



**HAL**  
open science

# Etude des processus optiques non-linéaires cohérents des semiconducteurs nanostructurés en microcavité

Stéphanie Sanchez

► **To cite this version:**

Stéphanie Sanchez. Etude des processus optiques non-linéaires cohérents des semiconducteurs nanostructurés en microcavité. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2003. Français. NNT: . tel-00010947

**HAL Id: tel-00010947**

**<https://theses.hal.science/tel-00010947>**

Submitted on 10 Nov 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# **THESE**

Présentée au

Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes

En vue de l'obtention du grade de

**DOCTEUR**

de

**L'UNIVERSITE PAUL SABATIER**

TOULOUSE

Spécialité: **Physique de la Matière**

par

**Stéphanie Sanchez**

## **Etude des processus optiques non-linéaires cohérents des semiconducteurs nanostructurés en microcavité**

*Thèse soutenue le 18 décembre 2003 devant le jury:*

- Président:** A. MLAYAH, Professeur à l'UPS de Toulouse
- Rapporteurs:** A. LE CORRE, Professeur à l'INSA de Rennes  
J-C SIMON, Professeur à l'ENSSAT de Lannion
- Examineur:** T. AMAND, Directeur de recherche à l'INSA de Toulouse
- Directeurs de thèse:** C. DE MATOS, Maître de conférence à l'UPS de Toulouse  
M. PUGNET, Professeur à l'UPS de Toulouse

# Table des matières

<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>5</b>
<b>Chapitre 1- Les non-linéarités optiques des semiconducteurs .....</b>	<b>9</b>
1.1. Les semiconducteurs .....	11
1.1.1. Les semiconducteurs massifs à gap direct.....	11
1.1.2. Les semiconducteurs à puits quantiques .....	14
1.1.3. Les semiconducteurs à boîtes quantiques.....	16
1.2. Non-linéarités optiques des semiconducteurs .....	18
1.2.1. Non-linéarités dues aux états libres.....	18
1.2.1.1. Remplissage des états.....	18
1.2.1.2. Réduction de la durée de vie des porteurs.....	19
a. Croissance basse température.....	20
b. Dopage .....	21
c. Implantation ionique .....	21
1.2.2. Non-linéarités dues aux états liés .....	22
1.2.2.1 L'effet Raman électronique .....	23
1.2.2.2 Absorption à deux photons.....	24
1.2.2.3 L'effet Stark optique.....	24
<b>Chapitre 2- Les microcavités optiques.....</b>	<b>29</b>
2.1. Cavité optique Fabry-Pérot .....	31
2.1.1. Définition et propriétés optiques .....	31
2.1.2. Transmission et réflexion d'une cavité Fabry-Pérot.....	34
2.1.3. Intensité moyenne à l'intérieur de la cavité .....	36
2.2. Microcavité optique.....	36
2.2.1. Définition .....	36
2.2.2. Cas d'une microcavité symétrique non-absorbante .....	37
2.2.3. Cas d'une microcavité asymétrique non absorbante.....	39
2.2.4. Cas d'une microcavité asymétrique absorbante: $\alpha$ indépendant de $\lambda$ .....	40
2.2.4.1. Finesse et largeur à mi-hauteur: .....	42
2.2.4.2. Minimum de réflectivité: définition du PMC.....	43
2.3. Etude d'une cavité asymétrique absorbante: cas général .....	46
2.3.1. Introduction .....	46
2.3.2. Introduction d'une pseudo-résonance de longueur d'onde $\lambda_{ps}$ .....	48
2.3.3. Etude numérique de la pseudo-résonance .....	51
2.3.3.1. Evolution de la longueur d'onde de pseudo-résonance par rapport au PMC	53
a. En deçà du PMC.....	53
b. Au-delà du PMC.....	61
c. Au PMC.....	63
2.3.3.2. Variation de $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$ en fonction de la pente de l'absorption .....	65
2.3.3.3. Variation de $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$ en fonction de la réflectivité avant .....	68
2.3.3.4. Etude du rapport $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$ en fonction de l'absorption .....	70
2.3.4. Conclusion.....	74

<b>Chapitre 3- Etude expérimentale des microcavités optiques .....</b>	<b>75</b>
3.1. Technique d'élaboration des microcavités.....	77
3.2. Dispositifs expérimentaux.....	78
3.2.1. L'oscillateur paramétrique picoseconde.....	78
3.2.1.1. Description.....	78
3.2.1.2. Propriétés et particularités de la source laser.....	84
3.2.1.3. Système et méthode de détection.....	84
3.2.2. Expériences d'auto-diffraction.....	86
3.2.2.1. Principe.....	86
3.2.2.2. Dispositif expérimental.....	87
3.2.3. Expériences pompe-sonde dégénérées.....	88
3.2.3.1. Principe.....	88
3.2.3.2. Dispositif expérimental.....	88
3.3. Filière InP.....	89
3.3.1. Description de l'échantillon.....	89
3.3.1.1. Réflecteurs.....	89
3.3.1.2. Couche centrale.....	90
3.3.1.3. Spectre de réflectivité.....	92
3.3.2. Expériences d'auto-diffraction.....	92
3.3.2.1. Résultats d'auto-diffraction.....	93
3.3.2.2. Diffraction avec une pré-pompe.....	96
3.3.3. Expériences pompe-sonde dégénérées.....	100
3.3.4. Conclusion.....	102
3.4. Filière GaAs.....	102
3.4.1. Description de l'échantillon.....	102
3.4.1.1. Miroirs de Bragg semiconducteurs.....	103
3.4.1.2. Milieu intracavité.....	104
3.4.1.3. Spectre de réflectivité.....	105
3.4.2. Expériences d'auto-diffraction.....	106
3.4.3. Expériences pompe-sonde dégénérées.....	108
3.4.4. Conclusion.....	113
3.5. Conclusion générale.....	114
<b>Chapitre 4- Modélisation de l'effet Stark optique couplé à une cavité..</b>	<b>115</b>
4.1. Modélisation d'une microcavité : influence de $\alpha(\lambda)$ .....	117
4.2. Modélisation de l'effet Stark optique (OSE).....	122
4.3. Couplage OSE et microcavité.....	124
4.3.1. Présentation de la configuration dégénérée.....	124
4.3.2. Etude du couplage pour une longueur d'onde de pompe donnée: $R_{exc}(\lambda_p)$ .....	126
a. Intensité dans la cavité.....	126
b. Spectre d'absorption du matériau excité.....	127
c. Variation d'absorption et variation d'indice de réfraction.....	127
d. Spectre de réflectivité de la microcavité excitée à $\lambda_p=880$ nm.....	129
4.3.3. Etude du couplage sur un intervalle spectral: $R_{exc}(\lambda)$ .....	130
4.4. Conclusion.....	132
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>135</b>

<b>ANNEXE A: Epitaxie par Jets Moléculaires.....</b>	<b>137</b>
<b>ANNEXE B: Miroirs de Bragg .....</b>	<b>140</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>142</b>

## INTRODUCTION

Les télécommunications tiennent une place de plus en plus importante dans notre société. Le besoin grandissant de véhiculer de l'information nécessite le développement de nouvelles techniques permettant d'accroître le débit des données (multimédia, internet). Jusqu'aux années 60, le transport de l'information se faisait grâce à l'électronique. Cependant, elle montre des limites en ce qui concerne le transport d'informations à hauts débits. De plus, l'atténuation des signaux électriques sur de longs trajets demande des dispositifs permettant d'amplifier ces signaux et donc des investissements financiers importants. A partir des années 60, l'optique a fait son apparition dans le domaine des télécommunications grâce à la fibre optique. L'optique présente de nombreux avantages: elle permet de véhiculer des informations à grande vitesse, avec une bande passante large (impulsions courtes), ainsi qu'un fort parallélisme spatial (fonction inaccessible avec l'électronique). Cependant, le débit dans les réseaux optiques de télécommunications est limité notamment par les conversions optique/électronique du signal. En effet, à chaque nœud, le traitement du signal est aujourd'hui essentiellement électronique. Afin de pouvoir bénéficier de toutes les potentialités des fibres, il serait intéressant de préserver la continuité optique des réseaux. Pour cela des composants tout-optiques réalisant des fonctions telles que la conversion de longueur d'onde, la régénération optique ou encore le routage doivent être développés.

Une famille importante de ces composants exploite les effets non-linéaires dans les semiconducteurs. Le couplage de ces matériaux avec des microcavités verticales exalte l'interaction lumière/matière (les effets non-linéaires sont ainsi amplifiés) et rend possible la modulation tout-optique avec des énergies de commande relativement faibles.

La méthode couramment utilisée pour réaliser des modulateurs tout-optiques rapides est de moduler la fonction diélectrique du matériau via la photogénération de porteurs de faible durée de vie. Ce sont les absorbants saturables dans lesquels la présence d'une grande densité de porteurs libres sature les états permis et par conséquent sature l'absorption du matériau. L'absorption recouvre alors sa valeur d'origine lorsque ces porteurs ont disparu par recombinaison sur des pièges très efficaces. Le temps de réponse du processus dépend alors uniquement de la durée de vie des porteurs libres. Cependant, ce processus nécessite une grande densité de porteurs libres (de l'ordre de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Ces porteurs générés limitent la fréquence de fonctionnement du dispositif: d'une part, leur recombinaison pose des

problèmes thermiques et nécessite un dispositif permettant une évacuation de la chaleur; d'autre part, il faut attendre que les pièges soient à nouveau "disponibles" avant l'arrivée d'une nouvelle impulsion. Le temps de relaxation non-radiatif des défauts représente la vraie capacité du matériau à fonctionner avec un taux de répétition élevé. Une alternative consiste à exploiter des phénomènes physiques non dissipatifs. C'est dans ce cadre que s'inscrivent ces travaux de thèse.

Le premier chapitre est consacré aux non-linéarités optiques des semiconducteurs. Après des généralités sur les propriétés d'absorption optique des semiconducteurs, nous aborderons deux types de non-linéarités optiques qui peuvent jouer un rôle important dans la modification de la fonction diélectrique du matériau sous l'effet d'une excitation lumineuse: non-linéarités dues aux états libres et non-linéarités dues aux états liés. Le moyen "classique" pour moduler la fonction diélectrique d'un semiconducteur est de l'exciter avec des photons dont l'énergie est supérieure à l'énergie de bande interdite (non-linéarités dues aux états libres). Ce phénomène est notamment utilisé dans les absorbants saturables. Cependant, des problèmes thermiques inévitables sont liés à la recombinaison des porteurs libres photogénérés. Une autre possibilité, moins étudiée, consiste à exciter le semiconducteur dans sa région de transparence. Dans ce cas là, les effets qui interviennent proviennent des non-linéarités dues aux états liés. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux potentialités de l'effet Stark optique, effet instantané et non dissipatif, pour réaliser des dispositifs tout-optiques ultra-rapides et peu dissipatifs. Cet effet étant faible, nous avons inséré le milieu actif dans une microcavité Fabry-Pérot pour exalter l'interaction lumière/matière.

Dans le second chapitre, nous rappelons les notions de base importantes pour la compréhension des propriétés optiques des cavités Fabry-Pérot. Nous abordons également en détail, grâce à une étude numérique, les propriétés d'une cavité dont le milieu intracavité est absorbant. Nous avons montré que le minimum de réflectivité ne se produit pas forcément à la longueur d'onde attendue (longueur d'onde de résonance); en effet, il peut se produire à une autre longueur d'onde que nous avons appelé "longueur d'onde de pseudo-résonance". Le décalage entre ces deux longueurs d'onde peut atteindre plusieurs nanomètres.

Le troisième chapitre concerne les études expérimentales menées sur deux cavités différentes par la nature du milieu intracavité. Après avoir détaillé les conditions expérimentales, nous discuterons des résultats obtenus en réalisant des expériences de diffraction et de pompe-sonde dégénérées. Nous avons mis en évidence le fait que pour des excitations de faible intensité dans la région de transparence du semi-conducteur, la

modulation de la fonction diélectrique du semiconducteur est un effet instantané et peu dissipatif. On obtient ainsi, à température ambiante, des rendements de diffraction de l'ordre de 2% et un contraste de modulation d'intensité de 5:1. Cette modulation instantanée de la fonction diélectrique du semiconducteur est attribuée à l'effet Stark optique.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous détaillons le modèle que nous avons développé concernant le couplage de l'effet Stark optique avec le mode d'une microcavité. Ce modèle permet de rendre compte des résultats expérimentaux de modulation de réflectivité. Il pourrait être utilisé afin d'optimiser des structures adaptées à la modulation.



# **Chapitre 1- Les non-linéarités optiques des semiconducteurs**



Aujourd'hui, les semiconducteurs sont les matériaux de base pour l'électronique et le traitement de l'information. La maîtrise de leur élaboration et des procédés technologiques permettent la fabrication de composants électroniques à faibles coûts et en grande quantité. Ces matériaux possèdent également des propriétés optiques très intéressantes de sorte que des composants opto-électroniques ont été mis au point. Ces composants, qu'ils soient actifs (VCSEL's, diodes laser,..) ou passifs (absorbants saturables,...), sont devenus les éléments clefs du traitement de l'information. Ces composants passifs sont basés sur l'utilisation des propriétés optiques non-linéaires des semiconducteurs.

Dans ce chapitre, nous allons décrire des non-linéarités optiques qui surviennent lors de l'excitation d'un semiconducteur. Nous présenterons les propriétés d'absorption optique des semiconducteurs massifs et nanostructurés. Ensuite, nous aborderons les différents moyens de modifier cette absorption avec une excitation lumineuse. Le moyen classique est de modifier l'absorption en excitant le matériau avec des photons d'énergie supérieure ou égale à celle du gap du semiconducteur et donc de moduler la fonction diélectrique par la génération de porteurs libres (cas des non-linéarités dues aux états libres). Nous verrons les conséquences de cette méthode sur la modulation d'intensité et quelques moyens de remédier aux inconvénients qui se présentent (diminuer le temps de reconfiguration).

Afin de s'affranchir des problèmes thermiques inévitables liés à la recombinaison des porteurs générés, nous chercherons à exploiter les non-linéarités dues aux états liés. En excitant le matériau avec des photons d'énergie inférieure à celle du gap du semiconducteur, trois effets peuvent être à l'origine de non-linéarités optiques<sup>1</sup>: effet Raman électronique, absorption à deux photons et effet Stark optique. Ces trois phénomènes seront abordés et nous nous attarderons sur celui que nous avons cherché à utiliser pour réaliser une modulation d'intensité ultra-rapide et peu dissipative: l'effet Stark optique.

### **1.1.Les semiconducteurs**

#### **1.1.1. Les semiconducteurs massifs à gap direct**

Nous allons considérer, dans un premier temps, le cas d'un semiconducteur massif à gap direct du type GaAs.

Le coefficient d'absorption du matériau peut s'écrire:

$$\alpha = \alpha_{\text{exciton}} + \alpha_{\text{continuum}} \quad (1.1)$$

$\alpha_{\text{continuum}}$  représente l'absorption entre la bande de valence et la bande de conduction.

$\alpha_{\text{exciton}}$  représente l'absorption des états excitoniques. Ils résultent de l'interaction coulombienne entre un électron et un trou. A basse température, ce système peut être décrit simplement par un modèle hydrogénoïde, c'est à dire un électron de masse  $m_e$  et de charge  $-e$ , et un trou de masse  $m_h$  et de charge  $+e$ . Les états d'énergie  $E_n$  de cette pseudo-particule induisent des niveaux discrets dont l'énergie est inférieure à l'énergie du gap du semiconducteur:

$$E_n = \frac{E_\ell}{n^2} \quad n=1,2,3,\dots \quad (1.2)$$

$E_\ell$  est l'énergie de liaison de l'exciton 3D:

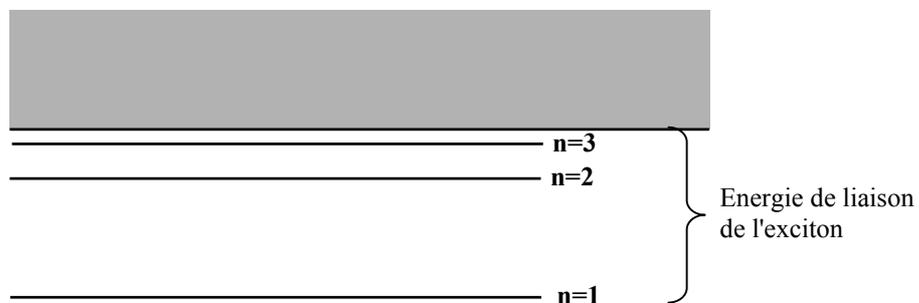
$$E_\ell = \frac{m_r}{m_0} \frac{\epsilon_0^2}{\epsilon^2} R_y \quad (1.3)$$

avec  $m_r = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$  la masse réduite du système,  $m_0$  la masse de l'électron libre,  $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$  la permittivité absolue du matériau et  $R_y$  l'énergie d'ionisation de l'état s de l'atome d'hydrogène ( $R_y = 13,6$  eV).

Les énergies permises s'écrivent<sup>2</sup>:

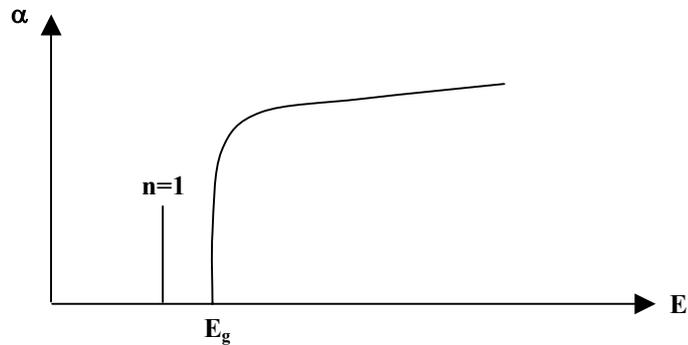
$$E = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2M} - E_n \quad \text{avec } M = m_e + m_h \quad (1.4)$$

On peut représenter de façon simplifiée les niveaux d'énergie de l'exciton (cf figure 1.1).



**Figure 1.1- Représentation simplifiée des niveaux énergétiques des excitons. Les trois premiers niveaux excitoniques sont représentés.**

Le spectre d'absorption de ce semiconducteur à basse température présente un continuum d'absorption ainsi que des raies d'absorption discrètes correspondant aux différents niveaux excitoniques (cf figure 1.2).



**Figure 1.2- Schéma du spectre d'absorption d'un semiconducteur massif à basse température. Le continuum et le premier niveau excitonique sont représentés.**

Le calcul de l'énergie de liaison du premier niveau excitonique dans le GaAs nous donne  $E_1 \sim 4$  meV. Le rayon de Bohr de l'exciton est  $a_0^* \sim 10$  nm.

Si on considère un semiconducteur à température ambiante, l'agitation thermique des atomes suffit à la dissociation des excitons. Ces pseudo-particules ne sont pas stables dans le GaAs à température ambiante. Bien que l'on n'observe pas de raies sur le spectre d'absorption du semiconducteur, les excitons jouent un rôle très important dans le spectre d'absorption du matériau et contribuent à la définition du seuil d'absorption  $E_g'$ .

En l'absence d'exciton, lorsque l'on éclaire un tel matériau avec une lumière polychromatique, seuls les photons d'énergie  $E$  supérieure à  $E_g$  seraient absorbés. De par l'existence des excitons, les photons d'énergie  $E > E_g'$  sont absorbés et créent une paire de porteurs libres électron/trou. Les porteurs libres créés peuvent se déplacer dans le cristal jusqu'à ce qu'ils se recombinent. Le temps de recombinaison  $\tau_r$  des porteurs libres dépend de la nature du matériau (dans le GaAs massif,  $\tau_r$  est de l'ordre de quelques nanosecondes).

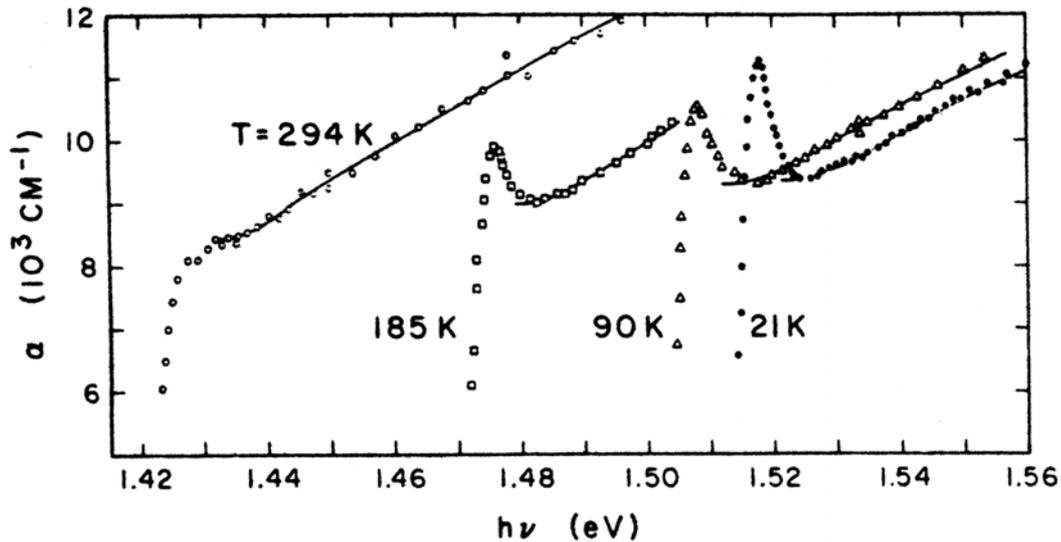


Figure 1.3- Spectres d'absorption du GaAs massif obtenus à différentes températures. Quand la température augmente, le caractère excitonique de l'absorption est moins marqué [4].

La figure 1.3 représente des spectres expérimentaux d'absorption du GaAs massif obtenus pour plusieurs températures. L'intensité du pic excitonique diminue et sa largeur augmente quand la température augmente. A température ambiante, le pic est très large et témoigne de l'existence des excitons. Le spectre d'absorption présente une queue exponentielle d'absorption résiduelle (queue de Urbach) dans la zone de transparence<sup>4</sup>.

### 1.1.2. Les semiconducteurs à puits quantiques

A présent, nous allons présenter les puits quantiques et leurs propriétés optiques.

Considérons, par exemple, une couche de matériau GaAs, d'épaisseur  $L$ , entourée de part et d'autre par deux couches de AlGaAs dont l'énergie de bande interdite est supérieure de  $\Delta E_g$  à celle du GaAs. Lorsque  $L$  est assez faible, les extrema de bandes de valence et de conduction forment des puits quantiques. Les porteurs sont confinés dans cette zone. Une telle structure est représentée sur la figure 1.4.

Une conséquence de ce confinement est la quantification de l'énergie des états propres dans la direction de croissance des couches. Dans le plan des couches, les porteurs ne sont pas confinés; leur mouvement est décrit par un continuum d'états d'énergie.

En prenant en compte le confinement dans la direction z, on peut définir l'énergie de l'exciton:

$$E_m = \frac{E_\ell}{(m \pm 1/2)^2} \text{ avec } m=1,2,3,\dots \quad (1.5)$$

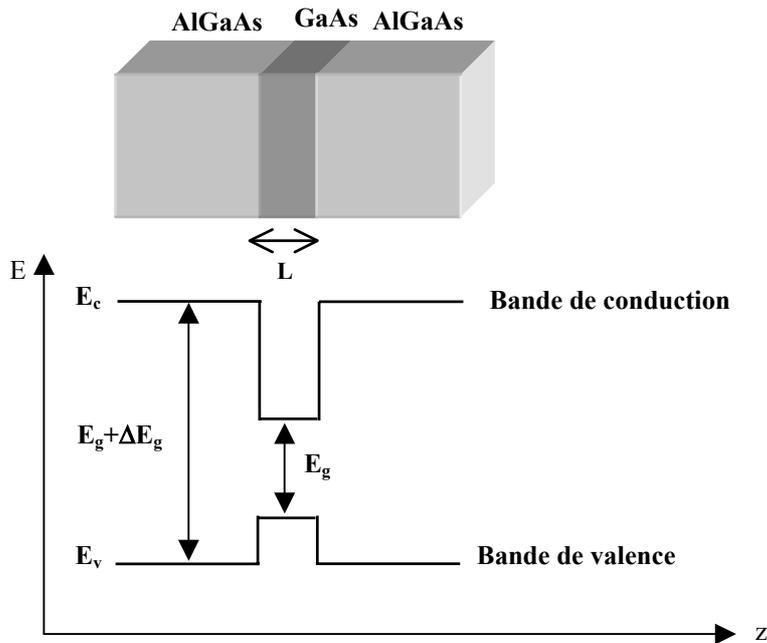


Figure 1.4- Schéma de bande d'un puits quantique GaAs/AlGaAs

L'énergie de liaison de l'exciton dans des puits quantiques est environ 4 fois plus grande que dans le cas tridimensionnel ( $E_\ell^{2D} \approx 4E_\ell$ ). L'exciton est donc plus stable dans le cas de puits quantiques à température ambiante que dans le cas d'un massif. Le rayon de Bohr de l'exciton est le même que dans le cas d'un semiconducteur massif ( $a_0^* \sim 10$  nm).

Contrairement au cas du semiconducteur massif, on peut voir sur la figure 1.5, que le caractère excitonique du spectre d'absorption reste marqué à température ambiante<sup>5</sup>. On observe plusieurs pics correspondants à la transition n=1 entre un trou lourd et un électron et à celle entre un trou léger et un électron. On voit aussi les transitions correspondant à n=2 et n=3.

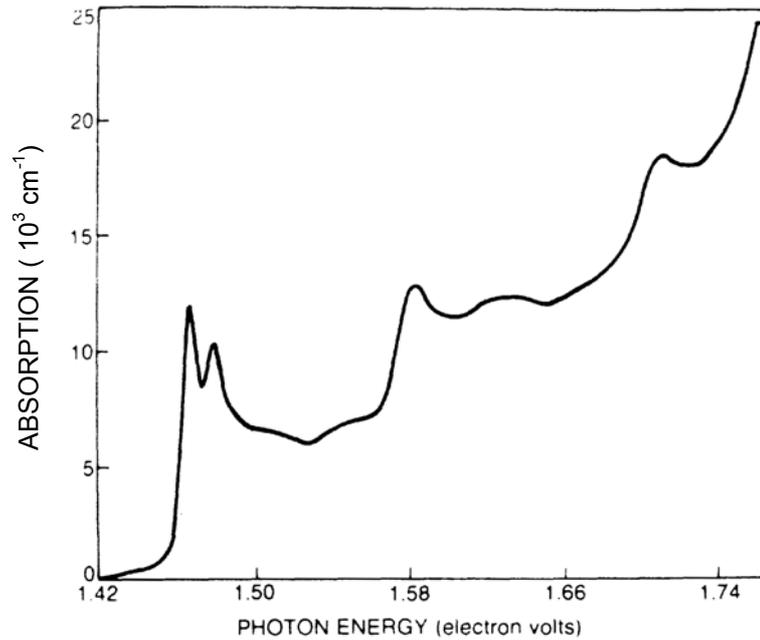


Figure 1.5- Spectre d'absorption de puits quantiques GaAs/Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As à température ambiante [5].

### 1.1.3. Les semiconducteurs à boîtes quantiques

A présent, si on réduit également les deux autres dimensions de la couche active, on obtient des îlots quantiques de GaAs dans une matrice de AlGaAs; on parle de boîtes quantiques qui sont des structures 0D. Une représentation schématique de ces structures est donnée sur la figure 1.6.

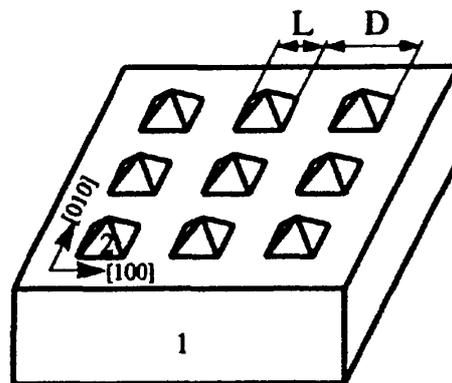


Figure 1.6- Représentation schématique d'une matrice de boîtes quantiques [6].

Les barrières de potentiel formées par les énergies des bandes de valence et de conduction des matériaux sont telles que les porteurs sont piégés dans ces boîtes (confinement 3D). Du fait de ce confinement, l'interaction entre électrons et trous est très forte: l'exciton ainsi créé est particulièrement stable. Le spectre d'absorption d'une boîte quantique idéale est composé de niveaux énergétiques discrets séparés par des régions d'énergies interdites<sup>6,7</sup>. En réalité, ces niveaux sont élargis par les collisions et les effets thermiques. On observe les transitions permises sur le spectre de photoluminescence<sup>7</sup>. Un exemple est donné sur la figure 1.7.

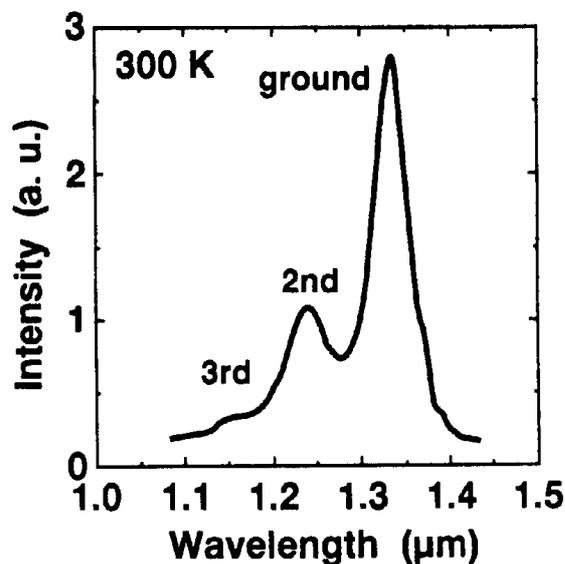


Figure 1.7- Exemple de spectre de photoluminescence obtenu sur des boîtes quantiques InAs dans une matrice de GaAs. On voit les trois premières transitions optiques [7].

Nous venons de voir que le spectre d'absorption de matériaux nanostructurés présente des pics d'absorption excitonique très marqués. Ces pics sont caractéristiques du confinement des porteurs qui augmente lorsque la dimensionnalité des structures diminue. Pour deux longueurs d'onde proches, la valeur de l'absorption varie énormément. Une perturbation "faible" du matériau entraîne une variation non-négligeable de l'absorption. On peut donc s'attendre à des effets non-linéaires importants. Les non-linéarités optiques des semiconducteurs sont abordées dans la suite.

## **1.2.Non-linéarités optiques des semiconducteurs**

Les dispositifs permettant de moduler l'intensité lumineuse doivent présenter au moins deux caractéristiques: le meilleur contraste possible au niveau de la modulation et un temps de reconfiguration le plus court possible. La dissipation thermique doit également être prise en compte.

La majorité des dispositifs étudiés sont basés sur la photogénération de porteurs libres qui modifient l'absorption. C'est le cas des absorbants saturables. Après avoir présenté les processus mis en jeu dans ce type de composants ainsi que les moyens utilisés pour accroître leur vitesse de fonctionnement, nous présenterons une autre voie que nous avons explorée pour atteindre le même objectif de modulation. Cette voie ne fait pas intervenir la génération de porteurs libres et concerne les non-linéarités dues aux états liés.

### **1.2.1. Non-linéarités dues aux états libres**

Les non-linéarités des états libres interviennent lorsque l'on illumine un semiconducteur avec des photons d'énergie supérieure à l'énergie de bande interdite. Les processus mis en jeu, lors de l'absorption de ces photons, font l'objet du paragraphe suivant.

#### *1.2.1.1.Remplissage des états*

Lorsque l'on excite fortement un semi-conducteur au voisinage du gap, il se produit une saturation de l'absorption par remplissage des états des bandes de valence et de conduction. Ce remplissage bloque l'absorption des photons arrivant après. En effet, selon le principe d'exclusion de Pauli, deux porteurs photogénérés ne peuvent pas se trouver dans le même état quantique. On parle de blocage de Pauli ou de remplissage de l'espace des phases. A forte intensité d'excitation, le semiconducteur devient transparent aux photons d'énergie proche du gap. Dans le cas d'un semiconducteur massif, à température ambiante, la variation d'absorption est essentiellement due au remplissage des états<sup>8</sup>.

Dans le cas d'un matériau présentant un pic d'absorption excitonique (semiconducteurs nanostructurés ou massif à basse température), les porteurs libres générés

perturbent les excitons par collisions et élargissent donc le pic d'absorption excitonique. On constate une chute de l'absorption excitonique (bleaching). Si l'intensité de l'excitation augmente, l'absorption du continuum sature également.

De plus, lorsque la densité de porteurs libres photogénérés augmente, le phénomène de renormalisation du gap est également à prendre en compte dans la variation de l'absorption.

Toute variation d'absorption  $\Delta\alpha(E)$  entraîne une variation d'indice de réfraction  $\Delta n(E)$  via la transformée de Kramers-Kronig:

$$\Delta n(E) \cong \frac{1}{2\pi^2} P \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(E_0)}{E^2 - E_0^2} dE_0 \quad (1.6)$$

où P est la partie principale au sens de Cauchy.

La saturation de l'absorption par une impulsion de forte intensité modifie donc également l'indice de réfraction du matériau.

### *1.2.1.2. Réduction de la durée de vie des porteurs*

Que ce soit dans des semiconducteurs massifs ou des puits quantiques, l'excitation optique entraîne une chute de l'absorption, conséquence de la génération de porteurs libres. La modulation optique dure tant que ces porteurs ne se sont pas recombinaisonnés, c'est à dire de l'ordre de la nanoseconde dans du massif et de plusieurs centaines de picosecondes dans des puits quantiques élaborés à température standard. Cette durée impose la vitesse de reconfiguration du modulateur et donc la vitesse de fonctionnement du système. Afin de diminuer la durée de vie des porteurs, introduire des défauts dans la structure permet de créer des pièges pour les porteurs libres. Plusieurs solutions ont été envisagées pendant la croissance du matériau (croissance basse température ou dopage avec des ions) ou après croissance (implantation ionique). Cependant, la création de défauts entraîne la dégradation du réseau cristallin et donc de l'absorption avant excitation. C'est donc un facteur limitant le contraste. On constate en effet, sur la figure 1.8, que l'absorption décroît fortement au niveau du gap lorsque la concentration de dopants augmente<sup>9</sup>. Il faut donc trouver un compromis entre temps de recombinaison court et contraste de modulation. Nous allons présenter les

différentes méthodes utilisées pour diminuer la durée de vie des porteurs et les valeurs obtenues pour le contraste et les durées de vie.

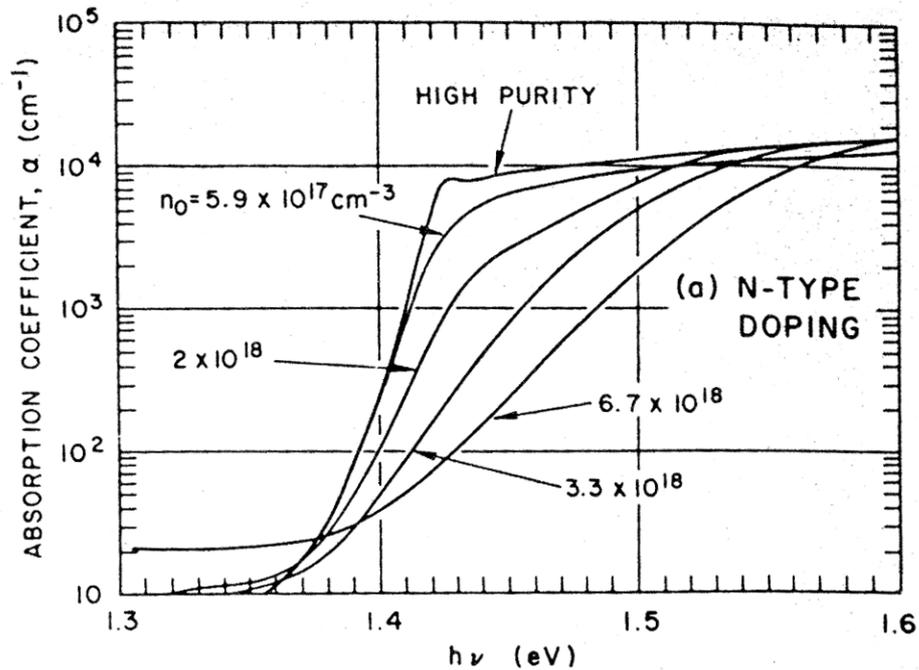


Figure 1.8- Modification de l'absorption due au dopage de type n du GaAs massif. L'absorption chute quand la densité du dopage augmente [9].

a. Croissance basse température

Les structures sont élaborées par épitaxie par jets moléculaires à basse température. En effet, si la température est trop basse, les atomes ne prennent pas place dans des sites actifs du réseau cristallin créant ainsi des lacunes. Ces défauts deviennent des pièges pour les porteurs libres photogénérés.

Avec cette méthode, si on considère des puits quantiques et un semiconducteur massif, tous deux élaborés à la même température, un temps de réponse plus court est obtenu dans le cas des puits. Cependant, la haute densité de défauts dégrade l'absorption et donc diminue le contraste maximum qui peut être atteint (cf figure 1.8). Des durées de recombinaison de l'ordre de 0,9 ps ont été mesurées dans des puits GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As élaborés à 310°C<sup>10</sup>. La figure 1.9 présente les résultats d'expériences pompe-sonde réalisées sur des puits quantiques et sur du massif élaborés à différentes températures. La variation de la transmission différentielle en fonction du délai pompe-sonde renseigne sur la dynamique des porteurs pour chaque échantillon. En effet, plus le signal est important pour les délais positifs et plus le temps de recombinaison  $\tau_r$  des porteurs est grand. On constate donc que plus la température de croissance est basse et plus  $\tau_r$  est faible et que pour une même

température d'élaboration, la recombinaison est plus efficace dans des puits quantiques que dans du massif.

