement, le facteur  $\beta$  d'un émetteur bénéficiant du facteur de Purcell  $F_p$  peut s'écrire

$F_p/(F_p+1)$ <sup>9</sup>. En particulier,  $\beta$  tend vers 1 pour des valeurs de  $F_p$  suffisamment grandes. Cependant, nous avons déjà évoqué les restrictions concernant le profit de l'effet Purcell. En particulier, la faible finesse de l'émetteur, pour bénéficier du renforcement spectral de la densité de modes, est un critère difficile à remplir à température ambiante et dans un régime de forte injection de porteurs. Ces conditions sont pourtant celles qui sont généralement adoptées dans un laser. Le respect de ce critère nécessiterait d'implémenter de faibles  $Q$  ( $\sim 100$ ) non désirables car associés à des taux de pertes optiques élevés qui augmenteraient le seuil laser. Quant au renforcement spatial, il est considérablement affaibli par la localisation aléatoire des BQ, distribuées sur les nœuds et ventres du champ EM du mode<sup>10</sup>. Seul le positionnement de toutes les BQ sur un ventre du champ EM dans la direction verticale peut produire un effet de renforcement du taux d'émission spontanée [Gérard 98 ; Seassal 00]. Par conséquent, même un puits quantique, bien positionné verticalement, en bénéficie. L'effet Purcell ne devrait donc pas induire une rupture dans les performances des microlasers à semi-conducteur comparables aux progrès apparus avec l'introduction des PQ. En particulier, le laser visé dans cette thèse ne devrait pas en tirer un profit exceptionnel.

Si le facteur de Purcell permet d'augmenter  $\beta$ , en accélérant le taux d'émission spontanée d'un émetteur, il n'en est pas une condition nécessaire. L'utilisation d'une microcavité permet en effet, même sans effet Purcell, d'augmenter le facteur  $\beta$ . Le taux d'émission spontanée d'un émetteur dans le mode d'intérêt reste de l'ordre de grandeur de celui dans l'espace libre. Néanmoins, son émission spontanée globale est redirigée vers le mode laser par le biais de la réduction du nombre de modes et de l'inhibition des modes de fuite. Par exemple, si la largeur spectrale de l'émetteur est inférieure à l'espacement entre deux modes adjacents de cavité, l'émission spontanée peut être couplée principalement à un seul mode (fort  $\beta$  associé à ce mode). Cette condition, beaucoup moins sévère que celles conditionnant l'exploitation de l'effet Purcell, détermine une taille maximum de cavité qui produirait un intervalle spectral suffisant entre les différents modes. Une estimation très grossière de  $\beta$  est fournie par l'inverse du nombre de modes accessibles à l'émetteur (inclus dans sa gamme spectrale d'émission), en considérant « uniforme », la division de l'émission spontanée dans ces différents modes. Un coefficient  $\beta$  de 10% est accessible dans des microsphères [Pelton 99] et

---

<sup>9</sup> Ou de façon plus rigoureuse  $F_p/(gF_p+3)$  avec  $g$  le degré de dégénérescence du mode et 3 pour la polarisation aléatoire du dipôle émetteur ainsi que le couplage aux modes de fuite qui réduit le renforcement du taux d'émission spontanée dans le mode concerné.

<sup>10</sup> Nous avons vu l'intérêt à multiplier le nombre de BQ pour augmenter le gain et pouvoir ainsi compenser le taux de pertes de la cavité. Différentes BQ sont par conséquent impliquées dans le microlaser visé, qui produisent cet effet de moyenne statistique.

jusqu'à 20% dans un microdisque de faible diamètre. Un facteur  $\beta$  de 46% a également été calculé pour un mode de H1 de  $Q \sim 130$  [Vuckovic 99]. Enfin, lever la dégénérescence des modes est bénéfique pour augmenter le facteur  $\beta$  dans un mode donné, chose que les microcavités à CP 2D sont capables de produire sans dégrader le facteur de qualité optique.

#### IV.4.2. Des lasers particuliers : laser sans seuil, laser « ultime »

Si le facteur  $\beta$  tend vers 1, toute l'émission est canalisée dans le mode laser, même en régime d'émission spontanée. La définition quantique de seuil, associée aux changements des caractéristiques physiques du système, reste valable même lorsque  $\beta \rightarrow 1$ . Les transitions sont cependant plus lisses en fonction de la puissance de pompe. Le seuil devient flou tant et si bien que de tels lasers sont appelés parfois laser sans seuil. Certes, les caractéristiques d'un laser où  $\beta \sim 1$ , sont peu différentes selon que la puissance est juste au dessus ou au dessous du seuil. Cette définition continue cependant de séparer un régime linéaire de simple amplification, d'un régime non linéaire d'effet laser. Un laser véritablement sans seuil n'existe donc pas : la notion de seuil est difficile à définir mais persiste.

Une caractéristique assez remarquable de ce type de laser « sans seuil », est l'exhibition possible d'un effet laser sans inversion de population (cf. section II.3.2 précédente). Alors que ce cas est impossible à atteindre dans le cadre de la définition classique du seuil, le critère quantique l'englobe comme un simple cas particulier. Concrètement un tel cas nécessite un très fort  $\beta$  mais aussi un fort rendement radiatif [Björk 94]. Le recyclage de photons, dans un régime d'amplification laser sans inversion du milieu actif, rend en effet plus sévères les conditions de couplage de l'émission spontanée dans le mode laser et de restriction des RNR parasites.

Le laser ultime est un peu différent : il exploite un émetteur unique, comme une BQ, et un mode de cavité. Il peut être réalisé en faisant en sorte que la BQ profite de l'effet Purcell [Vuckovic 02-2] ou non. Dans ce dernier cas, un laser ultime peut être obtenu par exemple en usant d'une microsphère, avec un fort  $Q$  et un coefficient de couplage de l'ordre de 10% [Pelton 99].

En conclusion, l'effet Purcell avec des BQ de semi-conducteur III-V est limité aux applications basses température, ce qui est considérablement restrictif pour des applications laser. Au contraire, l'augmentation de  $\beta$ , offerte par un microlaser de petites dimensions, sans recours obligé à l'effet Purcell, apparaît exploitable. L'accès à l'effet Purcell pour une BQ

unique, bien que difficile à atteindre, donne pourtant à rêver à un laser doté d'une seule BQ avec un très faible seuil. Enfin, si la limitation la plus importante est la largeur de raie de l'émetteur, l'exploitation d'une microcavité avec un Q modeste, mais un volume ultimement faible peut s'avérer la plus pertinente pour tirer le meilleur profit de l'effet Purcell.

---

## IV.5 Autres applications de l'effet Purcell

L'effet Purcell paraissait dans un premier temps capable d'améliorer les performances des composants classiques de l'optoélectronique comme les LED ou les lasers à semi-conducteur. Cependant, la restriction liée au fonctionnement à basse température montre un prix à payer qui ternit d'emblée le profit escompté, au détriment de la compétitivité avec les composants existants (LED ou lasers).

Les effets de QED sont plus prometteurs pour des applications plus originales comme des sources de lumière non classiques, pour lesquels aucun concurrent n'existe à température ambiante. A 77K, la largeur encore faible de la raie d'émission d'une BQ (300  $\mu\text{eV}$ ) permet de bénéficier de l'effet Purcell et ce, de façon moins contraignante qu'à 8K. Le raccourcissement de la durée de vie radiative des porteurs par effet Purcell peut produire une augmentation de la vitesse et du rendement du composant émettant des photons. Les applications LED à haute fréquence (>1 GHz) sont possibles. L'obtention de composants avec un facteur de couplage de l'émission spontanée proche de 1, accru par effet Purcell, ( $\beta \sim 0.8$  dans [Solomon 01 et Pelton 02] ) permet également d'envisager des sources de lumière non classiques à fort rendement. L'exploitation d'une BQ unique dans une microcavité peut ainsi aboutir à une source à photon unique pour des applications de cryptographie quantique. Ce type de source doit être capable d'émettre des photons un à un, indiscernables et à des instants déterminés. En plus du renforcement du taux d'émission spontanée, l'effet Purcell permet à cet égard de concentrer les photons dans un mode spécifique de la microcavité. L'exploitation d'un mode approprié produit une émission directive, donc facilement collectée, avec un taux de génération de photons uniques élevé<sup>11</sup>. Des sources compactes et monolithiques à un photon ont été fabriquées à partir d'une BQ unique insérée dans un micropilier [Gérard 01 ; Moreau 01 ; Vuckovic 03-2; Pelton 02].

---

<sup>11</sup> L'efficacité de collection des photons en sortie peut être rendue proche de 40% [Pelton 02 ; Vuckovic 03-2], i.e. une valeur bien plus élevée que le facteur de collection ( $\sim 10\%$ ) associé à l'émission isotrope d'une BQ dans une matrice de semi-conducteur à fort indice.

## V. CONCLUSION

Ce chapitre a mis en évidence, d'un point de vue plus quantitatif que le précédent, un certain nombre de notions concernant le microlaser visé, exploitant un matériau actif de type boîtes quantiques. La faisabilité d'un laser à boîtes quantiques de petites dimensions est envisageable. Il nécessite toutefois un nombre important de boîtes quantiques, impliquant une densité surfacique élevée et la réalisation d'empilements. Le nombre de boîtes quantiques désaccordées au mode, néfastes pour l'atteinte du seuil laser, est également à réduire. En effet, d'une part pour un nombre de boîtes quantiques total donné, un nombre croissant de boîtes quantiques inutiles réduit, de manière évidente, la quantité de boîtes quantiques utiles. D'autre part, même à nombre de boîtes quantiques utiles fixé, une augmentation de la quantité de boîtes quantiques inutiles alourdit considérablement le seuil laser. La réduction de la dispersion en taille des boîtes quantiques constituera donc l'un des objectifs majeurs à poursuivre lors de leur fabrication.

Nous avons également observé l'intérêt à augmenter le facteur  $\beta$  de couplage de l'émission spontanée au mode laser, naturellement plus élevé dans une microcavité que dans son analogue macroscopique.

Enfin, il s'avère que l'effet Purcell, souvent présenté comme un atout considérable des microcavités à boîtes quantiques, ne peut pas être pleinement exploité dans le laser à boîtes quantiques recherché. En effet, les conditions de fonctionnement du laser visé (fonctionnement à température ambiante, niveau d'injection élevé) apparaissent incompatibles avec celles qui permettent aux boîtes quantiques de tirer profit d'un fort effet Purcell. Les applications laser de ce phénomène concernent davantage la réalisation d'un laser ultime à très faibles pertes et couplé à une unique boîte quantique bien positionnée. Cet objectif n'est pas celui qui est recherché ici : le taux de pertes est beaucoup plus élevé et des techniques de croissance sélective de boîtes quantiques ne font pas l'objet de ce travail de thèse. Il s'agit davantage d'exploiter les atouts respectifs des cristaux photoniques et des boîtes quantiques auto-organisées pour réaliser un microlaser de faible seuil avec des caractéristiques intéressantes. Ce composant devrait être compatible avec l'optique guidée planaire et tirer profit des avantages théoriques (stabilité thermique, ou élargissement de raie plus réduit) escomptés lorsque des boîtes quantiques sont utilisées comme matériau actif.

Pour autant, cette combinaison peut être exploitée, par ailleurs, dans d'autres types d'applications plus originales, comme les sources à photons uniques.

---

---

## - Chapitre 3 -

# MICROLASERS A CRISTAUX PHOTONIQUES 2D & Puits QUANTIQUES

---

---

I.	INTRODUCTION .....	64
II.	OBJECTIFS .....	65
III.	TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES.....	66
III.1	<i>Croissance de l'hétérostructure III-V et report sur Silicium.....</i>	66
III.2	<i>Définition du cristal photonique par nanolithographie.....</i>	67
III.3	<i>Transfert du cristal photonique par gravure sèche.....</i>	67
III.4	<i>Caractérisation par PL diffractée.....</i>	68
IV.	RÉSULTATS : DES MICROLASERS À BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES 2D.....	70
IV.1	<i>Structures d'étude.....</i>	70
IV.1.1.	Matériaux utilisés et choix de la zone active.....	70
IV.1.2.	Configuration optique.....	71
a.	Guide d'onde vertical.....	71
b.	Cristal photonique 2D dans le plan.....	71
IV.2	<i>Les microcavités à cristaux photoniques 2D.....</i>	72
IV.2.1.	Etude en émission spontanée.....	72
a.	La cavité élémentaire : le H1.....	73
b.	Taille de cavité.....	74
c.	Facteur de remplissage.....	75
d.	Forme de cavité.....	76
IV.2.2.	Effet laser de H2 à H5.....	77
IV.3	<i>Utilisation des bandes plates : DFB 2D.....</i>	79
IV.4	<i>Conclusion.....</i>	83
V.	ANALYSE EN VUE D'UNE RÉDUCTION DE SEUIL LASER.....	84
V.1	<i>Mécanismes de pertes : de l'excitation à l'effet laser.....</i>	84
V.1.1.	Pertes de photons dans les structures à cristaux photoniques 2D.....	84
V.1.2.	Pertes de porteurs et efficacité radiative.....	85
V.1.3.	Schéma récapitulatif.....	87
V.2	<i>Importance des conditions opératoires.....</i>	89
V.2.1.	Diamètre du spot d'excitation.....	89
V.2.2.	Le problème de l'échauffement.....	90
a.	Conséquences de l'échauffement.....	90
b.	Le report sur SiO <sub>2</sub> : une solution partielle contre l'échauffement.....	92
c.	Limites de fonctionnement des lasers à cristaux photoniques 2D reportés sur SiO <sub>2</sub> .....	94
V.3	<i>Paramètres structuraux des composants à cristaux photoniques permettant une réduction du seuil.....</i>	95
V.3.1.	Augmentation de l'efficacité radiative $\eta_r$ .....	95
a.	Choix de la zone active.....	95
b.	Les recombinaisons de surface : vers une passivation des surfaces.....	96
V.3.2.	Augmentation du couplage de l'émission au mode laser $\beta$ .....	99
a.	Accord spectral mode / zone active.....	99
b.	La densité de modes.....	101
V.3.3.	Amélioration du facteur de qualité optique Q du mode.....	102
a.	Confinement vertical du mode optique.....	102
b.	Confinement du mode dans le plan.....	103
c.	Interaction mode/ trous : effet du facteur de remplissage.....	106
d.	Le couple fort Q/ faible volume.....	108
Conclusion.....		109
V.4	<i>Discussion sur l'importance des diverses contributions de pertes dans le seuil laser.....</i>	110
V.5	<i>Performances atteintes dans les microlasers à cristaux photoniques 2D et puits quantiques.....</i>	111
VI.	CONCLUSION.....	113

# **- Chapitre 3 - Microlasers à cristaux photoniques 2D & puits quantiques**

## **I. INTRODUCTION**

Contrairement à un milieu dispersif homogène, la périodicité du cristal photonique (CP), i.e. la variation ordonnée de son indice diélectrique se traduit par un « potentiel photonique » qui modifie la courbe de dispersion des photons se propageant dans ce milieu. Il en résulte une structure de bandes avec des singularités comme des bandes interdites photoniques ou des bandes à faible courbure. L'objet de ce chapitre est de montrer comment ces spécificités peuvent être utilisées efficacement pour contrôler les propriétés des photons et réaliser des composants lasers très compacts.

Dans le chapitre 1, nous avons montré les nombreux avantages apportés par l'utilisation d'une structure quantique dans un laser, et plus particulièrement par les structures à boîtes quantiques (BQ). Toutefois, les caractéristiques que doivent présenter les BQ pour en tirer le profit escompté théoriquement requièrent une maîtrise de fabrication assez poussée et un critère d'uniformité assez sévère (cf. chapitre 1 & 2). Les puits quantiques offrent une alternative plus mature. En particulier, le gain spectral produit par un plan de BQ est expérimentalement plus faible que celui offert par un puits quantique. L'utilisation des BQ est ainsi souvent réservée à la fonction de sonde à absorption limitée. Les potentialités laser des structures à cristaux photoniques sont donc sondées dans l'ensemble de ce chapitre, en utilisant essentiellement un matériau actif de type puits quantiques. La démonstration fructueuse de microlasers à CP, dans ce cadre, peut être considérée comme une validation intermédiaire avant l'obtention d'un laser à CP et BQ présentée dans le chapitre 5.

La fabrication d'un microlaser à faible seuil reste un objectif auquel la compréhension et la maîtrise des pertes permettront d'accéder. Dans ce but, la démonstration expérimentale de microlasers à CP 2D sera suivie d'une réflexion autour des mécanismes de pertes qui contrôlent le fonctionnement du laser. Ces processus de pertes ont été partiellement explicités dans le chapitre 2, de façon simplifiée. Ils seront abordés ici d'un point de vue plus expérimental. Nous montrerons en particulier, comment différents leviers permettent de réduire qualitativement le seuil laser.

## II. OBJECTIFS

Les objectifs associés à la fabrication des microlasers à cristaux photoniques peuvent se décliner en plusieurs points. Ces points sont mentionnés de manière synthétique sur la « feuille de route » ci-dessous.

**Œ** Stocker des photons dans des structures à cristaux photoniques (CP) bidimensionnels (2D).

*Démarche :*

- Etudier les potentialités des CP 2D, en régime spontané, vis à vis de la structuration de l'émission lumineuse : bande interdite photonique (BIP) et bandes plates.
- Sonder les degrés de liberté des résonateurs ainsi fabriqués (période, facteur de remplissage, forme...).

Une démarche théorique couplée aux résultats expérimentaux sera adoptée pour l'ensemble de cette étude afin d'appréhender le fonctionnement de ces composants.

- Valider le concept des CP 2D pour fabriquer des microlasers.

*Démarche :*

- Montrer l'existence d'émission stimulée dans des structures à CP 2D avec des multipuits quantiques, en pompage optique et à température ambiante.
- Etudier les performances de ces composants en limite de fonctionnement, liés en particulier, au phénomène d'échauffement.

**Ž** Tendre vers le faible seuil.

*Démarche :*

- Analyser les facteurs de pertes dans un laser à CP 2D qui contribuent au seuil laser.
- Utiliser les paramètres structuraux des composants à CP 2D pour réduire le seuil laser.
- Déterminer le(s) paramètre(s) le(s) plus critique(s) dans le seuil laser.



### III. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

Le procédé de fabrication utilisé pour réaliser les structures à CP 2D a été largement développé au LEOM dans le cadre de la thèse de Pierre Pottier [Pottier 01 ; Pottier 99]. Les différentes étapes de réalisation ne seront donc pas détaillées dans ce chapitre. La nouveauté exploitée dans ce travail de thèse est essentiellement la procédure de report sur silicium, mise au point et effectuée au CEA/ DTS/ LETI (département des technologies Si).

#### III.1 Croissance de l'hétérostructure III-V et report sur Silicium

L'hétérostructure est réalisée par épitaxie par jets moléculaires sur un substrat d'InP 2 pouces. Une zone active est incluse au centre d'une membrane en InP épitaxiée sur une couche d'InGaAs (500 nm) en accord de maille (L.M.). Cette hétérostructure est reportée via un collage par adhésion moléculaire sur un substrat silicium (LETI/ DTS) de façon à obtenir l'empilement présenté sur la figure 3.1.

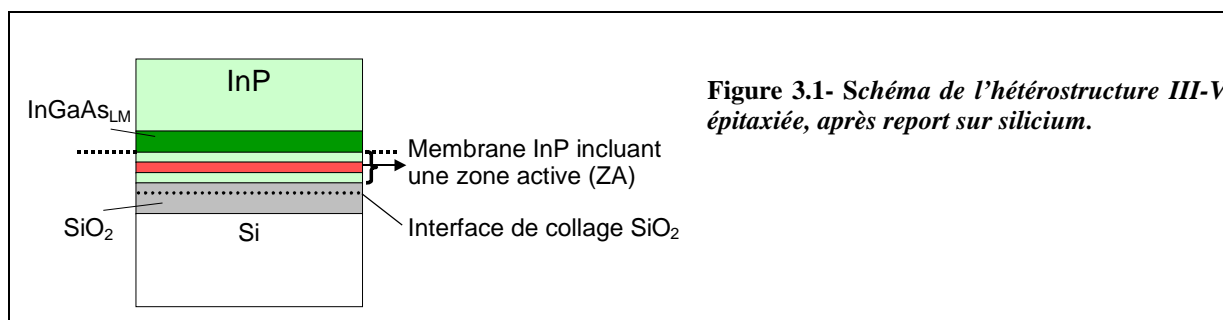


Figure 3.1- Schéma de l'hétérostructure III-V épitaxiée, après report sur silicium.

Ce report implique un collage hydrophile  $\text{SiO}_2\text{-SiO}_2$ . Les deux substrats sont donc préalablement recouverts d'une couche de  $\text{SiO}_2$  PECVD : l'oxyde sur InP est stabilisé à  $400^\circ\text{C}$ , et celui sur silicium à  $700^\circ\text{C}$ . Avant collage, les deux plaquettes sont préparées afin d'éliminer la contamination et obtenir une faible rugosité de surface (planarisation avec une RMS de  $5\text{-}6\text{\AA}$ ). Les surfaces sont mises en contact puis l'aire collée se propage en évacuant l'air progressivement. Les groupements OH hydrophiles, résultant de l'adsorption de  $\text{H}_2\text{O}$  sur les surfaces en regard, donnent lieu à des liaisons covalentes Si-O-Si. Un recuit final à  $200^\circ\text{C}$  des substrats InP/ Si collés permet d'augmenter l'énergie de collage.

Enfin, le support initial est éliminé : le substrat d'InP et la couche d'InGaAs sont gravés successivement et sélectivement en voie humide, par une solution respectivement à base de HCl et  $\text{FeCl}_3$ . La pré-structure sur laquelle les CP 2D seront usinés est ainsi obtenue : elle est constituée d'une membrane d'InP, incluant la zone active, sur un support  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ .

### III.2 Définition du cristal photonique par nanolithographie

Les motifs circulaires du cristal photonique sont inscrits dans un premier temps sur un masque en résine en insolant par faisceau d'électrons une couche de poly méthyle méthacrylate (PMMA) (cf. Figure 3.2). Le microscope électronique à balayage (MEB) utilisé pour cette étape permet de définir des motifs aussi petits que 100 nm de diamètre. Les électrons émis par un filament parcouru par un courant sont accélérés sous une tension de 25 kV, tandis qu'un système de bobines permettent de défléchir le faisceau ainsi créé dans le plan. La résolution est de l'ordre de 5-10 nm. Des effets de proximité existent : la taille finale des trous dépend du temps d'exposition mais aussi du nombre et de la proximité des trous voisins (influence mutuelle). Il en résulte parfois, à durée d'insolation égale, une différence entre la taille des trous situés au centre ou en périphérie de la cavité. En pratique, un ajustement de la dose (charge reçue par unité de surface) conduit à une réduction de cet effet parasite. Il s'ensuit un balayage en facteur de remplissage (f) et finalement un panel de structures à CP 2D exploitables avec des f variables.

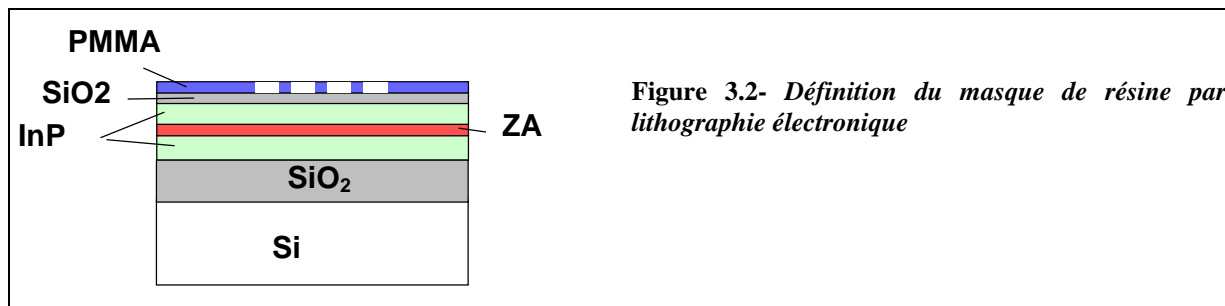


Figure 3.2- Définition du masque de résine par lithographie électronique

### III.3 Transfert du cristal photonique par gravure sèche

La gravure sèche a pour objectif d'ouvrir des trous de petites dimensions dans un empilement complexe de matériaux d'épaisseur totale d'environ 0.5  $\mu\text{m}$  (cf. Figure 3.3). Le masque en résine est transféré par gravure ionique réactive (RIE) dans un masque dur intermédiaire en  $\text{SiO}_2$  (~175 nm d'épaisseur) puis dans la membrane III-V. Différents gaz sont adoptés pour les diverses couches de la structure :  $\text{CHF}_3$  pour la silice, mélange  $\text{CH}_4/\text{H}_2$  pour le III-V. Les pressions relativement basses utilisées permettent d'obtenir des trous aux flancs assez abrupts.

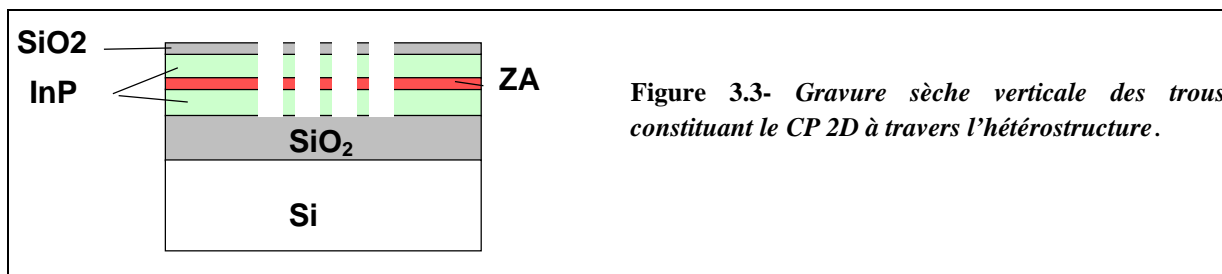
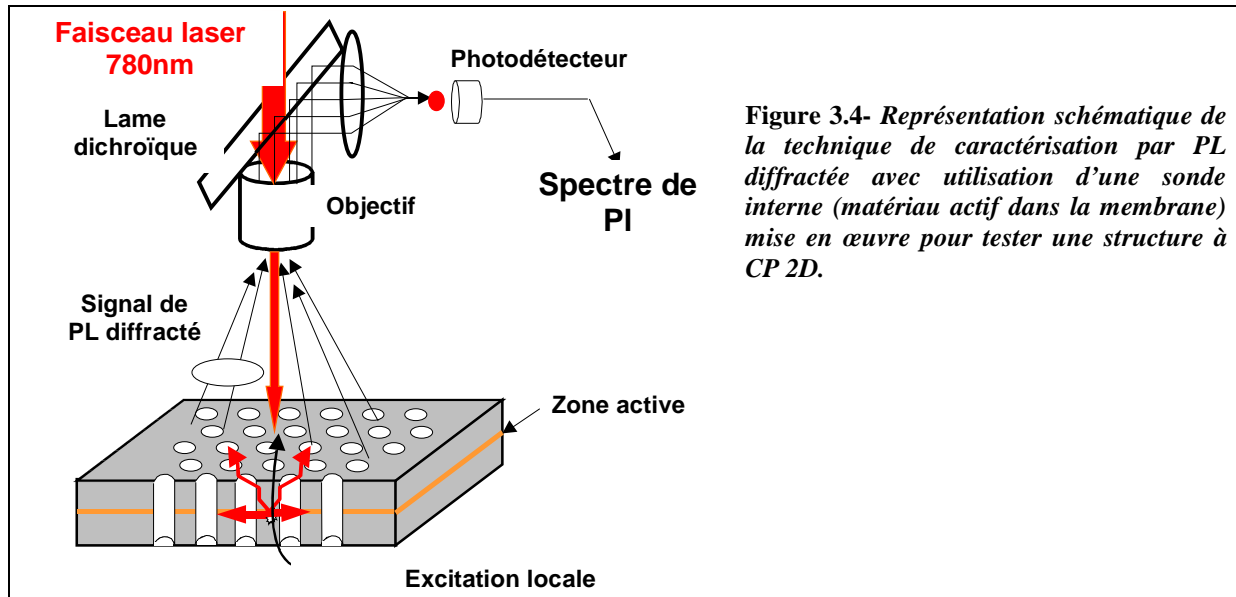


Figure 3.3- Gravure sèche verticale des trous constituant le CP 2D à travers l'hétérostructure.

Le cristal photonique obtenu est constitué de trous d'air percés dans une membrane III-V reposant sur un support  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ . La configuration en membrane suspendue est également accessible. Une étape supplémentaire de gravure partielle de la couche de silice, à l'aide d'une solution de BOE (HF tamponné) permet de suspendre la structure à cristaux photoniques.

### III.4 Caractérisation par PL diffractée

La caractérisation expérimentale est fondée sur la technique de photoluminescence (PL) diffractée, utilisée couramment pour sonder des microcavités 2D à base de cristaux photoniques [Benisty 99 ; Smith 01]. Un faisceau de lumière, émis par une diode laser de longueur d'onde  $\sim 780$  nm avec une puissance de l'ordre du milliwatt, est focalisé par un objectif de microscope d'ouverture numérique 0.7 (G\*50) ou 0.5 (G\*20), sur l'échantillon. La couche active est donc pompée dans une zone de diamètre proche de 1 ou 3  $\mu\text{m}$ , en fonction de l'objectif utilisé. La PL générée est principalement guidée dans la membrane et les modes longitudinaux interagissent avec le cristal, en générant certains modes imposés par la structure CP 2D sondée. Une partie de la lumière est perdue par diffraction et par diffusion à cause des imperfections technologiques. Les pertes sont collectées verticalement par l'objectif de microscope, sur une surface plus large que la zone excitée, et dans un angle solide déterminé par l'ouverture numérique choisie (cf. Figure 3.4). Elles sont enfin analysées par un monochromateur avec une résolution de l'ordre de 1 nm. Le spectre résultant est donc la combinaison du signal de PL émis directement par la zone active et des modes de la structure à CP 2D. Le premier terme est inhibé partiellement grâce à la configuration verticale adoptée [Pottier 99].



Le régime de pompage est souvent pulsé pour limiter l'échauffement des structures (cf. section V.2.2), tandis que toutes les mesures sont réalisées à température ambiante. La longueur d'onde d'excitation (780 nm) est assez proche de l'énergie des barrières donc limite la thermalisation des porteurs, qui contribue usuellement à l'échauffement.

La puissance de pompe effective ( $P_{\text{eff}}$ ) est définie comme la fraction réellement absorbée par l'hétérostructure III-V (i.e. par les barrières). Elle est estimée à environ 30% de la puissance externe, atteignant la surface de l'échantillon. Les différentes mesures de PL seront présentées en fonction de la puissance effective au pic (pour une excitation pulsée).

Enfin, l'efficacité quantique externe,  $\eta_{\text{externe}}$ , avec laquelle la PL est collectée hors de l'échantillon, par rapport au nombre de photons absorbés par l'échantillon, est reliée à divers facteurs :

$$\eta_{\text{externe}} = \eta_i * \eta_r * \eta_{\text{coll}} \text{ [Boroditsky 00]}$$

- $\eta_i$  est l'efficacité de capture (ou rendement quantique interne) i.e. la fraction de porteurs qui diffusent des barrières vers la zone active.
- $\eta_r$  est l'efficacité radiative i.e. la probabilité qu'une paire électron-trou dans la zone active se recombine radiativement. C'est une caractéristique clé du matériau.
- $\eta_{\text{coll}}$  est l'efficacité d'extraction de lumière i.e. la fraction de photons générés par PL qui sont collectés en dehors de l'échantillon. Ce paramètre dépend de la géométrie de l'échantillon et de la réabsorption si  $\eta_r$  est grand.

## IV. RESULTATS : DES MICROLASERS A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES 2D

Le but de cette partie est de montrer comment la lumière peut être confinée efficacement et ses propriétés contrôlées via l'utilisation de CP 2D en géométrie de guide d'onde.

### IV.1 Structures d'étude

#### IV.1.1. Matériaux utilisés et choix de la zone active

Les structures sont réalisées à partir de matériaux de la filière InP, choix motivé par l'accès à des longueurs d'onde d'émission proches de 1.5  $\mu\text{m}$ , pour répondre aux contraintes des applications « communications optiques » envisagées. De plus, ces matériaux sont moins sujets aux recombinaisons non radiatives de surface que la filière GaAs. Plusieurs types de zones actives insérées dans la membrane d'InP ont été utilisées dans cette étude, et sont présentées dans le tableau 3.1.

Structure	Zone active	Epaisseur déposée	Caractéristiques optiques
EP562	3 puits quantiques d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ en accord de maille	$3 \times 100 \text{ \AA}$	$\lambda \sim 1570 \text{ nm}$ LMH $\sim 74 \text{ nm}$
EP791	4 puits quantiques d' $\text{InAs}_{0.65}\text{P}_{0.35}$ contraints (compression)	$4 \times 50 \text{ \AA}$	$\lambda \sim 1490 \text{ nm}$ LMH $\sim 70 \text{ nm}$
EP614	1 plan d'îlots quantiques d'InAs	$6,2 \text{ \AA}$ Dimensions : L $\sim 100$ - 200 nm, l $\sim 20 \text{ nm}$ , h $\sim 20 \text{ \AA}$	$\lambda \sim 1500 \text{ nm}$ LMH $\sim 240 \text{ nm}$

**Tableau 3.1-** Différents types de zones actives utilisées et leurs caractéristiques optiques (longueur d'onde et largeur à mi hauteur (LMH) du spectre de PL) à 300K.

Les multipuits quantiques (MPQ) exploités,  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  ou  $\text{InAs}_{0.65}\text{P}_{0.35}$ , montrent un spectre de photoluminescence assez étroit associé à un fort gain modal accessible. Ces MPQ restent donc dans un premier temps des structures actives bien adaptées pour tester les potentialités des CP 2D en termes de dispositifs laser. En effet un fort gain relâche la contrainte sur le niveau de pertes acceptable pour la démonstration d'un effet laser. Les îlots quantiques d'InAs, ici non optimisés, montrent au contraire un spectre d'émission beaucoup plus large sous l'effet d'une forte dispersion en taille. Ils restent utiles pour sonder les caractéristiques optiques des cristaux photoniques sur une large gamme spectrale, donc pour la compréhension du fonctionnement de ces objets.

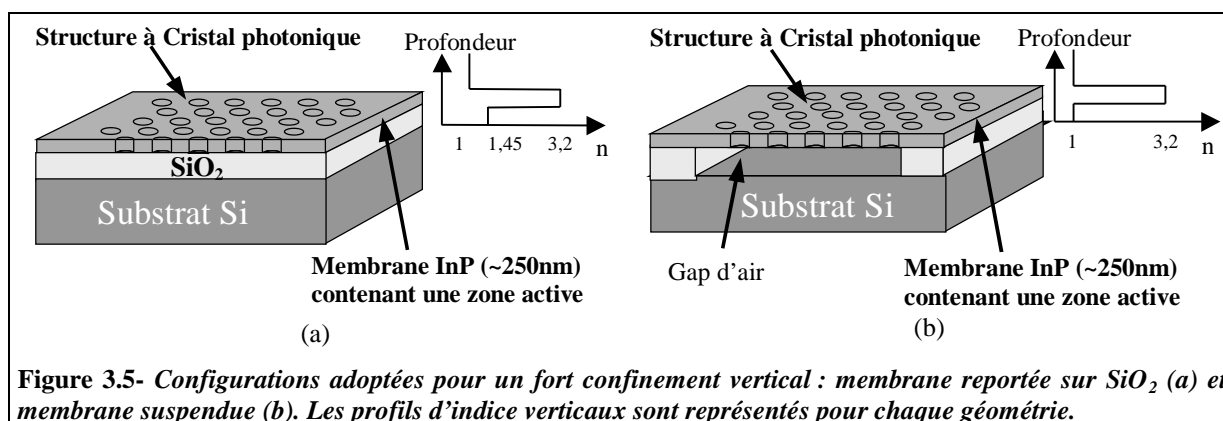
### IV.1.2. Configuration optique

Les microsources (CP et épaisseur de la membrane) sont conçues pour fonctionner dans la gamme spectrale de travail imposée par l'énergie d'émission de la zone active.

#### a. Guide d'onde vertical

L'épaisseur optique égale à  $\lambda/2n$  ( $\sim 250$  nm à  $1.55$   $\mu\text{m}$ ) de la membrane assure le caractère verticalement monomode du guide d'onde planaire, suivant la polarisation TE (champ H perpendiculaire à la membrane). La zone active est positionnée au centre de cette membrane de façon à maximiser le couplage de la lumière émise avec ce mode guidé fondamental. Le profil du champ électrique associé est en effet maximum au centre de la membrane. Le couplage avec les modes verticaux est quant à lui fortement inhibé.

Deux types de configurations verticales sont envisageables (cf. section III. 3. 2 du chapitre 1). La solution retenue ici est un confinement fort sur membrane, décliné en deux géométries : membrane sur  $\text{SiO}_2$  [figure 3.5(a)] ou membrane suspendue [figure 3.5(b)]. Le contraste d'indice précisé sur la figure est donc élevé : respectivement 1/3,2/1,45 et 1/3,2/1 entre la membrane et le matériau faible indice de part et d'autre. La couche de  $\text{SiO}_2$  entre le Si et le III-V est suffisamment épaisse ( $\sim 800$  nm) pour empêcher un couplage important de lumière du III-V vers le Si.



#### b. Cristal photonique 2D dans le plan

Les paramètres du réseau triangulaire de trous d'air constituant le CP 2D sont choisis pour permettre un fonctionnement aux alentours de  $1.5$   $\mu\text{m}$ . La période du réseau est environ de  $500$ - $530$  nm, tandis que le facteur de remplissage en air est sondé entre  $30\%$  et  $50\%$  en variant le diamètre des trous.

Plusieurs implémentations des structures à CP 2D sont envisageables pour contrôler les propriétés de la lumière. Le premier exemple proposé s'appuie sur la localisation de modes optiques dans des microcavités réalisées par insertion de défauts dans le réseau périodique (section IV.2). La deuxième idée, fondamentalement différente, consiste à utiliser des zones de la structure de bandes d'un cristal parfait où la courbure, donc la vitesse de groupe des photons associés, est très faible (section IV.3). Ce deuxième type de structure est analogue aux lasers à contre-réaction distribuée (DFB) 1D.

## IV.2 Les microcavités à cristaux photoniques 2D

Une solution (déjà mentionnée dans le chapitre 1) pour réaliser simplement des microcavités à CP 2D consiste à exploiter les propriétés de bande interdite photonique (BIP). L'omission de trous au sein d'un réseau CP 2D ménage une région spatiale cernée de rangées de trous se comportant comme des miroirs pour la gamme spectrale d'intérêt. Des effets de résonances induisent l'apparition de modes dans la microcavité ainsi créée [Benisty 99 ; Villeneuve 96 ; Pottier 99 ; Lee 99-1; Smith 99]. Plusieurs paramètres permettent de contrôler les propriétés d'une microcavité :

- la période et le facteur de remplissage du CP 2D, responsables de la position spectrale des modes et de la BIP,
- la géométrie de la cavité, essentiellement sa forme et sa taille,
- le nombre de rangées de CP 2D bordant la cavité détermine la réflectivité des miroirs associés. Environ 8-9 rangées de CP 2D triangulaire suffisent en pratique pour s'affranchir des fuites de lumière dans le plan à travers la couronne CP [Vuckovic 01 ; Painter 99-2].

### IV.2.1. Etude en émission spontanée

Parce qu'elles constituent un objet d'étude simple, des microcavités hexagonales de type Hn (n correspondant au nombre de trous par côté omis), avec un diamètre variable entre 1 et quelques  $\mu\text{m}$ , sont réalisées et caractérisées (exemple figure 3.6).

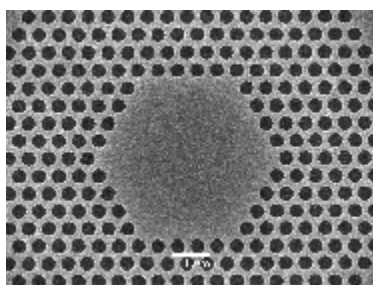


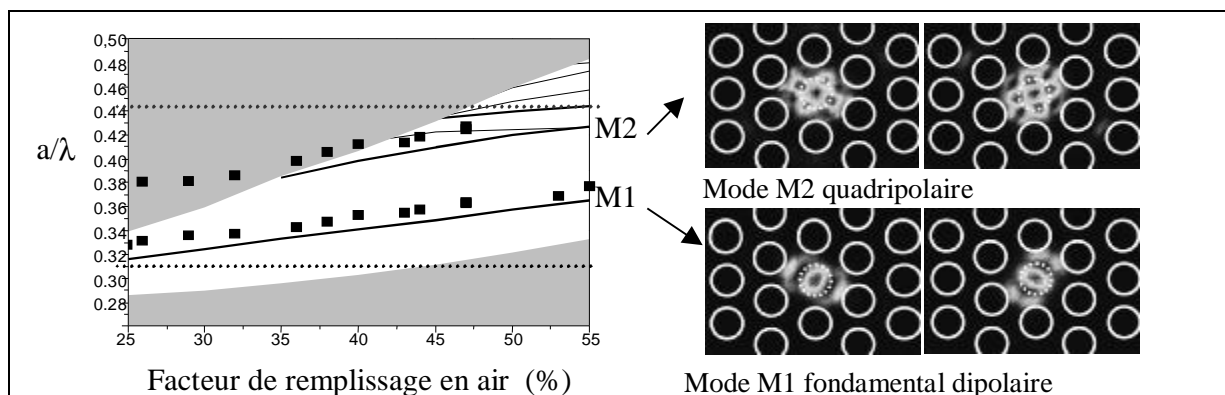
Figure 3.6- Micrographie MEB d'une microcavité hexagonale H5 (5 trous manquants par côté) réalisée.

Les structures étudiées ici sont suspendues et la zone active est un plan d'îlots quantiques (EP614).

### a. La cavité élémentaire : le H1

La structure H1 est la cavité la plus simple qui puisse être imaginée, puisqu'elle résulte de l'omission d'un seul trou dans le réseau CP 2D. De nombreuses études ont été consacrées à son comportement [Vuckovic 01 ; Painter 99-2 ; Painter 01 ; Painter 00 ; Alvarado-Rodriguez 02 ; Monat 03-1 et 03-2 ; Reese 01-1] car elle offre un mode possédant un faible volume modal. Un fort Q associé à ce mode était également espéré.

Son spectre de PL en émission spontanée révèle l'existence de deux pics entre 1200 et 1600 nm [cf. plus loin Figure 3.8(a)]. La position spectrale de ces pics varie avec le facteur de remplissage  $f$  (cf. section IV.2.1.c). Les énergies des modes de cavité H1 ont été calculées par la méthode des ondes planes 3D (PWE) et une approche super cellule, par Marine Le Vassor d'Yerville au GES de Montpellier [Le Vassor d'Yerville 02]. Les résultats de ces calculs sont comparés aux fréquences des modes expérimentaux en fonction du facteur de remplissage, sur la figure 3.7. La zone grisée indique les limites de la BIP calculée tandis que les traits pointillés horizontaux indiquent les limites du spectre de PL de la zone active.



**Figure 3.7- Modes d'une cavité H1 en fonction du facteur de remplissage. Les résultats d'un calcul 3D ondes planes (traits pleins) sont superposés aux pics expérimentaux (carrés). Les cartographies du champ électrique des deux premiers modes sont représentés : le mode M1 dipolaire et M2 quadripolaire sont doublement dégénérés. Source GES et LEOM**

Un accord raisonnable<sup>1</sup> est obtenu entre les données théoriques et expérimentales. Les deux pics observés en PL peuvent donc être identifiés sans ambiguïté aux modes dipolaires et

<sup>1</sup> Le décalage systématique des modes expérimentaux par rapport aux modes théoriques est attribué à un manque de précision dans la détermination expérimentale à 3% près du facteur de remplissage. Cette imprécision sur  $f$  se répercute en une imprécision sur l'énergie des modes de l'ordre de 0.007.



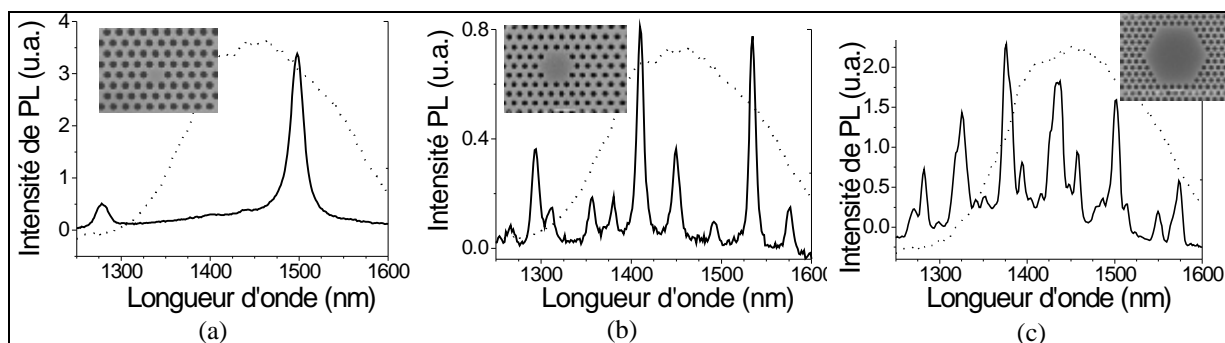
quadripolaires d'une cavité H1 dont les cartographies de champ électrique sont présentées sur la figure 3.7. Ces modes doublement dégénérés sont très bien confinés dans le défaut H1 et possèdent donc des volumes modaux faibles ( $\sim 0.25 \cdot (\lambda/n)^3$  pour le mode dipolaire [Painter 99-2]).

La contrepartie est le facteur de qualité mis en évidence. Il reste faible ( $\sim 100$ ) pour les deux types de modes et du même ordre de grandeur que les valeurs relevées par d'autres groupes ( $Q \sim 100$  pour [Painter 00], 150-180 pour [Painter 01],  $Q \sim 240$  pour [Villeneuve 98] et  $Q \sim 250$  pour un H1 suspendu à 4K, sondé avec des BQ [Reese 01-1]). Cette constatation décourage à première vue les espoirs d'obtenir via un H1, une cavité possédant simultanément un faible volume modal doublé d'un fort Q.

### b. Taille de cavité

L'influence de la taille de cavité sur les caractéristiques optiques et spectrales des structures à CP 2D a été étudiée, permettant de confirmer expérimentalement plusieurs intuitions.

Premièrement, la densité spectrale de modes augmente considérablement avec la taille de cavité (figure 3.8) puisque le nombre de configurations du champ électromagnétique admissibles est plus important dans une grande cavité.



**Figure 3.8-** Spectres en émission spontanée de microcavités H1 (a), H2 (b) et H5 (c) suspendues pour une zone active de type îlots quantiques (ep614). L'émission de PL des îlots quantiques InAs sur une zone non structurée est également représentée (pointillés). Les inserts montrent les micrographies MEB de chaque cavité.

La densité de modes est approximativement proportionnelle à l'aire de la cavité (tableau 3.2). En réalité, la densité de modes dans une cavité H5 est vraisemblablement sous estimée. Les modes sont tellement proches spectralement qu'ils ne sont pas résolus individuellement. Les larges pics de cavité visibles sur le spectre, résultent donc recouvrement de modes très proches [figure 3.8(c)].

Deuxièmement, une comparaison des facteurs de qualité (tableau 3.2) pour les différentes structures révèle des variations importantes des pertes optiques avec la taille de cavité :  $Q \sim 100$  pour H1 ( $\varnothing \sim 1 \mu\text{m}$ ) contre  $\sim 600$  et plus de 1000 pour, respectivement, les meilleurs  $Q$  de H2 ( $\varnothing \sim 2 \mu\text{m}$ ) et H5 ( $\varnothing \sim 5 \mu\text{m}$ )<sup>2</sup>. Cette observation confirme qu'une cavité plus large conduit à un meilleur facteur de qualité optique, du fait que la durée séparant deux interactions entre les photons et les trous du CP 2D y est plus longue. Les pertes optiques globales seraient donc contrôlées dans ce cas<sup>3</sup> par les interactions CP/ photons plus que par la réabsorption de la zone active [Monat 03-1]. De plus, le nombre de rangées étant important et constant pour les différentes structures Hn, les pertes optiques hors du plan ( $Q_{\perp}$ ) peuvent être créditées de la contribution essentielle des pertes relevées ici.

Cavité	H1	H2	H5
Diamètre ( $\mu\text{m}$ )	$\sim 1$	$\sim 2$	$\sim 5$
Densité spectrale ( $\mu\text{m}^{-1}$ )	$\sim 6$	$\sim 30$	$> 70$
Facteur de qualité $Q$	$\sim 100$	300 à 600	$> 1000$

Tableau 3.2- Caractéristiques spectrales de cavités Hn à CP 2D en fonction de leur taille : densité spectrale moyenne en régime d'émission spontanée et plus fort  $Q$  accessible (membrane reportée sur  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ ).

### c. Facteur de remplissage

La position spectrale des modes de cavité peut être modifiée par l'intermédiaire du facteur de remplissage de la cavité [Painter 00 ; Monat 03-1]. Ce phénomène, déjà observé pour H1, peut s'appréhender simplement comme une variation de la taille effective de la cavité, induite par une modification du diamètre des trous bordant cette cavité (figure 3.9).

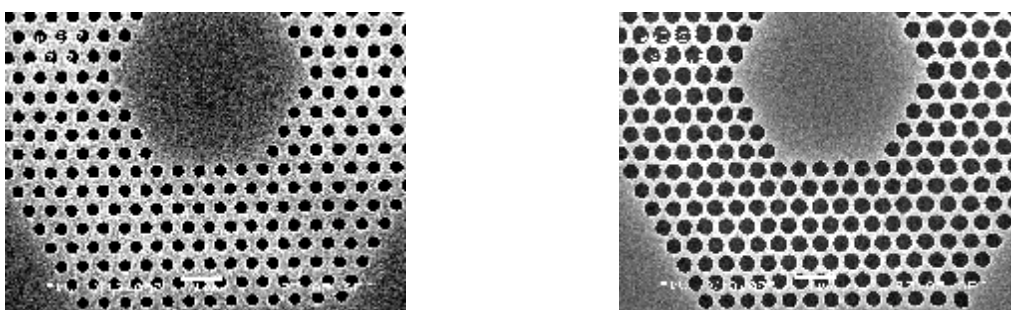


Figure 3.9- Micrographies MEB de cavités à CP 2D de type H5 avec deux facteurs de remplissage différents.

<sup>2</sup> Encore une fois, la résolution limitée du monochromateur empêche de mesurer des  $Q > 1000$ . Le  $Q$  du H5 est donc également vraisemblablement sous estimé.

L'effet dépend fortement de l'ordre  $n$  de la cavité  $H_n$  (cf. tableau 3.3). Le taux de variation moyen des modes avec  $f$  est plus faible dans les grandes cavités : comparé à la cavité  $H_1$ , ce taux est deux et cinq fois plus bas respectivement pour une cavité  $H_2$  et une cavité  $H_5$ . En effet, la variation relative de la taille effective de cavité est plus faible dans une cavité plus grande.

H1	H2	H5
~7 nm/%	~3.5 nm/%	~1 nm/%

**Tableau 3.3-** Taux de variation moyen de la longueur d'onde des modes de cavités  $H_n$  à CP 2D en fonction du facteur de remplissage  $f$ .

Dans une moindre mesure, ce taux peut également varier, pour un type de cavité donné, d'un mode à l'autre en fonction de la géométrie du mode dans la cavité, i.e. la localisation spatiale de son champ EM par rapport aux trous constitutifs du CP 2D [Grillet 01].

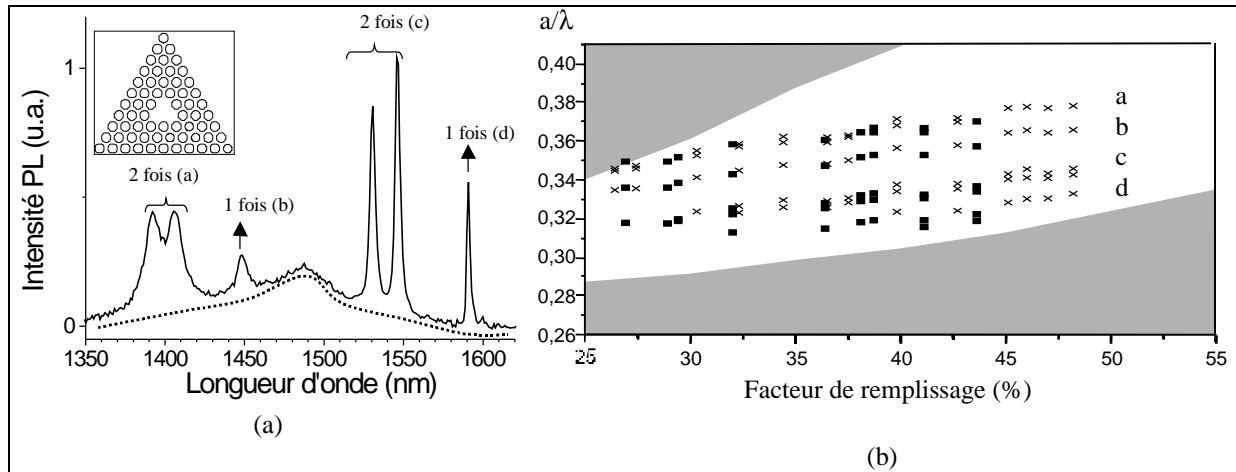
Cet effet permet un contrôle assez fin de la position en énergie des modes d'une cavité  $H_n$ .

L'effet du facteur de remplissage sur le facteur de qualité est moins évident [Monat 03-1] et semble minime sauf pour certains modes (cf. section V.3.3.c).

#### d. Forme de cavité

L'hexagone n'est pas forcément la géométrie optimale. Ainsi, la dégradation de  $Q$ , observée lorsque l'ordre  $n$  de  $H_n$  est réduit, est-elle imposée par la forme hexagonale de la cavité ou véritablement un effet lié à la réduction de ses dimensions? Des cavités triangulaires T2 (3 trous omis), de taille intermédiaire entre  $H_1$  et  $H_2$  ont été étudiées pour lever cette incertitude. La figure 3.10(b) montre l'évolution des modes en fonction du facteur de remplissage. Quatre types de modes, accessibles par un calcul FDTD 2D, sont confinés dans la BIP d'une cavité T2 : deux modes doublement dégénérés et deux modes non dégénérés. Ces modes sont identifiables sur un spectre de PL en émission spontanée d'une cavité T2 [figure 3.10(a)]. Une levée de dégénérescence est observée pour les modes doublement dégénérés, associée à une différence de quelques nanomètres, mesurée au MEB, de la période du réseau CP 2D selon des directions différentes. Les facteurs de qualité accessibles pour les modes d'un T2 reporté sur  $\text{SiO}_2$  s'échelonnent entre 100 et 500 selon le type de modes.

<sup>3</sup> Le régime d'excitation est faible et l'utilisation d'îlots quantiques garantit une faible (re)absorption.



**Figure 3.10-** Spectre en émission spontanée (a) d'une cavité T2 à MPQ (ep791) et évolution de ces modes, indicés par a, b, c et d, en fonction du facteur de remplissage (b). La zone grisée correspond aux bandes permises du CP 2D. Les différents croix et points correspondent aux modes de cavités T2 relevés expérimentalement pour, respectivement, une période a du CP triangulaire de 530 nm et 500 nm.

En conclusion, bien que la forme soit différente, la cavité T2 reste un intermédiaire en termes de densité de modes, de volume modal et de facteur de qualité entre la cavité H1 et H2. La taille de la cavité apparaît déterminer au premier ordre les propriétés modales (densité de modes,  $Q$ ) de la structure à CP 2D pour des géométries simples<sup>4</sup>. Le compromis fort  $Q$ / faible volume est à chercher ailleurs.

#### IV.2.2. Effet laser de H2 à H5

Les cavités  $H_n$  ont donné lieu à des effets laser pour des structures reportées sur  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  avec une zone active de type multipuits quantiques (EP791). Pour  $n$  compris entre 2 et 5, une émission stimulée a été obtenue sur des modes confinés dans la BIP des diverses cavités, à température ambiante et en pompage optique pulsé (rapport cyclique 15%, durée de pulse ~20 ns). Les figures 3.11 et 3.12 montrent les caractéristiques des microlasers de taille extrême fabriqués : H5 et H2. Les seuils relevés sont proches de 0.25 mW de puissance effective pour les deux types de cavité, bien que la densité de modes et les facteurs de qualité accessibles soient différents.

Le décalage spectral révélé par le mode laser dans des cavités  $H_n$  de facteurs de remplissage variables, coïncide avec le décalage spectral (consigné dans le tableau 3.3) d'un mode avec  $f$  en régime d'émission spontanée. Cela suggère que l'effet laser est souvent associé à un mode à fort  $Q$  donné, exploitant un gain modal élevé [Monat 01].

<sup>4</sup> La section V.3.3.d mentionnera comment la géométrie de la cavité peut être optimisée pour augmenter le facteur de qualité des modes.

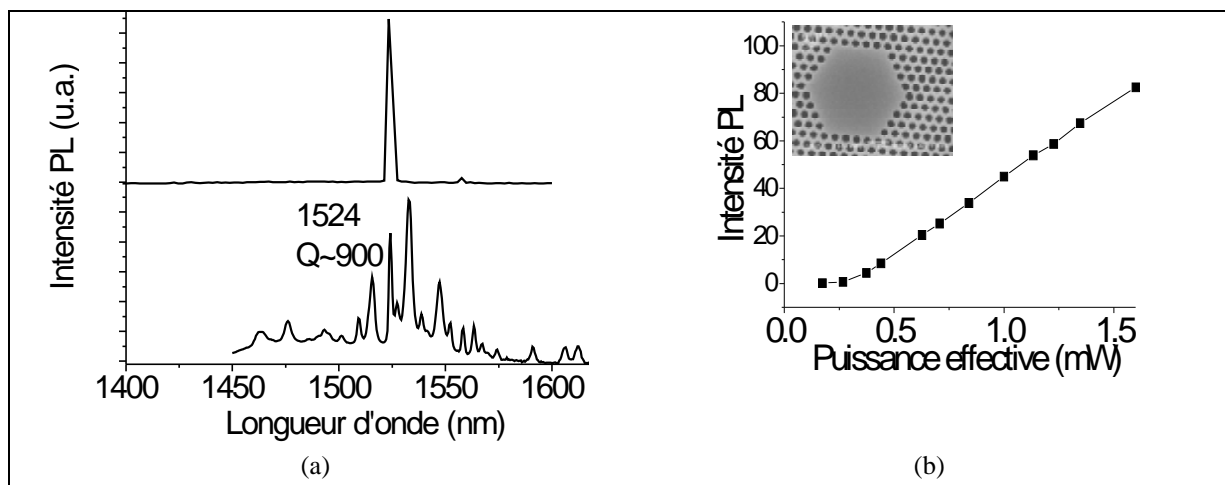


Figure 3.11- Caractéristiques lasers d'une cavité H5. Emission spontanée et stimulée à faible et forte excitation (a) et courbe caractéristique ( $I_{laser}$ ,  $P_{eff}$ ) du laser montrant l'évolution de l'intensité de PL du pic laser (1524 nm) en fonction de la puissance d'excitation effective (b).

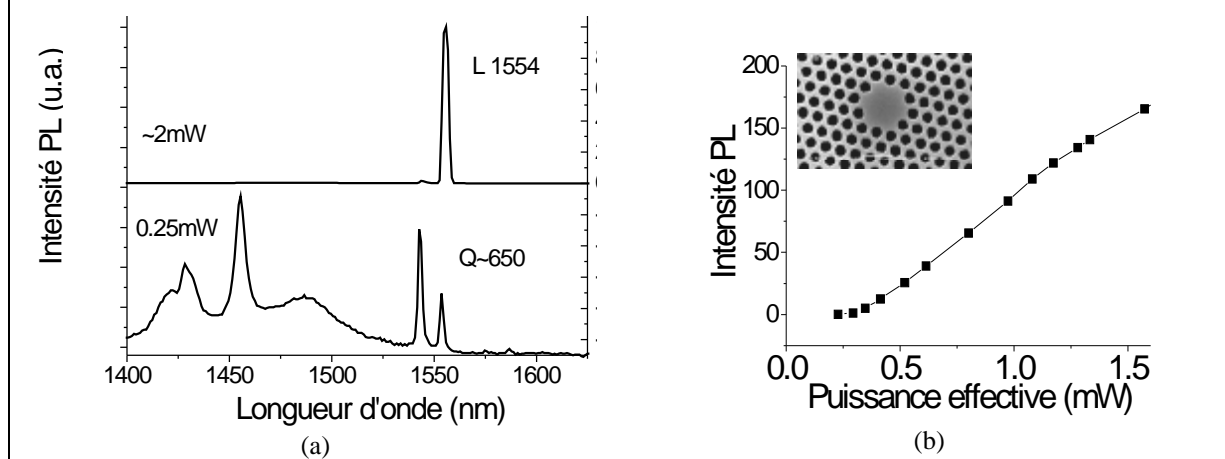


Figure 3.12- Caractéristiques lasers d'une cavité H2. Emission spontanée et stimulée à faible et forte excitation (a) et courbe caractéristique ( $I_{laser}$ ,  $P_{eff}$ ) du laser en fonction de la puissance effective (b) à la longueur d'onde du laser (1554 nm).

L'influence de la taille de cavité sur le seuil ou sur la pente de la courbe caractéristique ( $I_{laser}$ ,  $P_{eff}$ ) du laser n'a pas pu être clairement extraite de la comparaison entre les divers lasers Hn. En effet, les différentes tailles de cavité ont conduit à des effets lasers avec des seuils et des intensités laser très variables (cf. tableau 3.4).

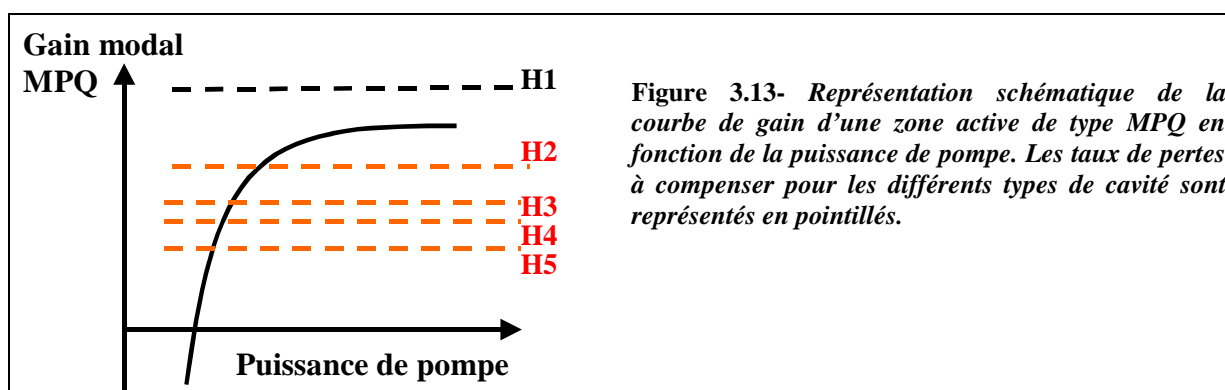
Type et diamètre de cavité	Q mesuré (reporté)	Gamme de seuils relevés pour différentes structures ( $P_{eff}$ )
H1 (1 $\mu\text{m}$ )	150	Pas de laser
H2 (2 $\mu\text{m}$ )	600	0,25 à 2,3 mW
H3 (3 $\mu\text{m}$ )	800/900	0,59 à 1,7 mW
H4 (4 $\mu\text{m}$ )	1000	0,45 à 0,7 mW
H5 (5 $\mu\text{m}$ )	1200	0,25 à 1,3 mW

Tableau 3.4- Caractéristiques relevées pour les cavités Hn de taille variable, en termes de facteur de qualité et de seuil laser (éventuellement) mesurés.