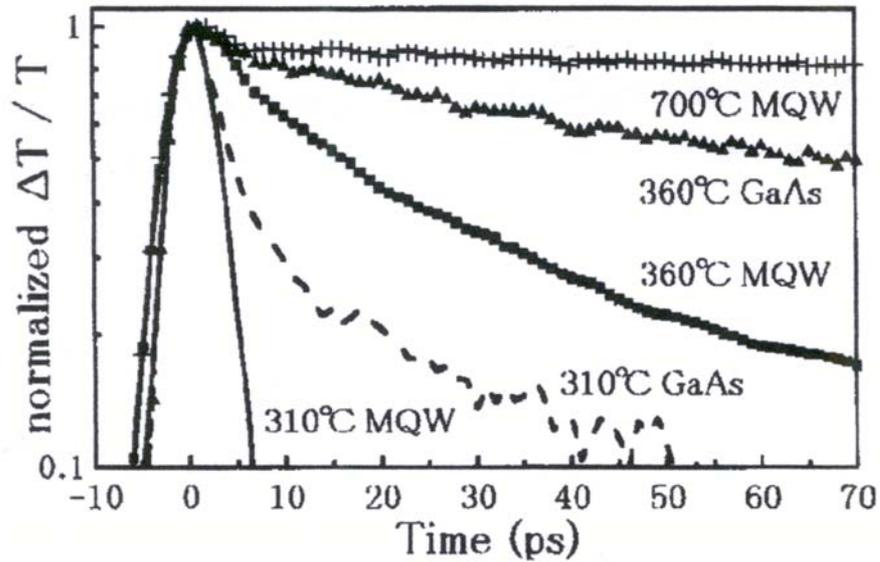


Figure 1.9- Transmission différentielle normalisée en fonction du délai pompe-sonde pour du GaAs massif et des puits quantiques élaborés à différentes températures. Pour une même température de croissance, le temps de recombinaison des porteurs est plus court dans les puits [10].

#### b. Dopage

Le dopage pendant la croissance crée des niveaux accepteurs profonds. Ces niveaux agissent comme des pièges et donc des centres recombinants. Des résultats récents<sup>11,12</sup> ont été obtenus pour des puits quantiques InGaAs/InP présentant un pic d'absorption excitonique aux longueurs d'onde telecoms. Par dopage des puits et des barrières avec des ions  $\text{Fe}^{12}$ , des temps de réponse de 0,45 ps ont été mesurés. Cependant, le taux de transmission différentielle décroît quand le dopage augmente. Il est visiblement difficile d'obtenir à la fois un temps de réponse court et un contraste élevé.

Des temps de réponse encore plus courts ( $\tau \sim 0,25$  ps) ont été obtenus en combinant les deux techniques: croissance basse température et dopage Béryllium des puits quantiques GaAs/AlAs<sup>13</sup>.

#### c. Implantation ionique

Dans le cas de l'implantation ionique, les défauts sont créés par implantation ionique d'ions lourds ou légers<sup>14</sup>. Récemment, une étude<sup>15</sup> a montré que le dopage avec des ions

légers est aussi efficace qu'avec des protons. Des temps de réponse de l'ordre de 2 ps ont été mesurés dans des puits quantiques InGaAs/InAlAs.

Dans tous ces cas, les effets thermiques<sup>16</sup> dus aux recombinaisons des porteurs limitent la vitesse de fonctionnement des dispositifs. Afin de s'affranchir de ces effets, nous nous sommes intéressés à une autre classe de non-linéarités: les non-linéarités dues aux états liés.

### 1.2.2. Non-linéarités dues aux états liés

Contrairement au cas précédent où l'énergie des photons d'excitation était résonante avec les niveaux d'énergie du matériau ( $E > E_g$ ), nous nous sommes intéressés au cas où l'énergie des photons d'excitation est inférieure à celle de bande interdite du matériau ( $E < E_g$ : excitation non résonante). Il y a tout de même une interaction lumière/matière. On parle alors de "transitions virtuelles".

Selon l'énergie des photons par rapport à l'énergie de bande interdite, 3 phénomènes sont à considérer<sup>1</sup>:

- l'effet Raman électronique (RAM)
- l'absorption à deux photons (2PA)
- l'effet Stark optique (OSE)

La figure 1.10 représente la contribution de chacun de ces effets à la variation d'indice de réfraction non-linéaire<sup>17</sup> en fonction du rapport de l'énergie des photons d'excitation  $E$  et de l'énergie du gap  $E_g$ . Elle nous indique dans quelle zone spectrale chaque effet est prédominant.

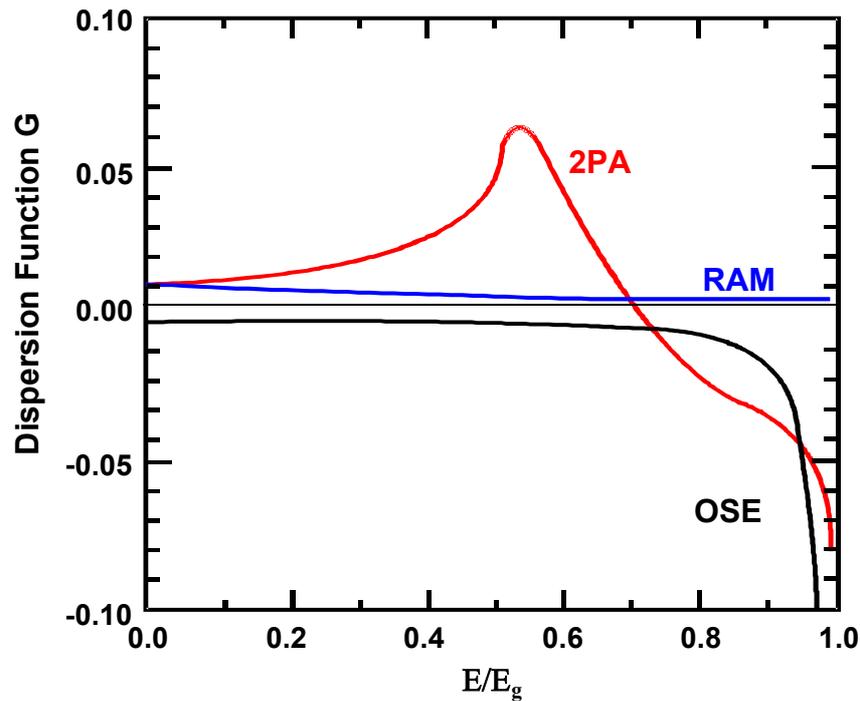


Figure 1.10- Effets non linéaires non-résonants contribuant à la variation d'indice de réfraction non-linéaire [17]. La fonction G, appelée fonction de dispersion, représente la contribution de chacun de ces effets à cette variation d'indice.

### 1.2.2.1 L'effet Raman électronique

L'effet Raman électronique résulte de l'interaction des photons et des électrons. Les photons d'énergie  $E$  interagissent avec la matière de sorte que les niveaux énergétiques des électrons soient modifiés<sup>18</sup> (niveaux vibrationnels et/ou rotationnels). Les électrons acquièrent ou perdent une énergie  $E_p$  (cf schéma 1.11).

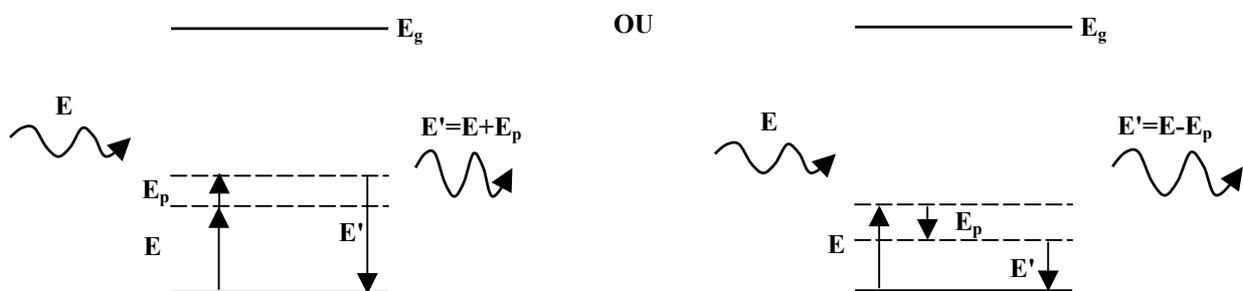


Figure 1.11– Représentation schématique de l'effet Raman électronique. Un photon d'énergie  $E$  interagit avec les électrons qui gagnent ou perdent une énergie  $E_p$ . L'énergie de ce photon est modifiée.

1.2.2.2 Absorption à deux photons

L'absorption à deux photons est un phénomène qui devient prépondérant lorsque l'énergie des photons est de l'ordre de  $E_g/2$  (cf figure 1.12). Deux photons d'énergie  $E/2$  sont absorbés par le matériau pour créer une paire électron/trou d'énergie  $E > E_g$  (cf schéma 1.11).

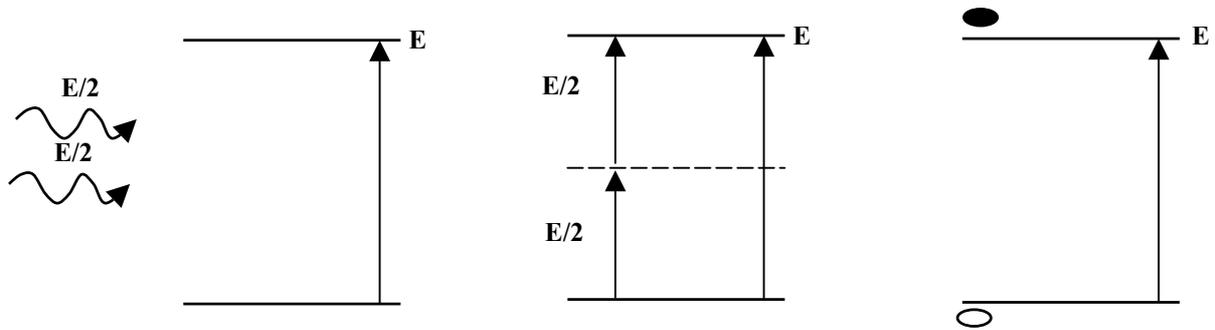


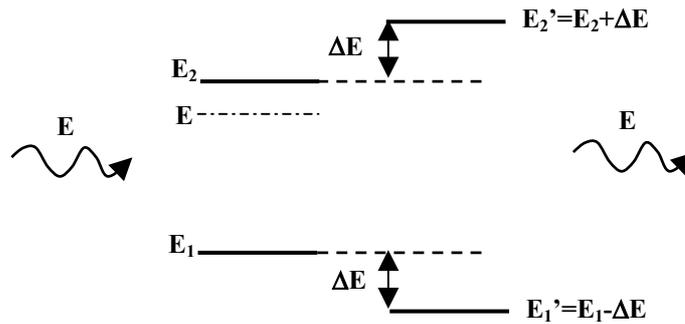
Figure 1.12– Représentation schématique de l'absorption à deux photons. Deux photons d'énergie  $E/2$  sont absorbés pour créer une paire électron/trou d'énergie  $E > E_g$ .

Ce processus conduit donc à la génération de porteurs libres (cet effet est dit "virtuel" car l'absorption des photons n'est pas directe). La relaxation de ces porteurs libres puis de leur recombinaison produisent de la chaleur.

1.2.2.3 L'effet Stark optique

L'effet Stark optique devient prépondérant lorsque l'énergie des photons est proche mais inférieure à l'énergie de bande interdite (cf figure 1.10) . Le champ électrique de l'onde lumineuse interagit avec les transitions électroniques des atomes de sorte que les niveaux énergétiques des électrons soient déplacés sans toutefois créer de porteurs libres (cf schéma 1.13). Ce décalage vers les hautes énergies ne dure que pendant la durée de l'excitation<sup>3</sup>. Il entraîne une variation d'absorption instantanée d'où son intérêt potentiel pour la modulation ultra-rapide.

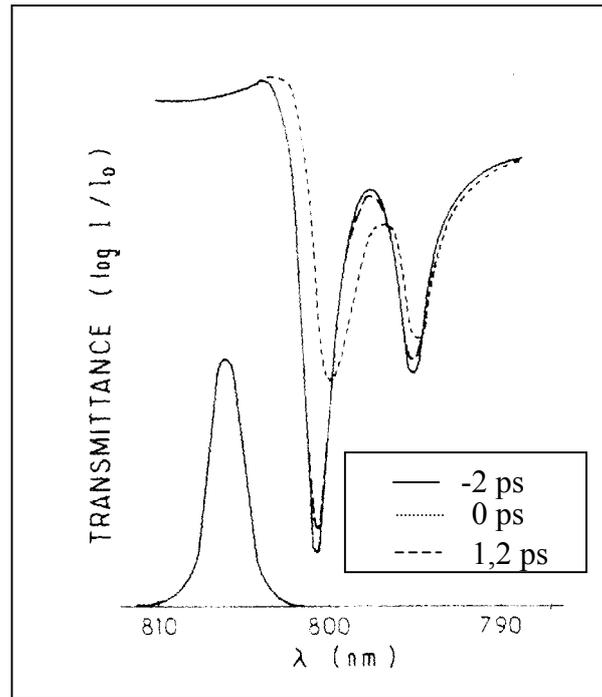
L'effet Stark optique a été mis en évidence dans les semiconducteurs en 1986<sup>19,20</sup>. Ces études, réalisées à basse température, ont porté sur la modulation ultra-rapide de la transmission de puits quantiques. Le blue-shift du premier niveau excitonique entraîne cette modulation.



**Figure 1.13- Représentation schématique de l'effet Stark optique. L'énergie du photon d'excitation est non résonante avec les niveaux  $E_2$  et  $E_1$ . Cette excitation entraîne un décalage vers le bleu des niveaux d'énergie.**

Ceci a été observé dans des matériaux avec des conditions de pompage différentes (intensité et durée des impulsions et énergie des photons par rapport à l'énergie du pic d'absorption excitonique):

- Dans les travaux de Mysyrowicz et al. [19], les expériences, réalisées à 15 K, concernaient des puits de GaAs/AlGaAs. La pompe est caractérisée par une largeur temporelle à mi-hauteur de 150 fs et une intensité de  $10^3$ - $10^4$  MW/cm<sup>2</sup>. Le pompage s'effectue  $\sim 6$  meV sous le premier niveau excitonique. La modulation de transmission observée est faible et nécessite des puissances optiques élevées. La figure 1.14 représente la dynamique de l'effet observé: les spectres de transmittance sont représentés pour différents délais pompe/sonde. On ne constate une modification du spectre que lorsque les deux impulsions sont synchrones. Le spectre retrouve sa position initiale après le passage de la pompe (délai positif). L'effet de la pompe est donc instantané.



**Figure 1.14- Spectres de transmittance résolus en temps de puits quantiques GaAs/AlGaAs pour différents délais pompe-sonde. La position spectrale de la pompe est également représentée [19].**

- Dans les travaux de Von Lehmen et al. [20] menés à une température de 70 K, les études portaient sur des puits quantiques GaAs/Al<sub>0,27</sub>Ga<sub>0,73</sub>As. La largeur temporelle à mi-hauteur des impulsions utilisées est de ~6 ps. Pour un pompage optique avec des photons d'énergie inférieure de 18 meV à celle du premier niveau excitonique et une intensité de pompe de 1,5 MW/cm<sup>2</sup>, une transmission différentielle de ~13 % a été mesurée.

Cet effet a également été mis en évidence dans des puits InGaAs/InP à 80 K avec une intensité de pompe de 10 MW/cm<sup>2</sup> et des impulsions de 10-15 ps à mi-hauteur<sup>21</sup>. Une transmission différentielle de l'ordre de 1,5 % a ainsi été mesurée avec un pompage optique dont les photons avaient une énergie inférieure de 20 meV à celle du premier niveau excitonique.

A la vue de ces résultats, nous pouvons remarquer que plus les impulsions sont courtes, plus les intensités lumineuses utilisées sont importantes. En effet, la largeur spectrale des impulsions est d'autant plus grande que les impulsions sont courtes (relation d'incertitude

d'Heisenberg). Ainsi, la distribution spectrale de l'intensité lumineuse est plus étalée de sorte que l'intensité pour la longueur d'onde centrale est plus faible que dans les cas d'impulsions longues.

L'effet Stark optique a été mis en évidence dans divers matériaux. L'excitation de la structure semiconductrice avec des photons d'énergie inférieure à celle de l'exciton permet d'obtenir une modulation instantanée de la transmittance. Cet effet présente des caractéristiques intéressantes vis à vis de la modulation optique ultra-rapide. Cependant, ces résultats ont été obtenus à basse température et pour des intensités optiques élevées (quelques MW/cm<sup>2</sup>).

L'insertion du milieu actif dans une microcavité optique a deux conséquences: d'une part, les effets non-linéaires sont amplifiés et d'autre part l'intensité de commande est abaissée. L'excitation de pompe modifie l'absorption du milieu. L'indice de réfraction du matériau diminue via l'effet Stark optique et le décalage de la résonance du Fabry-Pérot vers les courtes longueurs d'onde entraîne une modulation de l'intensité. La faisabilité d'une porte optique avec un temps de réponse de 1 ps a ainsi été mise en évidence<sup>22</sup>, à une température de 20 K, avec une intensité de commande de 0,7 GW/cm<sup>2</sup>.

Cependant, ces résultats ont été obtenus à basse température ce qui rend difficile le développement de composants. Plus récemment, une étude en diffraction a été réalisée<sup>23</sup>, à température ambiante, sur une microcavité contenant des puits quantiques GaInAs/GaInAsP, avec des photons d'énergie inférieure de 30 meV à l'énergie du pic d'absorption excitonique. D'une part, cette étude d'auto-diffraction a mis en évidence le rôle de la microcavité: en effet, pour la même énergie d'excitation ( $\sim 1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), le signal diffracté est amplifié de trois ordres de grandeur dans le cas d'un échantillon en cavité par rapport au cas sans cavité (cf figure 1.15). D'autre part, cette étude a mis en évidence que la diffraction observée est un phénomène instantané attribué à l'effet Stark optique. Ceci a été confirmé par une autre étude<sup>24</sup>. Un rendement de diffraction non négligeable de  $\sim 2\%$  a été mesuré.

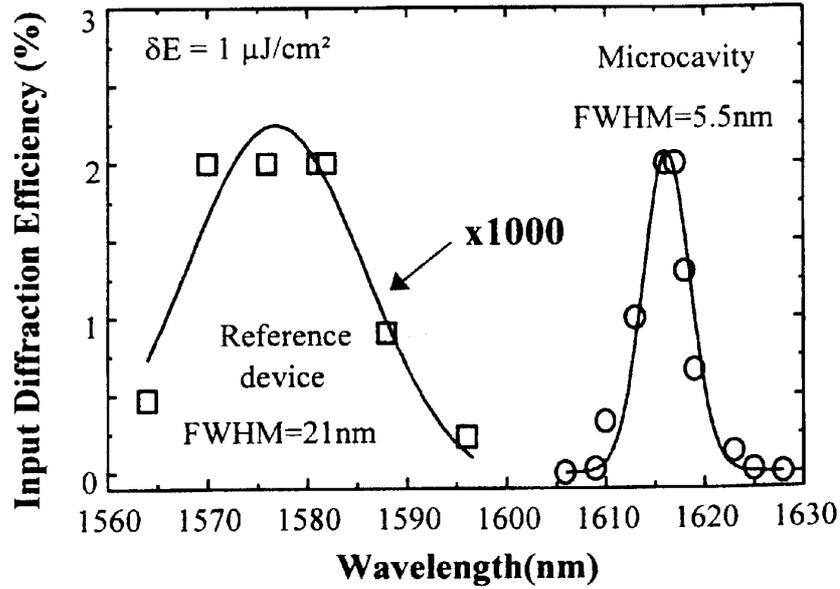


Figure 1.15- Effet de la microcavité sur le rendement de diffraction. La face avant de l'échantillon de référence est un anti-reflet ( $R \sim 0\%$ ) alors que dans le cas de l'échantillon en cavité, la réflectivité du miroir avant est  $R \sim 80\%$  [23].

L'effet Stark optique, effet instantané et non-dissipatif, semble être très prometteur pour réaliser des composants tout-optiques ultra-rapides. L'insertion du milieu semiconducteur dans une microcavité permet d'amplifier les effets non linéaires et d'abaisser l'énergie de commande. C'est dans ce contexte que se situent mes travaux de thèse.

## **Chapitre 2- Les microcavités optiques**



Nous allons rappeler, dans ce chapitre, des notions de base importantes pour la compréhension des propriétés optiques des cavités Fabry-Pérot. Après avoir défini une cavité et sa longueur d'onde de résonance, nous présenterons ses propriétés spectrales. Nous nous attarderons sur les propriétés des microcavités, en particulier sur la finesse qui est très importante dans le but d'obtenir une forte modulation optique.

Nous aborderons des cas de microcavités différentes par les valeurs des réflectivités des miroirs et par la nature du milieu intracavité. Nous commencerons par le cas le plus simple c'est à dire celui d'une cavité symétrique non-absorbante. Ensuite, nous parlerons de cavité asymétrique non-absorbante avant de passer aux cavités absorbantes. Nous détaillerons en particulier le cas d'une cavité dont le milieu intracavité est caractérisé par une absorption indépendante de la longueur d'onde avant d'aborder l'étude numérique d'une cavité absorbante "réelle" c'est à dire que l'absorption du milieu varie spectralement. Nous étudierons en particulier l'influence du spectre d'absorption sur la longueur d'onde à laquelle se produit le minimum de réflectivité.

## 2.1. Cavité optique Fabry-Pérot

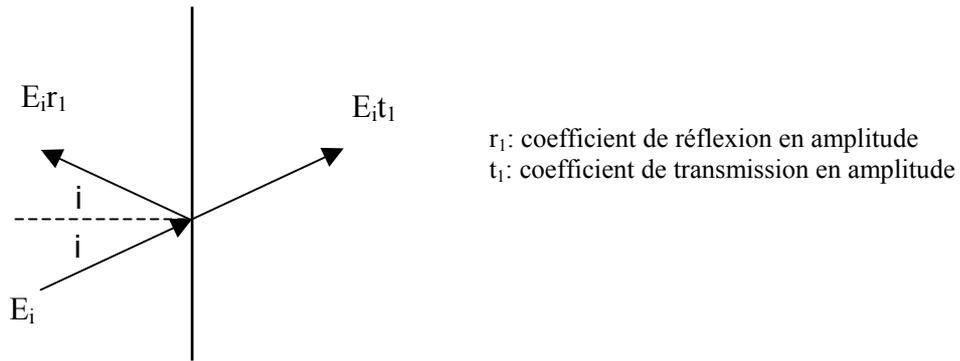
Une cavité Fabry-Pérot<sup>25</sup> est un filtre interférentiel présentant des pics de transmission à des fréquences équi-espacées. Elle est composée d'une couche d'indice de réfraction  $n$ , d'absorption  $\alpha(\lambda)$  et d'épaisseur  $d$ , insérée entre deux surfaces semi-réfléchissantes de coefficients de réflexion  $r_1$  et  $r_2$ . Cette structure amplifie le champ optique à des longueurs d'onde  $\lambda_m$  particulières, définies par la condition de résonance:

$$d = m \frac{\lambda_m}{2n} \quad m=1,2,3\dots \quad (2.1)$$

### 2.1.1. Définition et propriétés optiques

Dans un premier temps, nous considérons une onde lumineuse d'amplitude  $E_i$  incidente avec un angle  $i$  sur une surface semi-réfléchissante (cf figure 2.1). Une partie de cette onde plane ( $E_i r_1$ ) est réfléchie et une autre ( $E_i t_1$ ) est transmise avec  $r_1$  et  $t_1$  les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude de la surface réfléchissante<sup>26</sup>. Les

intensités réfléchies et transmises varient entre 0 et  $I_i$  suivant les valeurs des coefficients  $r_1$  et  $t_1$ .



**Figure 2.1- Ondes réfléchi et transmise par une surface semi-réfléchissante.**

A présent, nous ajoutons un second miroir caractérisé par  $r_2$  et  $t_2$  de sorte à avoir une cavité Fabry-Pérot constituée de deux surfaces semi-réfléchissantes parallèles, séparées d'une distance  $d$ . On suppose que le milieu d'épaisseur  $d$  entre les miroirs est non-absorbant, qu'il a un indice de réfraction  $n$  et que les milieux d'entrée et de sortie sont identiques.

Lorsque l'onde incidente arrive sur la première surface réfléchissante, une partie ( $E_0 r_1$ ) est réfléchi et une autre ( $E_0 t_1$ ) est transmise. Le faisceau transmis continue son chemin jusqu'à rencontrer la seconde surface. A nouveau, une partie ( $E_0 t_1 r_2$ ) est réfléchi et une autre ( $E_0 t_1 t_2$ ) est transmise. L'onde réfléchi retourne vers la première surface où elle est partiellement transmise ( $E_0 t_1^2 r_2$ ) et réfléchi ( $E_0 t_1 r_1 r_2$ ). Cette onde réfléchi est transmise par la seconde interface de sorte que son amplitude est ( $E_0 t_1 t_2 r_1 r_2$ ) et elle est réfléchi avec une amplitude ( $E_0 t_1 r_1 r_2^2$ ). Ceci se répète à l'infini comme représenté sur la figure 2.2.

Sous incidence normale, le déphasage accumulé après un aller-retour est:

$$\Phi = \frac{4\pi nd}{\lambda} \tag{2.2}$$

Pour que les faisceaux interfèrent de manière constructive, il faut que le déphasage précédent soit un multiple de  $2\pi$ :

$$\Phi_m = \frac{4\pi nd}{\lambda_m} = 2m\pi \quad m=1,2,3,\dots \tag{2.3}$$

Seules certaines longueurs d'onde dites de résonance, satisfaisant la relation précédente, peuvent osciller dans la cavité. La condition de résonance est donnée par:

$$\lambda_m = \frac{2nd}{m} \quad m=1,2,3,\dots \quad (2.4)$$

Ces longueurs d'onde ne dépendent que de l'indice de réfraction et de l'épaisseur du matériau intracavité (n et d).

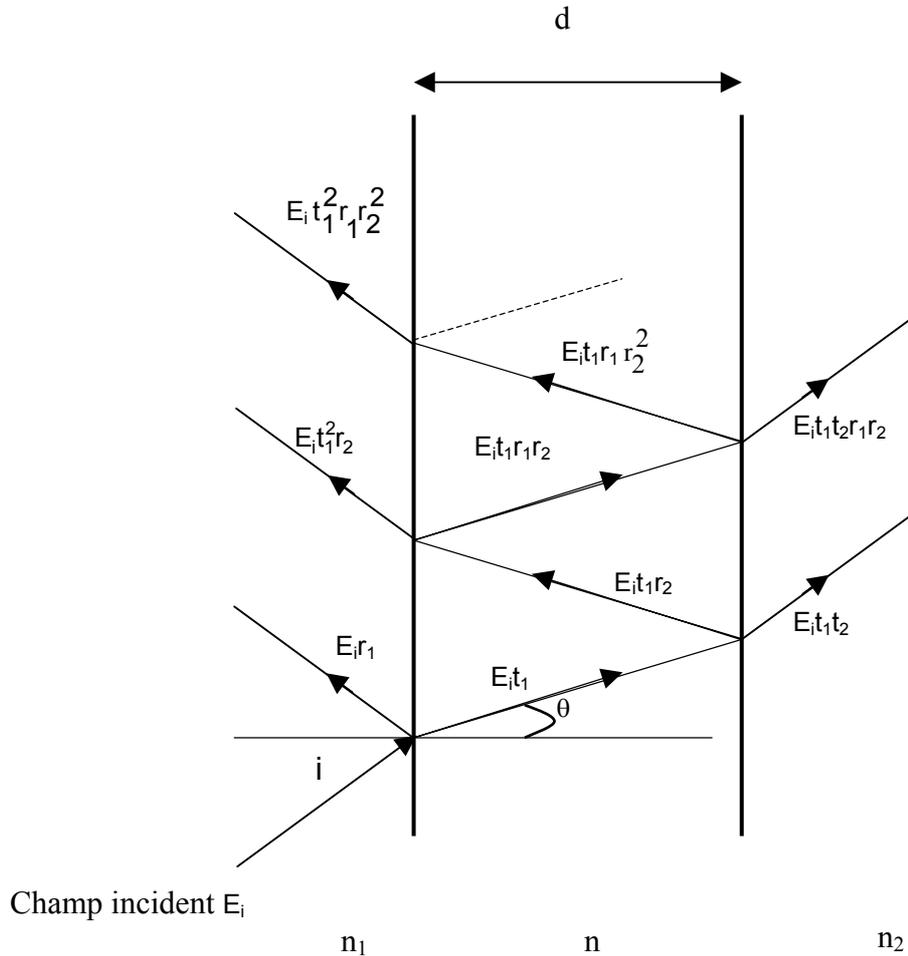


Figure 2.2- Représentation des ondes multiples dans une cavité Fabry-Pérot.

Les fréquences de résonance  $\nu_m$  correspondant à ces longueurs d'onde sont équi-espacées suivant la relation:

$$\nu_m = m \frac{c}{2nd} \quad m=1,2,3,\dots \quad (2.5)$$

On définit ainsi l'intervalle spectral entre deux fréquences de résonance d'ordre successif, appelé intervalle spectral libre (ISL):

$$ISL = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2nd} \quad (2.6)$$

Plus l'épaisseur de la cavité est grande et plus les modes résonnants seront rapprochés, c'est à dire que l'ISL diminue.

En conclusion, seules certaines longueurs d'onde dites de résonance peuvent osciller dans la cavité. Elles ne dépendent que des caractéristiques du matériau intracavité à savoir son épaisseur et son indice de réfraction.

A présent, nous allons nous intéresser aux intensités réfléchies et transmises par la cavité ainsi qu'à l'intensité lumineuse à l'intérieur de la cavité.

### 2.1.2. Transmission et réflexion d'une cavité Fabry-Pérot

Pour obtenir le champ total transmis issu de la cavité Fabry-Pérot, nous sommions toutes les amplitudes transmises<sup>27</sup>:

$$E_t = t_1 t_2 E_i + t_1 t_2 r_1 r_2 E_i e^{i\Phi} + t_1 t_2 r_1^2 r_2^2 E_i e^{2i\Phi} + \dots \quad (2.7)$$

$$E_t = t_1 t_2 E_i (1 + r_1 r_2 e^{i\Phi} + r_1^2 r_2^2 e^{2i\Phi} + \dots) = t_1 t_2 E_i \sum_{n=0}^{\infty} (r_1 r_2 e^{i\Phi})^n \quad (2.8)$$

Le champ total transmis s'exprime en fonction d'une série géométrique de raison  $r_1 r_2 e^{i\Phi}$ .

Il vient :

$$E_t = \frac{t_1 t_2 E_i}{1 - r_1 r_2 e^{i\Phi}} \quad (2.9)$$

L'intensité transmise s'obtient à partir du champ transmis:  $I_t = |E_t|^2$ .

On obtient donc:

$$I_t = \frac{T_1 T_2}{|1 - r_1 r_2 e^{i\Phi}|^2} I_0 \quad (2.10)$$

où  $T_1$  et  $T_2$  sont, respectivement, les coefficients de transmission en intensité des miroirs avant et arrière et  $I_0$  est l'intensité de l'onde incidente sur la cavité.

On peut écrire:

$$|1 - r_1 r_2 e^{i\Phi}|^2 = 1 - 2r_1 r_2 \cos\Phi + r_1^2 r_2^2 \quad (2.11)$$

Pour des miroirs sans pertes, les coefficients de réflexion en intensité sont  $R_i = r_i^2 = 1 - T_i$  où  $i=1,2$ .

En simplifiant, il vient:

$$|1 - r_1 r_2 e^{i\Phi}|^2 = (1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 \left[ 1 + \frac{4\sqrt{R_1 R_2}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \sin^2 \frac{\Phi}{2} \right] \quad (2.12)$$

Nous posons:

$$F = \frac{4\sqrt{R_1 R_2}}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2}. \quad (2.13)$$

On peut donc écrire que l'intensité transmise  $I_t$  est:

$$I_t = \frac{T_1 T_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \frac{I_0}{1 + F \sin^2 \frac{\Phi}{2}}. \quad (2.14)$$

L'expression  $\frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\Phi}{2}}$  est appelée fonction d'Airy.

Nous rappelons que  $\phi$  est le déphasage accumulé par l'onde après un aller-retour dans la cavité sous incidence normale  $\Phi = \frac{4\pi nd}{\lambda}$ .

On pose  $R_s = \sqrt{R_1 R_2}$  et  $T_s = \sqrt{T_1 T_2}$  et on obtient:

$$I_t = \frac{T_s^2}{(1 - R_s)^2} \frac{I_0}{1 + F \sin^2 \frac{\Phi}{2}}. \quad (2.15)$$

Le coefficient de transmission de la cavité  $T$  est donné par  $T = \frac{I_t}{I_0}$  et le coefficient de

réflexion de la cavité  $R = \left| \frac{E_r}{E_0} \right|^2 = 1 - T - A$  où  $A$  représente les pertes par absorption dues aux miroirs et au milieu intracavité.

### 2.1.3. Intensité moyenne à l'intérieur de la cavité

Le fait que le champ optique aux longueurs d'onde de résonance soit confiné dans la cavité permet d'augmenter la longueur d'interaction lumière/matière. Une autre manière de voir les choses est que l'amplitude du champ optique est amplifiée par les multiples réflexions sur les miroirs. La principale conséquence de ce confinement est donc que l'intensité à l'intérieur de la cavité peut être multipliée par plusieurs ordres de grandeurs par rapport à l'intensité de l'onde incidente.

On peut calculer l'intensité moyenne à l'intérieur de la cavité<sup>28</sup>:

$$I_{\text{int}} = \frac{(1-R_1)(1+R_2)}{(1-R_s)^2} \frac{I_0}{1+F \sin^2 \frac{\Phi}{2}} \quad (2.16)$$

L'amplification de la cavité permet ainsi d'observer des effets non-linéaires importants avec des intensités d'excitation relativement faibles.

Nous allons à présent étudier le comportement de la cavité Fabry-Pérot, en transmission et en réflexion, vis à vis de la nature du milieu intracavité et des miroirs. Nous allons supposer que les miroirs sont non-absorbants. Ainsi les pertes dans la cavité ne peuvent être dues qu'à l'absorption dans le milieu.

## 2.2. Microcavité optique

### 2.2.1. Définition

Une microcavité optique est une cavité optique dont la dimension est de l'ordre de la longueur d'onde. Dans le cas d'une cavité verticale semiconductrice, le confinement de la lumière se fait dans la direction de croissance des couches. Ce confinement est obtenu grâce à une cavité Fabry-Pérot constituée d'une couche d'épaisseur optique de quelques  $\lambda$  placée entre deux réflecteurs. Le confinement est d'autant meilleur que la cavité est courte. En effet, le caractère monomode de la cavité contribue à l'amplification du champ à cette seule longueur d'onde.

### 2.2.2. Cas d'une microcavité symétrique non-absorbante

Nous allons d'abord considérer le cas d'une cavité non-absorbante, c'est-à-dire que le milieu intracavité est transparent pour la gamme spectrale considérée.

De plus, la cavité est symétrique: les miroirs avant et arrière ont la même réflectivité. On a donc  $R_1 = R_2 = R_S = R$  et  $T_S = 1 - R_S = 1 - R$ .

Ce qui conduit à:

$$T = \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\Phi}{2}} \text{ avec } F = \frac{4R}{(1-R)^2}. \quad (2.17)$$

La fonction d'Airy  $T$  varie entre 0 et 1 et passe par son maximum lorsque le déphasage

$\Phi = \frac{4\pi nd}{\lambda}$  accumulé après un aller-retour dans la cavité est un multiple de  $2\pi$ . On retrouve

donc la condition de résonance énoncée dans le paragraphe précédent c'est à dire

$$\lambda_m = \frac{2nd}{m} \text{ avec } m \text{ entier.}$$

On peut en déduire l'expression du coefficient de réflectivité de la cavité:

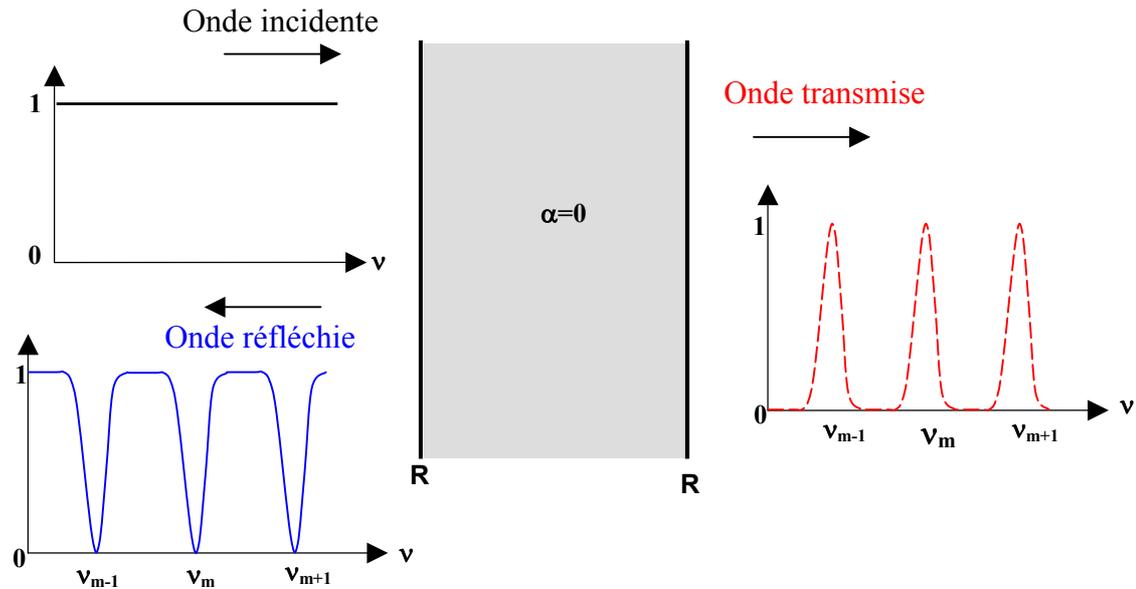
$$R_{\text{cavité}} = 1 - T = \frac{F \sin^2 \frac{\Phi}{2}}{1 + F \sin^2 \frac{\Phi}{2}}. \quad (2.18)$$

La figure 2.3 représente les spectres de transmission  $T_{\text{cavité}}(\nu)$  et de réflexion  $R_{\text{cavité}}(\nu)$  d'une cavité Fabry-Pérot symétrique non-absorbante.