Clarifier le lien entre les paramètres structuraux de ces objets et leur effet sur les caractéristiques lasers sera l'un des objectifs de la partie V.

Une conclusion simple peut être toutefois avancée à ce stade de l'étude. Une zone active de type MPQ (ep791) est capable de soutenir un effet laser, dans le cas de cavités reportées sur  $\text{SiO}_2$ , sur des modes confinés présentant un taux de pertes réduit.

Un taux de pertes croissant peut être associé aux différentes cavités  $H_n$  dans le sens décroissant des  $Q$  mesurés. Pour une taille suffisante, supérieure ou égale à la cavité  $H_2$ , le taux de pertes est compensé par le gain disponible du MPQ et donne lieu à un effet laser. En deçà, le gain modal du MPQ sature avec la puissance d'excitation avant d'atteindre la grandeur égale au taux de pertes. C'est le cas d'une cavité de type  $H_1$  et  $T_2^5$ . La figure 3.13 montre une représentation schématique assez simplifiée qui reflète cette conclusion.



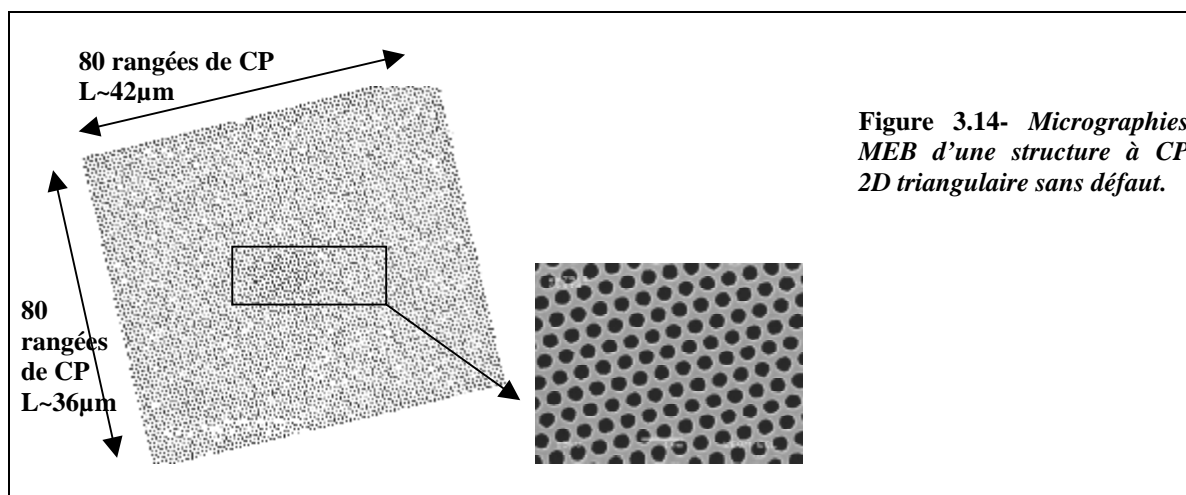
### IV.3 Utilisation des bandes plates : DFB 2D

La deuxième implémentation des cristaux photoniques pour contrôler les photons dans le plan est suggérée par l'observation de la structure de bandes d'un cristal photonique parfait et plus précisément des points singuliers. Les régions « plates » près des points de haute symétrie, en bord de zone de Brillouin, constituent une seconde spécificité du diagramme de dispersion. Comme le mécanisme qui se produit dans un laser DFB 1D, l'effet mis en jeu en 2D repose sur l'utilisation d'un mode de Bloch lent dans une structure CP. Sans cavité physique, le laser exploite l'augmentation de la densité d'états optiques en bord de bande. Les structures réalisées expérimentalement présentent souvent une corrugation effective limitée [Meier 99 ; Noda 01 ; Notomi 01]. Or un fort contraste d'indice latéral obtenu par exemple après gravure

<sup>5</sup> Un effet laser a été finalement obtenu pour un  $H_1$  et un  $T_2$ , mais dans des conditions particulières autres que celles présentées ici : pour un mode accepteur d'une cavité  $H_1$  (cf. section V.3.3.b) et uniquement après suspension de la cavité pour un  $T_2$ , dans les limites d'une puissance d'excitation faible (cf. section V.3.3.b).

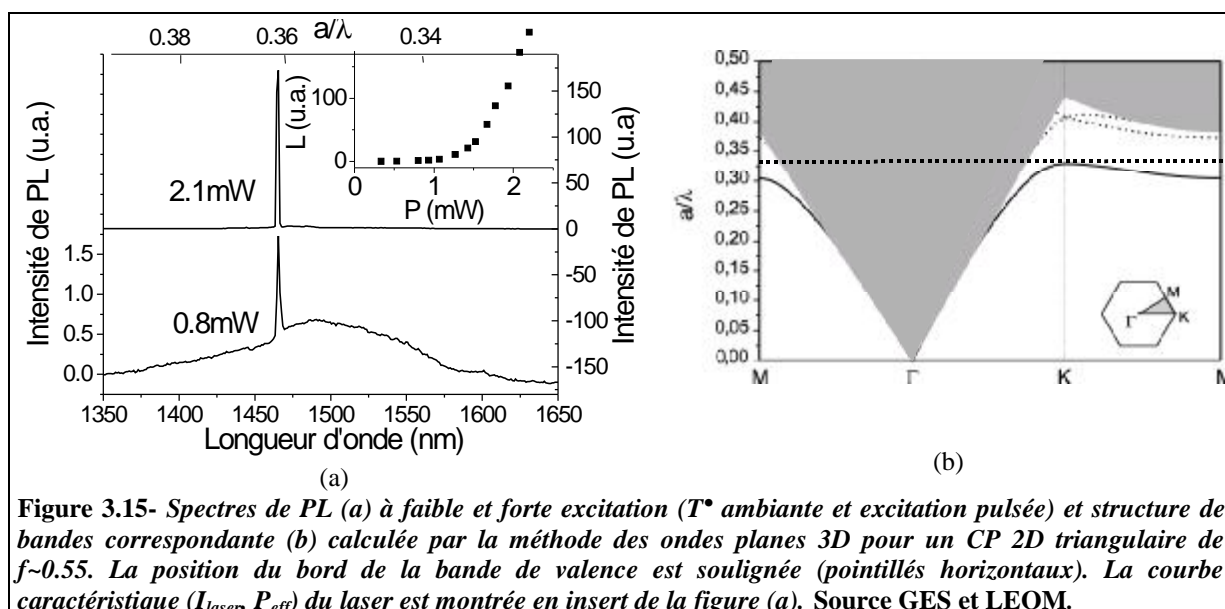
de trous percés sur toute l'épaisseur d'une membrane III-V, permet d'atteindre de très faibles vitesses de groupe [Ryu 02-1]. Des calculs ont montré que le renforcement de gain profitant aux modes augmente avec la durée de vie des photons (i.e. avec la réduction de la vitesse de groupe), donc avec le contraste d'indice [Nojima 01-1 et 01-2]. Le renforcement de la durée de vie des photons dans la zone active, grâce aux CP 2D sur membrane, peut donc donner lieu à un effet laser malgré un nombre réduit de périodes du CP [Ryu 02-1]. Un composant DFB 2D de petites dimensions peut être réalisé par ce biais.

Des structures à CP 2D triangulaire étendues sur 80\*80 rangées de CP (soit  $36\ \mu\text{m} \times 42\ \mu\text{m}$ ) ont été fabriquées (figure 3.14). Les membranes utilisées sont reportées sur  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  et incluent un MPQ comme zone active (ep791).



A faible puissance d'excitation, le spectre de PL obtenu montre un pic fin et intense, superposé à la PL émise directement par les MPQ, autour de 1465 nm ( $a/\lambda \sim 0.362$ ) avec un facteur de qualité autour de 800 [figure 3.15(a)]. La structure de bandes d'un CP 2D triangulaire a été calculée au GES par la méthode des ondes planes 3D pour un facteur de remplissage similaire ( $f \sim 0.55$ ). Le bord de la bande de valence est clairement visible en  $a/\lambda \sim 0.329$  [figure 3.15(b)].

Le pic expérimental observé ne peut correspondre à un mode de défaut localisé dans la BIP puisque le réseau CP 2D est parfait. Bien qu'il existe un désaccord ( $\sim 10\%$ ) entre la position spectrale calculée et expérimentale<sup>6</sup>, ce pic est vraisemblablement lié aux états de la bande de valence (BV) à faible vitesse de groupe en K. En effet, la comparaison entre les spectres obtenus sur différentes structures a permis d'attribuer cette émission au point critique associé au sommet de la BV (et non au point M par exemple). Dans cette région, la densité de modes optiques élevée est responsable du renforcement de l'émission spontanée ainsi que de l'allongement de la durée de vie des photons.



Comme le bord de la BV est situé en dessous du cône de lumière [région grisée sur la figure 3.15(b)] les photons devraient être théoriquement parfaitement confinés dans la membrane à CP 2D. Expérimentalement, la diffusion incohérente de lumière à cause des imperfections technologiques, ainsi que les pertes par diffraction induites par le faible diamètre de la zone pompée ( $\sim 3 \mu\text{m}$ ) limitent la valeur de Q. En effet, seule une structure CP 2D d'extension latérale infinie peut définir un vecteur d'onde de Bloch  $k$  avec exactitude. La luminescence en bord de bande observée ici à partir d'une région à CP 2D finie implique des composantes  $k$  autres que le seul point singulier dans la distribution en  $k$  du mode détecté. Si les composantes  $k$  proches du point singulier sont associées à un très fort Q, le facteur de qualité diminue pour les composantes qui s'en écartent. Il s'ensuit une réduction du Q global produite par la

<sup>6</sup> L'origine de ce désaccord est un peu ambigu. Plusieurs hypothèses sont avancées. Ainsi, le renforcement du gain optique (ou densité de porteurs) dans la zone pompée peut modifier l'indice de réfraction « senti » par les modes générés expérimentalement, par rapport à la valeur prise en compte dans le calcul. Le manque de précision dans la mesure de la période et le facteur de remplissage peut également contribuer à ce désaccord.



limitation de la taille effective (i.e. pompée) du CP 2D. A titre de comparaison, Ryu a mesuré un Q de 2000 pour un diamètre de pompe un peu plus large de 6  $\mu\text{m}$  [Ryu 02-1].

Lorsque la puissance de pompe (excitation pulsée) est augmentée, un effet laser apparaît [figure 3.15(a)] à température ambiante. La puissance effective correspondant au seuil laser est proche de 1.5 mW.

Une structure analogue mais de facteur de remplissage plus faible ( $f \sim 0.45$ ) montre les mêmes caractéristiques, décalées vers les plus faibles énergies ( $a/\lambda \sim 0.335$ ) en accord avec la structure de bandes calculée pour ce  $f$  (bord de BV en  $a/\lambda \sim 0.308$ ). Un effet laser est également obtenu à plus forte excitation avec cette structure et le seuil est proche de 1.1 mW. La variation relative, induite par la modification de  $f$ , de l'énergie du pic observé expérimentalement ( $\sim 8\%$ ) et de celle du bord de BV théorique ( $\sim 7\%$ ) confirme la corrélation entre le mode et la BV.

Un réseau CP 2D parfait offre donc la possibilité de générer un mode quasi-stationnaire vraisemblablement délocalisé dans le plan. Toutefois, la sensibilité d'un tel mode aux fluctuations locales du facteur de remplissage [Monat 02] indique que la lumière reste « localisée » dans une certaine mesure autour de la zone d'excitation. La lumière émise par un CP 2D parfait peut donc être « localisée » extrinsèquement. De plus, elle est théoriquement plus directive qu'avec une cavité de type  $H_n$ , puisque associée à une émission de photons dans le plan possédant un vecteur d'onde assez bien défini, proche ici de la direction  $\Gamma K$ . Une haute directivité et un contrôle de la polarisation ont été obtenus en exploitant la faible courbure en  $\Gamma$  pour des lasers à émission par la surface [Noda 01 ; Meier 99 ; Notomi 01 ; Ryu 02-1], avec un très faible seuil [Mouette 03].

## IV.4 Conclusion

En conclusion, deux voies ont été démontrées pour confiner la lumière efficacement et obtenir un effet laser au moyen d'un CP 2D sur membrane. Les caractéristiques des deux types sont résumées dans le tableau 3.5.

	<b>Cavité Hn</b>	<b>Structure DFB</b>
Caractéristique du CP 2D implémentée/ localisation spectrale du mode mis en jeu	BIP	Points singuliers à faible courbure (bande plate)
Localisation spatiale de la lumière	Intrinsèque : dans le défaut de cavité	Extrinsèque : dans la zone d'excitation
Directivité de l'émission	-	+
Q démontrés	$Q > 1000$ qui augmente avec la taille de Hn (pertes hors du plan)	$Q \sim 800$ (pour $\varnothing \sim 2-3 \mu\text{m}$ ) qui augmente avec le nombre de rangées du CP 2D incluses dans la zone de pompe [Ryu 02-1]
Seuil laser mesuré ( $P_{\text{eff}}$ )	Faible $\sim 0.25$ mW	Plus élevé 1.1 mW

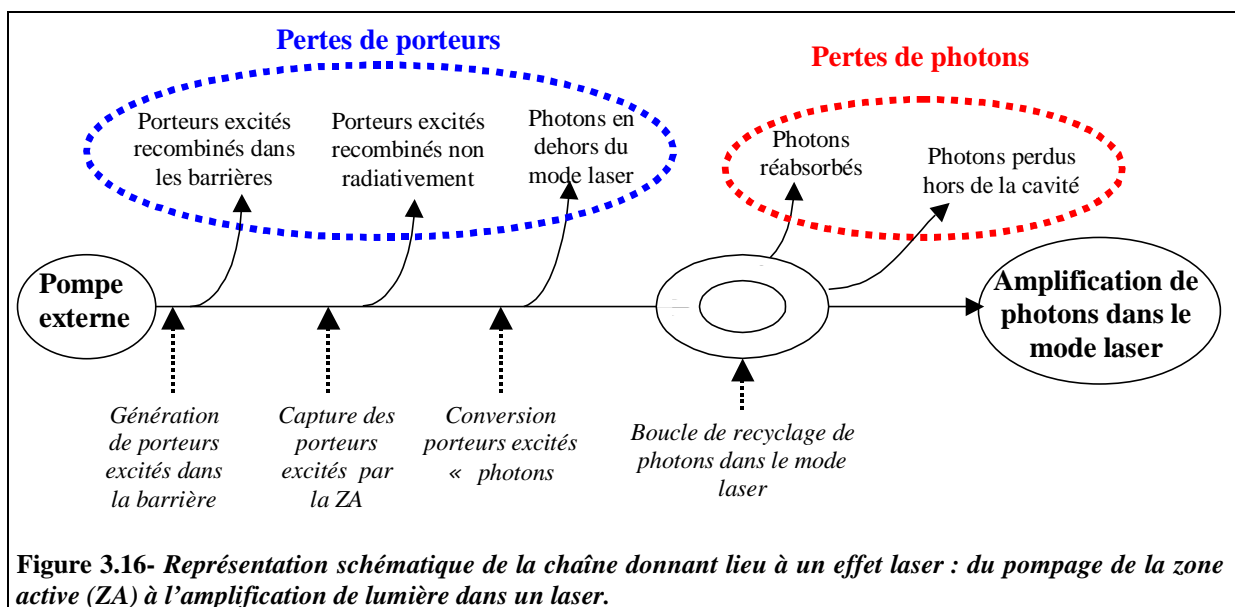
**Tableau 3.5- Résumé des caractéristiques des deux types de microlasers à CP 2D étudiés.**

Une autre idée peut être mentionnée comme une sorte de combiné des deux implémentations précédentes. Elle repose sur les potentialités, vis à vis de l'émission de lumière, de guides d'ondes à CP 2D (cavité ouverte à défaut linéique). Dans le diagramme de dispersion d'un guide monodéfaut (une rangée manquante), il existe en effet des modes guidés qui présentent des faibles courbures, pour certaines composantes du vecteur d'onde dans la direction de propagation. Une telle structure allie un confinement par effet de BIP latéralement dans la direction perpendiculaire au guide, et un ralentissement des photons dans la direction du guide pour ces modes guidés particuliers, à faible vitesse de groupe. Ces modes à faible vitesse de groupe peuvent même se situer sous la ligne de lumière, ce qui devrait leur conférer un fort Q [Désières 01, Grillet 03]. Une structure expérimentale de ce type (microguide à CP 2D) a été réalisée dans le cadre de ce travail. Elle n'a cependant pas donné lieu à une démonstration laser fructueuse en raison de quelques problèmes de conception/ fabrication. Elle reste tout de même une voie prometteuse. L'équipe de Noda a d'ailleurs très récemment publié la démonstration d'un effet laser avec un faible seuil (0.69 mW), à température ambiante, à partir d'un guide à CP 2D monodéfaut de ce type [Sugitatsu 03].

## V. ANALYSE EN VUE D'UNE REDUCTION DE SEUIL LASER

### V.1 Mécanismes de pertes : de l'excitation à l'effet laser

Pour maîtriser le seuil d'un laser à CP 2D, la compréhension des mécanismes de pertes entre l'excitation du matériau actif par la pompe externe et le phénomène d'amplification de photons, ou effet laser, est indispensable. Le point de vue adopté ici s'attachera à prendre en compte la réalité expérimentale, en reprenant néanmoins certains points décrits dans les équations du chapitre 2. L'ensemble des pertes peut être découpé en deux contributions importantes : les pertes de porteurs excités et les pertes de photons (figure 3.16). Les pertes de porteurs désignent les phénomènes qui « dépensent » des porteurs excités sans alimenter le mode laser. Les pertes optiques détournent les photons présents dans le mode hors de la boucle d'amplification. Ces deux contributions, communes à tous les lasers, sont détaillées plus spécifiquement pour les microlasers à CP 2D sur membrane dans la suite.



#### V.1.1. Pertes de photons dans les structures à cristaux photoniques 2D

Nous avons déjà abordé le phénomène de pertes optiques dans les cristaux photoniques bidimensionnels sur membrane dans le chapitre 1 (section III.3). Ce sont essentiellement :

- **Les fuites de photons.** Elles peuvent être décrites par l'intermédiaire d'un facteur de qualité optique  $Q_{opt}$  découpé en un  $Q_{\perp}$ , un  $Q_{//}$  et un  $Q_{nc}$ . Le premier terme traduit les pertes de photons cohérentes hors du plan associées à l'existence de la ligne de lumière et la configuration verticale adoptée (section III.3.1 et 2). Le deuxième terme traduit les

pertes de photons qui traversent latéralement les miroirs à CP 2D. Le dernier terme regroupe les pertes optiques non cohérentes produites par les non idéalités du CP 2D (section III.3.3).

- **La (ré)absorption de photons** par le matériau actif, en particulier par sa région non transparente. Ces pertes peuvent être décrites par un facteur de qualité  $Q_{\text{abs}}$ . Les photons absorbés génèrent des transitions interbandes ou intrabandes par porteurs libres [Saleh 91]. Les transitions interbandes créent des paires électron-trou, qui peuvent donner lieu à une émission radiative. Une transition intrabande conduit à l'élévation en énergie des porteurs dans les bandes. Un phénomène de thermalisation s'ensuit en général, au cours duquel le porteur relaxe vers le bas de la bande en libérant son énergie sous forme de chaleur. Ce deuxième type de transitions est favorisé à température et densité de porteurs élevés.

Le facteur de qualité total  $Q$  intègre les valeurs de  $Q_{\text{opt}}$  et  $Q_{\text{abs}}$  [Alvarado Rodriguez 02]. Les conditions d'excitation et la zone active utilisée peuvent modifier sa valeur. Ainsi, à la transparence du matériau, le facteur de qualité global devrait refléter le facteur de qualité optique, intrinsèque du mode de cavité.

- **Le facteur de recouvrement  $G$ , du mode et de la zone active** (chapitre 1, section II.2.3) ne constitue pas un véritable terme de pertes de photons. Néanmoins, il rappelle que la probabilité de couplage des photons du mode aux excitons n'est pas unitaire.

### V.1.2. Pertes de porteurs et efficacité radiative

En amont du processus d'émission, les porteurs excités, photogénérés dans les barrières, n'alimentent pas tous l'émission du mode laser.

- Tout d'abord, une fraction de ces porteurs se recombine avant d'atteindre la zone active, fournissant lumière et chaleur. Le paramètre important est **l'efficacité de capture des porteurs** ( $\eta_i$ ) dans la zone active, déterminé par la configuration et la géométrie du laser, mais également par la nature de la zone active et des barrières, ainsi que leur qualité structurale.
- Une partie des porteurs excités  $n$ , capturés par la zone active, sont perdus sous forme de recombinaisons non radiatives (RNR) qui dissipent l'énergie sous forme de chaleur. Ces phénomènes peuvent revêtir une importance considérable dans les CP 2D [Ryu 01-1 et Ryu 01-2]. Deux processus sont couramment identifiés dans les semi-conducteurs.

1. Les **recombinaisons Auger** sont dues à l'interaction entre porteurs : l'énergie résultant de la recombinaison d'un électron et d'un trou est cédée à un autre trou ou électron sous forme d'énergie cinétique. Puisque le processus Auger implique 3 particules, le taux de recombinaisons associé s'écrit en fonction de la densité de porteurs<sup>7</sup>  $n$  comme  $C_{\text{Auger}} * n^3$ . La constante  $C_{\text{Auger}}$  diminue pour un matériau à plus grand gap et une température plus faible<sup>8</sup>. Elle peut être déterminée expérimentalement : par exemple,  $C_{\text{Auger}} \sim 10^{-29}$  à  $10^{-28}$   $\text{cm}^6/\text{s}$  pour GaInAsP à température ambiante [Coldren 95]. Une modification de la densité d'états des porteurs peut modifier ce facteur. Ainsi, des puits quantiques montrent un coefficient Auger réduit d'un facteur 1,5 à 2 tandis que l'ajout d'une contrainte peut restreindre encore plus cet effet [Coldren 95].

2. Le deuxième processus implique des centres de RNR comme des défauts ponctuels, de surface et d'interface. Le taux de transitions associé à ces recombinaisons suit une dépendance linéaire,  $A * n$ , en fonction de la densité de porteurs  $n$ .

D'une part, les **recombinaisons de Shockley-Read-Hall** font intervenir des impuretés ou des défauts dans la structure cristalline, qui produisent des états localisés en énergie dans le gap. Ces impuretés capturent temporairement un électron de la bande de conduction avant de le relâcher dans la bande de valence. Avec les procédés de croissance actuels MBE ou MOCVD, la densité de défauts et d'impuretés est suffisamment faible ( $10 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) pour rendre ce mécanisme négligeable dans les applications laser [Coldren 95]. Cela est d'autant plus vrai dans les CP 2D que d'autres types de RNR dominant.

En effet, des pièges à porteurs existent au niveau des surfaces et interfaces, et dans le cas spécifique des CP 2D, sur les flancs des trous. Le taux de **recombinaison de surface** est proportionnel à la densité de porteurs, à la constante  $A$  près, qui s'exprime  $A = a_s / V * S$ , où  $a_s$  est la surface exposée à l'air,  $V$  le volume délimité par la surface (volume de cavité dans le cas des Hn) et  $S$  la vitesse de recombinaison de surface. L'importance du phénomène augmente avec le ratio surface/ volume. Il est donc renforcé lorsque les dimensions d'une cavité Hn sont réduites, mais aussi, pour une géométrie donnée, lorsque les trous constituant le CP 2D sont élargis (fort facteur de remplissage). La vitesse de recombinaison de surface  $S$  dépend de la nature la zone active (matériau et dimensionalité) [Boroditsky 00]. Dans le cas d'InP massif, elle a été mesurée inférieure à  $10^4$   $\text{cm/s}$  contre  $4-6 \cdot 10^5$   $\text{cm/s}$  pour GaAs [Coldren 95]. Enfin, ces RNR de surface sont

<sup>7</sup> Dans les régions actives non dopées d'un laser, la neutralité de charge implique une égalité des densités d'électrons et de trous.

<sup>8</sup> Cette variation thermique est exponentielle pour des matériaux à petit gap comme le quaternaire GaInAsP [Painter 99-2].

renforcées à température élevée : la diffusion de porteurs dans le plan est plus importante donc les risques de rencontrer les défauts de surface également.

De façon générale ces RNR parasites peuvent se regrouper sous la forme :

$$R(n) = C * n^3 + A * n = \frac{n}{t_{NR}} \text{ où la durée de vie des porteurs } \tau_{NR} \text{ dépend de la densité de}$$

porteurs  $n$  et de la température.

□ L'efficacité radiative  $h_r = \frac{1}{\frac{1}{t_R} + \frac{1}{t_{NR}}}$  avec laquelle la zone active émet des photons est un

paramètre clé du matériau. Puisque les recombinaisons radiatives spontanées nécessitent la présence d'une paire électron-trou, le taux associé est proportionnel au produit de la densité d'électron et de trous, i.e. à  $n^2$ . Le taux global de recombinaisons radiatives sur l'ensemble de la gamme spectrale s'exprime donc  $R_{\text{spont}} = B * n^2$  ( $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ) où  $B$  est le coefficient de recombinaison bimoléculaire ( $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ) caractéristique du matériau. Le coefficient  $B$  augmente avec la largeur du gap et vaut  $1,3 \cdot 10^9 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  pour InP et  $8,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  pour InAs [Rosencher 98].

□ Les modes de fuites (émission directe de lumière hors du plan) ou les autres modes de la structure à CP 2D que le mode laser, accessibles aux émetteurs, constituent des conduits qui privent le mode laser de photons participant au phénomène d'amplification. Ce mécanisme est pris en compte via le terme de couplage  $\beta$  de l'émission spontanée au mode laser (cf. chapitre 2, section III.2).

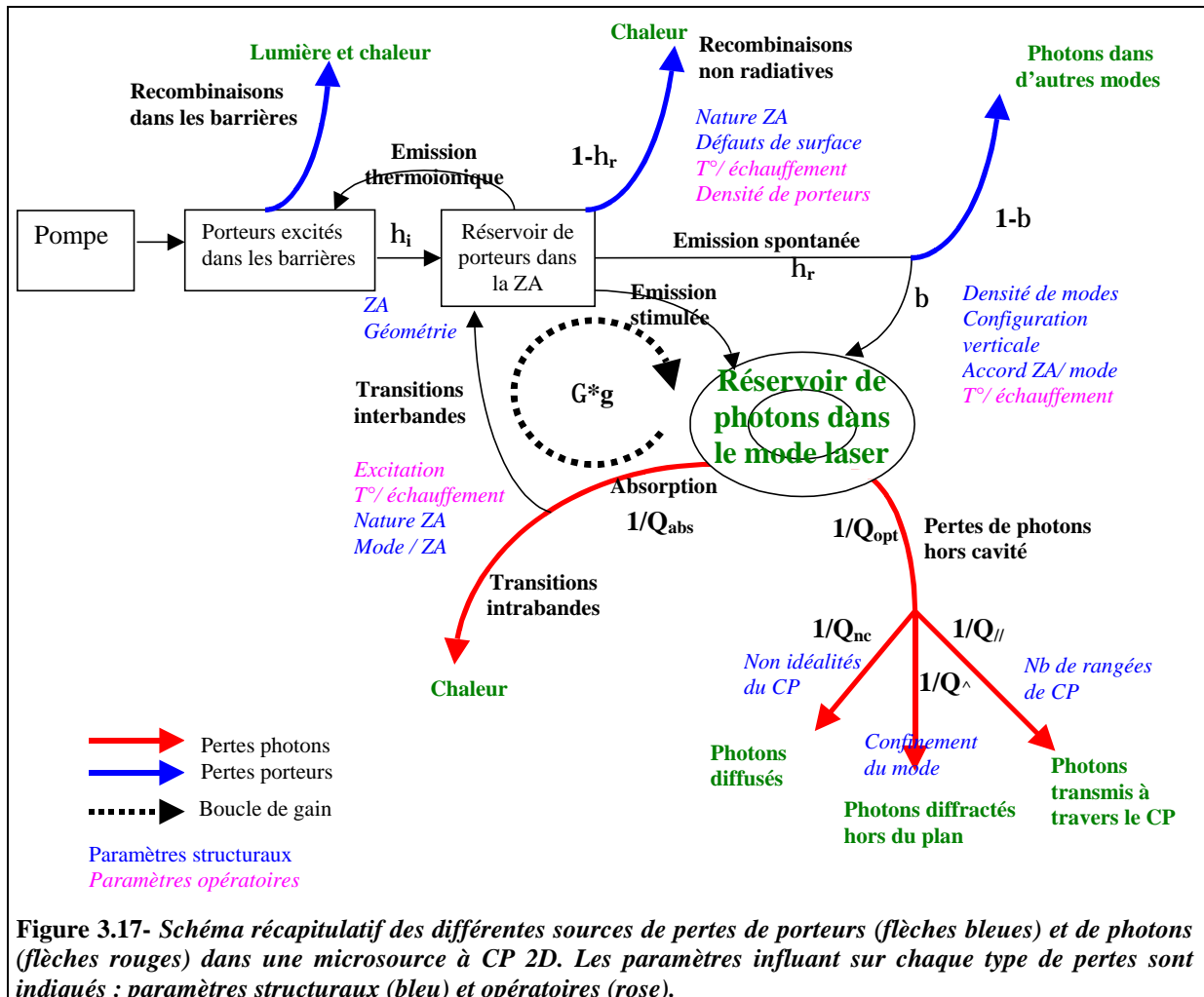
### V.1.3. Schéma récapitulatif

Au final, ces différents mécanismes de pertes peuvent être synthétisés comme sur la figure 3.17. Les différents conduits produisent de la lumière (dans ou en dehors du mode laser) ou de la chaleur transférée au réseau cristallin et responsable de l'échauffement.

Une différence fondamentale entre les deux types de pertes (porteurs et photons) réside dans le moyen expérimental d'accéder à leur grandeur. Les pertes optiques sont quantifiables à travers la mesure du facteur de qualité  $Q$  global du mode optique en émission spontanée. Les pertes de porteurs, intermédiaires entre la pompe et les photons « laser », apparaissent uniquement de façon indirecte dans nos structures, à travers le recul du seuil laser<sup>9</sup>. Le premier est un terme de pertes optiques tandis que le deuxième est associé à une réduction du

<sup>9</sup> Certaines structures spécifiques permettent d'accéder à une mesure de gain directement [Barjon 02].

gain disponible pour un taux de pompe donné. Il reste que ces deux types de pertes réduisent l'efficacité du phénomène d'amplification laser, donc en particulier, augmentent le seuil laser.



La boucle de gain ( $\Gamma^*g$ ) est également représentée en pointillés sur la figure 3.17, avec  $g$  (négatif ou positif) désignant le taux net de créations de photons par émission stimulée (cf chapitre 2, section III.3). En dessous du seuil laser, la boucle de gain gonfle essentiellement le réservoir de porteurs excités (boucle d'absorption) au détriment du réservoir de photons. L'émission spontanée est alors la voie principale de création de photons. A l'inverse, largement au dessus du seuil (et de la transparence), la boucle de gain alimente principalement le réservoir de photons et gouverne l'amplification laser. Pour atteindre le seuil laser, d'une part, le nombre de photons dans le mode doit être suffisamment renforcé, essentiellement par émission spontanée dans le mode. D'autre part, la pompe doit apporter un nombre de porteurs excités dans la zone active suffisant.

Les grandeurs essentielles de pertes, agissant sur le seuil des microlasers à CP 2D, qui pourront être modifiées, sont l'efficacité radiative  $\eta_r$  (section V.3.1), le facteur de couplage  $\beta$  de l'émission spontanée au mode laser (section V.3.2) et le facteur de qualité du mode, plus particulièrement  $Q_{\perp}$  (section V.3.3).

Le schéma de la figure 3.17 met également en exergue les paramètres agissant sur ces différents conduits de pertes. La diversité de ces paramètres et leur contribution souvent multiple à des niveaux divers de la chaîne suggère la difficulté d'analyse de leurs effets. Les parties suivantes auront toutefois pour objet de clarifier expérimentalement et qualitativement les actions respectives des divers leviers sur les pertes. Ils sont de deux types : structuraux ou opératoires (cf. figure 3.17). Les pertes recensées ont en effet une partie intrinsèque liée à l'objet d'étude (section V.3), et une partie extrinsèque liée à la manière d'étudier cet objet (section V.2).

---

## V.2 Importance des conditions opératoires

Les conditions opératoires dans lesquelles les lasers sont testés ne sont pas neutres sur les caractéristiques obtenues des composants. Ainsi, le diamètre du spot et la puissance d'excitation influent sur la répartition et la densité de porteurs dans la structure, affectant particulièrement les processus non radiatifs et l'absorption. D'autre part, les caractéristiques de pompage (température, rapport cyclique  $R_c$ ) conditionnent l'échauffement de la structure.

### V.2.1. Diamètre du spot d'excitation

D'une part pour les lasers DFB, le problème de la taille du spot d'excitation est déterminant, puisque le diamètre d'excitation définit l'extension spatiale de la région de CP 2D impliquée dans le laser. Un élargissement du diamètre de pompe produit ainsi une augmentation du facteur de qualité du mode laser [Ryu 02-1]. Il existe donc une dimension optimale en termes de pertes.

D'autre part, pour une microcavité Hn, le diamètre de la zone d'excitation définit l'extension de la région transparente du matériau actif, en dehors de laquelle l'absorption devient non négligeable. Les dimensions latérales de la pompe doivent donc être adaptées à l'extension du mode, de façon à atteindre un certain accord spatial entre le mode et la taille de zone active transparente. Si le diamètre de pompe est trop faible, la région non pompée produira des pertes par absorption importantes. A l'inverse, une aire de pompage trop grande dilue spatialement la puissance d'excitation ; la puissance de pompe nécessaire pour atteindre une



densité d'excitation donnée, donc le seuil laser, s'en trouveront augmentés. Ainsi, un optimum doit exister. En général, le diamètre de pompe adopté pour les caractérisations de nos composants CP 2D est de l'ordre de 2-3  $\mu\text{m}$ .

### V.2.2. Le problème de l'échauffement

Le problème majeur associé aux CP 2D sur membrane est l'échauffement induit par la puissance d'excitation et aggravé par la faible dissipation de chaleur hors de la structure [Pottier 01]. Cet effet peut augmenter la température jusqu'à plus de 110K au centre de la cavité [Lee 02-1]. Le but de cette partie est de mesurer l'importance et les conséquences de ce phénomène, le réduire et sonder les limites de fonctionnement des lasers à CP 2D.

#### a. Conséquences de l'échauffement

Les effets thermiques dans les lasers peuvent revêtir plusieurs facettes [Mieyeville 01]. Tout d'abord un échauffement produit un décalage relatif entre le pic de gain et le mode laser. En effet, la longueur d'onde du pic de gain augmente plus rapidement avec la température, sous l'effet de la variation thermique du gap que le mode [Lee 99-1]. L'échauffement s'accompagne également d'une élévation de l'énergie des porteurs dans les bandes, entraînant la déplétion des niveaux mis en jeu dans la transition laser. L'augmentation relative des processus non radiatifs implique un affaissement de la courbe de gain. Ces divers effets expliquent l'existence d'une température critique d'utilisation pour un composant laser, au delà de laquelle le seuil laser augmente fortement<sup>10</sup>, un saut de mode apparaît ou même l'effet laser disparaît. Dans les lasers de faibles dimensions comme ceux étudiés ici, les effets thermiques induits par le seul échauffement du composant peuvent s'avérer problématiques et nécessitent une attention et un soin particuliers.

##### *α La variation spectrale des modes : une mesure de l'échauffement*

La figure 3.18(a) montre le décalage du mode fondamental d'une cavité H1 vers les hautes longueurs d'onde, sous l'effet d'une augmentation de la puissance de pompage en continu. Ce phénomène révèle un échauffement de la structure excitée. La variation thermique de la longueur d'onde du mode est liée essentiellement<sup>11</sup> à la variation de l'indice  $n$  avec la température<sup>12</sup> [Lee 02-1]. Typiquement dans un semi-conducteur, la variation thermique de

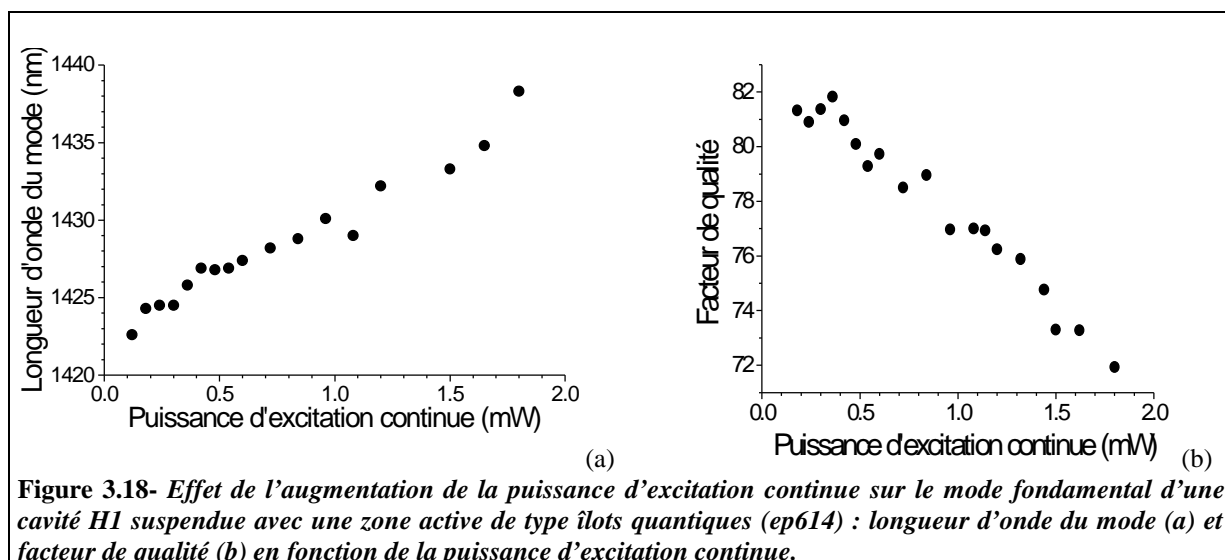
<sup>10</sup> Le seuil montre une dépendance thermique exponentielle (cf. chapitre 1, section II.3.3)

<sup>11</sup> L'effet de l'expansion thermique du diamètre effectif de la cavité est négligeable.

<sup>12</sup> La variation thermique de l'indice est liée à la diminution du gap du matériau lorsque la température augmente. En effet, un changement de la température modifie les caractéristiques d'absorption du matériau, auquel l'indice de réfraction  $n$  du matériau est étroitement lié (relations de Kramers Kronig).

l'indice provoque une augmentation de la longueur d'onde des modes autour de 1.5  $\mu\text{m}$  de l'ordre de 0.1 nm par degré d'échauffement. L'ampleur du décalage en longueur d'onde permet donc d'apprécier l'échauffement induit.

Pour les conditions d'excitation continues de la figure 3.18(a), l'élévation de la longueur d'onde (16 nm) du mode fondamental d'un H1 permet d'évaluer l'échauffement produit à environ 160°C pour une augmentation de la puissance entre 0.1 et 1.8 mW (soit  $\sim 90^\circ\text{C}/\text{mW}$ ). Cette grandeur confirme le faible écoulement de chaleur hors de la membrane. L'échauffement est accentué lorsque les trous du réseau CP 2D, creusés dans la membrane, ont un diamètre large. Les trous entravent en effet les échanges thermiques [Pottier 01].



q Le facteur de qualité  $Q$  des modes

Le facteur de qualité associé aux pertes de photons s'écrit :  $\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{opt}} + \frac{1}{Q_{abs}}$ . Le premier terme,

$Q_{opt}$ , est a priori indépendant des conditions opératoires pour un mode de cavité Hn. Par contre, l'absorption par la zone active dépend fortement de la densité d'excitation et de l'échauffement. Dans un premier temps,  $Q_{abs}$  devrait augmenter, sous l'effet de l'accès progressif à la transparence du matériau. Cependant, des réabsorptions intra-bandes se produisent lorsque la densité de porteurs libres augmente, i.e. pour une forte densité d'excitation et/ou à haute température. Le renforcement de ces transitions intra-bandes en régime d'excitation continu, qui implique un fort échauffement même à relativement faible puissance d'excitation, expliquent l'observation de la réduction du facteur de qualité global du mode sur la figure 3.18(b).

Ainsi, une augmentation de la densité d'excitation est usuellement associée à un échauffement dans les composants à CP 2D sur membrane qui peut s'accompagner expérimentalement :

- d'une baisse relative de l'efficacité radiative sous l'effet de RNR amplifiées par des mécanismes thermiquement activés (recombinaisons Auger, RNR de surface) ou par une évaporation des porteurs hors de la zone active,
- d'un élargissement des modes par renforcement des réabsorptions intra-bandes,
- d'un décalage des modes vers les hautes longueurs d'onde, impliquant éventuellement un désaccord avec le maximum d'émission de la zone active.

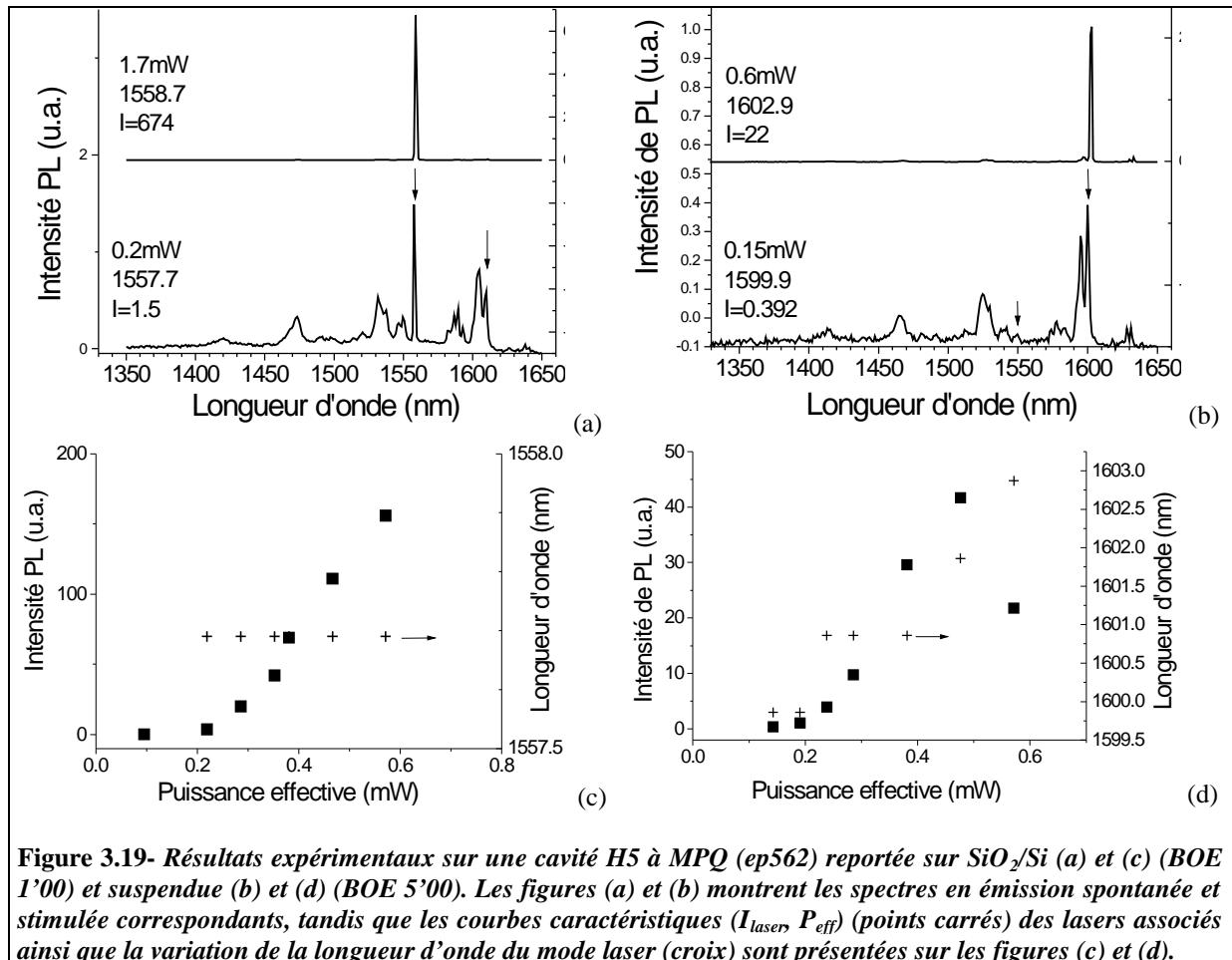
L'échauffement s'auto entretient puisqu'il favorise des mécanismes produisant de la chaleur (RNR et absorption intra-bandes). Plus le taux de pertes intrinsèque du mode est élevé ( $Q_{opt}$  faible), plus le taux de pompe nécessaire pour atteindre le seuil laser est important. Or, le fort pompage requis s'accompagne d'un échauffement qui augmente le taux de pertes du mode et réduit l'efficacité radiative (donc le gain en fonction de la pompe). Autrement dit, l'échauffement empêche d'atteindre l'effet laser pour un taux de pertes optiques élevé.

### **b. Le report sur SiO<sub>2</sub> : une solution partielle contre l'échauffement**

Une structure H5 a été caractérisée, successivement dans la configuration reportée [Figures 3.19(a) et (c)] puis suspendue [Figures 3.19(b) et (d)], après élimination de la couche de SiO<sub>2</sub> sous-jacente. L'excitation est pulsée ( $R_c=15\%$ , 20 ns), à température ambiante La cavité H5 a été choisie en raison des modes à fort Q qu'elle présente, et qui facilitent l'accès à l'effet laser. Le léger décalage des modes ( $\sim 10$  nm) vers les plus faibles longueurs d'onde, observé après la suspension de la structure, est associé à un indice moyen résultant plus faible.

La variation de la longueur d'onde du mode entre 0.2 et 0.6 mW est de 3 nm pour la cavité suspendue (7,2 nm/mW) contre une valeur difficilement quantifiable, inférieure à 1 nm, pour la structure reportée (moins de 2 nm/mW). Ces taux de variation de la longueur d'onde révèlent des échauffements associés, respectivement de l'ordre de  $\sim 70$ K/mW et moins de 20K/mW. Une telle comparaison démontre que la configuration suspendue est moins efficace pour dissiper la chaleur dans le composant. Le fort échauffement restreint le fonctionnement du microlaser suspendu à des faibles puissances d'excitation. Alors que le composant reporté sur SiO<sub>2</sub> montre un effet laser jusqu'à la puissance d'excitation maximum, 1.7 mW, une chute de l'intensité de son analogue suspendu est observée peu après le seuil [figure 3.19(d)]. Dans la gamme de puissance commune 0.2-0.6 mW, le seuil laser apparaît identique entre les deux structures. Cependant, la pente de la courbe caractéristique ( $I_{laser}$ ,  $P_{eff}$ ) du laser est plus

importante au delà du seuil pour la structure reportée, bénéficiant d'un échauffement plus réduit.



Enfin, le mode laser n'est pas le même pour les deux configurations. Vraisemblablement, le décalage de la courbe de gain sous l'effet de l'échauffement privilégie un mode laser à plus haute longueur d'onde dans le cas suspendu. Le décalage global des modes lié à une variation de l'indice, de seulement 10 nm, ne suffit pas, en effet, à expliquer l'écart de 50 nm entre les deux modes laser.

L'influence de l'échauffement sur le seuil laser est donc restreinte si le composant à CP 2D est capable d'atteindre un régime d'émission stimulée à faible puissance, lorsque l'échauffement est encore assez faible. Par contre, pour des puissances d'excitation supérieures, un fort échauffement devient critique, et peut conduire à une disparition de l'effet laser. A cet égard, le report sur SiO<sub>2</sub> semble apporter une solution efficace en tirant partie d'une meilleure dissipation thermique. Quelles sont les limites en termes de conditions de fonctionnement et d'échauffement maximum que peut supporter ce type de composant ?

### c. Limites de fonctionnement des lasers à cristaux photoniques 2D reportés sur SiO<sub>2</sub>

Le choix du régime de pompage (pulsé, continu...) influe sur l'ampleur de l'échauffement induit. Ainsi, il est plus difficile d'atteindre un effet laser avec une excitation continue ou quasi continue (pulses longs). Ceci explique que la plupart des groupes montrent un effet laser avec des structures à CP 2D excitées par des pulses courts de l'ordre de 10 ns et des rapports cycliques Rc de seulement quelques % [Lee 99-2 ; Park 01 ; Kim 02 ; Ryu 02-2 etc...] ou à basse température [Painter 99-1 ; Ryu 02-1]. L'effet laser en continu et à température ambiante a été démontré plus rarement et produit alors un seuil plus élevé (~10 mW de puissance incidente) [Hwang 00-1 et 00-2].

Avec des cavités H5 à MPQ reportées sur SiO<sub>2</sub>, l'effet laser a été obtenu en quasi continu (Rc=50% et durée de pulse 100 ns) et à température ambiante [figure 3.20(a)]. Le seuil est un peu plus élevé : 0.6 mW au lieu de 0.27 mW obtenu pour un pompage avec Rc=15%, de même période. Par contre, la pente est étonnamment plus forte pour le pompage avec Rc=50%. Cet effet peut être lié à un décalage bénéfique de la courbe de gain vers le rouge, induit par l'échauffement, qui augmenterait le couplage de l'émission au mode d'intérêt. La figure 3.20(b) confirme l'échauffement plus important dans le cas d'un pompage quasi continu. Le mode est d'emblée décalé vers le rouge (quelques nanomètres) par rapport au pompage avec Rc=15% tandis que le taux de variation de sa longueur d'onde en fonction de la puissance d'excitation est six fois plus importante avec un pompage Rc=50% (2 nm/mW soit ~20K/mW), qu'avec un pompage Rc=15% (0.35 nm/mW soit ~3.5K/mW). Le report sur SiO<sub>2</sub> limite l'échauffement, mais ne l'évite pas complètement pour une excitation quasi-continue.

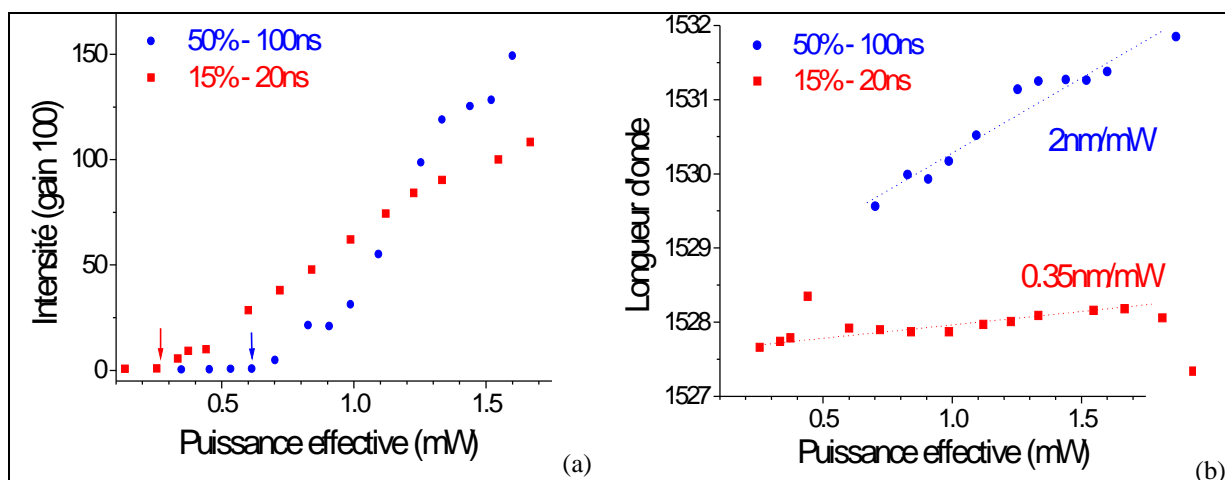


Figure 3.20- Courbes caractéristiques ( $I_{laser}$ ,  $P_{eff}$ ) (a) et longueur d'onde du mode associée (b) vs. la puissance d'excitation pour une cavité laser à CP 2D H5 avec des MPQ (ep791). La cavité est testée en pompage pulsé avec un rapport cyclique de 15% (durée de pulse 20 ns, points carrés) et 50% (durée de pulse 100 ns, ronds).

Vis à vis des problèmes d'échauffement, les lasers à CP 2D reportés sur SiO<sub>2</sub> montrent donc une bonne robustesse en produisant un effet laser pour des régimes de pompage quasi continu et à température ambiante.

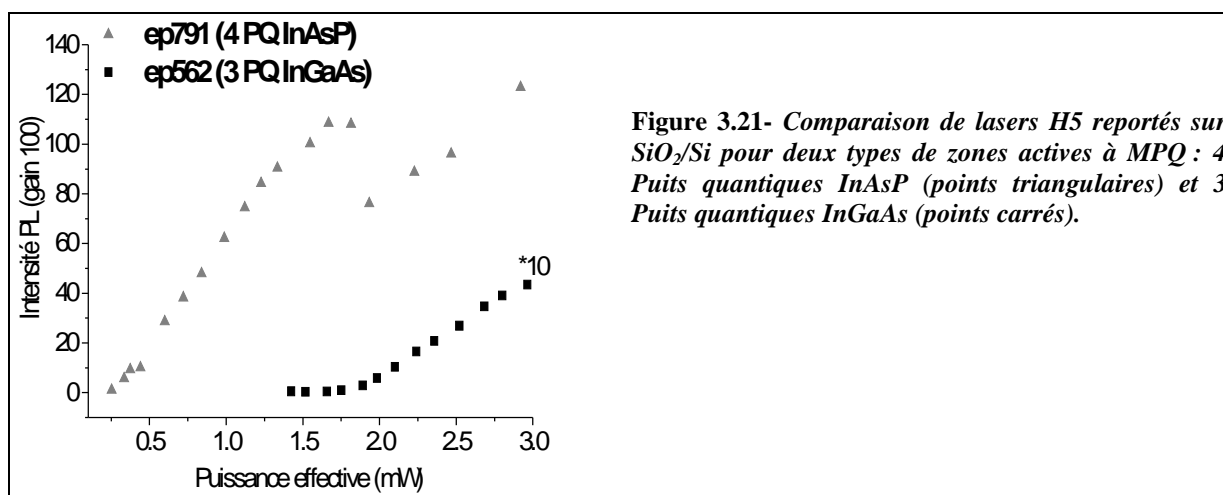
Cependant, pour évaluer les caractéristiques intrinsèques des composants, un pompage pulsé de rapport cyclique 15% avec une durée de pulse de 20 ns, a été adopté dans toute la suite de l'étude. Ces conditions de test, associées à l'utilisation de structures reportées sur SiO<sub>2</sub> s'avèrent optimales pour limiter les effets néfastes de l'échauffement. Il devient alors possible de tester l'influence des paramètres structuraux des microsources à CP 2D sur les facteurs de pertes et donc le seuil laser.

### V.3 Paramètres structuraux des composants à cristaux photoniques permettant une réduction du seuil

#### V.3.1. Augmentation de l'efficacité radiative $\eta_r$

##### a. Choix de la zone active

La figure 3.21 montre la différence de seuil et de gain différentiel entre deux cavités laser H5 analogues reportées sur SiO<sub>2</sub>, mais incluant deux zones actives différentes (ep791 et ep562).



L'utilisation de 4 PQ InAsP contraints conduit à un seuil sept fois plus faible que 3 PQ InGaAs accordés sur InP. En plus d'un nombre de puits plus élevé (qui augmente légèrement  $\Gamma$ ), la différence réside dans le rendement radiatif des PQ de type InAsP, plus élevé que celui des PQ InGaAs. En effet une qualité des interfaces meilleure est usuellement produite par l'épitaxie lors de la croissance de PQ InAsP. Expérimentalement, une étude de luminescence menée au LEOM a confirmé ce phénomène : une différence d'intensité de PL a été mesurée

entre les deux matériaux, en faveur d'InAsP. De plus, la contrainte en compression peut être bénéfique via une modification de la courbure des bandes qui permet d'atteindre plus rapidement la transparence, et renforce le gain différentiel [Coldren 95]. Tous ces effets, à l'origine d'un gain (pour un taux de pompe donné) plus important, ont permis de montrer une amplification laser avec des cavités aussi petites que H2, alors que la structure MPQ InGaAs avait uniquement démontré un effet laser pour des grandes cavités H5 [Monat 01].

### **b. Les recombinaisons de surface : vers une passivation des surfaces**

Les effets néfastes d'une gravure sèche de type RIE sont connus [Boroditsky 00] : des dommages superficiels produits sur les flancs de gravure augmentent la vitesse de recombinaison de surface. Les liaisons pendantes en surface s'oxydent à l'air et dégradent la luminescence sous l'effet des centres de RNR ainsi créés. Un simple nettoyage dans le BOE permet de « libérer » ces liaisons et régénérer les surfaces mais le renforcement de luminescence associé n'est pas permanent.

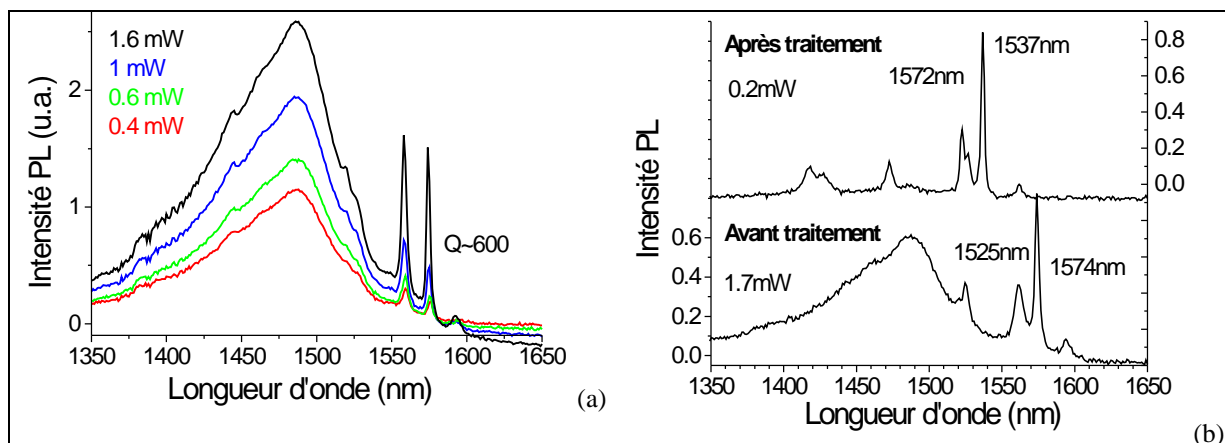
Le greffage de thiols peut venir compléter ces liaisons pendantes de façon plus durable, créant un effet de passivation [Duijs 01 ; Fafard 00 ; Adlkofer 00]. Les thiols sont des chaînes carbonées (longueur  $\sim 12\text{\AA}$  ici) terminées par un groupement réactif polaire sulfure :  $\text{CH}_3\text{-CH}\dots\text{-SH}$ . Un dépôt de monocouches auto assemblées thiol denses et sans défaut nécessite l'élimination complète de l'oxyde natif de surface, par une étape préalable de nettoyage à base d'acide. La formation de la fine couche isolante de thiols, dont les chaînes sont liées entre elles par des liaisons de type Van der Waals, permet de supprimer toute oxydation/ réduction à l'interface.

Au LEOM, un traitement chimique à base de thiols a été appliqué sur les cavités à CP 2D reportées sur  $\text{SiO}_2$ . Ce traitement consiste en quelques étapes :

- Nettoyage de l'échantillon l'00 avec HF 20%
- Dépôt en solution d'hexadecane (en  $\text{C}_{16}$ ) thiols pendant environ 45 minutes. Les thiols sont dilués dans un solvant peu polaire comme l'isopropanol (10 mmol/L).
- Rincage isopropanol
- Séchage acétone chaud.

Voyons sur un exemple l'efficacité de ce traitement chimique. Une cavité H2 à MPQ (ep791) reportée sur  $\text{SiO}_2$  et non traitée ne montre aucun signe d'effet laser lorsque la puissance d'excitation est augmentée [figure 3.22(a)]. La comparaison avec le spectre de PL de la même cavité ayant subi le traitement précité est établie sur la figure 3.22(b).

Plusieurs différences sont observées. Tout d'abord les modes se trouvent globalement décalés vers les plus faibles longueurs d'onde de  $\sim 25$  nm après l'application du traitement. Deux raisons peuvent expliquer ce décalage. D'une part, la gravure HF est responsable d'une attaque du  $\text{SiO}_2$  supérieur et sans doute partiellement de la silice sous-jacente à la membrane. D'autre part, le diamètre des trous peut être légèrement élargi par l'attaque chimique, résultant en une légère augmentation du facteur de remplissage.



**Figure 3.22-** Spectres de PL d'une cavité H2 à MPQ (ep791) reportée sur  $\text{SiO}_2$  pour différentes puissances d'excitation pulsées ( $R_c=15\%$ , 20 ns) (a). La figure (b) montre la comparaison entre le spectre de PL de cette cavité H2 avant (spectre du bas) et après un traitement chimique HF+thiols (spectre du haut).

Ensuite, la PL émise directement par la zone active, centrée sur 1490 nm, se trouve inhibée après l'application du traitement tandis que le facteur de qualité des modes semble assez proche entre les deux spectres.

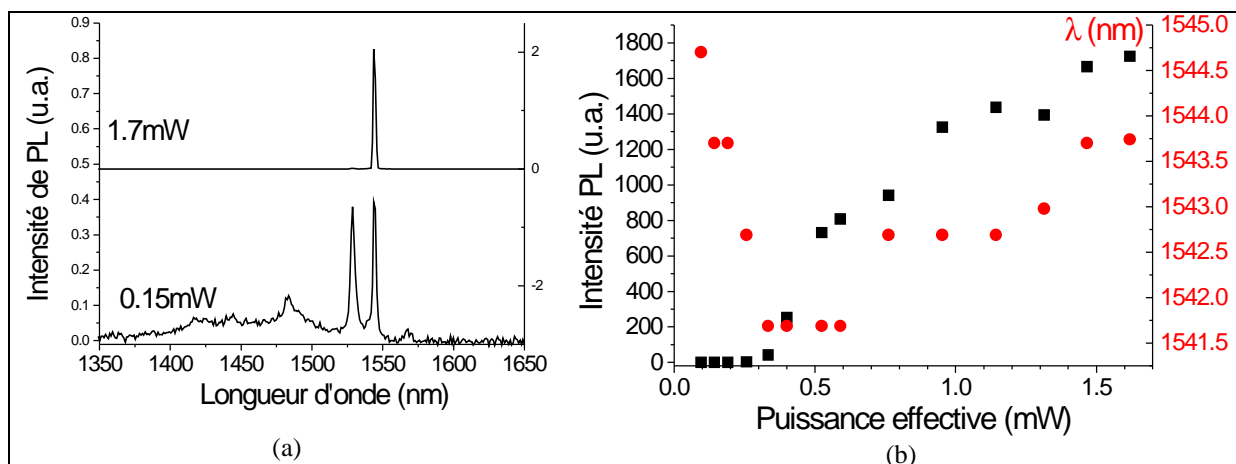
Enfin, alors que le mode vers 1574 nm ne montrait pas d'émission stimulée, un effet laser associé à ce mode, décalé vers 1540 nm après le traitement, est obtenu [figure 3.23(a)]. Le seuil laser est proche de 0.3 mW tandis que la pente au delà du seuil est assez forte, montrant une émission finale très intense à 1.7 mW [figure 3.23(b)].

L'augmentation légère de la longueur d'onde du mode (2 nm) lorsque la puissance d'excitation est renforcée de 0.7 mW à 1.7 mW, révèle un léger échauffement de la membrane<sup>13</sup> ( $\sim 20\text{K}$ ). Cet échauffement peut être relié à la sous gravure partielle de la membrane. Cependant, l'obtention d'un effet laser jusqu'à des puissances d'excitation élevées montre que la membrane est loin d'être totalement suspendue (cf. section V.2.2.b). Certaines structures ont montré un échauffement beaucoup plus important (6-7 nm de décalage des

<sup>13</sup> Une légère réduction de la longueur d'onde du mode est également observée en régime d'émission spontanée ( $P_{\text{eff}} < 0.4$  mW). Elle peut être reliée aux effets non linéaires de variation de l'indice avec la densité de porteurs, en dessous du seuil [Coldren 95].

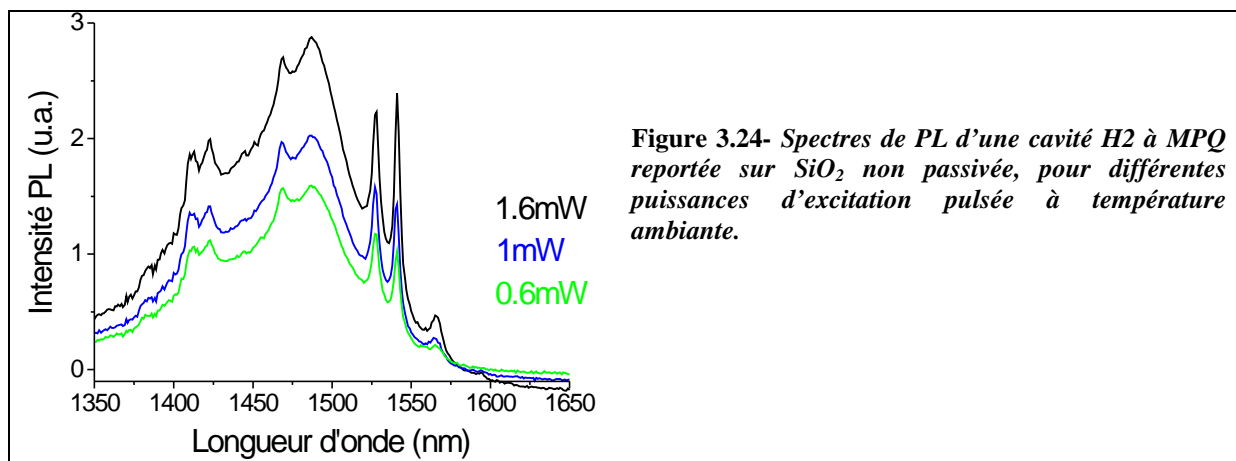


modes), signe d'une suspension plus avancée des cavités, empêchant au final l'obtention d'un effet laser.



**Figure 3.23-** Spectre en émission spontanée et stimulée (a) de la cavité H2 à MPQ après un traitement HF+thiols. La courbe caractéristique ( $I_{laser}$ ,  $P_{eff}$ ) du laser (carrés noirs) et l'évolution de la longueur d'onde du mode laser (ronds rouges) en fonction de la puissance de pompe sont présentés pour un pompage pulsé à température ambiante (b).

Le décalage spectral des modes induit par le traitement place le mode d'intérêt plus proche du maximum d'émission de la zone active (vers 1490 nm), bénéfique au couplage de l'émission spontanée à ce mode (cf section V.3.2 a). Pour attribuer en toute rigueur l'obtention d'un effet laser à la seule augmentation de l'efficacité radiative, une cavité H2 non traitée, avec un facteur de remplissage plus élevé que celui de la structure figure 3.22(a), est étudiée. La figure 3.24 montre le spectre de PL correspondant : les pics occupent une position spectrale analogue à ceux de la figure 3.23. Malgré cela, aucun phénomène d'émission stimulée n'est obtenu à forte puissance.



**Figure 3.24-** Spectres de PL d'une cavité H2 à MPQ reportée sur SiO<sub>2</sub> non passivée, pour différentes puissances d'excitation pulsée à température ambiante.

En conclusion, un traitement chimique adapté permet de réduire les RNR de surface, grâce à la passivation des flancs des trous constituant le CP 2D. L'efficacité radiative s'en trouve

nettement améliorée, conduisant à l'obtention d'un effet laser sur des structures qui n'avaient pas donné signe d'émission stimulée au préalable<sup>14</sup>.

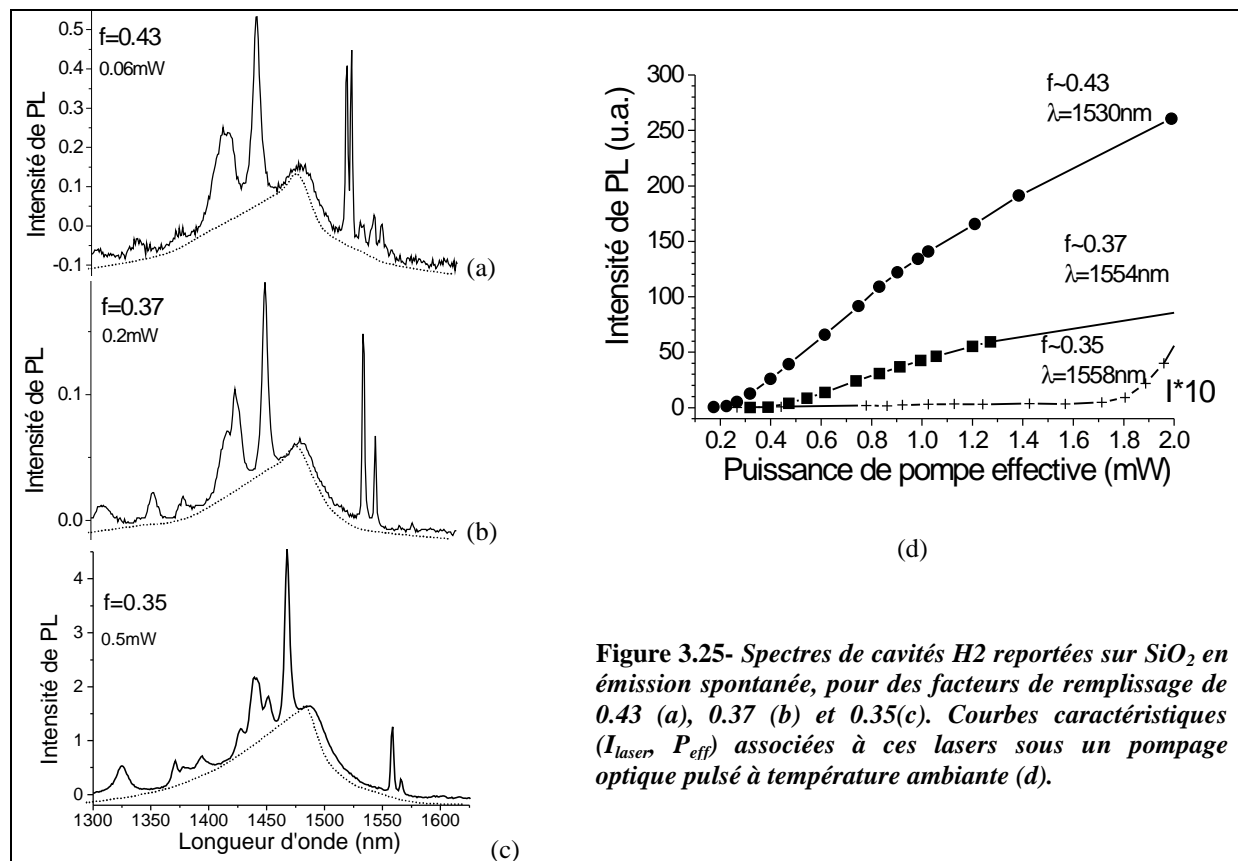
Cependant, la durée de la gravure HF nécessaire reste à optimiser pour éviter une sous gravure partielle parasite, néfaste vis à vis de l'échauffement du composant. D'autres idées existent en termes de traitement de surface. Les trous du CP 2D peuvent être remplis par une silice bien adaptée à la passivation mais la procédure de dépôt doit être développée pour atteindre un remplissage homogène.

Si l'émission spontanée globale a été renforcée avec succès, il reste à exploiter son couplage effectif avec le mode laser à travers le facteur  $\beta$ .

### V.3.2. Augmentation du couplage de l'émission au mode laser $\beta$

#### a. Accord spectral mode / zone active

Le facteur de remplissage est un outil très utile pour modifier l'énergie des modes de cavité à CP 2D (cf. section IV.2.1.c) et peut être mis à profit pour réduire le seuil laser.



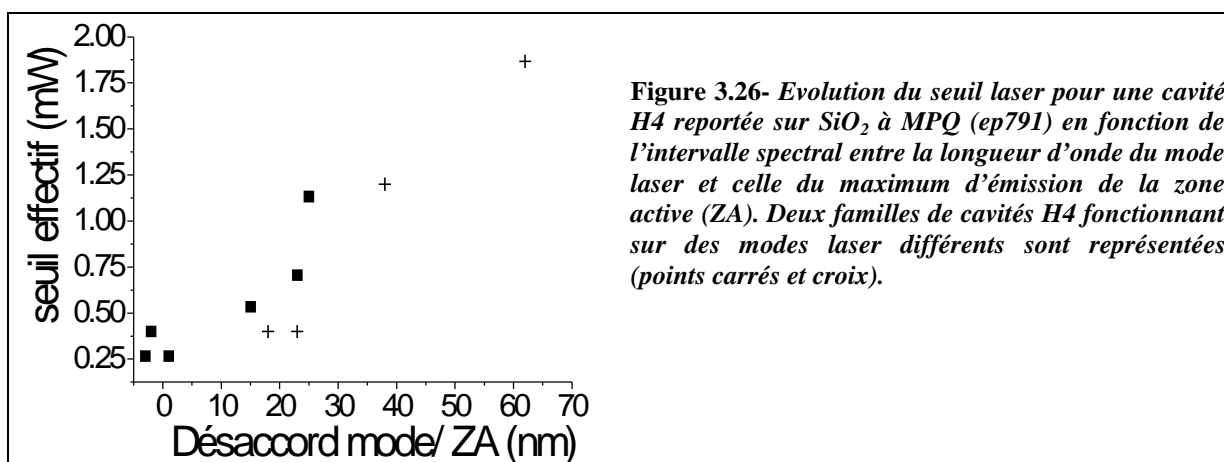
**Figure 3.25-** Spectres de cavités H2 reportées sur SiO<sub>2</sub> en émission spontanée, pour des facteurs de remplissage de 0.43 (a), 0.37 (b) et 0.35(c). Courbes caractéristiques ( $I_{laser}$ ,  $P_{eff}$ ) associées à ces lasers sous un pompage optique pulsé à température ambiante (d).

<sup>14</sup> Le mode laser est ici un mode confiné dans la BIP parmi les LQ modes (cf. section V.3.3.b) et non un mode HQ à fort Q, habituellement impliqué dans l'effet laser d'un H2.

Les figures 3.25(a), (b) et (c) montrent les spectres en émission spontanée, associés à des cavités H2 reportées sur SiO<sub>2</sub> à MPQ (ep791). Les modes de la cavité sont décalés vers les plus faibles longueurs d'onde à mesure que  $f$  varie de 0.35 (c) à 0.43 (a). Le spectre de PL de la zone active (superposé en pointillés au spectre de la cavité sur ces mêmes figures) présente un maximum d'émission vers 1490 nm. Ainsi, au fur et à mesure que  $f$  augmente, les modes à fort Q, côté hautes longueurs d'onde (vers 1530-1560 nm), se rapprochent du maximum d'émission. Or, le désaccord entre la longueur d'onde du pic d'émission spontanée et la longueur d'onde du mode réduit fortement le facteur de couplage de l'émission spontanée au mode laser [Fujita 99].

La figure 3.25(d) montre l'effet conjoint sur le seuil laser : il diminue de 1.7 mW à 0.25 mW lorsque  $f$  augmente de 0.35 à 0.43, i.e. pour un décalage du mode laser de 28 nm (1558 nm à 1530 nm) vers le maximum d'émission du MPQ. La pente de la courbe caractéristique ( $I_{\text{laser}}$ ,  $P_{\text{eff}}$ ) au delà du seuil est également plus intense lorsque le mode est mieux placé, pour  $f=0.43$ . Le gain qui gouverne l'amplification lumineuse au delà du seuil profite donc également de ce décalage du mode.

Par ailleurs, la figure 3.26 montre pour différents laser de type H4, le seuil obtenu en fonction de la position du mode laser (déterminé par le  $f$  de la cavité) par rapport au maximum d'émission de la zone active. Deux familles de laser (croix et carrés) sont représentées exploitant chacune un mode spécifique de H4. Comme pour H2, le seuil laser décroît fortement lorsque le désaccord du mode avec le maximum d'émission de la zone active est réduit, i.e. pour un couplage plus efficace de l'émission spontanée au mode laser<sup>15</sup>.



<sup>15</sup> Cette tendance à la réduction du seuil est obtenue lorsque le facteur de remplissage augmente : la dégradation de Q souvent escomptée pour un diamètre des trous plus large ne semble donc pas intervenir ici de façon négative.

Si cet effet de décalage des modes avec  $f$  existe aussi pour les lasers DFB 2D, l'effet est moins bénéfique sur le seuil laser. Bien qu'une augmentation de  $f$  entre 0.45 et 0.55 induise un décalage du mode de BV vers le maximum d'émission de la zone active (cf section IV.3), une augmentation du seuil de 1.1 mW à 1.5 mW est conjointement observée. Dans une structure DFB, uniquement constituée d'un réseau de trous sans défauts, une augmentation de  $f$  implique un accroissement important du ratio surface (associée aux flancs des trous) /volume. Le bénéfice lié au meilleur accord mode/ zone active est donc sans doute largement compensé dans ce cas par une réduction du taux de création de photons (moins de matière) et une augmentation des RNR de surface. Cet effet négatif est limité dans les cavités Hn, constituées d'une large zone dépourvue de trous. En effet, le ratio surface/ volume, déterminant le taux de RNR de surface, varie beaucoup moins avec le facteur de remplissage que pour les structures DFB.

*En conclusion, une amélioration de l'accord spectral entre le mode et l'émission de la zone active conduit à une réduction du seuil laser, notamment grâce à un renforcement du couplage  $\beta$  de l'émission spontanée au mode laser. Le facteur de remplissage est un paramètre de la structure permettant dans une certaine mesure d'accéder à une adaptation « optimale ».*

### **b. La densité de modes**

Comme nous l'avons déjà évoqué, la présence de modes, autres que le mode laser, affaiblit le facteur  $\beta$  de couplage de l'émission spontanée dans le mode laser.

Le levier le plus important pour faire varier la densité de modes est la taille de cavité Hn (cf. section IV.2.1.b). Or, aucune tendance monotone du seuil laser en fonction de la taille de cavité n'a été révélée par les résultats de la section IV.

La réduction de la densité de modes entre H2 et H5 s'accompagne dans ces structures d'une dégradation du facteur de qualité des modes qui peut expliquer l'absence d'une réduction du seuil, lorsque la taille de cavité est réduite. De plus, la proximité des trous dans les cavités plus petites peut diminuer l'efficacité radiative (RNR de surface plus importantes à cause du ratio surface/ volume plus élevé). A ces effets s'ajoute l'influence de l'extension du mode. Variant avec la taille de cavité, les dimensions latérales du mode doivent en effet affecter l'accès à la transparence du matériau, donc le seuil laser. Les lasers H2 et H5 ont ainsi montré les seuils laser les plus faibles tandis que ceux exhibés par des cavités intermédiaires comme H3 et H4 sont plus élevés. Il doit exister un compromis entre le facteur de qualité, le nombre de modes et leur extension dans le plan ainsi que l'efficacité radiative.

### V.3.3. Amélioration du facteur de qualité optique Q du mode

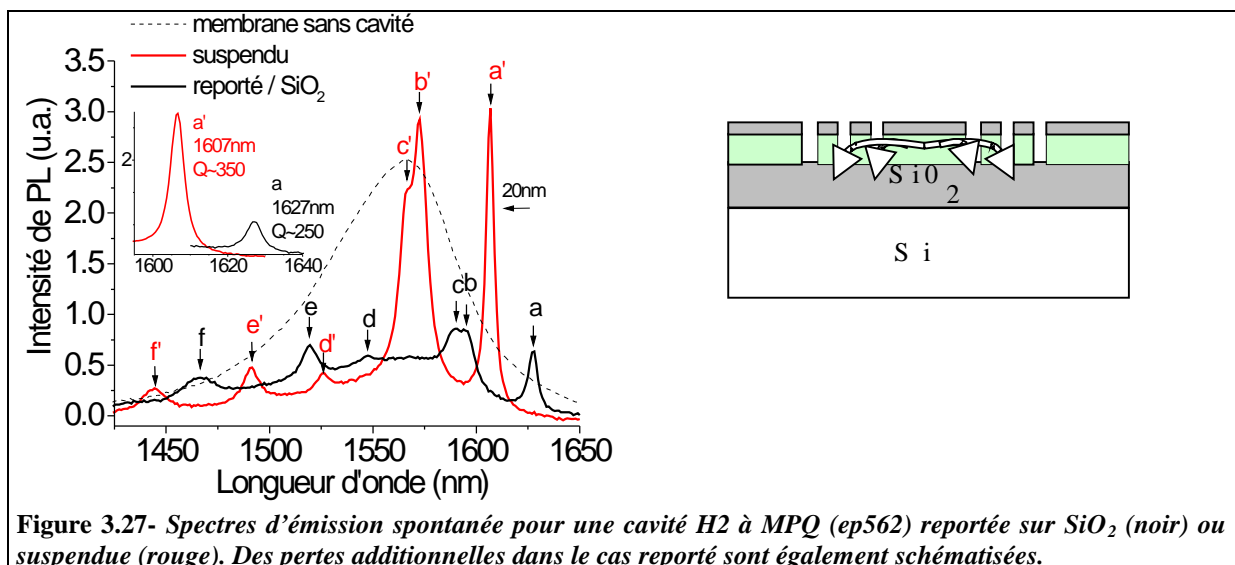
Jusqu'ici, une réduction du seuil laser a pu être observée en tirant profit d'une augmentation du taux de création de photons, via  $\eta_r$  et  $\beta$ , dans le mode laser. Le facteur de qualité optique Q du mode constitue le deuxième levier pour restreindre le seuil laser. Puisque les pertes hors du plan semble dominer les pertes optiques globales dans les structures à CP 2D (cf. section IV.2.1.b), les paragraphes suivants discuteront principalement de sa maîtrise.

#### a. Confinement vertical du mode optique

L'effet du contraste d'indice vertical sur les pertes optiques hors du plan ( $Q_{\perp}$ ) a déjà été abordé dans le 1<sup>er</sup> chapitre (cf. section III.3.2.b), concernant le choix d'une configuration sur membrane ou sur substrat. Ici, le débat oppose deux configurations à fort contraste d'indice de type membrane : suspendue ou reportée.

Des mesures de PL sont effectuées sur la même cavité H2 à MPQ, reportée sur  $\text{SiO}_2$  puis suspendue après une sous gravure supplémentaire, pour déterminer les facteurs de qualité associés à chaque type de configuration. Les cavités H2 offrent l'avantage d'une faible densité de modes, qui s'avèrent par conséquent plus aisément identifiables.

Une comparaison des spectres de PL (figure 3.27) montre un décalage global de 20 nm après la suspension, associé à un indice moyen plus faible dans la configuration suspendue.



Les modes spécifiques de la cavité H2 sont indicés entre a et f (a' et f') pour la configuration reportée (suspendue). Les facteurs de qualité mesurés en excitation continue sont globalement plus élevés dans le cas suspendu. Ainsi, le mode a (1620 nm) présente un Q de 250 dans la

configuration reportée alors que le même mode dans la configuration suspendue a' (1607 nm) témoigne d'un Q autour de 350, soit ~30% plus élevé<sup>16</sup>.

En régime d'émission spontanée, à faible pompage (donc faible échauffement), le facteur de qualité de la configuration reportée est donc limité par des pertes optiques supplémentaires. En particulier, des fuites de photons (incluses dans  $Q_{\perp}$ ) à travers la couche de silice inférieure non percée peuvent se produire (cf. figure 3.27). Plus précisément, la portion de la distribution spectrale du mode selon des vecteurs  $k$  situés au dessus de la ligne de lumière est responsable de pertes hors du plan [Vuckovic 02-1]. Or, dans le cas d'un support  $\text{SiO}_2$ , la pente de la ligne de lumière ( $c/n_b$ ) est plus faible, ce qui devrait accentuer le poids de ces contributions néfastes, dans le cas reporté par rapport au cas suspendu.

Cependant, si la configuration suspendue est bénéfique vis à vis du facteur de qualité du mode optique, l'échauffement de ce type de structures, lorsque le pompage est intensifié, s'avère problématique (cf. section V.2.2.b).

En s'inspirant de ces observations, le facteur de qualité pourrait toutefois être augmenté, en gravant les trous plus profondément [Jacquin 00] ou en remplissant les trous avec du  $\text{SiO}_2$ . Cette seconde solution permettrait d'abaisser globalement l'énergie de la structure de bandes du CP 2D, donc de réduire l'influence des modes à pertes, au dessus de la ligne de lumière [Geremia 02].

### b. Confinement du mode dans le plan

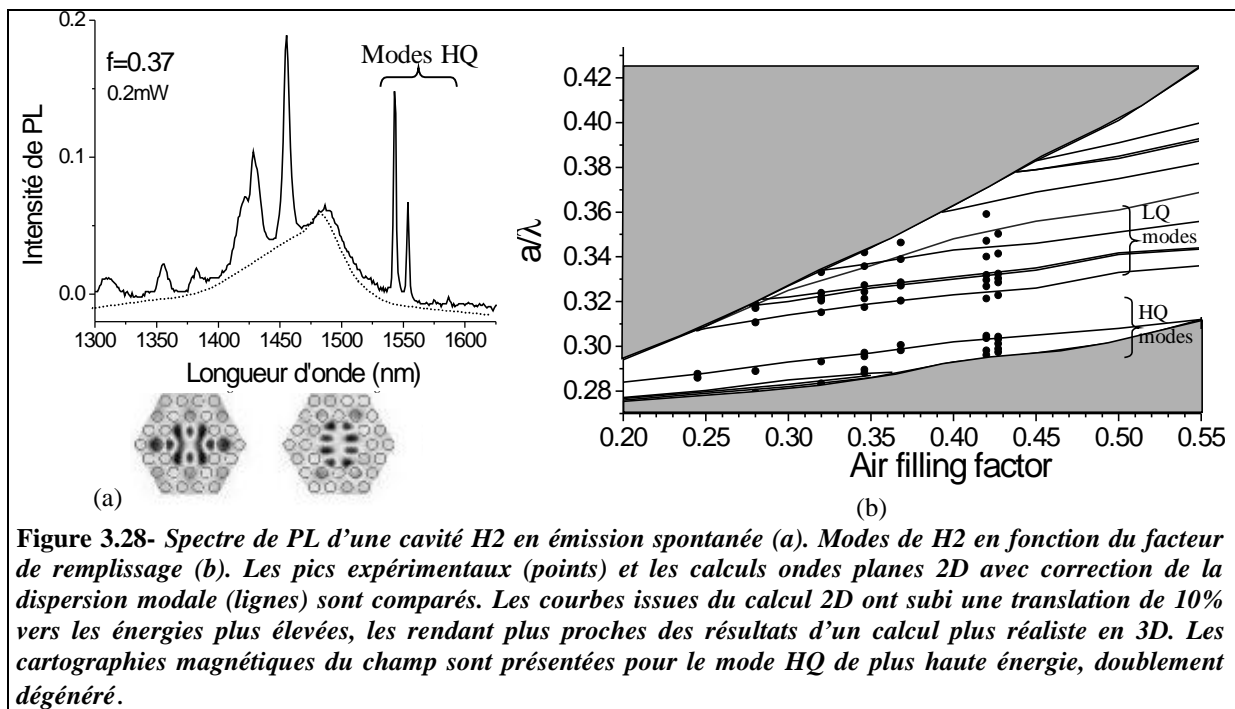
Le lien entre les pertes optiques et la position du mode par rapport à la ligne de lumière a déjà été évoqué à plusieurs reprises. De manière générale, plus les composantes  $k$  placées au dessus de la ligne de lumière ont un poids important, plus les pertes optiques du mode associé sont élevées. Cette distribution dans l'espace des  $k$  est fortement liée à la cartographie spatiale du mode. L'effet du confinement latéral du mode sur le facteur de qualité optique  $Q_{\perp}$  a été relevé.

□ La *taille de la cavité* est un premier paramètre intrinsèque qui détermine la localisation spatiale du champ dans le défaut, donc sa « délocalisation » dans l'espace des  $k$ . Plus le volume du mode imposé par la taille de la cavité est grand, plus son Q est important (section IV.2.1.b). A titre d'exemple, des  $Q \sim 1100$  et  $1400$  ont été mesurés pour les pertes optiques intrinsèques ( $T=4K$  et zone active constituée de BQ) de grandes cavités H4 et H5 [Reese 01-2].

<sup>16</sup> Remarquons le double effet de la suspension : une augmentation du Q observée ici et l'effet positif sur la réduction des RNR de surface, donc augmentation de la luminescence, après la gravure.

□ Pour une cavité donnée, les modes ne possèdent pas tous la même distribution dans l'espace des  $k$ . Les *modes de plus faible énergie* ont a priori un avantage naturel, puisque pour une même extension du mode dans l'espace des  $k$ , la fraction des composantes  $k$  au dessus de la ligne de lumière augmente avec l'énergie du mode. Cet effet a été mesuré pour différents types de cavités (H2, T2 et H1).

Ainsi, dans le cas d'une cavité H2, une distinction en termes de  $Q$  est frappante entre les pics de plus faible énergie ( $Q \sim 700$ ), et les pics plus hauts en énergie ( $Q \sim 300$ ), révélés par un spectre de PL comme celui de la figure 3.28(a). Un calcul PWE 3D permet d'attribuer ces pics respectivement à des modes centrés dans la BIP (LQ modes) ou des modes de faible énergie (HQ modes), très proches de la bande de valence [figure 3.28(b)].



**Figure 3.28-** Spectre de PL d'une cavité H2 en émission spontanée (a). Modes de H2 en fonction du facteur de remplissage (b). Les pics expérimentaux (points) et les calculs ondes planes 2D avec correction de la dispersion modale (lignes) sont comparés. Les courbes issues du calcul 2D ont subi une translation de 10% vers les énergies plus élevées, les rendant plus proches des résultats d'un calcul plus réaliste en 3D. Les cartographies magnétiques du champ sont présentées pour le mode HQ de plus haute énergie, doublement dégénéré.

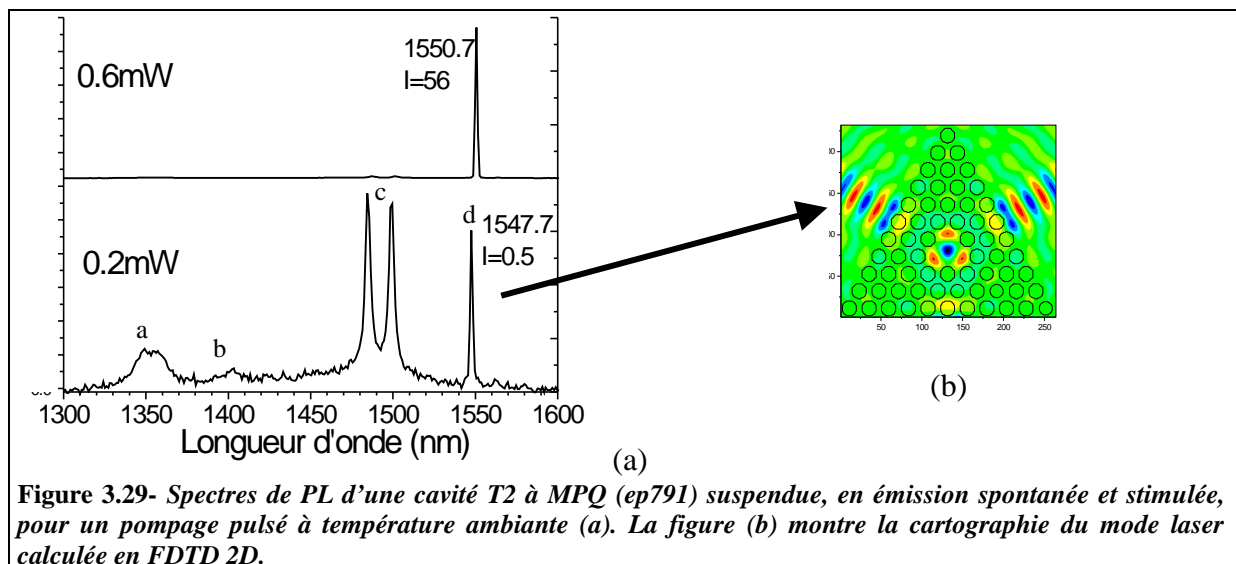
Ces modes à fort  $Q$  sont d'ailleurs le plus souvent ceux qui soutiennent un effet laser (cf. section IV.2.2 et V.3.2.a). Leurs cartographies présentées sur la figure 3.28 attestent de la persistance d'un fort confinement malgré la position spectrale de ces modes en bord de BIP. Le fort  $Q$  intrinsèque de ce type de modes a été mesuré à environ 4000, à 4K et pour une zone active peu absorbante [Reese 01-1].

De même, dans une cavité T2, les plages de variation de  $Q$ , mesurés pour les différents modes, ne sont pas identiques (cf. tableau 3.6). Le tableau 3.6 rappelle également les différences entre la configuration reportée et suspendue, confirmant à nouveau l'amélioration du facteur de qualité des modes après la suspension de la structure. Encore une fois, les modes de plus faible énergie (c et d) montrent l'avantage en termes de pertes optiques, plus faibles.

Modes de T2	Reportée	Suspendue
Mode a (2*)	75-200	100-250
Mode b (1*)	150-275	200-600
Mode c (2*)	150-450	300-500
Mode d (1*)	250-500	500-1000

**Tableau 3.6-** Facteurs de qualité mesurés pour les modes de cavités T2, dans la configuration reportée et suspendue. Les modes sont indicés a, b, c et d, par ordre d'énergies décroissantes et leur degré de dégénérescence est indiqué.

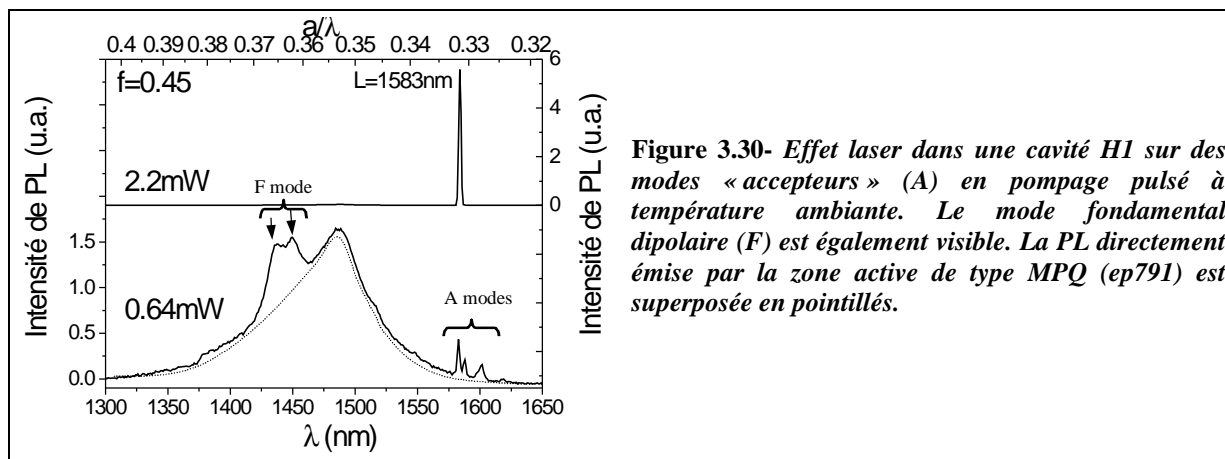
En exploitant le mode de plus basse énergie, qui montre en émission spontanée (et en suspendue) un Q plus élevé (~1000) que les autres modes (entre 100 et 600 en fonction des modes), une cavité T2 suspendue a démontré un effet laser. La configuration suspendue limite toutefois, comme déjà observé, l'accès à l'effet laser sur une gamme de puissance réduite, à cause de l'échauffement.



Enfin, si le mode dipolaire du H1 n'a pas montré d'émission stimulée dans les conditions de la partie IV, des modes « accepteurs » situés près de la bande de valence, à plus faible énergie, ont généré une amplification laser [Monat 03-2]. D'après Painter et coll. ces modes sont issus d'un puits de potentiel créé par une augmentation linéaire de 10% (de la périphérie vers les centre) du rayon des trous cernant le défaut du H1 [Painter 01 et 00]. Bien qu'une telle variation n'ait pas été mesurée sur nos cavités H1, la faible courbure de la bande de valence peut suffire à expliquer l'apparition de modes à fort Q, dès qu'un faible puits de potentiel est intrinsèquement ou extrinsèquement (diamètre de la zone d'excitation) créé. Une légère modification suffit en effet à piéger des photons déjà quasiment « immobiles ». Ces modes accepteurs sont assez délocalisés spatialement (volume effectif entre  $2.2$  et  $1.5 \cdot (\lambda/n)^3$  [Painter 01]) et résultent d'une combinaison de modes de Bloch du bord de la BV (au point K). Par



rapport aux deux modes centrés dans la BIP (dipolaire et quadripolaire de volume effectif  $\sim 0.3 \cdot (\lambda/n)^3$  [Painter 01]), ces modes particuliers, visibles sur le spectre de la figure 3.30, présentent un Q plus élevé ( $Q \sim 650$ ). Cette supériorité en Q permet à ces modes de soutenir un effet laser [Painter 01], même lorsqu'ils sont très décalés du maximum d'émission de la zone active, comme sur la figure 3.30. Yoshie et coll. ont également observé ce type de modes dans des H1, mais en bord de bande de conduction. Ils mesurent des Q proches de 2000 avec une zone active peu absorbante [Yoshie 01-2]



**Figure 3.30- Effet laser dans une cavité H1 sur des modes « accepteurs » (A) en pompage pulsé à température ambiante. Le mode fondamental dipolaire (F) est également visible. La PL directement émise par la zone active de type MPQ (ep791) est superposée en pointillés.**

Un lien assez étroit est donc révélé entre le facteur de qualité et le volume du mode. Tandis que les modes dipolaires montrent des faibles Q associés à un faible volume, les modes accepteurs possèdent un fort Q doublé d'un grand volume.

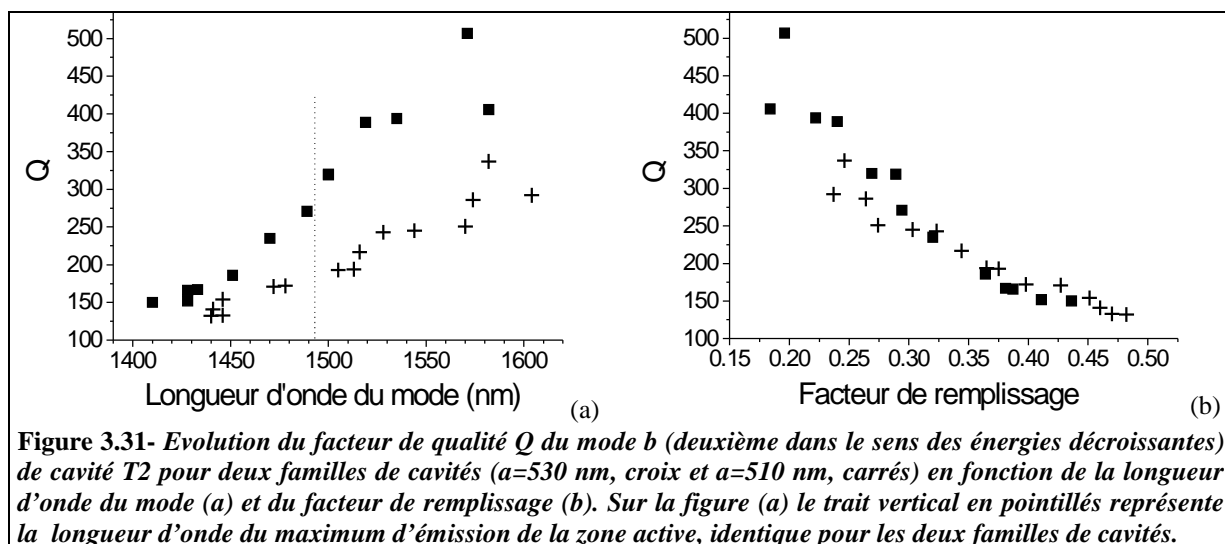
*En conclusion, l'importance du confinement vertical mais aussi latéral d'un mode conditionnent fortement la valeur de son facteur de qualité. De façon générale, réduire les contributions en vecteur d'onde au dessus de la ligne de lumière permet de réduire les pertes hors du plan. Plusieurs effets tendent vers cet objectif : réduire l'indice du matériau autour de la membrane, augmenter l'extension spatiale latérale du mode (i.e. limiter son extension dans l'espace des  $k$ ) ou réduire son énergie.*

### c. Interaction mode/ trous : effet du facteur de remplissage

Si l'interaction des modes avec les trous est incontestable concernant la position en énergie des modes, l'effet du facteur de remplissage  $f$  sur leur facteur de qualité est beaucoup moins évident. Ainsi, dans le cas d'une cavité H1, le facteur de qualité fluctue autour de 100, sans tendance claire avec  $f$  [Monat 03-1].

Dans certains cas, pourtant, une corrélation expérimentale entre Q et  $f$  peut être établie.

En sondant des cavités T2 de facteur de remplissage variable, la longueur d'onde des modes change mais également leur facteur de qualité  $Q$ . La faible densité de modes (cf. section IV.2.1.d) permet d'identifier les différents modes sans ambiguïté. Des mesures de  $Q$  sont donc extraites, en fonction de la longueur d'onde du mode considéré ainsi que du facteur de remplissage spécifique de la cavité. Les figures 3.31(a) et (b) montrent le résultat de ces mesures pour un mode non dégénéré observé dans des cavité T2 suspendues.



Une dégradation de  $Q$  est relevée sous l'effet de la réduction de la longueur d'onde [figure 3.31(a)] et pour un facteur de remplissage croissant [figure 3.31(b)]. Or, la réduction de la longueur d'onde s'accompagne d'une augmentation des pertes par absorption. La corrélation entre le facteur de qualité et le facteur de remplissage suggérée par la figure 3.31(b) ne peut donc être clairement établie tant que l'évolution conjointe de l'absorption peut être également accusée de la baisse du  $Q$ . La comparaison de l'évolution de  $Q$  pour deux familles de cavité incluant la même zone active, centrée en 1490 nm, enrichit la réflexion. La première famille (croix) est associée à une période  $a \sim 530$  nm, et la deuxième (points carrés) à une période  $a \sim 510$  nm. La figure 3.31(a) indique des  $Q$  différents lorsque le mode occupe, pour les deux familles, la même position spectrale  $\lambda$ , représentative d'un taux d'absorption donné. A l'inverse, les mêmes  $Q$  sont mesurés lorsque les modes résultent, pour les deux familles, de deux cavités présentant le même facteur de remplissage [figure 3.31(b)]. Le  $Q$  du mode est donc ici davantage corrélé à  $f$  qu'à l'absorption. L'augmentation du diamètre des trous s'accompagne en effet intuitivement d'une augmentation des pertes optiques. Elle peut être causée par une élévation de l'énergie des bandes (modes et CP 2D), impliquant une

contribution plus importante des composantes à pertes (au dessus de la ligne de lumière) dans la distribution en  $k$  des modes.

Cependant, l'ampleur de ce phénomène dépend fortement du mode lui même et de son interaction avec les trous. Un mode haut en énergie, comme le mode impliqué dans la figure 3.31, possède a priori un recouvrement du champ EM important dans les trous, à l'origine d'un taux de pertes sensible aux variations de  $f$ . Au final, l'exemple reste cependant assez isolé ; en particulier, la corrélation précédente n'apparaît pas pour des modes de T2 d'énergie plus faible. L'influence de  $f$  sur les pertes est en effet souvent masquée par d'autres facteurs de pertes fluctuant pour les différentes cavités sondées, comme l'absorption ou la qualité des CP 2D fabriqués [Monat 03-1].

#### **d. Le couple fort Q/ faible volume**

L'augmentation de  $Q$  couramment observée au détriment du volume modal n'est pas une fatalité. Puisqu'un mode dont la distribution spectrale est moins étendue au dessus de la ligne de lumière montre un  $Q$  plus élevé, certains groupes ont conçu des microcavités dans ce sens. La géométrie du défaut est optimisée afin que le mode associé soit localisé spatialement, ce, pour une contribution minimum des modes de Bloch à pertes dans sa décomposition spectrale [Vuckovic 02-1]. Le problème peut être résolu de façon inverse, en calculant la fonction diélectrique spatiale permettant d'obtenir un tel mode [Geremia 02]. Une cavité H1 modifiée dans ce but peut produire un mode à très fort  $Q$  (estimé par le calcul à  $\sim 10\,000$ ) et possédant un volume très faible de  $\sim 0.1 \cdot (\lambda/n)^3$  [Vuckovic 01]. La conception fait appel à une géométrie relativement sophistiquée : la taille de certains trous, dont le trou central, est réduite tandis qu'une ligne de trous ellipsoïdaux de part et d'autre du défaut (dislocation de bord fractionnée) brise la symétrie du CP 2D... La réalisation expérimentale correspondante a mis en évidence une augmentation effective du facteur de qualité du mode dipolaire jusqu'à 2800 pour un volume de mode estimé à  $\sim 0.43 \cdot (\lambda/n)^3$  [Yoshie 01-1]. Le facteur de qualité élevé reste cependant limité par rapport au calcul théorique, par la précision de fabrication. La haute sensibilité du  $Q$  des modes de H1 à des petites distorsions de la géométrie locale du CP 2D reste en effet à double tranchant : elle offre un outil puissant d'optimisation mais peut limiter technologiquement l'accès au meilleur  $Q$  mis en évidence par le calcul.

Une ingénierie de modes peut donc être mise à profit pour augmenter le facteur de qualité d'un mode sans sacrifier son volume. Les solutions pour atteindre (petit volume/ fort  $Q$ ) sont apportées cependant au détriment d'une simplicité de fabrication.

## Conclusion

En résumé les trois paramètres modifiables, et profitables au seuil laser des composants à CP 2D qui ont été étudiés sont le facteur de qualité optique du mode, son couplage à l'émission spontanée  $\beta$ , et l'efficacité radiative  $\eta_r$  de la structure.

L'efficacité radiative et de façon plus générale le gain optique, peuvent être augmentés par le choix d'une zone active de type MPQ de bonne qualité. Un traitement chimique de surface, post usinage, des CP 2D peut être également effectué pour diminuer la contribution des RNR dans les recombinaisons globales de porteurs.

Le couplage de l'émission spontanée au mode laser peut être amélioré en ajustant la position spectrale du mode d'intérêt, par rapport à celle du pic d'émission de la zone active, par le biais du facteur de remplissage.

Enfin, le facteur de qualité pour un mode donné peut être rendu plus élevé par une configuration verticale un peu différente (suspension, remplissage des trous) ou une localisation moins étendue du champ EM dans l'espace des k (délocalisation spatiale du mode, énergie du mode assez faible ou géométrie du défaut optimisée).

Certaines idées comme le remplissage des trous par du SiO<sub>2</sub> pourraient procurer simultanément une adaptation du confinement vertical (réduction des pertes optiques) et éventuellement un effet de passivation des centres non radiatifs de surface.

Le tableau 3.7 résume les structures laser obtenues pour les différentes configurations (suspendue et reportée) et en fonction de l'éventuel traitement chimique subi (passivation). Les cases non remplies correspondent à des traitements non effectués car la structure présentait déjà un effet laser à faible seuil en reporté (DFB ou Hn de grande taille).

Structure	H1	T2	H2	H3-H5	DFB
<b>Reportée</b>	Effet laser pour un mode délocalisé (0.5 mW)	Pas d'effet laser	Effet laser (0.25 mW)	Effet laser (0.25 mW)	Effet Laser (1.1 mW)
<b>Passivée chimiquement</b>			Effet laser sur un mode plus localisé dans la BIP (0.3 mW)		
<b>Suspendue</b>		Effet laser mais échauffement (0.25 mW)	Effet laser mais échauffement (0.3 mW)		

**Tableau 3.7- Récapitulatif des structures laser obtenues avec des MPQ InAsP/ InP (ep791) en fonction des configurations (suspendue et reportée) ou du traitement subi (passivation chimique). Les puissances effectives associées aux meilleurs seuils laser mesurés à température ambiante et pour des pompages pulsés ( $R_c=15\%$ , 20 ns) sont également indiquées.**

En définitive, par rapport aux émissions laser présentées dans la partie IV pour des structures reportées sur SiO<sub>2</sub>/ Si, à MPQ InAsP/ InP, plusieurs actions ont permis de faciliter l'obtention d'un effet laser. D'une part, une suspension de la structure permet d'augmenter le facteur de qualité des modes. D'autre part, un traitement chimique de surface permet de réduire les RNR. Ces deux effets (parfois concomitants, dans le cas de la sous gravure à base de HF pour suspendre la structure) ont permis d'étendre l'obtention de l'effet laser à des structures CP 2D qui n'avaient pas montré de caractéristiques d'émission stimulée (T2, H2 sur des modes de plus haute énergie) dans les conditions de la partie IV. Toutefois, la suspension de la structure n'est pas la meilleure solution car elle reste responsable d'un échauffement important du microlaser. Certes, l'effet laser peut être alors atteint plus facilement, mais sa démonstration reste limitée dans une gamme de faibles puissances d'excitation.

La cavité T2 uniquement passivée n'a pas été testée en raison de la suspension parasite qui n'a pu être évitée lors du traitement, faute d'optimisation préalable du temps de gravure. Au final, toutes les géométries testées ont montré un effet laser à température ambiante.

---

#### **V.4 Discussion sur l'importance des diverses contributions de pertes dans le seuil laser**

Il n'est cependant pas aisé de distinguer, a priori, quel(s) processus de pertes apporte(nt) la contribution essentielle dans le seuil d'un microlaser à CP 2D pompé optiquement.

Le groupe du KAIST s'est penché sur ce problème dans le cas de microlasers monodéfaut à CP 2D carré et MPQ InGaAsP [Ryu 03]. Ils argumentent leur réflexion en s'appuyant sur la résolution des équations de balance d'un laser à l'état stationnaire (cf. section III.3 du chapitre 2). Ils s'étonnent en effet du fort seuil de leurs composants alors que le volume de mode est très faible et l'efficacité de couplage au mode est importante. Dans leur analyse, Ryu et coll. incriminent principalement deux types de pertes :

- § l'absorption importante dans la région CP 2D qui constitue les miroirs. Elle oblige à adopter une surface de pompe 30 fois plus étendue (~3.5 μm de diamètre) que l'aire de la cavité monodéfaut (autour de 0.7 μm de diamètre) pour atteindre la transparence. Ceci entraîne une augmentation de la puissance de pompe pour atteindre l'effet laser.
- § les pertes de porteurs dues aux RNR de surface. Ils calculent que pour la densité de porteurs requise au seuil, les pertes non radiatives (essentiellement dues aux RNR de surface) représentent 70-80% du taux de recombinaisons des porteurs. En d'autres termes,

l'efficacité radiative est réduite en dessous de 20%. Si les RNR (surface et Auger) étaient supprimées, le seuil serait réduit d'un facteur 5.

Ces contributions expliquent leurs résultats expérimentaux, associés à deux type de lasers à CP 2D, impliquant deux modes (dipolaire et quadripolaire) de facteur de qualité différents (>2000 ou 400). En effet, un facteur  $\sim 10$  multiplicatif du facteur de qualité du mode mis en jeu dans le laser ne produit pas une réduction significative du seuil laser mesuré, à peine abaissé de 20% (0.2 mW de puissance absorbée contre 0.25 mW). Pour des facteurs de qualité supérieurs à 5000, les calculs montrent l'absence d'effet sur le seuil laser, les pertes étant alors principalement dominées par les RNR aux interfaces.

Dans les composants laser à CP 2D, il semble donc que les pertes majoritaires soient essentiellement les RNR de surface et les pertes par absorption hors de la cavité. Cette explication rejoindrait d'ailleurs la forte baisse du seuil observée dans la section V.3.1.b, après avoir passivé la surface. Des caractérisations de microlasers à CP 2D effectuées à des températures variables, par le groupe de Lee, ont également fait apparaître un doublement du seuil laser, lorsque la température de substrat est augmentée de 20°C à 50°C [Lee 02-1]. Cela confirme également l'idée d'une forte contribution des RNR dans le seuil.

Ces remarques renforcent la pertinence d'utilisation des BQ comme matériau actif. En effet, nous avons vu dans le chapitre 1 que les BQ devraient permettre, idéalement, de localiser les porteurs et donc restreindre leur diffusion vers les centres de RNR. De plus, elles pourraient réduire les pertes par absorption produites dans la région miroir, et donc diminuer le courant de transparence.

Yoshie et coll. ont ainsi montré un effet laser à partir de deux et quatre cavités H1 couplées présentant un volume réduit doublé d'un fort Q (de 700 à 1300) avec, pour la première fois, des BQ InAs/GaAs comme matériau actif. Comme attendu, le seuil obtenu est faible (0.120 mW pour  $R_c=2.8\%$ , 20 ns) [Yoshie 02].

---

## **V.5 Performances atteintes dans les microlasers à cristaux photoniques 2D et puits quantiques**

Depuis 1999, de nombreuses démonstrations expérimentales de microlasers exploitant des modes de défauts générés dans la BIP ont été publiées [Hwang 00-1 et 00-2 ; Monat 01 ; Painter 99-1 et 99-3 ; Park 01...]. Cependant, la réduction simultanée de la taille du composant et de son seuil laser pour atteindre les objectifs imposés par la microphotonique intégrée implique un compromis. Comme le facteur de qualité des microcavités CP 2D

augmente usuellement avec leur taille, de nombreux groupes ont montré une opération laser à température ambiante, avec des cavités aussi larges que 3  $\mu\text{m}$  [Lee 02-2], 4  $\mu\text{m}$  [Hwang 00-1] ou 10  $\mu\text{m}$  [Hwang 00-2]. Les forts Q mis en jeu dans ces grandes cavités ont permis de démontrer l'effet laser à des températures supérieures à 20°C [Lee 02-1] et parfois en pompage continu [Hwang 00-2]. L'échauffement est en effet vraisemblablement plus limité dans ces grandes structures. Cependant, les seuils exhibés en puissance incidente (au pic) s'échelonnent souvent entre 3 mW et 10 mW. De plus, la haute densité de modes disperse la capacité d'émission de la zone active dans des conduits photoniques multiples.

Parallèlement, l'effet laser sur des petites cavités H1 a été démontré assez tôt à basse température [Painter 99-1] ou avec un pompage pulsé sévère pour limiter le fort échauffement ( $R_c=0.4\%$  et 10 ns) [Painter 99-3]. Récemment, plusieurs groupes se sont focalisés sur des designs de cavité plus complexes (cf section V.3.3.d) pour produire des modes de faible volume et fort Q [Park 01 ; Loncar 02]. Ces efforts n'ont pas été vains puisque les seuils exhibés sont faibles (entre 0.214 mW [Loncar 02] et 0.3 mW [Park 01] de puissance incidente au pic) mais ces résultats sont encore obtenus avec des contraintes de pompage sévères ( $R_c=1\%$ , 10 ns). De plus, comme une petite déviation de la géométrie optimum est extrêmement critique, ces designs nécessitent un ajustement technologique et une maîtrise de leur fabrication assez drastique. Des cavités monodéfaut à faible volume ( $0.1*(\lambda/n)^3$ ) dans un réseau CP 2D carré ont également montré récemment de bonnes performances laser [Ryu 02-2], avec de faibles seuils (0.8 mW de puissance incidente au pic pour  $R_c=0.5\%$ , 10 ns). Le mode quadripolaire non dégénéré exploité présente un Q expérimental supérieur à 2000.

Les résultats que nous avons obtenus et présentés dans ce chapitre ne font pas appel à une ingénierie de mode sophistiquée. Des géométries simples du réseau triangulaire (hexagones et triangles) ont été exploitées en faisant apparaître leurs potentialités pour des applications laser à température ambiante. Avec des grandes cavités (H5, de 5  $\mu\text{m}$  de large) mais aussi des structures plus petites (H2 et T2, moins de 1.7  $\mu\text{m}$  de large), nous avons démontré un effet laser avec un seuil aussi faible que 0.75 mW de puissance incidente au pic, proche des plus faibles valeurs obtenues par les autres groupes. Il reste que les conditions d'excitation souvent différentes adoptées par les divers laboratoires rendent la comparaison directe assez difficile. En particulier, les seuils que nous avons mesurés ont été obtenus avec des conditions de pompage s'appuyant sur un rapport cyclique  $R_c$  ( $R_c=15\%$ , 20 ns) plus élevé que la plupart des autres groupes.

## VI. CONCLUSION

Ce chapitre a permis de valider la réalisation de composants laser à cristaux photoniques 2D, avec dans un premier temps des multi-puits quantiques, en exploitant des microcavités (BIP) ou un phénomène de contre réaction distribuée (bandes plates). L'échauffement de ces composants très compacts joue cependant un rôle considérable, et peut être extrêmement pénalisant vis à vis de l'obtention d'un effet laser. Le report sur SiO<sub>2</sub> des membranes de semi-conducteur III-V a permis justement de bénéficier d'une meilleure dissipation thermique. Les seuils laser obtenus à température ambiante restent assez faibles (0.25 mW de puissance absorbée), et montrent une robustesse éprouvée à l'échauffement.

Une étude qualitative des différentes sources de pertes a été menée, et certaines voies pour réduire le seuil laser ont été mises en évidence. Elles portent sur l'efficacité radiative et le gain du matériau actif utilisé, le couplage de l'émission spontanée au mode laser, ou encore le facteur de qualité optique du mode impliqué dans le laser.

En particulier, les pertes non radiatives sur les flancs des trous ou à l'interface semi-conducteur/ barrière apparaissent comme un facteur déterminant dans la valeur mesurée du seuil laser. A cet égard, un traitement de passivation de surface s'est avéré bénéfique, entraînant une réduction du seuil laser.

Vis à vis du composant microlaser faible seuil, ces points (échauffement, recombinaisons non radiatives) ne sont donc pas à négliger, bien qu'ils restent souvent en marge d'une course au facteur de qualité menée par de nombreux groupes. Si cette amélioration du facteur de qualité est loin d'être un objectif dérisoire, elle ne montrera pleinement son effet dans les composants laser, que lorsque les autres facteurs régissant le seuil auront été bien maîtrisés.

L'intérêt à substituer des boîtes quantiques aux puits quantiques dans les microsources à cristaux photoniques 2D apparaît renforcé par l'importance que pourraient revêtir les recombinaisons non radiatives dans ces structures. Néanmoins, les îlots quantiques fabriqués à cette fin ne seront réellement efficaces que s'ils se comportent comme de véritables boîtes à porteurs. Les caractéristiques requises dans ce sens seront rappelées dans le chapitre 4, et le travail d'optimisation de la croissance des boîtes quantiques sera développé autour de cet objectif.



---

---

## - Chapitre 4 -

# ILOTS QUANTIQUES D'InAs/InP PAR CROISSANCE EPITAXIALE AUTO-ORGANISEE - FABRICATION ET PROPRIETES

---

---

I.	INTRODUCTION .....	114
II.	OBJECTIFS .....	115
III.	PROCÉDÉ DE FABRICATION : LA CROISSANCE AUTO-ORGANISÉE .....	116
III.1	<i>Objectifs</i> .....	116
III.2	<i>Principe de la croissance auto-organisée</i> .....	116
III.3	<i>Intérêt des semiconducteurs III-V et du système InAs/InP</i> .....	118
III.3.1.	Les semiconducteurs III-V .....	118
III.3.2.	Spécificités du système InAs/InP .....	119
IV.	TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES.....	121
IV.1	<i>Fabrication &amp; suivi : Epitaxie par jets moléculaires et diffraction RHEED</i> .....	121
IV.2	<i>Caractérisation</i> .....	121
IV.2.1.	Caractérisation morphologique.....	121
a.	La microscopie électronique en transmission (TEM).....	121
b.	La microscopie à force atomique (AFM) .....	121
IV.2.2.	Caractérisation optique .....	122
a.	La photoluminescence (PL).....	122
b.	Autres caractérisations optiques : PLE & PL résolue en temps.....	123
V.	PREMIÈRE OPTIMISATION : LES PARAMÈTRES DE CROISSANCE .....	124
V.1	<i>Structures étudiées</i> .....	124
V.2	<i>Résultat typique : la fluctuation de monocouche</i> .....	125
V.3	<i>Influence des paramètres de croissance</i> .....	126
V.3.1.	Température de croissance .....	127
V.3.2.	Pression d'Arsenic.....	129
V.3.3.	Épaisseur d'InAs déposée.....	129
V.3.4.	Couple critique : (T <sub>c</sub> , rapport V/III).....	131
V.3.5.	Echanges As/P.....	132
V.3.6.	Conclusion sur les conditions de croissance.....	134
V.4	<i>Une combinaison pertinente : les bâtonnets quantiques</i> .....	134
V.4.1.	Caractérisation optique : une signature de confinement quantique .....	135
V.4.2.	Morphologie .....	138
V.4.3.	Étude la PL en température .....	140
V.4.4.	Calcul des niveaux d'énergie dans les îlots quantiques .....	141
V.5	<i>Conclusion</i> .....	142
VI.	OPTIMISATION A DES FINS « COMPOSANT » .....	144
VI.1	<i>Vers un contrôle de la forme des îlots InAs/InP</i> .....	144
VI.1.1.	Importance des effets cinétiques dans le système InAs/InP .....	144
VI.1.2.	Utilisation de substrats désorientés.....	145
VI.2	<i>Mise à profit d'une encapsulation des îlots en « double cap »</i> .....	147
VI.2.1.	Principe du « double cap » .....	147
VI.2.2.	Erosion des îlots & contrôle de la longueur d'onde d'émission .....	148
VI.2.3.	Caractérisations optiques.....	151
VI.3	<i>Empilements</i> .....	152
VI.3.1.	Vers l'auto-organisation verticale.....	152
VI.3.2.	Épaisseur d'espaceur d'InP .....	153
VI.3.3.	Structures empilées en « double cap ».....	155
VII.	CONCLUSION.....	159

# - Chapitre 4 - Îlots quantiques d'InAs/InP par croissance épitaxiale auto-organisée - fabrication et propriétés

## I. INTRODUCTION

L'utilisation de puits quantiques InAsP/InP a permis d'effectuer un saut quantitatif dans les performances des lasers à cristaux photoniques (cf. chapitre 3), par rapport aux puits quantiques GaInAs/InP. Une augmentation de l'efficacité quantique, par le biais d'une limitation des recombinaisons non radiatives (RNR) est une des raisons qui expliquent cette amélioration. Si les RNR représentent véritablement le facteur limitant du seuil laser des composants à cristaux photoniques, l'utilisation de boîtes quantiques (BQ) apparaît pertinente. En plus d'autres avantages escomptés (stabilité thermique, faible chirp...), évoqués dans le chapitre 1, la localisation spatiale à laquelle les porteurs sont soumis dans les boîtes quantiques pourrait en effet procurer une immunité partielle aux RNR.

Dans la pratique, cependant, les potentialités théoriques intrinsèques des BQ (en particulier des BQ auto-organisées) sont limitées par une densité faible et surtout une dispersion en taille élevée. Ces deux caractéristiques, pour des BQ « standard », conduisent généralement à un gain modal plus faible que celui d'un puits quantique, susceptible de rendre plus difficile l'accès à une émission laser.

Les îlots quantiques (IQ) InAs/InP(001) réalisés au LEOM par croissance auto-organisée pourraient apporter une solution au problème de la densité, en offrant de forts taux de recouvrement planaire. Par contre, le faible désaccord de maille de ce système constitue un obstacle à la réduction de la dispersion en taille, plus ardu à surmonter.

Ce chapitre a pour objet de montrer comment une optimisation des conditions de croissance a permis de fabriquer des IQ InAs/InP(001) émettant autour de 1.5  $\mu\text{m}$ , avec des propriétés qui devraient permettre d'envisager leur insertion dans un laser à CP 2D.

La mise en évidence des caractéristiques de ces IQ a été le fruit de collaborations diverses avec des laboratoires nationaux :

- § Le LPM-INSA de Lyon (B. Salem, T. Benyattou et G. Bremond) pour l'étude spectroscopique,
- § Le LPMC-INSA de Toulouse (X. Marie) pour la dynamique des porteurs,
- § Le LENS-INSA de Rennes (P. Miska, J. Even) pour le calcul de la structure électronique,
- § Le LENAC DPM-Lyon I (O. Marty) pour les propriétés structurales.

## II. OBJECTIFS

Les nombreux avantages intrinsèques des BQ, discutés dans le 1<sup>er</sup> chapitre, voient leur existence conditionnée par le respect de divers critères. L'étude menée dans ce chapitre sur la fabrication de BQ par croissance auto-organisée aura donc pour objectif la production d'objets vérifiant ces conditions.

**Œ** Il s'agit de réaliser des nanostructures avec une signature de confinement quantique 3D.

*Démarche :*

- ❑ Fabriquer des nanostructures, limitées verticalement par des interfaces abruptes, qui offrent un confinement important et dans les trois directions de l'espace.
- ❑ Mettre en évidence l'existence de niveaux excités pour attester du caractère de basse dimensionalité des objets fabriqués.
- ❑ Montrer une bonne tenue en température des propriétés optiques et un confinement individuel des porteurs dans les nanostructures. Les fonctions d'onde des porteurs ne doivent pas être délocalisées dans l'ensemble des nanostructures mais rester confinées individuellement dans chaque BQ.

- La valeur absolue du gain doit être renforcée par le biais d'un nombre d'émetteurs élevé avec une forte efficacité radiative.

*Démarche :*

- ❑ Atteindre une densité élevée de BQ dans le plan.
- ❑ Réaliser des empilements pour augmenter le nombre total de BQ.
- ❑ Fabriquer des BQ cohérentes et dépourvues de défauts.
- ❑ Soigner la qualité des interfaces pour limiter la présence de RNR.

**Ž** La valeur relative (spectrale) du gain est également à maximiser à des fins d'utilisation dans un laser. Les émetteurs devront en effet être conformés au mode optique laser du composant. Cela signifie que le nombre de BQ « utiles », i.e. qui participeront à l'émission de lumière, doit être élevé par rapport au nombre d'émetteurs « inutiles » (cf. chapitre 2).

*Démarche :*

- ❑ Réduire la dispersion en taille pour aboutir à un spectre de gain plus étroit en énergie.

### **III. PROCEDE DE FABRICATION : LA CROISSANCE AUTO-ORGANISEE**

---

#### **III.1 Objectifs**

Concrètement, le challenge expérimental consiste à réaliser, de façon reproductible, des nanostructures possédant essentiellement les caractéristiques suivantes :

- une petite taille, de l'ordre de 10 nm (soit quelques 10 000 atomes).
- une uniformité satisfaisante des dimensions ( $\Delta d/d = \pm 5\%$ ) pour l'ensemble des objets.
- un facteur de remplissage volumique élevé pour un taux de capture des porteurs important.
- une qualité structurale satisfaisante : matériau cohérent et sans défaut.

Pour fabriquer de tels objets, des techniques variées ont été envisagées, fondées sur l'utilisation de lithographie et de gravure ou de l'implantation par faisceau d'ions, suivies d'une reprise de croissance sur les échantillons structurés. Cependant, outre le problème de résolution limitée pour les technologies conventionnelles, les dommages ou impuretés introduits au niveau des surfaces et interfaces par ce type de méthode conduisent à des recombinaisons non radiatives importantes. La croissance auto-organisée induite par une contrainte offre une alternative qui permet de fabriquer des îlots quantiques cohérents et sans défauts structuraux.