Une cavité Fabry-Pérot est donc un filtre interférentiel. Son spectre de transmission présente des pics identiques à des résonances équidistantes en fréquence. On peut calculer la largeur à mi-hauteur de ces pics en cherchant pour quelles fréquences la transmission vaut  $\frac{1}{2}$ .

Il vient<sup>29</sup>:

$$\Delta\nu = \frac{c}{\pi nd} \frac{1}{\sqrt{F}}. \quad (2.19)$$



**Figure 2.3- Représentation des spectres de réflexion et de transmission d'une cavité Fabry-Pérot symétrique non-absorbante.**

On définit la finesse  $\mathcal{F}$  de la cavité comme le rapport entre l'intervalle séparant deux résonances consécutives (ISL) et leur largeur à mi-hauteur.

Elle s'écrit:

$$\mathcal{F} = \frac{\text{ISL}}{\Delta\nu} = \frac{c}{2nd} \frac{\pi nd\sqrt{F}}{c} \quad (2.20)$$

Il vient:

$$\mathcal{F} = \frac{\pi}{2} \sqrt{F} = \pi \frac{\sqrt{R}}{1-R} \quad (2.21)$$

La finesse est un paramètre qui permet de quantifier la force d'oscillation d'une cavité Fabry-Pérot. Elle est d'autant plus élevée que les réflectivités des miroirs sont élevées. Dans le cas de microcavités, nous avons vu que, souvent, un seul mode peut se propager. Dans ce cas là, l'ISL ne peut pas être caractérisé en pratique. Aussi, nous assimilerons la qualité d'une microcavité à sa largeur à mi-hauteur. De plus, la largeur à mi-hauteur semble être un paramètre important pour la modulation optique. En effet, plus la cavité sera "fine", c'est à dire de faible  $\Delta\nu$ , plus elle sera sensible aux perturbations du milieu (variation d'indice par exemple) et plus la modulation sera importante.

### 2.2.3. Cas d'une microcavité asymétrique non absorbante

A présent, les miroirs d'entrée et de sortie ont des coefficients de réflectivité différents.

Le coefficient de transmission devient:

$$T = \frac{T_s^2}{(1-R_s)^2} \frac{1}{1+F\sin^2 \frac{\Phi}{2}} \quad (2.22)$$

avec  $R_s = \sqrt{R_1 R_2}$  et  $T_s = \sqrt{T_1 T_2}$ .

Comme le milieu est non absorbant, le coefficient de réflexion s'écrit en fonction du coefficient de transmission:  $R=1-T$ .

Dans le cas présent, le coefficient de transmission (de réflexion) atteint son maximum (minimum) pour les fréquences de résonance mais cette valeur maximale (minimale) n'est plus 1 (0) et dépend des réflectivités des miroirs.

En effet, lorsque  $\Phi = 2m\pi$  (m entier):

$$T = T_{\max} = \frac{T_s^2}{(1-R_s)^2} \neq 1 \quad (2.23)$$

et

$$R = R_{\min} = \frac{R_1(1-R_s/R_1)^2}{(1-R_s)^2} \neq 0. \quad (2.24)$$

La figure 2.4 représente les spectres de transmission et de réflexion d'une cavité asymétrique non-absorbante.

Comme dans le cas d'une cavité symétrique, les pics ont la même forme et sont équidistants en fréquence.

L'intervalle spectral libre est inchangé et la largeur à mi-hauteur devient:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nd} \frac{1}{\sqrt{F}} \quad (2.25)$$

avec  $F = \frac{4R_s}{(1-R_s)^2}$ .

La finesse s'écrit donc:

$$F = \pi \frac{\sqrt{R_s}}{1-R_s}. \quad (2.26)$$

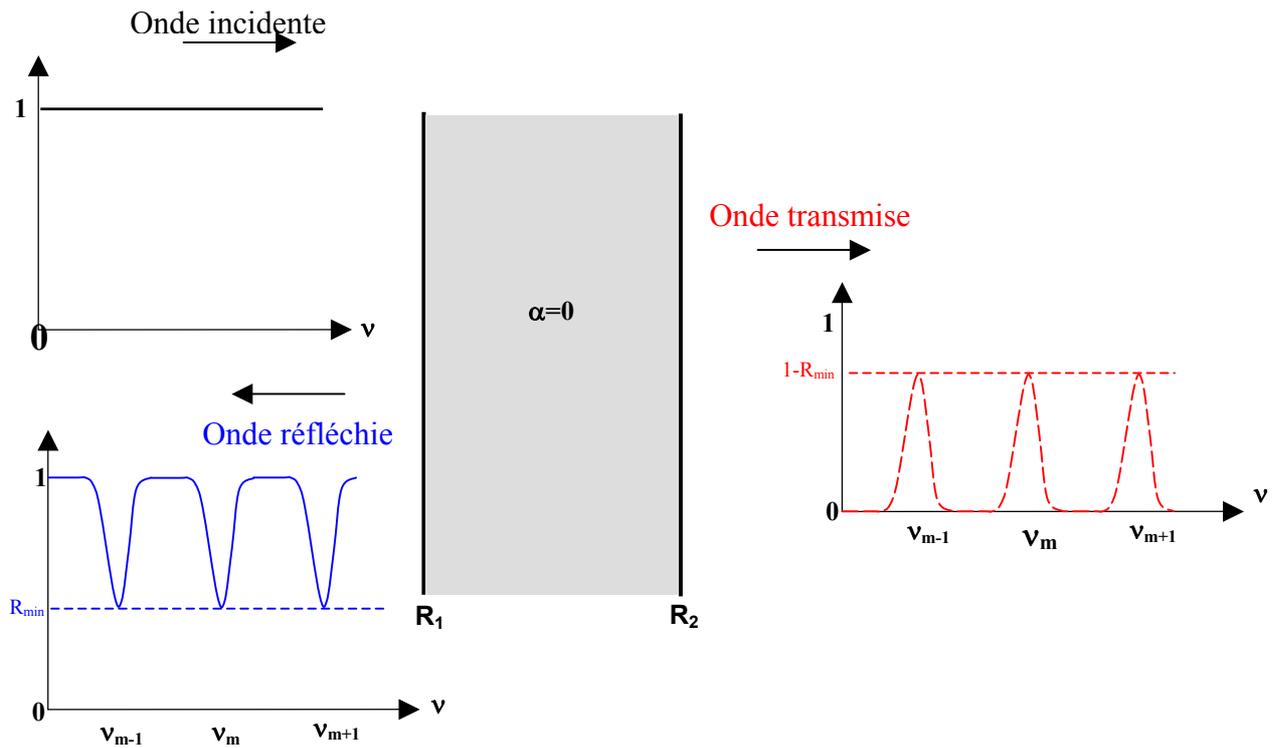


Figure 2.4- Représentation des spectres de réflexion et de transmission d'une cavité Fabry-Pérot asymétrique non-absorbante.

#### 2.2.4. Cas d'une microcavité asymétrique absorbante: $\alpha$ indépendant de $\lambda$

Nous considérons à présent un matériau intra-cavité absorbant et de coefficient d'absorption indépendant de la longueur d'onde (dans la suite, on parlera de coefficient d'absorption fixe). Dans ce cas là, on peut considérer un dispositif équivalent qui consiste à englober, dans la réflectivité arrière équivalente, la réflectivité arrière classique et l'absorption du milieu. Une représentation schématique est donnée sur la figure 2.5.

La réflectivité arrière équivalente dépend de façon exponentielle de l'absorption  $\alpha$  du milieu intracavité:

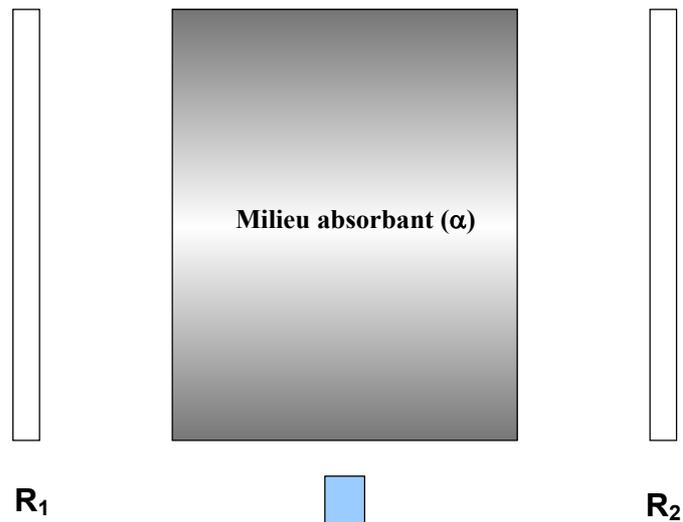
$$R_2^{\text{eq}} = R_2 e^{-2\alpha d} \quad (2.27)$$

avec  $d$  l'épaisseur du milieu absorbant.

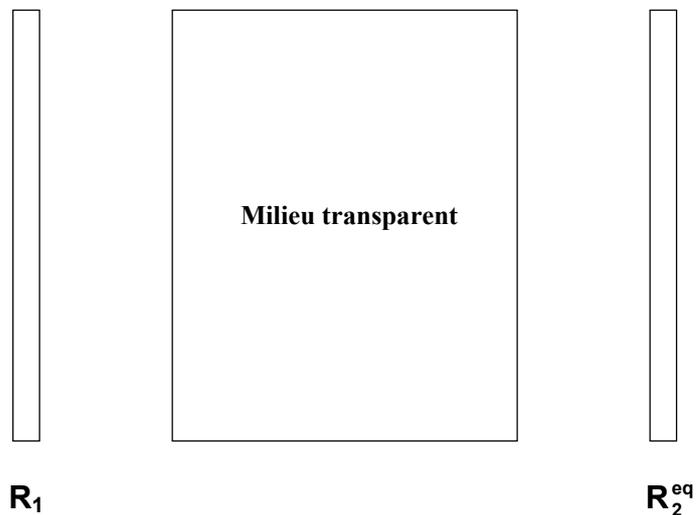
On peut se rapporter aux résultats du paragraphe précédent pour étudier le comportement de la cavité<sup>30</sup> en prenant  $R_S = \sqrt{R_1 R_2^{\text{eq}}} = \sqrt{R_1 R_2} e^{-\alpha d}$ .

Les quantités qui dépendent des réflectivités des miroirs vont donc être affectées par l'absorption. C'est le cas du minimum de réflectivité, de la largeur à mi-hauteur et donc de la finesse mais, à priori, pas de la longueur d'onde de résonance.

**Dispositif réel**



**Dispositif équivalent**



**Figure 2.5-** Le dispositif réel est modélisé par un dispositif équivalent comportant un milieu transparent et un miroir arrière prenant en compte l'absorption du milieu intracavité.

2.2.4.1. Finesse et largeur à mi-hauteur:

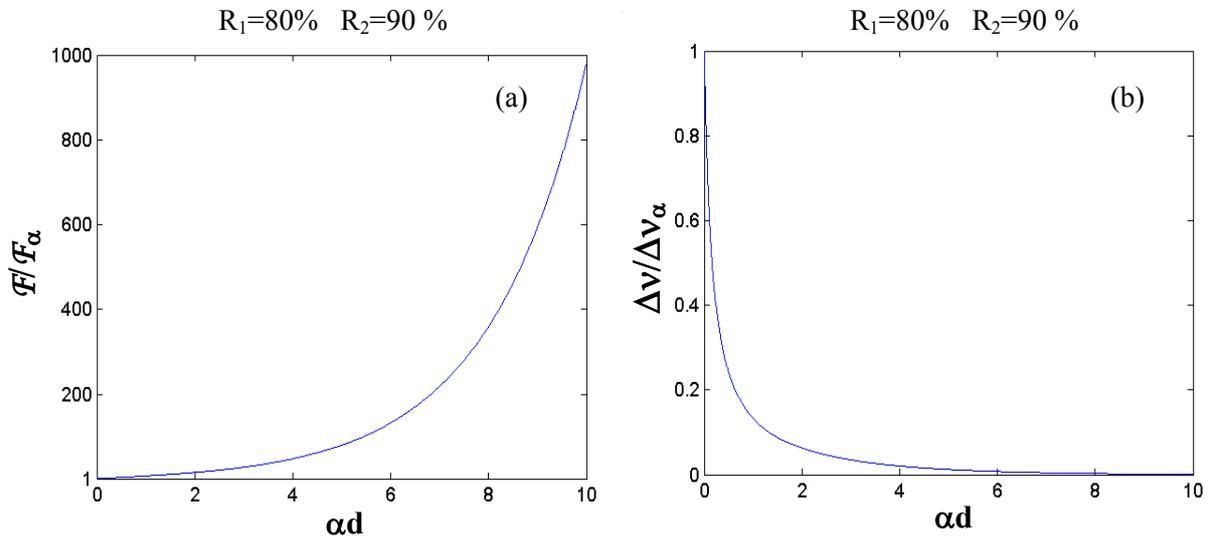
Nous allons d'abord nous intéresser à la finesse d'une cavité absorbante  $\mathcal{F}_\alpha$  et la comparer à celle d'une cavité non-absorbante  $\mathcal{F}$ . Les deux cavités sont constituées des mêmes miroirs avant et arrière de réflectivité  $R_1$  et  $R_2$ . Nous traçons le rapport entre finesse dans une cavité non-absorbante et finesse dans une cavité absorbante:

$$\frac{\mathcal{F}}{\mathcal{F}_\alpha} = \frac{\pi(R_1 R_2)^{1/4} (1 - \sqrt{R_1 R_2^{\text{eq}}})}{(1 - \sqrt{R_1 R_2}) \pi(R_1 R_2^{\text{eq}})^{1/4}} = e^{\alpha d/2} \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-\alpha d}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \quad (2.28)$$

Remarque: comme l'ISL est indépendant des réflectivités des miroirs, comparer les finesesses

revient à comparer les largeurs à mi-hauteur des résonances  $\frac{\mathcal{F}}{\mathcal{F}_\alpha} = \frac{\Delta\nu_\alpha}{\Delta\nu}$ .

La figure 2.6-a est une courbe de tendance représentant la variation de ce rapport en fonction du produit  $\alpha d$  pour  $R_1=80\%$  et  $R_2=90\%$ . La figure 2.6-b représente le rapport des largeurs à mi-hauteur correspondantes.



**Figure 2.6- Comparaisons de la finesse d'une cavité non-absorbante et d'une cavité absorbante (fig a) et des largeurs à mi-hauteur correspondantes (fig b).**

De ces courbes, on déduit que la finesse d'une cavité absorbante est plus faible que celle d'une cavité non-absorbante équivalente<sup>31</sup>. La largeur à mi-hauteur augmente donc quand le

milieu est absorbant. Comme nous l'avons dit précédemment, des résonances de faible largeur à mi-hauteur sont plus sensibles vis à vis de la modulation. Il faudrait donc utiliser des matériaux de faible absorption pour éviter d'avoir des résonances "larges".

2.2.4.2. Minimum de réflectivité: définition du PMC

D'après la partie précédente, le minimum de réflectivité de la cavité s'exprime en fonction des

réflectivités des miroirs: 
$$R_{\min} = \frac{R_1(1-R_s/R_1)^2}{(1-R_s)^2}$$
.

Cette réflectivité va s'annuler lorsque  $R_s=R_1$  c'est à dire lorsque  $R_1 = R_2^{eq}$ . Pour une valeur particulière de l'absorption  $\alpha_{PMC}$ , le coefficient de réflectivité du miroir arrière équivalent sera égal à celui du miroir avant. La cavité est alors accordée et ce cas rejoint le cas d'une cavité symétrique. Cette valeur de l'absorption correspond à la vérification d'une condition appelée "Perfect Matching Condition" (PMC)<sup>32,33,34</sup> ou condition d'accord d'impédance. On peut tracer la fonction  $R_{\min}=f(R_2^{eq})$  à la résonance (cf. figure 2.7).

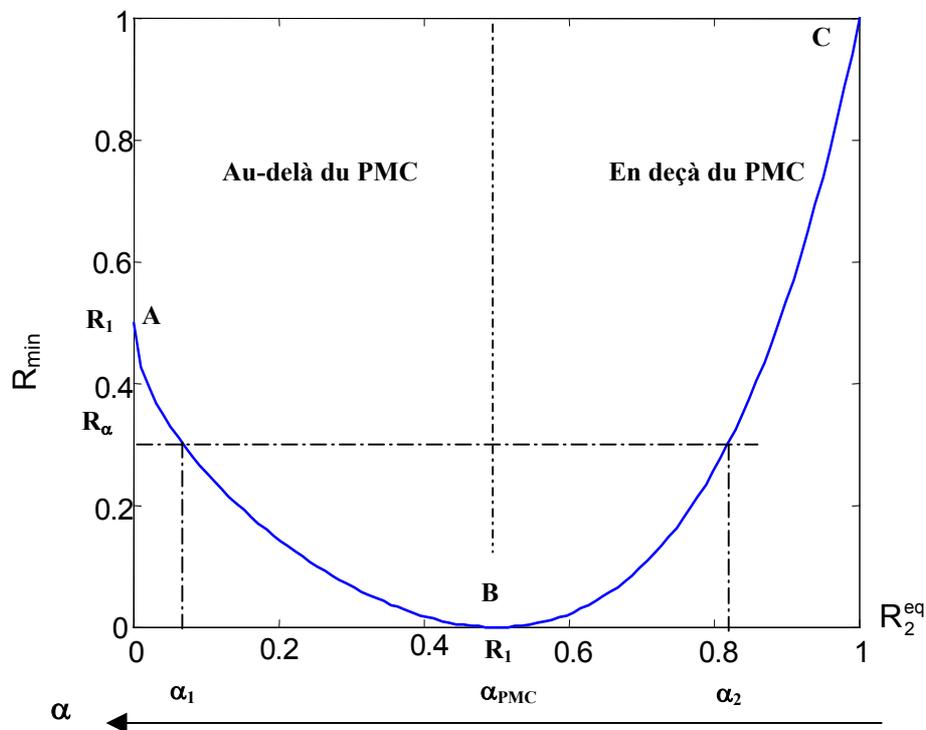


Figure 2.7- Réflectivité de la cavité FP à la résonance en fonction de la réflectivité du miroir arrière équivalent et de l'absorption. Cette courbe a été tracée en fixant  $R_1=50\%$ . Le PMC correspond au point B.

On peut distinguer 3 points particuliers sur cette figure:

- Point A: la réflectivité équivalente du miroir arrière est nulle. C'est le cas lorsque l'absorption du milieu est très élevée. Tout se passe comme s'il n'y avait que le miroir avant. La réflectivité de la cavité à la résonance est commandée par celle du réflecteur avant dans le cas d'un milieu fortement absorbant.

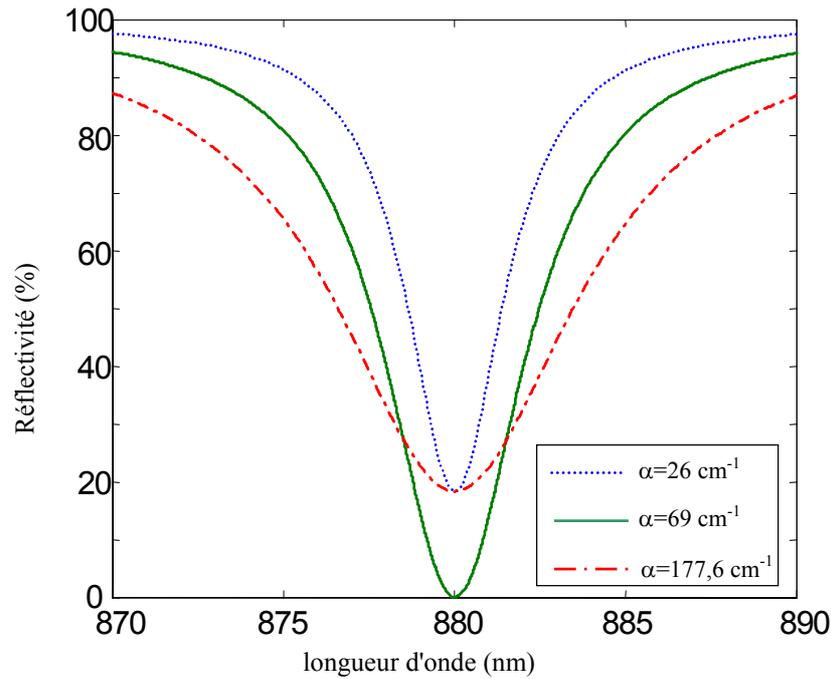
- Point B: l'absorption  $\alpha_{\text{PMC}}$  équilibre la cavité de sorte que la réflectivité arrière équivalente est égale à celle du miroir avant. La cavité est accordée, le PMC est vérifié. La réflectivité de la cavité s'annule. Cette condition est importante du point de vue de la modulation. En effet, ce n'est que lorsque la réflectivité s'annule que l'on peut atteindre une modulation maximale de 100%.

- Point C: la réflectivité équivalente du miroir arrière est égale à celle du miroir arrière car l'absorption est nulle. La réflectivité de la cavité à la résonance s'exprime en fonction de  $R_1$  et  $R_2$ :

$$R_{\min} = \left( \frac{\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2}} \right)^2.$$

Lorsque la réflectivité arrière tend vers 100 %, la réflectivité à la résonance tend elle aussi vers 100%.

De plus, une réflectivité à la résonance  $R_\alpha$  comprise entre 0 et  $R_1$  est obtenue pour deux valeurs de la réflectivité arrière équivalente  $R_2^{\text{eq}}$  distinctes. Elles correspondent à deux valeurs de l'absorption  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  telles que  $\alpha_1 > \alpha_{\text{PMC}} > \alpha_2$ . Cependant, ces deux résonances ne sont pas identiques: en effet, même si elles sont caractérisées par la même longueur d'onde de résonance et par la même réflectivité à la résonance, elles n'ont pas la même largeur à mi-hauteur. Plus l'absorption est importante, plus la résonance est large. Un exemple est représenté sur la figure 2.8. L'épaisseur de la zone absorbante a été fixée à  $d=732$  nm et les réflectivités des miroirs avant et arrière valent respectivement  $R_1=90\%$  et  $R_2=99,6\%$ .



**Figure 2.8- Exemple de PMC réalisé avec un coefficient d'absorption de  $69 \text{ cm}^{-1}$  pour une cavité 90-99,6 avec une épaisseur absorbante  $d=732 \text{ nm}$ . Les deux autres spectres illustrent le fait qu'une même réflectivité puisse être atteinte avec deux coefficients d'absorption différents mais que la largeur à mi-hauteur diffère.**

Soit un point P, dit "point de fonctionnement", quelconque de la courbe représentée sur la figure 2.7 et défini par 3 paramètres:  $R_1$ ,  $R_2$  et le coefficient d'absorption à la résonance  $\alpha$ . Suivant la position de ce point P sur la courbe par rapport au PMC, nous avons défini deux zones:

- Si P se trouve entre A et B, on dit que l'on est au-delà du PMC. Lorsque l'absorption augmente, la cavité se désaccorde, la réflectivité à la résonance augmente ainsi que la largeur à mi-hauteur.
- Si P se trouve entre B et C, on dit que l'on est en deçà du PMC. Lorsque l'absorption augmente, la cavité s'accorde, la réflectivité à la résonance diminue mais la largeur à mi-hauteur augmente.

## 2.3. Etude d'une cavité asymétrique absorbante: cas général

### 2.3.1. Introduction

Jusqu'à présent, nous avons considéré une cavité contenant un milieu d'absorption indépendante de la longueur d'onde; en pratique, les spectres d'absorption des matériaux ont une dépendance spectrale  $\alpha(\lambda)$ . La figure 2.9 représente le spectre d'absorption de l'arséniure de gallium GaAs, un semiconducteur massif<sup>35</sup>.

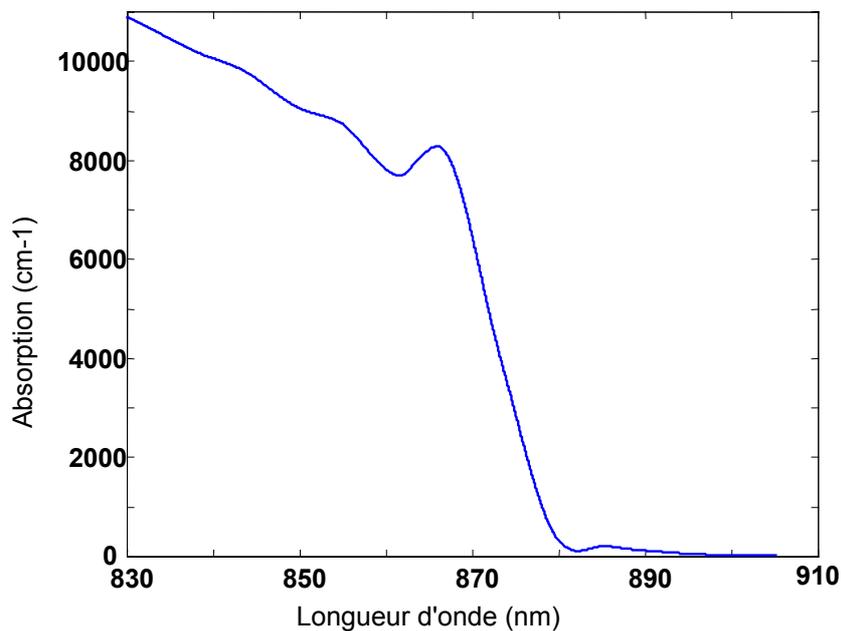


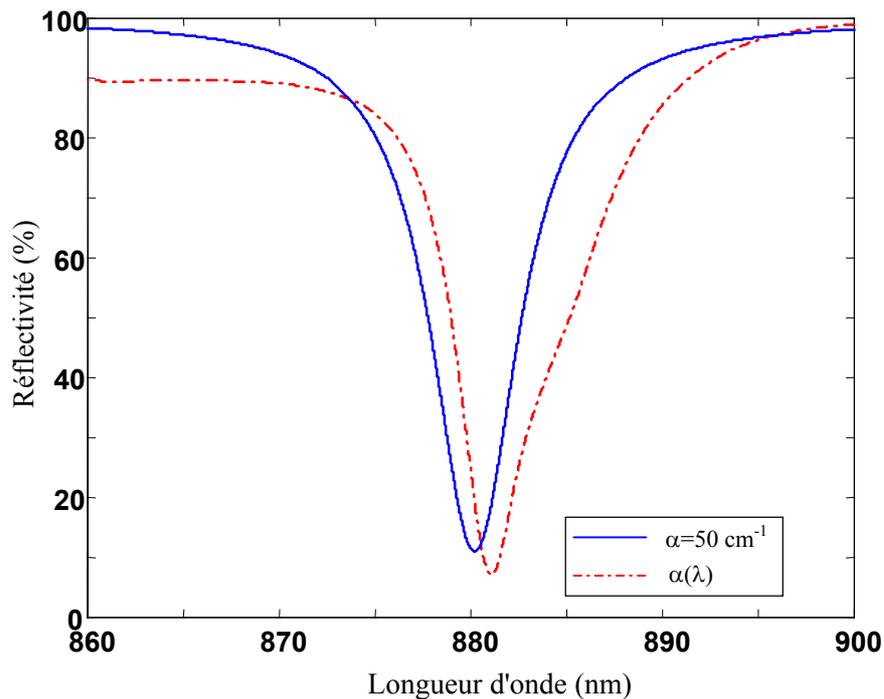
Figure 2.9- Spectre d'absorption du GaAs massif à température ambiante<sup>35</sup>.

Ce spectre présente une zone spectrale de forte absorption ( $\lambda < 870$  nm) avec un pic autour de la longueur d'onde du gap ( $\lambda_g = 870$  nm). Pour des longueurs d'onde  $\lambda > 870$  nm (zone de transparence), l'absorption diminue jusqu'à s'annuler pour les grandes longueurs d'onde.

Nous choisissons l'épaisseur de la couche absorbante de sorte que la condition de résonance soit satisfaite dans une zone spectrale où l'absorption est faible mais non nulle. Nous fixons  $d = 489$  nm ce qui signifie que la longueur d'onde de résonance de la cavité à l'ordre 4 est  $\lambda_{res} \sim 880$  nm (nous prenons pour indice de réfraction  $n = 3,6$ ). Les réflectivités des miroirs sont fixées à 90 % pour le miroir avant et à 99,6% pour le miroir arrière. Nous obtenons alors le spectre de réflectivité représenté en traits pointillés sur la figure 2.10. Nous comparons ce spectre avec celui obtenu avec les mêmes paramètres de cavité mais en considérant une

absorption indépendante de la longueur d'onde sur la plage spectrale étudiée ( $\alpha(\lambda)=50 \text{ cm}^{-1}$  quelque soit  $\lambda$ ).

On constate que, contrairement à ce que l'on attendait, les deux minima ne se produisent pas à la même longueur d'onde. En effet, le minimum de réflectivité se produit comme prévu à  $\lambda=880 \text{ nm}$  lorsque l'absorption ne dépend pas de la longueur d'onde mais se produit à une longueur d'onde différente lorsque l'on considère le spectre d'absorption du matériau GaAs. Dans ce dernier cas, le minimum de réflectivité se produit à la longueur d'onde  $\lambda \sim 881,07 \text{ nm}$ .



**Figure 2.10- Spectres de réflectivité obtenus pour une cavité constituée de  $R_1=90 \%$ ,  $R_2=99,6\%$  et  $d=489 \text{ nm}$  pour un milieu d'absorption indépendante de la longueur d'onde et pour un spectre réel d'absorption (GaAs).**

Dans les paragraphes précédents, nous avons montré que la longueur d'onde de résonance est déterminée par les caractéristiques du matériau intracavité (épaisseur et indice de réfraction). Nous avons remarqué qu'en introduisant un milieu dont le coefficient d'absorption dépend de la longueur d'onde  $\alpha(\lambda)$ , le minimum de réflectivité ne se produit plus forcément lorsque la condition de résonance est vérifiée. Nous allons illustrer cette constatation par des spectres de réflectivité simulés à partir du spectre d'absorption représenté sur la figure 2.9.

### 2.3.2. Introduction d'une pseudo-résonance de longueur d'onde $\lambda_{ps}$

Pour expliquer le décalage observé entre la longueur d'onde pour laquelle se produit le minimum de réflectivité et celle à laquelle on l'attendait, nous avons pris plusieurs points sur le spectre réel d'absorption  $[\lambda; \alpha(\lambda)]$ . Un exemple est représenté sur la figure 2.11. Pour la longueur d'onde  $\lambda=879$  nm, le coefficient d'absorption vaut  $\alpha(879) \sim 604,64 \text{ cm}^{-1}$ . Pour chaque point, nous traçons le spectre de réflectivité avec cette valeur fixe de l'absorption et on note la valeur de la réflectivité en  $\lambda$ .

Prenons un exemple avec 4 valeurs de l'absorption sur le spectre d'absorption du GaAs:

$\lambda$ (nm)	879	880	881,07	885
$\alpha(\lambda)$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	604,64	313,07	155,94	213,84
$R(\lambda)$ (%)	49,13	24,29	7,19	48,8

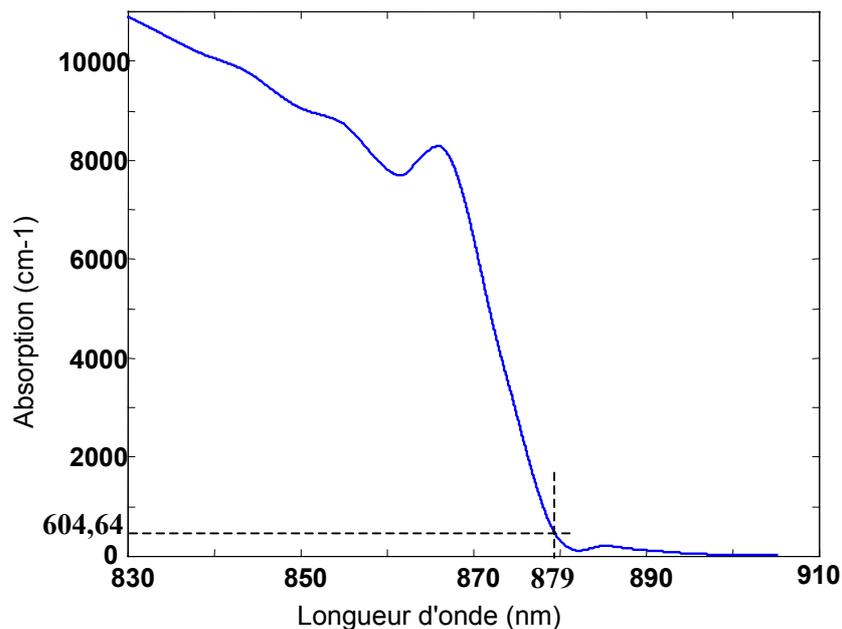


Figure 2.11- Exemple de point  $[\lambda; \alpha(\lambda)]$  choisi sur le spectre d'absorption du GaAs massif.

Sur la figure 2.12, nous traçons les spectres de réflectivité obtenus pour les 4 valeurs de l'absorption indépendantes de la longueur d'onde données dans le tableau précédent. On obtient des spectres de réflectivité dont le minimum se produit à la longueur d'onde de résonance, ce qui est un résultat bien connu. La valeur de la réflectivité à la résonance varie en fonction du coefficient d'absorption utilisé.

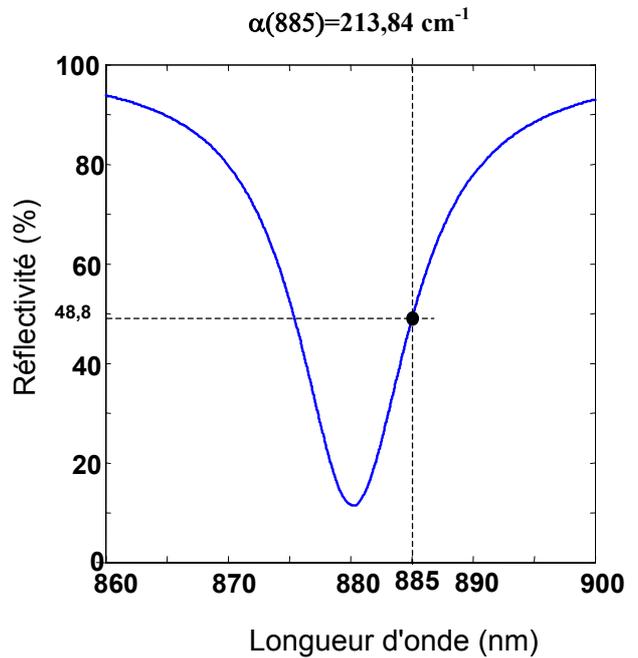
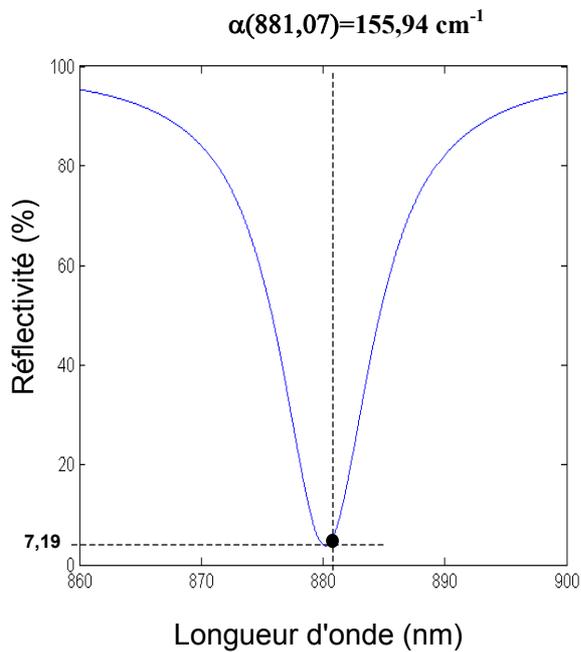
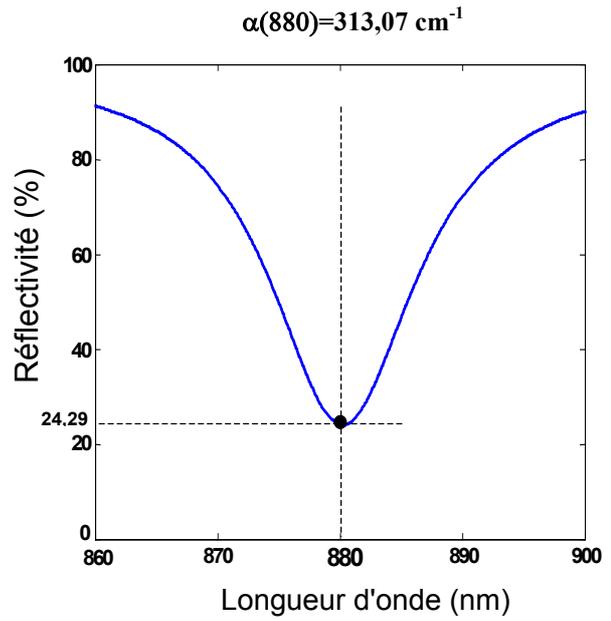
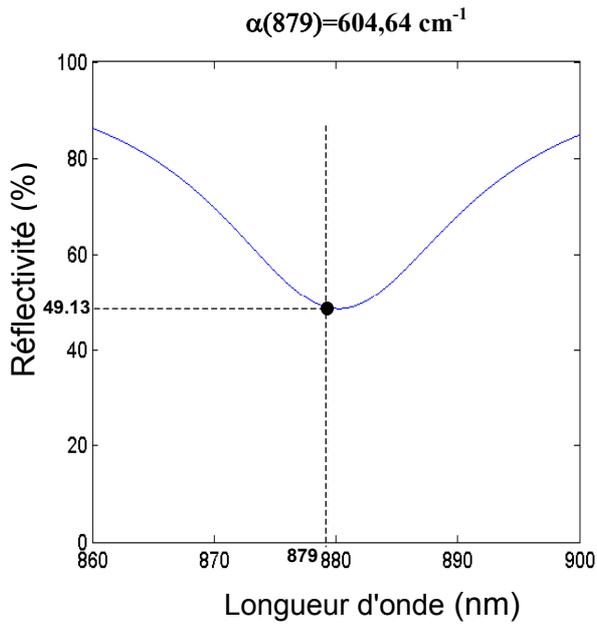
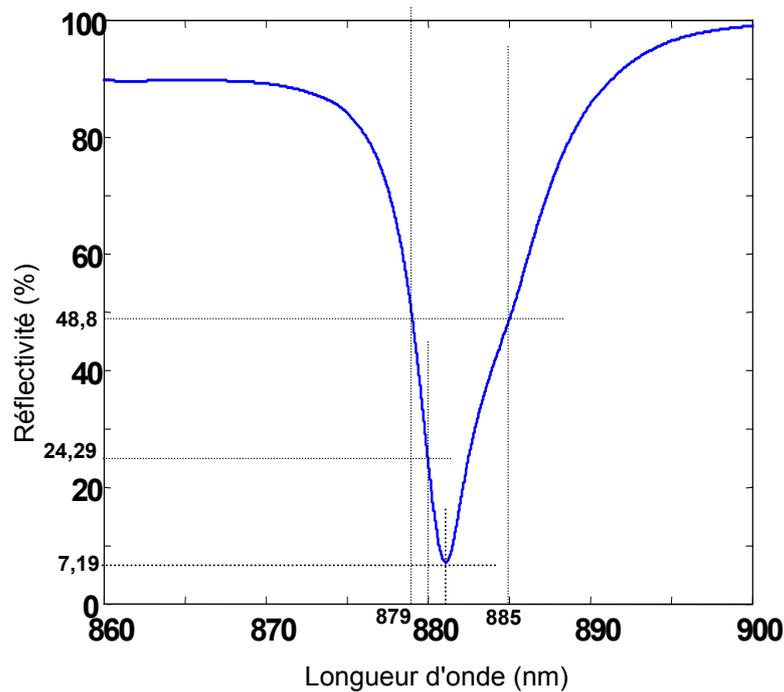


Figure 2.12- Spectres de réflectivité obtenus pour des coefficients d'absorption différents et indépendants de la longueur d'onde.