---

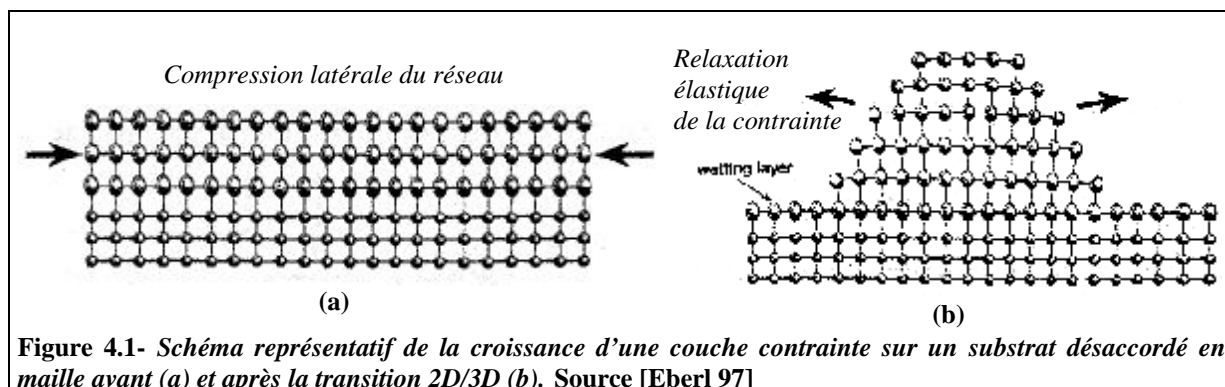
#### **III.2 Principe de la croissance auto-organisée**

La fabrication de nanostructures auto organisées utilise un effet longtemps considéré indésirable par les épitaxieurs. Il s'agit du mode de croissance tridimensionnel (3D) d'un matériau contraint, dit de « Stranski-Krastanov », induit par un désaccord de maille avec le substrat. Des îlots 3D sont ainsi formés spontanément.

Les premiers atomes déposés s'arrangent pour constituer une couche contrainte 2D, dite de mouillage [figure 4.1(a)]. Au delà d'une certaine épaisseur critique (de l'ordre de quelques monocouches atomiques), les atomes tendent à constituer des îlots 3D à la surface de cette première couche planaire [figure 4.1(b)].

La formation de ces îlots est dirigée par une relaxation élastique partielle de la contrainte latéralement et au sommet des îlots. Elle s'effectue, contrairement à la relaxation plastique,

sans développement de dislocations, souvent néfastes pour les performances des composants réalisés. La relaxation partielle de la contrainte, qui abaisse l'énergie de volume de la couche, a lieu cependant au détriment d'une augmentation de sa surface libre, due à la formation des îlots 3D. La transition 2D/3D du mode de croissance est donc le fruit d'une balance entre l'énergie de surface et l'énergie de volume de la couche. Elle intervient lorsque le gain en énergie de volume devient supérieur au coût en énergie de surface de la couche.



La formation d'îlots quantiques ainsi initiée par une étape de nucléation est succédée d'une période de croissance durant laquelle la matière est collectée par les îlots principalement par diffusion de surface des adatoms. Chaque îlot induit cependant une force répulsive à sa périphérie qui empêche la formation d'un autre îlot à proximité [Ponchet 95] et freine plus ou moins l'incorporation de nouveaux adatoms. Cette force répulsive est issue des champs de déformation présents en bord d'îlot et dans le substrat placé sous et entre les îlots. Ils sont d'autant plus forts que le volume de l'îlot est grand. Ces champs de déformation poussent donc les adatoms à nourrir préférentiellement les petits îlots comparativement aux grands. Une homogénéisation relative de leur taille est ainsi naturellement observée : c'est le phénomène d'auto-organisation. Il existerait donc un arrangement d'îlots de même forme et de même taille, optimal en termes de stabilité et de réduction de l'énergie totale du système considéré.

### III.3 Intérêt des semiconducteurs III-V et du système InAs/InP

#### III.3.1. Les semiconducteurs III-V

Le gap indirect du silicium rend très difficile la fabrication de sources de lumière intégrées à partir de ce matériau. De plus, l'efficacité radiative d'hétérostructures à base de silicium cristallin est fortement limitée par l'absence de barrières électroniques garantissant le maintien du confinement spatial des porteurs à température ambiante. Les meilleurs rendements de luminescence démontrés à ce jour sont de l'ordre de 1% pour du Si poreux.

Au contraire, les semiconducteur III-V apparaissent plus adaptés à l'émission de lumière, grâce à leur gap direct et à leur fort rendement radiatif. De plus, la fabrication d'hétérojonctions présentant des états confinés en bande de conduction et en bande de valence est possible. Enfin, la maturité des technologies III-V pour les télécoms et le savoir faire développé en épitaxie de ces matériaux rendent leur utilisation largement répandue dans les composants optoélectroniques.

Les semiconducteurs III-V cristallisent dans la structure cubique Zinc-Blende. La figure 4.2 donne l'énergie de bande interdite en fonction du paramètre de maille pour les matériaux composés III-V binaires (points) et ternaires (lignes). Chaque filière, identifiée sur le diagramme, regroupe les matériaux qui peuvent être épitaxiés en accord de maille sur un substrat donné. Le composé binaire InAs a un paramètre de maille supérieur à ceux d'InP et de GaAs, et sa faible énergie de bande interdite permet un confinement important des porteurs. Les systèmes InAs/InP et InAs/GaAs sont donc des candidats intéressants pour la réalisation de structures à îlots quantiques.

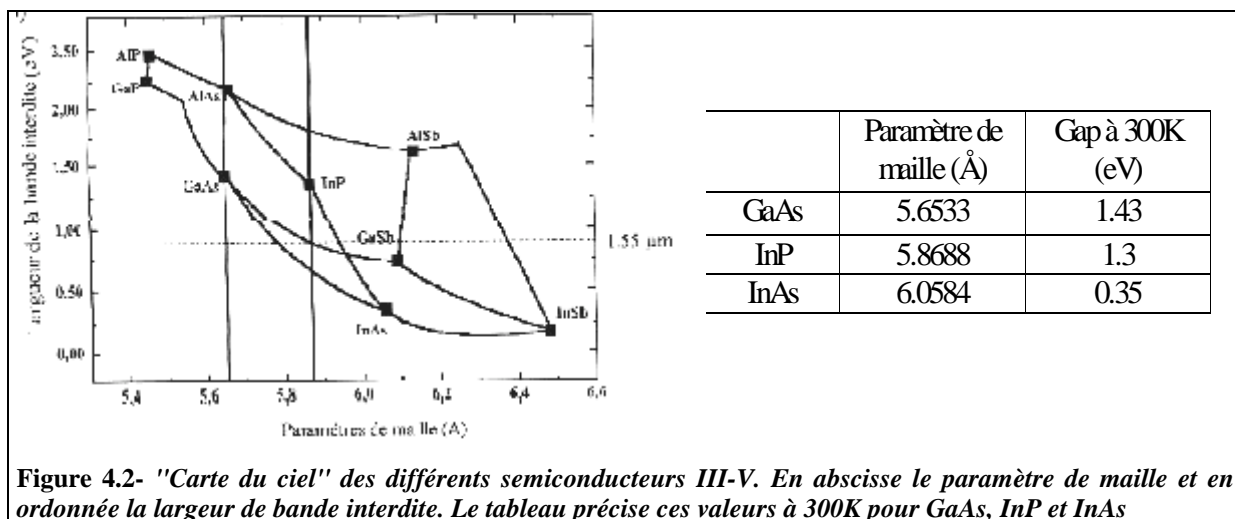


Figure 4.2- "Carte du ciel" des différents semiconducteurs III-V. En abscisse le paramètre de maille et en ordonnée la largeur de bande interdite. Le tableau précise ces valeurs à 300K pour GaAs, InP et InAs

### III.3.2. Spécificités du système InAs/InP

Jusqu'à présent, l'essentiel des travaux a porté sur le système InAs/GaAs, présentant un désaccord de maille élevé de 7%. Ce système fortement contraint conduit à un développement précoce d'îlots 3D, mais reste limité aux longueurs d'onde inférieures ou égales à 1.3  $\mu\text{m}$ . Le système InAs/InP bénéficie d'un désaccord de maille plus faible ( $\Delta a/a = 3.2\%$ ), qui permet de réaliser des îlots cohérents plus gros ouvrant l'accès à une gamme de longueurs d'onde plus élevée, en particulier 1.3-1.5  $\mu\text{m}$ . De plus, les recombinaisons non radiatives sont usuellement moins importantes dans la filière InP que GaAs. Enfin, la masse effective des porteurs, inférieure dans le système moins contraint InAs/InP par rapport à InAs/GaAs, devrait conduire à l'obtention de nanostructures quantiques présentant des niveaux d'énergie plus écartés [Fafard 96]. La stabilité thermique des composants devrait s'en trouver améliorée.

Les avantages cités pour le système InAs/InP sont partiellement compensés par un mécanisme de formation plus complexe induit par le faible désaccord de maille. La formation des boîtes quantiques reste dirigée par la réduction de la valeur de l'énergie totale du système (couche contrainte + substrat) : énergies de contrainte, de surface et interface. La contrainte induite par le désaccord de maille joue un rôle majeur [Koo 01 ; Wang 02]. Cependant, sa faible valeur dans le système InAs/InP offre la possibilité à d'autres phénomènes de s'exprimer davantage dans l'état final des îlots formés. La réduction des énergies de surface et interface pèse de manière non négligeable dans la balance énergétique, tandis que la relaxation chimique (effets d'alliage) peut compliquer fortement le mécanisme de formation des BQ.

Ainsi, par exemple, la nature et morphologie du buffer ont une influence importante. Le buffer est la couche initiale (support) sur laquelle est épitaxiée la couche contrainte. Plusieurs matériaux en accord de maille sur InP, donc présentant le même désaccord de maille avec InAs, ont été utilisés comme buffer de la croissance des îlots d'InAs : AlInAs, GaInAs [Ustinov 98-2 ; Brault 98], AlGaInAs [Li 02] InGaAsP [Jeong 01] et InP [Brault 99]. La morphologie de surface du buffer, anisotrope et lisse (InP, GaInAs) ou rugueuse et démixée (AlInAs) affecte directement la formation et la morphologie finale des nanostructures. Des phénomènes comme la ségrégation d'Indium à la surface du buffer (AlInAs) peuvent générer des centres de nucléation agissant comme de véritables précurseurs de la croissance des îlots [Brault 98]. La reconstruction de surface de la couche d'InAs peut aussi agir sur la forme des îlots [Brault 02]. Un mode de relaxation chimique, via des effets d'alliage, entre par ailleurs en compétition avec la transition 2D/3D classique pour relaxer la contrainte [Brault 98]. Les effets d'alliage sont guidés par la propension à la démixion des ternaires mis en jeu (InAsP,

GaInAs ou AlInAs) : la création d'un alliage interfacial entre le buffer et la couche contrainte permet de réduire l'énergie totale du système<sup>1</sup>. Ce type de réactions chimiques peut détériorer la qualité des interfaces par la formation non intentionnelle d'un alliage.

Enfin, les effets cinétiques, plus ou moins lissés dans un système fortement contraint qui impose la forme finale des IQ, peuvent influencer davantage la morphologie des IQ formés à partir d'un système faiblement contraint.

Tous ces phénomènes spécifiques au système InAs/InP y rendent la fabrication et l'auto-organisation de boîtes quantiques assez délicate.

Nous avons mené une étude sur la croissance d'îlots quantiques InAs/InP(100) en Epitaxie par Jets Moléculaires à Sources Solides, en utilisant un buffer d'InP. Nous présentons dans ce chapitre comment, malgré les difficultés soulignées, des conditions de croissance adéquates peuvent conduire à la fabrication d'îlots denses et relativement uniformes.

---

<sup>1</sup> Surtout lorsque l'enthalpie de mélange de l'alliage est faible, la relaxation chimique n'est pas négligeable. Si la contrainte est faible, elle peut alors même devenir le mécanisme dominant pour relaxer la contrainte.



## IV. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

### IV.1 Fabrication & suivi : Epitaxie par jets moléculaires et diffraction RHEED

Les îlots InAs/InP(001) sont fabriqués par épitaxie par jets moléculaires à sources solides (EJMSS). Le suivi de la croissance se fait par caractérisation in situ par diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED). Les détails de la technique de croissance adaptée aux matériaux III-V ainsi que la technique d'analyse sont donnés en Annexe 2 (I et II). Le RHEED constitue un outil d'analyse de surface très précieux en cours de croissance car il permet de détecter la transition 2D/3D du mode de croissance d'une couche contrainte d'InAs épitaxiée sur un substrat d'InP. Il nous indique en temps réel la formation effective d'îlots.

### IV.2 Caractérisation

#### IV.2.1. Caractérisation morphologique

##### a. La microscopie électronique en transmission (TEM)

Des images TEM ont été effectuées au LENAC (O. Marty) en vue plane ou en coupe transverse. Elles donnent accès aux caractéristiques morphologiques et structurales des nanostructures fabriquées. Ces images, dont les résolutions peuvent atteindre l'échelle atomique sont obtenues à partir d'électrons très énergétiques traversant l'échantillon préalablement aminci. Elles fournissent des indications très précises sur la forme et taille des îlots, mais aussi une idée de la composition chimique par une analyse des contrastes visibles. Cette technique, dont la préparation des échantillons reste toutefois assez délicate, ne requiert en contrepartie aucune procédure de croissance spécifique, contrairement à l'AFM. Elle permet en particulier d'imager des nanostructures encapsulées, dont la caractérisation optique est également accessible, rendant possible la corrélation directe morphologique/ optique.

##### b. La microscopie à force atomique (AFM)

La microscopie à force atomique est beaucoup moins lourde d'utilisation que la microscopie électronique en transmission (cf. Annexe 2.III). Elle permet de visualiser la topographie des nanostructures épitaxiées. Toutefois, la nécessité d'observer, par cette technique d'imagerie de surface, des îlots non encapsulés conduit à refroidir les îlots épitaxiés sans protection préalable par une couche supérieure d'InP. Une procédure de refroidissement spécifique a été

mise au point au LEOM pour geler la morphologie des îlots non capés (cf. Annexe 2.II). Les caractéristiques géométriques d'îlots encapsulés peuvent donc être observées indirectement par l'AFM en utilisant cette précaution.

La hauteur mise en évidence par AFM sera interprétée avec une certaine prudence, compte tenu de la résolution et les limites de cette technique (cf. Annexe 2.II).

#### IV.2.2. Caractérisation optique

##### a. La photoluminescence (PL)

Un spectre de photoluminescence montre les caractéristiques d'émission lumineuse d'une population d'îlots quantiques encapsulés i.e. enfermés dans une matrice de gap supérieur. L'appareillage utilisé au LEOM est le même que pour la caractérisation des cristaux photonique. La diode laser AlGaAs excitatrice émet vers  $\sim 780$  nm et génère des paires électron-trou dans les barrières d'InP. Ces porteurs, capturés par les nanostructures, se recombinent radiativement en produisant un signal lumineux collecté puis analysé spectralement par un monochromateur et un détecteur InGaAs étendu. L'utilisation d'un objectif d'ouverture numérique 0.5 (\*20) crée une excitation lumineuse sur une zone large de 3  $\mu\text{m}$ , contenant typiquement quelques centaines d'îlots. De nombreuses mesures de PL ont également été effectuées au LPM-INSA de Lyon dans le cadre de la thèse de B. Salem. Le LPM est muni d'un banc de caractérisation disposant de deux sources d'excitation : un laser Argon (ions  $\text{Ar}^+$ ,  $\lambda=514.5$  nm) produit une excitation dans les barrières et un laser YAG ( $\lambda=1064$  nm) permet d'exciter directement les îlots quantiques [Salem 02]. Le diamètre du spot d'excitation est de l'ordre de 100 (YAG) à 200  $\mu\text{m}$  (Ar).

La position spectrale du pic de photoluminescence reflète directement la taille des îlots et est essentiellement gouvernée par la dimension la plus faible<sup>2</sup>. Ainsi la taille moyenne, grande ou petite de ces îlots, peut être déduite de la longueur d'onde moyenne du spectre, respectivement élevée ou faible. La largeur à mi-hauteur du spectre traduit par ailleurs la dispersion en taille de la population d'îlots sondée.

Les mesures de PL peuvent être effectuées dans la gamme de température 8K-300K. Les spectres obtenus à basse température sont représentatifs de la statistique de distribution en taille des nanostructures : une corrélation peut être établie avec la distribution inhomogène des énergies associées à ces objets [Fréchengues 97 ; Carlsson 98]. En effet, la statistique de capture des porteurs par les différents îlots est à peu près équiprobable et l'utilisation d'une

---

<sup>2</sup> La dimension la plus faible pour les îlots InAs/InP est la hauteur.

température basse limite la redistribution des porteurs entre les différentes nanostructures, par évaporation/ diffusion. L'intensité intégrée du spectre de PL reflète donc, dans ces conditions, la densité de nanostructures. Un abaissement de la température entraîne également, par rapport aux mesures à température ambiante, un décalage général de l'émission vers les faibles longueurs d'onde. Cet effet est lié à la variation du gap du matériau avec la température<sup>3</sup>.

La puissance d'excitation constitue un deuxième paramètre variable de l'analyse qui peut fournir des indications pertinentes dans le cas de structures de basse dimensionalité. En particulier, la saturation de certains pics de photoluminescence peut être observée au profit d'autres pics en régime de forte excitation à cause du remplissage des bandes dans les structures quantiques [Mu 01].

### **b. Autres caractérisations optiques : PLE & PL résolue en temps**

Des mesures d'excitation de photoluminescence (PLE) ou de photoluminescence résolues en temps ont également été mises en œuvre sur les nanostructures fabriquées, au LPM à l'INSA de Lyon (B. Salem) et au LPMC à l'INSA de Toulouse, sous la direction de Xavier Marie [Salem 02].

A l'inverse de la PL simple, la PLE produit un spectre de photoluminescence fonction de l'énergie d'excitation et pour une énergie de détection fixe. Une lampe tungstène à quartz produit une source d'énergie accordable, de puissance assez faible de l'ordre du  $\mu\text{W}$ . Le spectre obtenu peut présenter des augmentations ponctuelles de l'intensité de PL recueillie à une longueur d'onde donnée, pour certaines énergies d'excitation. Ces valeurs particulières de l'excitation sont corrélées à des transitions particulières (excitation en résonance avec d'éventuels états excités par exemple) de la structure de bandes du matériau.

La PL résolue en temps produit un spectre de photoluminescence en fonction du temps, pour une excitation pulsée ( $\lambda \sim 750$  nm) permettant la relaxation des îlots et une évolution temporelle de leur émission. La puissance d'excitation est assez importante et comparable à celle de la PL, de l'ordre de 100 mW. Elle donne accès aux temps caractéristiques de la dynamique des porteurs dans les îlots : le temps de montée traduit la capture des porteurs par les nanostructures, tandis que le temps de déclin de la photoluminescence reflète la durée de vie des porteurs dans les îlots.

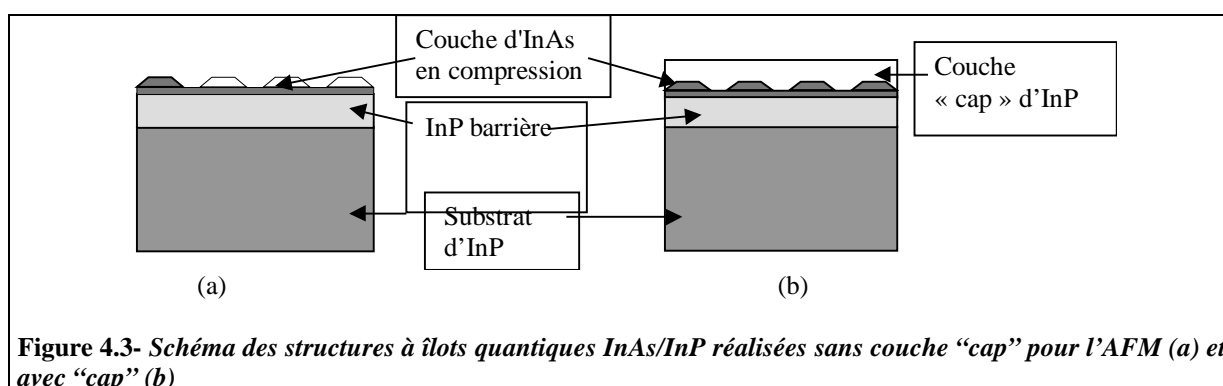
---

<sup>3</sup> La loi de Varshni empirique traduit l'augmentation du gap d'un matériau lorsque la température diminue. Elle s'écrit :  $E_g(T) = E_g(0K) - \alpha * T^2 / (\beta + T)$ . Elle est liée à la dilatation thermique du réseau et l'interaction avec les phonons. Les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  qui régissent cette formule dépendent de la nature du matériau.

## V. PREMIERE OPTIMISATION : LES PARAMETRES DE CROISSANCE

### V.1 Structures étudiées

Les structures réalisées pour ces études sont constituées typiquement d'une fine couche contrainte d'InAs, de quelques monocouches (MC) d'épaisseur, entre deux barrières d'InP [figure 4.3(b)]. Les conditions de croissance (température, vitesse de croissance, pression d'As) de la couche d'InAs diffèrent de celles adoptées pour les barrières d'InP (cf. Tableau 4.1). Les valeurs sont présentées dans le tableau à titre indicatif, et leur détermination précise fera l'objet de la section V.3. Par ailleurs, des îlots d'InAs sont également fabriqués [figure 4.3(a)] pour des conditions de croissance analogues, mais sans couche cap d'InP pour permettre l'imagerie de surface par AFM en adoptant la procédure de refroidissement mise au point avec commutation des flux As/P (cf Annexe 2.II).

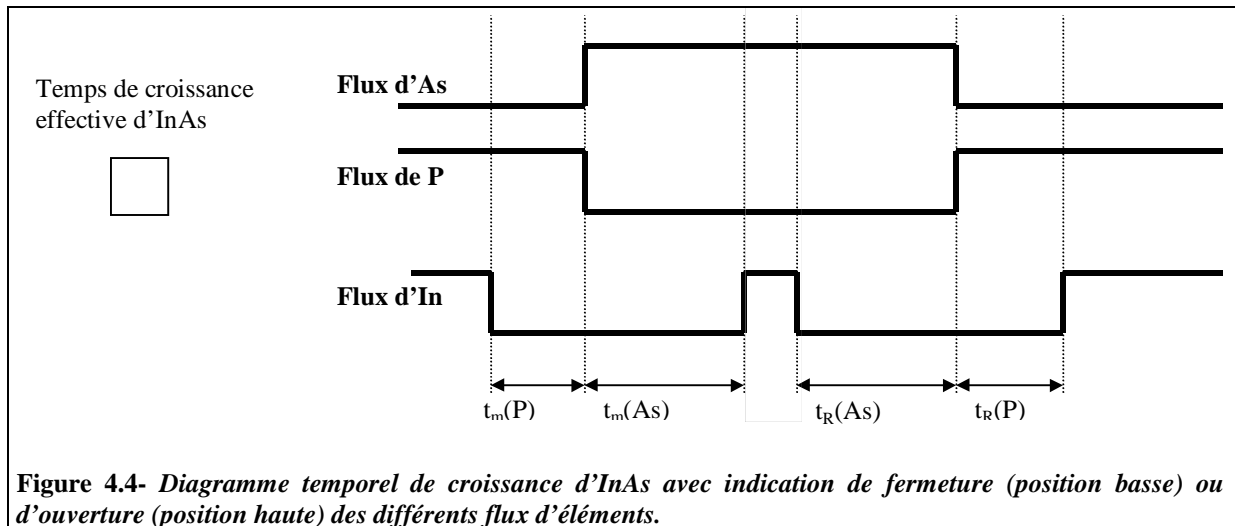


Matériau	Vitesse	Température de croissance	Pression d'élément V
InP buffer 2000 Å	1 μm/h	480°C	$P_p=10^{-5}$ T
InAs îlots quantiques ~10 Å	0.25 μm/h	500-520°C	$P_{As}=2.10^{-6}$ T
InP cap 400 Å	0.25 μm/h	500-520°C → 480°C	$P_p=4.10^{-6}$ T
InP cap 2600 Å	1 μm/h	480°C	$P_p=10^{-5}$ T

Tableau 4.1- Conditions de croissance typiquement adoptées pour une structure à îlots quantiques.

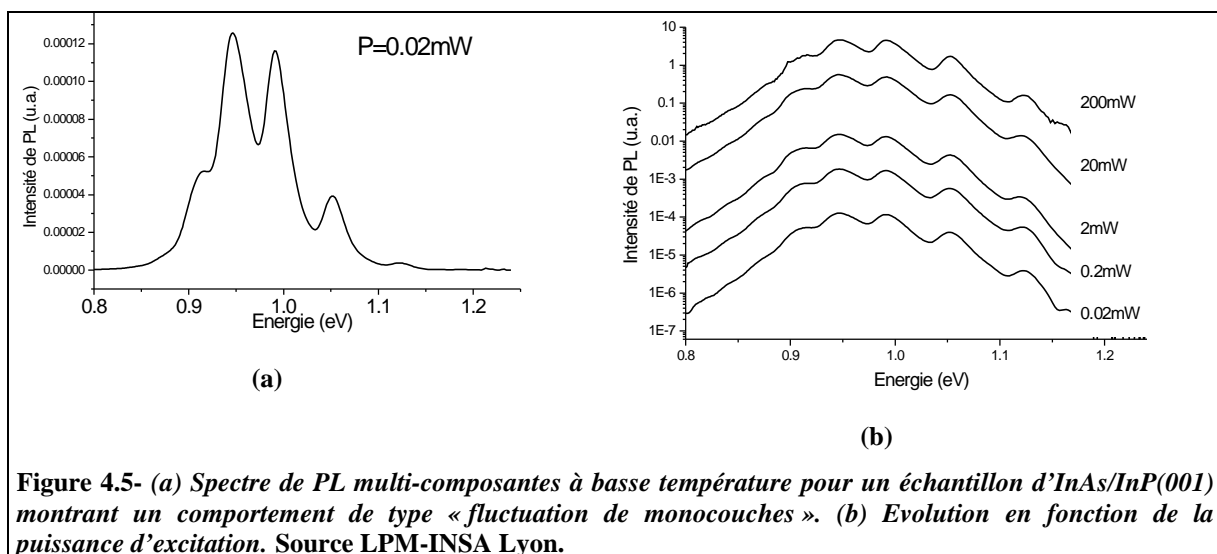
Enfin, la présence de deux éléments V dans le système InAs/InP conduit à suivre une procédure de commutation assez précise des flux d'éléments V, illustrée par le diagramme figure 4.4. Des interruptions sont donc effectuées avant et après la croissance des îlots. Les différents temps de maintien de la surface d'InP sous As,  $t_m(As)$ , avant la croissance de la couche d'InAs, ou de recuit sous arsenic,  $t_R(As)$ , puis sous phosphore,  $t_R(P)$ , postérieurs à la

croissance des nanostructures peuvent affecter la morphologie finale des îlots fabriqués. Des échanges As/P peuvent en effet survenir, accompagnés de transferts de matière importants en surface (cf section V.3.5).



## V.2 Résultat typique : la fluctuation de monocouche

La réalisation de nanostructures quantiques 3D, i.e. présentant un effet de confinement des porteurs dans les trois directions, associé à la présence de niveaux excités, ne s'obtient pas sans effort. Couramment, les nanostructures fabriquées sans optimisation des conditions de croissance ont des hauteurs très dispersées et variant par «fluctuation de monocouches».



Le spectre de photoluminescence correspondant est formé de plusieurs pics associés à ces différentes hauteurs des nanostructures, variant par nombre entier de monocouches [cf. figure

4.5(a)]. Chaque pic se trouve lui même élargi par l'effet de la distribution des tailles latérales d'une famille d'îlots de même hauteur. De nombreux spectres de ce type ont été rapportés dans le cadre des études du système InAs/InP [Carlin 92 ; Mendonça 98 ; Brault 99 ; Gonzalez 00 ; Salem 01 ; Alen 01]. L'indication de ce comportement particulier est établie usuellement en corrélant la position des pics avec l'énergie de transition fondamentale calculée pour des puits quantiques d'épaisseur variant par nombre entier de monocouches [Poole 02]. Cela signifie que les nanostructures fabriquées sont assimilables à des îlots de faible hauteur mais très larges, confinant les porteurs verticalement mais non latéralement. La photoluminescence de telles structures en fonction de la puissance d'excitation ne montre aucun effet de saturation [figure 4.5(b)], qui attesterait d'une nature différente entre les diverses composantes (niveaux fondamental et excités, par exemple). De telles structures offrent, outre un mauvais confinement quantique, éloigné du comportement de BQ visé, une largeur à mi-hauteur (LMH) du spectre de PL élevée, indésirable pour les applications laser. Les valeurs s'échelonnent souvent entre 100 et 150 meV à 300K [Salem 01 ; Alen 01 ; Gonzalez 00].

---

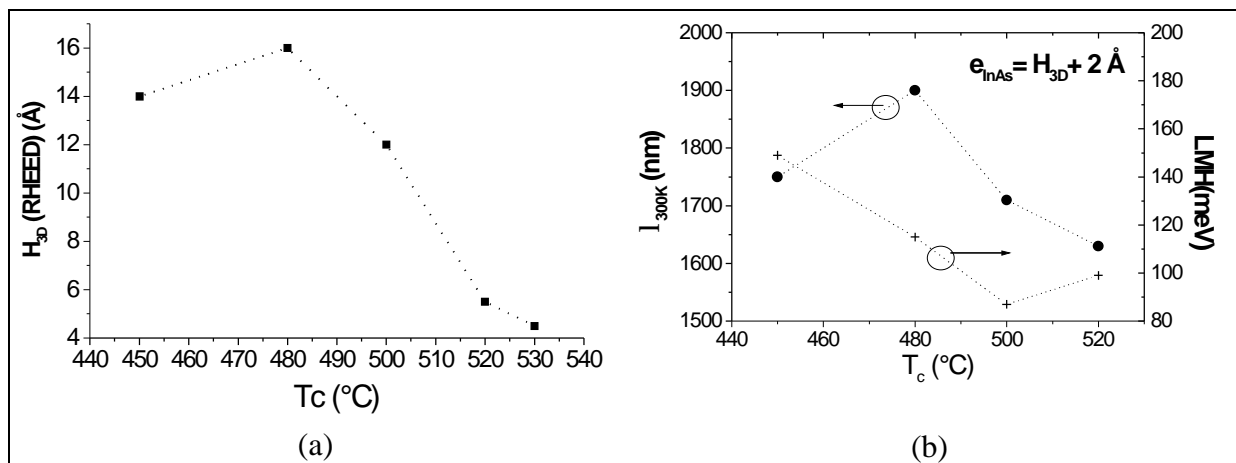
### V.3 Influence des paramètres de croissance

La réalisation d'hétérostructures présentant de fortes densités d'îlots quantiques InAs/InP, avec une distribution en taille étroite est difficile à atteindre. En plus des effets thermodynamiques, la formation des nanostructures est limitée ou accentuée par des facteurs cinétiques comme la diffusion de surface des adatoms. La morphologie de surface du buffer mais aussi les paramètres de croissance adoptés peuvent accélérer ou ralentir cette cinétique.

Dans le système InAs/InP, diverses combinaisons des conditions de croissance conduisent à une grande variété de spectres de PL et les effets des différents paramètres ( $T_c$ ,  $P_{As}$ ) ne sont pas indépendants [Rudra 94]. Sans dresser un tableau exhaustif de ces influences conjointes, nous nous sommes attachés, ici, à réduire la dispersion en taille des îlots d'InAs/InP(001) (donc la LMH du spectre de PL associé) tout en visant une longueur d'onde d'émission proche de 1.5  $\mu\text{m}$  à 300K. Les paramètres de croissance des îlots ainsi que la procédure de fabrication des interfaces sont optimisés dans ce sens. L'influence des paramètres de croissance a été partiellement sondée par Julien Brault [Brault 00-1].

### V.3.1. Température de croissance

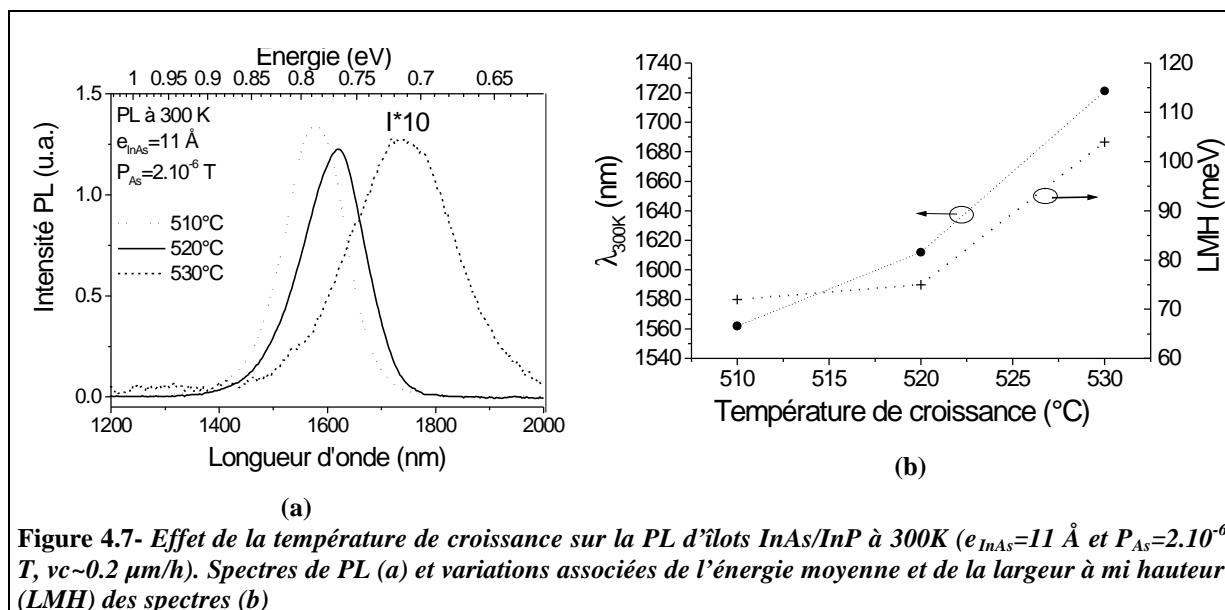
La figure 4.6(a) montre la dépendance de la transition 2D/3D du mode de croissance d'une couche d'InAs/InP(001), mesurée par RHEED, en fonction de la température de croissance. L'épaisseur critique  $H_{3D}$  est réduite de façon significative de 16 Å (5.3 MC) à 5 Å (1.7 MC), entre 480°C et 530°C. Dans cette gamme de températures élevées, la faible épaisseur critique rend possible la fabrication d'îlots InAs petits, susceptibles d'émettre autour de 1.5 μm à 300K. En effet, la fabrication d'îlots suppose une épaisseur déposée supérieure à l'épaisseur critique, par exemple  $H_{3D}+2$  Å [figure 4.6(b)]. L'utilisation d'une haute température requiert alors une épaisseur d'InAs plus faible, conduisant à des îlots de taille réduite exhibant une longueur d'onde d'émission plus courte. L'effet observable sur la largeur à mi hauteur (LMH) à 300K du spectre de PL semble moins avantageux puisqu'un léger élargissement est observé à haute température [figure 4.6(b)]. Cependant, il ne peut être expliqué par le seul effet de la température puisque d'autres paramètres comme la pression effective d'As en surface, ou l'épaisseur d'InAs déposée varient simultanément sur la figure 4.6(b).



**Figure 4.6-** Epaisseur critique de la transition 2D/3D ( $H_{3D}$ ) du mode de croissance d'InAs/InP(001) en fonction de la température de croissance (a). Influence sur la longueur d'onde et la largeur à mi-hauteur (LMH) du spectre de PL à 300K, pour des îlots correspondant à une épaisseur d'InAs déposée variable et égale à  $H_{3D}+2$  Å ( $P_{As}=4.10^{-6}$  T) (b). Source [Brault 00-1].

Nous avons comparé les propriétés d'îlots fabriqués à des températures de croissance variables autour de la valeur intéressante de 520°C, les autres paramètres de croissance ( $P_{As}$  et  $e_{InAs}$  déposée) étant identiques et garantissant une transition 2D/3D du mode de croissance. D'une part, l'augmentation de la température entre 510 et 530°C conduit à une augmentation de la longueur d'onde du pic du spectre de PL à 300K, i.e. une augmentation de la taille moyenne des îlots [Figure 4.7(a) et (b)]. Une température élevée peut en effet activer la formation des nanostructures via une augmentation de la mobilité de surface des adatoms

[Rudra 94]. La valeur plus basse de l'épaisseur critique  $H_{3D}$  à haute température rejoint ce raisonnement. D'autre part, une augmentation de la température de croissance entraîne une augmentation de la LMH du spectre de PL, très légère (quelques meV) entre 510°C et 520°C et beaucoup plus importante (~30 meV) entre 520°C et 530°C. Par ailleurs, le spectre de PL obtenu pour une température de 530°C montre une faible intensité [figure 4.7(a)], caractéristique d'un début vraisemblable de relaxation plastique.



En réalité, une augmentation de la température s'accompagne d'une conjoncture complexe de mécanismes qui peuvent être signalés. La pression effective d'arsenic en surface est réduite à haute température et peut devenir limitante dans la formation des îlots (par exemple à 530°C) [Madhukar 94]. Des réactions d'échanges P/As (cf. section V.3.5) exacerbés à forte température de croissance [Carlsson 98 ; Zhuang 00], peuvent produire un excès de matière dans les îlots, et jouer donc un rôle important dans la variation de taille des nanostructures avec la température. La composition de l'excès de matière formé, sûrement partiellement InAsP peut parallèlement modifier l'énergie de confinement des porteurs dans les îlots [Carlsson 98] de même que la présence éventuelle d'un alliage InAsP aux interfaces InAs/InP<sup>4</sup>. La compétition entre ces différentes contributions peut expliquer une variation souvent non monotone et parfois difficilement interprétable des propriétés optiques des îlots avec la température de croissance.

<sup>4</sup> Un offset inférieur entre l'îlot et la barrière conduit à une réduction de l'énergie du niveau associé dans la BQ [Ustinov 98-2]



Toutefois, une température de croissance de 510-520°C apparaît ici favorable à la fabrication d'îlots d'InAs/InP cohérents et relativement uniformes, bénéficiant d'une transition 2D/3D assez précoce.

### V.3.2. Pression d'Arsenic

Dans la gamme intéressante de température (510-520°C), l'influence de la pression d'arsenic sur les propriétés optiques à 300K des îlots d'InAs/InP(001) a été étudiée.

La figure 4.8 montre qu'une diminution de la pression d'arsenic conduit à une réduction de la longueur d'onde ainsi que de la LMH<sup>5</sup>. Cette influence peut se comprendre en termes de cinétique de surface. Une pression élevée limite vraisemblablement la diffusion de surface des adatoms d'In, nécessaire à l'homogénéisation de la taille des îlots. Une réduction de cette pression peut donc favoriser les mécanismes d'uniformisation des îlots. Toutefois, ce paramètre ne peut être diminué de façon drastique : une déficience en As semble constituer un facteur limitant, susceptible d'empêcher le passage 3D de la croissance d'InAs [Rudra 94].

⇒ Cette tendance nous a conduit à adopter une pression d'As limitée à  $2 \cdot 10^{-6}$  Torr (rapport V/III~12) qui garantit encore une transition 2D/3D du mode de croissance à 520°C.

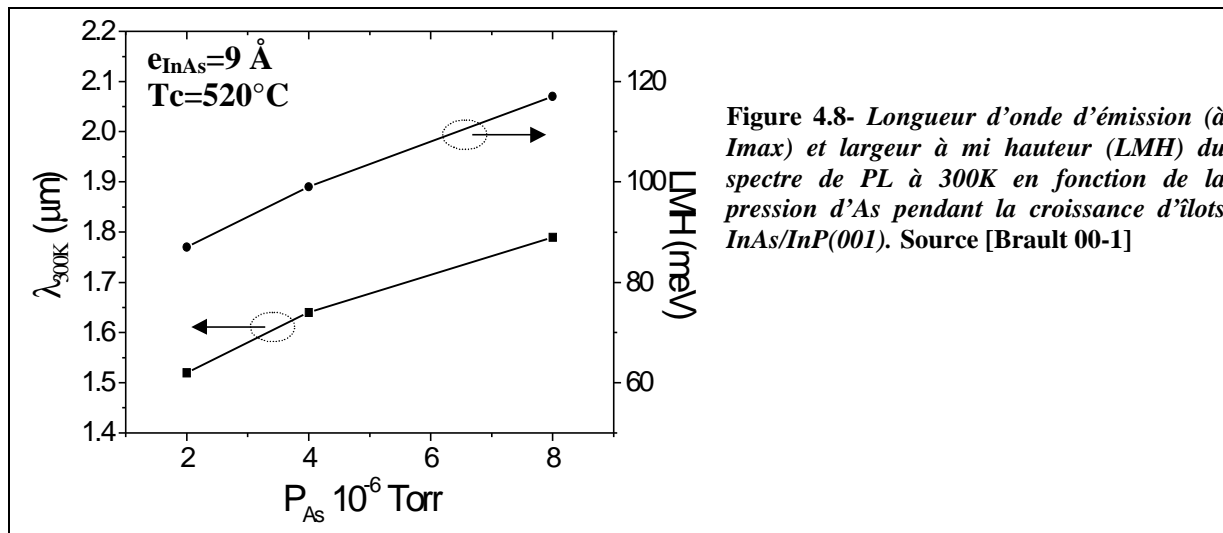


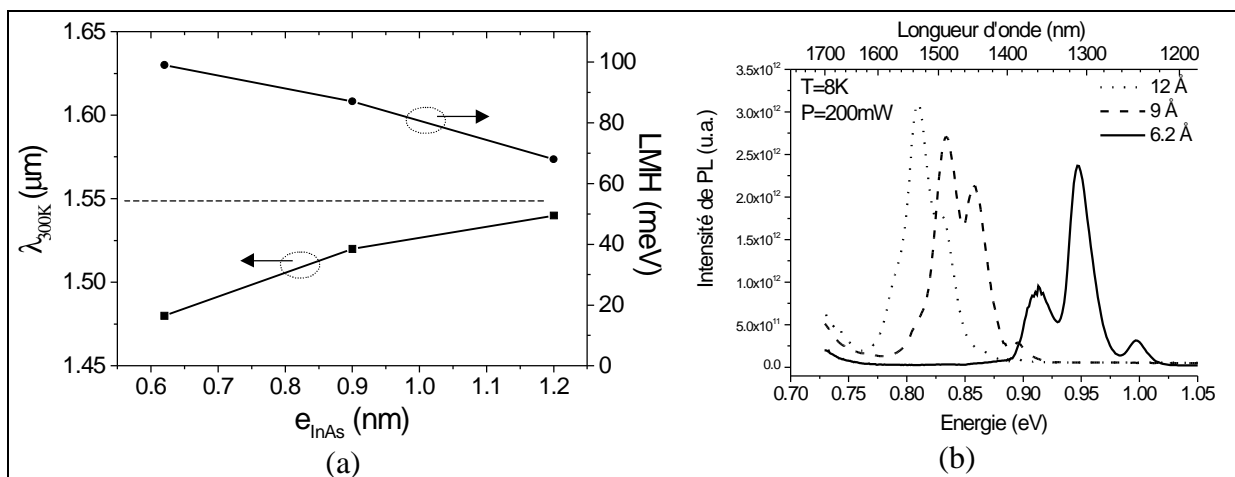
Figure 4.8- Longueur d'onde d'émission (à  $I_{max}$ ) et largeur à mi hauteur (LMH) du spectre de PL à 300K en fonction de la pression d'As pendant la croissance d'îlots InAs/InP(001). Source [Brault 00-1]

### V.3.3. Epaisseur d'InAs déposée

L'épaisseur d'InAs déposée a été variée pour une température de croissance et une pression d'As fixées à 520°C et  $2 \cdot 10^{-6}$  Torr : son influence sur les propriétés optiques des îlots d'InAs/InP(001) à 300K a donc été sondée. La figure 4.9(a) montre qu'une augmentation de

<sup>5</sup> Cet effet est révélé à 520°C mais ne possède pas un caractère général, car dépendant de la température [Rudra 94].

l'épaisseur déposée conduit à une élévation de la longueur d'onde d'émission, révélant ainsi un grossissement des îlots [Jeong 01]. Une réduction notable de la LMH est également visible. En effet, l'augmentation de l'épaisseur déposée conduit à un allongement du temps de croissance, i.e. de la maturation des îlots, sans doute responsable d'une meilleure uniformisation finale de leurs tailles. La comparaison des spectres de PL à 8K pour trois épaisseurs déposées différentes, de 6.2 Å, 9 Å et 12 Å, permet d'approfondir ce phénomène [Figure 4.9(b)]. Outre un grossissement des îlots, une augmentation de l'épaisseur déposée conduit à une réduction du nombre de composantes, leur rapprochement ainsi que la prédominance en intensité d'un pic sur les autres. Ces observations traduisent effectivement un mécanisme d'uniformisation des îlots<sup>6</sup>. L'intensité intégrée, assez comparable pour les 3 échantillons, ne semble pas révéler de variation de densité des îlots fabriqués.



**Figure 4.9-** (a) Longueur d'onde d'émission (à  $I_{\text{max}}$ ) et largeur à mi hauteur (LMH) du spectre de PL à 300K, d'îlots InAs/InP(001), en fonction de l'épaisseur InAs déposée pour  $(T_c, P_{As})=(520^\circ\text{C}, 2.10^{-6} T)$ . (b) Comparaison des spectres de PL à 8K pour trois épaisseurs d'InAs déposées, 6.2 Å, 9 Å et 12 Å.

L'épaisseur d'InAs ne peut toutefois être augmentée indéfiniment. D'abord, de manière évidente, la relaxation élastique ne suffirait pas à relaxer la contrainte emmagasinée dans une couche d'InAs trop épaisse, rendant inévitable l'apparition de dislocations. Ensuite, plusieurs groupes ont montré qu'une épaisseur largement supérieure à  $H_{3D}$  était néfaste vis à vis de l'arrangement et de l'uniformité des îlots [Fafard 96 ; Lebouché 97 ; Li 98]. L'interaction entre les nanostructures via un champ de contrainte répulsif dans les directions latérales contribue à l'auto-organisation tant que la distance entre les îlots, réduite pour une forte épaisseur déposée, n'est pas trop faible [Li 98 ; Carlsson 98 ; Ponchet 95].

<sup>6</sup> Même pour les structures à fluctuation de MC, l'écart en énergie diminue lorsque les épaisseurs augmentent, d'où un rapprochement des composantes et une réduction de la LMH globale du spectre [Poole 01]

Lebouché et coll. décrivent l'observation d'une succession de régimes lors du recuit des îlots InAs/InP sous As [Lebouché 97]. Ces étapes clarifient les mécanismes, a priori proches, intervenant pendant la croissance des îlots. D'abord une étape de nucléation produit des petits îlots dont la densité augmente jusqu'à atteindre un maximum, contrôlé par les effets de répulsion entre îlots. L'étape suivante, de croissance, s'accompagne d'une réduction de la densité et d'une augmentation de la taille des nanostructures. Elles se regroupent de façon régulière via la consommation de la couche de mouillage, en restant homogènes en taille. Un phénomène de coalescence aléatoire se produit ensuite qui dégrade nettement l'uniformité. [Gutiérrez 01] a montré l'existence de plusieurs régimes pendant la croissance d'îlots d'InAs/InP en suivant l'évolution du RHEED : formation des facettes puis réduction de l'aire supérieure.

L'augmentation de l'épaisseur semble ainsi favorable dans une certaine mesure à l'homogénéisation, en dépassant l'étape de nucléation distribuant aléatoirement les BQ.

#### V.3.4. Couple critique : ( $T_c$ , rapport V/III)

Le caractère critique des conditions de croissance finalement adoptées mérite d'être souligné. Des combinaisons de paramètres légèrement différents sont comparées en termes d'occurrence de la transition 2D/3D du mode de croissance dans le tableau 4.2. Ces combinaisons s'appuient sur des temps de croissance d'InAs identiques (17 secondes), les mêmes pressions équivalentes de flux (PEF) d'arsenic ( $PEF=2.10^{-6}$  T) et températures de croissance (510°C). Les différences portent uniquement sur la vitesse de croissance, i.e. le flux d'In, et donc sur le rapport V/III légèrement modifié entre les 4 échantillons.

Vitesse de croissance	V/III	Transition 2D/3D
0.21 $\mu\text{m/h}$	12.8	Oui
0.23 $\mu\text{m/h}$	11.5	Oui
0.24 $\mu\text{m/h}$	11.2	Oui
0.25 $\mu\text{m/h}$	10.8	Non

**Tableau 4.2- Influence du rapport V/III sur l'existence d'une transition 2D/3D**

Si une vitesse de croissance inférieure à 0.24  $\mu\text{m/h}$  garantit une transition 2D/3D du mode de croissance (observé sur le diagramme RHEED pendant la croissance), une vitesse à peine supérieure, de 0.25  $\mu\text{m/h}$ , ne permet plus la formation d'îlots 3D. L'absence de signal de PL recueilli pour ce dernier échantillon indique la mauvaise qualité de la croissance, et vraisemblablement l'apparition de dislocations. Ainsi, il semble qu'un rapport  $V/III > 11$  soit nécessaire pour assurer le passage 3D de la croissance à 510°C. Ce rapport varie avec la

température de croissance puisque la pression effective d'arsenic en surface montre une dépendance thermique (désorption thermique de As).

Cette comparaison souligne à nouveau l'interdépendance des paramètres de croissance et le caractère critique des conditions de croissance finalement adoptées.

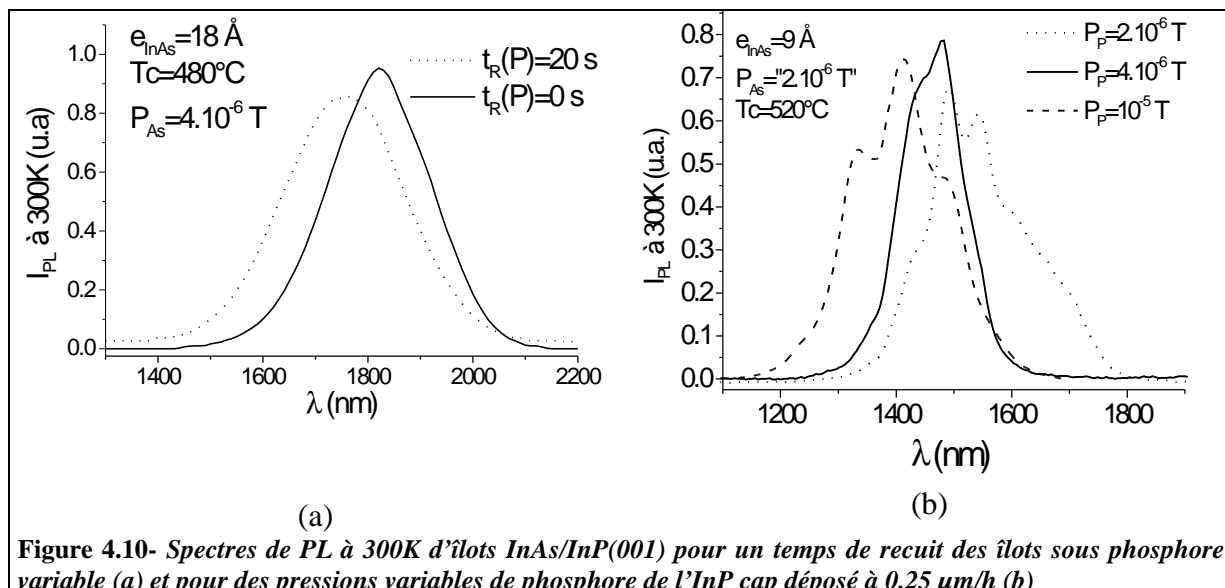
### V.3.5. Echanges As/P

Dans le système InAs/InP, des échanges entre éléments V se produisent et peuvent affecter la composition et la morphologie finales des nanostructures.

D'une part, il est possible de former des îlots quantiques par simple effet des échanges P/As, lors du maintien d'une surface d'InP sous flux d'As [Tabata 94 ; Wang 98 ; Yang 01]. Le processus d'incorporation d'As à la surface d'InP consomme quelques monocouches d'InP et ralentit au fur et à mesure que l'épaisseur de la couche d'échange augmente (alliage InAsP de composition variable en profondeur) [Walther 00].

D'autre part, pour une déposition directe d'InAs sur InP, ces échanges existent également et sont à l'origine d'un excès de matière composant les îlots par rapport à la quantité d'InAs déposée. Dans un premier temps, il semble évident que ces échanges se produisent aux interfaces InAs/InP pendant le maintien d'InP sous As ( $t_m(\text{As})$ ) et le recuit des îlots d'InAs sous P ( $t_r(\text{P})$ ). En réalité, ces échanges As/P semblent perdurer également tout au long de la croissance des îlots [Brault 99] puisque l'excès de matière augmente avec l'épaisseur d'InAs déposée [Yoon 99]. La couche de mouillage 2D, consommée lors du développement des îlots, rend possible les échanges P/As au niveau de la couche d'InP inférieure. L'intensité de ces échanges, donc l'excès de matière produit, sont accrus par une température et un rapport de flux V/III élevés [Zhuang 00 ; Yoon 99]. Un tel mécanisme accentué par la désorption de phosphore à haute température permet de relaxer le fort état de contrainte existant par exemple en périphérie des îlots. Ces phénomènes suggèrent une composition au moins partielle des îlots en InAsP [Carlsson 98]. En effet, l'existence de ces échanges peut s'appréhender en termes de relaxation chimique de la contrainte, favorable pour InAs/InP puisque le coût énergétique de création de l'alliage pseudo binaire  $(\text{InAs})_x(\text{InP})_{1-x}$  est faible [Brault 98].

La procédure de croissance des interfaces InAs/InP adoptée a pour but de réduire ces échanges As/P, exacerbés par la température de croissance relativement haute retenue ici. Une attention particulière a été portée à l'effet du phosphore sur les îlots, pendant le recuit et l'encapsulation [Figure 4.10].



Les spectres de PL de deux échantillons, ayant ou non subi un recuit des îlots sous phosphore sont comparés sur la figure 4.10(a). Les îlots soumis au flux de phosphore présentent une longueur d'onde moyenne plus faible d'environ 100 nm. Cette observation suggère une réduction de la taille des îlots soumis à une pression de phosphore (P). [Walther 00] a observé jusqu'à la disparition de nanostructures InAs maintenues sous P. De plus l'augmentation de la LMH associée du spectre de PL (de 200 nm à 280 nm) montre que l'érosion induite par le recuit sous P augmente la dispersion en taille des îlots. Si, dans un premier temps, Fréchengues et coll. ont avancé la possibilité d'un contrôle de la longueur d'onde d'émission par cette procédure de recuit sous P d'îlots InAs/InP(113)B, ils ont observé cette dégradation conjointe de l'uniformité des nanostructures [Fréchengues 99-1 et 99-2]. Ce phénomène a été attribué à la formation d'un alliage InAsP non uniforme à la surface des îlots, qui dégradait par ailleurs la tenue en température de la PL de ces îlots.

Enfin, l'influence de la pression de P du cap d'InP montre que les échanges As/P persistent pendant le début de l'encapsulation à 0.25 μm/h [figure 4.10(b)]. L'émission des nanostructures à 300K est fortement affectée par ce paramètre. Un choix intermédiaire de  $P_P=4.10^{-6} T$  (V/III~25) semble optimal en termes de dispersion en taille des îlots formés.

Au final, les différents temps de maintien et recuit de la surface sous flux d'élément V (cf figure 4.4) que nous avons retenus sont présentés dans le tableau 4.3.

tm(P) de InP	tm(As) de InP	tr(As) de InAs	tr(P) de InP
10 minutes	10 secondes	10 secondes	1 seconde

**Tableau 4.3- Récapitulatif des temps choisis pour les commutations des éléments V.**

- CE Le maintien de 10 min de la surface d'InP sous P est nécessaire à la montée en température du buffer d'InP de 480°C jusqu'à la température de croissance des îlots. La reconstruction [2\*4], observée durant cette étape, atteste de la qualité de la surface d'InP.
- Le temps de maintien d'InP sous As, avant la croissance des îlots, est limité à 10 s pour éviter une dégradation excessive de la surface du buffer, révélée par la disparition de la reconstruction [2\*4].
- Ž Le recuit de 10 s sous As des îlots permet une maturation des îlots, visible au RHEED par l'intermédiaire du grossissement des tâches de Bragg et des chevrons caractéristiques d'un développement des facettes des nanostructures. Ce temps de recuit est toutefois limité pour éviter l'apparition de dislocations [Marchand 97 ; Wang 98 ; Poole 01] néfastes à l'intensité de PL des nanostructures [Brault 99 ; Berhane 01].
- Enfin, le recuit sous P avant la croissance de l'InP cap est limitée au maximum (1 s) pour éviter l'érosion inhomogène des îlots.

### V.3.6. Conclusion sur les conditions de croissance

Une bonne uniformité des îlots auto-organisés InAs/InP(001) peut finalement être atteinte en tirant avantage de plusieurs facteurs thermodynamiques et cinétiques.

1. Une température de croissance élevée (**510-520°C**) et une réduction de la pression d'arsenic ( **$2.10^{-6}$  T**) contribuent à l'auto-organisation, en favorisant la diffusion de surface des adatoms.
2. Un dépôt prolongé d'InAs ( **$12 \text{ \AA} = 4 \text{ MC}$** ) au delà de la transition 2D/3D augmente la contrainte emmagasinée et profite à l'uniformité des îlots.
3. Une réduction des échanges As/P, et en particulier de l'exposition néfaste des îlots à un flux de phosphore (***I<sub>s</sub>***), permet de limiter l'accentuation des inhomogénéités des îlots.

---

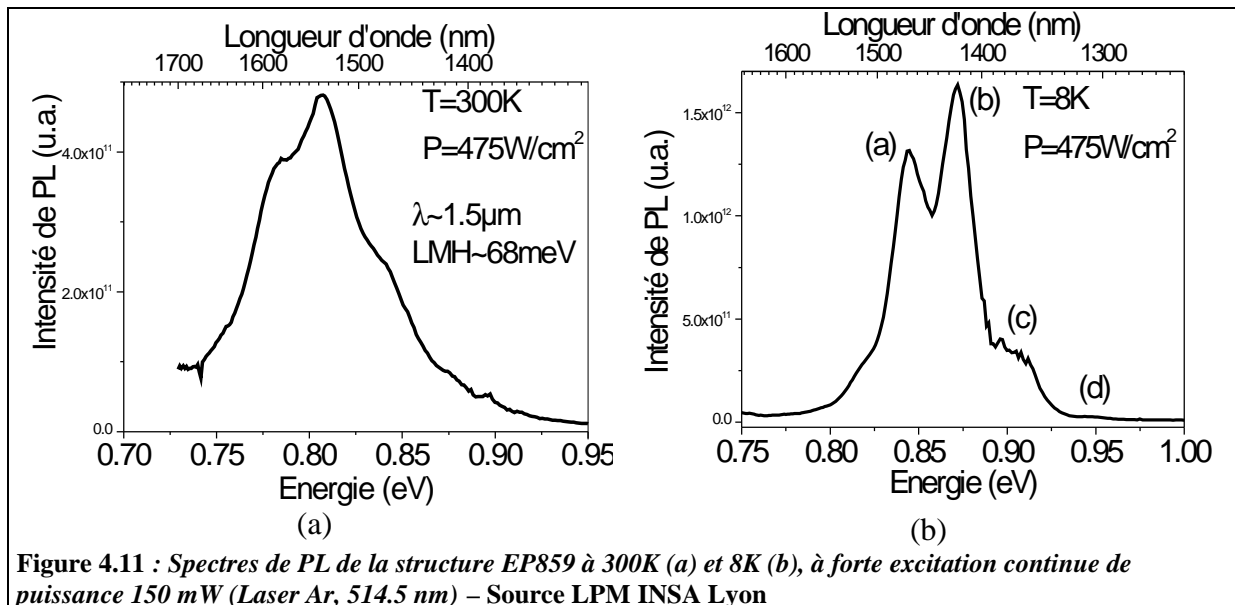
## V.4 Une combinaison pertinente : les bâtonnets quantiques

Les spécificités du système InAs/InP conduisent à une dispersion en taille des îlots d'InAs/InP habituellement élevée. La largeur à mi-hauteur du spectre de PL, à l'image de la dispersion en taille, est souvent dans la gamme 70-120 meV sur InP(001) [Rudra 94 ; Marchand 97 ; Wang 98 ; Zhuang 00 ; Gonzalez 00 ; Salem 01 ; Alen 01 ; Yang 02] comme sur InP(113)B [Fréchengues 99-1 et 99-2], et plus rarement autour de 50 meV [Carlsson 98 ; Mu 01]. Des valeurs de seulement 20-50 meV sont au contraire couramment mesurées sur les îlots InAs/GaAs [Gérard 99-1 ; Nishi 99 ; Mukhametzhanov 99].

Une structure à un plan d'îlots quantiques InAs/InP(001) (ep859) a été épitaxiée en s'appuyant sur les conditions de croissance optimisées dans l'étude précédente. Nous dressons ici un panorama des résultats de caractérisation (optiques et structurales) des nanostructures ainsi fabriquées. L'essentiel des caractérisations optiques présentées ici ont été effectuées au LPM, à l'INSA de Lyon [Salem 03].

#### V.4.1. Caractérisation optique : une signature de confinement quantique

Le spectre de PL à 300K, figure 4.11(a), montre une longueur d'onde d'émission proche de 1.5  $\mu\text{m}$ , avec une LMH de 68 meV. Le spectre à 8K, figure 4.11(b), donne des informations supplémentaires : en particulier les différentes composantes visibles à 300K sont mieux résolues à 8K. Ces composantes peuvent être décrites comme des gaussiennes de  $\sim 25$  meV de LMH, désignées (a), (b), (c) et (d). Les écarts énergétiques sont à peu près constants et de valeur proche de 30-40 meV. Ils ne sont donc pas corrélés aux calculs de transitions d'une structure à fluctuation de MC qui produisent des écarts croissants de 35 meV (entre 8 et 7 MC) à 67 meV (entre 6 et 5 MC) pour des hauteurs d'îlots émettant à ces énergies [Poole 02].



Un épaulement côté basse énergie, avec un élargissement important, est également observé vers 0.82 eV. Il a été attribué à un pic de défaut, compte tenu de l'absence de variation, en fonction de la puissance d'excitation, de son intensité relative par rapport aux autres pics : même à basse puissance, il conserve la forme d'un épaulement sans jamais dominer le

spectre<sup>7</sup>. Ce pic pourrait être produit par des défauts de croissance, comme des lacunes de phosphore, dans l'InP proche des îlots, épitaxié à haute température (510/520°C).

Le comportement des autres pics en fonction de la puissance d'excitation (figure 4.12) montre une saturation relative du pic (a) par rapport aux pics (b), (c), et (d), à plus haute énergie. Cet effet non observé pour un échantillon à fluctuation de MC suggère une nature différentes entre les composantes. C'est un premier indice de l'existence de niveaux excités dans les îlots quantiques [Fafard 96 ; Mu 01]. Un élargissement visible des composantes à forte puissance est lié au raccourcissement de la durée de vie des porteurs nombreux, en présence d'interactions coulombiennes fortes [Mu 01]. Ces 3 pics à haute énergie pourraient donc être issus de niveaux excités, relatifs au niveau fondamental associé au pic (a). Cependant, un doute subsiste car ces supposés états excités sont observés même en régime de faible excitation<sup>8</sup>.

Cette attribution est confirmée par des mesures de PLE et de PL résolue en temps.

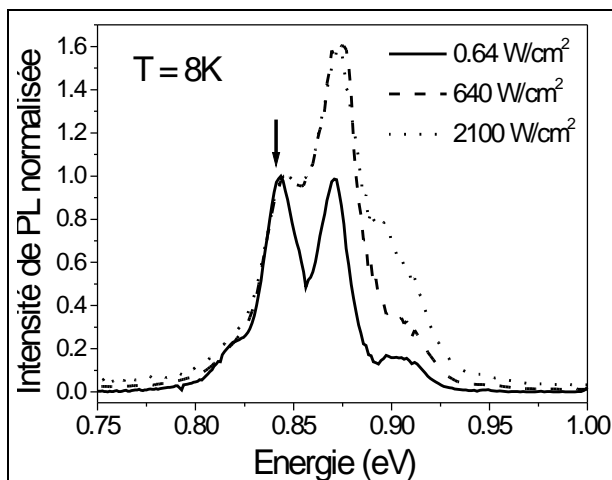


Figure 4.12- Spectre de PL à 8K en fonction de la puissance d'excitation (laser Ar) avec l'intensité normalisée sur le pic (a) à 0.84 eV. Source LPM-INSA Lyon.

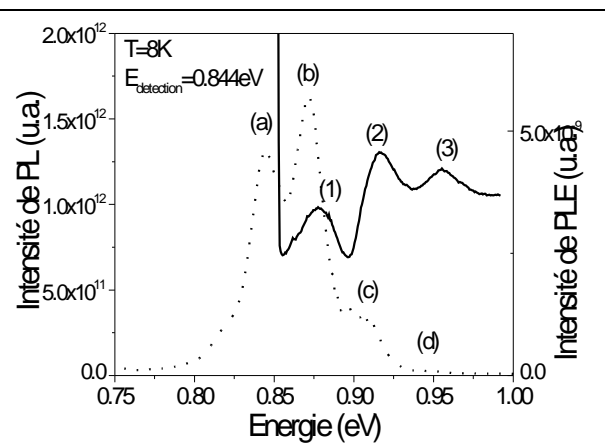


Figure 4.13- Spectre d'excitation de PL (PLE) à 8K pour une énergie de détection fixée sur le pic (a). Source LPM-INSA Lyon.

Le spectre de PLE, figure 4.13, avec une détection fixée sur le pic (a) (0.844 eV) révèle sans ambiguïté trois pics d'absorption (1), (2) et (3). Ces 3 pics peuvent être attribués à des niveaux excités relatifs à l'état fondamental associé au pic (a). Malgré un léger décalage en énergie de quelques meV, les pics (1) (2) et (3) de PLE peuvent être corrélés aux pics (b) (c)

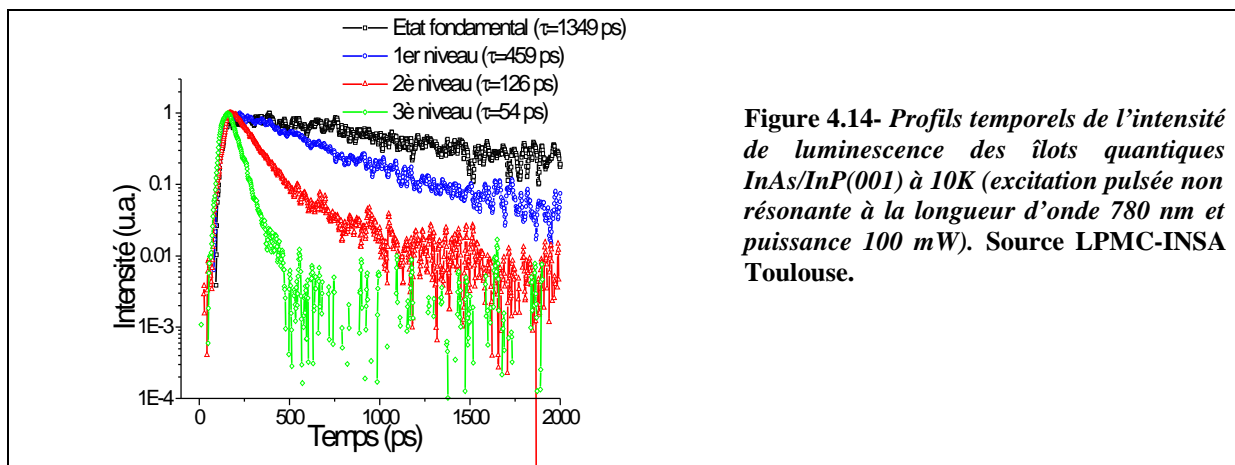
<sup>7</sup> Plusieurs arguments renforcent cette hypothèse : la constante de temps associée à ce pic reste très élevée ( $\sim 1\mu\text{s}$ ), ce qui est peu vraisemblable pour un niveau de BQ à moins que la population associée soit particulièrement peu nombreuse. Les résultats de PLE fournissent une réplique de la PLE effectuée sur le pic (a), ce qui serait peu probable si cet état était réellement associé au niveau fondamental d'une population présentant une hauteur différente de celle liée au pic (a).

<sup>8</sup> L'existence d'un dopage n non intentionnel des barrières d'InP est l'hypothèse avancée pour expliquer le remplissage des niveaux excités des îlots même avec une faible puissance d'excitation.



et (d) mis en évidence en PL. L'explication la plus vraisemblable concernant ce décalage fait appel à la différence entre les densités d'excitation, beaucoup plus forte pour la PL que pour la PLE. Les interactions coulombiennes existant entre porteurs nombreux peuvent réduire l'énergie de transition de quelques meV pour la mesure de PL par rapport à la PLE. Ce décalage peut être également lié au caractère non totalement discret des états d'énergie dans les îlots allongés (cf. section V.4.2).

Des mesures de PL résolue en temps confirment encore la nature différente entre les 4 pics à travers l'observation de la dynamique de recombinaison des porteurs (cf. figure 4.14). Les courbes de PL exponentielles en fonction du temps montrent des temps de décroissance beaucoup plus courts (459 ps, 126 ps et 54 ps) pour les niveaux d'énergie élevés, par rapport au premier niveau (1.34 ns).

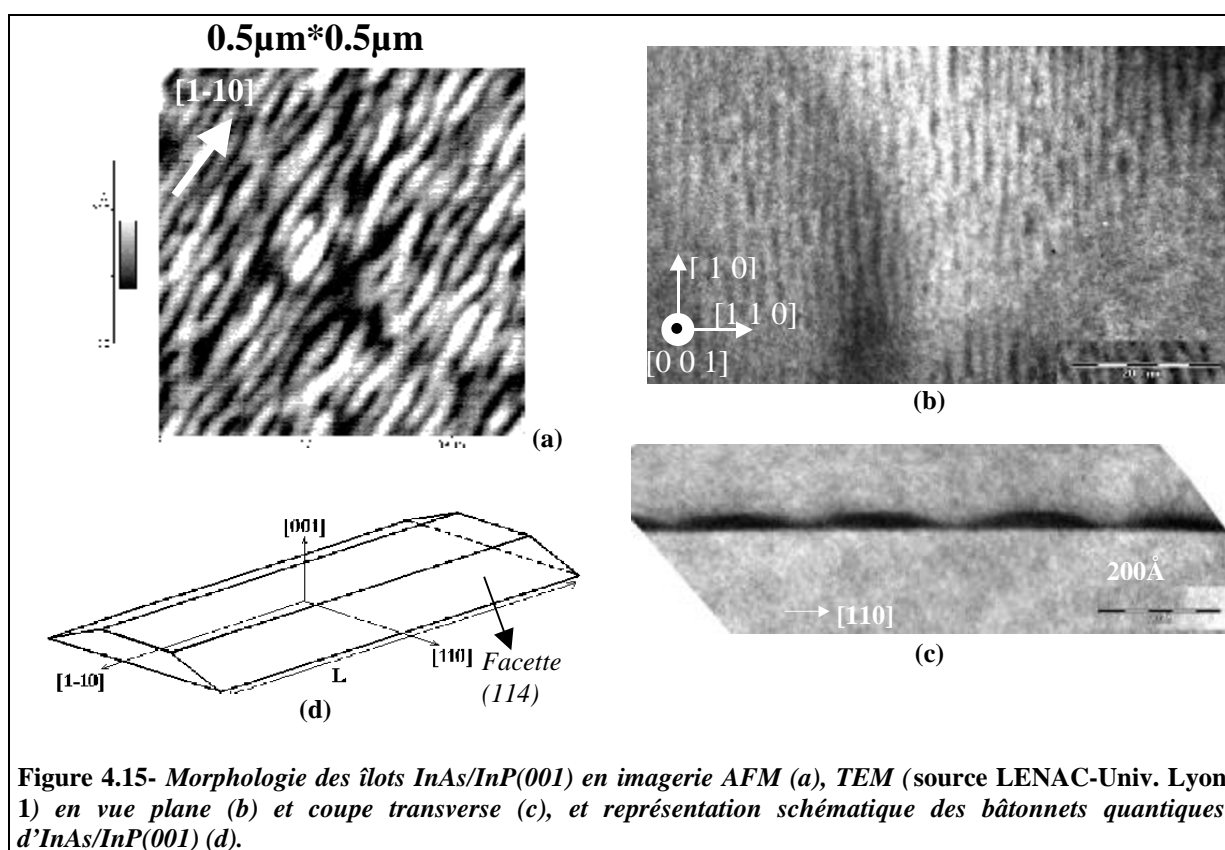


Des boîtes quantiques InAs/InP(113)B analysées par la même technique montraient également des différences de temps de relaxation entre les niveaux fondamental et excités [Hinoda 99]. La décroissance plus rapide des niveaux excités est vraisemblablement liée à une relaxation des porteurs vers l'état fondamental. Au contraire, Jeong et coll. ayant observé, pour une population d'îlots, un temps de décroissance identique ( $\sim 4$  ns) sur toute la plage de PL sondée, en avaient conclu que chaque énergie était associée à l'émission individuelle issue de BQ indépendantes [Jeong 01].

Le spectre multi-composantes de PL à 8K, figure 4.11(b), peut donc être interprété comme l'association de pics relatifs à un niveau fondamental et trois niveaux excités. La dispersion en taille des îlots quantiques d'InAs serait donc reflétée par la LMH du seul pic fondamental (a), soit environ 22 meV. Cette valeur très faible indique une très bonne homogénéité en taille des îlots d'InAs fabriqués, qui se trouve confirmée par l'étude des propriétés structurales.

## V.4.2. Morphologie

Les images TEM (en vue plane et coupe transverse) et AFM fournissent des informations sur la morphologie de ces îlots d'InAs/InP(001). Ils apparaissent comme des îlots allongés, apparentés à des bâtonnets quantiques, parallèles à la direction  $[1-10]$  [Figures 4.15(a) et (b)]. La largeur est de l'ordre de  $22 \pm 1.2$  nm, assez peu dispersée, et la longueur, moins bien définie, se situe entre 50 et 100 nm. L'image TEM en coupe transverse montre que ces îlots possèdent une forme de pyramide tronquée de hauteur proche de 2.4 nm [Figure 4.15(c)]. La figure 4.15(d) en montre une représentation schématique. La dispersion sur la hauteur reste difficile à estimer : elle semble quasiment identique pour les différentes nanostructures. Cette observation semble confirmer la présence d'une seule famille d'îlots de même hauteur, comme le suggéraient les mesures de spectroscopie optique précédentes.



Une telle uniformité en taille est vraisemblablement liée à la capacité du système InAs/InP à former des îlots plats. Grâce à un rapport de forme assez faible, les niveaux d'énergie des îlots sont essentiellement gouvernés par la hauteur. Tandis que les niveaux d'énergie des îlots InAs/GaAs, plus isotropes, varient de façon continue avec leurs dimensions, les îlots InAs/InP montrent d'emblée une fluctuation discrète associée à la variation par nombre entier de MC

de leur hauteur. Le contrôle de la hauteur à un nombre de MC fixé, sous des conditions de croissance optimisées, permet d'atteindre la distribution en énergie très étroite observée.

La couverture surfacique des bâtonnets d'InAs/InP est très élevée, ~90%, et ces îlots très proches, voire jointifs, offrent une forte densité, de l'ordre de  $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ .

De nombreux groupes ont observé une morphologie allongée selon [1-10] pour les îlots d'InAs/InP(001), avec un buffer d'InP [Gonzalez 00 ; Walther 00 ; Alen 01 ; Mu 01 ; Yang 02] ou autre que InP [Li 99-1 et 99-2 ; Brault 02]. L'explication la plus vraisemblable trouve son origine dans l'anisotropie de surface du buffer. Si les directions orthogonales du cristal sont équivalentes dans le volume d'un composé III-V, la situation est différente en surface, en raison de la présence des reconstructions de surface (cf Annexe 2.I). La surface d'InP présente une reconstruction de surface [2\*4] dans les conditions de croissance adoptées. Cet état de surface montre un ordre à longue distance avec des grandes terrasses lisses (rugosité inférieure à 1MC [Yang 01]) et des bords de marche parallèles à [1-10] [LaBella 00 ; Brault 98]. Cette anisotropie est responsable d'une diffusion de surface plus importante des adatoms d'indium suivant la direction [1-10]<sup>9</sup>. La reconstruction de surface [2\*4] observée pendant la croissance des îlots, avant la transition 2D/3D, peut aussi engendrer une forme anisotrope de ces îlots. Garcia et coll ont d'ailleurs observé que cette reconstruction de surface [2\*4] induisait une anisotropie de la contrainte dans les 2 directions orthogonales lors de la formation d'îlots d'InAs/InP [Garcia 01]<sup>10</sup>. Des îlots allongés induisant une relaxation de la contrainte dans une seule direction sont donc formés suivant l'axe de diffusion privilégiée.

La forme anisotrope des îlots est à corrélérer aux résultats de mesure en polarisation de PL [Salem 01]. Une intensité plus forte est recueillie dans la direction de polarisation parallèle à l'allongement des bâtonnets (degré de polarisation ~ 30%).

Cependant, le caractère jointif des bâtonnets révélé par les images précédentes suggère un risque de couplage par effet tunnel, émission thermoionique ou connectivité partielle à travers la couche de diffusion [Walther 00]. De plus, la forme allongée des îlots soulève la question relative à l'efficacité de la localisation des porteurs. Une attention particulière sera donc prêtée au maintien de la PL en fonction de la température pour répondre à ces interrogations.

---

<sup>9</sup> Les bords de marche parallèles à [1-10], de type A, d'où sortent les liaisons pendantes cationiques, sont moins réactives avec l'indium, que les bords de marche parallèles à [110], de type B, d'où sortent les liaisons pendantes anioniques. Les marches de type A augmentent donc la propension à former des îlots allongés dans le système InAs/InP(001) comme dans la plupart des systèmes III-V.

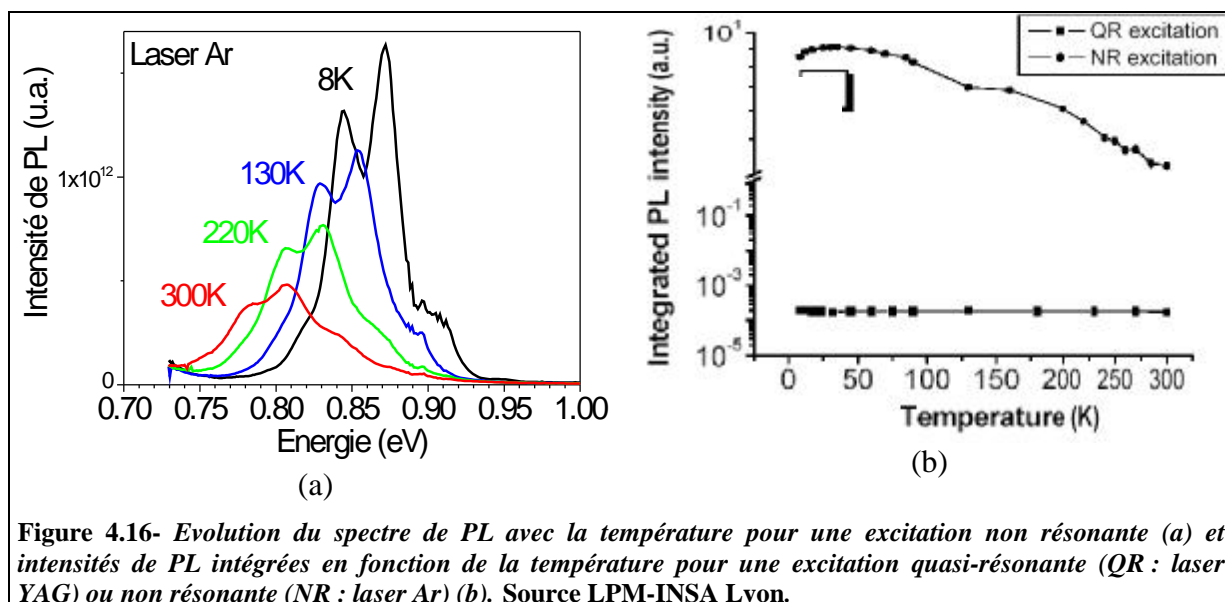
<sup>10</sup> Ce phénomène est lié à la distorsion des liaisons As-In le long de [110] et l'arrangement des dimères As-As le long de [1-10].

## V.4.3. Etude la PL en température

Energie et composantes

La figure 4.16(a) permet de sonder la tenue de la PL avec la température, entre 8K et 300K, pour une puissance d'excitation assez élevée.

L'énergie du spectre varie de  $\sim 60$  meV, de façon analogue pour chacun des pics, entre 8K et 300K, présentant donc un décalage moyen relativement faible de 0.2 meV/K. Ce décalage est inférieur à celui du gap d'InAs massif, proche de 0.29 meV/K ou d'un PQ InAs/InP, 0.27 meV/K [Salem 03]. Du point de vue du composant, cette faible variation permet de bénéficier d'un spectre de gain optique moins sensible à la température.



**Figure 4.16-** Evolution du spectre de PL avec la température pour une excitation non résonante (a) et intensités de PL intégrées en fonction de la température pour une excitation quasi-résonante (QR : laser YAG) ou non résonante (NR : laser Ar) (b). Source LPM-INSA Lyon.

Le décalage en longueur d'onde de la PL avec la température s'avère souvent élevé lorsqu'il est produit par une redistribution des porteurs parmi une population de BQ très inhomogènes et/ ou fortement couplées. Ainsi, une structure à fluctuation de monocouches montre souvent une augmentation relative de l'intensité des composantes de faible énergie, au détriment des composantes de haute énergie avec la température. Cet effet, qui modifie la forme du spectre, est dû au remplissage des gros îlots à puits de potentiel profond par les porteurs s'échappant des petits îlots [Alen 01]. Ce phénomène de relaxation des porteurs des petits vers les gros îlots à température ambiante a lieu également dans des nanostructures mal « isolées » les unes des autres [Paki 99 ; Li 00]. Synonyme d'un couplage entre les nanostructures, ce comportement traduit l'absence de localisation des porteurs.

A l'inverse, l'allure du spectre figure 4.16(a) conservée quelle que soit la température, semble indiquer, avec le faible décalage relevé, l'absence des phénomènes de couplage indésirables entre les îlots<sup>11</sup>. Toutefois, les composantes s'élargissent légèrement à haute température, diminuant la résolution des pics et traduisant une légère sensibilité aux effets thermiques (couplage aux phonons).

### Intensité

La PL à 300K reste assez intense et ne présente qu'un rapport 2 (49%), en intensité intégrée, par rapport à la luminescence à 8K. Au delà de 75K, l'intensité intégrée de PL diminue. Cette décroissance est due à la dissociation des excitons et l'échappement des paires électron-trou en dehors des îlots qui se recombinaient non radiativement dans la barrière [Alen 01]. Un écrasement plus rapide avec la température des composantes de plus haute énergie, facilité par un confinement a priori moins important des porteurs associés, n'est pas clairement observée sur la figure 4.16(a).

La stabilité de 49% reste remarquable et de l'ordre de la meilleure tenue en température relevée dans la littérature pour InAs/InP [Yang 02]. Cette grandeur est souvent inférieure : 20% [Jeong 01], 10% [Alen 01] ou 5% [Gonzalez 00]. Enfin, elle reste largement supérieure au rapport de 1% mis en évidence dans le système InAs/GaAs [Xu 96], pénalisé par un confinement moins important des niveaux d'énergie. La tenue en température est encore meilleure (90%) lorsque l'excitation est effectuée avec un laser YAG, directement dans les îlots [cf. Figure 4.16(b)]. Cette différence semble confirmer la mauvaise qualité des barrières d'InP épitaxiées à haute température.

Ces observations indiquent donc un confinement important des porteurs dans les bâtonnets quantiques d'InAs/InP et une localisation spatiale efficace, malgré un écart assez faible entre les niveaux d'énergie (30 meV) et la forme allongée de ces îlots.

#### V.4.4. Calcul des niveaux d'énergie dans les îlots quantiques

La structure électronique des bâtonnets quantiques InAs/InP(001) a été déterminée (cf. Annexe 3) à partir d'un modèle théorique simplifié par P. Miska et J. Even du LENS-INSA de Rennes [Miska 03]. Les 4 transitions optiques interprétées précédemment comme un niveau fondamental et 3 niveaux excités, sont corrélées aux transitions calculées à partir de ce modèle. Ce calcul permet d'identifier l'origine des niveaux excités : ils seraient issus de

---

<sup>11</sup> Cette constatation est cohérente avec l'identification des différentes composantes comme un niveau fondamental et 3 niveaux excités.

transitions entre trous et électrons confinés dans le sens de la longueur des nanostructures. Les dispersions sur la largeur et la longueur seraient quant à elles responsables de l'élargissement inhomogène des différentes composantes.

L'écart entre les niveaux excités, proche de 30 meV, est beaucoup plus faible que la valeur de 80 meV mise en évidence sur InAs/InP(113)B [Hinooda 99]. Les dimensions des îlots fabriqués sur InP(113)B sont en effet plus faibles (diamètre~32 nm) que celles des bâtonnets allongés ( $L \sim 50-100$  nm) sur InP(001). Le rayon de Bohr<sup>12</sup> peut atteindre 60 à 80 nm pour InAs. Si un régime de confinement est donc possible dans les îlots d'InAs/InP(001), un vecteur d'onde  $k$  non discret persiste sans doute dans le sens de la longueur. Les minibandes associées devraient tout de même rester étroites puisque la longueur des îlots est proche du rayon de Bohr des excitons. Les bâtonnets présentent donc vraisemblablement un comportement à mi-chemin entre celui de fils et de boîtes quantiques.

---

## V.5 Conclusion

Des progrès ont été réalisés sur la qualité des îlots InAs/InP(001) fabriqués en respectant certaines règles relatives à l'auto-organisation. D'une part, les conditions de croissance ont permis de se rapprocher de l'équilibre thermodynamique et d'accélérer la transition 2D/3D du mode de croissance. D'autre part, la propension du système InAs/InP à fabriquer des îlots plats a été mise à profit.

Un plan d'îlots quantiques InAs/InP fabriqué à partir de conditions de croissance adéquates montre une émission vers  $1.5 \mu\text{m}$  à 300K sur une gamme d'énergie assez étroite. La faible dispersion en taille associée peut être corrélée à une population d'îlots de même hauteur, dont les écarts morphologiques ne seraient relatifs qu'aux dispersions, moins pénalisantes, sur les largeurs et longueurs. La démonstration de l'existence de niveaux excités, expérimentale et théorique, atteste de la basse dimensionalité de ces objets, bien qu'ils s'apparentent à des bâtonnets allongés. Enfin, un confinement efficace des porteurs dans ces îlots est démontré par la forte tenue en température de la PL et une émission relativement peu sensible à la température.

---

<sup>12</sup> Le rayon de Bohr dépend de la masse effective de l'exciton et des constantes diélectriques du matériau.

Il reste toutefois un certain nombre de points à traiter pour atteindre les objectifs initiaux :

- la fabrication d'îlots plus isotropes, offrant un meilleur confinement dans les trois directions de l'espace. Cela permettrait d'augmenter l'écart de 30 meV entre les niveaux d'énergie pour renforcer l'insensibilité thermique des propriétés optiques des îlots.
- la réduction des défauts aux interfaces pour augmenter l'efficacité radiative. En particulier, la qualité des barrières d'InP reste à améliorer.
- l'augmentation de la densité volumique d'îlots quantiques avec la réalisation d'empilements.

## VI. OPTIMISATION A DES FINS « COMPOSANT »

### VI.1 Vers un contrôle de la forme des îlots InAs/InP

#### VI.1.1. Importance des effets cinétiques dans le système InAs/InP

La fabrication d'îlots quantiques de forme allongée tels que présentés sur la figure 4.15 est elle incontournable dans le système InAs/InP(001) ?

Alors que le système InAs/GaAs conduit à une population d'îlots assez isotropes, les morphologies des îlots fabriqués sur InP sont variées : des boîtes, des bâtonnets ou même des fils ont été recensés [Gonzalez 00 ; Li 01 ; Brault 02]. Cette souplesse spécifique au système InAs/InP provient sans doute de son faible désaccord de maille. Dans les deux cas, la formation des îlots est dirigée au premier ordre par la balance énergie de surface/ énergie de volume, déterminée par le système et son désaccord de maille. Toutefois, la cinétique de diffusion de surface peut s'exprimer de manière significative dans le cas d'un système faiblement contraint comme InAs/InP, alors que son effet reste lissé par l'abaissement important de l'énergie réclamé dans un système à forte contrainte comme InAs/GaAs.

Les effets cinétiques induits notamment par la morphologie de surface du buffer ont déjà été soulignés comme responsables de la formation des bâtonnets allongés, présentés dans la section précédente. La forme des îlots semble en effet partiellement reliée aux marches et aux reconstructions de surface du front de croissance. Des paramètres extrinsèques comme l'orientation du substrat, la nature du buffer ou les conditions de croissance adoptées peuvent modifier fortement cette cinétique de surface, donc finalement la forme des îlots fabriqués.

Deux niveaux d'action ont ainsi été mis en évidence au LEOM, dans le cas d'un buffer AlInAs, pour rendre les îlots d'InAs plus isotropes [Brault 02] :

- (a) Favoriser une reconstruction de surface [2\*1] de l'InAs pendant l'étape 2D de la croissance, comme déjà observé par [Yang 01]. Cette reconstruction dépend de la température de croissance et du rapport V/III adoptés, qui imposent le taux de recouvrement effectif d'As en surface. Ainsi, une reconstruction de surface [2\*4] pendant la croissance 2D de l'InAs, correspondant à 75% de recouvrement de la surface en As, peut être remplacée par une reconstruction [2\*1] à température de croissance plus élevée. Cette reconstruction est associée à une surface moins anisotrope [LaBella 00] qui favorise la formation d'îlots plus isotropes.



(b) Une préparation de spécifique de la surface d'AlInAs avant la croissance des îlots. Un traitement adéquat peut modifier la surface du buffer et modifier son anisotropie en générant, par exemple, une démixon d'alliage [Mendonça 98]. La corrugation induite peut agir sur la nucléation et la croissance des îlots ainsi que sur la cinétique de surface pour favoriser la fabrication d'îlots plus isotropes.

Nous avons expérimenté ces deux idées, fructueuses pour les îlots d'InAs/AlInAs, au cas des îlots d'InAs/InP pour réduire leur allongement.

Tout d'abord, reprenant l'idée (a), des conditions de croissance différentes ont été adoptées pour altérer la reconstruction de surface de la couche d'InAs pendant l'étape 2D de la croissance. Comme dans le cas d'AlInAs, une température de croissance des îlots élevée (520°C) conduit à une reconstruction [2\*1] de l'InAs, au lieu d'une reconstruction [2\*4] observée vers 500-510°C. Cependant, sur InP, cette différence n'a pas donné lieu à des morphologies finales différentes. Si une reconstruction [2\*4] laisse escompter une morphologie anisotrope des îlots, à l'inverse, l'observation d'une [2\*1] ne conduit pas obligatoirement à des îlots isotropes.

Deuxièmement, InP n'est pas un ternaire et son anisotropie de surface ne peut être modifiée via de la démixon d'alliage comme pour AlInAs (idée (b)). Une préparation alternative de la surface d'InP, comme un maintien sous As à haute température (520°C), ne conduit pas à rendre les îlots d'InAs plus isotropes.

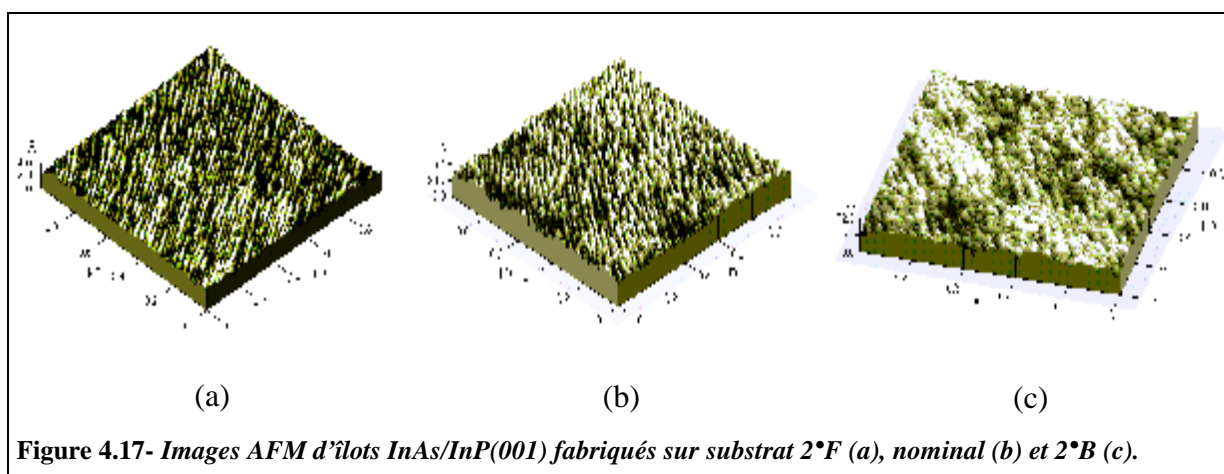
Les modifications apportées n'ont donc pas contré la tendance « cinétique » du système InAs/InP(001) à produire des îlots allongés selon [1-10].

### VI.1.2. Utilisation de substrats désorientés

La cinétique de surface est fortement affectée par le type de marches (A ou B) mises en jeu et leur densité respectives. La distribution des marches peut être modifiée par les reconstructions de surface ou la morphologie du buffer, mais de façon apparemment insuffisante pour changer la forme des îlots InAs/InP. Elle peut également être changée en utilisant des substrats vicinaux. Ces substrats résultent d'une désorientation du plan de coupe par rapport au plan (001) adopté pour un substrat nominal. Deux paramètres caractérisent un substrat vicinal : le choix du plan de coupe et l'inclinaison associée. Nous avons expérimenté deux types de substrats désorientés. Des substrats 2°F, désorientés de 2° selon la direction [110], favorisent la présence de marches de type A, parallèles à [1-10]. Des substrats 2°B, désorientés de 2°

selon la direction  $[100]$  favorisent les deux types de marches A et B, parallèles à  $[1-10]$  et  $[110]$ .

Les différences essentielles entre substrats vicinaux et nominal résident dans la taille, forme et répartition des îlots fabriqués [Mendonça 98]. Les images AFM de la figure 4.17 montrent la morphologie des îlots fabriqués avec les mêmes conditions de croissance sur les trois types de substrats. Des îlots de forme filaire, plus allongés que sur nominal, sont favorisés sur des substrats  $2^\circ\text{F}$  tandis que des îlots plus isotropes sont obtenus sur des substrats  $2^\circ\text{B}$ . Les images AFM sont corrélées à des mesures de polarisation de PL qui confirment les différences morphologiques relevées [Salem 01].



**Figure 4.17-** Images AFM d'îlots InAs/InP(001) fabriqués sur substrat  $2^\circ\text{F}$  (a), nominal (b) et  $2^\circ\text{B}$  (c).

Une méthode plus radicale pour changer la forme des îlots consiste à utiliser des substrats de haut indice. Le profil microscopique de la surface peut ainsi être modifié, et par conséquent l'énergie de reconstruction de la surface, les marches et le facétage mais aussi les cinétiques d'adsorption, migration et désorption. Comme ces caractéristiques déterminent les mécanismes de relaxation de la contrainte, l'utilisation de substrats de haut indice permet de changer la taille, forme et arrangement des îlots [Li 99-3]. InP(113)B fournit par exemple un concurrent à InP(001) fréquemment utilisé. Le mécanisme de formation des nanostructures sur InP(113)B s'appuie sur une énergie de surface différente. La barrière d'énergie liée à la transition 2D/3D à surmonter pour créer un îlot stable définit un volume critique de formation de ce dernier. D'une part, l'énergie de surface de InP(113)B est plus grande que celle d'InP(001). D'autre part, les facettes des îlots formés sur de tels substrat ont également une énergie plus basse. Il en résulte un coût en énergie de surface lié à la formation d'un îlot inférieur sur (113)B par rapport à (001). InP(113)B conduit ainsi à la formation d'îlots plus

petits et plus isotropes que sur InP(001), avec une densité également élevée ( $5.10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) [Fréchengues 99-1 et 99-2].

Enfin, si des îlots isotropes sont avantageux en termes de séparation de leurs niveaux d'énergie, la réduction de la dispersion en énergie s'avère délicat. En effet, des fluctuations sur des dimensions faibles sont responsables de variations plus élevées des énergies des îlots associés. Ainsi, la population d'îlots plus isotropes fabriqués sur 2°B montre une LMH de PL caractéristique de la dispersion en taille, systématiquement plus élevée que la population d'îlots obtenus dans les mêmes conditions sur nominal ou 2°F [Salem 01]. C'est la raison pour laquelle nous avons davantage exploité les bâtonnets quantiques fabriqués sur nominal.

---

## VI.2 Mise à profit d'une encapsulation des îlots en « double cap »

La procédure d'encapsulation adoptée jusqu'à présent s'effectue pratiquement sans interruption de croissance après l'épitaxie des îlots d'InAs. Même si la température est rapidement diminuée de 520/510°C à 480°C pendant la croissance du cap d'InP, la barrière se trouve partiellement fabriquée à température élevée. Les mesures de PL (épaulement à basse T° et tenue en T°) ont révélé l'influence négative de la couche d'InP ainsi fabriquée.

### VI.2.1. Principe du « double cap »

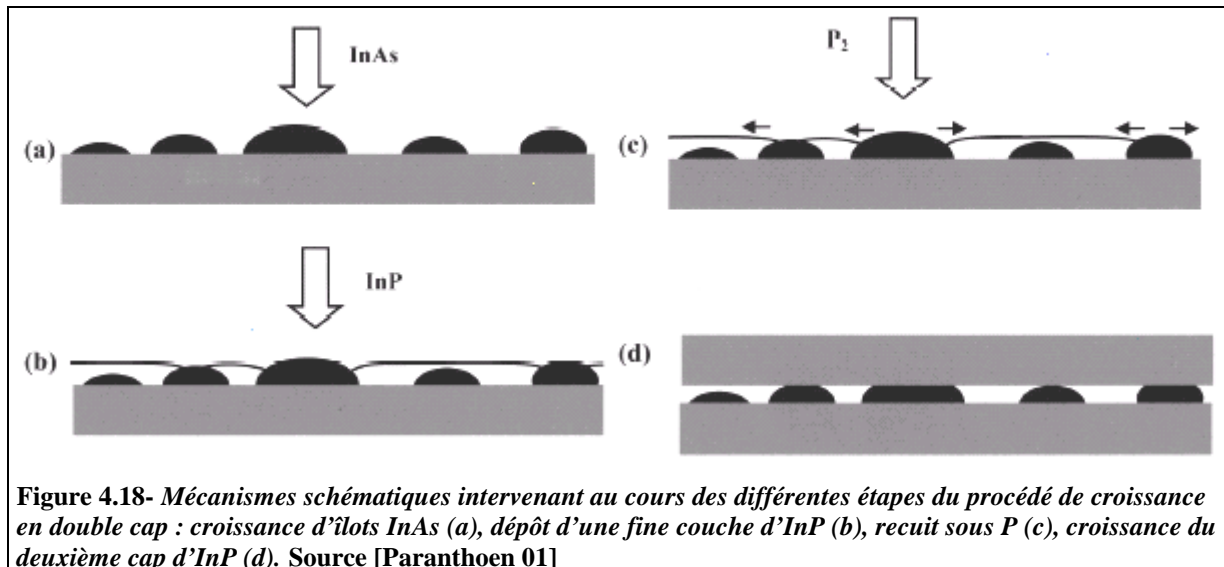
Une procédure de croissance un peu différente a été mise au point. Cette technique est inspirée de la méthode « double cap » exploitée sur InAs/InP(113)B par l'équipe de l'INSA de Rennes [Paranthoen 01]. Elle a été également expérimentée dans le système InAs/GaAs par le biais de « l'indium flush technique » [Wasilewski 99, Fafard 99].

Le principe illustré sur la figure 4.18 s'appuie sur une encapsulation en deux étapes :

- les îlots d'InAs sont recouverts par un premier cap d'InP (cap n°1) de faible épaisseur (b)
- un recuit sous phosphore est effectué pendant 2 minutes durant lesquelles des échanges As/P ont lieu. Les plus gros îlots non protégés par le cap fin d'InP sont érodés (c).
- Le deuxième cap d'InP (cap n°2) est alors déposé pour encapsuler définitivement les îlots (d).

Le mécanisme est en réalité sans doute plus complexe. Outre le recuit sous P, la croissance du cap d'InP est susceptible d'affecter les propriétés et la forme des îlots. Ainsi, une redistribution de matière dès le début de l'encapsulation est probable et suffisante pour initier un réarrangement des îlots [Wasilewski 99]. Avec une forte mobilité des éléments III et une

croissance du cap très lente, l'encapsulation pourrait même suffire pour modifier progressivement les îlots, sans recours à un recuit supplémentaire.



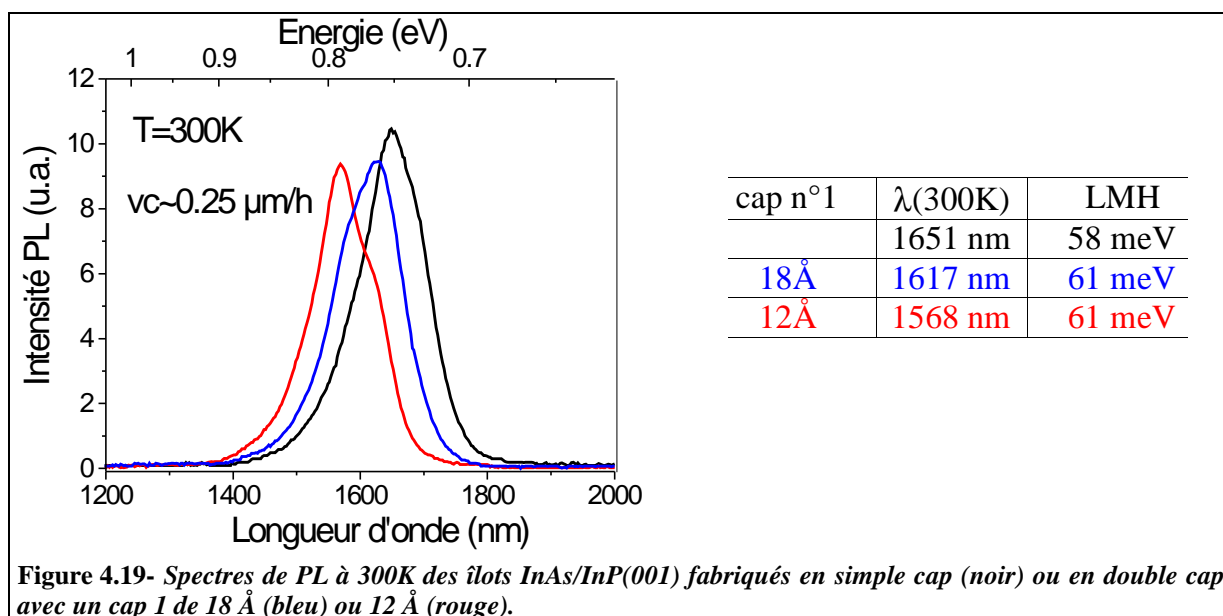
Cette procédure présente certains avantages pour la croissance des îlots InAs/InP(001) :

- L'ajustement de l'épaisseur du premier cap d'InP devrait garantir le contrôle de la dimension finale des îlots, donc de la longueur d'onde d'émission associée. Un phénomène d'homogénéisation est également escompté par ce biais.
- Le recuit de 2 minutes, suffisant pour réduire la température de croissance, devrait permettre de limiter la croissance d'InP à haute température au seul cap n°1 très fin.

Cependant, la procédure pêche par le principe même qui sous tend son intérêt. Si les échanges As/P pendant le recuit conduisent à un aplatissement de la surface, bénéfique à l'homogénéisation des îlots, la formation de 2 MC d'InAsP à l'interface InAs/InP est également estimée expérimentalement [Paranthoen 01]. Du point de vue de la localisation des porteurs, l'effet est sans doute négatif puisque des interfaces moins abruptes sont fabriquées. Le confinement à température ambiante pourrait être moins bon mais compensé par l'effet positif de la réduction des défauts dans l'InP fabriqué à plus basse température.

### VI.2.2. Erosion des îlots & contrôle de la longueur d'onde d'émission

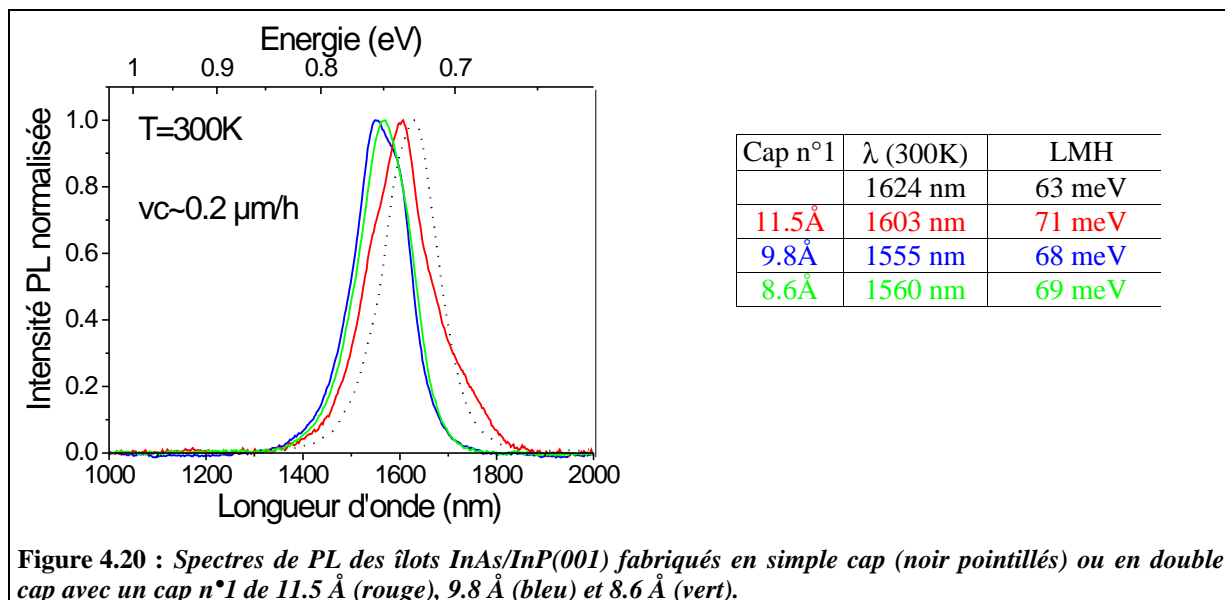
La procédure double cap a été adaptée pour tenir compte des spécificités du système InAs/InP(001). En particulier, le caractère plat des îlots nous a poussé à choisir des épaisseurs de cap n°1 assez faibles, entre 10 et 18 Å. Les conditions de croissance d'InP sont communes aux caps n°1 et n°2 : la vitesse de croissance est identique à celle des îlots et la pression de phosphore est de  $4 \cdot 10^{-6}$  T, conservée également pour le recuit intermédiaire de 2 min sous P.



La figure 4.19 montre l'effet du double cap sur la PL à 300K des îlots InAs/InP(001) fabriqués avec les conditions de croissance mises au point précédemment ( $510^{\circ}\text{C}$ ,  $P_{\text{As}}=2.10^{-6}$  T,  $e_{\text{InAs}}\sim 12$  Å et  $vc\sim 0.25$   $\mu\text{m/h}$ ). Par rapport au « simple cap » (noir), la réduction de la longueur d'onde moyenne indique l'effet d'érosion des îlots par une encapsulation en double cap. La persistance de la PL des îlots fabriqués en double cap met en évidence le rôle de protection du cap n°1, puisqu'un recuit de 2 minutes des îlots sous phosphore suffit à « détruire » les îlots d'InAs. De plus, les intensités de PL à 300K sont équivalentes : l'interface moins abrupte ne semble pas affecter le rendement de la PL à température ambiante.

La longueur d'onde finale des îlots diminue également avec l'épaisseur du cap n°1, suggérant la possibilité d'un contrôle de l'énergie avec cette méthode. La plage de variation de cette épaisseur reste toutefois restreinte : trop épaisse, elle n'aurait aucune influence sur la taille des îlots, et trop fine, elle ne les protégerait plus du tout. En deçà d'une certaine épaisseur, la réduction de la longueur d'onde des îlots fait place à une dégradation de l'uniformité. Ainsi, la figure 4.20 montre que des caps d'InP de 9.8 Å et 8.6 Å conduisent à des énergies d'émission des îlots très proches. Il doit vraisemblablement exister une épaisseur de cap n°1 optimale qui conserve l'uniformité des îlots : dans notre cas, elle est proche de l'épaisseur nominale d'InAs déposée. D'autre part, l'initiation du réarrangement de la matière dès l'encapsulation explique le fait que la procédure double cap ne soit pas indépendante de la vitesse de croissance

adoptée<sup>13</sup>. Ainsi, vers 0.25  $\mu\text{m/h}$ , ces échanges n'induisent pas de dégradation de la LMH (figure 4.19) tandis qu'à une vitesse légèrement plus faible, de  $\sim 0.2 \mu\text{m/h}$ , la LMH est légèrement supérieure ( $\sim 70 \text{ meV}$ ) à celle du plan d'îlots « simple cap » (63 meV), pour des paramètres de croissance identiques par ailleurs ( $T=510^\circ\text{C}$ ,  $P_{\text{As}}=2.10^{-6} \text{ T}$ ,  $e_{\text{InAs}} \sim 12 \text{ \AA}$ ) (cf. figure 4.20)<sup>14</sup>.



Pour un contrôle de la longueur d'onde sur une gamme étendue, nous avons opté pour la variation du couple ( $e_{\text{InAs}}$ ,  $e_{\text{cap n}^\circ 1}$ ), en supposant que pour chaque  $e_{\text{InAs}}$  déposée, il existait une épaisseur de cap n°1 adaptée, conduisant à une dispersion en taille faible (cf. Tableau 4.4).

$e_{\text{InAs}}$	Cap n°1	$\lambda$ (300K)	LMH
13 Å	—	1627 nm	60 meV
13 Å	11 Å	1583 nm	60 meV
11 Å	—	1547 nm	65 meV
11 Å	9.6 Å	1521 nm	62 meV

**Tableau 4.4-** Couples ( $e_{\text{InAs}}$ ,  $e_{\text{cap n}^\circ 1}$ ) adoptés pour contrôler la longueur d'onde d'émission sans dégrader l'uniformité des îlots (vitesse de croissance :  $\sim 0.25 \mu\text{m/h}$ )

Cette maîtrise de la longueur d'onde représente un point particulièrement intéressant. En effet, le contrôle de l'énergie d'émission des îlots pendant leur formation, à partir des paramètres de croissance ( $e_{\text{InAs}}$ ,  $T_c$ ,  $P_{\text{As}} \dots$ ) s'est avéré relativement complexe compte tenu de leur interdépendance et des effets d'alliage. Surtout, leur niveau d'action s'accompagne généralement d'un effet conjoint souvent négatif sur la dispersion en taille des îlots formés.

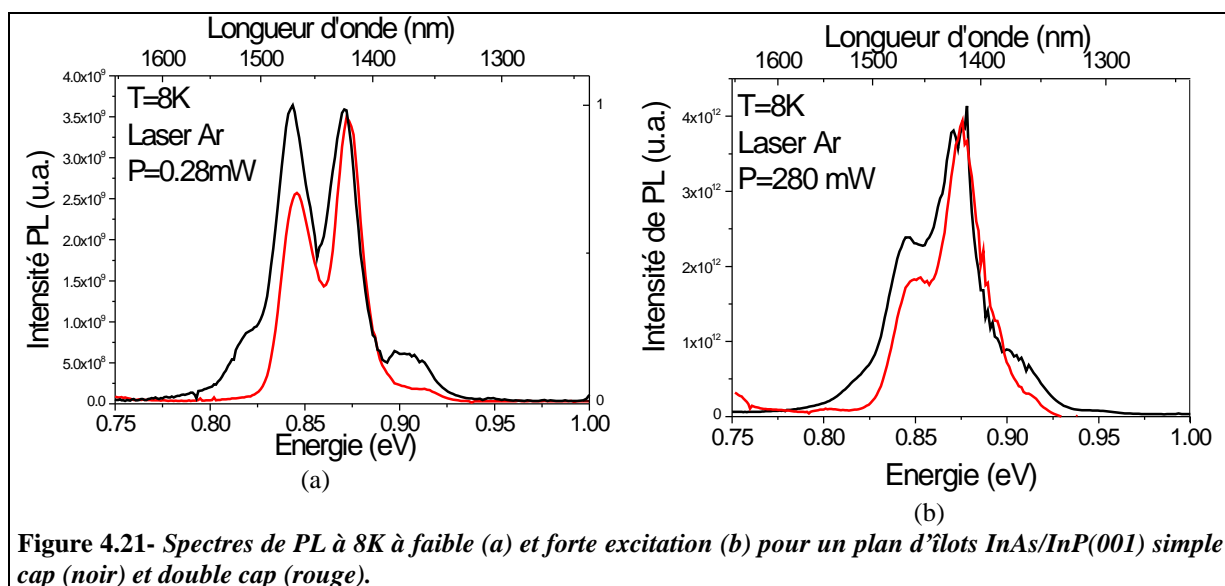
<sup>13</sup> La température et la vitesse de croissance du cap d'InP ont également une influence vraisemblable dans la procédure double cap, par le biais de l'intensité des échanges As/P.

<sup>14</sup> On peut penser que cette différence n'est pas seulement un effet de vc, mais aussi du rapport de flux V/III.

La procédure double cap offre donc une alternative avantageuse. Associée à l'ajustement de l'épaisseur d'InAs déposée, elle permet un contrôle optimal de la longueur d'onde sur une plage relativement large, en conservant l'uniformité des îlots.

### VI.2.3. Caractérisations optiques

Un plan d'îlots InAs/InP(001) est fabriqué par la procédure double cap ( $e_{\text{InAs}}=13 \text{ \AA}$ ,  $e_{\text{cap n}^\circ 1}=13 \text{ \AA}$ ) pour viser une émission proche de  $1.5 \mu\text{m}$  (ep1069). Son spectre de PL à 8K est comparé à celui du plan d'îlots (EP859) étudié dans la section précédente, en simple cap (figure 4.21).



**Figure 4.21-** Spectres de PL à 8K à faible (a) et forte excitation (b) pour un plan d'îlots InAs/InP(001) simple cap (noir) et double cap (rouge).

Tout d'abord, l'observation des spectres à faible [Figure 4.21(a)] ou forte excitation [Figure 4.21(b)] indique que le plan d'îlots double cap (DC), présente un comportement analogue à la structure simple cap (SC). En particulier, plusieurs composantes bien résolues sont visibles et la composante de faible énergie sature à forte puissance au profit des composantes d'énergie plus élevée. Ces éléments suggèrent, comme pour la structure SC, la présence de niveaux excités pour le plan d'îlots DC, confirmé par des mesures de PLE supplémentaires. La signature de confinement quantique semble donc conservée par la procédure.

La comparaison directe des spectres SC et DC montre des LMH analogues [Figure 4.21(a)]. Pourtant l'intérêt de cette procédure, telle qu'elle est souvent présentée, réside dans l'uniformisation des îlots. Une réduction de la LMH assez importante a été observée par ses adeptes : de 67 à 38 meV pour les îlots InAs/GaAs [Wasilewski 99] et de 70 à 50 meV pour les îlots d'InAs/InP(113)B [Paranthoen 01]. Le bénéfice avéré de l'homogénéisation des îlots dans ces deux systèmes repose essentiellement sur la modification de la forme des îlots.

Initialement dômes ou lentilles, les îlots modifiés par cette méthode d'encapsulation présentent une forme finalement plate. La procédure semble affecter essentiellement la hauteur et moins les dimensions latérales. Or, dans le système InAs/InP(001), la hauteur des îlots, naturellement plats, est fixée par un nombre entier de monocouches. Cela explique que le bénéfice du double cap associé à la modification de la forme se trouve assez réduit dans ce système.

Sur la figure 4.21(a), les différents niveaux sont à peu près superposables mis à part l'épaulement à faible énergie pour les îlots SC. Cette composante qui avait été attribuée à un pic de défaut, semble donc annihilée par la procédure DC, suggérant une amélioration de la qualité de la barrière.

En conclusion, la procédure DC permet :

☒ la conservation des propriétés déjà satisfaisantes des îlots SC : uniformité, confinement quantique des porteurs, rendement de PL élevé malgré des interfaces sans doute moins abruptes,

- un contrôle de l'énergie d'émission en ajustant le couple ( $e_{\text{InAs}}$ ,  $e_{\text{cap } n^{\circ}1}$ ),

☒ la disparition de certains défauts présents dans la barrière InP.

Enfin, la procédure DC apparaît prometteuse pour la réalisation de structures empilées qui présentent un nombre de plans d'îlots et donc de barrières plus importants.

---

## VI.3 Empilements

### VI.3.1. Vers l'auto-organisation verticale

Après avoir recouvert les îlots contraints d'une couche de matériau barrière, un nouveau plan d'îlots peut être initié. La répétition d'un tel cycle de déposition résulte alors en une structure tridimensionnelle d'îlots quantiques. De tels empilements de nanostructures ont été réalisés et étudiés par différents groupes dans le système InAs/InP avec des espaceurs d'InP [Alen 02 ; Gutiérrez 03 ; Mu 02] ou d'un autre alliage [Braut 00-2 ; Wu 00 ; Li 00]. Deux types d'empilements peuvent être distingués, en fonction de l'épaisseur d'espaceur, faible (<10 nm) ou forte (>10 nm), séparant les différents plans. L'appréciation faible ou forte relative à l'épaisseur de l'espaceur entre les plans dépend bien entendu de la contrainte et du désaccord de maille mis en jeu dans le système de matériaux utilisé. Dans le système InAs/InP, la valeur de cette frontière est assez faible, en raison de la dissipation rapide des effets du champ de déformation dans la direction verticale.



Dans le premier cas, lorsque la couche d'espaceur est mince, les îlots des plans successifs montrent une tendance à s'auto-organiser verticalement induisant généralement une réduction de la dispersion en taille des îlots. De tels empilements ont ainsi permis d'améliorer la distribution en taille des îlots et de contrôler leur arrangement spatial. Le mécanisme mis en jeu est l'action (à travers l'espaceur) du champ de contrainte induit par les îlots enterrés du plan inférieur au plan supérieur. Ce champ de contrainte génère des sites préférentiels de nucléation des îlots dans le plan supérieur d'InAs, qui correspondent à des minima locaux du désaccord de maille entre l'espaceur et la couche d'InAs. Il s'agit souvent des points situés à la verticale des sommets des îlots enterrés. Pour les îlots symétriques, ces sites coïncident avec les centres des îlots enterrés, de sorte qu'une croissance verticale en corrélation est alors générée [Gutiérrez 03]. Un espaceur mince (5 nm) permet également de bénéficier, par cette voie, d'un phénomène de filtrage des dimensions finales des îlots, garantissant une meilleure uniformité de l'ensemble des îlots contenus dans le réseau 3D [Alen 02 ; Gutiérrez 03].

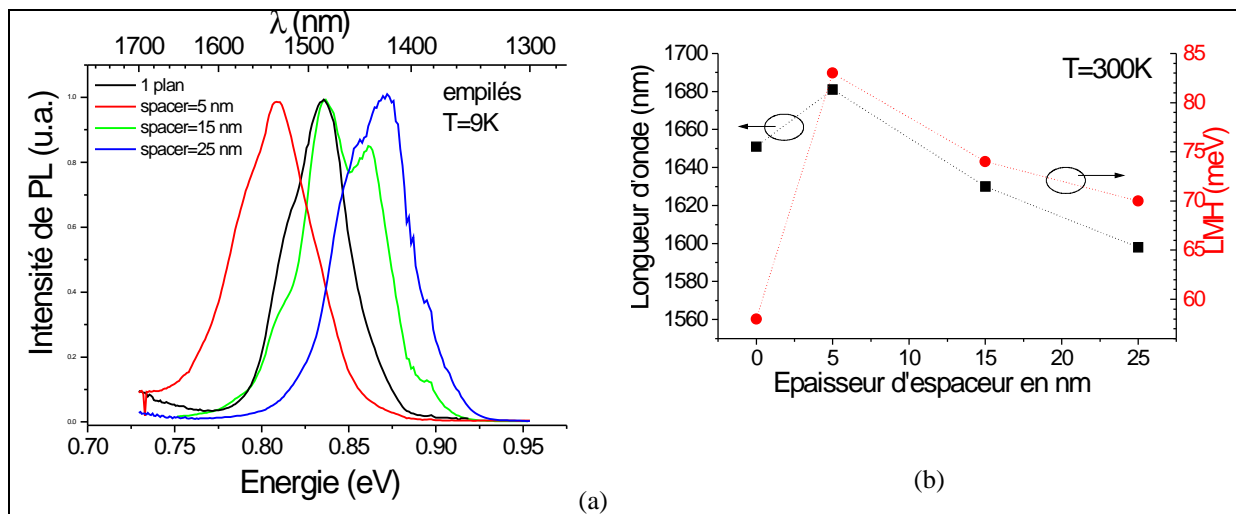
Cependant, si un espaceur fin permet de bénéficier d'un phénomène d'auto-organisation verticale relativement efficace, il donne souvent lieu à un couplage électronique entre les îlots verticalement proches. Ceux-ci se comportent alors globalement comme des fils orientés suivant la direction de croissance. Ce comportement n'est pas désirable dans le cadre de l'application laser à BQ souhaitée ici. Par conséquent, on cherchera à s'en affranchir.

Au contraire de ces mécanismes, un espaceur plus épais (~13 nm) produit une famille d'îlots inhomogènes et dont les positions ne sont pas corrélées verticalement [Alen 02]. De plus, une augmentation progressive de la taille des îlots de plan en plan a été souvent observée, qui élargit considérablement le spectre de PL par rapport à la structure à simple plan. Il reste que ces structures n'engendrent pas de couplage électronique indésirable entre les îlots des différents plans.

### VI.3.2. Epaisseur d'espaceur d'InP

L'étude des structures empilées menée ici reste assez succincte. La première étude concerne l'influence de l'épaisseur d'espaceur d'InP entre les plans d'îlots successifs. La comparaison des spectres de PL à 10K [figure 4.22(a)] ou des caractéristiques de PL relevées à 300K [figure 4.22(b)] montre plusieurs tendances. Tout d'abord, une faible épaisseur d'espaceur (5 nm) se traduit par une augmentation de la longueur d'onde moyenne (réduction de l'énergie) caractéristique d'un couplage vertical entre les îlots. Le spectre correspondant est également légèrement élargi. Un filtrage des dimensions des îlots de plan en plan, comme cela avait pu

être observé par ailleurs [Gutierrez 03], n'apparaît donc pas ici. Ensuite, un espacement plus grand entre les plans se traduit par une réduction (augmentation) de la longueur d'onde (énergie) d'émission, qui se rapproche de celle caractérisant la structure à un plan. Contrairement à nos attentes, la longueur d'onde de la structure à 5 plans fortement espacés (25 nm), est inférieure à celle de la structure à un plan [Figure 4.22(b)]. En l'absence de couplage entre les différents plans, un spectre de PL analogue à la structure à simple plan était plutôt escompté. La différence de procédure d'encapsulation, entièrement effectuée à haute température (510°C) pour les structures empilées, pourrait expliquer cet écart. Le procédé d'encapsulation lui-même affecte en effet la structure des îlots [Wasilewski 99]. L'absence d'image TEM empêche toutefois de vérifier cette hypothèse. Enfin, quelle que soit l'épaisseur d'espaceur adoptée, la largeur à mi-hauteur (LMH) du spectre de PL des structures à 5 plans s'avère supérieure à la LMH du spectre d'un seul plan d'îlots quantiques [Figure 4.22(b)]. Toutefois, en espaçant suffisamment les plans, cette augmentation peut être limitée.



**Figure 4.22-** Spectres de PL (a) à 9K des structures empilées à 5 plans d'îlots d'InAs/InP pour des épaisseurs d'espaceur de 5 nm (rouge), 15 nm (vert) et 25 nm (bleu). La structure référence à un plan est représentée en noir. Source LPM-INSA Lyon. (b) Courbes présentant la longueur d'onde d'émission au pic et la largeur à mi-hauteur (LMH) du spectre de PL à 300K en fonction de l'épaisseur d'espaceur.

Le comportement de ces différentes structures empilées a également été étudié en fonction de la température. L'évolution globale de leur spectre de PL, lorsque la température est augmentée, semble indépendante de l'épaisseur d'espaceur (cf. tableau 4.5). En particulier, le maintien de la PL en température est identique pour les trois structures empilées, de l'ordre de 30%, et correspond à une valeur inférieure à celle obtenue pour la structure à 1 plan (50% cf. section V.4.3). Le décalage de la longueur d'onde avec la température, de 0.23 meV/K, reste

du même ordre de grandeur que celui exhibé par la structure à 1 plan, i.e. légèrement inférieure à la variation thermique du gap. De plus, la LMH du spectre de PL n'est pas réduite lorsque la température augmente (cf. tableau 4.5). Ces deux observations montrent qu'aucune composante du spectre (associée par exemple à un plan particulier d'îlots) ne prédomine à plus haute température. En d'autres termes, cela signifie que les différents plans sont relativement bien isolés électroniquement les uns des autres [Li 00]. La structure à faible épaisseur d'espaceur (5 nm) montre néanmoins un décalage plus faible, difficile à interpréter.

Spacer InP	5 nm (SC)	15 nm (SC)	25 nm (SC)
$I_{PL}(300K)/I_{PL}(15K)$	31%	30%	33%
$I_{PL}(300K)/I_{PL}(15K)$ (pic)	20%	18%	22%
$\Delta E_{pic}/\Delta T$	-0.15 meV/K	-0.22 meV/K	-0.23 meV/K
LMH 300K	89 meV	76 meV	74 meV
LMH 15K	57 meV	53 meV	53 meV

**Tableau 4.5- Caractéristiques de PL pour des structures empilées à 5 plans d'IQ InAs/ InP/ InP(001) en fonction de l'épaisseur de spacer, en simple cap (SC) : rapport de l'intensité intégrée de PL entre 15K et 300K, rapport de l'intensité de PL au pic entre 15K et 300K, variation de l'énergie du pic avec la température et largeurs à mi-hauteur (LMH) des spectres de PL à 300K et à 15K.**

Dans l'objectif de réaliser un composant laser exploitant une structure active avec un fort gain, la maximisation du nombre d'îlots quantiques constitue un point important. Aussi, puisque l'épaisseur de la structure contenant la zone active est limitée à 250 nm (membrane d'épaisseur demi onde, cf chapitre 3 section IV.1.2.a), il s'agit de réduire au maximum l'espacement entre plans, afin d'augmenter le nombre total de plans donc d'îlots. Toutefois, une épaisseur aussi faible que 5 nm ne s'avère pas favorable en termes de comportement (couplage vertical) et de LMH (plus élevée que les autres). Dans un souci de compromis entre nombre de plans et inhomogénéités des nanostructures, nous avons retenu une épaisseur d'espaceur d'InP égale à 15 nm, suffisante pour garantir une « isolation » entre les îlots des différents plans [Jeong 01].