A présent, nous reportons pour chaque longueur d'onde, le coefficient de réflectivité ainsi obtenu sur le spectre réel de réflectivité tracé à partir du spectre d'absorption. On peut voir, sur la figure 2.13, que ces points prennent place sur le spectre réel de réflectivité. Ainsi, le spectre de réflectivité réel peut être "construit" à partir de points provenant des spectres de réflectivité obtenus à absorption indépendante de la longueur d'onde (nous utiliserons dans la suite l'expression "absorption fixe"). On peut "construire", point par point, le spectre de réflectivité de la cavité à partir des spectres obtenus pour  $\alpha$ =fixe.



**Figure 2.13- "Construction" du spectre de réflectivité de la cavité absorbante à partir des spectres de réflectivité à  $\alpha$ =fixe.**

On s'attendait à ce que le minimum de réflectivité se produise à la longueur d'onde  $\lambda_{\text{res}}=880$  nm et que ce minimum soit  $R_{\text{min}}\sim 25,53\%$  avec  $R_1=90\%$ ,  $R_2=99,6\%$ ,  $d=489$  nm et  $\alpha=313,07$   $\text{cm}^{-1}$ . En fait, on observe que le minimum de réflectivité  $R_{\text{min}}\sim 7,19\%$  se produit à la longueur d'onde  $\lambda\sim 881,08$  nm qui n'est pas la longueur d'onde de résonance de la cavité telle qu'elle est définie par la condition de résonance. Cette longueur d'onde pour laquelle la réflectivité est minimale sera appelée par la suite longueur d'onde de pseudo-résonance  $\lambda_{\text{ps}}$ :  $R(\lambda_{\text{ps}})$  est le minimum du spectre de réflectivité si on considère une cavité dont le milieu possède un coefficient d'absorption  $\alpha(\lambda)$ .

La pseudo-résonance existe du fait que la réflectivité à la résonance varie avec le coefficient d'absorption. En effet, si on considère un couple  $[\lambda_{\text{res}}+\Delta\lambda; \alpha(\lambda_{\text{res}})+\Delta\alpha]$  avec  $\Delta\alpha$  et  $\Delta\lambda$  infinitésimaux tels que  $R_{\text{min}}(\alpha(\lambda_{\text{res}})+\Delta\alpha) < R_{\text{min}}(\alpha(\lambda_{\text{res}}))$  alors  $R(\lambda_{\text{res}}+\Delta\lambda) < R(\lambda_{\text{res}})$ . Le minimum de réflectivité du spectre réel se décale donc vers  $\lambda_{\text{res}}+\Delta\lambda$ .

On en déduit qu'il n'y a qu'une seule possibilité pour que pseudo-résonance et résonance coïncident, c'est au PMC. En effet, dans ce cas là, la réflectivité s'annule à la résonance pour  $\alpha=\alpha(\lambda_{\text{res}})$ . Quels que soient les autres couples  $[\lambda, \alpha(\lambda)] \neq [\lambda_{\text{res}}, \alpha(\lambda_{\text{res}})]$ , la réflectivité  $R(\lambda)$  est strictement positive et donc supérieure à  $R_{\text{PMC}}(\lambda_{\text{res}})=0$ . Dans ce cas-là, pseudo-résonance et résonance sont confondues. Ceci sera illustré par la suite.

Nous avons montré que le spectre de réflectivité réel d'une cavité contenant un milieu dont l'absorption possède une dépendance spectrale peut être construit à partir de points issus de spectres "élémentaires" obtenus en considérant des absorptions fixes c'est-à-dire indépendantes de la longueur d'onde.

Nous avons surtout montré l'existence d'une pseudo-résonance, c'est à dire que le minimum de réflectivité du spectre ne se produit pas à la longueur d'onde de résonance définie seulement à partir de l'indice de réfraction et de l'épaisseur du matériau absorbant.

Dans le but d'étudier comment évolue cette pseudo-résonance en fonction de l'absorption, nous avons réalisé une étude numérique non-exhaustive présentée dans la partie suivante. Le but est de voir dans quelle mesure un expérimentateur doit prendre en compte la différence entre résonance et pseudo-résonance dans le design d'une cavité.

### 2.3.3. Etude numérique de la pseudo-résonance

Nous allons limiter cette étude à une résonance dont la longueur d'onde se situe dans la zone de semi-transparence du matériau. Dans cette zone spectrale, afin de simplifier le problème, nous allons considérer que le coefficient d'absorption varie comme une fonction

gaussienne  $\alpha(\lambda) = \alpha_0 e^{-\frac{(\lambda_s - \lambda)^2}{\tau}}$  centrée en  $\lambda_s$  et de valeur maximale  $\alpha_0$ . Les paramètres  $\alpha_0$ ,  $\lambda_s$  et  $\tau$  permettent de modifier la hauteur, le centre et la largeur à mi-hauteur de cette fonction.

Dans un premier temps, la longueur d'onde centrale de la gaussienne est fixée à 870 nm, ce qui correspondrait au gap du matériau. Nous avons choisi de fixer l'épaisseur de ce milieu à  $d=730$  nm de sorte que la longueur d'onde de résonance soit située dans la "zone de transparence" et nous avons fixé l'indice de réfraction du matériau à  $n=3,6$ . Avec ces paramètres, la longueur d'onde de résonance est fixée à  $\lambda_{\text{res}}=880$  nm.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la pseudo-résonance apparaît lorsque l'absorption n'est plus uniforme c'est à dire lorsque  $\frac{d\alpha}{d\lambda} \neq 0$ .

Dans un premier temps, nous allons étudier comment évolue la longueur d'onde de pseudo-résonance par rapport au PMC. En effet, sur l'exemple illustrant l'existence d'une pseudo-résonance, la longueur d'onde de pseudo-résonance était supérieure à la longueur d'onde de résonance. Nous montrerons que  $\lambda_{\text{ps}}$  peut être supérieure ou inférieure à  $\lambda_{\text{res}}$  selon le point de fonctionnement de la cavité considéré. Nous étudierons conjointement la variation du rapport  $\lambda_{\text{ps}}/\lambda_{\text{res}}$  en fonction de  $(d\alpha/d\lambda)_{\lambda=880}$ , pente du coefficient d'absorption en  $\lambda_{\text{res}}=880$  nm. Pour cela, nous considérons des gaussiennes centrées en  $\lambda_s=870$  nm; elles ont toutes une valeur commune en  $\lambda_{\text{res}}$  ( $\alpha(880)=300 \text{ cm}^{-1}$ ). Cette valeur commune est la valeur de l'absorption donnée par le spectre d'absorption du GaAs représenté sur la figure 2.11. La pente s'exprime de la façon suivante  $\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{2}{\tau^2}(\lambda_s - \lambda)\alpha(\lambda)$ .

En changeant le paramètre  $\tau$ , on modifie la pente de la gaussienne en  $\lambda_{\text{res}}$ . Ce paramètre  $\tau$  est homogène à une longueur; son unité (nm) ne sera plus précisée par la suite. La valeur de  $\alpha_0$  est telle que  $\alpha(880)=300 \text{ cm}^{-1}$ . On obtient donc un ensemble de gaussiennes passant par le même point. Un exemple est donné sur la figure 2.14.

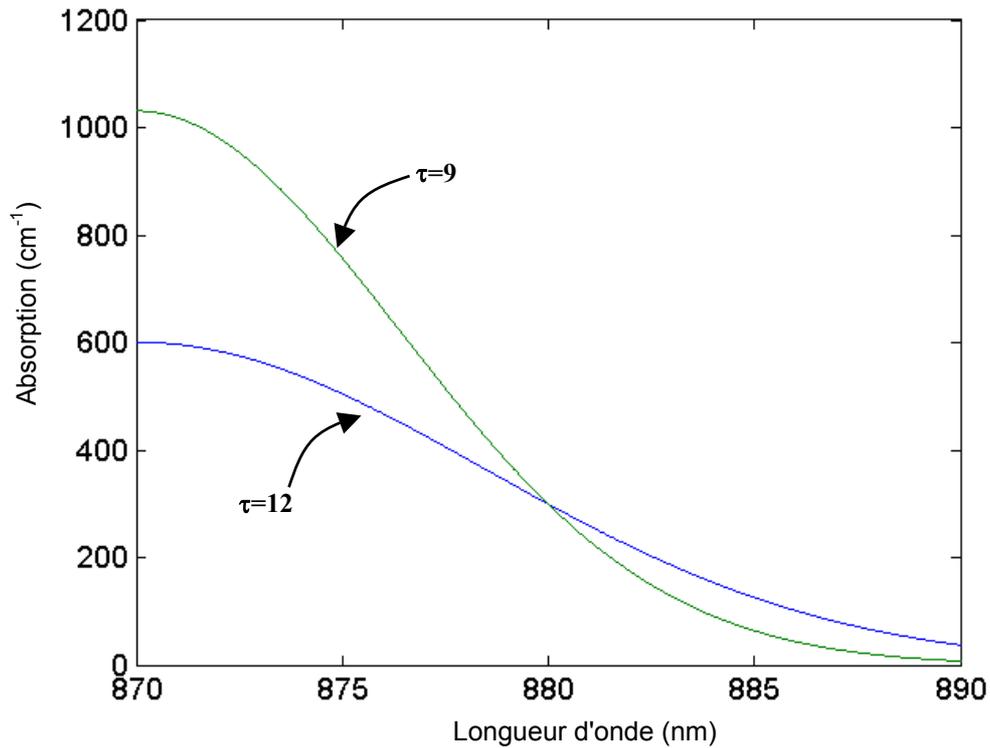


Figure 2.14- Exemples de variation de pente du coefficient d'absorption avec une absorption fixe à la longueur d'onde 880 nm ( $\alpha(880)=300 \text{ cm}^{-1}$ ).

### 2.3.3.1. Evolution de la longueur d'onde de pseudo-résonance par rapport au PMC

#### a. En deçà du PMC

Nous avons fixé les paramètres de la cavité en prenant  $R_1=65\%$ ,  $R_2=99,6\%$  et  $d=730 \text{ nm}$ . La variation de la réflectivité à la résonance (à  $\alpha$  fixe) est représentée sur la figure 2.15. Le PMC est réalisé pour une absorption fixe telle que la réflectivité arrière équivalente  $R_2^{\text{eq}}$  est égale à la réflectivité du miroir avant c'est à dire 65 % (point B de la figure). Comme nous avons fixé  $\alpha(\lambda_{\text{res}})=300 \text{ cm}^{-1}$ , on peut calculer la réflectivité du miroir arrière équivalent  $R_2^{\text{eq}} = 95,32\%$ . Cette situation correspond au point A sur le diagramme. On se situe donc en deçà du PMC ( $R_2^{\text{eq}} > R_1$ ). On en déduit la réflectivité à la résonance  $R(\lambda_{\text{res}}) \sim 64 \%$ . Ceci est confirmé par le tracé du spectre de réflectivité pour  $\alpha=300 \text{ cm}^{-1}$  (cf figure 2.16); la longueur d'onde de résonance est bien  $\lambda_{\text{res}}=880 \text{ nm}$ .

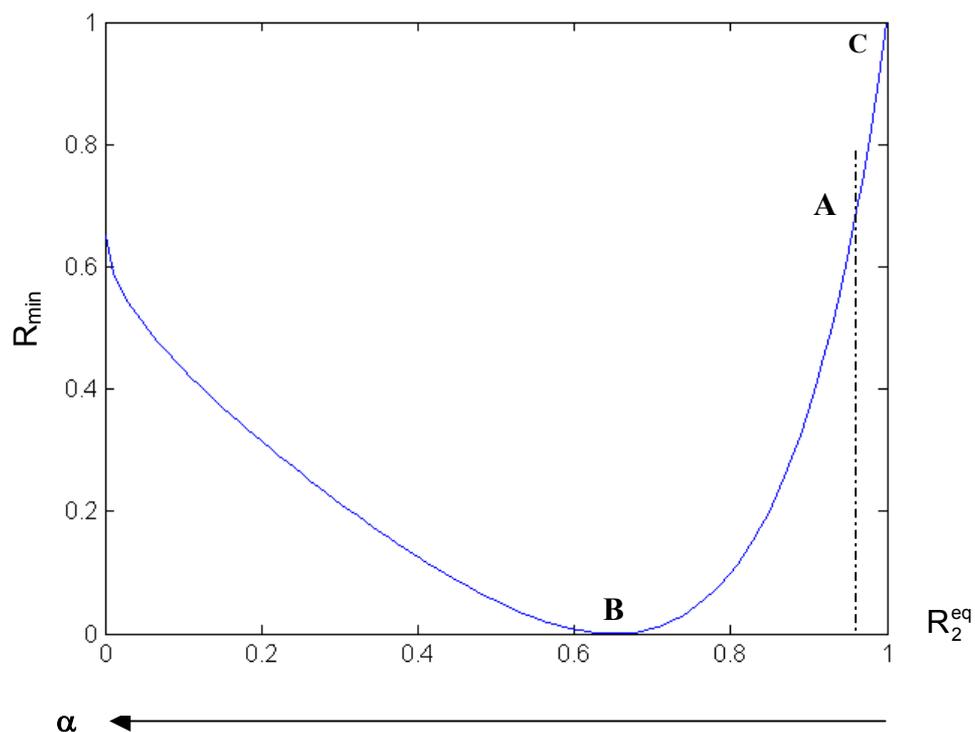


Figure 2.15- Réflectivité de la cavité FP à la résonance en fonction de la réflectivité du miroir arrière équivalent et de l'absorption. Cette courbe a été tracée en fixant  $R_1=65\%$ ,  $R_2=99,6\%$  et  $\alpha=300 \text{ cm}^{-1}$ . La réflectivité du miroir arrière équivalent est  $R_2^{\text{eq}}=95,32\%$ . Ce point correspond au point A de la courbe. Il se situe dans la zone en deçà du PMC.

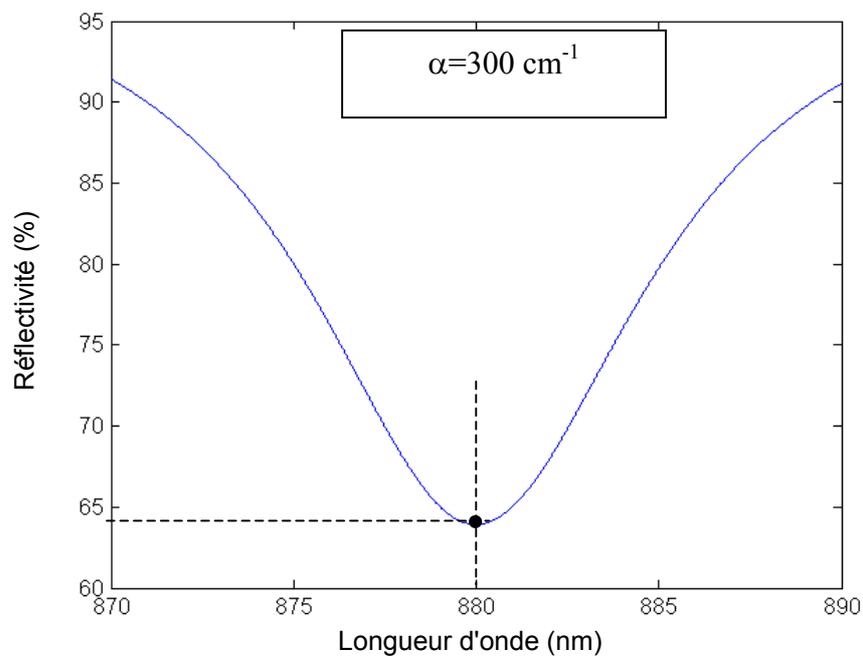


Figure 2.16- Spectre de réflectivité obtenue pour une cavité 65-99,6 avec un coefficient d'absorption fixe  $\alpha=300 \text{ cm}^{-1}$ .  $R(\lambda_{\text{res}})\sim 64 \%$ .

La gaussienne qui décrit l'absorption est une fonction décroissante: pour  $\lambda < \lambda_{\text{res}}$ ,  $\alpha(\lambda) > \alpha(\lambda_{\text{res}})$  alors que pour  $\lambda > \lambda_{\text{res}}$ ,  $\alpha(\lambda) < \alpha(\lambda_{\text{res}})$ .

La figure 2.15 nous indique que, dans la zone en deçà du PMC ( $R_1 < R_2^{\text{eq}}$ ), la réflectivité minimale décroît lorsque l'absorption augmente. On se déplace du point C vers le point B. En effet, l'augmentation de l'absorption a tendance à accorder la cavité c'est à dire à diminuer l'écart entre  $R_1$  et  $R_2^{\text{eq}}$ . Avec les paramètres utilisés, l'état de la cavité à la résonance est caractérisé par le point A. A  $\alpha$  fixe, la réflectivité  $R(\lambda_{\text{res}})$  parcourt la courbe du point A vers le point B quand  $\alpha$  augmente. Au contraire, lorsque l'absorption diminue,  $R(\lambda_{\text{res}})$  augmente et décrit la courbe du point A vers le point C.

Nous avons représenté, sur la figure 2.17, ce qui se passe dans deux cas particuliers  $\alpha(\lambda) > \alpha(\lambda_{\text{res}})$  et  $\alpha(\lambda) < \alpha(\lambda_{\text{res}})$  et on les compare avec le cas où  $\alpha = \alpha(\lambda_{\text{res}})$ .

La figure 2.17 (a) représente le cas d'une absorption supérieure à celle de la longueur d'onde de résonance. Cela correspond donc sur le spectre d'absorption aux longueurs d'onde inférieures à  $\lambda_{\text{res}}$ . On voit sur la figure 2.15, qu'à la résonance, la réflectivité pour  $\alpha > \alpha(\lambda_{\text{res}})$  est inférieure à celle obtenue pour  $\alpha = \alpha(\lambda_{\text{res}})$  (on se rapproche du point B). De plus, dans la zone spectrale telle que  $\lambda < \lambda_{\text{res}}$ , il existe une longueur d'onde  $\lambda$  telle que  $R(\lambda)$  soit inférieure à  $R_{\text{min}}(\lambda_{\text{res}})$ . Ce point  $R(\lambda)$  sera pris en compte dans la construction du spectre réel de réflectivité. On obtient donc une réflectivité inférieure à celle obtenue à la résonance.

La figure 2.17 (b) représente le cas d'une absorption inférieure à celle de la longueur d'onde de résonance. Ce cas correspond à la zone spectrale où  $\lambda > \lambda_{\text{res}}$ . Contrairement à la situation précédente, la réflectivité est toujours supérieure à celle obtenue à la résonance. Il n'existe donc pas de longueur d'onde  $\lambda > \lambda_{\text{res}}$  telle que la réflectivité soit inférieure à celle de la résonance.

Quand on considère un spectre d'absorption, avec des conditions telles que l'on est en deçà du PMC, le minimum de réflectivité ne peut se produire que pour des longueurs d'onde plus courtes que celle de résonance. On s'attend donc à ce que la longueur d'onde de pseudo-résonance soit inférieure à la longueur d'onde de résonance.

Afin de vérifier ceci, nous avons pris l'exemple de la fonction gaussienne avec le paramètre  $\tau=8$  représentée sur la figure 2.18.

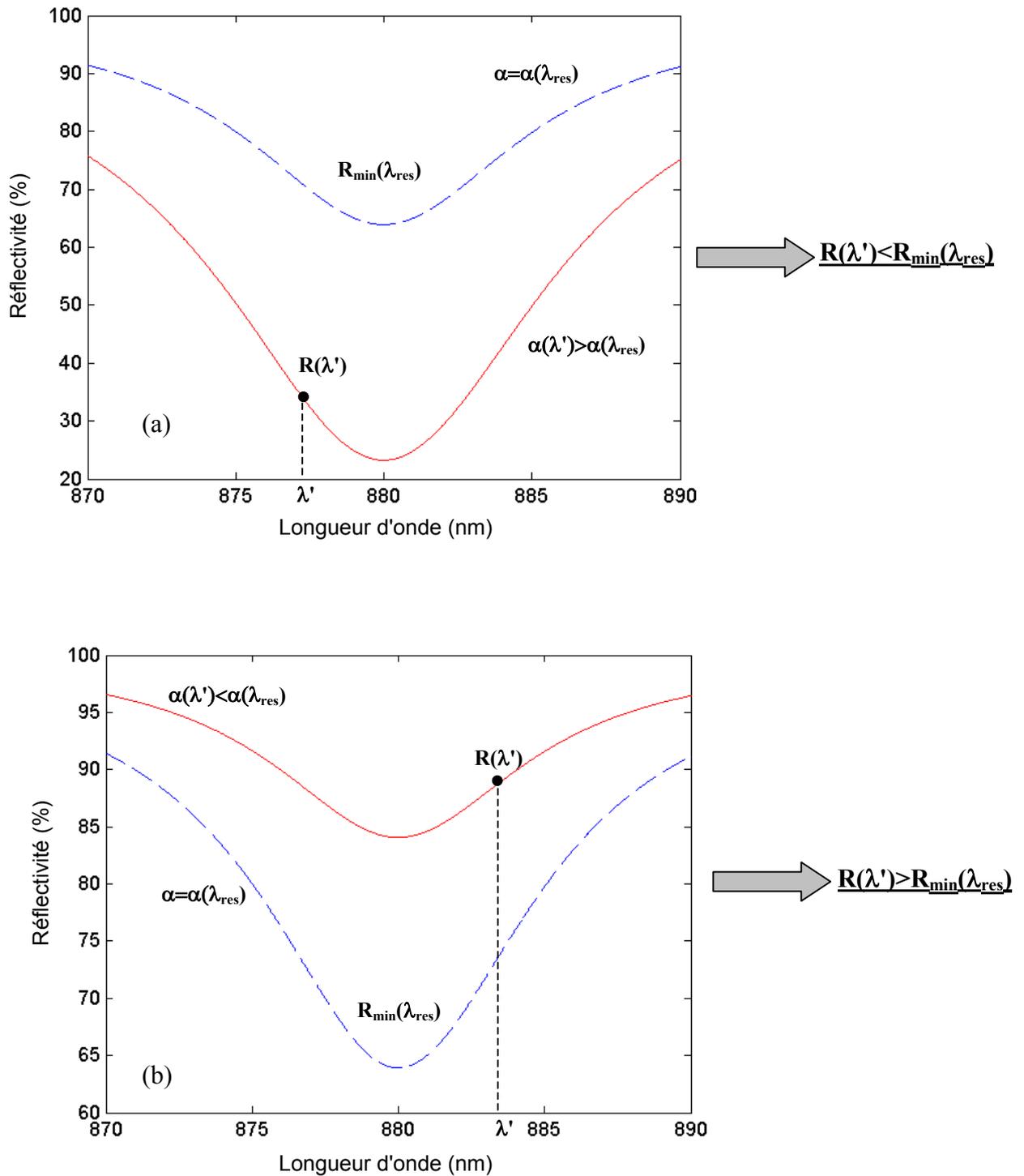
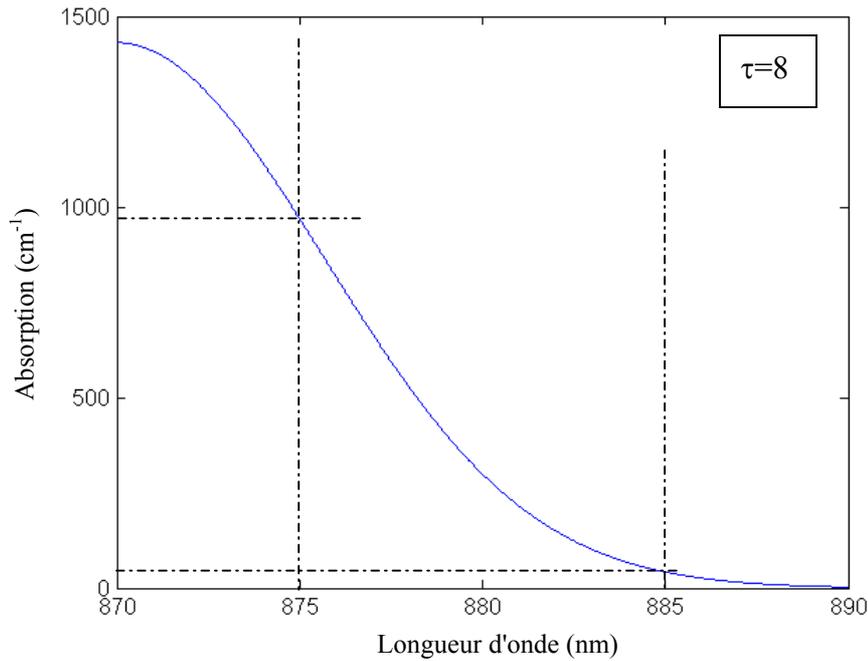


Figure 2.17- Spectres de réflectivité obtenus, lorsque l'on est en deçà du PMC, en considérant des coefficients d'absorption fixes. La figure (a) compare les spectres de réflectivité pour  $\alpha = \alpha(\lambda_{\text{res}})$  et  $\alpha(\lambda') > \alpha(\lambda_{\text{res}})$ . La figure (b) compare les spectres de réflectivité pour  $\alpha = \alpha(\lambda_{\text{res}})$  et  $\alpha(\lambda') < \alpha(\lambda_{\text{res}})$ .



**Figure 2.18- Exemple de fonction gaussienne décrivant la dépendance spectrale de l'absorption d'un milieu intracavité.**

Cette fonction est décroissante et vaut  $300 \text{ cm}^{-1}$  en  $\lambda_{\text{res}}=880 \text{ nm}$ . Les réflectivités des miroirs sont telles que l'on est en deçà du PMC (point A de la figure 2.15). Sur le spectre d'absorption, on a repéré deux couples de points:  $[\lambda_1; \alpha(\lambda_1)]= [875;970]$  et  $[\lambda_2; \alpha(\lambda_2)]= [885;43]$  de part et d'autre de  $[\lambda_{\text{res}}; \alpha(\lambda_{\text{res}})]=[880;300]$ . Afin de tracer le spectre de réflectivité réel correspondant, on considère les spectres de réflectivité obtenus pour ces valeurs fixes de l'absorption (cf figure 2.19). Les réflectivités qui en sont déduites sont données dans le tableau 2.20.

La réflectivité à la longueur d'onde de résonance, pour  $\alpha= 300 \text{ cm}^{-1}$ , a été déduite de la figure 2.16 ( $R(\lambda_{\text{res}})\sim 64 \%$ ).

Conformément à nos déductions, nous constatons que pour  $\lambda_1=875 \text{ nm}<\lambda_{\text{res}}$ , la réflectivité est inférieure à celle à la résonance alors que pour  $\lambda_2=885 \text{ nm}>\lambda_{\text{res}}$ , elle est supérieure.

En prenant en compte la globalité du spectre d'absorption, nous avons tracé le spectre de réflectivité "réel" de la microcavité correspondant au spectre d'absorption gaussien de la figure 2.18 (cf figure 2.21).

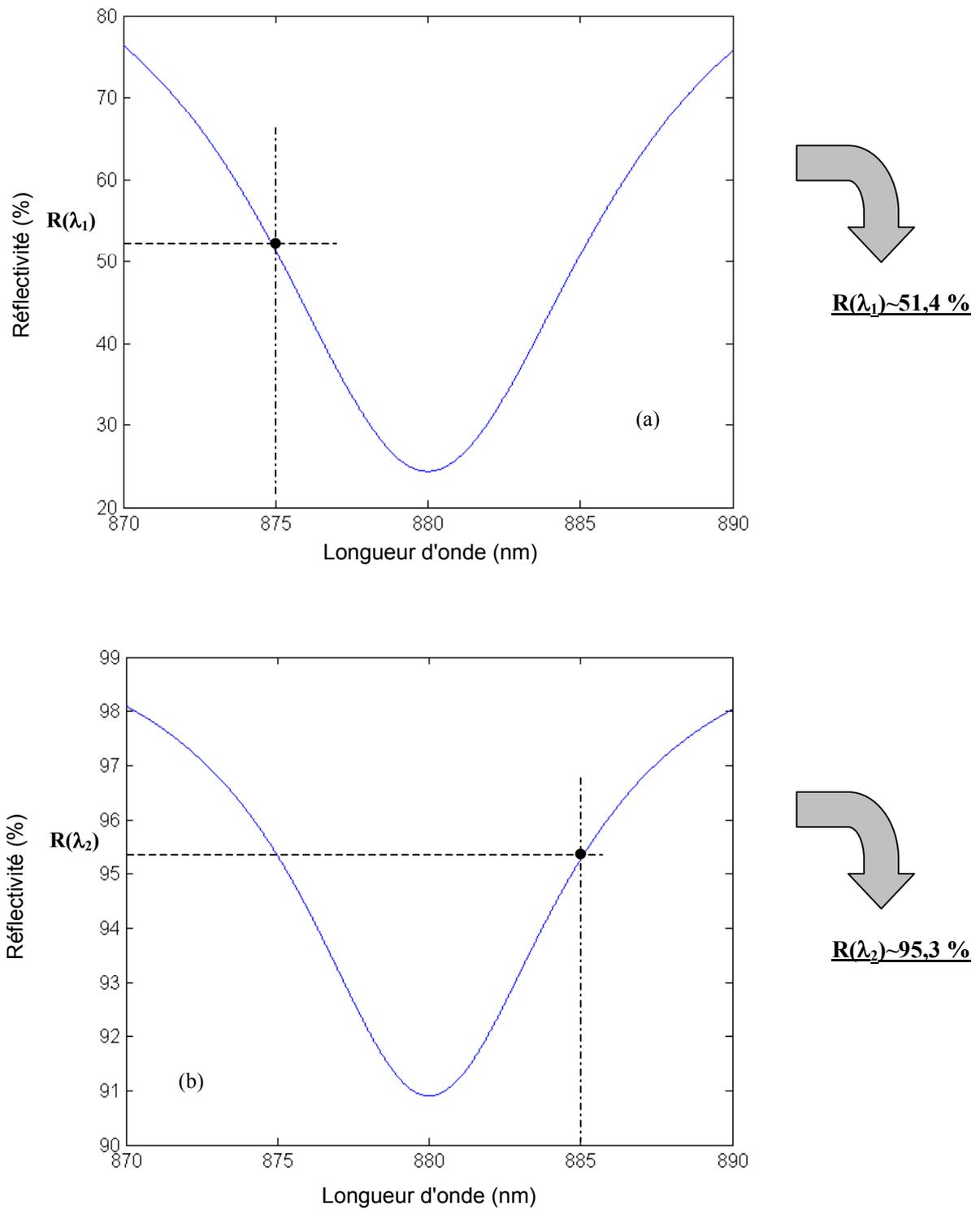
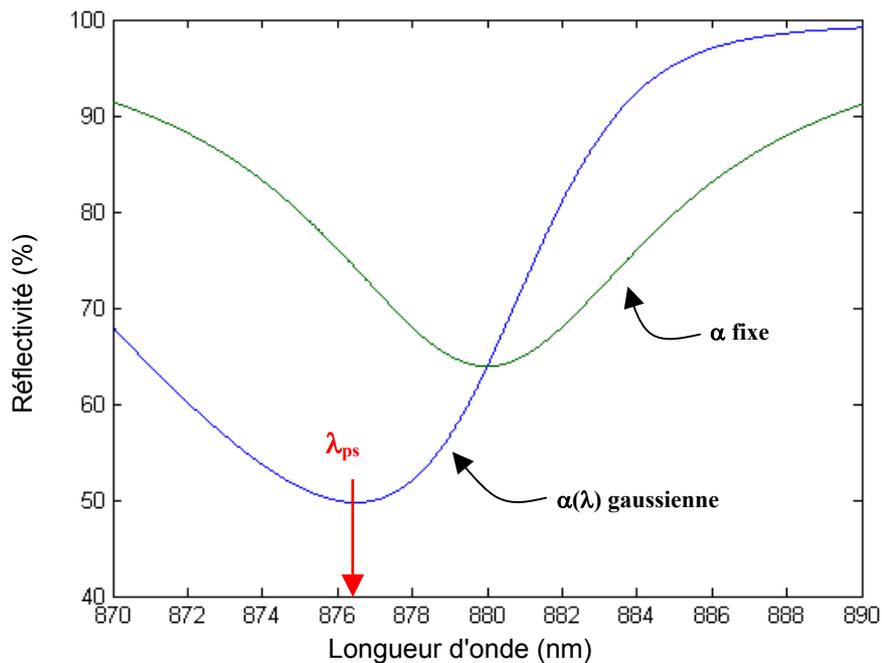


Figure 2.19- Spectres de réflectivités obtenus pour des coefficients d'absorption fixes: (a) avec  $\alpha = \alpha(\lambda_1)$  et (b) avec  $\alpha = \alpha(\lambda_2)$ .

	$\lambda_1=875$ nm	$\lambda_{res}=880$ nm	$\lambda_2=885$ nm
$\alpha(\lambda)$ en $\text{cm}^{-1}$	$\sim 969,55$	300	$\sim 42,6$
$R(\lambda)$ en %	$\sim 51,38$	$\sim 63,9$	$\sim 95,3$

**Figure 2.20-** Tableau récapitulatif des valeurs d'absorption et de réflectivité pour les longueurs d'onde  $\lambda_1=875$  nm,  $\lambda_2=885$  nm et  $\lambda_{res}=880$  nm.

Comme prévu, le minimum de réflectivité du spectre "réel" (caractérisant la pseudo-résonance) est atteint à la longueur d'onde  $\lambda_{ps}\sim 876,5$  nm qui est inférieure à la longueur d'onde de résonance.



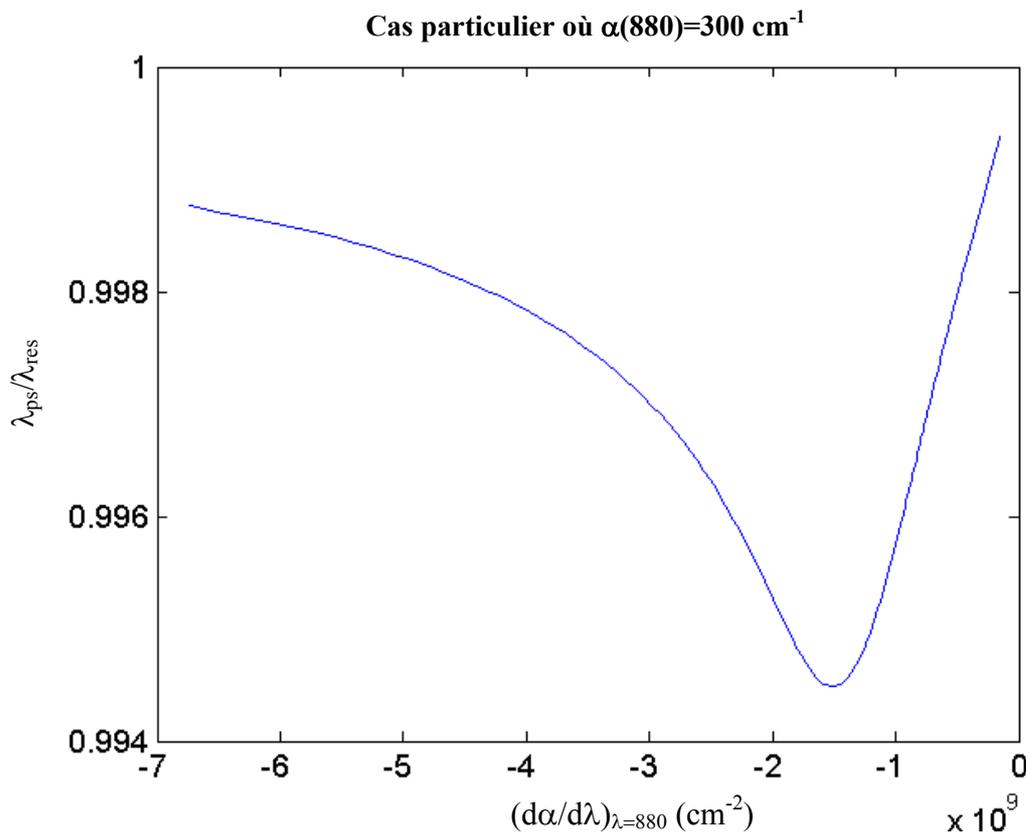
**Figure 2.21-** Spectre de réflectivité pour une absorption fixe ( $\lambda_{res}=880$  nm) et spectre de réflectivité pour une absorption gaussienne ( $\lambda_{ps}\sim 876,5$  nm). La pseudo-résonance se produit à une longueur d'onde inférieure à celle de résonance.

Pour vérifier que ceci se produit pour n'importe quelle valeur de la pente du coefficient d'absorption, nous avons fait varier le paramètre  $\tau$  de la gaussienne en conservant  $\alpha(880)=300$   $\text{cm}^{-1}$ . Nous avons tracé le rapport entre longueur d'onde de pseudo-résonance et longueur d'onde de résonance en fonction de la pente (cf figure 2.22). Ce rapport est inférieur

à 1 quelle que soit la pente de la gaussienne en  $\lambda_{res}$ ; la pseudo-résonance se produit donc pour des longueurs d'onde inférieures à celle de résonance.

En effet, comme on ne modifie ni les réflectivités des miroirs ni la valeur de l'absorption en  $\lambda_{res}$ , on est toujours dans les conditions du point A de la figure 2.15 à la résonance c'est à dire en deçà du PMC.

Remarque: Le décalage maximum est tel que le rapport  $\lambda_{ps}/\lambda_{res} \sim 0,9945$ . Cela représente donc une longueur d'onde de pseudo-résonance  $\lambda_{ps} \sim 875$  nm soit un décalage de l'ordre de 5 nm par rapport à  $\lambda_{res}$ . Ceci n'est pas à négliger si on considère des cavités de grande finesse car ce décalage peut être du même ordre et même supérieur à la largeur à mi-hauteur de la résonance attendue.



**Figure 2.22- Variation de  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  en fonction de la pente pour  $\alpha(880)=300 \text{ cm}^{-1}$ . Ce rapport est toujours inférieur à 1 car on est en deçà du PMC.**

Nous avons donc montré que, lorsque les paramètres de la cavité sont tels que l'on est en deçà du PMC, il existe une pseudo-résonance et qu'elle se produit pour des longueurs d'onde

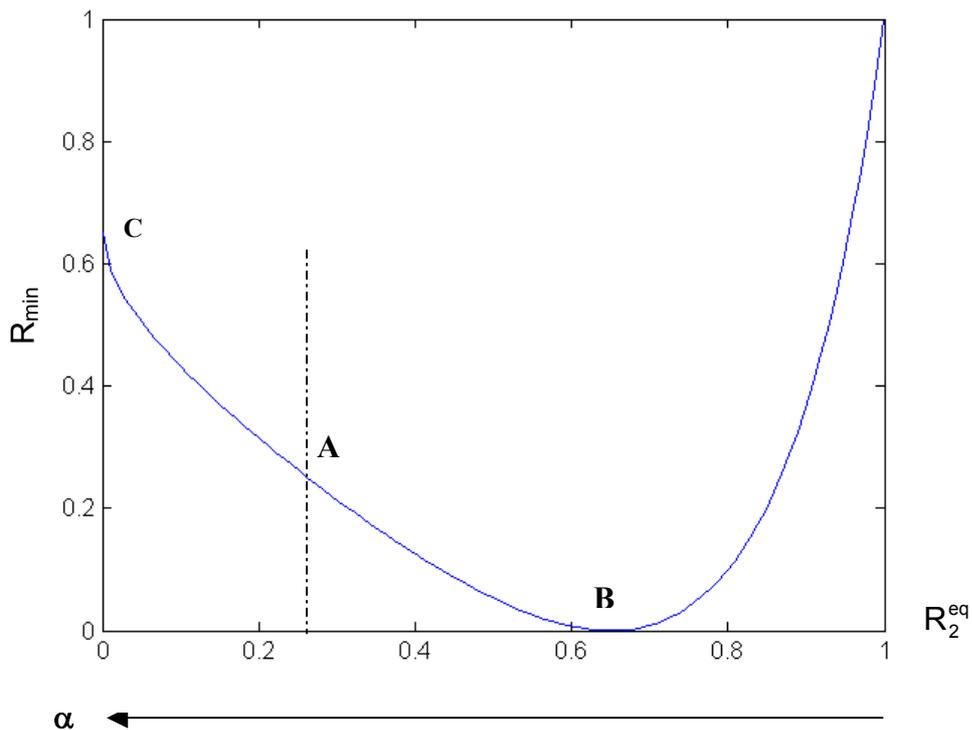
plus courtes que celle de résonance. Ceci se produit quelle que soit la pente de l'absorption considérée.

b. Au-delà du PMC

De la même façon, on peut prévoir ce qui se passe si on est dans des conditions telles que l'on est au-delà du PMC ( $R_1 > R_2^{eq}$ ). Ce cas est représenté schématiquement sur la figure 2.23.

Les paramètres de la cavité sont tels que l'on est au point A.

Quand l'absorption augmente, le point A parcourt la courbe vers le point C, la réflectivité à la résonance augmente avec l'absorption. Quand l'absorption diminue, le point A parcourt la courbe vers le point B, la réflectivité à la résonance diminue. Tout se passe donc à l'inverse du cas précédent. En effet, la réflectivité  $R(\lambda)$  est supérieure à  $R_{min}(\lambda_{res})$  quelle que soit  $\lambda < \lambda_{res}$ . Alors que pour  $\lambda > \lambda_{res}$ , il existe une absorption telle que la réflectivité est inférieure à  $R_{min}(\lambda_{res})$ .



**Figure 2.23- Réflectivité de la cavité FP à la résonance en fonction de la réflectivité du miroir arrière équivalent et de l'absorption. Les paramètres de la cavité choisis sont tels que l'on est au point A c'est à dire au-delà du PMC (point B).**

Le minimum se produit donc pour une longueur d'onde supérieure à  $\lambda_{res}$  dans le cas où on se situe au delà du PMC (cf figure 2.24), et ce quelle que soit la pente de l'absorption.

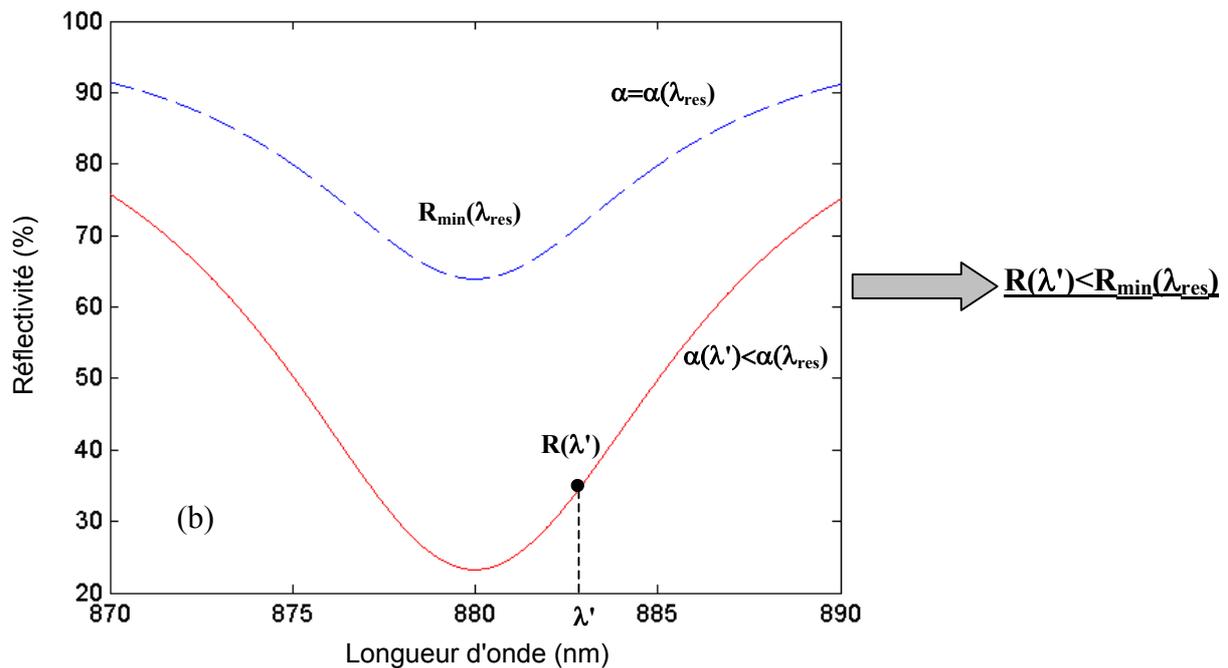
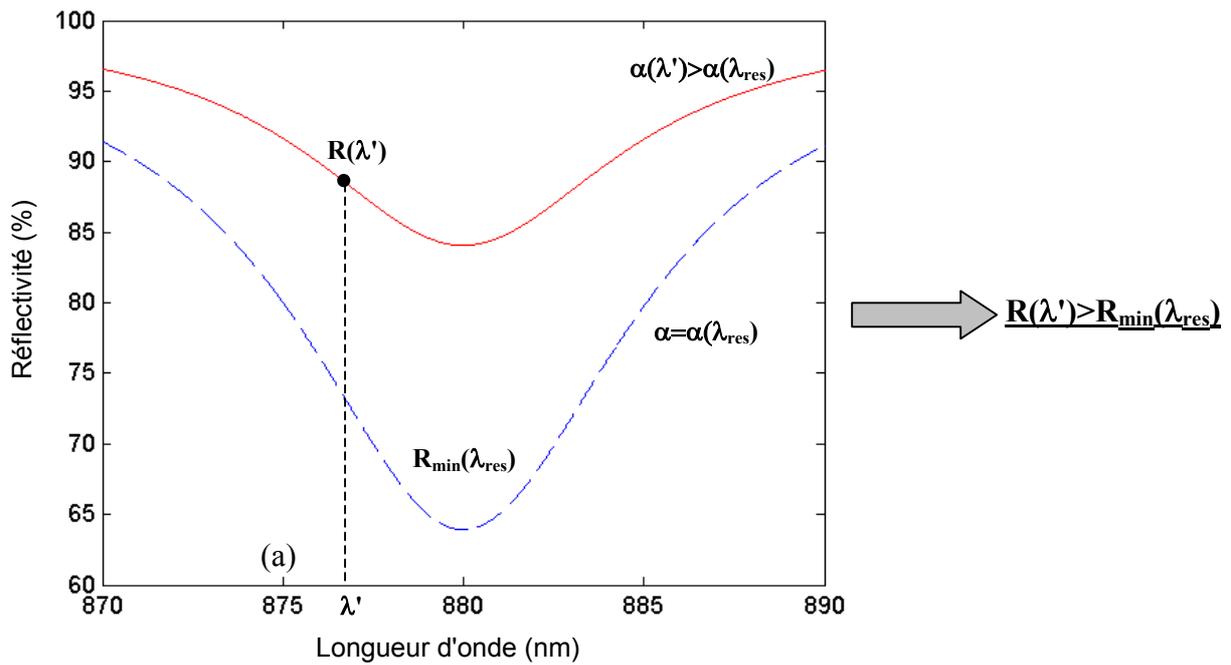


Figure 2.24- Spectres de réflectivité obtenus, lorsque l'on est au-delà du PMC, en considérant des coefficients d'absorption fixes. La figure (a) compare les spectres de réflectivité pour  $\alpha = \alpha(\lambda_{res})$  et  $\alpha(\lambda') > \alpha(\lambda_{res})$ . La figure (b) compare les spectres de réflectivité pour  $\alpha = \alpha(\lambda_{res})$  et  $\alpha(\lambda') < \alpha(\lambda_{res})$ .

c. Au PMC

A présent, si on considère que le PMC est réalisé, la réflectivité à la résonance est nulle. On est au point B des figures 2.15 et 2.23. Que l'absorption augmente ou diminue, la réflectivité augmente forcément. Quelque soit l'absorption considérée autre que  $\alpha=300 \text{ cm}^{-1}$ , la réflectivité minimale sera forcément supérieure (cf figure 2.25). Dans ce cas là, résonance et pseudo-résonance sont confondues. Le rapport  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  est toujours égal à 1 quelle que soit la pente de l'absorption.

Pour illustrer ces différents cas, nous avons modifié les paramètres de la cavité. Nous avons choisi de fixer  $R_2^{eq}=95,32 \%$  ( $R_2=99,6 \%$  et  $\alpha(880)=300 \text{ cm}^{-1}$ ), le PMC se produit pour  $R_1=R_2^{eq}$ . Cette valeur définit  $R_1^{PMC} = 95,32\%$ . En faisant varier la réflectivité du miroir avant, on peut déplacer la longueur d'onde de pseudo-résonance. Sur la figure 2.26, les 3 cas sont représentés : en deçà du PMC ( $R_1 < R_1^{PMC}$ ), au PMC ( $R_1 = R_1^{PMC}$ ) et au-delà du PMC ( $R_1 > R_1^{PMC}$ ).

On remarque que le décalage est plus important dans le cas où on est en deçà du PMC. Ceci peut s'expliquer par le fait que le désaccord, entre la réflectivité  $R_1$  considérée et celle pour laquelle le PMC est vérifié, est plus important dans le cas où  $R_1 < R_1^{PMC}$ . L'évolution du décalage par rapport au désaccord avec le PMC sera abordée plus en détail par la suite.

On remarque également, sur les figures 2.16 et 2.26, que le rapport  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  ne varie pas de façon monotone en fonction de la pente de l'absorption en  $\lambda_{res}$ . Nous nous sommes intéressés à ce phénomène.

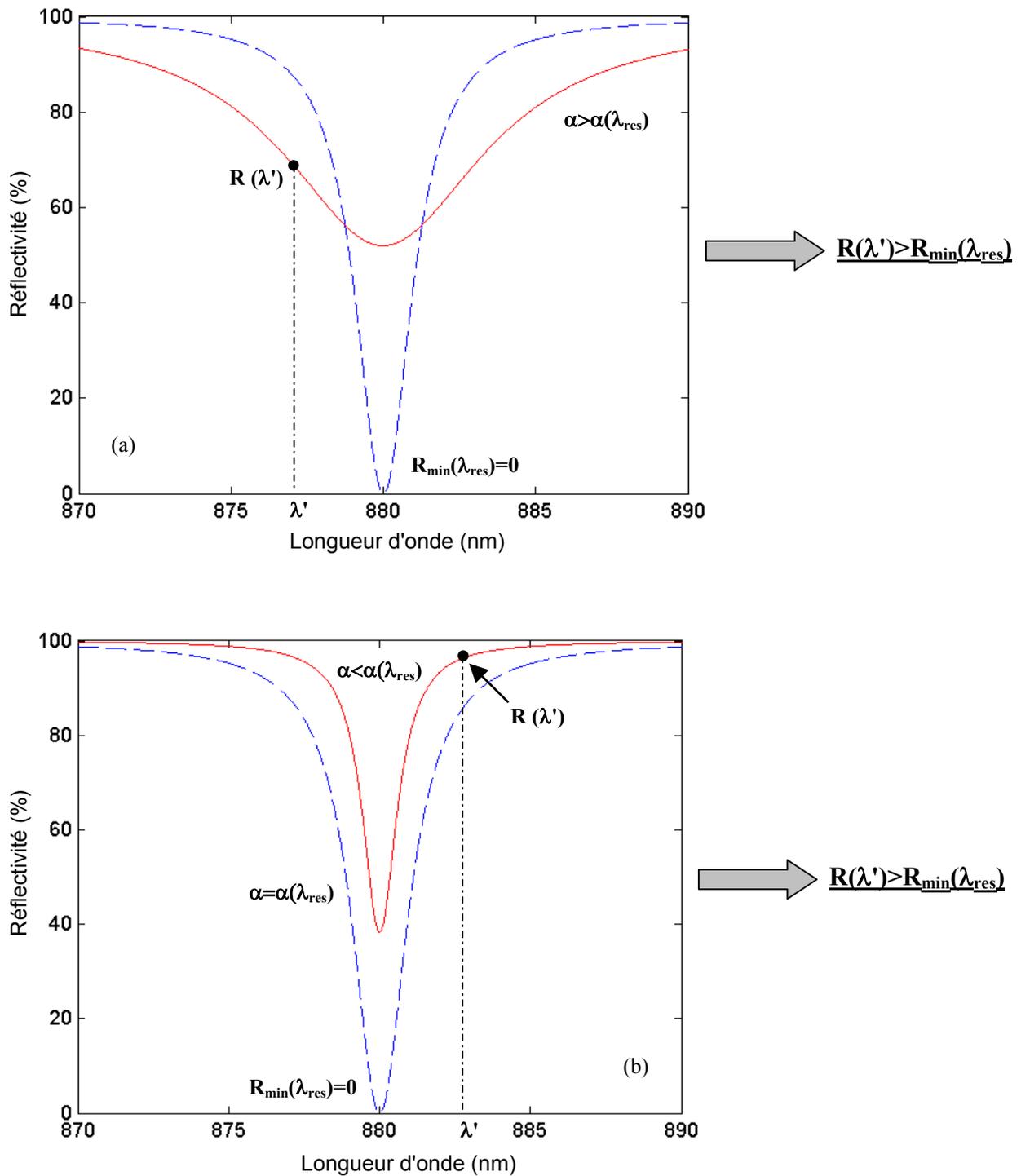
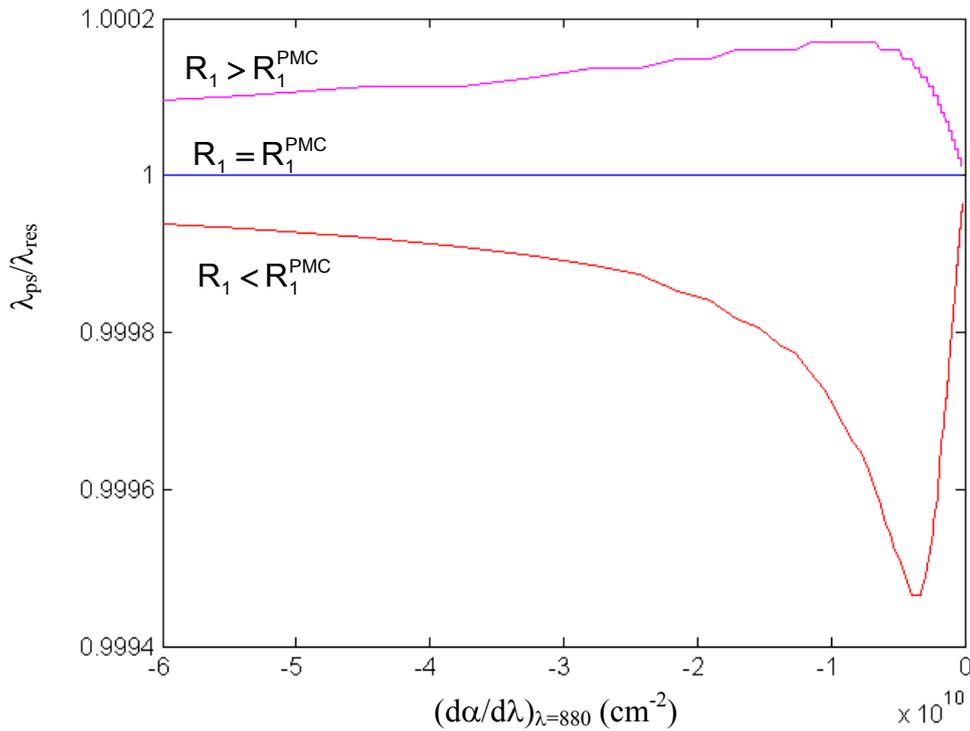


Figure 2.25- Spectres de réflectivité obtenus, lorsque l'on est au PMC, en considérant des coefficients d'absorption fixes. La figure (a) compare les spectres de réflectivité pour  $\alpha = \alpha(\lambda_{res})$  et  $\alpha(\lambda') > \alpha(\lambda_{res})$ . La figure (b) compare les spectres de réflectivité pour  $\alpha = \alpha(\lambda_{res})$  et  $\alpha(\lambda') < \alpha(\lambda_{res})$ .



**Figure 2.26- Rapport des longueurs d'onde de pseudo-résonance et de résonance au-delà du PMC ( $R_1=97\%$ ), au PMC ( $R_1=95,32\%$ ) et en deçà du PMC ( $R_1=90\%$ ).**

### 2.3.3.2. Variation de $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$ en fonction de la pente de l'absorption

Lorsque la pente du coefficient d'absorption varie et que l'on est en-deçà du PMC, on observe un décalage vers le bleu du minimum de réflectivité ( $\lambda_{ps}/\lambda_{res} < 1$ ). Ceci a été développé dans la partie précédente et illustré sur les figures 2.22 et 2.26.

On constate, sur la figure 2.26, que lorsque la pente du coefficient d'absorption augmente, le décalage augmente jusqu'à une valeur maximale avant de décroître et de tendre vers zéro pour des grandes valeurs de la pente.

Ceci vient du fait que lorsque la pente augmente, l'absorption devient très grande pour  $\lambda < \lambda_{res}$ . Pour des fortes valeurs de l'absorption, tout se passe comme si la cavité n'était constituée que du miroir avant (point C de la figure 2.23). Dans ce cas là, la cavité se limite à un miroir unique et, par conséquent, on ne peut plus parler de résonance. Lorsque la pente augmente, il n'y a plus de décalage car la réflectivité de la cavité vaut  $R_1$  quelle que soit la longueur d'onde.

Le décalage en longueur d'onde est donc "stoppé" par la forte absorption et tend vers zéro. Le décalage ne peut donc se produire que lorsque le coefficient d'absorption reste raisonnable sinon les oscillations sont tronquées par l'absorption.

La figure 2.27 illustre les trois cas qui nous intéressent à savoir  $(d\alpha/d\lambda)$  faible,  $(d\alpha/d\lambda)$  tel que le rapport  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  soit maximum et  $(d\alpha/d\lambda)$  important.

De plus, la figure 2.27-A nous montre à quel point il est difficile d'interpréter ce spectre de réflectivité. En effet, d'une part, la résonance ne correspond pas au minimum de réflectivité et d'autre part, la largeur à mi-hauteur ( $\sim 2$  nm) apparaît bien plus étroite que celle d'une cavité semblable non-absorbante ( $\sim 10$  nm). En fait, la "résonance" de la figure 2.27-A n'est qu'une résonance apparente, fortement perturbée par le caractère absorbant du milieu intracavité.

Un phénomène similaire se produit si on considère des conditions telles que l'on est au-delà du PMC. En effet, dès que la pente est forte, l'absorption tend rapidement vers 0 pour  $\lambda > \lambda_{res}$ . La réflectivité tend vers 1 pour  $\lambda > \lambda_{res}$ . Dans ce cas là, le décalage est "stoppé" par l'absorption nulle. La pseudo-résonance se produit pour des longueurs d'onde supérieures mais proches de  $\lambda_{res}$ .

Jusqu'à présent, nous avons mis en évidence que la longueur d'onde de pseudo-résonance peut être inférieure, supérieure ou égale à la longueur d'onde de résonance selon la situation par rapport au PMC. Nous avons ainsi défini 3 "zones" de réflectivité  $R_1 = R_1^{PMC}$ ,  $R_1 < R_1^{PMC}$  et  $R_1 > R_1^{PMC}$ . Maintenant, nous allons étudier l'évolution de  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  lorsque la réflectivité varie à l'intérieur de l'une de ces zones.

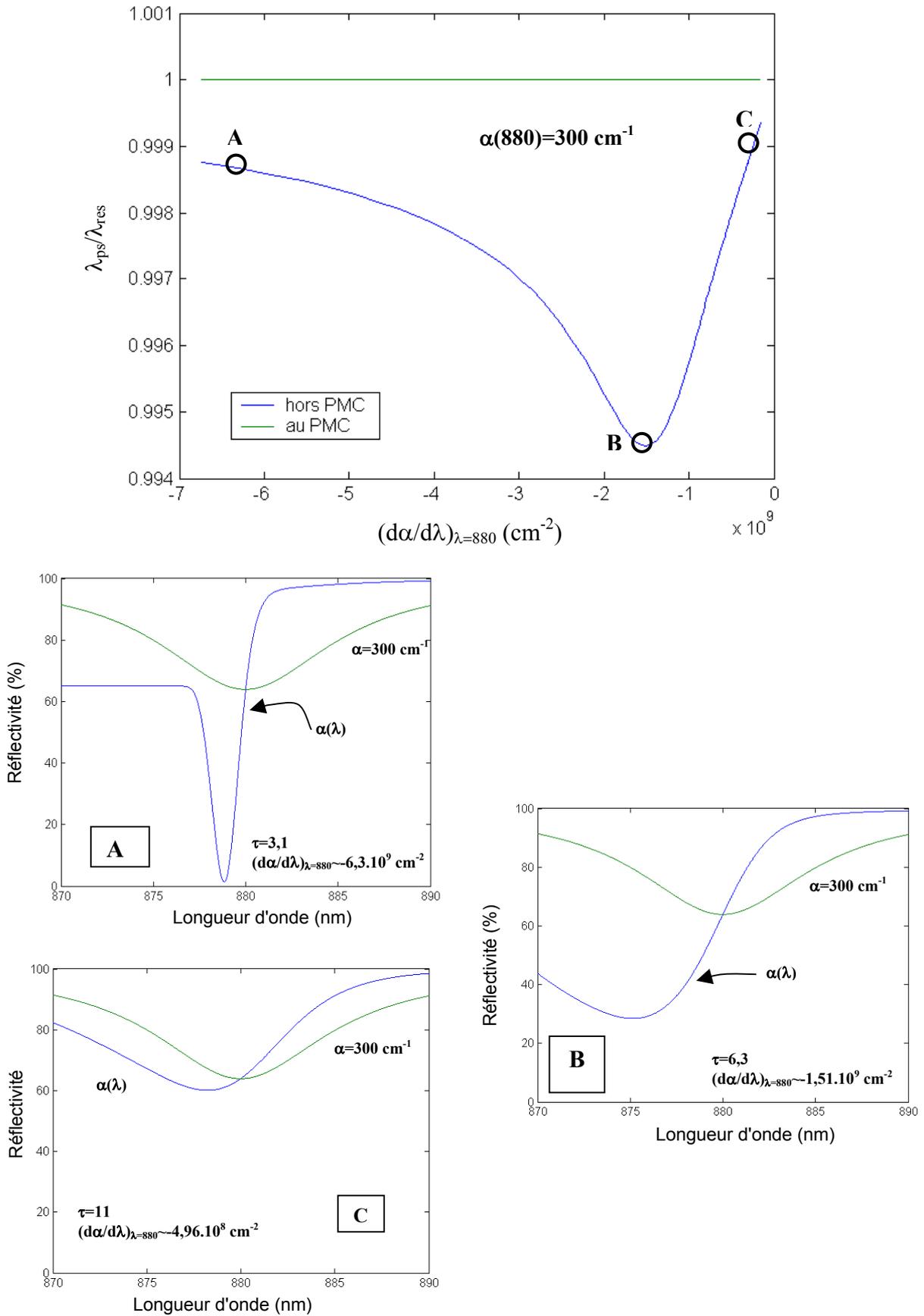
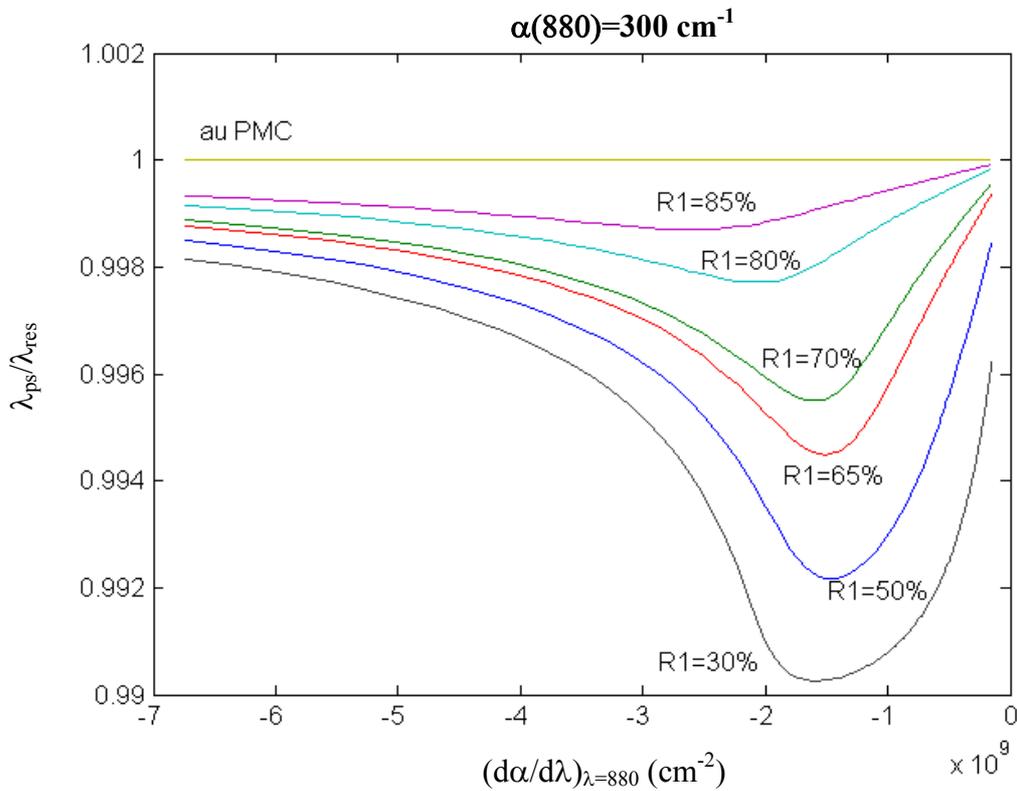


Figure 2.27- La figure centrale représente la variation de  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  en fonction de la pente de l'absorption. Quelques spectres de réflectivité réels caractéristiques des différentes zones sont représentés sur les figures A, B et C correspondants aux points A, B et C.

2.3.3.3. Variation de  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  en fonction de la réflectivité avant

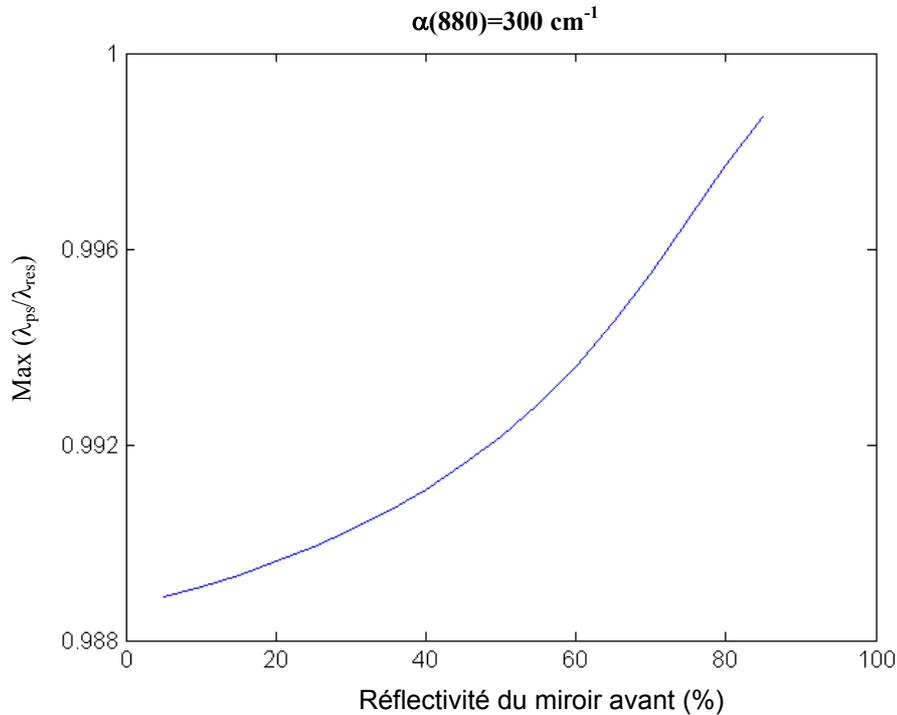
La figure 2.28 représente le rapport  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  pour quelques valeurs de la réflectivité du miroir avant tant que l'on est en deçà du PMC. On constate que ce rapport est toujours inférieur à 1 puisque l'on reste en deçà du PMC et qu'il tend vers 1 quand  $R_1$  augmente.



**Figure 2.28- Variation du rapport  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  en fonction de la variation de la pente du coefficient d'absorption en  $\lambda=880 \text{ nm}$  pour différentes valeurs du coefficient de réflexion du miroir avant.**

Le décalage diminue effectivement quand la réflectivité augmente. Quand  $R_1$  se rapproche de  $R_1^{PMC}$  ( $=95,32 \%$ ), la longueur d'onde de pseudo-résonance se rapproche de la longueur d'onde de résonance comme expliqué dans la partie précédente. Le rapport tend vers 1 comme le montre la figure 2.29.

Nous remarquons également sur la figure 2.28 que la pente de l'absorption pour laquelle le décalage est maximum varie avec la réflectivité avant. Pour l'instant, nous n'avons pas trouvé d'explication à ce phénomène.



**Figure 2.29- Décalage maximum entre résonance et pseudo-résonance en fonction de la réflectivité du miroir avant. La valeur de l'absorption en  $\lambda_{res}$  est fixée  $\alpha(880)=300 \text{ cm}^{-1}$ . Quand la réflectivité du miroir avant augmente de sorte que l'on se rapproche du PMC, le décalage tend vers 1.**

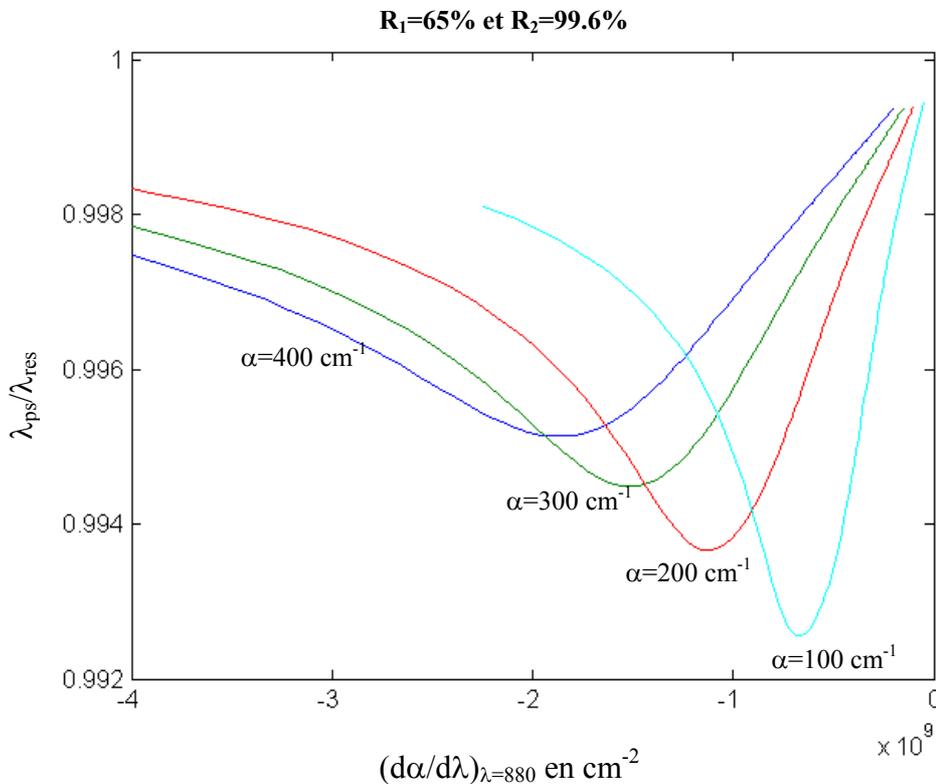
Nous avons réalisé une étude en fixant la valeur du coefficient d'absorption en  $\lambda_{res}=880 \text{ nm}$ . Nous avons montré que la pseudo-résonance apparaît dès que l'on est hors condition de PMC et qu'elle varie avec la pente de l'absorption en  $\lambda_{res}$ .

Le PMC est défini grâce à 3 paramètres:  $\alpha(880)$ ,  $R_2$  et  $R_1$ . Jusqu'à présent, nous avons fixé le couple  $\alpha(880)$  et  $R_2$  et nous avons étudié l'influence de  $R_1$  sur le décalage. Pour vérifier la cohérence de nos résultats, nous avons fixé un autre couple de paramètres  $R_1$  et  $R_2$  et nous avons fait varier  $\alpha(880)$ .