### VI.3.3. Structures empilées en « double cap »

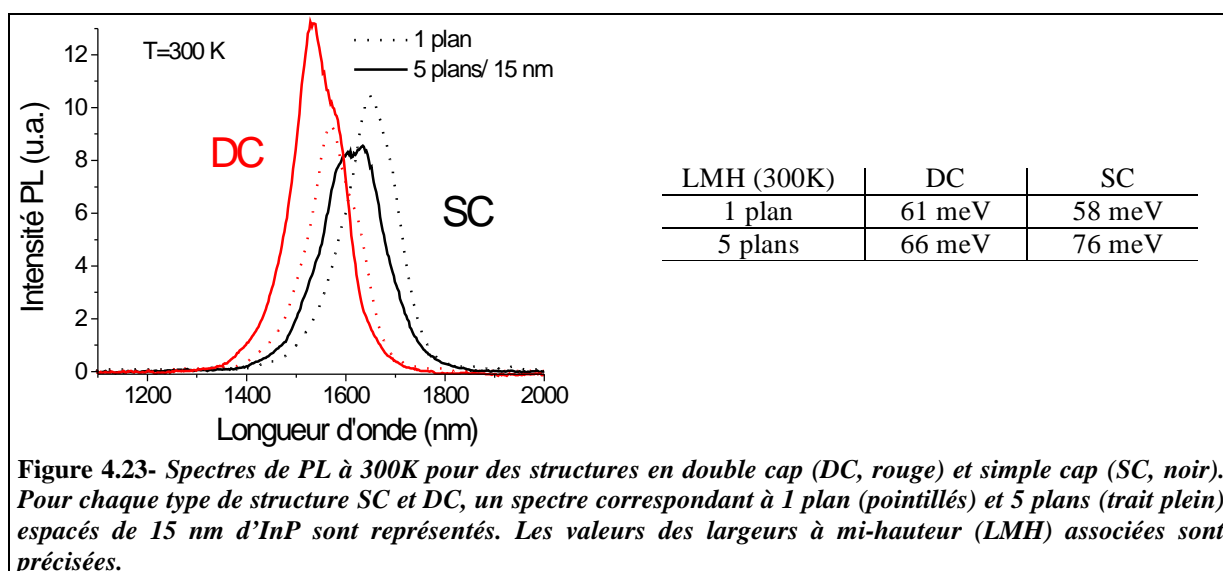
Les structures empilées précédentes ont été réalisées en faisant croître successivement des plans d'îlots d'InAs (conditions de croissance :  $T_c=510^\circ\text{C}$ ,  $e_{InAs}= 1.2 \text{ nm}$ ,  $P_{As}=2.10^{-6} \text{ T}$ ) séparés par des espaceurs d'InP épitaxiés à haute température ( $510^\circ\text{C}$ ). Cela pourrait expliquer la réduction de l'intensité intégrée de PL entre 15K et 300K, qui apparaît plus forte

que celle de la structure à simple plan de bâtonnets quantiques étudiée dans la partie V.4. L'encapsulation « double cap » dans les structures empilées offre donc potentiellement deux avantages.

D'une part, le contrôle de la hauteur des îlots par le biais de l'épaisseur du cap n°1 d'InP permettrait de contrer la tendance naturelle, couramment observée<sup>15</sup>, de l'augmentation de la hauteur des îlots de plan en plan [Mu 02]. Ce phénomène se traduit en effet par une augmentation indésirable de la longueur d'onde moyenne associée aux différents plans et donc de la LMH globale du spectre exhibé par les 5 plans. Wasilewski et coll. ont ainsi obtenu une uniformisation des îlots d'InAs/GaAs, en appliquant une procédure d'encapsulation en « double cap », qui supprimait cet effet [Wasilewski 99].

D'autre part, l'encapsulation « double cap » permet de réduire la température de l'échantillon pendant l'étape de recuit, et donc de faire croître les espaceurs d'InP majoritairement à 480°C. Ce deuxième effet permettrait, comme cela a déjà été évoqué dans la section VI.2, de limiter la génération de défauts dans l'InP proche des îlots d'InAs.

Une telle structure empilée, avec des espaceurs d'InP de 15 nm d'épaisseur, est caractérisée par PL. La comparaison des spectres à 300K associés aux deux couples (1 plan, 5 plans) pour les structures « simple cap » (SC) ou « double cap » (DC) (figure 4.23) permet d'avancer plusieurs remarques.



L'élargissement de la PL causé par la multiplication du nombre de plans est supérieur pour les structures SC (58 à 76 meV), par rapport aux structures DC (61 à 66 meV). L'encapsulation

DC semble donc limiter la dispersion en taille des îlots entre les différents plans, induite par l'empilement. Ensuite, à l'inverse de la structure empilée SC, l'intensité du pic de PL augmente avec le nombre de plans, lorsqu'ils sont réalisés en DC. L'obtention d'un rendement radiatif supérieur pour la structure empilée DC, par rapport à son homologue SC, est ainsi suggérée.

L'étude de la PL en fonction de la température confirme ce dernier point (cf. figure 4.24).

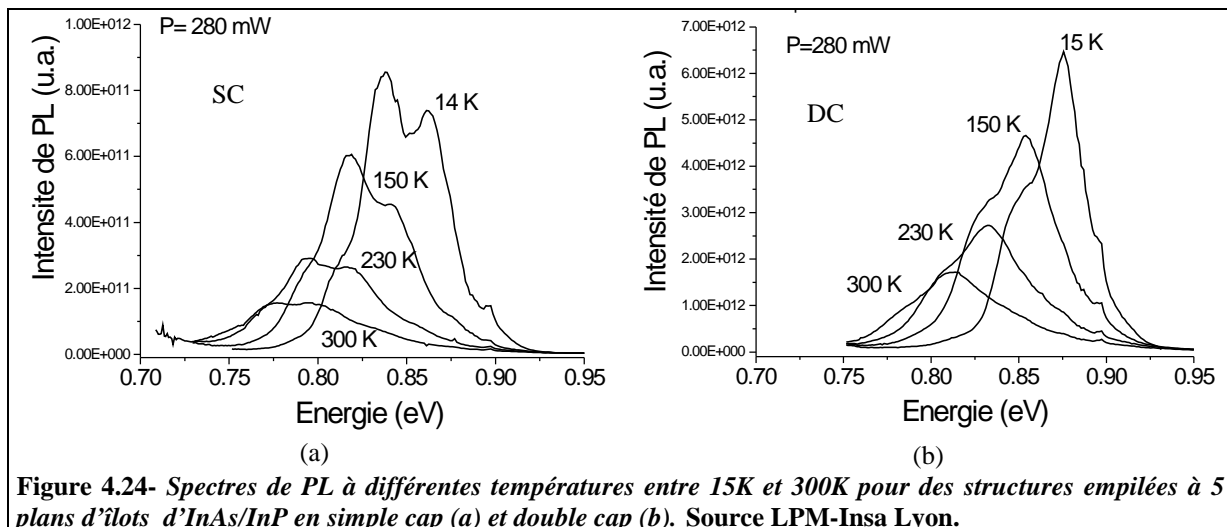


Figure 4.24- Spectres de PL à différentes températures entre 15K et 300K pour des structures empilées à 5 plans d'îlots d'InAs/InP en simple cap (a) et double cap (b). Source LPM-Insa Lyon.

Alors que le rapport des intensités intégrées entre 300K et 15K était de l'ordre de 30% pour les structures empilées SC, il est de ~ 45% pour la structure empilée DC, proche du rapport éprouvé par la structure à 1 plan de bâtonnets quantiques (cf. tableau 4.6).

Spacer InP	15 nm (SC)	15 nm (DC)
$I_{PL}(300K) / I_{PL}(15K)$	30%	44%
$I_{PL}(300K) / I_{PL}(15K)$ (pic)	18%	27%
$\Delta E_{pic} / \Delta T$	-0.22 meV/K	-0.22 meV/K

Tableau 4.6- Caractéristiques de PL en fonction de la température pour les structures empilées à 5 plans d'IQ InAs/InP/InP(001) séparées par 15 nm d'InP en simple (SC) ou double (DC) cap : rapport de l'intensité intégrée de PL entre 15K et 300K, rapport de l'intensité de PL au pic entre 15K et 300K et variation de l'énergie du pic avec la température.

En conclusion, l'adoption d'une épaisseur d'espaceur de 15 nm, couplée à une encapsulation en « double cap » permet de fabriquer des hétérostructures avec un nombre total d'îlots important. De telles structures montrent, de plus, un fort rendement radiatif et une forte tenue

<sup>15</sup> Même si cette tendance n'est pas observée ici, de nombreux groupes s'appuyant sur des images TEM en coupe transverse de structures empilées ont montré ce phénomène de grossissement des îlots de plan en plan.

de la PL avec la température. Elles suscitent donc un fort espoir quant à leur aptitude à générer de l'émission stimulée dans un microlaser à température ambiante.

Cependant, un certain nombre d'interrogations relatives à ces structures empilées restent en suspens, qui mériteraient des caractérisations supplémentaires. Ainsi, des caractérisations structurales (comme le TEM) permettraient d'apprécier la morphologie et les dimensions de ces îlots empilés, et d'évaluer l'influence de l'empilement sur l'éventuelle organisation verticale des îlots d'InAs séparés par 15 nm d'InP. D'autre part, des caractérisations optiques supplémentaires permettraient d'estimer la structure électronique des îlots empilés, éventuellement différente d'une structure à un plan d'îlots. En effet, les différentes composantes du spectre de PL des structures empilées présentées plus haut ne peuvent pas, à ce niveau d'interprétation, être attribuées rigoureusement à des niveaux excités. Toutefois, on peut supposer que les propriétés de la structure à un plan (signature de confinement quantique par exemple) sont conservées dans un empilement d'îlots quantiques non couplés (électroniquement) verticalement. De plus, l'adoption de la procédure d'encapsulation double cap devrait limiter fortement les dérives des caractéristiques (hauteurs d'îlots par exemple...) des divers plans d'îlots. Ces raisons justifient l'hypothèse, effectuée dans le chapitre 5, que la composante du spectre de PL, côté faibles longueurs d'onde, soit attribuée à un niveau excité.

## VII. CONCLUSION

L'étude menée sur la fabrication d'îlots quantiques d'InAs/InP(001) par croissance auto-organisée en EJM nous a permis d'optimiser leurs conditions de croissance. Des nanostructures aux propriétés attractives pour des applications laser ont ainsi été obtenues. Les îlots fabriqués présentent une signature de confinement quantique. Le phénomène de localisation des porteurs associé profite à la forte tenue en température des propriétés optiques. La densité de ces îlots est élevée dans le plan et leurs défauts structuraux ainsi que dans leur voisinage sont limités. Associés à la réalisation d'empilement, la valeur du gain devrait être renforcée. Enfin, la dispersion en taille réduite de ces îlots permet d'envisager un maximum d'émetteurs accordés spectralement au mode optique de la cavité dans laquelle ils pourront être insérés avantageusement. La maîtrise de leur énergie d'émission par la procédure d'encapsulation en double cap constitue également un point particulièrement intéressant pour leur utilisation dans un laser.

En termes de perspectives, il reste que la croissance auto-organisée conduit à une distribution aléatoire des îlots dans le plan. Or, certains composants (émetteurs à photon unique, transistor à blocage de coulomb etc...) nécessitent le positionnement d'une ou plusieurs BQ à des endroits déterminés. Si l'auto-organisation semble se heurter à une limite intrinsèque, la croissance organisée de BQ pourrait produire des îlots plus homogènes et dont la position serait mieux contrôlée. La combinaison de techniques de lithographie/ gravure avec l'inclusion d'une couche contrainte (« stressor ») peut produire une surface structurée dont la contrainte se trouve modulée latéralement. Certaines réalisations de ce type, pour InAs/GaAs [Lee 00 ; Lee 02-3] et pour InAs/InP [Williams 01], se sont avérées prometteuses. Une reprise d'épitaxie sur de telles structures a conduit à une croissance sélective des BQ sur les mésas définis. Ceux-ci constituent en effet des sites énergétiquement favorables à la nucléation d'îlots, grâce à l'ajout artificiel de contrainte. Les dommages induits par la gravure semblent limités après la reprise en épitaxie [Lee 00]. Enfin, dans des conditions idéales et des tailles de mesas faibles, un îlot par mesa peut être obtenu idéalement [Lee 02-3].

---

---

## - Chapitre 5 -

# MICROLASERS A CRISTAUX PHOTONIQUES 2D & ILOTS QUANTIQUES

---

---

I.	INTRODUCTION .....	160
II.	STRUCTURES RÉALISÉES .....	161
III.	RÉSULTATS .....	163
	<i>III.1 Microlasers Hn dotés de multi-plans d'îlots quantiques .....</i>	<i>163</i>
	III.1.1. Microlasers H5 à 6 plans d'IQ.....	163
	III.1.2. Microlaser H2 à 6 plans d'IQ .....	164
	III.1.3. Microlaser H5 à 5 plans d'IQ .....	164
	III.1.4. Conclusion & reprise du modèle simplifié du chapitre 2 .....	165
	<i>III.2 Etude comparative en fonction de la nature du matériau actif .....</i>	<i>168</i>
	III.2.1. Microlasers H5 : puits, fils ou bâtonnets quantiques ? .....	168
	III.2.2. Microlasers H2 : puits et bâtonnets quantiques .....	170
IV.	ANALYSE .....	171
V.	CONCLUSION.....	174



# - Chapitre 5 - Microlasers à cristaux photoniques 2D & îlots quantiques

## I. INTRODUCTION

Le chapitre 3 a validé l'utilisation des cristaux photoniques (CP) 2D reportés sur SiO<sub>2</sub>/ Si pour la réalisation de microlasers, dotés d'un faible seuil et relativement robustes vis à vis de l'échauffement. Les multipuits quantiques utilisés pour ces tests constituent un matériau actif bien adapté, à fort gain et dont la fabrication reste bien maîtrisée. L'analyse du fonctionnement d'un laser à CP 2D a fait cependant apparaître que les recombinaisons non radiatives de surface constituent une contribution essentielle du seuil laser. A cet égard, les boîtes quantiques pourraient apporter une solution avantageuse, en plus des propriétés générales évoquées dans le chapitre 1 (stabilité en température, réduction du chirp et gain différentiel plus important...).

Par ailleurs, le chapitre 4 a montré qu'une optimisation de la croissance d'îlots quantiques d'InAs/InP auto-organisés permet d'obtenir des nanostructures présentant une faible dispersion en taille et de bonnes caractéristiques optiques (faible élargissement inhomogène, maintien en température ...). Des empilements de tels îlots quantiques ont été réalisés avec succès et offrent un rendement radiatif assez élevé.

Nous présentons ici les résultats issus de l'association entre les îlots quantiques d'InAs/InP optimisés et les microcavités à cristaux photoniques 2D. Ce chapitre constitue le point de jonction (tardif) entre deux études qui furent longtemps menées en parallèle lors de ce travail de thèse.

La combinaison îlots quantiques/ cristaux photoniques 2D sera ainsi validée pour la réalisation de microsources lasers. Les caractéristiques de ces composants seront évaluées, et leurs performances comparées avec celles des microlasers à multipuits quantiques étudiés dans le chapitre 3. Enfin, des éléments d'explication seront proposés pour interpréter les résultats de cette comparaison.

## II. STRUCTURES REALISEES

Les structures à CP 2D ont été réalisées suivant la même méthode de fabrication que celle présentée dans le chapitre 3. La configuration verticale est la même, obtenue après un report sur silicium [cf. figure 3.5(a)], et les structures ont uniquement été testées dans la configuration membrane/ SiO<sub>2</sub>/ Si. L'épaisseur de la membrane reste égale à  $\lambda/2n$  (~250 nm) et seule sa constitution, en particulier la nature de la zone active au centre de la membrane, change.

Le tableau 5.1 résume les caractéristiques des différents types de matériaux actifs à îlots quantiques (IQ) utilisés dans ce chapitre. Entre les trois structures, le nombre de plans d'IQ (5 ou 6), ainsi que leur forme, varient. L'utilisation d'un substrat nominal (ep1211 et ep1227) conduit en effet à la formation d'îlots de type bâtonnets, comme ceux largement étudiés dans le chapitre 4. Au contraire, l'utilisation d'un substrat désorienté de type 2°F (ep1234) favorise la croissance d'îlots filaires (cf. section VI.1.2 du chapitre 4).

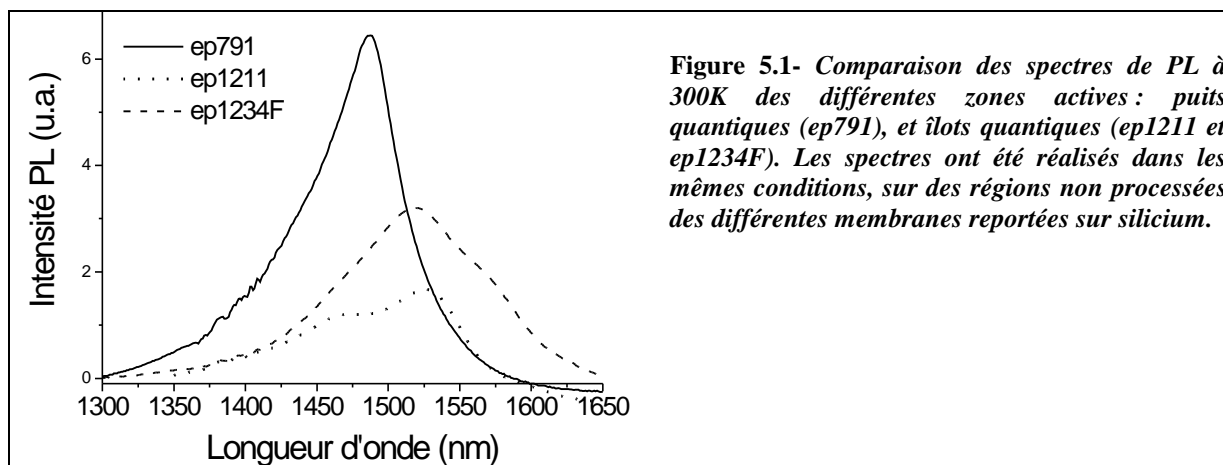
Structure (et substrat InP utilisé)	Nb de plans d'îlots quantiques (IQ) InAs	Conditions de croissance des IQ InAs	Epaisseur d'InP entre les plans	Caractéristiques optiques à 300K
Ep1211 (nominal)	6 plans	T <sub>c</sub> =510°C, P <sub>As</sub> =2.10 <sup>-6</sup> T, v <sub>c</sub> =0.23 μm/h, e <sub>InAs</sub> =1,1 nm Double cap	15 nm	λ=1530 nm, LMH=110 nm
Ep1234 (2°F)	6 plans		15 nm	λ=1520 nm, LMH=120 nm
Ep1227 (nominal)	5 plans		20 nm	λ=1500 nm, LMH=140 nm

**Tableau 5.1- Différents types de zones actives utilisées et leurs caractéristiques optiques (longueur d'onde du pic de PL et largeur à mi hauteur (LMH) du spectre de PL) à 300K.**

L'épaisseur d'espaceur d'InP dans les empilements d'IQ est de 15 nm ou 20 nm, en fonction du nombre de plans contenus dans la membrane. Elle reste suffisante pour éviter un couplage électronique vertical des nanostructures. Enfin, tous les plans d'IQ sont réalisés dans les conditions de croissance optimales mises en évidence dans le chapitre 4 et en adoptant la procédure « double cap ». Une réduction de la température de croissance (510→480°C) a été effectuée après la croissance de chaque plan d'IQ afin de limiter l'épaisseur d'InP, de mauvaise qualité, épitaxié à haute température (cf section VI.3.3).

Ces structures présentent une longueur d'onde d'émission voisine de 1520-1530 nm, avec des largeurs à mi-hauteur (LMH) assez faibles, comparées à celle de la structure ep614 non optimisée (240 nm), utilisée dans le chapitre 3. La structure à puits quantiques (PQ) servant de référence est ep791 (cf tableau 3.1) à 4 PQ d'InAsP contraints. Elle avait donné lieu aux

meilleurs résultats de caractérisation des structures à CP 2D sondées dans le chapitre 3. La figure 5.1 montre la comparaison des spectres de PL à 300K des structures à IQ ep1211 et ep1234F avec cette structure à PQ. Pour cette dernière, la longueur d'onde est un peu plus basse, proche de 1500 nm, et la LMH du spectre de PL est plus faible : ~70 nm.



**Figure 5.1- Comparaison des spectres de PL à 300K des différentes zones actives : puits quantiques (ep791), et îlots quantiques (ep1211 et ep1234F). Les spectres ont été réalisés dans les mêmes conditions, sur des régions non traitées des différentes membranes reportées sur silicium.**

Une différence en termes d'intensité du pic de PL et de LMH apparaît en faveur des PQ, mais l'ordre de grandeur reste le même, contrairement à d'autres structures à IQ non optimisées.

Par ailleurs, l'observation des spectres de PL associés aux plans d'IQ (ep1211 et ep1234F) montre l'existence de deux composantes principales. Pour la structure ep1211, elles sont situées vers 1470 nm et 1530 nm. Deux hypothèses peuvent être faites. D'une part, il peut s'agir de l'émission provenant de plans d'IQ émettant à des longueurs d'onde différentes. Cependant, pourquoi l'émission générée par les 6 plans d'IQ se répartirait-elle principalement selon ces deux composantes ? De plus, l'encapsulation double cap adoptée évite a priori une dérive éventuelle des dimensions des IQ de plan en plan. D'autre part, ces deux composantes pourraient être issues de niveaux fondamental (1530 nm) et excité (1470 nm). L'écart (~50 nm) coïncide avec l'intervalle spectral mesuré entre niveaux excités et fondamental pour la structure à 1 plan étudiée dans le chapitre 4 (section V.4). Par conséquent, cette deuxième hypothèse sera retenue dans la suite du chapitre, et la composante vers 1470 nm sera attribuée à un niveau excité d'IQ. La composante vers 1530 nm, relative au niveau fondamental associé, présente une LMH, caractéristique de la dispersion en taille des IQ de l'ordre de 90 nm (~100 nm pour ep1227).

Sur de telles hétérostructures, des CP 2D triangulaires sont réalisés, avec une période proche de 500 nm et un facteur de remplissage compris entre 30 et 50%. Les microcavités usinées sont des Hn de diamètre égal à 2 et 5  $\mu\text{m}$ , respectivement H2 et H5.

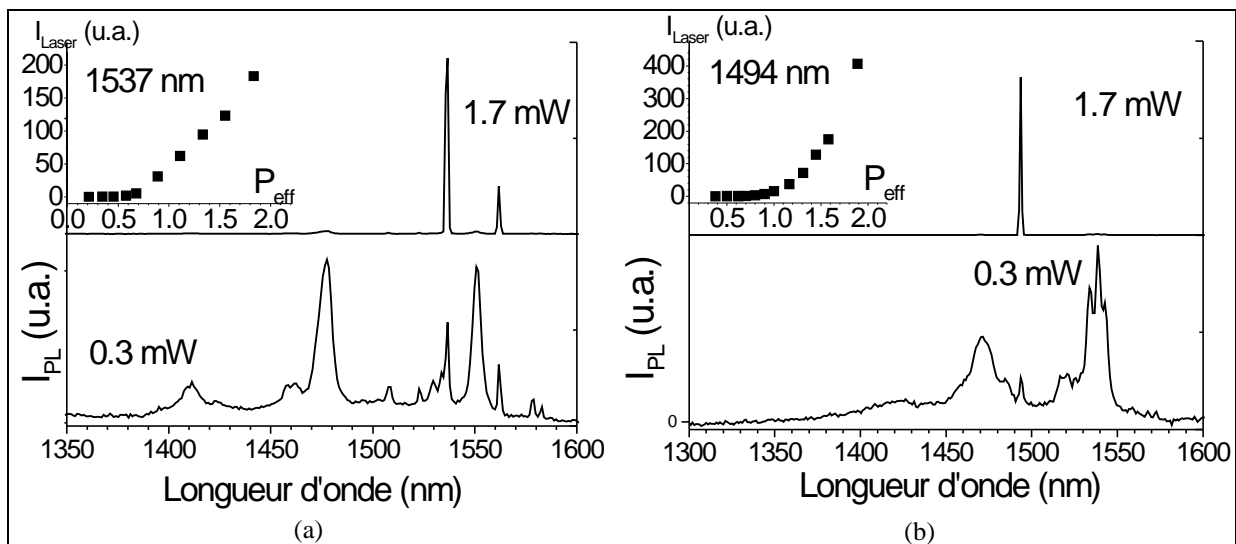
### III. RESULTATS

Les résultats présentés ici sont issus de caractérisation par PL diffractée à température ambiante, dont le principe est présenté dans le chapitre 3, section III.4. Le pompage optique est pulsé pour limiter l'échauffement, avec un rapport cyclique  $R_c$  de 15%, et une durée de pulse d'environ 20 ns (section V.2.2 du chapitre 3).

#### III.1 Microlasers Hn dotés de multi-plans d'îlots quantiques

##### III.1.1. Microlasers H5 à 6 plans d'IQ

Des microcavités H5 ont donné lieu à un effet laser avec une zone active comprenant 6 plans d'IQ (ep1211). Les caractéristiques sont présentées sur la figure 5.2. Les seuils laser relevés pour différentes structures H5 se situent entre 0.6 mW [plus faible seuil obtenu, cf. figure 5.2(a)] et 1 mW de puissance effective [figure 5.2(b)].



**Figure 5.2.-** Caractéristiques de microlasers H5 à 6 plans d'IQ (ep1211) pour une période de CP 2D de 510 nm (a) et 530 nm (b). Les courbes caractéristiques de l'intensité du pic laser ( $I_{laser}$ ) en fonction de la puissance effective ( $P_{eff}$ ) en mW sont ajoutées en insert.

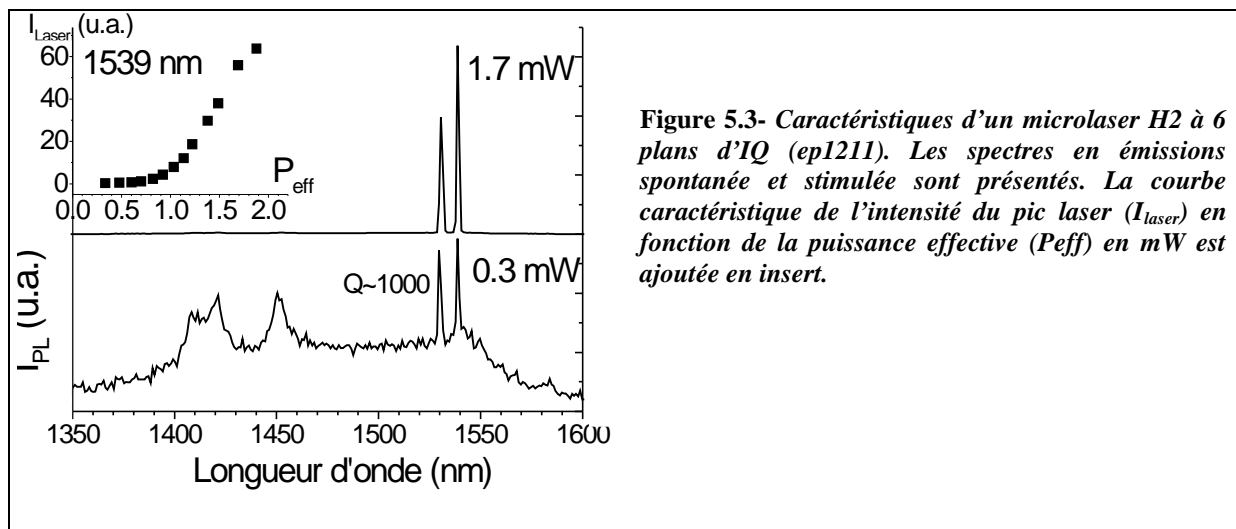
La pente de la courbe caractéristique ( $I_{Laser}$ ,  $P_{eff}$ ) au delà du seuil est assez élevée. Toutefois, la figure 5.2(a) montre la persistance d'un deuxième mode à plus haute longueur d'onde, qui réduit vraisemblablement le gain différentiel accessible. A l'inverse, la courbe de la figure 5.2(b), associée à un composant qui présente un seul mode laser, montre un gain différentiel supérieur.

La longueur d'onde de l'émission laser de la figure 5.2(a), 1537 nm, est proche de la longueur d'onde du maximum d'émission de la structure à IQ seule (1<sup>ère</sup> composante centrée sur 1530 nm). Cela suggère que l'émission stimulée est procurée par la transition fondamentale des IQ.

### III.1.2. Microlaser H2 à 6 plans d'IQ

Un effet laser est également mis en évidence pour une cavité H2 de dimensions plus faibles. Les caractéristiques d'une des « meilleures » structures H2, parmi les diverses cavités sondées, sont présentées sur la figure 5.3. Le seuil laser, de 0.9 mW, est légèrement plus élevé que celui de la structure H5 précédente, tandis que la pente de la courbe caractéristique ( $I_{\text{laser}}$ ,  $P_{\text{eff}}$ ), au delà du seuil, est deux fois moins élevée.

Ici encore, la longueur d'onde du laser, 1539 nm, suggère une opération laser portée par la transition fondamentale des IQ. Un effet laser « bimodal », visible sur la figure 5.3, peut également être souligné. Il indique la difficulté à injecter des photons dans un seul mode. Cet aspect sera discuté plus en détails dans la partie IV.



**Figure 5.3-** Caractéristiques d'un microlaser H2 à 6 plans d'IQ (ep1211). Les spectres en émissions spontanée et stimulée sont présentés. La courbe caractéristique de l'intensité du pic laser ( $I_{\text{laser}}$ ) en fonction de la puissance effective ( $P_{\text{eff}}$ ) en mW est ajoutée en insert.

### III.1.3. Microlaser H5 à 5 plans d'IQ

Si les résultats précédents mettent en œuvre six plans d'IQ, un phénomène d'émission stimulée est également visible lorsque le nombre de plans est réduit à cinq (ep1227). Les caractéristiques d'une cavité H5, dotée de cette zone active, sont présentées sur la figure 5.4. Le seuil laser, 0.9 mW, est légèrement plus élevé que celui du microlaser H5 précédent à 6 plans d'IQ, tandis que la pente de la courbe caractéristique ( $I_{\text{laser}}$ ,  $P_{\text{eff}}$ ) est deux fois plus faible. De plus, cette courbe caractéristique montre un début de saturation de l'intensité de PL à forte

puissance d'excitation. Enfin, la longueur d'onde du laser, 1454 nm, suggère que l'effet laser est soutenu par un niveau excité.

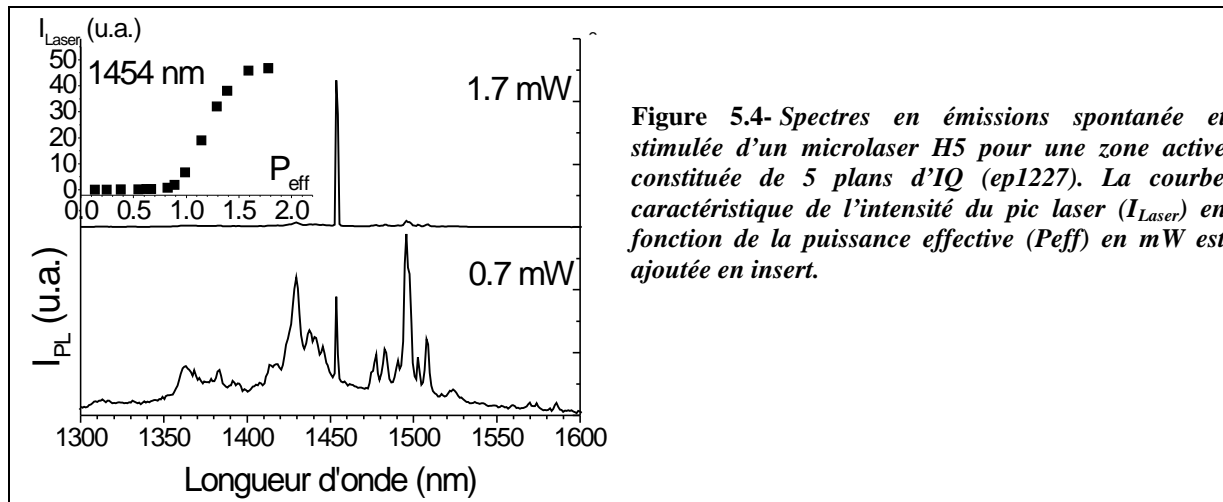


Figure 5.4- Spectres en émissions spontanée et stimulée d'un microlaser H5 pour une zone active constituée de 5 plans d'IQ (ep1227). La courbe caractéristique de l'intensité du pic laser ( $I_{Laser}$ ) en fonction de la puissance effective ( $P_{eff}$ ) en mW est ajoutée en insert.

### III.1.4. Conclusion & reprise du modèle simplifié du chapitre 2

Les caractéristiques (seuil et pente de la courbe ( $I_{laser}$ ,  $P_{eff}$ ) au delà du seuil) de ces différentes structures lasers sont résumées dans le tableau 5.2. Certes, les différences de seuil laser ne sont pas très marquées. Cependant, la statistique des caractéristiques mesurées sur les diverses structures sondées confirme la tendance illustrée par ces valeurs : le seuil (la pente) est abaissé (augmentée) lorsque le nombre d'IQ dans la cavité est augmenté. Il apparaît donc un intérêt à accroître le nombre d'IQ dans le composant, en augmentant le nombre de plans empilés ou en exploitant une cavité de plus grande taille.

	H5 (6 plans IQ)	H2 (6 plans IQ)	H5 (5 plans IQ)
Seuil laser ( $P_{eff}$ )	0.6 mW	0.9 mW	0.9 mW
Pente au delà du seuil	150 u.a./mW	75 u.a./mW	80 u.a./mW

Tableau 5.2- Récapitulatif des caractéristiques des lasers à CP 2D et IQ testés à 300K, en pulsé ( $R_c=15\%$ , durée de pulse  $\sim 20$  ns).

Cette conclusion rejoint d'ailleurs celles du chapitre 2. Une microcavité doit disposer d'un nombre important d'émetteurs (accordés au mode) pour démontrer un effet laser.

Toutefois, la comparaison brute de ces valeurs reste délicate. En effet, des modes différents sont impliqués dans les diverses structures laser tandis que leur émission stimulée est issue de transitions d'IQ sur des niveaux éventuellement différents (fondamental ou excité).

Entre les deux cavités H5, présentant la même répartition de modes, le nombre d'IQ peut être rendu directement responsable de la différence de seuil mesurée. De plus, l'obtention d'un effet laser sur un niveau excité avec les 5 plans d'IQ semble confirmer une pénurie d'IQ dans la cavité, empêchant de générer une amplification laser à partir du niveau fondamental. Concernant la comparaison des cavités H2 et H5, elles diffèrent par leur nombre de modes (donc facteur de couplage à l'émission spontanée), leur facteur de qualité, et leur nombre d'IQ. La réduction du seuil entre la cavité H2 et H5 peut donc s'expliquer par l'augmentation du facteur de qualité du mode, ou par l'augmentation du nombre d'IQ dans la cavité. Dans tous les cas, l'augmentation du nombre de modes dans une cavité H5, donc réduction du couplage de l'émission spontanée ne suffit pas à compenser la baisse du seuil induite par les effets précédents.

Le modèle très simplifié du chapitre 2 permet d'intégrer les différences relevées entre les trois types de structures, en termes de nombre de modes, facteur de qualité et nombre d'IQ.

Pour faire le lien avec ce modèle, la densité surfacique d'IQ est estimée à  $750 \text{ /}\mu\text{m}^2$ , et le pourcentage d'IQ utiles est évalué, de façon très approximative, comme le rapport de l'élargissement homogène d'un IQ ( $\sim 15 \text{ nm}$  à  $300\text{K}$ ) et de l'élargissement inhomogène de l'ensemble des IQ ( $\sim 90 \text{ nm}$  pour la structure à 6 plans et  $100 \text{ nm}$  pour la structure à 5 plans). En effet, à  $300\text{K}$  et pour les modes à haut facteur de qualité ( $>1000$ ) mis en jeu dans les cavités laser H2 et H5, la largeur homogène d'un IQ est bien supérieure à la largeur spectrale du mode, d'où cette estimation du pourcentage d'IQ utiles (cf. chapitre 2, section III.1).

La durée de vie radiative  $\tau_{\text{spont}}$  est estimée à environ  $1 \text{ ns}$ . Le couplage de l'émission spontanée des IQ utiles au mode d'intérêt est considéré très approximativement comme égal à  $0.1$  pour une cavité H5 à forte densité de modes, et à  $0.75$  pour une cavité H2, à faible densité de modes. Cette approximation tient compte du nombre de modes inclus dans un intervalle de largeur spectrale coïncidant avec l'élargissement homogène d'un IQ.

Nous avons montré qu'il existait un nombre de BQ minimum, nécessaires à l'obtention d'un effet laser (chapitre 2, section II.3.2). Le tableau 5.3 résume les valeurs correspondant au nombre d'IQ utiles disponibles dans les trois structures sondées (H5 à 5 et 6 plans d'IQ, et H2 à 6 plans), ainsi que le nombre de BQ utiles théoriquement nécessaire pour obtenir l'effet laser. Bien que très simplifiés, ces calculs montrent que les trois structures sont capables de soutenir un effet laser ( $Nu > Nu_{\text{min}}$ ). Toutefois, la condition plus sévère ( $Nu > \beta * \alpha_{\text{sp}}$ ), nécessaire pour éviter la saturation rapide des IQ impliqués dans l'effet laser montre que la structure H5 à 5 plans d'IQ est plus limitée que les autres. Cette conclusion rejoindrait l'observation d'un effet laser avec cette structure, à partir d'un niveau excité.

	H5/ 6 plans	H2/ 6 plans	H5/ 5 plans
Surface	$\sim 18 \mu\text{m}^2$	$\sim 3 \mu\text{m}^2$	$\sim 18 \mu\text{m}^2$
Nombre total d'îlots dans la cavité	81 000	14 000	68 000
Nu : nombre d'îlots utiles (%)	14 000 (~17%)	2 400 (~17%)	10 000 (~15%)
Q	$\sim 1500$	$\sim 1000$	$\sim 1500$
$\beta$	0.1	0.75	0.1
$\alpha_{\text{sp}} = \tau_{\text{spont}} * \Delta\omega$	$\sim 840$	$\sim 1260$	$\sim 840$
$\text{Nu}_{\text{min}} = \alpha_{\text{sp}} / 2\beta$	4200	840	4200
$\alpha_{\text{sp}} / \beta$ (/Nu)	8400 (60%)	1700 (70%)	8400 (85%)

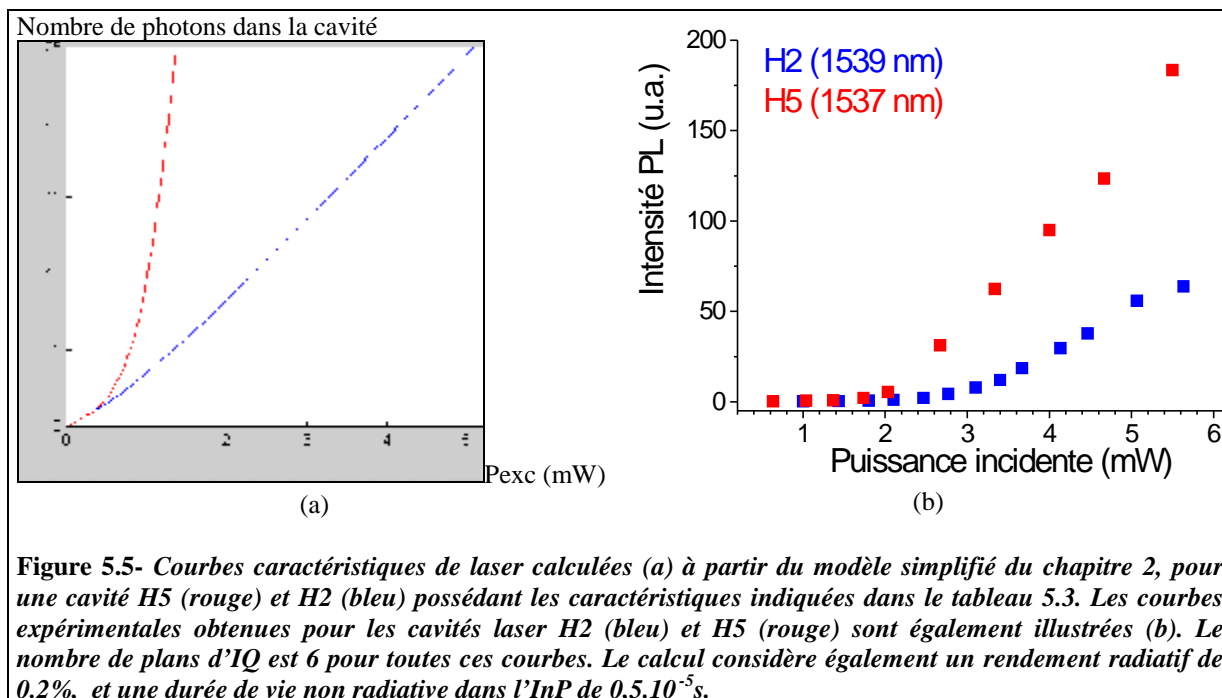
**Tableau 5.3-** Estimation des différents termes du modèle simplifié du chapitre 2, pour les cas expérimentaux envisagés ici, à savoir une cavité H5 à 6 plans d'IQ, une cavité H2 à 6 plans d'IQ et une cavité H5 à 5 plans d'IQ.

L'estimation théorique du seuil avec le modèle du chapitre 2 n'est pas très pertinente dans la mesure où un certain nombre de paramètres du modèle (taux de RNR dans l'InP, facteurs  $\beta$  réels, rendement radiatif...) ne sont pas connus expérimentalement avec exactitude. Toutefois, des courbes caractéristiques (nombre de photons versus la puissance d'excitation) issues du modèle simplifié pour les cavités H5 et H2 exploitant la même hétérostructure à 6 plans d'IQ peuvent être tracées, comme sur la figure 5.5. Les seuils produits sont du même ordre de grandeur. De plus, la comparaison des allures de ces courbes montre sans ambiguïté que le gain différentiel (au delà du seuil laser), moins sensible aux différents paramètres incertains, est plus important dans le cas d'une cavité H5, doté d'un nombre plus important d'IQ (cf. figure 5.5). Cette tendance n'est d'ailleurs pas compensée par la forte différence de facteurs de couplage  $\beta$  de l'émission spontanée, en faveur de H2, considérée dans ces tracés.

De plus, les valeurs de Q assez proches, prises en compte pour les cavités H2 et H5, permet d'affecter l'augmentation du gain différentiel véritablement au nombre d'IQ plus grand<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Les courbes expérimentales [figure 5.5 (b)] représentent la variation de l'intensité de PL, proportionnelle au nombre de photons dans la cavité. Cependant, le facteur de proportionnalité dépend du Q du mode. La petite différence incluse dans le calcul entre les deux cavités H5 (Q=1500) et H2 (Q=1000) devrait donc légèrement réduire la différence de pentes des courbes de la figure 5.5 (a), si elles étaient exprimées en intensité de PL.





**Figure 5.5-** Courbes caractéristiques de laser calculées (a) à partir du modèle simplifié du chapitre 2, pour une cavité H5 (rouge) et H2 (bleu) possédant les caractéristiques indiquées dans le tableau 5.3. Les courbes expérimentales obtenues pour les cavités laser H2 (bleu) et H5 (rouge) sont également illustrées (b). Le nombre de plans d'IQ est 6 pour toutes ces courbes. Le calcul considère également un rendement radiatif de 0,2%, et une durée de vie non radiative dans l'InP de  $0,5 \cdot 10^{-5}$  s.

En conclusion, des structures empilées d'IQ optimisées ont permis la démonstration d'un effet laser à température ambiante sur des cavités à CP 2D de 2 et 5  $\mu\text{m}$  de diamètre. Ces structures actives présentent donc un gain suffisant pour compenser les pertes optiques des microcavités à CP 2D. La tendance mise en évidence est une amélioration des performances lorsque le nombre total d'IQ est augmenté dans la cavité (6 plans au lieu de 5, et cavité H5 au lieu de H2). Yoshie et coll. avaient d'ailleurs observé ce phénomène dans le cas de cavités H1 couplées fonctionnant avec des BQ d'InAs/GaAs. Une augmentation de la surface de la cavité, en couplant plusieurs H1, était nécessaire afin de fournir un nombre de BQ suffisant pour exhiber un effet laser [Yoshie 02]. Une cavité H1 seule n'avait en effet pas produit d'émission laser.

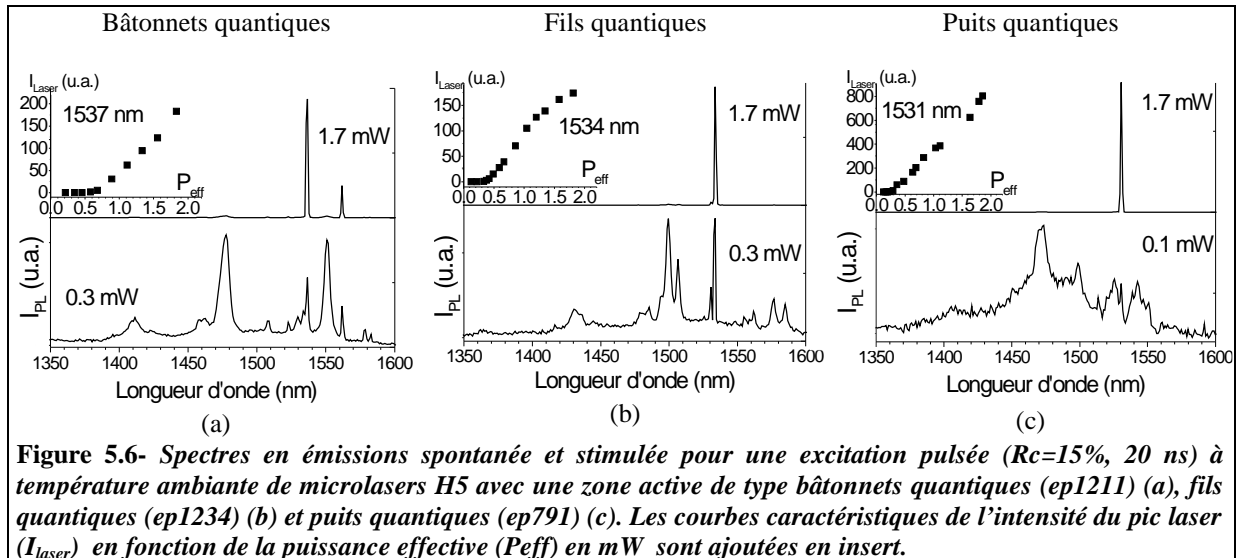
Maintenant que l'association IQ/CP 2D est validée pour réaliser un microlaser, il s'agit de mettre en évidence les avantages éventuels apportés par rapport à l'utilisation d'autres milieux émetteurs, comme les puits quantiques. Une comparaison de leurs caractéristiques respectives a été effectuée dans ce sens.

## III.2 Etude comparative en fonction de la nature du matériau actif

### III.2.1. Microlasers H5 : puits, fils ou bâtonnets quantiques ?

A titre de comparaison, des microlasers H5 ont été testés dans les mêmes conditions pour trois types de zones actives différentes : 6 plans de bâtonnets quantiques (ep1211, exploitée dans la

section précédente), 6 plans de fils quantiques (ep1234) et 4 puits quantiques (ep791). Les paramètres des cristaux photoniques des cavités sondées sont similaires : période  $\sim 500$  nm et facteurs de remplissage assez proches, de l'ordre de 0.4. Les spectres en émissions spontanée et stimulée ainsi que les courbes caractéristiques ( $I_{\text{laser}}$ ,  $P_{\text{eff}}$ ) associées aux différents pics lasers sont présentés sur la figure 5.6 pour les trois structures actives.



**Figure 5.6-** Spectres en émissions spontanée et stimulée pour une excitation pulsée ( $Rc=15\%$ , 20 ns) à température ambiante de microlasers H5 avec une zone active de type bâtonnets quantiques (ep1211) (a), fils quantiques (ep1234) (b) et puits quantiques (ep791) (c). Les courbes caractéristiques de l'intensité du pic laser ( $I_{\text{laser}}$ ) en fonction de la puissance effective ( $P_{\text{eff}}$ ) en mW sont ajoutées en insert.

	Bâtonnets quantiques	Fils quantiques	Puits quantiques
Puissance effective au seuil	0.6 mW	0.4 mW	0.3 mW
Pente au delà du seuil	150 u.a./mW	130 u.a./mW	490 u.a./mW

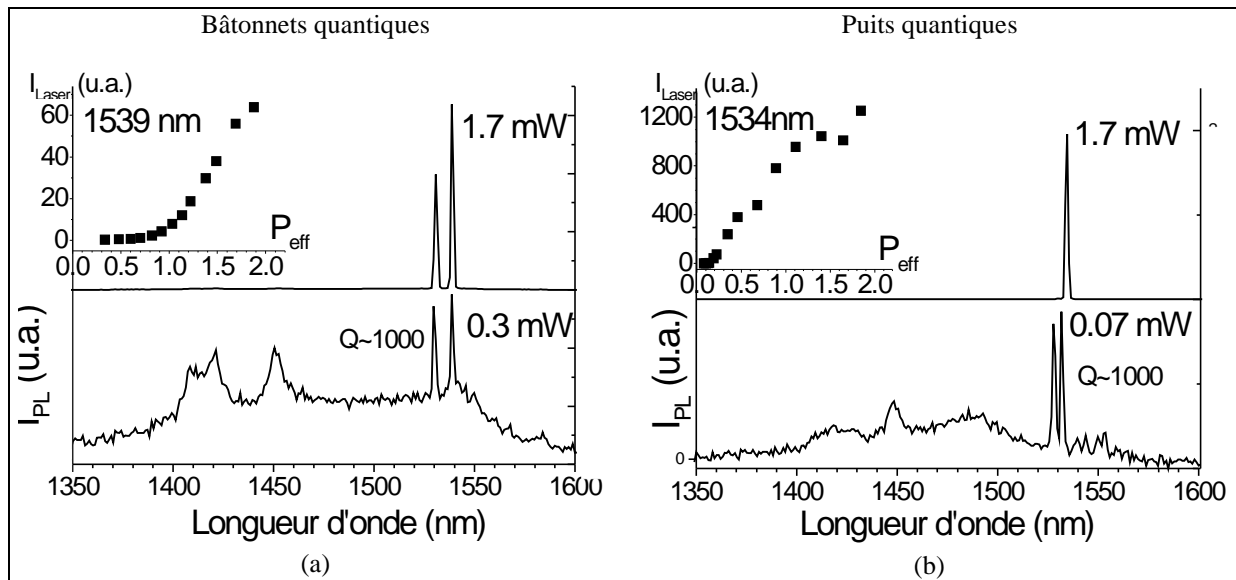
**Tableau 5.4-** Comparaison des seuils lasers et pente de la courbe caractéristique ( $I_{\text{laser}}$ ,  $P_{\text{eff}}$ ) pour des lasers H5 avec des zones actives différentes (6 plans de bâtonnets quantiques, 6 plans de fils quantiques ou 4 puits quantiques)

Les pics lasers sont assez proches en longueur d'onde. Pour autant, la densité de modes élevée empêche d'affirmer que le mode impliqué dans l'effet laser est identique pour les trois types de zones actives.

Il apparaît des différences en termes de seuil laser et de pente de la courbe ( $I_{\text{laser}}$ ,  $P_{\text{eff}}$ ) au delà du seuil : ces valeurs sont répertoriées dans le tableau 5.3. La structure à puits quantiques conserve l'avantage vis à vis des valeurs de seuil, faible, et de gain différentiel, élevé. Le seuil de la structure à bâtonnets quantiques est deux fois plus haut que celui mis en évidence avec les puits quantiques. Par contre, la structure à fils quantiques montre un seuil qui reste assez proche du faible seuil obtenu avec les puits. La pente de la courbe ( $I_{\text{laser}}$ ,  $P_{\text{eff}}$ ) est, quant à elle, quatre fois plus élevée pour le H5 à puits quantiques que celle de ses homologues à bâtonnets quantiques et fils quantiques, ces derniers n'apportant pas d'amélioration sur le gain différentiel.

## III.2.2. Microlasers H2 : puits et bâtonnets quantiques

La figure 5.7 permet d'établir une comparaison dans le cas d'un microlaser plus petit (H2), entre la structure à bâtonnets quantiques (ep1211) et à puits quantiques (ep791). La faible densité de modes permet leur identification : le mode, près de la bande de valence (cf. chapitre 3, section V.3.3.b), est impliqué dans les deux microlasers de zones actives différentes. La dégénérescence de ce mode est ici levée.



**Figure 5.7-** Spectres en émission spontanée et stimulée pour une excitation pulsée ( $R_c=15\%$ , 20 ns) à température ambiante de microlasers H2 avec une zone active de type bâtonnets quantiques (ep1211) (a) et puits quantiques (ep791) (b). Les courbes caractéristiques de l'intensité du pic laser ( $I_{laser}$ ) en fonction de la puissance effective ( $P_{eff}$ ) en mW sont ajoutées en insert.

Malgré des facteurs de qualité semblables ( $\sim 1000$ ) des modes, situés tous deux vers 1530 nm, les différences sont plus frappantes que dans le cas d'une cavité H5. Le seuil laser est plus faible d'un rapport 4 en faveur de la structure à puits quantiques, par rapport à la structure à bâtonnets quantiques. La pente de la courbe caractéristique au delà du seuil donne également l'avantage à la structure à puits quantiques, avec un écart bien plus marqué que dans le cas des microcavités lasers H5. Les pertes optiques supérieures et le nombre d'IQ réduit dans ces cavités H2 plus petites, peuvent expliquer cet écart plus franc.

En conclusion, les multipuits quantiques, plus matures, montrent ici des performances laser meilleures que les îlots quantiques, et l'écart semble renforcé lorsque les dimensions des cavités sont réduites de 5 à 2  $\mu\text{m}$  de diamètre. La structure à fils quantiques pourrait représenter un intermédiaire entre les bâtonnets quantiques et les puits quantiques, concernant le seuil laser accessible.

## IV. ANALYSE

L'objectif premier de ce travail, à savoir la réalisation de microlasers à CP 2D et à IQ a été atteint. Toutefois, les attentes des composants à IQ ont été quelque peu déçues par ces caractérisations préliminaires : le seuil laser et la pente de la courbe caractéristique ( $I_{\text{Laser}}$ ,  $P_{\text{eff}}$ ) restent un peu moins satisfaisantes que les valeurs obtenues pour des lasers à puits quantiques (PQ). De plus, la robustesse du composant à l'échauffement en excitation quasi continue a été testée et n'apparaît pas améliorée. Des tests supplémentaires (caractérisation en température pour mesurer la stabilité du courant de seuil, test en modulation d'excitation à fréquence élevée...) pourraient compléter ces caractéristiques mises en évidence tardivement dans le cadre de cette étude. Elles montreraient peut être certains atouts des composants à IQ qui n'apparaissent pas ici.

En revisitant le schéma du chapitre 3 (section V.1.3) sur les divers mécanismes de pertes intervenant dans un microlaser à CP 2D, certaines différences entre les puits quantiques et les îlots quantiques peuvent être extraites à bon escient. Elles apportent dès à présent des éléments d'explication concernant la supériorité relevée dans la section précédente en termes de seuil laser et de gain différentiel des PQ par rapport aux IQ.

- Tout d'abord, *l'efficacité quantique*  $h_i$  caractérisant la capture des porteurs excités des barrières vers la zone active est a priori moins élevée pour la structure à IQ, à cause d'un taux de couverture planaire plus faible, que pour les PQ. De même, le facteur de confinement optique  $\Gamma$ , qui intervient dans l'expression du gain optique, est vraisemblablement plus faible dans la zone active comprenant des IQ. En effet, la hauteur des îlots étant inférieure à l'épaisseur d'un puits quantique, il en est de même du facteur  $\Gamma$  vertical. Les hautes densités d'IQ, dans le plan ( $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) et verticalement (6 plans au lieu de 4 plans de PQ), devraient toutefois modérer ces deux handicaps.
- Ensuite *l'efficacité radiative*  $h_r$  est a priori améliorée par l'utilisation d'IQ, puisque que les porteurs, piégés localement, sont sensés bénéficier d'une certaine immunité vis à vis des processus non radiatifs comme les recombinaisons de surface. Cependant, l'existence de défauts dans les barrières d'InP partiellement épitaxiées à haute température (cf chapitre 4), apporte un conduit de pertes non radiatives qui n'existe pas dans le cas d'une structure à PQ, épitaxiée à plus basse température (480°C). Cet effet peut compenser partiellement le bénéfice escompté sur  $\eta_r$ . La procédure d'encapsulation double cap exploitée a néanmoins prouvé que ces défauts dans l'InP pouvaient être limités. Finalement, à la longueur d'onde de

1530 nm, (correspondant à l'effet laser de la figure 5.6 pour les trois types de zones actives), les intensités de PL sextraites de la figure 5.1 sont identiques pour les PQ et les IQ. Elles suggèrent que les différences d'efficacité radiative ne sont pas trop exacerbées.

- Enfin, *le couplage de l'émission spontanée au mode laser*  $b$  est vraisemblablement réduit pour le système à IQ par rapport aux PQ.

Premièrement, malgré l'optimisation de la structure, le système à IQ montre une largeur à mi-hauteur du spectre de PL plus élevée que celle des PQ (cf. figure 5.1). Cela signifie que l'efficacité d'émission de photons est encore diluée sur une plage spectrale plus large avec les IQ qu'avec les PQ. Cet effet est toutefois réduit si la largeur à mi-hauteur à comparer pour la structure à IQ est celle de la composante identifiée comme le niveau fondamental des IQ, soit 90 nm (ep1211) et 100 nm (ep1227).

Deuxièmement, les IQ sont apparues relativement bien isolées spatialement les unes des autres, d'après certaines mesures (maintien en température de la PL, faible variation de l'énergie du pic avec la température...) effectuées sur un plan d'IQ optimisés dans le chapitre 4. En l'absence d'un couplage électronique, les IQ se comportent schématiquement comme des émetteurs indépendants fonctionnant chacun à sa longueur d'onde d'émission propre. Chaque îlot « accordé » à un mode particulier, qui peut différer du mode laser, constitue donc une fuite pour le réservoir de porteurs excités qui concurrence l'émission dans le mode laser. Cela peut expliquer le recul du seuil laser. D'ailleurs, la persistance de nombreux modes avant le seuil laser, et parfois après, (cf. Figures 5.2 et 5.3) indique la difficulté à injecter efficacement des photons sélectivement dans le mode d'intérêt, c'est à dire des porteurs dans les îlots « utiles » impliqués dans l'effet laser. De plus, le gain des IQ « inutiles » continue d'augmenter au delà de l'atteinte du seuil laser dans le mode [Harris 98]. Ainsi, l'effet laser monomode est-il vraisemblablement plus difficile à obtenir avec une zone active de type IQ qu'avec des PQ (cf. Figure 5.7). Le fait que plusieurs modes exhibent simultanément un phénomène d'émission stimulée peut d'ailleurs expliquer la valeur plus faible de la pente au delà du seuil laser, dans le cas des IQ.

En réalité, un phénomène d'émission collectif de tous les IQ dans un même mode est envisageable si l'élargissement homogène d'un IQ est comparable à l'élargissement inhomogène de l'ensemble des IQ. Ainsi, à température ambiante, lorsque l'élargissement homogène des IQ est élevé, la population d'IQ peut exhiber un comportement collectif et alimenter l'émission d'un même mode [Sakamoto 00 ; Sugarawa 99]. Dans ce cas-là, les IQ décalés par rapport au mode laser requièrent cependant un nombre de porteurs excités plus élevé [Grundmann 00]. L'existence d'un fort élargissement homogène peut donc contrer dans

une certaine mesure la tendance au comportement individuel indépendant des différents îlots. Dans notre cas, la comparaison montre cependant un élargissement inhomogène ( $\sim 50$  meV à 300K) plus de 5 fois supérieur à l'élargissement homogène (5-10 meV à 300K) d'un seul IQ. L'effet laser doit donc impliquer un nombre d'IQ plus élevé que les seuls IQ accordés spectralement au mode d'intérêt. Cependant, il reste un certain nombre d'émetteurs qui ne nourrissent vraisemblablement pas le mode laser. C'est la raison pour laquelle une fraction utile d'IQ de l'ordre de 15% a été considérée dans les calculs de la section III.1.4.

Une réduction de la densité de modes de cavité devrait améliorer le facteur  $\beta$  pour le mode laser, en limitant le nombre de modes concurrents. En effet, la forte densité de modes du H5 peut produire une dizaine de modes sur un intervalle spectral de largeur coïncidant avec l'élargissement homogène d'un seul IQ. Cependant, la réduction bénéfique du nombre de modes dans une cavité H2 par rapport une cavité H5 s'accompagne, comme nous l'avons déjà mentionné dans la section III.1.4, d'une réduction du nombre total d'IQ dans la microcavité. Cet effet semble conditionner au final les valeurs de seuil et de gain différentiel mesurés pour une cavité H2, par rapport à celles d'une cavité plus grande.

En conclusion, les différents spectres d'émission proviennent plutôt d'émetteurs dispersés relativement indépendants pour les IQ, alors que les PQ et dans une moindre mesure les FQ, produisent un effet d'émission plus « collectif ». Une densité d'états « discrétisée », avantageuse sous certains aspects, représente ici plutôt un point négatif. Pour en profiter pleinement, les IQ devraient montrer un élargissement inhomogène de leurs propriétés encore plus faible.

Enfin, pour des composants à taux de pertes optiques inférieur, la contribution de la transparence peut dominer et rendre les BQ plus avantageuses que les puits quantiques en termes de seuil laser [Klopf 00]. Une augmentation du facteur de qualité du mode exploité pourrait être avantageuse, en réduisant le facteur d'inversion des IQ requis au seuil. Loin de la saturation de ses émetteurs, la stabilité en température est notamment augmentée [Park 00-1]. La validité des conclusions issue de cette comparaison reste donc limitée à un type de composant particulier avec un taux de pertes donné et un certain nombre d'IQ. Il n'est pas exclu qu'une augmentation du nombre de plans dans la structure (H2 par exemple) produise une réduction du seuil.

## V. CONCLUSION

En conclusion, des hétérostructures à plusieurs plans d'îlots quantiques optimisées dans le chapitre 4 ont démontré la capacité à soutenir un effet laser dans des microcavités à CP 2D, de 2 et 5  $\mu\text{m}$  de large, pompées optiquement à température ambiante. Cependant, malgré de nombreux avantages escomptés (chapitre 1), ces composants laser dotés d'îlots quantiques montrent des performances préliminaires moins satisfaisantes que leurs homologues à puits quantiques, en termes de seuil laser et gain différentiel.

Pour définir totalement les aptitudes laser des îlots quantiques, il reste à tester la stabilité en température de leur courant de seuil (en contrôlant de façon précise la température du composant lors du test) et leurs applications haute fréquence. Des caractérisations sous une fréquence de modulation élevée devraient montrer en effet des largeurs de raie laser (chirp) théoriquement réduites.

Par ailleurs, les composants DFB à fort facteur de remplissage montrent un rapport surface sur volume assez élevé, susceptible d'aggraver l'ampleur des recombinaisons non radiatives de surface. Des émetteurs de type îlots quantiques pourraient apparaître avantageuses dans ce type de composants.

Enfin, les différents leviers de réduction du seuil mis en évidence dans le chapitre 3 (en particulier la passivation de surface) pourraient être exploités, de manière fructueuse, dans les structures à îlots quantiques.

La mise en évidence d'un effet laser constitue néanmoins un certain aboutissement de ces travaux. Il reste que ce point final encourageant peut augurer des résultats meilleurs, exhibés dans le futur avec ce type de composants laser. Enfin, l'avenir du mariage des cristaux photoniques et des boîtes quantiques ne s'arrête pas là, puisqu'il peut profiter à d'autres types d'applications plus originales, qui dépassent largement l'objectif de cette thèse.

## - Conclusions & perspectives -

Le développement de circuits optiques et plus particulièrement de microsources laser de faible consommation représente un enjeu considérable.

L'objectif de ce travail était de montrer qu'il était possible de fabriquer des composants émetteurs efficaces, répondant aux diverses spécifications imposées (bas seuil, haute densité d'intégration, bande passante large, configuration compatible avec l'optique guidée, et émission à haute longueur d'onde, supérieure à 1.5  $\mu\text{m}$ ), en combinant deux types d'objets : cristaux photoniques 2D et boîtes quantiques de la filière InP.

Le chapitre 1 s'est attaché à justifier les moyens retenus pour atteindre l'objectif de ce travail, à savoir le couplage de boîtes quantiques et de cristaux photoniques 2D pour réaliser un microlaser à faible seuil. Les avantages respectifs des deux types d'objets, destinés à confiner les porteurs (boîtes quantiques) et les photons (cristaux photoniques 2D), ont été soulignés. Les boîtes quantiques offrent l'avantage d'une densité d'états « discrète », conférant à leurs propriétés d'émission une relative insensibilité thermique, un faible chirp et un gain potentiellement fort. Un certain nombre de points, en particulier leur forte dispersion en taille, restent cependant à maîtriser. Les cristaux photoniques 2D apparaissent de leur côté comme un outil générique et flexible offrant la possibilité de produire des composants optiques aux fonctionnalités diverses, en particulier des microsources compactes et compatibles avec un circuit optique intégré.

Le chapitre 2 a explicité de façon plus quantitative le fonctionnement d'un microlaser à boîtes quantiques. Le modèle très simplifié développé a mis en évidence la nécessité d'exploiter un nombre important de boîtes quantiques dans le composant. Il a également montré qu'il était impératif de réduire les inhomogénéités de ces émetteurs, pour améliorer les caractéristiques du laser (seuil, gain différentiel). Si les microcavités et boîtes quantiques sont souvent associées à l'effet Purcell, son bénéfice dans le cadre du composant laser visé, fonctionnant à température ambiante, apparaît fortement restreint.

Les deux volets expérimentaux, relatifs à la fabrication de la micro-source visée, ont été développés dans les chapitres 3 et 4 : à savoir respectivement, les réalisations du résonateur à cristaux photoniques 2D et de la zone active à boîtes quantiques.

Ainsi, le chapitre 3 a montré comment implémenter les cristaux photoniques 2D sur des membranes reportées sur  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  afin de réaliser différents types de microsources par des procédés de micro-nanotechnologie usuels. Des microcavités exploitant des modes de défaut



dans la bande interdite photonique, ou des lasers à contre réaction distribuée, ont été réalisés avec succès et testés en utilisant des multipuits quantiques, matériau actif mature à fort gain. Une analyse des mécanismes de pertes a fait apparaître plusieurs voies de réduction du seuil laser. Divers phénomènes peuvent en effet fortement affecter le seuil de ces lasers. Les paramètres des objets à cristaux photoniques 2D (facteur de remplissage, géométrie du défaut, configuration verticale, passivation de surface) peuvent être ajustés pour minimiser ces multiples contributions. Par ailleurs, l'échauffement néfaste du microlaser a pu être réduit grâce à la configuration reportée sur SiO<sub>2</sub>/ Si. Nous avons ainsi réalisé des microlasers monochromatiques avec des seuils aussi faibles que 0.25 mW de puissance effective, fonctionnant en pompage optique à température ambiante. Cependant, l'analyse du seuil laser suggère une contribution essentielle des recombinaisons non radiatives de surface, qui pourraient être réduites en substituant des boîtes quantiques aux puits quantiques.

Dans le chapitre 4, nous avons montré la possibilité d'élaborer, par croissance épitaxiale auto-organisée, des îlots quantiques d'InAs/InP(001) qui présentent un certain nombre des caractéristiques requises pour constituer un matériau actif prometteur dans un microlaser. L'optimisation des conditions de croissance a permis de fabriquer des nanostructures, apparentées à des bâtonnets quantiques, montrant une signature de confinement quantique (existence de niveaux excités), une forte densité ( $5-10 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ) et une dispersion en taille réduite. Une procédure d'encapsulation spécifique a permis de limiter la présence de défauts aux interfaces. Des hétérostructures à multiplans de bâtonnets quantiques émettant autour de 1.5  $\mu\text{m}$  et montrant un bon rendement de luminescence, doublé d'un maintien des caractéristiques d'émission satisfaisant avec la température, ont été ainsi fabriquées.

Ces validations intermédiaires, dans un premier temps indépendantes, ont permis d'aboutir à la réalisation visée d'un microlaser à cristaux photoniques 2D, doté de multi-plans d'îlots quantiques. Des hétérostructures à 5 et 6 plans de bâtonnets quantiques optimisées dans l'étude précédente ont généré un effet laser dans des microcavités à cristaux photoniques 2D de 2 et 5  $\mu\text{m}$  de diamètre. L'effet laser à température ambiante, induit par un pompage optique, exhibe un seuil laser de 0.6 mW de puissance effective. Ses caractéristiques préliminaires (seuil, gain différentiel) ont été comparées avec celles des meilleurs concurrents à puits quantiques, et restent encore inférieures. Cependant, ces résultats encourageants terminent ce travail sur une note positive et optimiste.

Dans le futur à plus ou moins long terme, un certain nombre d'aspects restent à développer. Plusieurs perspectives peuvent donc être énoncées, montrant un caractère plus ou moins prospectif.

§ Tout d'abord, le pompage électrique et le couplage de ce type de microlasers avec des guides d'onde représentent les prochaines étapes vers la réalisation d'un circuit optique intégré fonctionnant par voie électrique (études en cours). Le collage moléculaire d'hétérostructures III-V sur SiO<sub>2</sub>/ Si, exploité dans cette thèse, est un premier pas vers le couplage entre des microlasers faible seuil et des microguides en silicium, i.e. l'hybridation entre la microélectronique Si et l'optoélectronique III-V.

§ La structuration verticale du champ EM, via le positionnement d'un réseau à cristal photonique 2D sur un empilement multicouches comme un miroir de Bragg, est également une voie prometteuse pour exploiter une ingénierie de modes selon les trois directions. Ce procédé peut permettre de contrôler davantage les pertes optiques ou la directivité d'émission, dont souffrent, par exemple, les petites microcavités à cristaux photoniques 2D de type H1. L'ajustement de la position verticale du cristal photonique 2D permet également de séparer spatialement réseau de trous et zone active, limitant ainsi l'influence néfaste des recombinaisons non radiatives de surface. Enfin, en exploitant des cavités plus épaisses, et non précisément d'épaisseur demi-onde, la restriction du nombre de couches actives peut être partiellement levée, et les contraintes pesant sur le pompage électrique envisagé, amoindries.

§ La fabrication par croissance auto-organisée a permis de produire spontanément des boîtes quantiques assez homogènes, denses et cohérentes. Cependant, l'exploitation de cette voie a peut-être atteint ses limites à l'égard de la distribution en taille des boîtes quantiques ainsi fabriquées. Or, cette caractéristique constitue une des limitations essentielles des boîtes quantiques. De nouvelles voies de fabrication, exploitant des procédés de croissance localisée de boîtes quantiques sont envisagées dans ce sens pour améliorer leur organisation. Ainsi, les potentialités de la pointe d'un microscope STM ont été étudiées pour générer des sites de nucléation préférentiels, exploitables pour l'organisation des boîtes quantiques. Cette étude a fait l'objet d'une thèse menée au LEOM par J. Kapsa, en parallèle à ce travail [Kapsa 03]. La maîtrise du positionnement et des caractéristiques des boîtes quantiques produirait alors une rupture avec le procédé de croissance auto-organisée « naturelle ». Cela permettrait, par exemple, de concevoir des composants à partir de microcavités exploitant un nombre réduit de boîtes quantiques, placées à des endroits bien précis. Le couplage des émetteurs avec un mode de cavité pourrait être alors optimisé.

§ L'élargissement de la courbe de gain sous l'effet des disparités dimensionnelles entre boîtes quantiques a foncièrement terni l'avantage apporté par une courbe de gain « théorique » piquée d'une seule boîte. Cependant, même sans l'effet de cette distribution inhomogène des boîtes quantiques, l'élargissement homogène à température ambiante d'une seule boîte, de 5 à 10 meV à cause du couplage des porteurs avec les phonons, est seulement trois à quatre fois inférieure à celui d'un puits quantique (25 meV à 300K). Cela explique que la révolution des lasers suscitée par l'apparition des boîtes quantiques, prédite par Arakawa et coll. en 1982, n'ait pas réellement eu lieu.

Les études menées sur les boîtes quantiques ont néanmoins révélé un certain nombre d'atouts. A basse température, ce type d'objet, le plus proche à l'état solide d'un atome, peut être exploité dans des composants à fonctionnalité originale. Au lieu de chercher à remplacer les puits quantiques par des boîtes quantiques, ces dernières pourraient avantageusement trouver leurs propres niches d'application qui mettraient en relief leurs propriétés spécifiques qui les différencient des puits quantiques. Ainsi les boîtes quantiques pourraient être exploitées dans des composants tirant directement profit de leur gain inhomogène, comme des lasers ou amplificateurs fonctionnant sur une large gamme de longueurs d'onde. La faible absorption d'un plan de boîtes quantiques peut également être utilisée comme absorbant saturable pour des applications WDM. Enfin, l'exploitation de l'effet Purcell pour la réalisation de sources à un photon est rendue possible par la densité d'états étroite d'une boîte quantique unique à basse température.

§ D'autres applications des cristaux photoniques 2D restent à portée de main. Les cristaux photoniques 2D peuvent être utilisés par exemple pour mettre en évidence et exacerber des effets d'optique non linéaire du 3<sup>ème</sup> ordre. De tels phénomènes peuvent être exploités pour une accordabilité en longueur d'onde, d'origine autre que mécanique. La reconfiguration tout optique des circuits intégrés photoniques apparaît alors envisageable.

§ La mise en évidence d'effets physiques comme l'électrodynamique quantique en cavité, abordée dans le chapitre 2, est également possible avec les cristaux photoniques 2D. Ils peuvent être en effet utilisés comme une plate-forme expérimentale capable de générer un champ EM bien précis. Les propriétés d'émission d'un émetteur de type boîte quantique ou autre (atome, molécule), ainsi que leur interaction avec un mode optique contrôlé, peuvent être sondées par ce biais.

## RÉFÉRENCES

- [**Adlkofer 00**] K. Adlkofer, M. Tanaka, H. Hillebrandt, G. Wiegand, E. Sackmann, T. Bolom, R. Deutschmann, and G. Abstreiter, « Electrochemical passivation of gallium arsenide surface with organic self assembled monolayers in aqueous electrolytes », *Applied Physics Letters* **76**, 3313 (2000)
- [**Alen 01**] B. Alen, J. Martinez-Pastor, and A. Garcia-Cristobal, L. Gonzalez, and J. M. Garcia, « Optical transitions and excitonic recombination in InAs/InP self-assembled quantum wires », *Applied Physics Letters* **78**, 4025 (2001)
- [**Alen 02**] B. Alen, J. Martinez-Pastor, L. Gonzalez, J. M. Garcia, S. I. Molina, A. Ponce, and R. Garcia, « Size-filtering effects by stacking InAs/InP(001) self-assembled quantum wires into multilayers », *Physical Review B* **65**, 241301(R) (2002).
- [**Alferov 01**] Z. I. Alferov, « Nobel lecture : the double heterostructure concept and its application in physics, electronics, and technology », *Rev. Mod. Phys.* **73**, 767 (2001)
- [**Alvarado-Rodriguez 02**] Alvarado-Rodriguez, and E. Yablonovitch, « Separation of radiation and absorption losses in two-dimensional photonic crystal single defect cavities », *Journal of Applied Physics* **92**, 6399 (2002)
- [**Asada 86**] M. Asada, Y. Miyamoto, and Y. Suematsu, « Gain and the threshold of three dimensional quantum box lasers », *IEEE journal of quantum electronics*, **QE-22**, 1915 (1986)
- [**Asryan 01-1**] L. V. Asryan, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, O. Stier, R. A. Suris, and D. Bimberg, « Maximum modal gain of a self-assembled InAs/ GaAs quantum dot laser », *Journal of Applied Physics* **90**, 1666 (2001).
- [**Asryan 01-2**] L. V. Asryan, and S. Luryi, « Tunneling injection quantum dot laser : ultrahigh temperature stability », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **37**, 905 (2001).
- [**Barjon 02**] J. Barjon, « Etude d'un laser UV compact à semiconducteurs (Al,Ga)N pompé par micropointes », Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble (2002).
- [**Benisty 99**] H. Benisty, C. Weisbuch, D. Labilloy, M. Rattier, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, R. Houdré, U. Oesterle, C. Jouanin, and D. Cassagne, « Optical and confinement properties of two dimensional photonic crystals », *Journal of lightwave technology* **17**, 2063 (1999).
- [**Benisty 00**] H. Benisty, D. Labilloy, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, D. Cassagne, A. Béraud, and C. Jouanin, « Radiation losses of waveguide based two dimensional photonic crystals : positive role of the substrate » *Applied Physics Letters* **76**, 532 (2000).
- [**Berhane 01**] Y. Berhane, O. Manasreh, H. Yang, and G. J. Salamo, « Thermal annealing effect on the intersublevel transitions in InAs quantum dots », *Applied Physics Letters* **78**, 2196 (2001)
- [**Bimberg 99**] D. Bimberg, M. Grundmann, and N. N. Ledentsov, « Quantum dot heterostructures », Wiley (1999).
- [**Björk 94**] G. Björk, A. Karlsson, and Y. Yamamoto, « Definition of a laser threshold », *Physical Review A* **50**, 1675 (1994).

- [**Bogaerts 01**] W. Bogaerts, P. Bienstman, D. Taillaert, R. Baets, and D. De Zutter, « Out of plane scattering in photonic crystal slabs » *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 565 (2001).
- [**Boroditsky 00**] M. Boroditsky, I. Gontijo, M. Jackson, R. Vrijen, E. Yablonovitch, T. Krauss, C. C. Cheng, A. Scherer, R. Bhat, M. Krames, « Surface recombination measurements on III-V candidate materials for nanostructure light-emitting diodes », *Journal of Applied Physics* **87**, 3497 (2000)
- [**Brault 98**] J. Brault, M. Gendry, G. Grenet, G. Hollinger, Y. Desières, and T. Benyattou, « Role of buffer surface morphology and alloying effects on the properties of InAs nanostructures grown on InP(001) », *Applied Physics Letters* **73**, 2932 (1998)
- [**Brault 99**] J. Brault, M. Gendry, G. Grenet, G. Hollinger, Y. Desieres, and T. Benyattou, « Alloying effects in self-assembled InAs/InP dots », *Journal of Crystal Growth* **201-202**, 1176 (1999)
- [**Brault 00-1**] Julien Brault, « Croissance auto-organisée de fils et boîtes quantiques d'InAs/InP(001) pour composants optoélectroniques », thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon (2000).
- [**Brault 00-2**] J. Brault, M. Gendry, O. Marty, M. Pitaval, J. Olivares, G. Grenet, and G. Hollinger, « Staggered vertical self-organization of stacked InAs/InAlAs quantum wires on InP (001) », *Applied surface science* **162-163**, 584 (2000).
- [**Brault 02**] J. Brault, M. Gendry, G. Grenet, G. Hollinger, J. Olivares, B. Salem, T. Benyattou, and G. Bremond, « Surface effects on shape, self-organization and photoluminescence of InAs islands grown on InAlAs/InP(001) », *Journal of Applied Physics* **92**, 506 (2002)
- [**Carlin 92**] J. F. Carlin, A. Rudra, R. Houdré, P. Ruterana, and M. Ilegems, « Effect of growth interruptions on ultra-thin InAs/InP quantum wells grown by chemical beam epitaxy », *Journal of Crystal Growth* **120**, 155 (1992)
- [**Carlsson 98**] N. Carlsson, T. Junno, L. Montelius, M. –E. Pistol, L. Samuelson, and W. Seifert, « Growth of self assembled InAs and InAs<sub>x</sub>P<sub>1-x</sub> dots on InP by metalorganic vapour phase epitaxy », *Journal of Crystal Growth* **191**, 347 (1998)
- [**Chung 01**] T. Chung, G. Walther, and N. Holonyak, « Coupled strained layer InGaAs quantum well improvement of an InAs quantum dot AlGaAs-GaAs-InGaAs-InAs heterostructure laser » *Applied Physics Letters* **79**, 4500 (2001).
- [**Coldren 95**] L. A. Coldren, and S. W. Corzine, « Diode lasers and photonic integrated circuits », Wiley (1995).
- [**Désières 01**] Y. Désières, « Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon », Thèse de doctorat, INSA de Lyon (2001).
- [**Duijs 01**] E. F. Duijs, F. Findeis, R. A. Deutschmann, M. Bichler, A. Zrenner, G. Abstreiter, K. Adlkofer, M. Tanaka, and E. Sackmann, « Influence of thiol coupling on photoluminescence of near surface InAs quantum dots », *Phys. Stat. Sol.* **224**, 871 (2001)
- [**Eberl 97**] Karl Eberl, « Quantum-dot lasers », *Physics world* (1997)

- [Eliseev 00] P. G. Eliseev, H. Li, A. Stintz, G. T. Liu, T. C. Newell, K. J. Malloy, and L. F. Lester, « Transition dipole moment of InAs/ InGaAs quantum dots from experiments on ultralow-threshold laser diodes », *Applied Physics Letters* **77**, 262 (2000).
- [Fafard 96] S. Fafard, Z. Wasilewski, J. McCaffrey, S. Raymond, and S. Charbonneau, « InAs self-assembled quantum dots on InP by molecular beam epitaxy », *Applied Physics Letters* **68**, 991 (1996).
- [Fafard 99] S. Fafard, Z. R. Wasilewski, C. N. Allen, K. Hinzer, J. P. McCaffrey, and Y. Feng, « Lasing in quantum dot ensembles with sharp adjustable electronic shells », *Applied Physics Letters* **75**, 986 (1999).
- [Fafard 00] S. Fafard, « Near-surface InAs/ GaAs quantum dots with sharp electronic shells », *Applied Physics Letters* **76**, 2707 (2000)
- [Ferrini 03] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdré, and G.-H. Duan, « Hole depth- and shape-induced radiation losses in two-dimensional photonic crystals », *Applied Physics Letters* **82**, 1009 (2003).
- [Fréchengues 97] S. Fréchengues, V. Drouot, B. Lambert, D. Lemoine, S. Loualiche, A. Le Corre, and H. L'Haridon, « Direct correlation of structural and optical properties of InAs self assembled dots deposited on InP (100) », *Applied Physics Letters* **71**, 2818 (1997)
- [Fréchengues 98] S. Fréchengues, « Réalisation de nanostructures de (Ga)InAs épitaxiées sur un substrat d'InP », Thèse de doctorat, INSA de Rennes (1998).
- [Fréchengues 99-1] S. Fréchengues, N. Bertru, V. Drouot, B. Lambert, S. Robinet, S. Loualiche, D. Lacombe, and A. Ponchet, « wavelength tuning of InAs quantum dots grown on (311)B InP », *Applied Physics Letters* **74**, 3356 (1999)
- [Fréchengues 99-2] S. Fréchengues, V. Drouot, N. Bertru, B. Lambert, S. Loualiche, and A. Le Corre, « Self-organized InAs islands on InP (311)B substrates emitting around 1.55 $\mu$ m », *Journal of Crystal Growth* **201-202**, 1180 (1999)
- [Fujita 99] M. Fujita, A. Sakai, and T. Baba, « Ultrasmall and ultralow threshold GaInAsP-InP microdisk injection lasers: design, fabrication, lasing characteristics, and spontaneous emission factor », *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **5**, 673 (1999).
- [Garcia 01] J. M. Garcia, L. Gonzalez, M. U. Gonzalez, J. P. Silveira, Y. Gonzalez, and F. Briones, « InAs/InP(001) quantum wire formation due to anisotropic stress relaxation : in situ stress measurements », *Journal of Crystal Growth* **227-228**, 975 (2001)
- [Gayral 00] B. Gayral, « Modification de l'émission spontanée de boîtes quantiques semi-conductrices dans des microcavités optiques », Thèse de doctorat, Université Paris VI (2000).
- [Gayral 01] B. Gayral, J. M. Gérard, B. Sermage, A. Lemaître, and C. Dupuis, « Time resolved probing of the Purcell effect for InAs quantum boxes in GaAs microdisks », *Applied Physics Letters* **78**, 2828 (2001).
- [Gérard 95] J. M. Gérard, « Prospects of high-efficiency quantum boxes obtained by direct epitaxial growth », *Confined electrons and photons*, Ed by E. Burstein and C. Weisbuch, Plenum Press (1995).

- [**Gérard 98**] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard, and V. Thierry-Mieg, « Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity », *Physical Review Letters* **81**, 1110 (1998).
- [**Gérard 99-1**] J. M. Gérard, A. Lemaître, B. Legrand, A. Ponchet, B. Gayral, V. Thierry-Mieg, « Novel prospects for self assembled InAs/ GaAs quantum boxes », *Journal of Crystal Growth*, **201-202**, 1109 (1999)
- [**Gérard 99 -2**] J. M. Gérard, and B. Gayral, « Strong Purcell effect for InAs quantum boxes in three dimensional solid state microcavities », *Journal of lightwave technology*, **17**, 2089 (1999)
- [**Gérard 01**] J. M. Gérard, and B. Gayral, « InAs quantum dots : artificial atoms for solid-state cavity-quantum electrodynamics », *Physica E: low dimensional systems and nanostructures* **9**, 131 (2001).
- [**Geremia 02**] J. M. Geremia, J. Williams, and H. Mabuchi, « Inverse problem approach to designing photonic crystals for cavity QED experiments », *Physical Review E* **66**, 066606 (2002).
- [**Gonzalez 00**] L. Gonzalez, J. M. Garcia, R. Garcia, F. Briones, J. Martinez-Pastor, « Influence of buffer-layer surface morphology on the self-organized growth of InAs on InP(001) nanostructures », *Applied Physics Letters* **76**, 1104 (2000)
- [**Grillet 01**] C. Grillet, P. Pottier, X. Letartre, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, and D. Cassagne, « Characterisation of 2D photonic crystals cavities on InP membranes », *Eur. Phys. J. AP* **16**, 37 (2001)
- [**Grillet 03**] C. Grillet, « Microcomposants optiques planaires à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée », Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon (2003).
- [**Groom 02**] K. M. Groom, A. I. Tartakovskii, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, P. M. Snowton, M. Hopkinson, and G. Hill, « Comparative study of InGaAs quantum dot lasers with different degrees of dot layer confinement », *Applied Physics Letters* **81**, 1 (2002).
- [**Grundmann 00**] M. Grundmann, « How a quantum-dot laser turns on », *Applied Physics Letters* **77**, 1428 (2000)
- [**Gutiérrez 01**] H. R. Gutiérrez, M. A. Cotta, and M. M. G. de Carvalho, « Facetting evolution during self assembling of InAs/InP quantum wires », *Applied Physics Letters* **79**, 3854 (2001)
- [**Gutiérrez 03**] H. R. Gutiérrez, M. A. Cotta, and M. M. G. de Carvalho, « Vertical stacks of InAs quantum wires in an InP matrix », *Journal of Crystal Growth* **254**, 1 (2003).
- [**Happ 02**] T. D. Happ, I. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, J. P. Reithmaier, M. Kamp, and A. Forchel, « Enhanced light emission of In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum dots in a two dimensional photonic crystal defect microcavity », *Physical Review B* **66**, 041303-1 (2002)
- [**Harris 98**] L. Harris, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, and G. Hill, « Emission spectra and mode structure of InAs/ GaAs self organized quantum dot lasers » *Applied Physics Letters* **73**, 969 (1998).

- [**Hatori 00**] N. Hatori, M. Sugarawa, K. Mukai, Y. Nakata, and H. Ishikawa, « Room temperature gain and differential gain characteristics of self assembled InGaAs/ GaAs quantum dots for 1.1-1.3 $\mu\text{m}$  semiconductor lasers », *Applied Physics Letters* **77**, 773 (2000)
- [**Hinooda 99**] S. Hinooda, S. Fréchengues, B. Lambert, S. Loualiche, M. Paillard, X. Marie, and T. Amand, « Carrier dynamics of self-assembled InAs quantum dots on InP (311)B substrates », *Applied Physics Letters* **75**, 3530 (1999)
- [**Hinooda 01**] S. Hinooda, S. Loualiche, B. Lambert, N. Bertru, M. Paillard, X. Marie, and T. Amand, « Wetting layer carrier dynamics in InAs/InP quantum dots », *Applied Physics Letters* **78**, 3052 (2001)
- [**Huang 00**] X. Huang, A. Stintz, C. P. Hains, G. T. Liu, J. Cheng, and K. J. Malloy, « Very low threshold current density room temperature continuous-wave lasing from a single layer InAs quantum dot laser », *IEEE Photonics Technology Letters* **12**, 227 (2000).
- [**Huffaker 98**] D. L. Huffaker, G. Park, Z. Zou, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe, « 1.3 $\mu\text{m}$  room temperature GaAs based quantum dot laser », *Applied Physics Letters* **73**, 2564 (1998).
- [**Hwang 99**] J.-K. Hwang, H.-Y. Ryu and Y.-H. Lee, « Spontaneous emission rate of an electric dipole in a general microcavity », *Physical Review B* **60**, 4688, (1999)
- [**Hwang 00-1**] J.-K. Hwang, H.-Y. Ryu, D.-S. Song, I.-Y. Han, H.-W. Song, H.-K. Park, Y.-H. Lee, « Room temperature triangular lattice two-dimensional photonic band gap lasers operating at 1.54 $\mu\text{m}$  », *Applied Physics Letters* **76**, 2982 (2000).
- [**Hwang 00-2**] J.-K. Hwang, H.-Y. Ryu, D. S. Song, I. Y. Han, H. K. Park, D. H. Jang, and Y.-H. Lee, « Continuous room temperature operation of optically pumped two-dimensional photonic crystal lasers at 1.6 $\mu\text{m}$  », *IEEE Photonics Technol. Lett.* **12**, 1295 (2000)
- [**Jacquin 00**] O. Jacquin, « Etude de structures à bandes interdites photoniques unidimensionnelles », Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble (2000).
- [**Jeong 01**] W. G. Jeong, P. D. Dapkus, U. H. Lee, J. S. Yim, D. Lee, and B. T. Lee, « Epitaxial growth and optical characterization of InAs/InGaAsP/InP self assembled quantum dots », *Applied Physics Letters* **78**, 1171 (2001)
- [**Joannopoulos 95**] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, « Photonic crystals – molding the flow of light », Princeton university Press (1995).
- [**John 87**] S. John, « Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices », *Physical Review Letters* **58**, 2486 (1987).
- [**Kapsa 03**] J. Kapsa, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon (2003).
- [**Kim 99**] J. K. Kim, T. A. Strand, R. L. Naone, and L. A. Coldren, « Design parameters for lateral carrier confinement in quantum dot lasers », *Applied Physics Letters* **74**, 2752 (1999).
- [**Kim 02**] S. H. Kim, H. Y. Ryu, H. G. Park, G. H. Kim, Y. S. Choi, and Y. H. Lee, « Two-dimensional photonic crystal hexagonal waveguide ring laser », *Applied Physics Letters* **81**, 2499 (2002)



- [**Kiraz 01**] A. Kiraz, P. Michler, C. Becher, B. Gayral, A. Imamoglu, L. Zhang, E. Hu, W. V. Schoenfeld, and P. M. Petroff, « Cavity quantum electrodynamic using a single InAs quantum dot in a microdisk structure », *Applied Physics Letters* **78**, 3932 (2001).
- [**Kiraz 03**] A. Kiraz, C. Reese, B. Gayral, L. Zhang, W. V. Schoenfeld, B. D. Gerardot, P. M. Petroff, E. L. Hu, and A. Imamoglu, « Cavity quantum electrodynamics with quantum dots » *J. Opt. B: Quantum Semiclassical optics* **5**, 129 (2003).
- [**Kirstaeder 94**] N. Kirstaeder, N. N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, S. S. Ruvimov, M. V. Maximov, P. S. Kop'ev, Z. I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele, and J. Heydenreich, « Low threshold, large To injection laser emission from (InGa)As quantum dots », *Electronics Letters* **30**, 1416 (1994)
- [**Klitzing 99**] W. Klitzing, E. Jahier, R. Long, F. Lissilour, V. Lefevre-Seguin, J. Hare, J. M. Raimond, and S. Haroche, « Very low threshold lasing in Er<sup>3+</sup> doped ZBLAN microsphere », *Electronics Letters* **35**, 1745 (1999).
- [**Klopf 00**] F. Klopf, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, « Highly efficient GaInAs/(Al)GaAs quantum dot lasers based on a single active layer versus 980nm high-power quantum-well lasers », *Applied Physics Letters* **77**, 1419 (2000)
- [**Klopf 02**] F. Klopf, S. Deubert, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, « Correlation between the gain profile and the temperature induced shift in wavelength of quantum dot lasers », *Applied Physics Letters* **81**, 217 (2002).
- [**Koo 01**] B. H. Koo, T. Hanada, H. Makino, and T. Yao, « Effect of lattice mismatch on surface morphology of InAs quantum dots on (100) In<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As/InP », *Applied Physics Letters* **79**, 4331 (2001)
- [**Krauss 96**] T. F. Krauss, R. M. De La Rue, and S. Brand, « 2D photonic band gap structures operating at near infrared wavelengths », *Nature* **383**, 699 (1996).
- [**LaBella 00**] V. P. LaBella, Z. Ding, D. W. Bullock, C. Emery and P. M. Thibado, « Reflection high-energy electron diffraction and scanning tunneling microscopy study of InP(001) surface reconstructions », *J. Vac. Sci. Technol. A* **18**, 1492 (2000)
- [**Lalanne 01**] P. Lalanne, and H. Benisty, « Out of plane losses of two dimensional photonic crystals waveguides : electromagnetic analysis », *Journal of Applied Physics* **89**, 1512 (2001)
- [**Lebouché 97**] N. Lebouché-Girard, A. Rudra, and E. Kapon, « Growth and transformation of ultra-thin InAs/InP layers obtained by chemical beam epitaxy », *Journal of Crystal Growth* **175-176**, 1210 (1997)
- [**Ledentsov 97**] N. N. Ledentsov, N. Kirstaeder, M. Grundmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, I. V. Kochnev, P. S. Kop'ev, and Z. I. Alferov, « Three dimensional arrays of self ordered quantum dots for laser applications », *Microelectronics Journal* **28**, 915 (1997)
- [**Ledentsov 00**] N. N. Ledentsov, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, M. V. Maximov, Z. I. Alferov, and J. A. Lott, « Quantum dot heterostructure lasers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **6**, 439 (2000).

- [Lee 00] H. Lee, J. A. Johnson, J. S. Speck, and P. M. Petroff, « Controlled ordering and positioning of InAs self-assembled quantum dots », *J. Vac. Sci. Technol. B* **18**, 2193 (2000)
- [Lee 02-1] P. T. Lee, J. R. Cao, S. J. Choi, Z. J. Wei, J. D. O'Brien, and P. D. Dapkus, « Operation of photonic crystal membrane lasers above room temperature », *Applied Physics Letters* **81**, 3311 (2002)
- [Lee 02-2] P. T. Lee, J. R. Cao, S. J. Choi, Z. J. Wei, J. D. O'Brien, and P. D. Dapkus, « Room temperature operation of VCSEL-pumped photonic crystal lasers », *IEEE Photonics Technology Letters* **14**, 435 (2002)
- [Lee 02-3] B. C. Lee, S. D. Lin, C. P. Lee, H. M. Lee, J. C. Wu, K. W. Sun, « Selective growth of single InAs quantum dots using strain engineering », *Applied Physics Letters* **80**, 326 (2002)
- [Lee 99-1] R. K. Lee, O. J. Painter, B. D'Urso, A. Scherer, and A. Yariv, « Measurement of spontaneous emission from a two-dimensional photonic band gap defined microcavity at near-infrared wavelengths », *Applied Physics Letters* **74**, 1522 (1999)
- [Lee 99-2] R. K. Lee, O. J. Painter, B. Kitzke, A. Scherer, and A. Yariv, « Photonic bandgap disk laser », *Electronics Letters*. **35**, 569 (1999)
- [Lester 99] L. F. Lester, A. Stintz, H. Li, T. C. Newell, E. A. Pease, B. A. Fuchs, and K. J. Malloy, « Optical characteristics of 1.24 $\mu$ m InAs quantum dot laser diodes » *IEEE Photonics Technology Letters* **11**, 931 (1999).
- [Letartre 01] X. Letartre, C. Seassal, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, and C. Jouanin, « Group velocity and propagation losses measurement in a single line photonic crystal waveguide on InP membranes », *Applied Physics Letters* **79**, 2312 (2001).
- [Le Vassor d'Yerville 02] M. Le Vassor d'Yerville, « Modélisation de cristaux photoniques bidimensionnels de hauteur finie », Université Montpellier II (2002).
- [Li 98] H. Li, J. Wu, B. Xu, J. Liang, and Z. Wang, « Ordered InAs quantum dots in InAlAs matrix on (001) InP substrates grown by molecular beam epitaxy », *Applied Physics Letters* **72**, 2123 (1998)
- [Li 99-1] H. Li, J. Wu, Z. Wang, and T. Daniels-Race, « High-density InAs nanowires realized in situ on (100) InP », *Applied Physics Letters* **75**, 1173 (1999)
- [Li 99-2] H. Li, Q. Zhuang, X. Kong, Z. Wang, T. Daniels-Race, « Self-organization of wire-like InAs nanostructures on InP », *Journal of Crystal Growth* **205**, 613 (1999)
- [Li 99-3] H. Li, T. Daniels-Race, and Z. Wang, « Structural and optical characterization of InAs nanostructures grown on high-index InP substrates », *Journal of Crystal Growth* **200**, 321 (1999)
- [Li 00] H. Li, T. Daniels-Race, and M. A. Hasan, « Photoluminescence properties of dense InAs/AlInAs quantum wire arrays" » *Journal of Crystal Growth* **216**, 527 (2000)
- [Li 01] Y. F. Li, F. Lin, B. Xu, F. Q. Liu, X. L. Ye, D. Ding and Z. G. Wang, « Influence of growth conditions on self-assembled InAs nanostructures grown on (001) InP substrate by molecular beam epitaxy », *Journal of Crystal Growth* **223**, 518 (2001)
- [Li 02] H. Li, T. Daniels-Race, and M. A. Hasan, « Effects of the matrix on self organization of InAs quantum nanostructures grown on InP substrates », *Applied Physics Letters* **80**, 1367 (2002)

- [Lin 99] S. Y. Lin, and J. G. Fleming, « A three-dimensional optical photonic crystal », *Journal of Lightwave Technology* **17**, 1944 (1999).
- [Lin 01] S. Y. Lin, E. Chow, S. G. Johnson, and J. D. Joannopoulos, « Direct measurement of the quality factor in a two dimensional photonic crystal microcavity », *Optics Letters* **26**, 1903 (2001).
- [Liu 99] G. T. Liu, A. Stintz, H. Li, K. J. Malloy, and L. F. Lester, « Extremely low room temperature threshold current density diode lasers using InAs dots in In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As quantum well », *Electronics Letters* **35**, 1163 (1999).
- [Loncar 02] M. Loncar, T. Yoshie, A. Scherer, P. Gogna, and Y. Qiu, « Low-threshold crystal laser », *Applied Physics Letters* **81**, 2680 (2002)
- [Madhukar 94] A. Madhukar, Q. Xie, P. Chen, and A. Konkar, « Nature of strained InAs three-dimensional island formation and distribution on GaAs(100) », *Applied Physics Letters* **64**, 2727 (1994).
- [Marchand 97] H. Marchand, P. Desjardins, S. Guillon, J.-E. Paultre, Z. Bougrioua, R. Y.-F. Yip, and R. A. Masut, « Metalorganic vapor phase epitaxy of coherent self-assembled InAs nanometer-sized islands in InP(001) », *Applied Physics Letters* **71**, 527 (1997)
- [Matsuda 00] K. Matsuda, T. Saiki, H. Saito, and K. Nishi, « Room temperature photoluminescence spectroscopy of self-assembled InGaAs single quantum dots by using highly sensitive near-field scanning optical microscope » *Applied Physics Letters* **76**, 73 (2000).
- [Matthews 02] D. R. Matthews, H. D. Summers, P. M. Snowton, and M. Hopkinson, « Experimental investigation of the effect of wetting-layer states on the gain-current characteristic of quantum-dot lasers », *Applied Physics Letters* **81**, 4904 (2002).
- [Meier 99] M. Meier, A. Mekis, A. Dodabalapur, A. Timko, R.E. Slusher, J.D. Joannopoulos and O. Nalamasu, « Laser action from two-dimensional distributed feedback in photonic crystals », *Applied Physics Letters* **74**, 7 (1999).
- [Mendonça 98] C. A. C. Mendonça, E. Laureto, M. J. S. Brasil, M. A. Cotta, M. M. G. Carvalho, and E. A. Meneses, « On the optical properties of InAs/InP systems : the role of two-dimensional structures and three-dimensional islands » *Applied Physics Letters* **72**, 1015 (1998)
- [Mieyeville 01] F. Mieyeville, « Modélisation de liaisons optiques inter- et intra-puces à haut débit », Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon (2001).
- [Miska 03] P. Miska, Thèse de doctorat, INSA de Rennes (2003)
- [Monat 01] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, G. Hollinger, E. Jalaguier, S. Pocas and B. Aspar « InP 2D photonic crystal microlasers on silicon wafer: room temperature operation at 1.55 $\mu$ m », *Electronics Letters* **37**, 764 (2001).
- [Monat 02] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, « InP-based two dimensional photonic crystal on silicon : In-plane Bloch mode laser », *Applied Physics Letters* **81**, 5102 (2002)

- [**Monat 03-1**] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, « Two-dimensional hexagonal-shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP membrane », *Journal of Applied Physics* **93**, 23 (2003)
- [**Monat 03-2**] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, and B. Aspar, « Modal analysis and engineering on InP-based two dimensional photonic crystal microlasers on a Si wafer », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39**, 419 (2003)
- [**Moreau 01**] E. Moreau, I. Robert, J. M. Gérard, I. Abram, L. Manin, and V. Thierry-Mieg, « Single mode solid state single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities », *Applied Physics Letters* **79**, 2865 (2001)
- [**Mouette 03**] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J. L. Leclercq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, P. Perreau, and H. Moriceau, « Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon », *Electronics Letters* **39**, 256 (2003).
- [**Mu 01**] X. Mu, I. B. Zotova, Y. J. Ding, H. Yang, and G. J. Salamo, « Observation of an anomalously large blueshift of the photoluminescence peak and evidence of band-gap renormalization in InP/InAs/InP quantum wires », *Applied Physics Letters* **79**, 1091 (2001)
- [**Mu 02**] X. Mu, Y. Yujie, J. Ding, H. Yang, and G. J. Salamo, « Vertically stacking self assembled quantum wires », *Applied Physics Letters* **81**, 1107 (2002)
- [**Mukhametzhanov 99**] I. Mukhametzhanov, Z. Wei, R. Heitz, and A. Madhukar, « Punctuated island growth : an approach to examination and control of quantum dot density, size, and shape evolution » *Applied Physics Letters* **75**, 85 (1999)
- [**Nakayama 96**] H. Nakayama, and Y. Arakawa, *Proc. 15<sup>th</sup> IEEE International Semiconductor Laser Conference*, Haifa (1996).
- [**Nishi 98**] K. Nishi, M. Yamada, T. Anan, A. Gomyo, and S. Sugou, « Long wavelength lasing from InAs self assembled quantum dots on (311)B InP », *Applied Physics Letters* **73**, 526 (1998).
- [**Nishi 99**] K. Nishi, H. Saito, S. Sugou, and J. S. Lee, « A narrow photoluminescence linewidth of 21meV at 1.35 $\mu$ m from strain reduced InAs quantum dots covered by InGaAs grown on GaAs substrates », *Applied Physics Letters* **74**, 1111 (1999)
- [**Noda 99**] S. Noda, N. Yamamoto, H. Kobayashi, M. Okano, and K. Tomoda, « Optical properties of three-dimensional photonic crystals based on III-V semiconductors at infrared to near-infrared wavelengths », *Applied Physics Letters* **75**, 905 (1999).
- [**Noda 01**] S. Noda, M. Yokoyama, M. Imada, A. Chutinan and M. Mochizuki, « Polarization mode control of two-dimensional photonic crystal laser by unit cell structure design », *Science* **293**, 1123 (2001).
- [**Nojima 01-1**] S. Nojima, « Determination of optical modes in two dimensional finite size photonic crystals by photonic resonance scattering », *Applied Physics Letters* **79**, 1959 (2001)

- [Nojima 01-2] S. Nojima, « Optical gain enhancement in two dimensional active photonic crystals », *Journal of Applied Physics* **90**, 545 (2001)
- [Notomi 00] M. Notomi, T. Tamamura, T. Kawashima, and S. Kawakami, « Drilled alternating-layer three-dimensional photonic crystals having a full photonic band gap », *Applied physics Letters* **77**, 4256 (2000).
- [Notomi 01] M. Notomi, H. Susuki and T. Tamamura, « Directional lasing oscillation of two-dimensional organic photonic crystal lasers at several photonic band gaps », *Applied Physics Letters* **78**, 1325 (2001).
- [Okamoto 03] K. Okamoto, M. Loncar, T. Yoshie, A. Scherer, Y. Qiu, and P. Gogna, « Near-field scanning optical microscopy of photonic crystal nanocavities », *Applied Physics Letters* **82**, 1676 (2003).
- [Okano 02] M. Okano, A. Chutinan, and S. Noda, « Analysis and design of single-defect cavities in a three-dimensional photonic crystal », *Physical Review B* **66**, 165211 (2002).
- [Painter 99-1] O Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus, I. Kim, « Two dimensional photonic band gap defect mode laser » *Science* **284**, 1819 (1999).
- [Painter 99-2] O. Painter, J. Vuckovic, and A. Scherer, « Defect modes of a two dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab », *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 275 (1999).
- [Painter 99-3] O. Painter, A. Husain, A. Scherer, and J. D. O'Brien, « Room temperature photonic crystal defect lasers at near infrared wavelengths in InGaAsP », *Journal of lightwave Technol.* **17**, 2082 (1999)
- [Painter 00] O Painter, A. Husain, A. Scherer, P. T. Lee, I. Kim, J. D. O'Brien, and P. D. Dapkus, « Lithographic Tuning of a Two-Dimensional Photonic Crystal Laser Array », *IEEE Photonics Technology Letters*, **12**, 1126 (2000).
- [Painter 01] O. Painter, K. Srinivasan, J. D. O'Brien, A. Scherer, and P. D. Dapkus, « Tailoring of the resonant mode properties of optical nanocavities in two dimensional photonic crystal slab waveguides », *J. Opt. A :Pure Appl. Opt.* **3**, 161 (2001)
- [Paki 99] P. Paki, R. Leonelli, L. Isnard, and R. A. Masut, « Optical properties of submonolayer InAs/InP quantum dots on vicinal surfaces » *Journal of Applied Physics* **86**, 6789 (1999)
- [Paranthoen 01] C. Paranthoen, N. Bertru, O. Dehaese, A. Le Corre, S. Loualiche, B. Lambert, and G. Patriarche, « Height dispersion control of InAs/InP quantum dots emitting at 1.55 $\mu\text{m}$  », *Applied Physics Letters* **78**, 1751 (2001)
- [Park 00-1] G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, « InGaAs quantum dot lasers with sub-milliamp thresholds and ultra low threshold current density below room temperature », *Electronics Letters* **36**, 1283 (2000).
- [Park 00-2] G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, « Low threshold oxide confined 1.3  $\mu\text{m}$  quantum dot laser », *IEEE Photonics Technology Letters* **13**, 230 (2000)

- [**Park 01**] H. G. Park, J. K. Hwang, J. Huh, H. Y. Ryu, and Y. H. Lee, and J. S. Kim, « Nondegenerate monopole mode two dimensional photonic band gap laser », *Applied Physics Letters* **79**, 3032 (2001)
- [**Pelton 99**] M. Pelton, Y. Yamamoto, « Ultralow threshold laser using a single quantum dot and a microsphere cavity » *Physical Review A* **59**, 2418 (1999).
- [**Pelton 02**] M. Pelton, C. Santori, J. Vuckovic, B. Zhang, G. S. Solomon, J. Plant, and Y. Yamamoto, « Efficient source of single photons : a single quantum dot in a micropost microcavity » *Physical Review Letters* **89**, 233602-1 (2002).
- [**Ponchet 95**] A. Ponchet, A. Le Corre, H. L'Haridon, B. Lambert, and S. Salaün, « Relationship between self-organization and size of InAs islands on InP(001) grown by gas-source molecular beam epitaxy », *Applied Physics Letters* **67**, 1850 (1995)
- [**Poole 01**] P. J. Poole, J. McCaffrey, R. L. Williams, J. Lefebvre, and D. Chithrani, « Chemical beam epitaxy growth of self-assembled InAs/InP quantum dots », *J. Vac. Sci. Technol. B* **19**, 1467 (2001)
- [**Poole 02**] P. J. Poole, and G. C. Aers, Comment on « thermal annealing effect on the intersublevel transitions in InAs quantum dots », *Applied Physics Letters* **80**, 4867 (2002)
- [**Pottier 99**] P. Pottier, C. Seassal, X. Letartre, J. L. Leclercq, P. Viktorovith, D. Cassagne, and C. Jouanin, « Triangular and hexagonal high Q factor 2D photonic bandgap cavities on III-V suspended membranes », *Journal of lightwave technology* **17**, 2058 (1999)
- [**Pottier 01**] P. Pottier, « Nanostructures à base de cristaux photoniques 1D et 2D pour circuits intégrés photoniques », Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon (2001).
- [**Purcell 46**] E. M. Purcell « Spontaneous emission probabilities at radio frequencies », *Physical Review*. **69**, 681 (1946)
- [**Rattier 01**] M. Rattier, H. Benisty, C. J. M. Smith, A. Béraud, D. Cassagne, C. Jouanin, T. F. Krauss, and C. Weisbuch, « Performance of waveguide based two dimensional photonic crystal mirrors studied with Fabry Perot resonators », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **37**, 237 (2001)
- [**Reese 01-1**] C. Reese, B. Gayral, B. D. Gerardot, A. Imamoglu, P. M. Petroff and E. Hu, « High Q photonic crystal microcavities fabricated in a thin GaAs membrane », *J. Vac. Sci. Technol. B*. **19**, 2749 (2001)
- [**Reese 01-2**] C. Reese, C. Becher, A. Imamoglu, E. Hu, B. D. Gerardot, and P. M. Petroff, « Photonic crystal microcavities with self assembled InAs quantum dots as active emitters », *Applied Physics Letters* **78**, 2279 (2001)
- [**Rosencher 98**] E. Rosencher et B. Vinter, « Optoélectronique », Masson, Paris (1998).
- [**Rotter 03**] T. J. Rotter, A. Stintz, and K. J. Malloy, « Long wavelength quantum dash lasers grown on InP substrates », CLEO, Baltimore (2003).
- [**Rudra 94**] A. Rudra, R. Houdré, J. F. Carlin, and M. Ilegems, « Dynamics of island formation in the growth of InAs/InP quantum wells » *Journal of Crystal Growth* **136**, 278 (1994)

- [Ryu 01-1] H. Y. Ryu, J. K. Hwang, D. S. Song, I. Y. Han, Y. H. Lee, and D. H. Jang, « Effect of non radiative recombination on light emitting properties of two dimensional photonic crystal slab structure », *Applied Physics Letters* **78**, 1174 (2001)
- [Ryu 01-2] H. Y. Ryu, Y. H. Lee, R. L. Sellin, and D. Bimberg, « Over 30-fold enhancement of light extraction from free-standing photonic crystal slabs with InGaAs quantum dots at low temperature », *Applied Physics Letters* **79**, 3573 (2001)
- [Ryu 02-1] H. Y. Ryu, S. H. Kwon, Y. J. Lee, Y. H. Lee, and J. S. Kim, « Very low threshold photonic band-edge lasers from free standing triangular photonic crystal slabs », *Applied Physics Letters* **80**, 3476 (2002)
- [Ryu 02-2] H. Y. Ryu, S. H. Kim, H. G. Park, J. K. Hwang, and Y. H. Lee, « Square-lattice photonic band-gap single-cell laser operating in the lowest-order whispering gallery mode », *Applied Physics Letters* **80**, 3883 (2002)
- [Ryu 03] H. Y. Ryu, S. H. Kim, H. G. Park, and Y. H. Lee, « Characteristics of single defect laser modes in a two-dimensional square photonic crystal slab », *Journal of Applied Physics* **93**, 831 (2003)
- [Saito 00] H. Saito, K. Nishi, A. Kamei, and S. Sugou, « Low chirp observed in directly modulated quantum dot lasers », *IEEE Photonics Technology Letters* **12**, 1298 (2000).
- [Saito 01] H. Saito, K. Nishi, and S. Sugou, « Ground state lasing at room temperature in long wavelength InAs quantum dot lasers on InP(311)B substrates », *Applied Physics Letters* **78**, 267 (2001)
- [Sakamoto 00] A. Sakamoto and M. Sugarawa, « Theoretical calculation of lasing spectra of quantum dot lasers : effect of homogeneous broadening of optical gain », *IEEE photonics technol Lett* **12**, 107 (2000)
- [Saleh 91] B.E.A. Saleh and M. C. Teich, « Fundamentals of photonics », Ed J. W. Goodman, Lavoisier (1991).
- [Salem 01] B. Salem, J. Olivares, G. Guillot, G. Bremond, J. Brault, C. Monat, M. Gendry, G. Hollinger, F. Hassen, and H. Maaref, « Optical properties of self-assembled InAs quantum islands grown on InP(001) vicinal substrates », *Applied Physics Letters* **79**, 4435 (2001)
- [Salem 02] B. Salem, T. Benyattou, G. Guillot, C. Bru-Chevalier, G. Bremond, C. Monat, G. Hollinger, and M. Gendry, « Strong carrier confinement and evidence for excited states in self-assembled InAs quantum islands grown on InP(001) », *Physical Review B* **66**, 193305 (2002)
- [Salem 03] B. Salem, Thèse de doctorat, INSA de Lyon (2003)
- [Schäfer 98] F. Schäfer, B. Mayer, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, « High temperature properties of GaInAs/AlGaAs lasers with improved carrier confinement by short-period superlattice quantum well barriers » *Applied Physics Letters* **73**, 2863 (1998).
- [Schäfer 99] F. Schäfer, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, « High performance GaInAs/ GaAs quantum dot lasers based on a single active layer », *Applied Physics Letters* **74**, 2915 (1999).

- [Schwertberger 02] R. Schwertberger, D. Gold, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, « Long-wavelength InP-based Quantum-dot lasers », *IEEE Photonics Technology Letters*, **14**, 735 (2002)
- [Seassal 00] C. Seassal, X. Letartre, J. Brault, M. Gendry, P. Pottier, P. Viktorovitch, O. Piquet, P. Blondy, D. Cros and O. Marty, « InAs quantum wires in InP based microdisks : mode identification and cw room temperature laser operation », *Applied Physics Letters* **88**, 6170 (2000).
- [Seassal 02] C. Seassal, Y. Désières, X. Letartre, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, and T. Benyattou, « Optical coupling between a two-dimensional photonic crystal-based microcavity and single-line defect waveguide on InP membranes », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **38**, 811 (2002).
- [Sellin 01] R. L. Sellin, C. Ribbat, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, and D. Bimberg, « Close to ideal device characteristics of high power InGaAs/ GaAs quantum dot lasers », *Applied Physics Letters* **78**, 1207 (2001).
- [Shchekin 00-1] O. Shchekin, G. Park, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, « Discrete energy level separation and the threshold temperature dependence of quantum dot lasers », *Applied Physics Letters* **77**, 466 (2000).
- [Shchekin 00-2] O. B. Shchekin, G. Park, D. L. Huffaker, Q. Mo, and D. G. Deppe, « Low threshold continuous wave two stack quantum dot laser with reduced temperature sensitivity », *IEEE Photonics Technology Letters* **12**, 1120 (2000).
- [Smith 99] C. J. M. Smith, H. Benisty, D. Labilloy, U. Oesterle, R. Houdré, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, and C. Weisbuch, « Near infrared microcavities confined by two dimensional photonic bandgap crystals », *Electronics Letters* **35**, 228 (1999)
- [Smith 01] C. J. M. Smith, R. M. De La Rue, M. Rattier, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré, and U. Oesterle, « Coupled guide and cavity in a two dimensional photonic crystal », *Applied Physics Letters* **78**, 1487 (2001)
- [Smowton 01] P. M. Smowton, E. Hermann, Y. Ning, H. D. Summers, P. Blood, and M. Hopkinson, « Optical mode loss and gain of multiple-layer quantum dot lasers », *Applied Physics Letters* **78**, 2629 (2001).
- [Solomon 01] G. S. Solomon, M. Pelton, and Y. Yamamoto, « Single mode spontaneous emission from a single quantum dot in a three dimensional microcavity », *Physical Review Letters* **86**, 3903 (2001).
- [Sugarawa 99] M. Sugarawa, K. Mukai, and Y. Nakata, « Light emission spectra of columnar shaped self assembled InGaAs/ GaAs quantum dot lasers : effect of homogeneous broadening of the optical gain on lasing characteristics », *Applied Physics Letters* **74**, 1561 (1999)
- [Sugitatsu 03] A. Sugitatsu, and S. Noda, « Room temperature operation of 2D photonic crystal slab defect-waveguide laser with optical pump » *Electronics Letters* **39**, 213 (2003).



- [**Stintz 00**] A. Stintz, G. T. Liu, H. Li, L. F. Lester, and K. J. Malloy, « Low threshold current density 1.3 $\mu\text{m}$  InAs quantum dot lasers with the dots in a well (DWELL) structure », *IEEE Photonics Technol. Lett.* **12**, 591 (2000)
- [**Tabata 94**] A. Tabata, T. Benyattou, G. Guillot, M. Gendry, G. Hollinger, P. Viktorovitch, « Optical properties of InAs/InP surface layers formed during the arsenic stabilization process », *J. Vac. Sci. Technol. B*, **12**, 2299 (1994).
- [**Tanaka 03**] Y. Tanaka, T. Asano, Y. Akahane, B. S. Song, and S. Noda, « Theoretical investigation of a two-dimensional photonic crystal slab with truncated cone air holes », *Applied Physics Letters* **82**, 1661 (2003).
- [**Thomson 01**] J. D. Thomson, H. D. Summers, P. M. Smowton, E. Herrmann, P. Blood, and M. Hopkinson, « Temperature dependence of the lasing wavelength of InGaAs quantum dot lasers », *Journal of Applied Physics* **90**, 4859 (2001).
- [**Ustinov 97**] V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. R. Kovsh, A. E. Zhukov, M. V. Maximov, A. F. Tsatsul'nikov, N. Yu. Gordeev, S. V. Zaitsev, Y. M. Shernyakov, N. A. Bert, P. S. Kop'ev, Z. I. Alferov, N. N. Ledentsov, J. Böhrer, D. Bimberg, A. O. Kosogov, P. Werner, U. Gösele, « Low-threshold injection lasers based on vertically coupled quantum dots » *Journal of Crystal Growth* **175-176**, 689 (1997)
- [**Ustinov 98-1**] V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov, A. R. Kovsh, S. V. Zaitsev, N. Y. Gordeev, V. I. Kopchatov, N. N. Ledentsov, A. F. Tsatsul'nikov, B. V. Volovik, P. S. Kop'ev, Z. I. Alferov, S. S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, and D. Bimberg, « Low threshold quantum dot injection laser emitting at 1.9 $\mu\text{m}$  », *Electronics Letters* **34**, 670 (1998)
- [**Ustinov 98-2**] V. M. Ustinov, E. R. Weber, S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov, A. R. Kovsh, A. F. Tsatsul'nikov, and P. S. Kop'ev, « Effect of matrix on InAs self-organized quantum dots on InP substrate », *Applied Physics Letters* **72**, 362 (1998)
- [**Villeneuve 96**] P. R. Villeneuve, S. Fan and J. D. Joannopoulos, « Microcavities in photonic crystals : mode symmetry, tunability and coupling efficiency », *Physica. Review. B* **54**, 7837 (1996)
- [**Villeneuve 98**] P. R. Villeneuve, S. Fan, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, « Three dimensional photon confinement in photonic crystals of low dimensional periodicity », *IEE Proc.-Optoelectron.*, **145**, 384 (1998)
- [**Vuckovic 99**] J. Vuckovic, O. Painter, Y. Xu, A. Yariv, and A. Scherer, « Finite difference time domain calculation of the spontaneous emission coupling factor in optical microcavities », *IEEE Journal of quantum electronics* **35**, 1168 (1999).
- [**Vuckovic 01**] J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, and A. Scherer, « Design of photonic crystal microcavities for cavity QED », *Physical. Review. E* **65**, 016608 (2001)
- [**Vuckovic 02-1**] J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, and A. Scherer, « Optimization of the Q factor in photonic crystal microcavities », *IEEE Journal of Quantum Electronics* **38**, 850 (2002)

- [**Vuckovic 02-2**] J. Vuckovic, M. Pelton, A. Scherer, and Y. Yamamoto, « Optimization of three dimensional micropost microcavities for cavity quantum electrodynamics », *Physical Review A* **66**, 023808 (2002).
- [**Vuckovic 03-1**] J. Vuckovic, and Y. Yamamoto, « Photonic crystal microcavities for cavity quantum electrodynamics with a single quantum dot » *Applied Physics Letters* **82**, 2374 (2003).
- [**Vuckovic 03-2**] J. Vuckovic, D. Fattal, C. Santori, G. S. Solomon and Y. Yamamoto, « Enhanced single photon emission from a quantum dot in a micropost microcavity », *Applied Physics Letters* **82**, 3596 (2003).
- [**Walther 00**] C. Walther, W. Hoerstel, H. Niehus, J. Erxmeyer, W. T. Masselink, « Growth, structural, and electrical investigation of self-assembled InAs quantum wires on (001) InP » *Journal of Crystal Growth* **209**, 572 (2000)
- [**Wang 98**] B. Wang, F. Zhao, Y. Peng, Z. Jin, Y. Li, and S. Liu, « Self-organized InAs quantum dots formation by As/P exchange reaction on (001) InP substrate », *Applied Physics Letters*, **72**, 2433 (1998)
- [**Wang 01**] R. H. Wang, A. Stintz, P. M. Varangis, T. C. Newell, H. Li, K. J. Malloy, and L. F. Lester, « Room temperature operation of InAs Quantum dash lasers on InP (001) », *IEEE Photonics Technology Letters* **13**, 767 (2001)
- [**Wang 02**] X. Wang, G. Du, J. Yin, M. Li, M. Li, Y. Qu, B. Bo and S. Yang, « Photoluminescence of InAs self-organized quantum dots on (001) InP substrate with GaAs interlayer », *Journal of Crystal Growth* **235**, 60 (2002)
- [**Wasilewski 99**] Z. R. Wasilewski, S. Fafard, and J. P. McCaffrey, « Size and shape engineering of vertically stacked self-assembled quantum dots », *Journal of Crystal Growth* **201-202**, 1131 (1999)
- [**Williams 01**] R. L. Williams, G. C. Aers, P. J. Poole, J. Lefebvre, D. Chithrani, and B. Lamontagne, « Controlling the self-assembly of InAs/InP quantum dots », *Journal of Crystal Growth* **223**, 321 (2001)
- [**Wohlert 01**] D. E. Wohlert, K. Y. Cheng, and S. T. Chou, « Temperature invariant lasing and gain spectra in self assembled GaInAs quantum wire Fabry-Perot lasers », *Applied Physics Letters* **78**, 1047 (2001)
- [**Wu 00**] J. Wu, Y. P. Zeng, Z. Z. Sun, F. Lin, B. Xu, and Z. G. Wang, « Self-assembled InAs quantum wires on InP(001) », *Journal of crystal growth* **219**, 180 (2000).
- [**Xu 96**] Z. Y. Xu, Z. D. Lu, X. P. Yang, Z. L. Yuan, B. Z. Zheng, J. Z. Xu, W. K. Ge, Y. Wang, J. Wang, and L. L. Chang, « Carrier relaxation and thermal activation of localized excitons in self-organized InAs multilayers grown on GaAs substrates », *Physical Review B* **54**, 11528 (1996).
- [**Yablonovitch 87**] E. Yablonovitch, « Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics », *Physical Review Letters*. **58**, 2059 (1987).
- [**Yang 01**] H. Yang, P. Ballet, and G. J. Salamo, « Formation of quantum wires and dots on InP(001) by As/P exchange », *Journal of Applied Physics* **89**, 7871 (2001)

- [**Yang 02**] H. Yang, X. Mu, I. B. Zotova, Y. J. Ding, and G. J. Salamo, « Self assembled InAs quantum wires on InP(001) », *Journal of Applied Physics* **91**, 3925 (2002)
- [**Yariv 96**] A. Yariv « Optical electronics in modern communication », Oxford 5<sup>ème</sup> édition (1996).
- [**Yoon 99**] S. Yoon, Y. Moon, T. W. Lee, E. Yoon, Y. D. Kim, « Effects of As/P exchange reaction on the formation of InAs/InP quantum dots », *Applied Physics Letters* **74**, 2029 (1999)
- [**Yoshie 01-1**] T. Yoshie, J. Vuckovic, A. Scherer, H. Chen, and D. Deppe, « High quality two dimensional photonic crystal slab cavities », *Applied Physics Letters* **79**, 4289 (2001)
- [**Yoshie 01-2**] T. Yoshie, A. Scherer, H. Chen, D. Huffaker, and D. Deppe, « Optical characterization of two dimensional photonic crystal cavities with indium arsenide quantum dot emitters », *Applied Physics Letters*. **79**, 114 (2001).
- [**Yoshie 02**] T. Yoshie, O. B. Shchekin, H. Chen, D. G. Deppe, and A. Scherer, « Quantum dot photonic crystal lasers », *Electronics Letters* **38**, 967 (2002)
- [**Yeh 00**] N. T. Yeh, J. M. Lee, T. E. Nee, and J. I. Chyi, « Self assembled In<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As quantum dot lasers with doped active region », *IEEE Photonics Technology Letters* **12**, 1123 (2000).
- [**Zhuang 00**] Q. D. Zhuang, S. F. Yoon, H. Q. Zheng, and K. H. Yuan, « Growth of self organized InAs quantum dots on InP by solid-source molecular beam epitaxy », *Journal of Crystal Growth* **216**, 57 (2000)

---

---

# ANNEXES

---

---

- Annexe 1 - Lasers à boîtes quantiques.....	II
- Annexe 2 - Techniques d'élaboration et caractérisation d'îlots quantiques.....	VI
I. L'épithaxie par jets moléculaires.....	VI
I.1 Principe général.....	VI
I.2 Avantages & inconvénients.....	VI
I.3 Cas des matériaux III-V.....	VII
I.4 Particularités du bâti riber 2300 utilisé : EJM à sources solides.....	VII
I.5 Morphologie de surface : les différents types de marche.....	IX
II. La caractérisation in situ par diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED)....	XI
II.1 Principe.....	XI
II.2 Informations déduites du rheed.....	XI
III. Microscopie à force atomique (afm).....	XIII
III.1 Principe.....	XIII
III.2 Application aux îlots quantiques.....	XIV
- Annexe 3 - Calcul des niveaux d'énergie dans les BQ InAs/ InP(001).....	XIX

## - Annexe 1 - Lasers à boîtes quantiques

La figure A1.1 illustre l'évolution des courants de seuil laser (à température ambiante) permise par le développement d'hétérostructures à puits quantiques puis boîtes quantiques (BQ). Il fait en particulier apparaître le record détenu par un laser à BQ.