2.3.3.4. Etude du rapport  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  en fonction de l'absorption

Comme pour les simulations précédentes, nous faisons varier la pente du coefficient d'absorption en  $\lambda_{res}$  avec  $R_1$  et  $R_2$  fixes ( $R_1=65\%$  et  $R_2=99,6\%$ ) mais pour différentes valeurs du coefficient d'absorption.

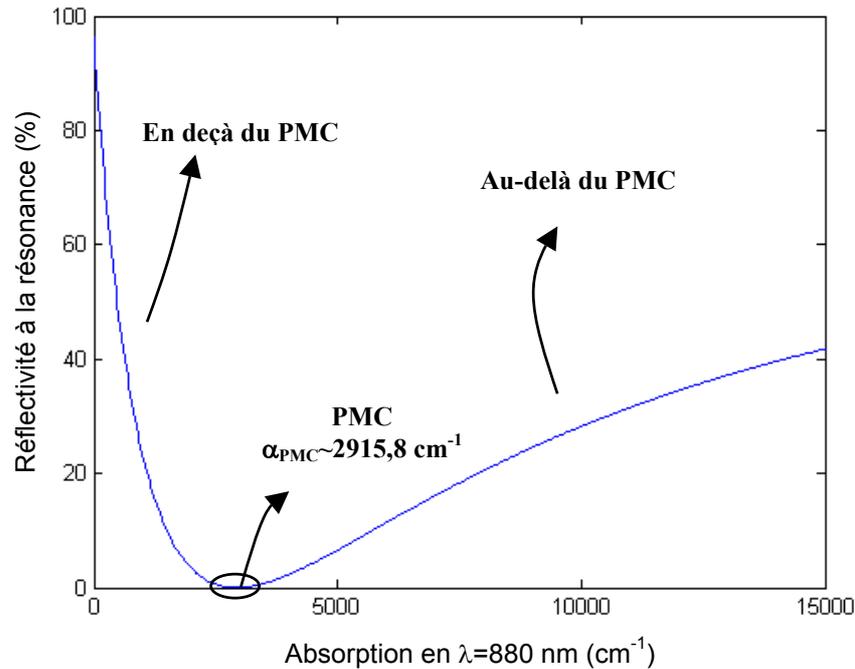
Nous constatons, sur la figure 2.30, que le décalage varie en amplitude avec l'absorption: le décalage est plus important quand l'absorption est faible. De plus, le décalage maximal ne se produit pas pour la même pente; en effet, la pente pour laquelle  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  passe par un extremum est  $(d\alpha/d\lambda)_{\lambda=880} \sim -0,8.10^9 \text{ cm}^{-2}$  pour  $\alpha(880)=100 \text{ cm}^{-1}$  par contre pour  $\alpha(880)=400 \text{ cm}^{-1}$ , cela se produit pour  $(d\alpha/d\lambda)_{\lambda=880} \sim -2.10^9 \text{ cm}^{-2}$ .



**Figure 2.30- Décalage entre pseudo-résonance et résonance en fonction de la pente de l'absorption en  $\lambda=880 \text{ nm}$  pour plusieurs valeurs du coefficient d'absorption en  $\lambda=880 \text{ nm}$ . Les réflectivités des miroirs avant et arrière sont fixées à  $R_1=65\%$  et  $R_2=99,6\%$ . On reste toujours en deçà du PMC.**

Nous avons modifié les valeurs du coefficient d'absorption en  $\lambda_{res}$  et nous avons tracé la variation de la réflectivité minimale de la cavité en fonction du coefficient d'absorption fixe. Nous déterminons pour quelle valeur de l'absorption la cavité est parfaitement accordée c'est-

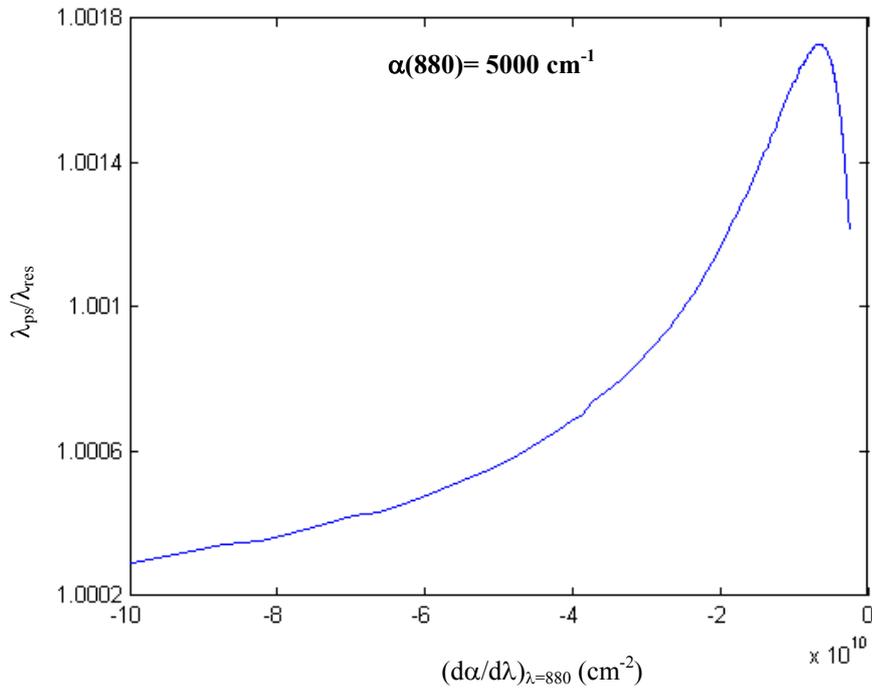
à-dire  $\alpha(880)$  telle que le PMC est réalisé (cf figure 2.31). Le PMC se produit pour un coefficient d'absorption qui vaut  $\alpha_{\text{PMC}} \sim 2915,8 \text{ nm}$ . Pour des valeurs de l'absorption  $\alpha$  telles que  $\alpha < \alpha_{\text{PMC}}$ , on est en deçà du PMC. C'est le cas pour les courbes représentées sur la figure 2.30. Ces résultats confirment ce qui a été dit dans le paragraphe précédent à savoir qu'en deçà du PMC, la pseudo-résonance se produit pour des longueurs d'onde plus courtes que la résonance.



**Figure 2.31- Variation de la réflectivité à la résonance en fonction de l'absorption en  $\lambda=880 \text{ nm}$ . Lorsque la réflectivité s'annule, on en déduit la valeur de l'absorption pour laquelle  $R_2^{eq} = R_1 = 65 \%$ .**

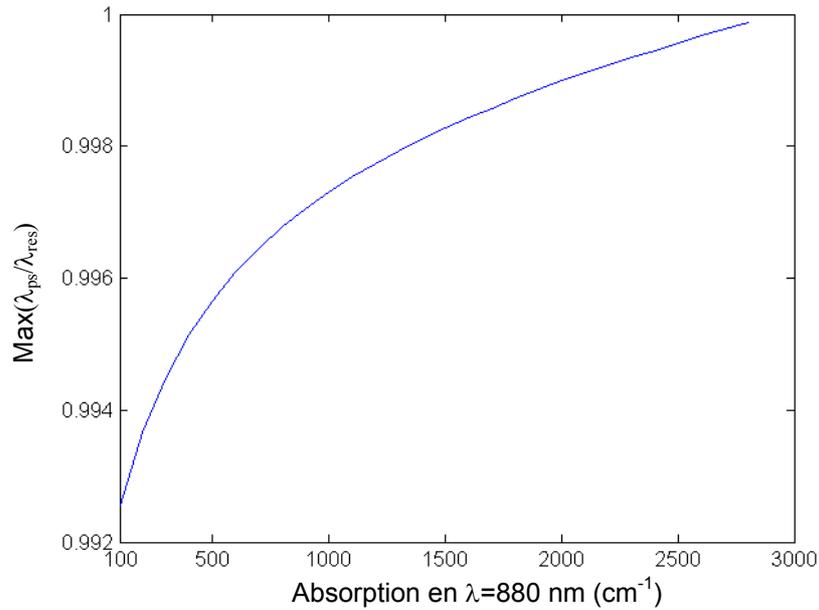
De plus, si on choisit un coefficient d'absorption supérieur à  $\alpha_{\text{PMC}}$  de sorte que l'on est au-delà du PMC, on devrait retrouver le cas où le décalage de la pseudo-résonance se fait vers des longueurs d'onde plus grandes que la longueur d'onde de résonance, comme dans le cas du paragraphe 2.3.1. Ceci est vérifié sur la figure 2.32.

En modifiant le coefficient d'absorption en  $\lambda=880 \text{ nm}$  et en fixant  $R_1$  et  $R_2$ , nous avons confirmé les résultats obtenus avec  $\alpha(880)$  et  $R_2$  fixes. L'existence et le sens du décalage de la pseudo-résonance se font par rapport à la condition de PMC.



**Figure 2.32- Variation du rapport  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  en fonction de la pente de l'absorption en  $\lambda=\lambda_{res}$ . L'absorption en  $\lambda_{res}=880 \text{ nm}$  est fixée à  $\alpha=5000 \text{ cm}^{-1} > \alpha_{PMC}$ , on est dans une situation au-delà du PMC. Le rapport est supérieur à l'unité quelle que soit la pente.**

La tendance dégagée sur les courbes de la figure 2.30 est généralisée: la figure 2.33 représente la valeur maximale de  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$ , par rapport à la pente, en fonction de l'absorption en  $\lambda_{res}=880 \text{ nm}$ . Les coefficients d'absorption considérés sont tels que l'on est en deçà du PMC c'est à dire  $\alpha(880) < \alpha_{PMC}$ . Le décalage augmente quand l'absorption diminue comme cela a été indiqué précédemment. Ce décalage tend vers 0 lorsque l'absorption tend vers  $\alpha_{PMC}$ .



**Figure 2.33- Evolution du décalage maximal entre résonance et pseudo-résonance en fonction du coefficient d'absorption en  $\lambda=880$ nm.**

Le rapport  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  varie à la fois avec la valeur et la pente du coefficient d'absorption en  $\lambda_{res}$ . De plus, il est indépendant de  $\alpha(\lambda_{res})$  si la pente est nulle. On peut en déduire que ce rapport

dépend d'une fonction de la pente  $\left. \frac{d\alpha}{d\lambda} \right|_{\lambda_{res}}$  et de la valeur  $\alpha(\lambda_{res})$  du coefficient d'absorption à

la longueur d'onde de résonance si on considère des miroirs de réflectivités fixées. Cette

fonction est telle que le rapport  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  vaut 1 lorsque  $\left. \frac{d\alpha}{d\lambda} \right|_{\lambda_{res}} = 0$ . En réalisant une étude

théorique poussée, on pourrait peut être obtenir l'expression de  $\lambda_{ps}/\lambda_{res}$  de façon analytique et ainsi en tenir compte dans la conception de composants basés sur des cavités (photodétecteurs, VCSELs, modulateurs,...).

Nous avons également noté, sur la figure 2.30, que la pente pour laquelle se produit le décalage maximum varie avec l'absorption. Ceci n'est pour l'instant pas encore expliqué.

### 2.3.4. Conclusion

Nous avons effectué une étude numérique de la réflectivité d'une microcavité contenant un milieu absorbant. Nous avons montré, pour la première fois à notre connaissance, qu'en considérant le spectre d'absorption du matériau intracavité, le minimum de réflectivité ne se produit pas à la longueur d'onde de résonance telle qu'elle est définie par la condition de résonance.

Nous avons introduit une longueur d'onde de pseudo-résonance pour laquelle la réflectivité de la cavité est minimale. Nous avons montré que cette pseudo-résonance provient de l'existence du PMC. Selon les paramètres considérés ( $R_1$ ,  $R_2$  et  $\alpha(\lambda_{\text{res}})$ ) et la situation par rapport au PMC, la longueur d'onde de pseudo-résonance est inférieure, supérieure ou égale à la longueur d'onde de résonance. Le décalage résonance/pseudo-résonance peut atteindre plusieurs nanomètres, ce qui n'est pas négligeable.

Nous avons également remarqué que, lorsque la pente de l'absorption devient importante, le décalage résonance/pseudo-résonance devient faible. On pourrait assimiler résonance et pseudo-résonance. Cependant, la largeur à mi-hauteur de la pseudo-résonance observée est très inférieure à la largeur à mi-hauteur attendue à la résonance et surtout inférieure à celle d'une cavité équivalente avec un milieu intracavité non-absorbant.

Cette étude est préliminaire et non-exhaustive. Cependant, elle apporte des données quantitatives sur l'influence des variations du spectre d'absorption sur le spectre de réflectivité de la cavité. Elle montre également combien l'interprétation d'un spectre de réflectivité peut être très délicate car, dans certains cas, nous n'observons qu'une résonance apparente.

## **Chapitre 3- Etude expérimentale des microcavités optiques**



Ce chapitre concerne l'étude expérimentale des non-linéarités optiques des microcavités semiconductrices à température ambiante. Comme nous l'avons dit dans le chapitre 1, nous souhaitons exploiter des processus virtuels dans les semiconducteurs pour la modulation optique ultra-rapide. Lorsque résonance de cavité (cavité de forte finesse) et résonance excitonique se produisent à la même longueur d'onde, on parle de régime de couplage fort; dans ce cas là, le couplage entre photon et exciton donne naissance à une nouvelle particule mixte photon/exciton appelée polariton<sup>36,37</sup>. A l'opposé, en régime de couplage faible, il existe un décalage entre l'énergie des photons et l'énergie du pic excitonique. Le choix que nous avons fait est celui d'exciter le matériau intracavité dans sa région de transparence c'est à dire en régime de couplage faible.

Cette étude expérimentale a principalement porté sur deux échantillons. Chaque structure étudiée est une microcavité Fabry-Pérot dont la nature diffère par les matériaux utilisés pour la couche active et pour les réflecteurs. L'une est constituée de matériaux de la filière InP et l'autre de la filière GaAs. Après avoir brièvement décrit la méthode d'élaboration des échantillons, nous détaillerons le matériel utilisé ainsi que les expériences réalisées. Ensuite, nous décrirons les résultats obtenus sur chaque échantillon.

### **3.1. Technique d'élaboration des microcavités**

La technique de croissance utilisée est l'épitaxie par jets moléculaires (EJM) (cf annexe A). Elle permet de déposer des couches semiconductrices monocristallines de gap et de dopage différents, sur un substrat possédant la même structure cristalline. Elle permet ainsi de réaliser des structures quantiques (puits ou boîtes) émettant aux longueurs d'onde voulues. La faible vitesse de croissance (voisine d'une monocouche par seconde) ainsi que la croissance 2D assurent un bon contrôle des épaisseurs déposées mais surtout assurent des interfaces de bonne qualité.

## 3.2. Dispositifs expérimentaux

La source laser accordable utilisée pour réaliser nos expériences est un générateur paramétrique picoseconde. Sa description, son fonctionnement ainsi que ses particularités sont détaillés dans le paragraphe suivant. Le système de détection, adapté à ces propriétés, est également décrit.

### 3.2.1. L'oscillateur paramétrique picoseconde

#### 3.2.1.1. Description

La génération des impulsions picosecondes via l'oscillateur paramétrique peut être décomposée en 5 étapes successives (cf schéma 3.1):

- 1<sup>ère</sup> étape: émission laser à  $\lambda_{YAG} = 1,064 \mu\text{m}$  : le laser maître
- 2<sup>ème</sup> étape: amplification de l'émission laser générée précédemment
- 3<sup>ème</sup> étape: doublage de la fréquence pour obtenir des impulsions vertes  $\lambda_{vert} = 0,532 \mu\text{m}$
- 4<sup>ème</sup> étape: génération paramétrique et sélection de  $\lambda$  souhaitée
- 5<sup>ème</sup> étape: amplification du signal à  $\lambda$  voulue.

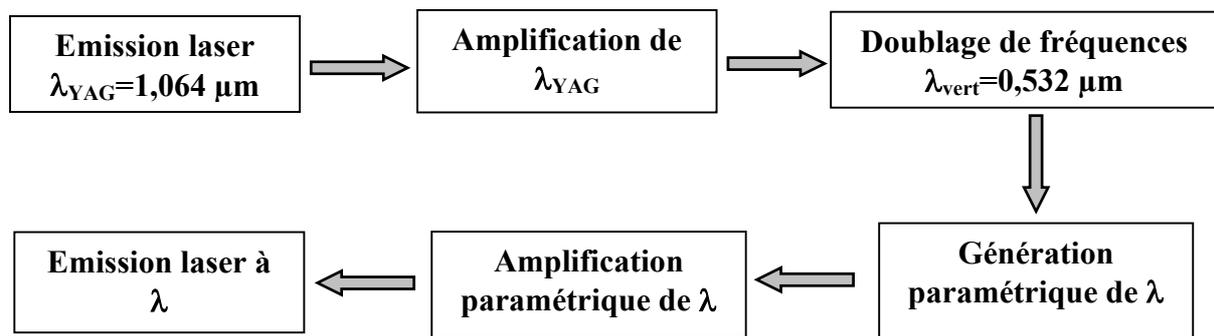


Figure 3.1- Schéma des différentes étapes menant à l'émission laser picoseconde de longueur d'onde  $\lambda$  accordable [ $0,75 \mu\text{m} < \lambda < 2 \mu\text{m}$ ].

Développons maintenant les divers éléments, intervenant dans chacune de ces étapes.

➤ 1<sup>ère</sup> étape: émission laser à  $\lambda_{YAG} = 1,064 \mu\text{m}$

La figure 3.2 représente les différents éléments qui composent le laser Nd:YAG.

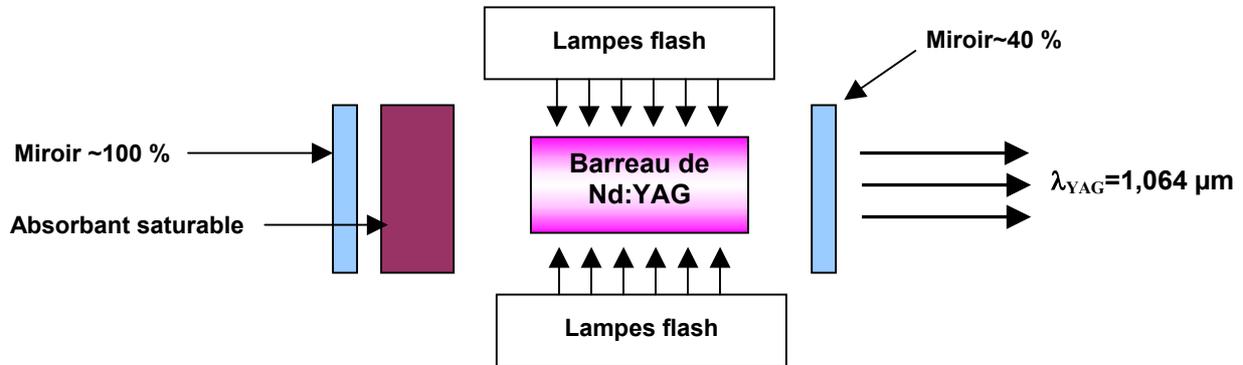


Figure 3.2- Principe de fonctionnement du laser Nd:YAG émettant à  $1,064 \mu\text{m}$ .

- Milieu actif:

Le milieu actif est un barreau de Nd:YAG. Les niveaux énergétiques de l'ion terre rare Néodyme (Nd) peuvent être représentés, de façon simplifiée, par un système à quatre niveaux (cf figure 3.3).

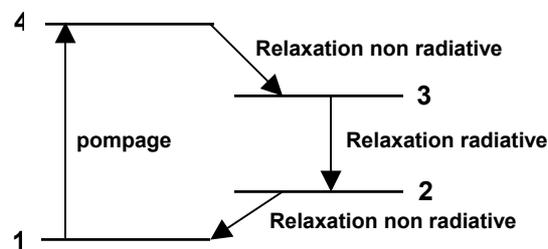


Figure 3.3- Schéma d'un système laser à quatre niveaux

Des lampes flash, fonctionnant à une fréquence de 10 Hz, sont utilisées pour réaliser le pompage optique du niveau 1 vers le niveau 4. Le niveau 4, très instable, relaxe très rapidement vers le niveau 3. La transition laser s'effectue du niveau 3 vers le niveau 2: la longueur d'onde émise est  $\lambda_{YAG} = 1,064 \mu\text{m}$ . Le niveau 2 relaxe également très rapidement vers le niveau 1. Ces deux relaxations permettent de peupler efficacement le niveau 3 et de vider le niveau 2. L'inversion de population est de cette façon très importante et facile à obtenir.

- Cavité

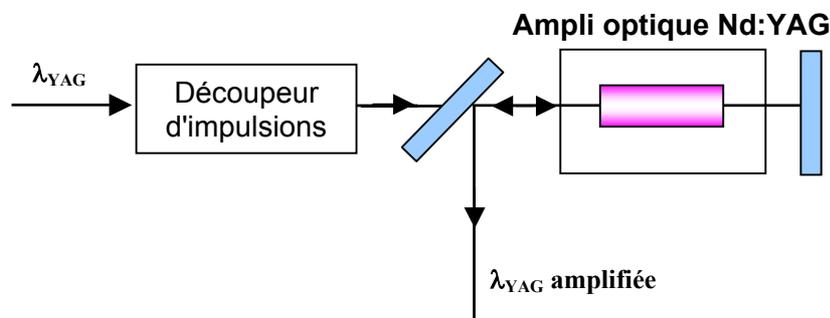
Le cristal de Nd:YAG est placé dans une cavité. Elle est composée de deux miroirs séparés d'une distance d'un mètre. Un des miroirs a une réflectivité proche de 100 % et l'autre de 40 % pour permettre la transmission du faisceau utile. Cette cavité permet l'oscillation des photons émis par émission spontanée à  $\lambda_{YAG}=1,064 \mu\text{m}$  et permet d'amplifier cette oscillation à  $\lambda_{YAG}=1,064 \mu\text{m}$  grâce à l'émission stimulée induite dans le cristal.

- Absorbant saturable

L'absorbant saturable utilisé est un liquide introduit dans la cavité. Il empêche le laser d'osciller pendant la phase d'augmentation de l'inversion de population puis devient brutalement transparent. Toute l'énergie accumulée peut alors être émise d'un coup: on parle de fonctionnement déclenché ou "Q-switch"<sup>38</sup>.

En sortie du laser Nd:YAG, nous obtenons un train de 12 impulsions de 30 ps à la fréquence de 10 Hz. La puissance moyenne obtenue est de l'ordre de 25 mW.

➤ 2<sup>ème</sup> étape: amplification de l'émission laser à  $\lambda_{YAG}=1,064 \mu\text{m}$  (cf figure 3.4)



**Figure 3.4- Amplification de l'émission laser  $\lambda_{YAG}$  par passage dans un cristal de Nd:YAG après sélection de l'impulsion de plus forte intensité par un découpeur d'impulsions.**

- Découpeur d'impulsions

Le découpeur d'impulsions sert à sélectionner l'impulsion centrale du train d'impulsions généré par le laser Nd:YAG. Il fonctionne sur le principe de l'effet Pockels: l'application d'une tension électrique modifie de manière linéaire les indices de réfraction du cristal. La biréfringence de ce cristal est modifiée, entraînant un déphasage entre les ondes ordinaires et

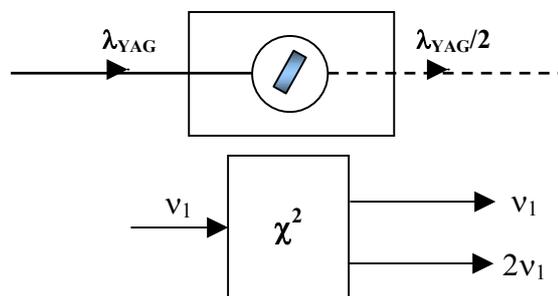
extraordinaires qui se propagent dans le cristal. Ce déphasage induit une modification de la polarisation en sortie du modulateur électro-optique.

En pratique, une photodiode intègre l'énergie des premiers pics du train d'impulsions. Elle déclenche l'application d'une tension au cristal pendant le passage de l'impulsion centrale du train d'onde. Seule la polarisation de l'impulsion centrale est changée. En sortie du découpeur, l'impulsion centrale, dont la polarisation a été modifiée, est transmise par une lame inclinée à l'angle de Brewster. Le reste de l'impulsion est réfléchi par cette lame et n'est pas utilisé.

- Amplificateur optique

L'amplificateur optique est constitué d'un barreau de Nd:YAG identique à celui du premier étage du laser mais sans cavité. L'onde laser à  $\lambda_{YAG}$  est amplifiée en faisant un aller-retour à travers le cristal.

➤ 3<sup>ème</sup> étape: doublage de la fréquence



**Figure 3.5- Principe du mécanisme SHG  
(Second Harmonic Generation)**

Le KDP est un cristal doubleur de fréquence. Ce milieu non-linéaire présente une susceptibilité d'ordre 2 ( $\chi^2$ ). Une onde de fréquence  $\nu_1$  qui pénètre dans ce milieu donne naissance à une onde de fréquence  $2\nu_1$  (cf figure 3.5).

La fréquence de l'onde infra-rouge est doublée afin d'obtenir des photons de haute énergie. De cette façon, une large gamme de fréquences pourra être générée par interaction avec un autre cristal non-linéaire.

➤ 4<sup>ème</sup> étape: génération paramétrique de  $\lambda$  souhaitée

L'onde "verte" générée par doublage de fréquence est séparée en deux parties d'égale intensité: une sert à générer le signal infrarouge à la longueur d'onde souhaitée (1) et l'autre à son amplification (2) décrite dans le paragraphe suivant (cf figure 3.6).

La génération de l'onde infrarouge se fait par émission stimulée dans un cristal de LBO (cf figure 3.7). Le LBO est un milieu non-linéaire qui présente une susceptibilité d'ordre 2 ( $\chi^2$ ). L'onde "verte" de fréquence  $\nu_{vert}$  qui pénètre dans ce milieu donne naissance à une onde signal de fréquence  $\nu$  et à une onde complémentaire de fréquence  $\nu_{vert}-\nu$ .

Pour que ces ondes puissent être créées, il faut que l'accord de phase soit réalisé, c'est-à-dire

$$\vec{k}_{vert} - \vec{k} - \vec{k}_3 = \vec{0}.$$

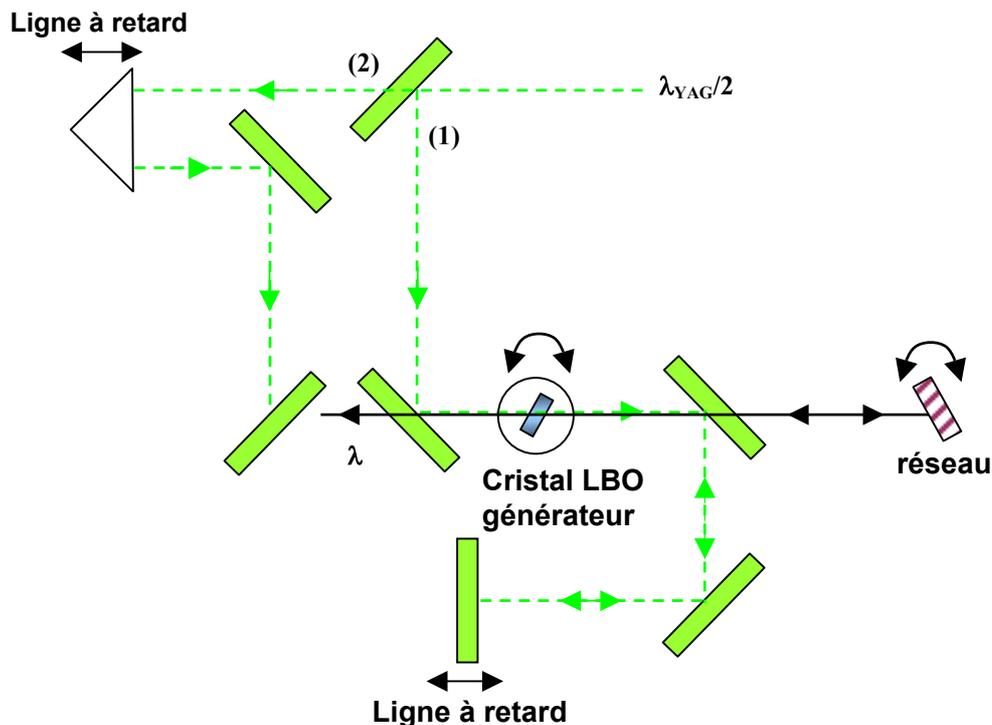


Figure 3.6- Schéma de la génération paramétrique par un cristal de LBO

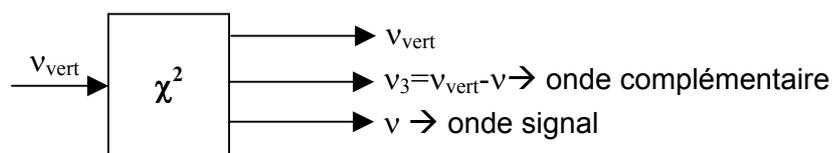
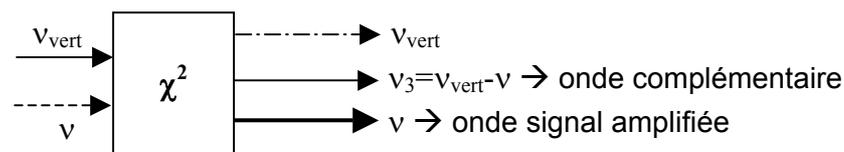


Figure 3.7- Principe du mécanisme OPG (Optical Parametric Generation)

Après ce cristal, l'onde verte et le continuum infrarouge généré coexistent. Pendant que la longueur d'onde  $\lambda$  voulue est sélectionnée parmi ce continuum, grâce à un réseau, l'onde verte est dirigée vers une ligne à retard et parcourt un chemin optique équivalent à celui de l'onde infrarouge. De cette façon, les ondes réfléchies verte et infrarouge générées paramétriquement retraversent le cristal de LBO de façon synchrone: l'onde à  $\lambda$  est amplifiée une première fois. La seconde amplification est présentée dans ce qui suit.

➤ 5<sup>ème</sup> étape: amplification de  $\lambda$

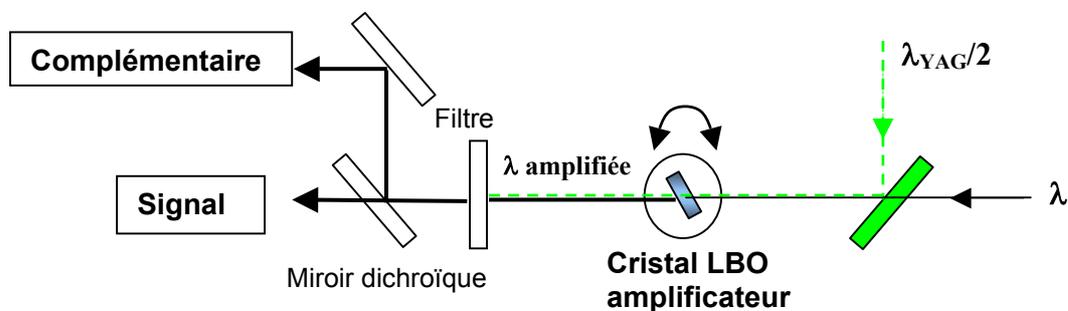
L'onde verte de la voie (2) a parcouru, par l'intermédiaire d'une ligne à retard, un chemin optique équivalent à celui de l'onde générée paramétriquement. Ainsi, elles arrivent de façon synchrone sur le second cristal de LBO qui joue le rôle d'amplificateur. On veut amplifier l'onde signal à  $\nu$  qui est d'intensité faible en utilisant en plus une onde pompe à  $\nu_{\text{vert}}$  (cf figure 3.8).



**Figure 3.8- Principe du mécanisme OPA (Optical Parametric Amplification)**

La condition d'accord de phase doit être respectée.

En sortie du deuxième cristal, un filtre permet d'éliminer le vert résiduel et une lame dichroïque permet de séparer les deux ondes infrarouges complémentaires (cf figure 3.9).



**Figure 3.9- Schéma de l'amplification paramétrique de l'onde infrarouge à  $\lambda$  souhaitée**

*3.2.1.2. Propriétés et particularités de la source laser*

➤ Propriétés

Ce générateur paramétrique permet d'obtenir des impulsions de 15-20 ps de largeur temporelle à mi-hauteur, sur une gamme de longueur d'onde allant de 0,75  $\mu\text{m}$  à 2  $\mu\text{m}$  à une fréquence de 10 Hz. L'énergie des impulsions est de l'ordre de 100  $\mu\text{J}$ /impulsion. On peut obtenir des intensités très élevées en focalisant le faisceau (quelques  $\text{GW}/\text{cm}^2$ ).

➤ Avantages

Comme cela a été dit précédemment, des intensités élevées peuvent être atteintes ( $\sim\text{GW}/\text{cm}^2$ ). On peut donc utiliser ce laser dans des expériences d'optique non linéaire nécessitant de grandes puissances optiques.

De plus, vu le faible taux de répétition des impulsions, les risques thermiques sont moindres mais non nuls (endommagement des échantillons).

➤ Inconvénients

Cependant, ce faible taux de répétition présente aussi des inconvénients. En effet, les impulsions générées sont instables et cette instabilité est caractérisée par une dispersion en intensité des impulsions. Ceci rend les mesures délicates et a nécessité l'utilisation d'un système de détection adapté. Il est décrit dans le paragraphe suivant.

*3.2.1.3. Système et méthode de détection*

Les diverses mesures ont été réalisées grâce à un système de portes électroniques (boxcar) déclenchées via des photodiodes. Compte tenu de la faible fréquence de génération des impulsions (10 Hz), nous pouvons utiliser des photodiodes avec des temps de montée lents (de type Si ou Ge selon l'échantillon considéré). La réponse {énergie lumineuse/courant détecté} est linéaire.

Dans les différentes expériences réalisées, une partie du faisceau incident sur l'échantillon est prélevée pour donner un signal de référence, le reste du faisceau est dirigé vers l'échantillon. On utilise donc deux photodiodes: une pour la référence, l'autre pour le signal. Une représentation schématique est donnée sur la figure 3.10.

Le rôle de la référence est double:

- d'une part, elle permet de voir l'évolution en intensité des impulsions laser au cours du temps. En effet, toutes les impulsions ne sont pas identiques entre elles en intensité et elles peuvent évoluer au cours de la séance de mesures. Des réglages du laser sont réalisés au cours de la séance de mesure pour que cette référence soit la plus stable possible.

- d'autre part, elle permet de déclencher la mesure du signal après passage sur l'échantillon. En effet, comme nous étudions des effets non-linéaires, nous ne prenons en compte que les impulsions de plus forte intensité. Pour cela, nous utilisons des filtres neutres placés devant la photodiode de référence. Ils servent à "éliminer" la détection des impulsions d'intensité faible.

Le signal de référence donne donc "l'ordre" au boxcar de déclencher la mesure au niveau de la seconde photodiode. Pour cela, l'ouverture d'une porte temporelle permet de recueillir le signal correspondant. Comme les signaux sont faibles, on cumule une centaine de tirs pour obtenir à la fois un signal de référence  $S_1$  et la mesure du signal  $S_2$ .

En faisant le rapport entre la mesure obtenue sur la photodiode de référence et celle du signal, nous obtenons la réponse de l'échantillon  $S$ .

Pour estimer l'intensité des impulsions, nous avons mesuré l'énergie  $\mathcal{E}$  des impulsions grâce à un joulemètre. Nous avons ensuite estimé le diamètre  $d$  du spot par des méthodes géométriques. Nous supposons que l'impulsion est gaussienne et nous considérons que le point d'impact du faisceau lumineux sur l'échantillon est un disque. Nous obtenons de cette façon la densité d'énergie  $E = \mathcal{E} / \pi d^2$ . En considérant des impulsions de largeur temporelle à mi-hauteur de  $\Delta t = 15$  ps, on déduit l'intensité des impulsions  $I = E / \Delta t$ .

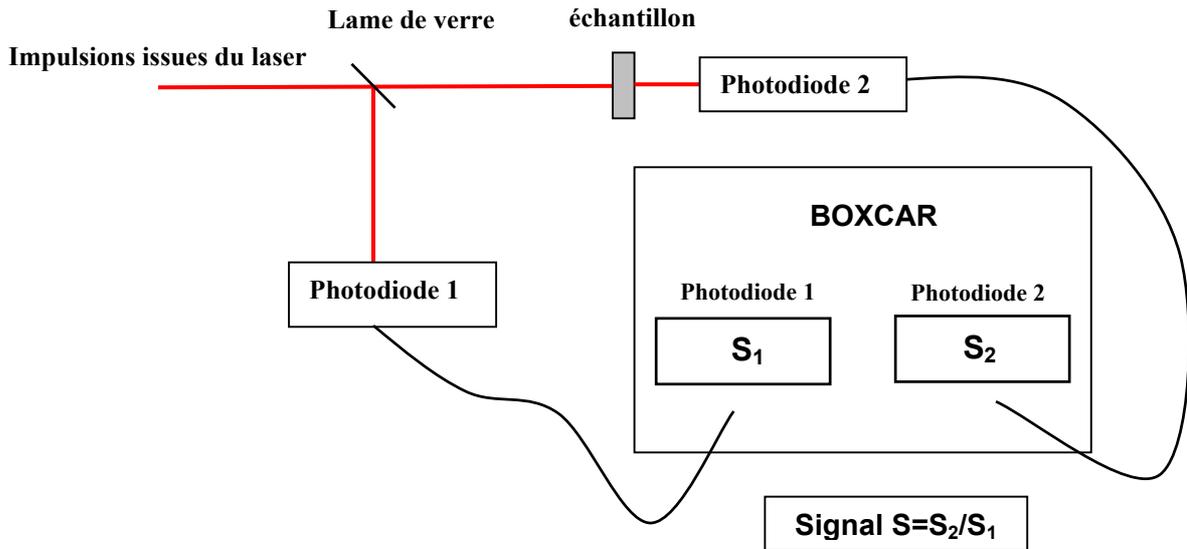


Figure 3.10- Schéma du système de détection. Deux photodiodes, reliées à un boxcar, sont utilisées : la photodiode 1 sert de référence et la photodiode 2 mesure le signal issu de l'échantillon.

### 3.2.2. Expériences d'auto-diffraction

Après une brève description de l'effet photoréfractif et du phénomène d'auto-diffraction, nous présenterons le dispositif expérimental mis en place pour la réalisation des expériences.

#### 3.2.2.1.Principe

Certains matériaux, dont les semiconducteurs, sont dits photoréfractifs. C'est à dire que leur indice de réfraction est modifié par la présence d'une onde lumineuse<sup>39</sup>.

Lorsque deux ondes interfèrent dans un tel matériau, les variations spatiales de l'intensité lumineuse entraînent une variation spatiale de sa permittivité et de sa conductivité créant ainsi un réseau de diffraction. Lorsque ce sont les ondes qui donnent naissance au réseau et qui sont elles même diffractées, on parle d'auto-diffraction. L'intensité diffractée dépend du contraste d'indice et/ou d'absorption du réseau de diffraction photo-induit.

Afin d'étudier les propriétés photoréfractives des microcavités semiconductrices, nous avons réalisé les expériences suivantes.

3.2.2.2. Dispositif expérimental

Le faisceau laser issu de l'oscillateur paramétrique est séparé en deux faisceaux  $S_1$  et  $S_2$ , d'intensité équivalente, par une lame séparatrice. Ces deux impulsions, de rôle équivalent, interfèrent sur l'échantillon pour donner naissance à un réseau de diffraction. Les faisceaux incidents sur l'échantillon sont symétriques par rapport à la normale au plan contenant l'échantillon de sorte que les photons voient la même épaisseur optique et donc le même mode de la cavité (cf figure 3.11). Les faisceaux  $S_1$  et  $S_2$  sont caractérisés, respectivement, par les vecteurs d'onde  $\mathbf{k}_1$  et  $\mathbf{k}_2$ . Nous nous intéressons à la diffraction à l'ordre 1 de  $S_1$  qui se fait dans la direction  $\mathbf{k}_d = 2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ . Le délai temporel entre pompe et sonde ( $\Delta t$ ) peut être modifié par l'intermédiaire d'une ligne à retard mécanique et permet de faire une étude résolue en temps. Le délai est compté positivement lorsque la pompe précède la sonde et négativement dans le cas contraire.

Les expériences ont été réalisées à température ambiante.

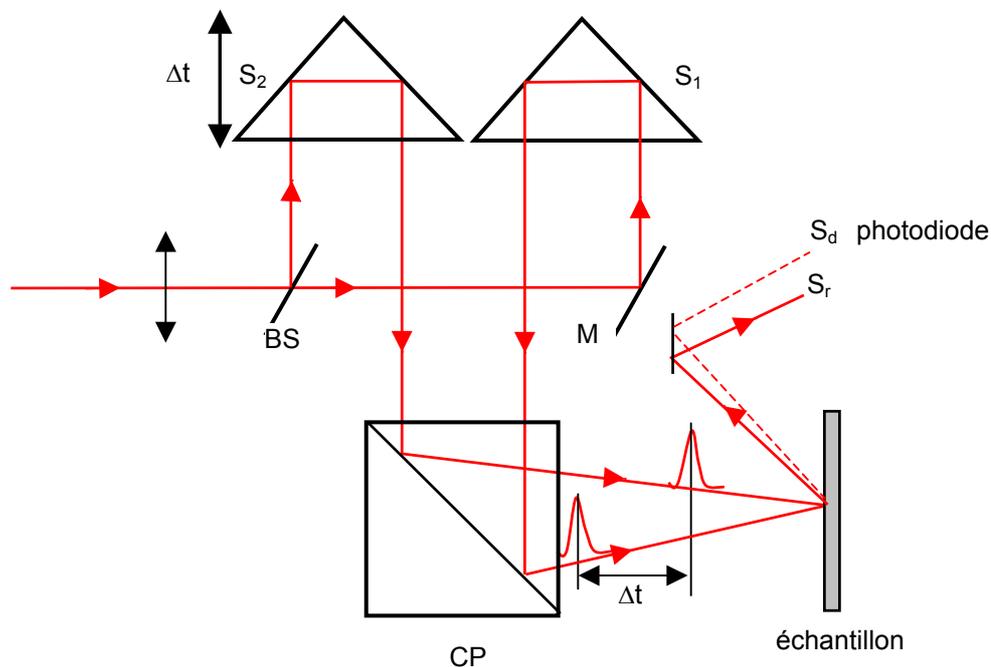


Figure 3.11- Montage optique permettant l'étude en diffraction : les 2 faisceaux  $S_1$  et  $S_2$  de même intensité interfèrent sur l'échantillon. On étudie la diffraction de  $S_1$ .

M : miroir    BS : lame séparatrice    CP : cube polariseur

### 3.2.3. Expériences pompe-sonde dégénérées

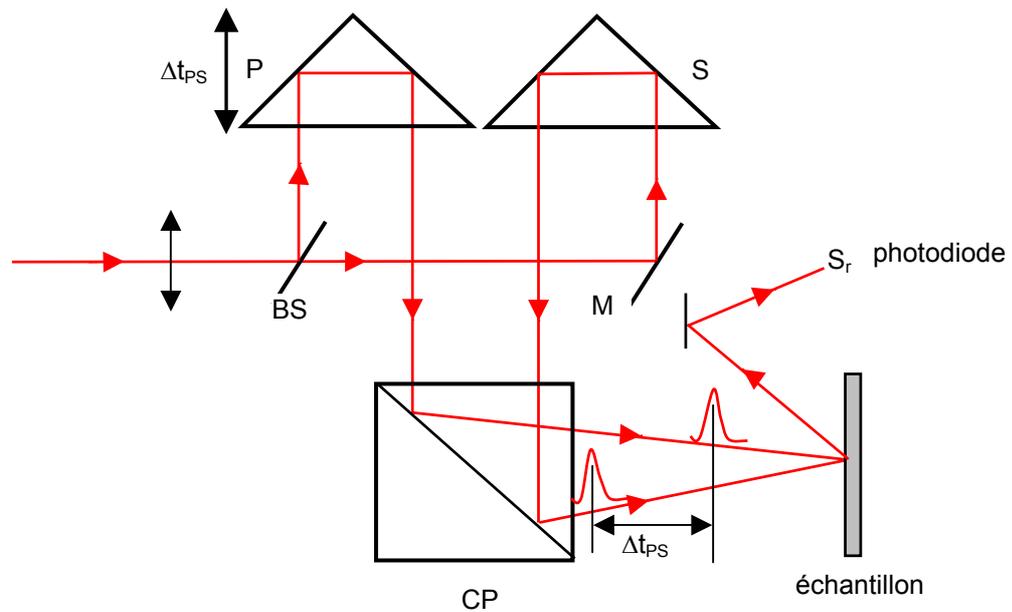
#### 3.2.3.1. Principe

Les expériences pompe-sonde permettent d'obtenir des informations résolues en temps sur l'état d'excitation d'un matériau<sup>40</sup>. Elles consistent à amener le matériau dans un état excité à l'aide d'une première impulsion laser dite "pompe". Une seconde impulsion dite "sonde" vient sonder le matériau après une durée  $\Delta t_{ps}$ . L'intensité de la sonde est la plus faible possible afin de ne pas perturber le matériau. La mesure du signal sonde, en fonction du délai temporel  $\Delta t_{ps}$ , permet de suivre le comportement temporel du matériau vis à vis de l'excitation.

#### 3.2.3.2. Dispositif expérimental

Le faisceau laser généré par l'oscillateur paramétrique est séparé en deux parties: pompe P et sonde S de même longueur d'onde. On parle donc d'expériences pompe-sonde dégénérées. L'intensité de la sonde a été atténuée de quelques ordres de grandeur par rapport à celle de la pompe. Le recouvrement spatial et temporel a été optimisé au préalable grâce au signal de diffraction. Le diamètre de la pompe est supérieur à celui de la sonde afin d'exciter de façon homogène l'échantillon. Les polarisations linéaires de pompe et de sonde sont croisées pour éviter le mélange d'ondes. La sonde réfléchi est détectée par une photodiode (Si ou Ge selon l'échantillon). Toutes les expériences ont été réalisées à température ambiante.

Dans cette configuration, nous avons étudié le comportement du faisceau sonde réfléchi pour diverses énergies de pompe en maintenant la longueur d'onde dans la zone de transparence.



**Figure 3.12- Montage optique permettant l'étude en réflexion: la pompe P perturbe le matériau et on étudie le faisceau sonde réfléchi  $S_r$ .**  
**M : miroir   BS : lame séparatrice   CP : cube polariseur**

### 3.3. Filière InP

#### 3.3.1. Description de l'échantillon

Cette structure a été élaborée par EJM à source gazeuse au laboratoire France Télécom R&D de Lannion<sup>6,30</sup>. La couche centrale constituée de puits quantiques GaInAs/GaInAsP a été épitaxiée sur un substrat d'InP dopé n. Cette couche centrale est entourée de deux réflecteurs: le miroir arrière est une couche d'or et le miroir avant est un miroir de Bragg diélectrique.

##### 3.3.1.1. Réflecteurs

Dans la filière InP, la différence d'indice de réfraction disponible entre matériaux est faible. Dans la mesure du possible, les réflecteurs d'une microcavité sont élaborés par la même méthode que le milieu actif et à partir des mêmes matériaux de base. On utilise des structures multicouches périodiques appelées miroirs de Bragg distribués (DBR). Par le choix

des matériaux et des épaisseurs des couches déposées par EJM, on peut obtenir des miroirs non absorbants et de haute réflectivité nécessaires pour obtenir des cavités de finesse élevée (cf annexe 2). Cependant, dans la filière InP, d'autres solutions post-croissance de la couche active ont dû être envisagées pour réaliser des miroirs de haute réflectivité.

- **Miroir avant: miroir de Bragg diélectrique**

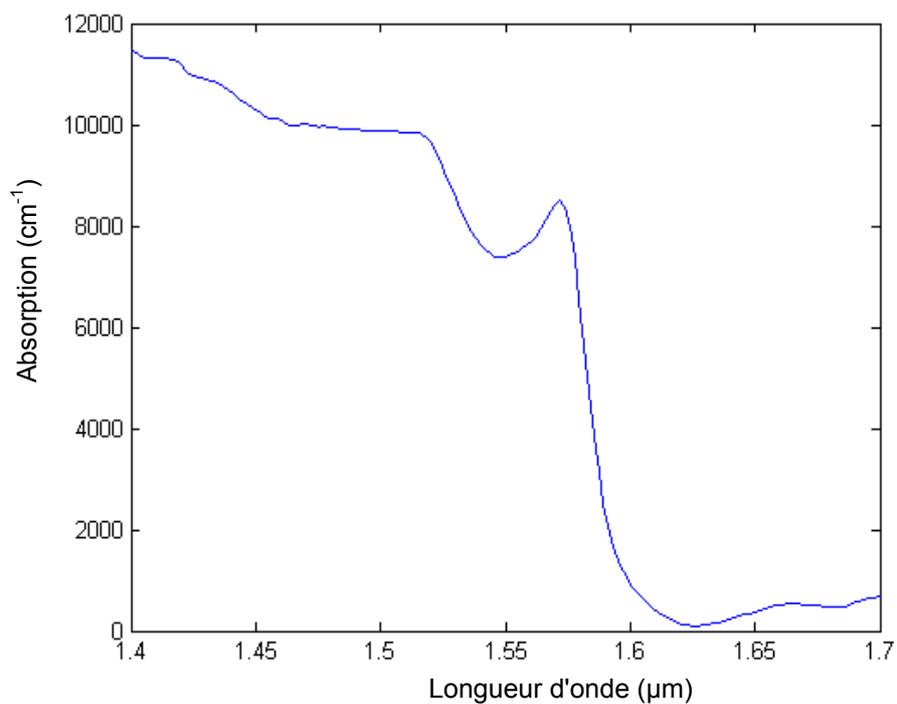
Dans le cas présent, le miroir avant est un miroir de Bragg diélectrique SiO<sub>2</sub>/TiO<sub>2</sub> réalisé par évaporation au canon à électrons. La grande différence d'indice entre SiO<sub>2</sub> ( $n_{\text{SiO}_2}=1,465$ ) et TiO<sub>2</sub> ( $n_{\text{TiO}_2}=2,265$ ) permet d'obtenir une réflectivité élevée pour un faible nombre de périodes. En effet, une alternance de 4 périodes TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub> suffit pour obtenir une réflectivité  $R_f \sim 80\%$ .

- **Miroir arrière: couche d'or**

Nous avons dit que dans la famille InP, la différence d'indice de réfraction disponible entre matériaux est faible. Aussi pour obtenir des miroirs de haute réflectivité, il faudrait empiler un grand nombre de couches, ce qui est long et difficile par EJM. Pour s'affranchir de ce problème, la couche centrale est reportée par liftoff<sup>41</sup> sur un substrat doré après attaque chimique sélective du substrat d'InP. On a ainsi un miroir arrière de haute réflectivité  $R_b \sim 100\%$ .

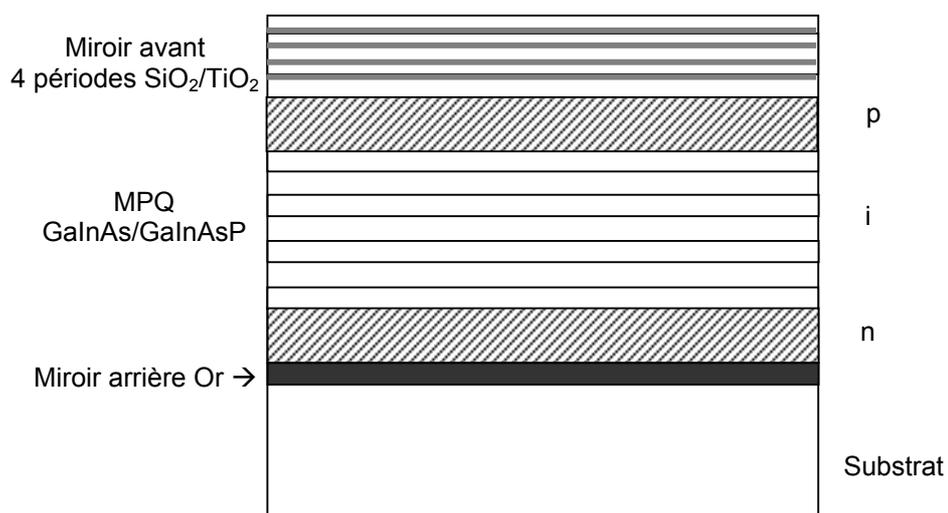
### *3.3.1.2. Couche centrale*

Elle est constituée de 50 puits quantiques de GaInAs (6,7 nm)/GaInAsP (8 nm). Des mesures du coefficient d'absorption de ces puits quantiques, à température ambiante, ont été réalisées à l'INSA de Rennes par FTIR (Fast Fourier Infrared Transform). Le spectre d'absorption est représenté sur la figure 3.13. On constate que le pic d'absorption excitonique se situe autour de la longueur d'onde  $\lambda_{\text{exc}} \sim 1,56 \mu\text{m}$ . Cette longueur d'onde est très intéressante aux niveaux des applications télécoms car elle correspond à une fenêtre de transparence dans les fibres optiques.



**Figure 3.13- Spectre d'absorption des puits quantiques GaInAs (6,7 nm)/GaInAsP (8 nm). Le pic d'absorption excitonique se situe vers 1,56 μm.**

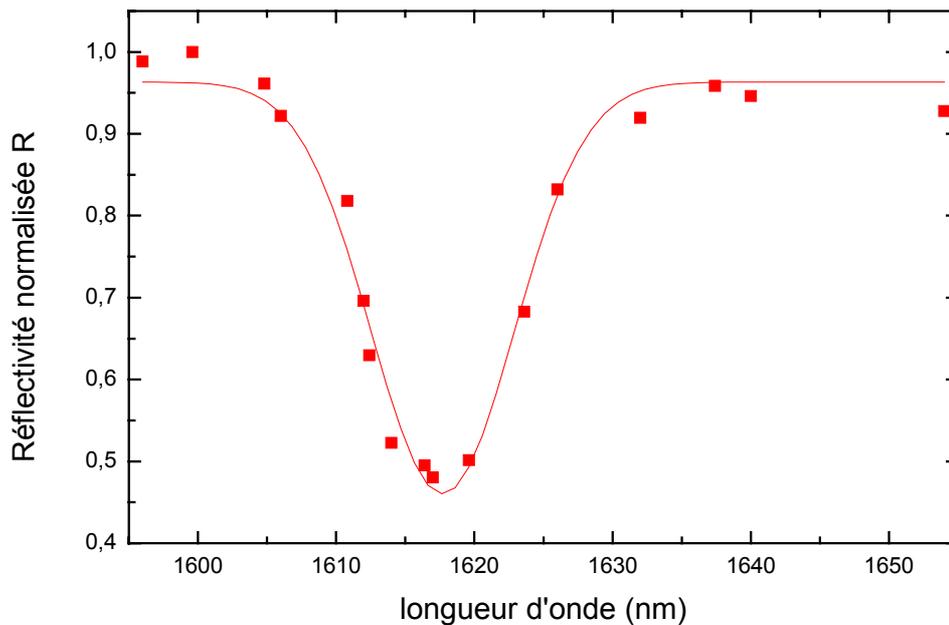
Le schéma de la cavité est représenté sur la figure 3.14.



**Figure 3.14- Représentation schématique de la microcavité InP. La couche active est composée de 50 puits quantiques GaInAs/GaInAsP**

### 3.3.1.3. Spectre de réflectivité

Le spectre de réflectivité de la figure 3.15 a été réalisé avec le générateur paramétrique accordable décrit dans le paragraphe 3.2.1. L'énergie des impulsions est la plus faible possible afin de ne pas perturber le matériau ( $E \sim 0,12 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ). La détection a été effectuée grâce à une photodiode Ge.



**Figure 3.15-** Spectre de réflectivité de la microcavité InP réalisé avec des impulsions de 15 ps. Le trait plein est un fit gaussien.

On constate que le minimum de réflectivité de la cavité se produit pour la longueur d'onde  $\lambda_{\text{res}} \sim 1,615 \mu\text{m}$ ; cette longueur d'onde est supérieure à la longueur d'onde excitonique, elle se situe donc dans la région de transparence des puits quantiques. Le décalage en énergie entre l'exciton et le mode de la cavité est d'environ 30 meV. La réflectivité minimale atteinte est de l'ordre de 45% et la largeur à mi-hauteur de la résonance est  $\Delta\lambda_{1/2} \sim 13 \text{ nm}$ .

### 3.3.2. Expériences d'auto-diffraction

L'étude en diffraction<sup>23,24</sup> a été réalisée au LAAS-CNRS dans l'équipe d'Optique Non-Linéaire et de Traitement de l'Information du groupe Photonique avant le début de ma thèse

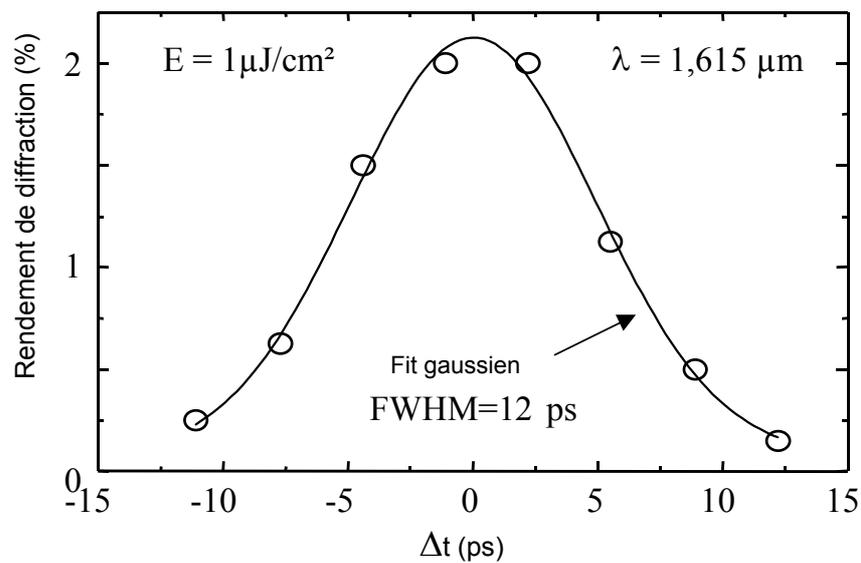
et a motivé les expériences pompe-sonde dégénérées réalisées sur le même échantillon ainsi que les études menées sur la microcavité de GaAs et qui seront présentées par la suite.

La microcavité étudiée a été décrite précédemment. On rappelle que le minimum de réflectivité de la microcavité se situe à  $\lambda_{\text{res}} \sim 1,615 \mu\text{m}$  alors que le pic d'absorption excitonique des puits quantiques se situe à  $\lambda_{\text{exc}} \sim 1,56 \mu\text{m}$ .

### 3.3.2.1. Résultats d'auto-diffraction

On fixe la longueur d'onde du laser à la longueur d'onde de résonance de la microcavité. Des photodiodes Ge ont été utilisées pour la détection.

Des mesures du signal sonde diffracté  $S_d$  en fonction du délai pompe-sonde  $\Delta t$  ont été réalisées. La figure 3.16 représente le signal diffracté pour une densité d'énergie  $E \sim 1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ .



**Figure 3.16- Signal diffracté par la microcavité InP en fonction du délai entre  $S_1$  et  $S_2$  pour des impulsions d'énergie  $\sim 1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$**

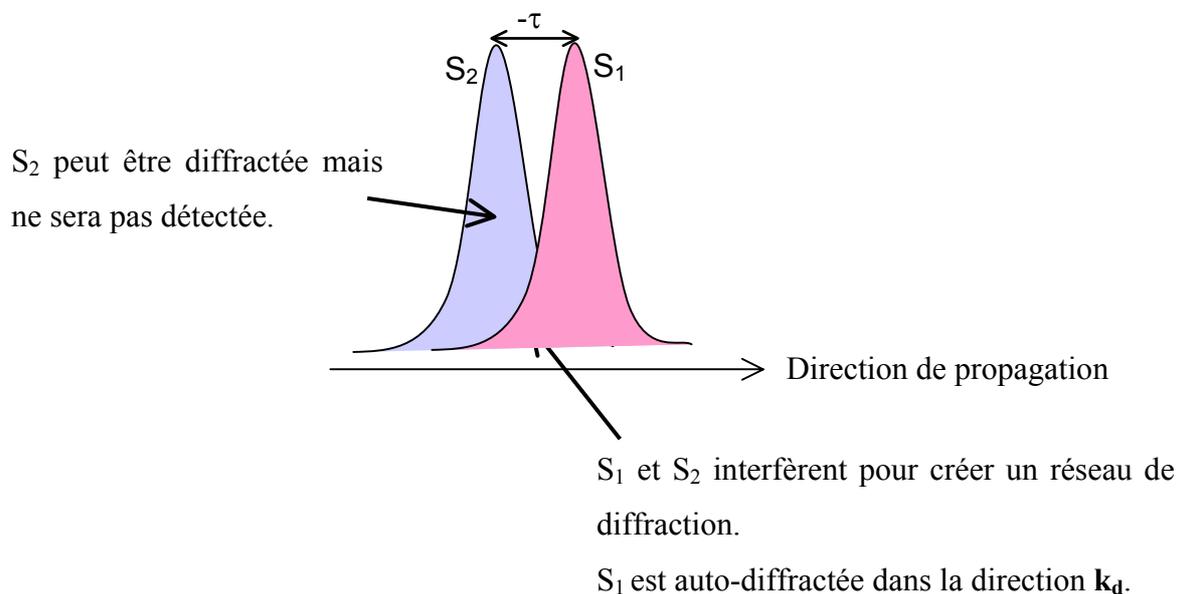
Le délai pour lequel le signal diffracté est maximum est choisi pour origine des temps ( $\Delta t=0$ ). La synchronicité des impulsions ( $\Delta t=0$ ) a été vérifiée par doublage de fréquence dans un cristal de KDP. Le délai nul correspond au cas où le recouvrement temporel des impulsions

et le recouvrement spatial des faisceaux sont maximum. On remarque que le signal diffracté est symétrique par rapport à  $\Delta t=0$ .

Nous allons expliquer de façon schématique comment la symétrie du signal diffracté nous renseigne sur la durée de vie du réseau de diffraction. Pour cela, nous considérons ce qui se produit lors du recouvrement des impulsions qui donne naissance au réseau de diffraction. Le réseau de diffraction ne peut se former que lorsqu'il existe un recouvrement temporel et spatial des deux impulsions. Le détecteur est situé sur le faisceau  $S_1$  diffracté.

Etudions ce qui se passe pour différents délais entre  $S_1$  et  $S_2$ :

- ❖  $S_2$  arrive sur l'échantillon après  $S_1$   $\Delta t=-\tau$ :

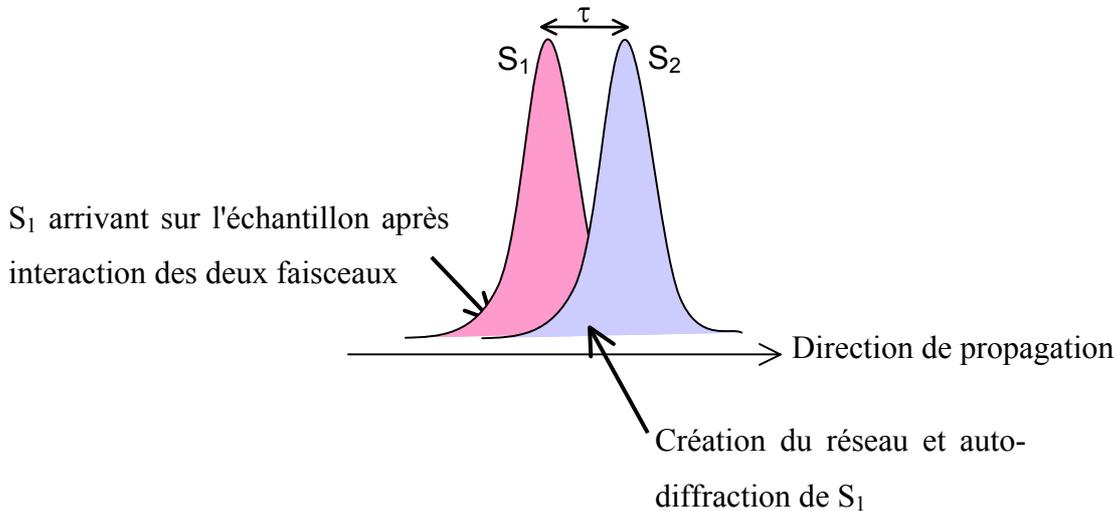


La partie de  $S_1$  qui arrive sur l'échantillon avant la création du réseau n'est pas diffractée car le réseau n'est pas encore formé. Seule la partie de  $S_1$  qui participe à la création du réseau est diffractée.

- ❖  $S_2$  arrive sur l'échantillon avant  $S_1$   $\Delta t=\tau$ :

Dans ce cas-là, les photons de  $S_1$  susceptibles de participer à la diffraction arrivent pendant et après le recouvrement temporel des impulsions qui crée le réseau.

Selon la durée de vie du réseau, une partie ou la totalité de  $S_1$  participera à la diffraction. Le signal diffracté sera donc d'autant plus important que le nombre de photons de  $S_1$  participant à la diffraction sera important.



Nous allons examiner les deux cas possibles : le réseau de diffraction est instantané ou bien il a une certaine durée de vie et nous montrerons les conséquences sur le comportement temporel du signal diffracté. Pour des raisons de clarté, l'impulsion  $S_1$  est appelée "sonde" dans la suite.

- Le réseau a une certaine durée de vie et persiste au-delà du recouvrement temporel des impulsions. Non seulement la partie de la sonde qui participe à la création du réseau est diffractée mais celle qui arrive après la formation du réseau l'est aussi car le réseau persiste. Dans ce cas là, le signal diffracté pour  $t=\tau$  est plus important que pour  $t=-\tau$ . On s'attend à ce que le signal diffracté soit dissymétrique par rapport à  $\Delta t=0$ . Cette situation correspond au cas où le réseau d'indice provient de l'accumulation de porteurs libres photogénérés. En effet, dans ce cas là, le remplissage de la bande de conduction entraîne une diminution de l'absorption et donc une variation d'indice de réfraction (cf chapitre 1). Le réseau dure tant que les porteurs libres sont présents c'est-à-dire tant qu'ils ne se sont pas recombinés ou qu'ils n'ont pas diffusé vers des zones sombres.
- Le réseau est instantané, c'est-à-dire qu'il ne dure que pendant le recouvrement temporel des impulsions. Seule la partie de la sonde qui participe à la création du

réseau est alors diffractée. En effet, la partie de la sonde qui arrive sur le réseau après la création de celui-ci ne sera pas diffractée car le réseau a disparu. On s'attend à ce que le signal diffracté pour  $t=\tau$  soit le même que pour  $t=-\tau$ . Dans ce cas là, le signal diffracté est symétrique par rapport à  $\Delta t=0$ .

Cette situation correspond au cas où la modulation d'indice de réfraction résulte d'une interaction instantanée lumière/matière.

L'étude du signal diffracté en fonction du délai temporel entre les deux impulsions nous renseigne sur la durée de vie du réseau de diffraction ainsi que sur sa nature. D'après les résultats présentés sur la figure 3.16, ce signal est symétrique ce qui signifie que la diffraction est un phénomène instantané dans le cas considéré. Lorsque les faisceaux interfèrent sur le matériau pour créer des franges sombres et brillantes, la modulation de la fonction diélectrique qui se produit dans les franges éclairées est instantanée. Le réseau est donc lui aussi instantané.

Le rendement de diffraction  $\eta$  est défini comme étant le rapport de l'intensité de l'onde diffractée et de l'intensité de l'onde incidente. Pour l'obtenir, on mesure l'énergie de l'onde incidente et de l'onde diffractée quand  $\Delta t=0$  (le signal diffracté est alors maximum). Nous obtenons un rendement de diffraction  $\eta=2\%$  pour des impulsions d'énergie de l'ordre de  $1\mu\text{J}/\text{cm}^2$ .

Le résultat essentiel est qu'en excitant le matériau dans sa région de transparence avec des impulsions d'énergie  $\sim 1\mu\text{J}/\text{cm}^2$ , un phénomène de diffraction instantané a été mis en évidence. Nous l'interprétons comme une modulation instantanée de la fonction diélectrique du matériau intracavité.

### *3.3.2.2. Diffraction avec une pré-pompe*

Afin de confirmer ces résultats, les mêmes expériences ont été réalisées en rajoutant une pré-pompe. Il s'agit alors d'évaluer le rôle des porteurs libres générés par la première impulsion (pré-pompe).

Le faisceau laser initial est séparé en deux faisceaux P et S de sorte que l'intensité de l'un des deux soit 10 fois plus grande que celle de l'autre ( $I_P=10 I_S$ ). Le faisceau S est à nouveau séparé en deux faisceaux  $S_1$  et  $S_2$  d'intensité équivalente. Le dispositif expérimental concernant  $S_1$  et  $S_2$  est le même que dans le paragraphe précédent. La pré-pompe P est focalisée sur l'échantillon de la même façon que les impulsions S et dans la direction de  $S_2$  (cf figure 3.17).

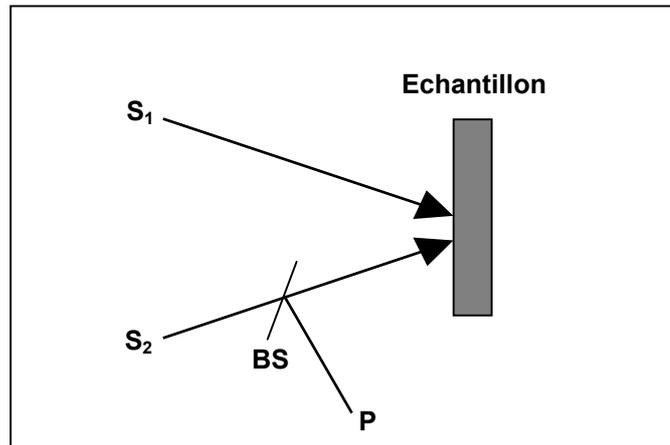


Figure 3.17- Dispositif expérimental de l'étude en diffraction avec pré-pompe P.

La pré-pompe P parcourt cependant un chemin optique différent par rapport à  $S_1$  et  $S_2$  de sorte que P arrive sur l'échantillon 30 ps avant les impulsions S. Cette pré-pompe crée ou non une densité uniforme de porteurs libres avant l'arrivée des impulsions qui participent à l'auto-diffraction. On peut ainsi étudier l'influence d'une densité de porteurs photogénérés sur la diffraction. Durant toutes les expériences, la longueur d'onde des trois faisceaux a été maintenue à  $1,615 \mu\text{m}$  (soit 30 meV au dessous de l'énergie du pic d'absorption excitonique des puits quantiques).

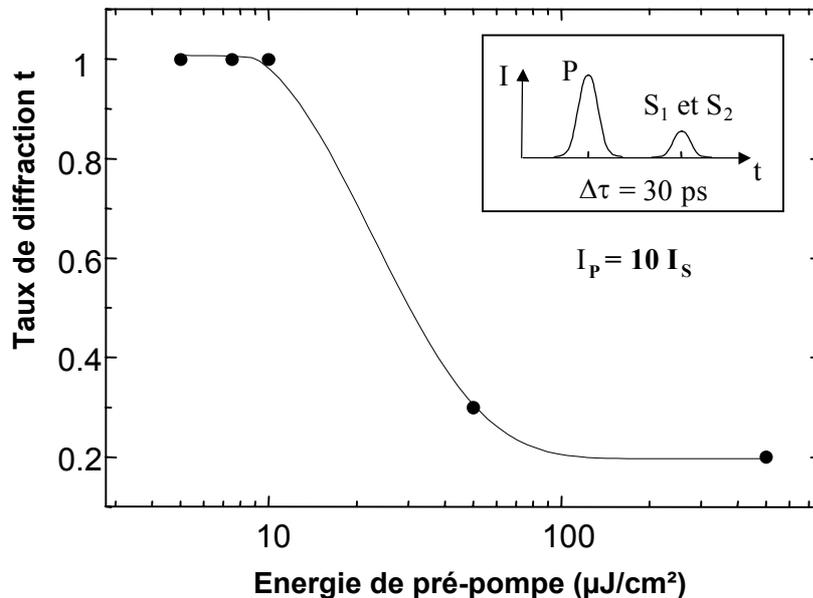
On fait varier l'énergie de la pré-pompe  $E_P$ . On mesure le signal diffracté avec la pré-pompe  $S_{\text{avec}}$  et sans la pré-pompe  $S_{\text{sans}}$ . Un taux de diffraction  $t$  a été défini. Il représente l'influence

de la pré-pompe sur la diffraction  $t = \frac{S_{\text{avec}}}{S_{\text{sans}}}$  et caractérise l'effet "mémoire" dû aux porteurs

libres générés par P. La figure 3.18 représente la variation du facteur de stabilité  $t$  en fonction de l'intensité de la pompe. A faible excitation, P ne perturbe pas la diffraction de  $\{S_1, S_2\}$ , en effet, le facteur  $t$  reste égal à 1. A partir de  $E_P \sim 10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ,  $t$  est modifié et chute fortement

lorsque l'énergie de la pré-pompe augmente. Pour une énergie de pré-pompe  $E_P \sim 500 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , le taux de diffraction chute d'un facteur 5.

De plus, en fixant l'énergie de la pré-pompe à  $10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  et en augmentant celle de  $S_1$  et  $S_2$  de sorte que  $I_P = I_S$ , nous observons une chute de 27 % du taux de diffraction.



**Figure 3.18- Variation de  $t$  en fonction de l'énergie de la pré-pompe. Cette quantité est définie comme le rapport des signaux diffractés en présence et en l'absence de la pré-pompe. Ce rapport ne varie pas pour des énergies de pré-pompe inférieures à  $10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  puis décroît rapidement.**

Voici l'interprétation de ces résultats expérimentaux:

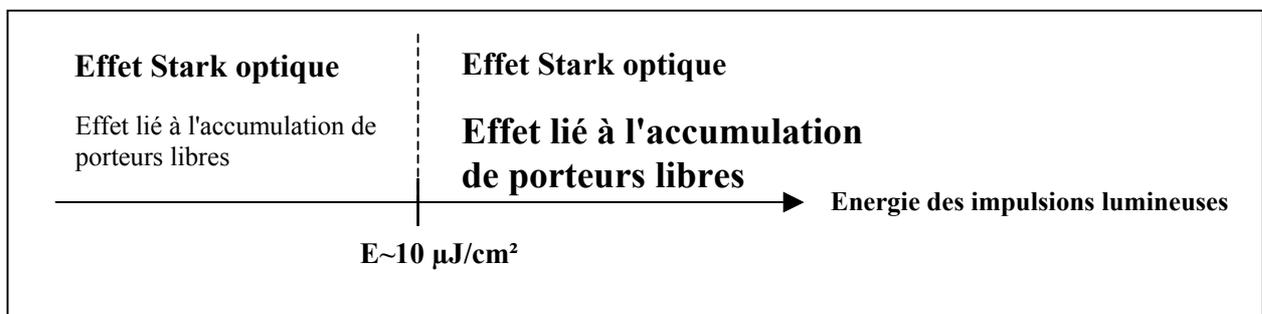
Lorsque l'énergie de pré-pompe est faible, les porteurs photogénérés n'ont pas d'effet notable. La diffraction est un phénomène instantané (à l'échelle picoseconde) et le signal diffracté par suite de l'interaction de  $S_1$  et  $S_2$  est insensible à la présence de la pré-pompe  $P$ , d'où  $t = 1$ . Lorsque l'énergie de la pré-pompe atteint  $10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , la fonction diélectrique de la matière est suffisamment perturbée par les porteurs libres pour que l'efficacité de diffraction soit changée (ici,  $t < 1$ ). Les porteurs libres ont en effet une durée de vie beaucoup plus longue que le délai entre  $P$  et  $\{S_1; S_2\}$ , ce qui explique l'influence possible de  $P$  sur la diffraction. C'est encore l'effet mémoire qui explique la diminution d'efficacité de diffraction lorsque  $S_1$  et  $S_2$  atteignent  $10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . En effet, lorsque l'on est dans le cas où la pompe a une énergie  $\sim 10 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  et que l'énergie de  $S_1$  et  $S_2$  est dix fois plus faible, la pompe crée des porteurs qui ne participent pas à la diffraction car l'effet Stark optique est, pour ces

énergies de sonde, l'effet majoritaire dans la diffraction. Par contre, lorsque P, S<sub>1</sub> et S<sub>2</sub> ont toutes les trois la même énergie de 10 μJ/cm<sup>2</sup>, les porteurs générés par S<sub>1</sub> et S<sub>2</sub> s'ajoutent à ceux générés par P. Le phénomène de diffraction étant non-linéaires par rapport à la densité de porteurs libres photogénérés, le facteur t chute: les effets liés à l'accumulation des porteurs libres sont donc dominants.