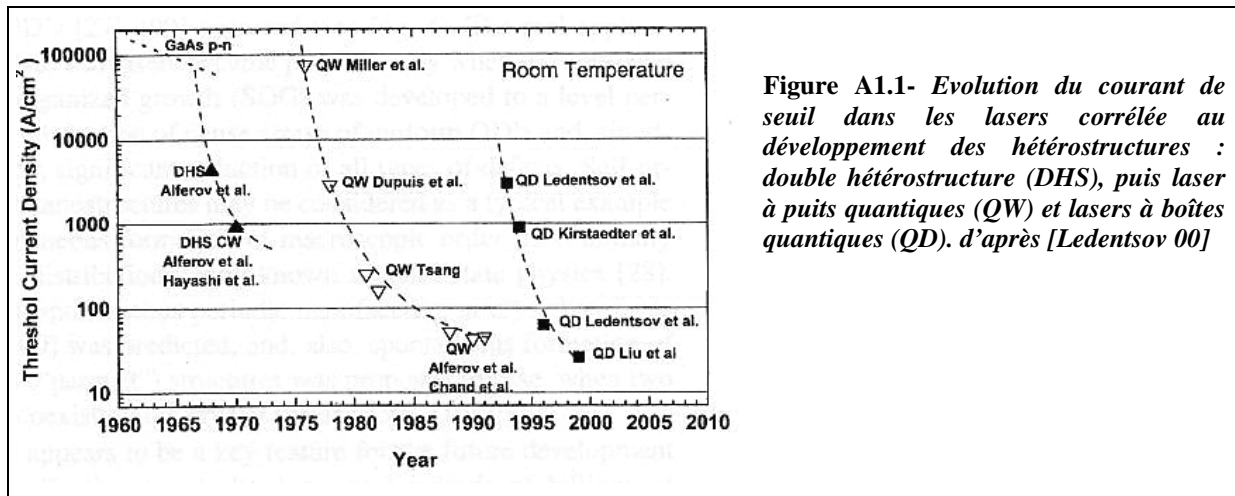


Figure A1.1- Evolution du courant de seuil dans les lasers corrélée au développement des hétérostructures : double hétérostructure (DHS), puis laser à puits quantiques (QW) et lasers à boîtes quantiques (QD). d'après [Ledentsov 00]

Cependant, la comparaison directe des seuils laser entre les différentes structures est rendue difficile par la variété des paramètres qui varient d'une structure à l'autre et modifient la valeur de seuil. La prudence est donc de mise face aux chiffres annoncés. Le tableau A1.1 indique divers exemples parmi les meilleurs courants de seuil relevés pour les lasers à BQ d'In(Ga)As/GaAs. Ces chiffres sont inférieurs à  $100\text{A/cm}^2$  et les grandeurs qui les conditionnent sont précisées : paramètres d'excitation (température, pulsé ou continu) et de la structure (dimensions de la cavité, réflectivité des miroirs et nombre de plans de BQ utilisés).

Ref	Dimensions	Rmiroirs	Nb plans	seuil	Conditions
Ledentsov 97			10	60A/cm <sup>2</sup>	300K
Harris 98	2mm*15μm		10	44A/cm <sup>2</sup> 20A/cm <sup>2</sup>	300K 77K
Wasilewski 99	2mm		7	91A/cm <sup>2</sup> 13A/cm <sup>2</sup>	294K 77K
Liu 99 *	100μm*7.8mm	0.32	1	26A/cm <sup>2</sup> (200mA)	Pulsé 0.5%, 300ns, 20°C
Lester 99 *	100μm*3.94m m	0.32	1	83A/cm <sup>2</sup>	Pulsé 0.5%, 300ns, 20°C
Hatori 00	300μm*4μm		3	13mA	Cw, 25°C

Park 00-1	11 $\mu$ m*1.17mm 5 $\mu$ m*1.17mm	HR	1	5.2A/cm <sup>2</sup> 7A/cm <sup>2</sup> 23A/cm <sup>2</sup>	Cw, 140K Cw, 200K 300K
Park 00-2	870 $\mu$ m*5 $\mu$ m 1.13mm*11 $\mu$ m	HR >99%	1	28A/cm <sup>2</sup> (1.2mA) 19A/cm <sup>2</sup>	Cw, 300K
Shchekin 00-1	5.5mm*49 $\mu$ m	0.32	1 2	43A/cm <sup>2</sup> 35A/cm <sup>2</sup>	Pulsé, 298K
Shchekin 00-2	800 $\mu$ m*2 $\mu$ m 1.2mm*13 $\mu$ m 5.3mm*39 $\mu$ m	HR 0.32	2	78A/cm <sup>2</sup> 26A/cm <sup>2</sup> 40A/cm <sup>2</sup>	Cw, T° amb
Eliseev 00 *	100 $\mu$ m*7.8mm	HR	1	16A/cm <sup>2</sup>	T° amb
Stintz 00 *	100 $\mu$ m*7.8mm		1	43A/cm <sup>2</sup> (332mA)	Pulsé, 20°C
Klopf 00	100 $\mu$ m*5mm	HR	1	54A/cm <sup>2</sup>	Pulsé, T° ambiante
Huang 00 *	9.2mm*20 $\mu$ m 5.6mm*20 $\mu$ m	0.32	1	32.5A/cm <sup>2</sup> (60mA) 43.5A/cm <sup>2</sup> (40mA)	Cw, T° amb
Groom 02 *	3mm*15 $\mu$ m		7	47A/cm <sup>2</sup>	300K

**Tableau A1.1- Récapitulatif des valeurs de seuil, parmi les meilleurs obtenus, dans des structures lasers à BQ In(Ga)As/ GaAs. Les conditions associées sont précisées et une étoile est ajoutée pour signaler les lasers possédant une structure de type DWELL, faisant appel à un puits quantique auxiliaire.**

Le tableau A1.2 donne également des valeurs de seuil mais obtenues pour des composants laser à BQ de la filière InP. Les seuils sont globalement plus élevés que dans le système précédent.

Ref	Dimensions	Rmiroirs	Nb plans	seuil	Conditions
Ustinov 98-1	100 $\mu$ m*240 $\mu$ m	4 facettes clivées	3	108A/cm <sup>2</sup>	77K
Ustinov 98-2	1.25mm*100 $\mu$ m		3	64A/cm <sup>2</sup>	Pulsé, 77K
Nishi 98	2.8mm*20 $\mu$ m		7	540A/cm <sup>2</sup> (300mA)	Pulsé, 77K
Wohlert 01	60 $\mu$ m*500 $\mu$ m		5	200A/cm <sup>2</sup> 1kA/cm <sup>2</sup>	Pulsé 77K Pulsé 300K
Wang 01 *	4mm*100 $\mu$ m	0.32	1	410A/cm <sup>2</sup>	Pulsé
Saito 01	2mm*50 $\mu$ m 2.2mm*50 $\mu$ m	HR 0.32	5	380A/cm <sup>2</sup> 660A/cm <sup>2</sup>	T° amb
Alen 02	2mm*150 $\mu$ m	0.32	5	49A/cm <sup>2</sup>	Pulsé ; 77K
Schwertberger 02	1mm*40 $\mu$ m	HR	4	900A/cm <sup>2</sup>	Pulsé, 20°C
Ukhanov 02 *	1.68mm*5 $\mu$ m		5	473A/cm <sup>2</sup>	

**Tableau A1.2- Récapitulatif des valeurs de seuil, parmi les meilleurs obtenus, dans des structures lasers à BQ de la filière InP. Les conditions associées sont précisées et une étoile est ajoutée pour signaler les lasers possédant une structure de type DWELL, faisant appel à un puits quantique auxiliaire.**

Notons que les fortes réflectivités pour abaisser le seuil laser réduisent en contrepartie la puissance de sortie obtenue. Cela justifie les efforts réalisés pour augmenter le gain modal (empilement par exemple) afin d'obtenir un effet laser avec des miroirs clivés (R=0.32).

## Références

- [Alen 02] B. Alen, J. Martinez-Pastor, L. Gonzalez, J. M. Garcia, S. I. Molina, A. Ponce, and R. Garcia, « Size-filtering effects by stacking InAs/InP(001) self-assembled quantum wires into multilayers », *Physical Review B* **65**, 241301(R) (2002).
- [Eliseev 00] P. G. Eliseev, H. Li, A. Stintz, G. T. Liu, T. C. Newell, K. J. Malloy, and L. F. Lester, « Transition dipole moment of InAs/ InGaAs quantum dots from experiments on ultralow-threshold laser diodes », *Applied Physics Letters* **77**, 262 (2000).
- [Groom 02] K. M. Groom, A. I. Tartakovskii, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, P. M. Smowton, M. Hopkinson, and G. Hill, « Comparative study of InGaAs quantum dot lasers with different degrees of dot layer confinement », *Applied Physics Letters* **81**, 1 (2002).
- [Harris 98] L. Harris, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, and G. Hill, « Emission spectra and mode structure of InAs/ GaAs self organized quantum dot lasers » *Applied Physics Letters* **73**, 969 (1998).
- [Hatori 00] N. Hatori, M. Sugarawa, K. Mukai, Y. Nakata, and H. Ishikawa, « Room temperature gain and differential gain characteristics of self assembled InGaAs/ GaAs quantum dots for 1.1-1.3 $\mu$ m semiconductor lasers », *Applied Physics Letters* **77**, 773 (2000)
- [Huang 00] X. Huang, A. Stintz, C. P. Hains, G. T. Liu, J. Cheng, and K. J. Malloy, « Very low threshold current density room temperature continuous-wave lasing from a single layer InAs quantum dot laser », *IEEE Photonics Technology Letters* **12**, 227 (2000).
- [Klopf 00] F. Klopf, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, « Highly efficient GaInAs/(Al)GaAs quantum dot lasers based on a single active layer versus 980nm high-power quantum-well lasers », *Applied Physics Letters* **77**, 1419 (2000)
- [Ledentsov 97] N. N. Ledentsov, N. Kirstaeder, M. Grundmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, I. V. Kochnev, P. S. Kop'ev, and Z. I. Alferov, « Three dimensional arrays of self ordered quantum dots for laser applications », *Microelectronics Journal* **28**, 915 (1997)
- [Ledentsov 00] N. N. Ledentsov, M. Grundmann, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, M. V. Maximov, Z. I. Alferov, and J. A. Lott, « Quantum dot heterostructure lasers », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **6**, 439 (2000).
- [Lester 99] L. F. Lester, A. Stintz, H. Li, T. C. Newell, E. A. Pease, B. A. Fuchs, and K. J. Malloy, « Optical characteristics of 1.24 $\mu$ m InAs quantum dot laser diodes » *IEEE Photonics Technology Letters* **11**, 931 (1999).
- [Liu 99] G. T. Liu, A. Stintz, H. Li, K. J. Malloy, and L. F. Lester, « Extremely low room temperature threshold current density diode lasers using InAs dots in In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As quantum well », *Electronics Letters* **35**, 1163 (1999).
- [Nishi 98] K. Nishi, M. Yamada, T. Anan, A. Gomyo, and S. Sugou, « Long wavelength lasing from InAs self assembled quantum dots on (311)B InP », *Applied Physics Letters* **73**, 526 (1998).
- [Park 00-1] G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, « InGaAs quantum dot lasers with sub-milliwatt thresholds and ultra low threshold current density below room temperature », *Electronics Letters* **36**, 1283 (2000).
- [Park 00-2] G. Park, O. B. Shchekin, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, « Low threshold oxide confined 1.3  $\mu$ m quantum dot laser », *IEEE Photonics Technology Letters* **13**, 230 (2000)
- [Saito 01] H. Saito, K. Nishi, and S. Sugou, « Ground state lasing at room temperature in long wavelength InAs quantum dot lasers on InP(311)B substrates », », *Applied Physics Letters* **78**, 267 (2001)
- [Schwertberger 02] R. Schwertberger, D. Gold, J. P. Reithmaier, and A. Forchel, « Long-wavelength InP-based Quantum-dot lasers », *IEEE Photonics Technology Letters*, **14**, 735 (2002)
- [Shchekin 00-1] O. Shchekin, G. Park, D. L. Huffaker, and D. G. Deppe, « Discrete energy level separation and the threshold temperature dependence of quantum dot lasers », *Applied Physics Letters* **77**, 466 (2000).
- [Shchekin 00-2] O. B. Shchekin, G. Park, D. L. Huffaker, Q. Mo, and D. G. Deppe, « Low threshold continuous wave two stack quantum dot laser with reduced temperature sensitivity », *IEEE Photonics Technology Letters* **12**, 1120 (2000).

- [**Stintz 00**] A. Stintz, G. T. Liu, H. Li, L. F. Lester, and K. J. Malloy, « Low threshold current density 1.3 $\mu\text{m}$  InAs quantum dot lasers with the dots in a well (DWELL) structure », *IEEE Photonics Technol. Lett.* **12**, 591 (2000)
- [**Ukhanov 02**] A. Ukhanov, R. H. Wang, T. J. Rotter, A. Stintz, L. F. Lester, P. G. Eliseev, and K. J. Malloy, « Orientation dependence of the optical properties in InAs quantum-dash lasers on InP », *Applied Physics Letters* **81**, 981 (2002)
- [**Ustinov 98-1**] V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov, A. R. Kovsh, S. V. Zaitsev, N. Y. Gordeev, V. I. Kopchatov, N. N. Ledentsov, A. F. Tsatsul'nikov, B. V. Volovik, P. S. Kop'ev, Z. I. Alferov, S. S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, and D. Bimberg, « Low threshold quantum dot injection laser emitting at 1.9 $\mu\text{m}$  », *Electronics Letters* **34**, 670 (1998)
- [**Ustinov 98-2**] V. M. Ustinov, A. R. Kovsh, A. E. Zhukov, A. Y. Egorov, N. N. Ledentsov, A. V. Lunev, Y. M. Shernyakov, M. V. Maksimov, A. F. Tsatsul'nikov, B. V. Volovik, P. S. Kop'ev, and Z. I. Alferov, « Low threshold quantum dot injection heterolaser emitting at 1.84 $\mu\text{m}$  », *Tech. Phys. Lett.* **24**, 1063 (1998).
- [**Wang 01**] R. H. Wang, A. Stintz, P. M. Varangis, T. C. Newell, H. Li, K. J. Malloy, and L. F. Lester, « Room temperature operation of InAs Quantum dash lasers on InP (001) », *IEEE Photonics Technology Letters* **13**, 767 (2001)
- [**Wasilewski 99**] Z. R. Wasilewski, S. Fafard, and J. P. McCaffrey, « Size and shape engineering of vertically stacked self-assembled quantum dots », *Journal of Crystal Growth* **201/202**, 1131 (1999)
- [**Wohlert 01**] D. E. Wohlert, K. Y. Cheng, and S. T. Chou, « Temperature invariant lasing and gain spectra in self assembled GaInAs quantum wire Fabry-Perot lasers », *Applied Physics Letters* **78**, 1047 (2001)



## - Annexe 2 -

# Techniques d'élaboration et caractérisation d'îlots quantiques

## I. L'ÉPITAXIE PAR JETS MOLECULAIRES

---

### I.1 Principe général

L'épitaxie consiste à faire croître une couche monocristalline sur un substrat lui-même monocristallin, selon une orientation définie par ce substrat. La couche épitaxiée possède en général le même paramètre de maille que le substrat. L'épitaxie par jets moléculaires (EJM) a été développée au début des années 1970 par les laboratoires Bell (A.Cho et J.Arthur). La croissance est obtenue en « projetant » directement et simultanément sur le substrat, dans une enceinte placée sous ultra vide (pression résiduelle de  $10^{-10}$  à  $10^{-11}$  Torr), les atomes ou molécules des éléments constitutifs de la couche désirée. Les flux proviennent de la sublimation ou de l'évaporation des éléments correspondants, solides ou liquides, contenus dans des creusets chauffés individuellement par effet Joule. Le substrat est porté à une température assurant les mécanismes élémentaires nécessaires à la croissance épitaxiale (adsorption, diffusion, incorporation). La croissance est stoppée de façon instantanée, en interposant un cache sur le trajet des éléments en direction du substrat.

---

### I.2 Avantages & inconvénients

Les principaux avantages de cette technique de croissance sont les suivants :

- L'accès à des vitesses de croissance faibles entre 0.1 et 1  $\mu\text{m/h}$ , i.e. environ 0.1 à 1 MC/ s (monocouche moléculaire, 3Å pour InP) pour les matériaux semiconducteurs usuels.
- Une température de substrat faible permettant de limiter la diffusion à l'état solide aux interfaces entre les différentes couches épitaxiées.
- Une interruption rapide des flux garantissant la réalisation d'interfaces abruptes (de l'ordre d'une monocouche).
- La caractérisation in situ des couches par RHEED (cf. Annexe 2, section II) permise par l'environnement ultra vide.

Elle présente cependant quelques inconvénients comme :

- Le manque de souplesse d'utilisation de l'appareil, lié à l'environnement ultra vide de l'enceinte d'épitaxie.
- Le manque d'homogénéité latérale des couches lié à la forme des flux atomiques ou moléculaires.

---

### **I.3 Cas des matériaux III-V**

L'épitaxie par jets moléculaires des matériaux semiconducteurs III-V est fondée sur la méthode des trois températures proposée par K.Günter en 1958. La température du substrat  $T_s$  est comprise entre la température d'évaporation des éléments III,  $T_{III}$  et la température de sublimation des éléments V,  $T_v$  :  $T_{III} > T_s > T_v$ . Ainsi, d'une part, les atomes d'éléments III se condensent sur le substrat avec un taux de ré-évaporation quasiment nul. D'autre part, les atomes d'éléments V, envoyés en excès, complètent la couche en garantissant la stoechiométrie : seuls les atomes susceptibles de former une liaison avec des éléments III, présents sur la surface, ne désorbent pas. L'épaisseur des couches et la vitesse de croissance sont donc directement imposés par les flux des éléments III.

---

### **I.4 Particularités du bâti riber 2300 utilisé : EJM à sources solides**

Avant la croissance proprement dite, les flux des éléments constitutifs de la couche à épitaxier sont mesurés et fixés par les températures des cellules (éléments III) ou l'ouverture des vannes (éléments V). La détermination de ces flux permet le contrôle de la vitesse de croissance et éventuellement de la composition des alliages. Le réacteur d'épitaxie RIBER 2300 utilisé ici est muni de sources solides pour les éléments V.

- Les flux d'éléments III, indium et gallium, sont des flux atomiques. Ils sont obtenus par évaporation des éléments correspondants, contenus à l'état fondu dans des creusets chauffés par un filament. Un thermocouple individuel placé à l'arrière du creuset, mesure et permet de réguler la température de la cellule, proportionnelle au flux de l'élément III correspondant. L'obturation de chaque cellule est assurée par un cache individuel.
- Les flux d'éléments V, phosphore et arsenic sont issus de cellules munies de craqueur et vanne. Elles se composent d'une charge, contenant la source première à l'état solide (As ou P blanc) évaporée par chauffage électrique. Le craqueur, chauffé par un filament (800-900°C), assure ensuite le fractionnement des molécules  $As_4$  et  $P_4$  en  $As_2$  et  $P_2$ . Les flux de dimères d'éléments V sont envoyés sur la surface et se dissocient en créant des liaisons chimiques avec les éléments III. Les molécules en excès désorbent de la surface

(mécanismes présentés figure A2.1). Le contrôle des flux d'éléments V, outre le réglage de la température de la cellule d'évaporation, est assuré par l'ouverture d'une vanne.

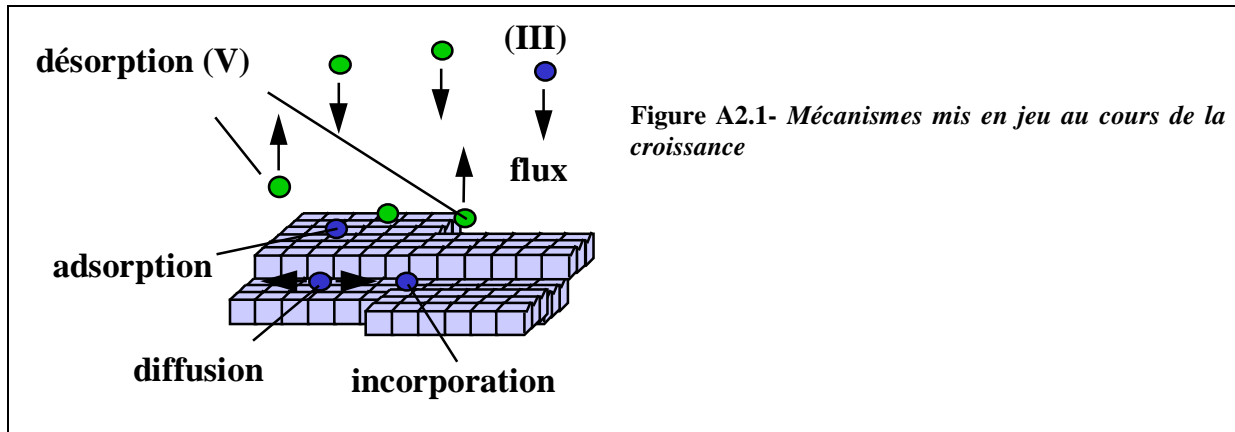


Figure A2.1- Mécanismes mis en jeu au cours de la croissance

Le réacteur RIBER 2300 [cf. Figure A2.2(a)] est muni de chambres d'introduction, de dégazage et de transfert permettant le transport des échantillons sans détruire l'ambiance ultra vide de l'enceinte d'élaboration. Pendant la croissance, l'échantillon est situé au centre du bâti, au point de convergence des flux atomiques ou moléculaires [cf. Figure A2.2(b)]. Il est collé avec de l'Indium sur un porte-substrat (molybloc), mis en rotation de manière à obtenir une bonne homogénéité en composition des couches. La température du substrat, aux alentours de 500°C, est contrôlée par un thermocouple en contact avec l'arrière du porte substrat et par un pyromètre optique visant la surface de l'échantillon.

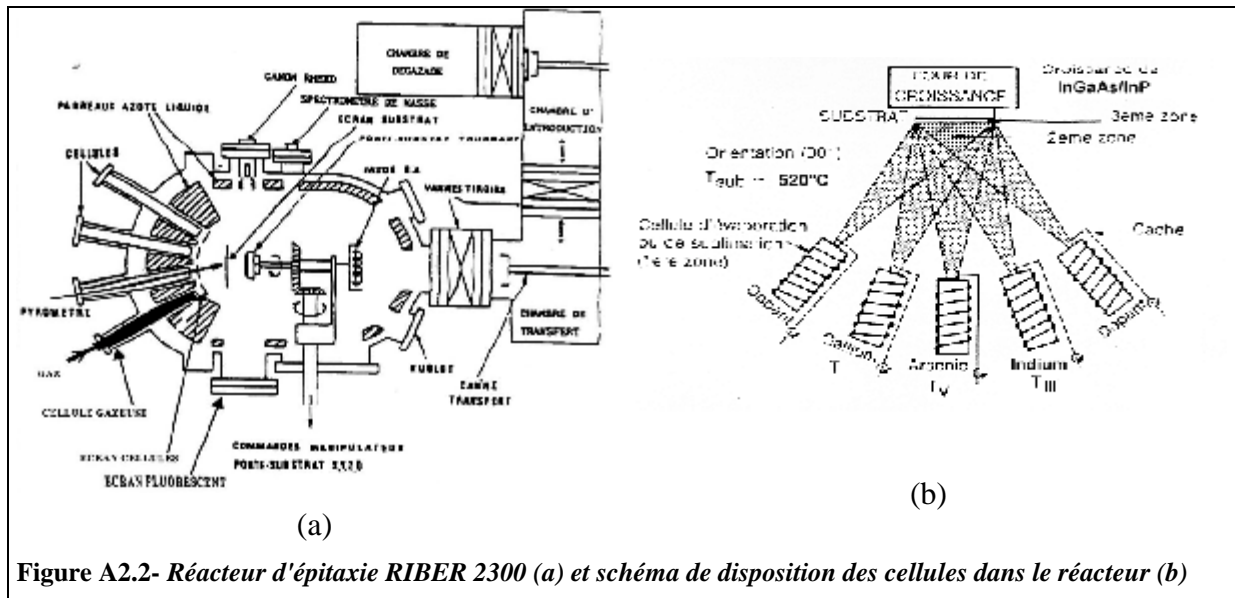
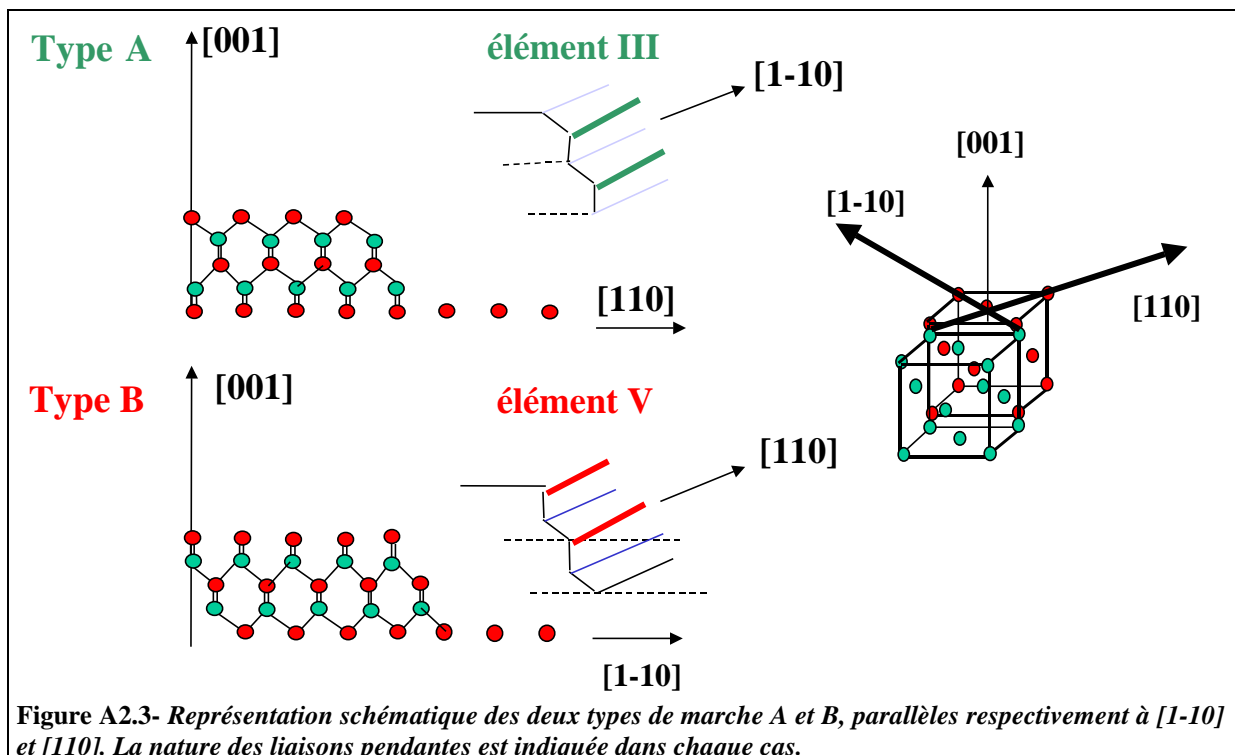


Figure A2.2- Réacteur d'épitaxie RIBER 2300 (a) et schéma de disposition des cellules dans le réacteur (b)

## I.5 Morphologie de surface : les différents types de marche

Une surface réelle, même de très bonne qualité, comporte toujours une densité de marches non négligeable, réparties aléatoirement sur la surface. Elles sont dues partiellement à une coupe imparfaite du substrat initial, mais aussi aux mécanismes de croissance spécifiques de l'épitaxie par jets moléculaires et à la nature de la couche épitaxiée. Leur orientation dépend du réseau cristallin. Pour une structure zinc-blende et une surface (001) d'un composé III-V, ces marches sont orientées selon  $[110]$  et  $[1-10]$ . Par convention, la direction  $[110]$  ( $[1-10]$ ) correspond à l'alignement des liaisons pendantes des éléments III (V). Une surface en cours de croissance est donc constituée d'îlots bidimensionnels dont les bords de marches et les crans de marches, représentant des sites préférentiels d'incorporation, sont orientés selon  $[110]$  ou  $[1-10]$ . Ces marches se distinguent par la nature des liaisons pendantes qui émergent (figure A2.3). Les marches parallèles à  $[1-10]$  ( $[110]$ ) présentent des liaisons pendantes d'éléments III (V) et sont appelées marches A (B).

Cette différence entraîne une non équivalence des deux types de marches. En particulier, il existe une forte anisotropie vis à vis de la diffusion de surface des adatoms d'éléments III le long de ces 2 types de marches. La diffusion des adatoms d'éléments III est beaucoup plus rapide le long des marches A (liaisons pendantes III) que le long des marches B (liaisons pendantes V).



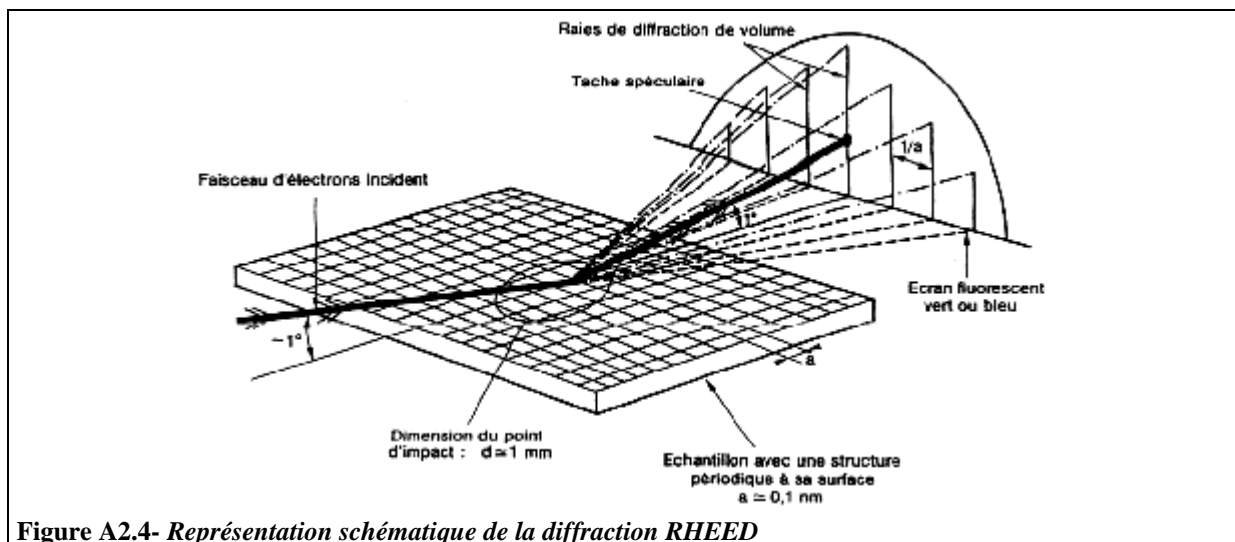
Il résulte de ce mécanisme une anisotropie du front de croissance, dirigée par l'énergie de formation des marches et les sites de nucléation préférentiels. Cette anisotropie peut être renforcée par une reconstruction de surface (2\*4) généralement observée dans des conditions d'épitaxie standard (stabilisation « éléments V ») La reconstruction (2\*4) est en effet le fruit d'une organisation périodique en surface des dimères d'éléments V, alignés suivant [1-10]. Cet arrangement, signe d'un ordre à longue distance, privilégie la présence des marches parallèles à la direction [1-10].

## II. LA CARACTERISATION IN SITU PAR DIFFRACTION D'ELECTRONS DE HAUTE ENERGIE EN INCIDENCE RASANTE (RHEED)

### II.1 Principe

Le RHEED est composé d'un canon à électrons et d'un écran fluorescent qui permet la caractérisation in situ des couches épitaxiées. Le diagramme de diffraction RHEED fournit, à tout instant, une image dans l'espace réciproque du réseau cristallin de (et proche de) la surface. Il donne des informations quantitatives (paramètre de maille, reconstruction de surface) et qualitatives (rugosité, morphologie) sur la couche en cours de croissance.

Un faisceau d'électrons de haute énergie (10 à 30 keV) est émis par un filament de tungstène et réfléchi sur la surface en incidence rasante. Les électrons sont diffusés élastiquement par le cristal sur une profondeur d'une dizaine d'angströms. Leurs interférences donnent lieu au diagramme de diffraction de la surface, visualisé sur un écran fluorescent. La tâche centrale correspond au faisceau purement réfléchi (faisceau spéculaire) et des raies ou des tâches de diffraction supplémentaires indiquent la morphologie de la surface (cf Figure A2.4).



### II.2 Informations déduites du rheed

#### La reconstruction de surface

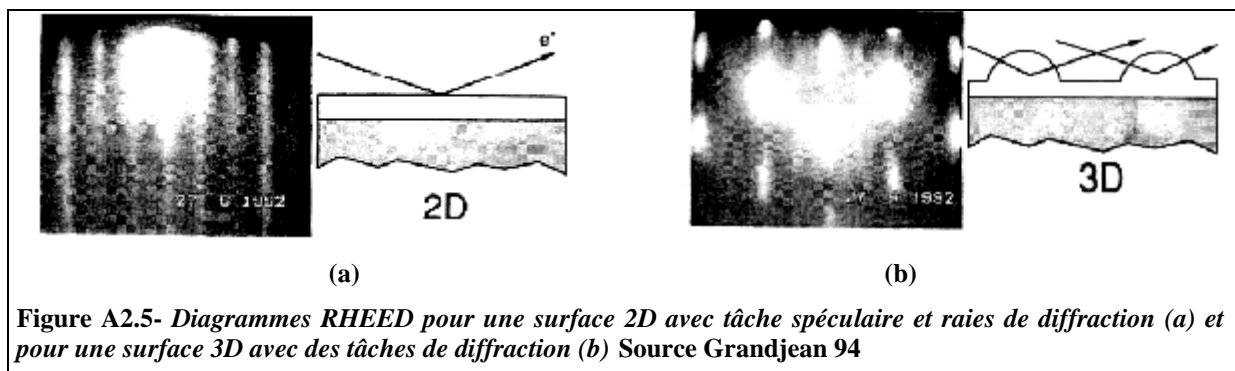
Les liaisons atomiques non satisfaites du dernier plan atomique, dites liaisons pendantes, se traduisent par un coût énergétique de la surface associée. Pour minimiser ce coût en énergie, les atomes de surface se réarrangent en formant des dimères dont le réseau périodique diffère

de l'organisation dans le volume. Une reconstruction  $[n \times m]$  correspond à une maille du réseau de surface de période  $n$  suivant  $[1-10]$  (observée suivant  $[110]$ ) et  $m$  suivant  $[110]$  (observée suivant  $[1-10]$ ) pour une surface orientée  $[001]$ . Ces entiers  $n$  et  $m$  sont supérieurs à 1, traduisant une période  $n$  et  $m$  fois plus grande que dans le volume.

Sa faible profondeur de pénétration rend le faisceau RHEED sensible à la surface, permettant l'observation précise de ces reconstructions de surface. La supermaille  $[n \times m]$  se traduit en effet par l'apparition de raies supplémentaires entre les raies principales, sur le diagramme de diffraction. Les reconstructions de la surface  $(001)$  de l'InP varient en fonction de la température et des pressions en éléments V et III [LaBella 00]. Les reconstructions  $[2 \times 1]$  ou  $[2 \times 4]$  sont habituellement observées dans les conditions de croissance que nous avons adoptées.

### La morphologie des couches

Le diagramme de diffraction d'une surface épitaxiée de bonne qualité (faible rugosité) est un réseau de lignes parallèles (ou raies de diffraction). Dans le cas d'une couche fortement rugueuse ou dont le mode de croissance est tridimensionnel (3D), le faisceau électronique traverse les aspérités de la surface : un réseau de tâches de Bragg est alors observé, correspondant au diagramme de diffraction par transmission du matériau (diffraction en volume). Deux diagrammes de RHEED caractéristiques d'une couche 2D et d'une couche 3D sont présentés sur la figure A2.5. Enfin, l'apparition de raies déviées en forme de "V" (chevrons) traduit la formation de facettes sur la surface. La diffraction RHEED permet donc de détecter la transition 2D-3D du mode de croissance d'une couche contrainte d'InAs, épitaxiée sur un substrat d'InP [Gutiérrez 01].

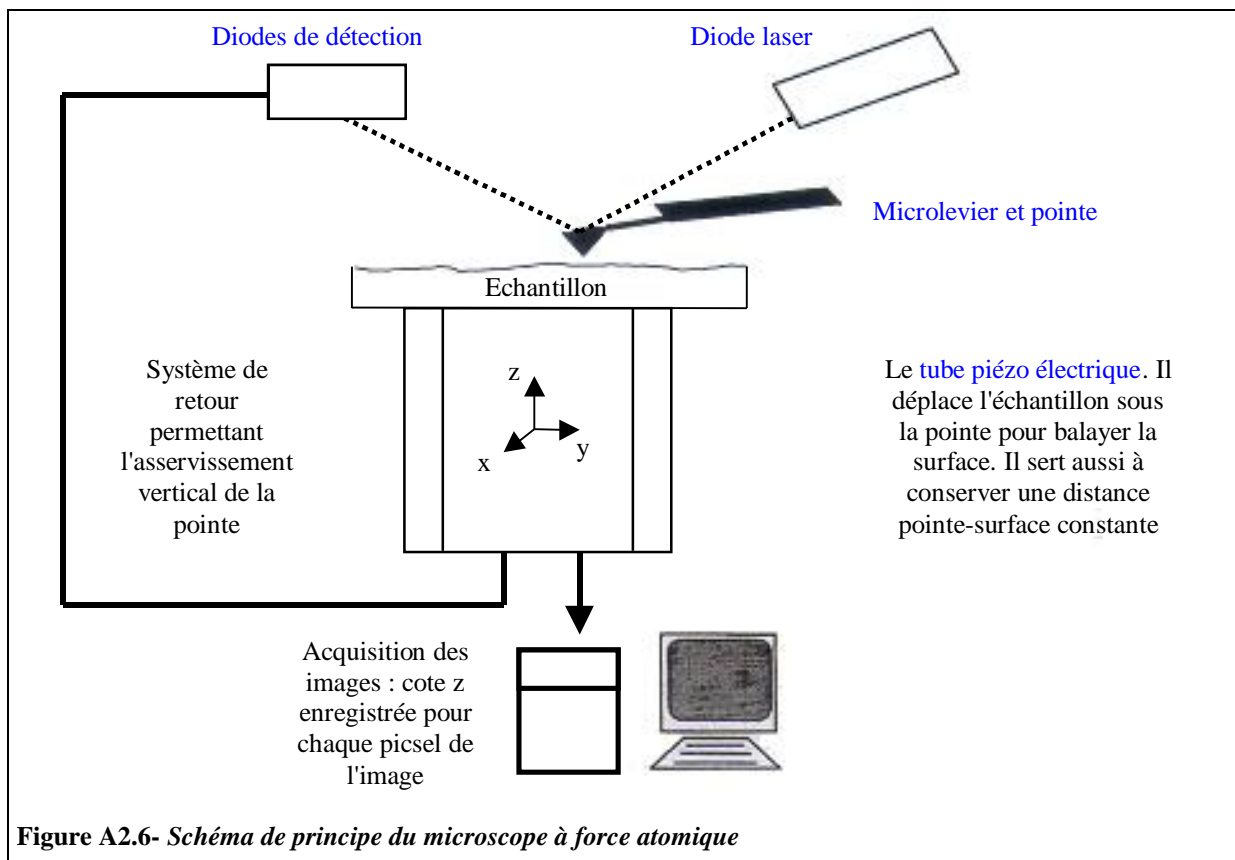


**Figure A2.5- Diagrammes RHEED pour une surface 2D avec tâche spéculaire et raies de diffraction (a) et pour une surface 3D avec des tâches de diffraction (b) Source Grandjean 94**

### III. MICROSCOPIE A FORCE ATOMIQUE (AFM)

#### III.1 Principe

Inventée en 1986, la microscopie en champ proche à force atomique AFM (atomic force microscopy) repose sur l'interaction entre une pointe et une surface, fonction de la distance existant entre les deux objets. Le mode contact utilise le régime de force répulsive à courte distance, avec un contact solide/ solide entre la pointe et la surface.



Le schéma de principe d'un microscope à force atomique est donné Figure A2.6. Le dispositif est constitué de différents éléments.

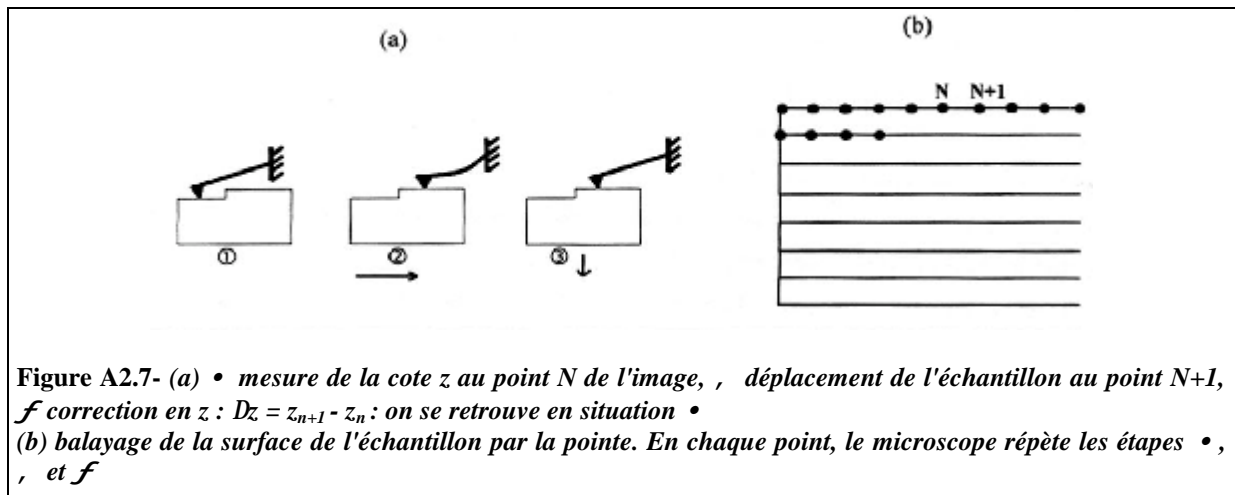
- Une **pointe** fixe, montée sur un **microlevier** sonde la surface. Une variation de la distance pointe-surface se traduit par un fléchissement du microlevier, sous l'action de la force entre la pointe et la surface.
- Un **système de détection**, composé d'une diode laser et de quatre photodiodes de détection, enregistre le fléchissement du microlevier au cours du balayage. Cette mesure



est obtenue par l'intermédiaire de la différence des intensités lumineuses reçues par les quatre photodiodes après réflexion du faisceau laser sur le microlevier.

- Un tube céramique **piézo-électrique** permet le déplacement de l'échantillon qu'il supporte, sous la pointe de mesure.

L'image est obtenue en maintenant constante, par une boucle d'asservissement, la force existant entre la pointe et la surface, dont l'intensité est traduite par la déflexion du microlevier. Les variations de la morphologie de surface entraînent une variation de l'angle à l'extrémité du levier, enregistrée par le système de détection. En retour, le signal envoyé au piezoélectrique fixé sous l'échantillon force son mouvement vertical de façon à corriger la distance pointe-échantillon et retrouver la déflexion initiale du levier [cf. Figure A2.7(a)]. Enfin, l'acquisition des images est **informatisée**. En chaque point de l'image, le déplacement du microlevier est enregistré ainsi que le signal correctif envoyé vers le tube piézo-électrique. L'image est ainsi construite point par point au cours d'un balayage ligne par ligne suivant x ou y [cf. Figure A2.7(b)].



### III.2 Application aux îlots quantiques

L'AFM peut être avantageusement utilisée pour imager des nanostructures. Outre des informations morphologiques, cette technique apporte des informations statistiques sur la taille des îlots fabriqués puisqu'elle permet de sonder des zones de quelques centaines d'angströms à quelques  $\mu\text{m}$  de côté.

### Procédure de refroidissement mise au point pour l'AFM d'îlots quantiques

L'AFM est réservée à la caractérisation des îlots non encapsulés. Le refroidissement des îlots épitaxiés à des fins d'imagerie AFM a donc lieu en l'absence de protection par une couche d'InP supérieure. Cette étape semble s'accompagner d'une modification de la forme des îlots dans le système InAs/InP(001). L'évolution post croissance des îlots pendant le refroidissement empêche donc d'obtenir une image représentative des nanostructures enterrées qui sont exploitées dans les composants. Certains groupes se sont intéressés à ce handicap de l'AFM et ont cherché à s'affranchir de cette évolution post croissance des îlots refroidis. Un cap fin d'InP (1-2 MC) au dessus des îlots peut être mis à profit, s'il épouse bien la forme des îlots. La morphologie réelle des îlots est toutefois légèrement gommée par cette technique [Mendonça 98]. Le cap supérieur protégeant des îlots enterrés peut être gravé sélectivement après l'épitaxie de la structure, mais ce procédé entraîne une érosion partielle des îlots en même temps qu'une rugosité de surface importante [Fréchengues 97].

[Gutiérrez 02] a montré l'existence de transferts de matière importants pendant l'évolution post croissance des îlots non capés, liés à des échanges As/P. Un refroidissement sous phosphore conduit à une destruction rapide des îlots, faisant place à une ondulation de surface en InP. Inversement, un refroidissement sous As conduit à un excès d'InAs par rapport à la quantité totale déposée, sous l'effet d'un transfert de matière vers le sommet des îlots. La forte modification de leur morphologie trahit un effet de coalescence<sup>1</sup>. L'action simultanée de la surpression d'élément V et du champ de contrainte induit par les îlots en surface peuvent donc modifier largement la morphologie des nanostructures durant la descente en température.

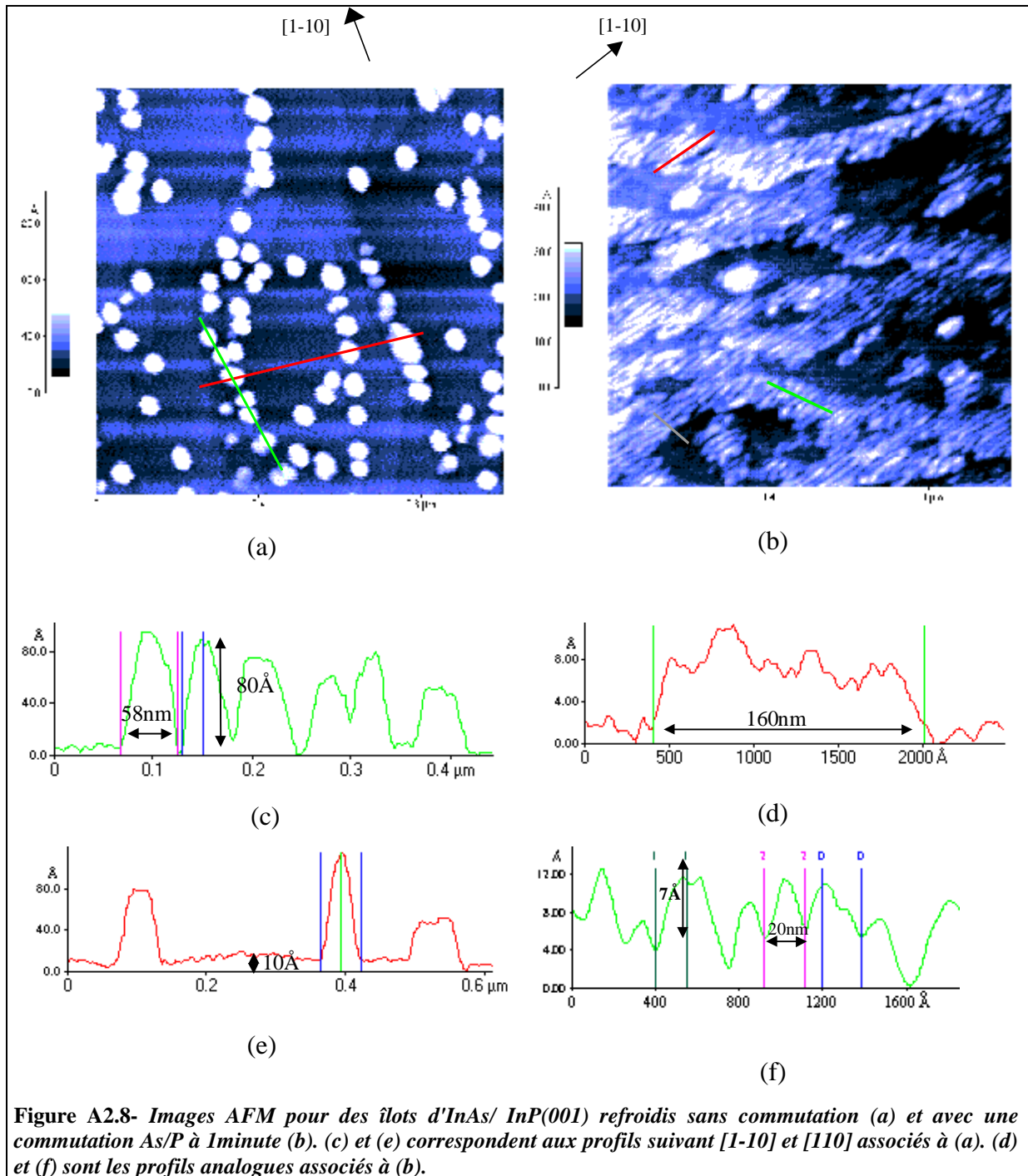
Au LEOM, nous avons exploité la possibilité de tels échanges As/P en surface pour limiter au maximum l'évolution parasite des îlots pendant leur refroidissement.

Deux échantillons identiques mais ayant subi des procédures de refroidissement différentes sont comparés en imagerie AFM. L'un est refroidi jusqu'à 300°C sous flux d'As (a) tandis que l'autre est refroidi pendant 1min sous flux d'As puis sous flux de P (b). Le refroidissement (a) sous le seul flux d'arsenic conduit à l'obtention de « gros » îlots, de dimensions moyennes  $h \approx 80 \text{ \AA}$  et  $\varnothing \approx 500 \text{ \AA}$ , relativement isolés les uns des autres en surface [cf. figure A2.8(a)]. Au contraire, pour la procédure (b) exploitant une commutation des flux d'As/P, des îlots de forme filaire, très fins ( $l \approx 20 \text{ nm}$ ) et de hauteur voisine de  $10 \text{ \AA}$  sont observés [cf. Figure A2.8(b)]. Un refroidissement sous flux d'As des îlots non capés semble donc conduire à leur coalescence, rejoignant les observations de Gutierrez. Une image TEM

---

<sup>1</sup> Finalement, le refroidissement sous une pression résiduelle de  $10^{-8} \text{ T}$  semble être la procédure affectant le moins la morphologie des îlots, grâce à une fine couche d'oxyde en surface qui épouse le profil des îlots.

effectuée sur des îlots encapsulés (non modifiés pendant le refroidissement) confirme cette hypothèse, en montrant des nanostructures de morphologie proche de celle obtenue en imagerie AFM avec la procédure de commutation As/P.



Le refroidissement partiel sous phosphore permet donc de « geler » la morphologie des îlots non capés, permettant d'observer indirectement, par AFM, les caractéristiques géométriques d'îlots encapsulés. L'instant de la commutation As/P pendant le refroidissement a été

optimisé : trop tôt, elle engendre une destruction des îlots et trop tard, un effet de coalescence. Les différentes images AFM présentées dans ce manuscrit ont été réalisées avec une commutation As/P effectuée environ 30 secondes ( $\sim 450^\circ\text{C}$ ) après le début du refroidissement.

### Résolution et limites

La résolution physique de l'AFM est de l'ordre de grandeur du disque de contact entre la pointe et la surface. Elle est proche de quelques nm et dépend du profil de la surface. La résolution a également une origine numérique, lié à l'enregistrement de l'image en pixels : pour une image de  $1\ \mu\text{m}$  de côté, la distance entre deux points est de  $39\ \text{\AA}$  avec 256 points par ligne. Un artefact possible de l'AFM est l'élargissement parasite des objets imagés, si leurs dimensions sont du même ordre de grandeur que celles de la pointe [Brault 00]. La hauteur des îlots quantiques imagés par AFM peut être « gommée » artificiellement par une pointe insuffisamment effilée pour atteindre le fond des interstices entre les nanostructures. Aussi, la hauteur des nanostructures révélée par l'AFM sera t'elle interprétée avec précaution.

Si la résolution limitée de la pointe peut empêcher la mise en évidence de la hauteur réelle d'îlots trop proches, une erreur supplémentaire peut être causée par la procédure de commutation As/P précédemment évoquée, qui ne préserve pas totalement les îlots d'une érosion partielle. De plus, l'encapsulation elle-même affecte partiellement la forme finale des îlots [Fréchengues 97, Fréchengues 99]. Des échanges d'élément V sont susceptibles de se produire pendant la croissance du cap supérieur, conduisant à une morphologie un peu différente (hauteur plus faible) pour réduire l'énergie totale du système. Les îlots seraient également mieux séparés après encapsulation [Walther 00].

### Références

- [Brault 00] Julien Brault, « Croissance auto-organisée de fils et boîtes quantiques d'InAs/InP(001) pour composants optoélectroniques », thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon (2000).
- [Fréchengues 97] S. Fréchengues, V. Drouot, B. Lambert, D. Lemoine, S. Loualiche, A. Le Corre, and H. L'Haridon, « Direct correlation of structural and optical properties of InAs self assembled dots deposited on InP (100) », *Applied Physics Letters* **71**, 2818 (1997).
- [Fréchengues 99] S. Fréchengues, N. Bertru, V. Drouot, B. Lambert, S. Robinet, S. Loualiche, D. Lacombe, and A. Ponchet, « wavelength tuning of InAs quantum dots grown on (311)B InP », *Applied Physics Letters* **74**, 3356 (1999).
- [Gutiérrez 01] H. R. Gutiérrez, M. A. Cotta, and M. M. G. de Carvalho, « Facetting evolution during self assembling of InAs/InP quantum wires », *Applied Physics Letters* **79**, 3854 (2001)
- [Gutiérrez 02] H. R. Gutierrez, M. A. Cotta, J. R. R. Bortoleto, and M. M. G. de Carvalho, « Role of group V exchange on the shape and size of InAs/ InP self assembled nanostructures », *Journal of Applied Physics* **92**, 7523 (2002).
- [Grandjean 94] N. Grandjean, « Phénomènes de surface en croissance épitaxiale fortement contrainte de (In,Ga)As/GaAs : relaxation élastique, transition 2D/3D, effet surfactant », Thèse de doctorat (1994).
- [LaBella 00] V. P. LaBella, Z. Ding, D. W. Bullock, C. Emery and P. M. Thibado, « Reflection high-energy electron diffraction and scanning tunneling microscopy study of InP(001) surface reconstructions », *J. Vac. Sci. Technol. A* **18**, 1492 (2000)

[**Mendonça 98**] C. A. C. Mendonça, E. Laureto, M. J. S. Brasil, M. A. Cotta, M. M. G. Carvalho, and E. A. Meneses, « On the optical properties of InAs/ InP systems : the role of two-dimensional structures and three-dimensional islands » *Applied Physics Letters* **72**, 1015 (1998).

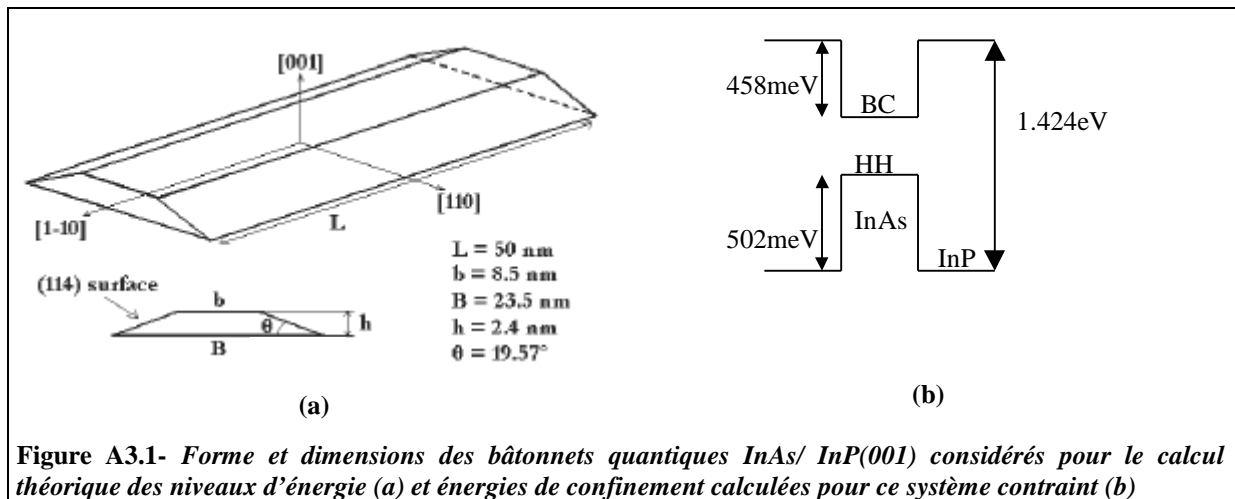
[**Walther 00**] C. Walther, W. Hoerstel, H. Niehus, J. Erxmeyer, W. T. Masselink, « Growth, structural, and electrical investigation of self-assembled InAs quantum wires on (001) InP » *Journal of Crystal Growth* **209**, 572 (2000)

## - Annexe 3 - Calcul des niveaux d'énergie dans les BQ InAs/ InP(001)

La structure électronique des bâtonnets quantiques InAs/InP(001) a été déterminée à partir d'un modèle théorique simplifié incluant les effets de la contrainte par Patrice Miska et J. Even de l'INSA de Rennes [Miska 03 ; Miska 02-1 et 02-2]. Il s'appuie sur la résolution de l'équation de Schrödinger par la méthode des éléments finis.

Forme et dimensions utilisées dans le modèle :

La forme considérée pour le calcul est une pyramide tronquée, à section trapézoïdale, allongée selon [1-10] et dont les dimensions sont précisées figure A3.1 (a).



**Figure A3.1-** *Forme et dimensions des bâtonnets quantiques InAs/ InP(001) considérés pour le calcul théorique des niveaux d'énergie (a) et énergies de confinement calculées pour ce système contraint (b)*

Le faible rapport d'aspect des îlots (plats) a conduit à faire deux hypothèses :

- La déformation dans les nanostructures est modélisée en la considérant équivalente à celle d'une couche fine présentant une interface cohérente : les contraintes sont constantes et homogènes dans les îlots.
- Les bandes de trous lourds et trous légers sont bien séparées et la dispersion non parabolique de la masse effective (due à un mélange de bandes de trous lourds et légers) peut être négligée. Les seules transitions considérées sont celles entre la bande de conduction et la bande de trous lourds.

Calcul des masses effectives

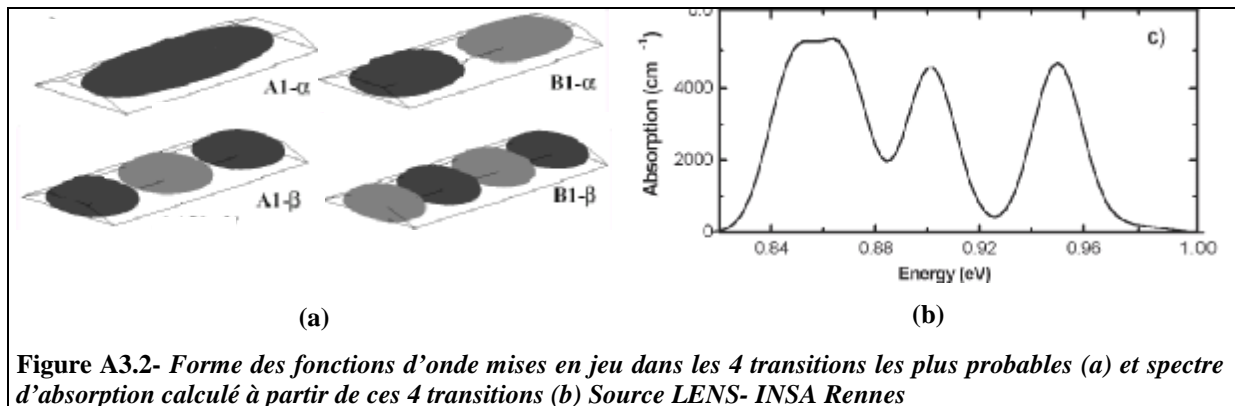
Les masses effectives, ainsi que les potentiels de confinement des électrons et des trous, sont calculés à 0K, à partir d'un modèle Hamiltonien 8\*8 kp contraint (figure A3.1(b)). L'InAs massif sur InP(001) est supposé en contrainte purement biaxiale.

### Résolution de l'Hamiltonien aux valeurs propres

Les fonctions et valeurs propres sont calculées pour l'Hamiltonien non contraint à une bande dans lequel sont introduites les grandeurs précédentes. Le système est discrétisé par la méthode des éléments finis sur un espace réduit grâce aux considérations de symétrie.

Les fonctions d'onde pour les électrons et les trous confinés dans les îlots sont calculées. Les règles de sélection imposées par les symétries limitent le nombre de transitions permises. Elles doivent impliquer des niveaux d'énergie d'électrons et de trous, dont les fonctions d'onde obéissent aux mêmes symétries. En même temps que les énergies de transition, les intégrales de recouvrement entre les deux fonctions d'onde (électron et trou) mises en jeu dans la transition sont calculées. La force d'oscillateur associée à chaque transition est proportionnelle au carré de cette intégrale de recouvrement. Or, la force d'oscillateur est liée à la probabilité d'occurrence de la transition concernée. Ce calcul met donc en évidence les transitions les plus probables au nombre de 4 dans une gamme d'énergie limitée à 1 eV.

Ces transitions mettent en jeu les fonctions d'ondes possédant le même nombre de nœuds et ventres pour les électrons et les trous (intégrale de recouvrement maximum) indiquées figure A3.2(a).



**Figure A3.2- Forme des fonctions d'onde mises en jeu dans les 4 transitions les plus probables (a) et spectre d'absorption calculé à partir de ces 4 transitions (b) Source LENS- INSA Rennes**

En considérant une densité de bâtonnets quantiques de  $7.10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , et un élargissement inhomogène de 22 meV à 8K, le spectre d'absorption en fonction de l'énergie est tracé [figure A3.2(b)]. Il s'appuie sur l'énergie des 4 transitions majeures et leur force d'oscillateur. Un petit désaccord existe au niveau des intensités de chaque transition prédite par le calcul par rapport au spectre expérimental. Cependant, en tenant compte des incertitudes relatives à la composition et à la répartition de la contrainte dans les îlots, l'accord avec les observations expérimentales est relativement bon (cf. tableau A3.1).

Conditions	1 <sup>ère</sup> transition	2 <sup>ème</sup> transition	3 <sup>ème</sup> transition	4 <sup>ème</sup> transition
PL 8K forte excitation cw	0.844 eV	0.872 eV	0.906 eV	0.944 eV
PLE 8K détection à 0.844eV		0.879 eV	0.914 eV	0.954 eV
Calcul	0.848 eV	0.867 eV	0.9 eV	0.949 eV

**Tableau A3.1-** *Comparaison des énergies de transition obtenues expérimentalement et par le calcul.*

Les différentes transitions observées expérimentalement sont donc identifiées comme issues de recombinaisons entre électrons et trous possédant des fonctions d'onde analogues (nombre et disposition des ventres et nœuds). Elles se distinguent par le nombre de nœuds dans le sens de la longueur.

### Références

- [Miska 02-1] P. Miska, C. Paranthoen, J. Even , N. Bertru, A. Lecorre and O. Dehaese, « Experimental and theoretical study of electronic energy levels in InAs quantum dots grown on (001) and (113)B InP substrates » *Journ. of Phys. : Condens. Matter* **14**, 12301 (2002)
- [Miska 02-2] P. Miska, C. Paranthoen, J. Even, O. Dehaese, H. Folliot, N. Bertru, and S. Loualiche, M. Senes, X. Marie, « Optical spectroscopy and modelling of double cap grown InAs/InP quantum dots with long wavelength emission » *Semicond. Scie and Technol.* **17**, L63 (2002)
- [Miska 03] P. Miska, Thèse de doctorat, INSA de Rennes (2003).