Ceci met en évidence le fait que deux phénomènes "superposés" sont à l'origine de la modulation de la fonction diélectrique du matériau intracavité et donc de la diffraction: effet Stark optique et effet lié à l'accumulation des porteurs libres photogénérés. La prédominance de l'un ou de l'autre est déterminée par l'énergie des impulsions. En effet, lorsque l'énergie d'une des trois impulsions est d'environ 10 μJ/cm<sup>2</sup>, l'origine de la diffraction provient de l'accumulation des porteurs libres. Par contre, lorsque l'énergie des impulsions est d'environ 1 μJ/cm<sup>2</sup>, la diffraction peut être interprétée en terme de non-linéarités dues à l'interaction cohérente lumière/matière (effet Stark optique). Pour des excitations optiques de faible énergie, la diffraction se produit même en l'absence de porteurs libres.

L'utilisation d'une pré-pompe dans les expériences de diffraction a permis de mettre en évidence l'énergie d'impulsion à partir de laquelle l'effet des porteurs libres devient prédominant (E~10 μJ/cm<sup>2</sup>).

Pour des impulsions de forte énergie (E>10 μJ/cm<sup>2</sup>), l'accumulation de porteurs libres est prépondérante dans la modulation de la fonction diélectrique du matériau intracavité alors que pour des impulsions de faible énergie (E<10 μJ/cm<sup>2</sup>), c'est un effet instantané (à l'échelle picoseconde) qui est prépondérant (effet Stark optique). On peut schématiser ceci de la façon suivante (cf figure 3.19).

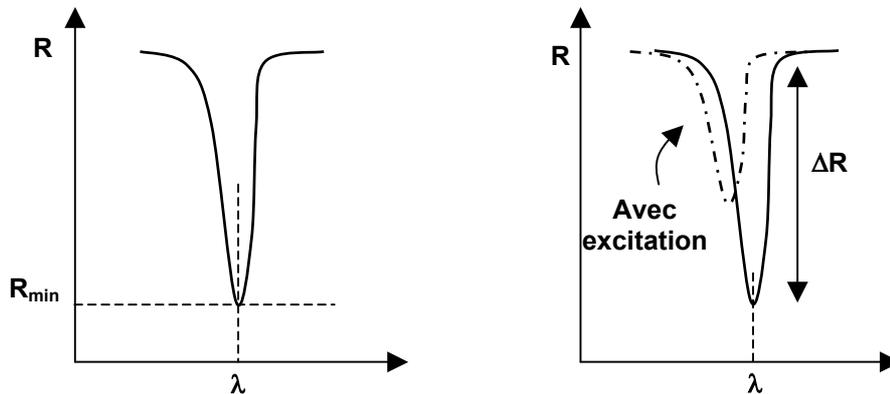


**Figure 3.19- Schéma des "zones" de prédominance des effets modifiant la fonction diélectrique du matériau intracavité en fonction de l'énergie des impulsions.**

### 3.3.3. Expériences pompe-sonde dégénérées

Nous venons de voir que l'excitation lumineuse, quelle que soit son énergie, modifie la fonction diélectrique du matériau. Cette variation se manifeste par une modulation de réflectivité de la microcavité comme le montre le schéma 3.20.

La durée de la modulation de réflectivité dépend de la durée de la modulation de la fonction diélectrique et donc du phénomène qui lui donne naissance.



**Figure 3.20- Schéma de la modulation de réflectivité induite par une excitation optique qui modifie la fonction diélectrique du matériau intracavité.**

A titre d'exemple, nous montrons, sur la figure 3.21, la différence entre la réflectivité obtenue avec et sans excitation en fonction du délai entre pompe et sonde. Ceci a été réalisé pour une pompe de forte énergie ( $E \sim 1,2 \text{ mJ/cm}^2$ ) et une longueur d'onde  $\lambda = 1,615 \text{ }\mu\text{m}$ .

On remarque que le signal augmente lorsque le recouvrement temporel des deux impulsions se produit. La modulation est maximale lorsque les impulsions sont synchrones. Comme pour la diffraction, ce qui se produit pour des délais positifs, où la pompe excite le matériau avant l'arrivée de la sonde, nous renseigne sur le processus prépondérant qui modifie la fonction diélectrique du matériau. En effet, la modulation de réflectivité persiste pour des délais supérieurs à la durée des impulsions. Cet effet de mémoire est dû à la présence de porteurs libres générés par la pompe.

Pour des impulsions de forte énergie, on confirme que l'accumulation des porteurs libres photogénérés est le phénomène prépondérant dans la modulation de la fonction diélectrique du matériau intracavité. En effet, l'énergie  $E$  de la pompe utilisée ( $E \sim 1,2 \text{ mJ/cm}^2$ ) est telle que  $E > 10 \text{ }\mu\text{J/cm}^2$ , énergie limite des régions de prédominance des deux effets.

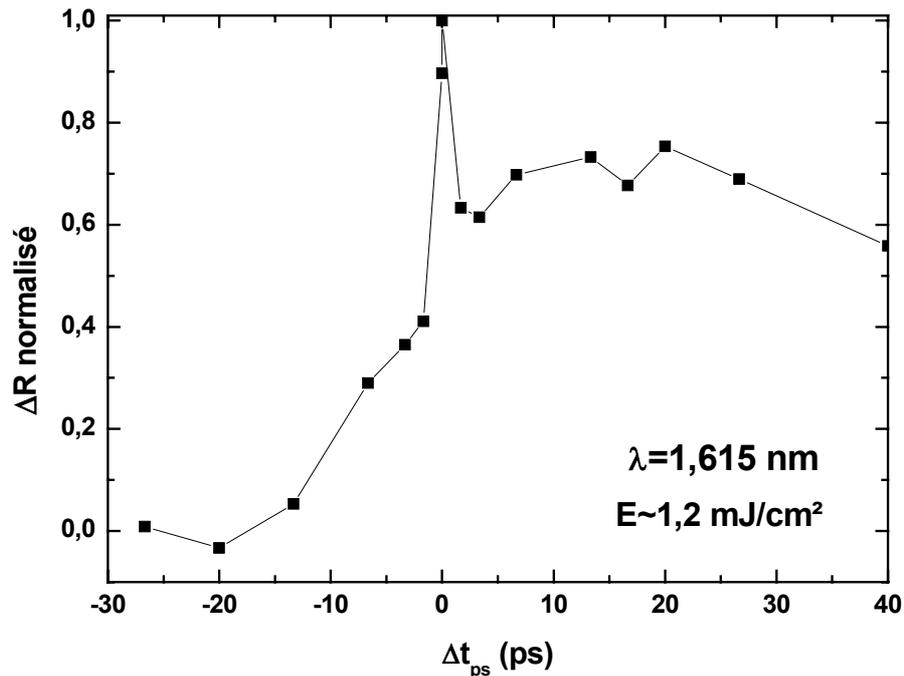


Figure 3.21- Modulation de réflectivité induite par une pompe de forte intensité ( $E \sim 1,2 \text{ mJ/cm}^2$ ) à la longueur d'onde  $\lambda = 1,615 \text{ nm}$ .

En baissant l'énergie des impulsions à  $1 \mu\text{J/cm}^2$ , c'est à dire en se situant dans la zone énergétique où l'effet Stark optique est supposé prépondérant, on s'attendait à ce que la modulation de réflectivité ne présente pas d'effet mémoire. Nous n'avons pas réussi à observer ce phénomène de modulation de réflectivité pour une faible énergie de pompe et ceci, malgré les résultats obtenus en diffraction qui mettent en évidence une modulation de la fonction diélectrique (sinon il n'y aurait pas de diffraction). Nous pensons que l'absence de résultats significatifs sur la microcavité InP est, peut être, due à des difficultés de détection qui ne se posaient pas pour la détection de la diffraction même à faible énergie. En effet, en diffraction, s'il n'y a pas de modulation de la fonction diélectrique, le signal diffracté est nul et s'il y a modulation de la fonction diélectrique, il y a un signal diffracté non nul. La détection passe d'un signal nul à un signal positif. Par contre, la détection de la modulation de réflectivité est plus subtile car la modulation se fait autour de la valeur de la réflectivité de la cavité au repos qui est non nulle. Si la modulation est faible, il est difficile de la distinguer du bruit et donc d'évaluer cette modulation de réflectivité.

### 3.3.4. Conclusion

Le comportement sous excitation optique d'une microcavité semiconductrice dont le milieu actif est composé de puits quantiques GaInAs/GaInAsP a été étudié. L'énergie des photons d'excitation est telle que le semiconducteur est excité dans sa région de transparence (excitation 30 meV sous l'énergie du pic d'absorption excitonique).

Deux effets simultanés ont été mis en évidence; la prédominance de l'un ou de l'autre dépend de l'énergie de l'excitation. Pour des excitations de faible énergie, un effet instantané (effet Stark optique) est "dominant". Cet effet est "masqué" par l'accumulation de porteurs libres pour des excitations de forte énergie.

Ces deux effets ont été mis en évidence par des expériences d'auto-diffraction et de diffraction avec une pré-pompe. La modulation de la fonction diélectrique, à l'origine de la diffraction, est instantanée pour des impulsions de faible énergie ( $\sim\mu\text{J}/\text{cm}^2$ ). Lorsque l'énergie des impulsions augmente, l'accumulation des porteurs libres devient l'effet prépondérant dans la modulation de la fonction diélectrique. La présence de ces porteurs libres a été confirmée par l'effet "mémoire" de la modulation de réflectivité pour une impulsion de pompe de forte énergie ( $\sim\text{mJ}/\text{cm}^2$ ).

## 3.4. Filière GaAs

### 3.4.1. Description de l'échantillon

La structure étudiée a été élaborée au LAAS-CNRS par épitaxie par jets moléculaires sur un substrat de GaAs. Elle est constituée d'une couche de GaAs massif entourée de miroirs de Bragg semi-conducteurs. Elle a été réalisée en utilisant un contrôle in-situ de la croissance appelé Réflectométrie Dynamique Accordable<sup>42,43</sup> (RDA). Ce système a été développé par le groupe Photonique du LAAS-CNRS et permet de suivre la vitesse de croissance et l'épaisseur des couches déposées en temps réel. L'incertitude sur l'épaisseur des couches épitaxiées est ainsi de l'ordre de 1%.

3.4.1.1. Miroirs de Bragg semiconducteurs

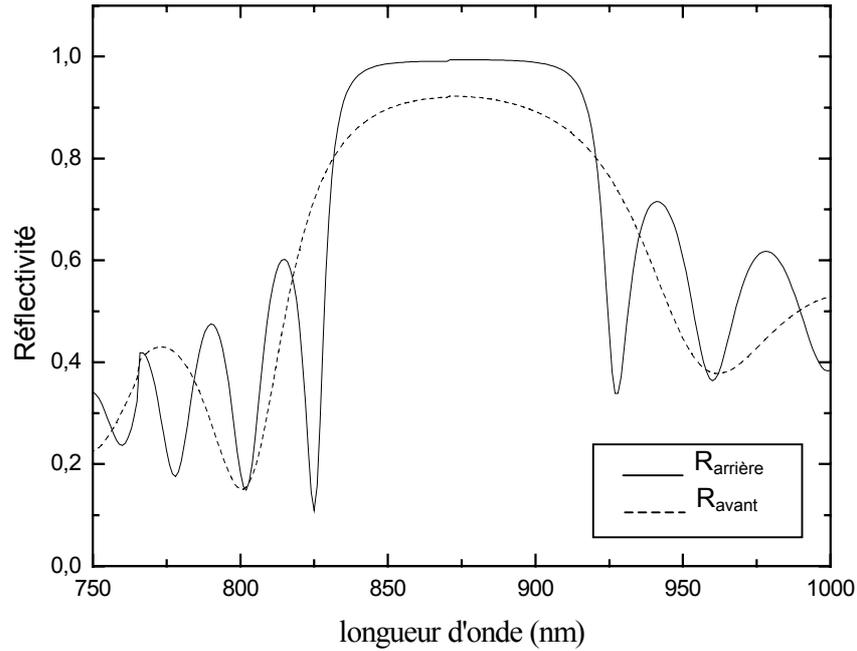
Contrairement à la filière InP, les matériaux de la filière GaAs présente des différences d'indice significatives qui permettent de réaliser des miroirs de haute réflectivité avec un nombre de couches empilées raisonnable. C'est pourquoi les miroirs réalisés pour cette microcavité ont été réalisés au cours de la croissance épitaxiale du milieu actif. Les DBR sont constitués d'alternance de couches de  $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$  /AlAs. On souhaite que le plateau de réflectivité maximale soit centré autour de 879 nm. Le tableau 3.22 récapitule les indices de réfraction<sup>44</sup> et les épaisseurs des couches.

Le réflecteur avant (arrière) est constitué d'une alternance de 9 (24,5) périodes. Les spectres de réflectivité de ces miroirs ont été tracés grâce à un logiciel mis au point au LAAS appelé Reflex. Ils sont représentés sur la figure 3.23.

	AlAs	$Al_{0.15}Ga_{0.85}As$
n(879)	2,98	3,463
e	~74 nm	~63 nm

**Figure 3.22-** Tableau récapitulatif des indices et des épaisseurs des matériaux utilisés pour la réalisation des miroirs de Bragg de la microcavité de GaAs.

Les plateaux de haute réflectivité sont donc centrés autour de  $\lambda_c=879$  nm. On peut estimer les coefficients de réflectivité autour de la longueur d'onde de fonctionnement  $R_{avant}(879) \sim 93\%=R_1$  et  $R_{arrière}(879) \sim 99,6 \%=R_2$ .



**Figure 3.23- Spectres de réflectivité des miroirs de Bragg avant et arrière simulés avec Reflex.**

#### 3.4.1.2. Milieu intracavité

Le milieu intracavité est constitué de GaAs massif. On considère que l'indice de réfraction reste uniforme sur la plage spectrale étudiée  $n=3,6$ . L'épaisseur de la couche active est déterminée par la longueur d'onde de fonctionnement  $\lambda_c$  et par l'ordre de la résonance considérée (ordre 3). On obtient donc  $d=3\lambda_c/n=732$  nm. De plus, en fin d'épitaxie de la couche centrale, la rotation de la plaquette a été arrêtée de sorte que l'épaisseur de cette couche soit légèrement non-uniforme. De cette façon, le même échantillon présente des longueurs d'onde de résonance qui varient autour de  $\lambda_c$  selon la position envisagée sur la plaquette.

Un schéma de la microcavité est donné sur la figure 3.24.

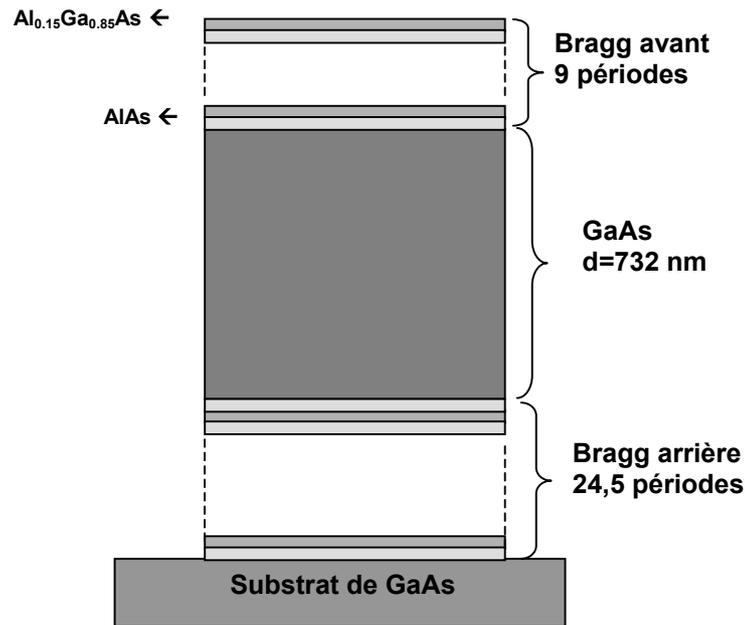


Figure 3.24- Schéma de la microcavité étudiée

### 3.4.1.3. Spectre de réflectivité

Le spectre de réflectivité de la figure 3.25 a été réalisé avec un générateur paramétrique accordable délivrant des impulsions de largeur temporelle à mi-hauteur de l'ordre de 15 ps. L'énergie des impulsions est de l'ordre de  $2 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . La détection a été effectuée grâce à une photodiode Si.

On constate que le minimum de réflectivité de la cavité se produit pour la longueur d'onde  $\lambda_{\text{res}} \sim 880 \text{ nm}$ ; cette longueur d'onde est supérieure à la longueur d'onde du gap, elle se situe donc dans la région de transparence du semiconducteur massif. La différence entre l'énergie de bande interdite et celle du mode de la cavité est d'environ 15 meV. La réflectivité minimale atteinte est de l'ordre de 20% et la largeur à mi-hauteur de la résonance est  $\Delta\lambda_{1/2} \sim 2-2,5 \text{ nm}$ .

Remarque: la "chute" du signal vers les grandes longueurs d'onde a été attribuée à la réponse de la photodiode utilisée. Des valeurs corrigées seront utilisées pour la modélisation développée dans le chapitre 4.

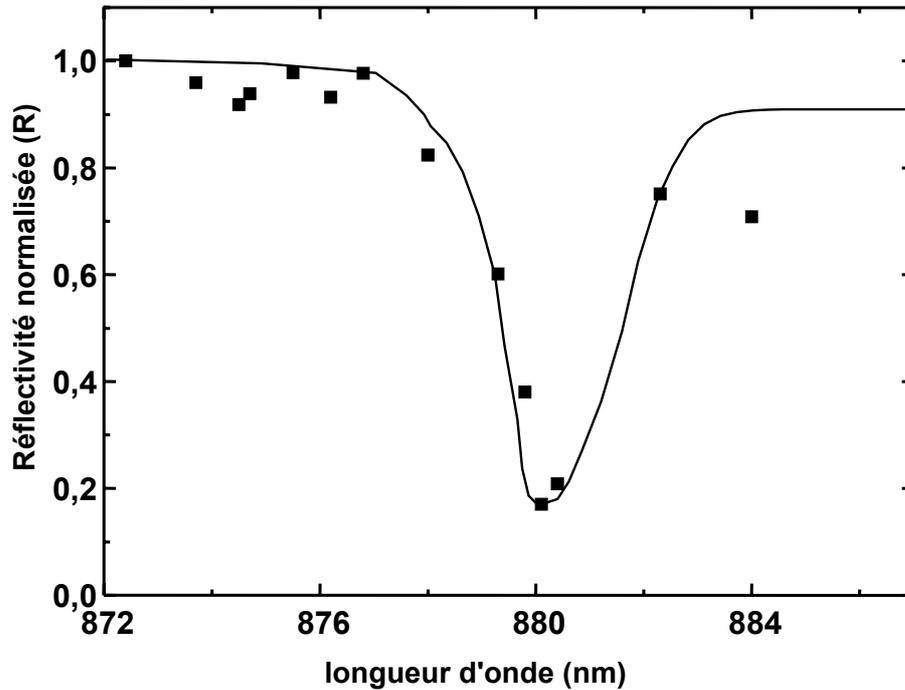


Figure 3.25- Spectre de réflectivité de la microcavité GaAs réalisé avec des impulsions de 15 ps. Le trait plein est un guide pour l'oeil.

### 3.4.2. Expériences d'auto-diffraction

Pour l'étude d'auto-diffraction, nous considérons la configuration décrite sur la figure 3.11 et la microcavité décrite dans le paragraphe précédent.

On fixe la longueur d'onde du laser à la longueur d'onde de résonance.

Nous avons réalisé des mesures du signal sonde diffracté  $S_d$  en fonction du délai  $\Delta t$  entre  $S_1$  et  $S_2$ , pour des faisceaux de différentes énergies.

Afin de vérifier la bonne horizontalité de la ligne à retard mécanique utilisée pour modifier le délai temporel entre  $S_1$  et  $S_2$ , nous avons comparé des mesures effectuées grâce à cette ligne à retard avec des mesures obtenues en utilisant de lames de verre à faces rigoureusement parallèles. En effet, le passage du faisceau lumineux dans la lame de verre entraîne un retard par rapport au faisceau qui ne l'a pas traversée mais n'entraîne pas de modification de la direction de propagation. Les résultats obtenus avec les lames et avec la ligne mécanique étant identiques, nous en déduisons que la ligne mécanique est bien horizontale et peut être utilisée dans nos expériences.

La figure 3.26 représente la comparaison des signaux diffractés pour des énergies  $E \sim 6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  ( $I \sim 0,4 \text{ MW}/\text{cm}^2$ ) et  $E \sim 1,2 \text{ mJ}/\text{cm}^2$  ( $I \sim 80 \text{ MW}/\text{cm}^2$ ).

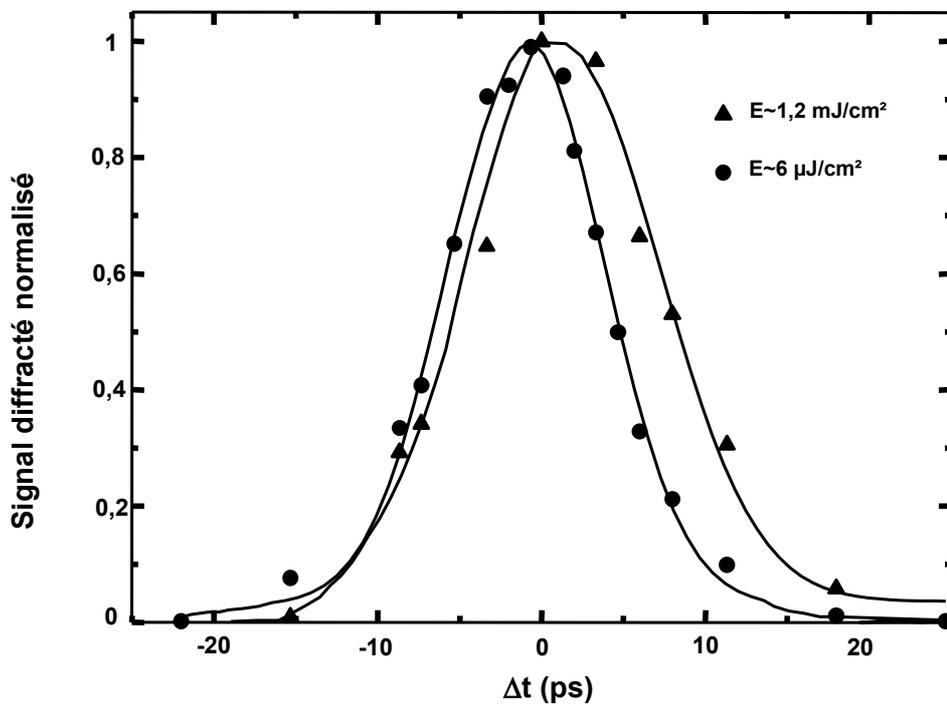


Figure 3.26- Signal diffracté normalisé en fonction du délai temporel entre les deux impulsions  $\Delta t$ .

Comme cela a été expliqué schématiquement dans le paragraphe 3.3.2.1, par l'étude de la symétrie du signal diffracté, on peut en déduire la durée de vie du réseau et le phénomène qui contribue à sa formation. Nous avons comparé, sur la figure 3.27, les signaux diffractés obtenus, pour chaque énergie des impulsions, pour des valeurs opposées du délai temporel ( $\Delta t = 5 \text{ ps}$  et  $\Delta t = -5 \text{ ps}$ ).

	$S_d$ pour $\Delta t = 5 \text{ ps}$	$S_d$ pour $\Delta t = -5 \text{ ps}$
$I \sim 6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$	$\sim 0,5$	$\sim 0,6$
$I \sim 1,2 \text{ mJ}/\text{cm}^2$	$\sim 0,8$	$\sim 0,5$

Figure 3.27- Tableau comparatif des signaux diffractés pour des délais  $\tau$  et  $-\tau$  dans le cas d'impulsions de forte ( $\sim \text{mJ}/\text{cm}^2$ ) et de faible ( $\sim \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) énergie.

On constate que la différence de signal diffracté entre délais positifs/négatifs est plus importante dans le cas d'impulsions de forte intensité. Le signal est symétrique dans le cas de

faisceaux de faible intensité alors qu'une dissymétrie apparaît pour les délais positifs dans le cas de faisceaux de fortes intensités.

La différence de symétrie des deux signaux nous renseigne sur le phénomène prépondérant qui donne naissance à la diffraction. Pour des faisceaux de forte intensité, la génération de porteurs libres est l'effet majoritaire à l'origine de la diffraction (effet mémoire). Le réseau dure donc tant que les porteurs ne se sont pas recombines; ainsi la partie finale de l'impulsion de sonde est bien diffractée si  $\Delta t > 0$  tandis que la partie initiale de l'impulsion de sonde est perdue pour la diffraction si  $\Delta t < 0$ . C'est pour cela que le signal diffracté est dissymétrique. Pour des faisceaux de faible intensité, le réseau ne dure que pendant le recouvrement temporel des impulsions et seule la partie de la sonde qui participe à la formation du réseau est diffractée. Le signal diffracté est symétrique et sa largeur à mi-hauteur suit le profil temporel des impulsions (effet instantané prépondérant).

Il est à noter que pour des impulsions d'énergie  $E \sim 6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ , nous avons mesuré un rendement de diffraction  $\eta \sim 2\%$ .

### 3.4.3. Expériences pompe-sonde dégénérées

Comme pour l'étude de la microcavité InP, nous avons étudié la réflectivité de l'échantillon pour des excitations de diverses énergies optiques afin de pouvoir comparer les spectres de réflectivité sous excitation à ceux obtenus sans excitation. Nous avons réalisé ces expériences<sup>45</sup> avec les mêmes énergies d'excitation que dans l'étude en diffraction à savoir pour des pompes d'énergie  $E \sim 6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  et  $E \sim 1,2 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ .

Commençons par l'étude avec une excitation de forte énergie. La modulation de la réflectivité devrait présenter un effet de mémoire car la modulation de la fonction diélectrique du matériau, à forte énergie d'excitation, est due à l'accumulation de porteurs libres photogénérés.

- **Pompe de forte énergie  $E_P \sim 1,2 \text{ mJ}/\text{cm}^2$**

Dans un premier temps, nous avons fixé l'énergie de la pompe à  $E_P \sim 1,2 \text{ mJ}/\text{cm}^2$  et le délai pompe-sonde à +25 ps. De cette façon, la sonde "voit" le matériau excité par la pompe. Pour

chaque longueur d'onde choisie, nous avons mesuré le signal réfléchi par l'échantillon sans la pompe (au repos) et en présence de la pompe (excité).

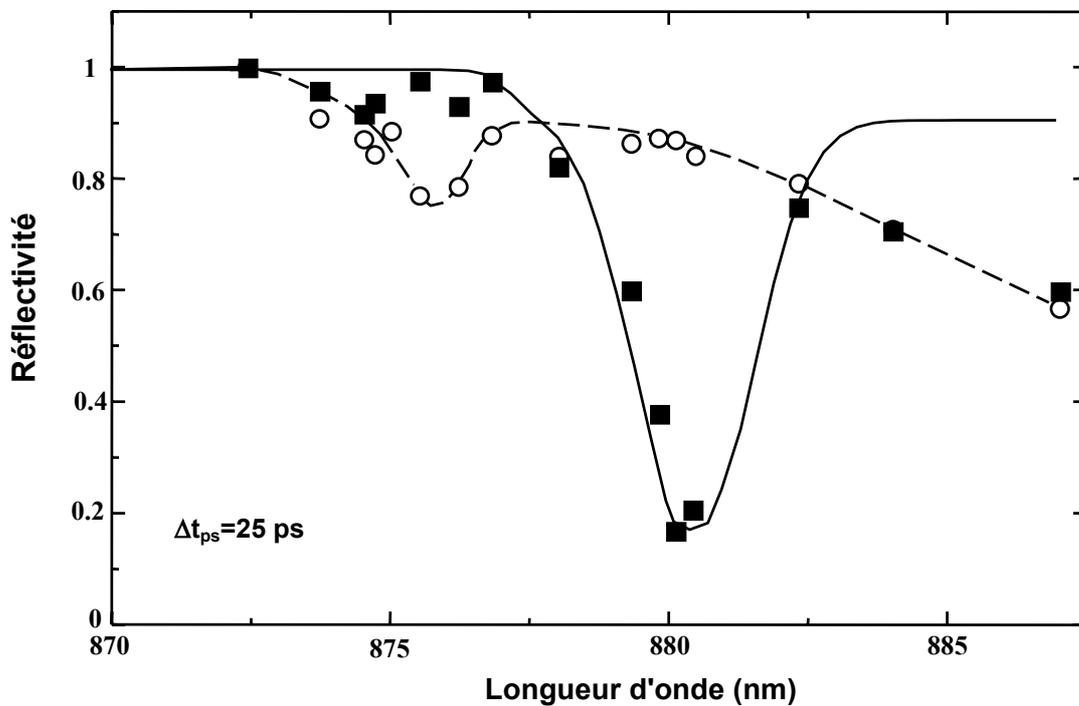


Figure 3.28- Spectres de réflectivité de la cavité sans excitation (carrés) et excitée par une pompe d'énergie  $E_p \sim 1,2 \text{ mJ/cm}^2$  (cercles)

L'excitation provoque à la fois une modification de la longueur d'onde de résonance et du minimum de réflectivité. En effet, le spectre de réflectivité de la cavité au repos est caractérisé par une longueur d'onde de résonance  $\lambda_{\text{res}} \sim 880 \text{ nm}$  et une réflectivité minimale  $R_{\text{min}} \sim 20 \%$ . Pour ce qui est du spectre de la cavité excitée par la pompe, la réflectivité minimale de 65 % se produit pour une longueur d'onde  $\lambda \sim 876 \text{ nm}$ . Il s'est donc produit un décalage vers les courtes longueurs d'onde de la résonance de la cavité qui traduit principalement une diminution de l'indice de réfraction. Ce déplacement induit par l'excitation entraîne une modulation de la réflectivité pour la longueur d'onde  $\lambda \sim 880 \text{ nm}$ . En effet, à cette longueur d'onde, la réflectivité varie de 20 % sans excitation à 95% sous excitation (cf figure 3.28). Le taux de modulation est défini comme  $\frac{R_{\text{exc}}(\lambda) - R_0(\lambda)}{R_0(\lambda)}$  est de

l'ordre de 375 % pour un délai pompe-sonde de 25 ps. Il est à noter que cette modulation a été observée alors qu'il n'y a pas de recouvrement temporel entre pompe et sonde. Pour cette

raison, nous avons effectué une étude de la modulation de la réflectivité résolue en temps. Pour cela, nous fixons la longueur d'onde à 880 nm et nous faisons varier le délai pompe-sonde  $\Delta t$ . Le résultat est représenté sur la figure 3.29.

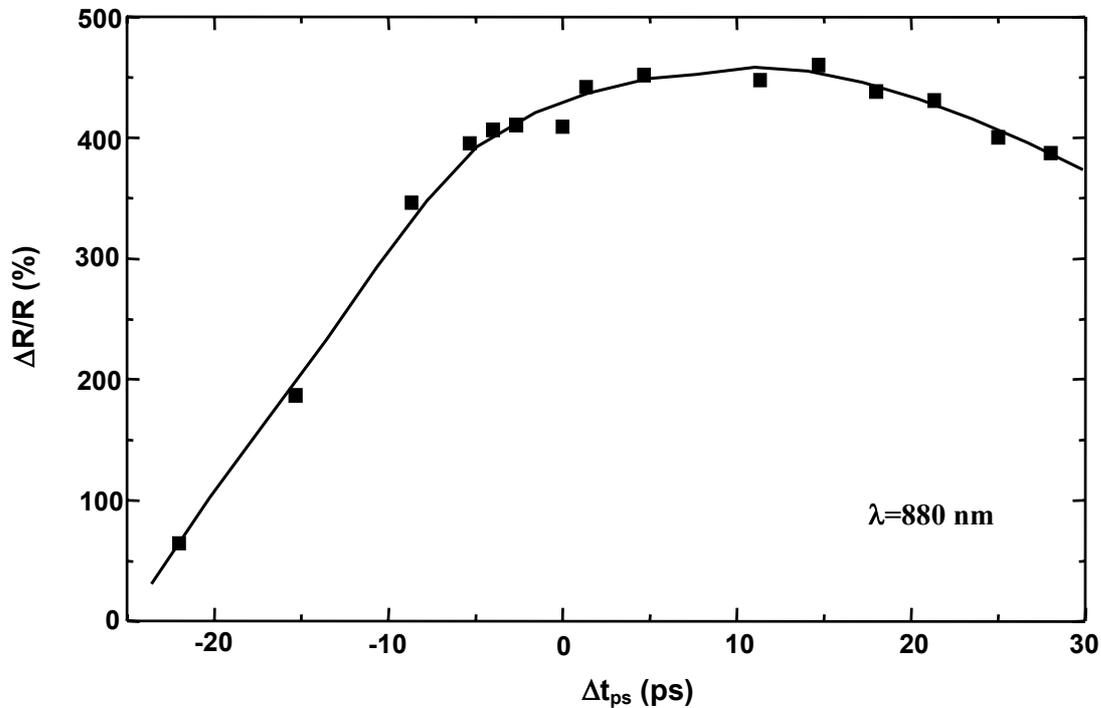


Figure 3.29- Modulation de réflectivité pour une pompe d'énergie  $E_p \sim 1,2 \text{ mJ/cm}^2$

Pour les délais négatifs, le signal augmente avec le recouvrement temporel des impulsions. La modulation atteint son maximum lorsque les deux impulsions se recouvrent totalement ( $\Delta R/R \sim 450\%$  pour  $\Delta t_{ps}=0$ ). Pour des délais positifs, le signal reste quasiment constant pendant 20 ps. La modulation persiste même après la fin de l'impulsion de pompe. Cet effet de mémoire est dû à la présence de porteurs libres photo-générés. En fait, même en pompant dans la zone de transparence du matériau, il existe une certaine absorption résiduelle faible mais non nulle qui persiste à température ambiante (queue de Urbach). Comme l'intensité de la pompe est élevée, la densité de porteurs créée est non négligeable et induit une forte modulation due au remplissage des états; en effet, au fur et à mesure que les porteurs sont photo-générés, l'absorption diminue et entraîne une modulation d'indice de réfraction. La modulation de la fonction diélectrique est donc responsable de la modulation de la réflectivité. Ainsi, la modulation persiste tant que la recombinaison des porteurs n'a pas eu lieu c'est à dire pendant quelques nanosecondes (durée de vie des porteurs dans un

semiconducteur massif). On constate cependant une légère décroissance de la modulation à partir de  $\Delta t_{ps} \sim 15$  ps. Elle peut provenir de la diffusion des porteurs.

- **Pompe de faible énergie  $E_p \sim 6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$**

Nous avons étudié le comportement du mode de la cavité par rapport au délai pompe-sonde. Nous avons comparé 3 cas sur la figure 3.30: la sonde arrive avant la pompe (cercles), pendant (triangles) et après (losanges).

Le premier cas nous permet d'obtenir le spectre de réflectivité linéaire de la microcavité. Dans le second, nous observons un décalage vers les courtes longueurs d'onde qui se produit seulement lorsque les deux impulsions se superposent temporellement. Nous attribuons ce décalage à une diminution instantanée de l'indice de réfraction pendant l'impulsion de pompe. En effet, le spectre de réflectivité de la cavité lorsque les deux impulsions ne sont plus temporellement superposées est pratiquement identique au spectre linéaire. Le léger décalage restant est attribué à la faible densité de porteurs photo-générés à cause de l'absorption résiduelle. Cette modulation due aux porteurs libres n'est "visible" que lorsque les deux impulsions ne se recouvrent plus temporellement. En effet, à faible énergie d'excitation, nous avons dit, dans le paragraphe 3.3.2, que l'effet prépondérant dans la modulation de la fonction diélectrique est l'effet Stark optique c'est à dire un effet instantané. Cet effet "masque" ainsi la contribution des porteurs libres dans la modulation de la réflectivité.

La variation de la fonction diélectrique semble donc être quasi-instantanée. Pour confirmer cette hypothèse, nous avons étudié le comportement temporel de la modulation à la longueur d'onde de 880 nm afin de le comparer à celui obtenu pour  $E_p \sim 1,2 \text{mJ}/\text{cm}^2$  (cf figure 3.31).

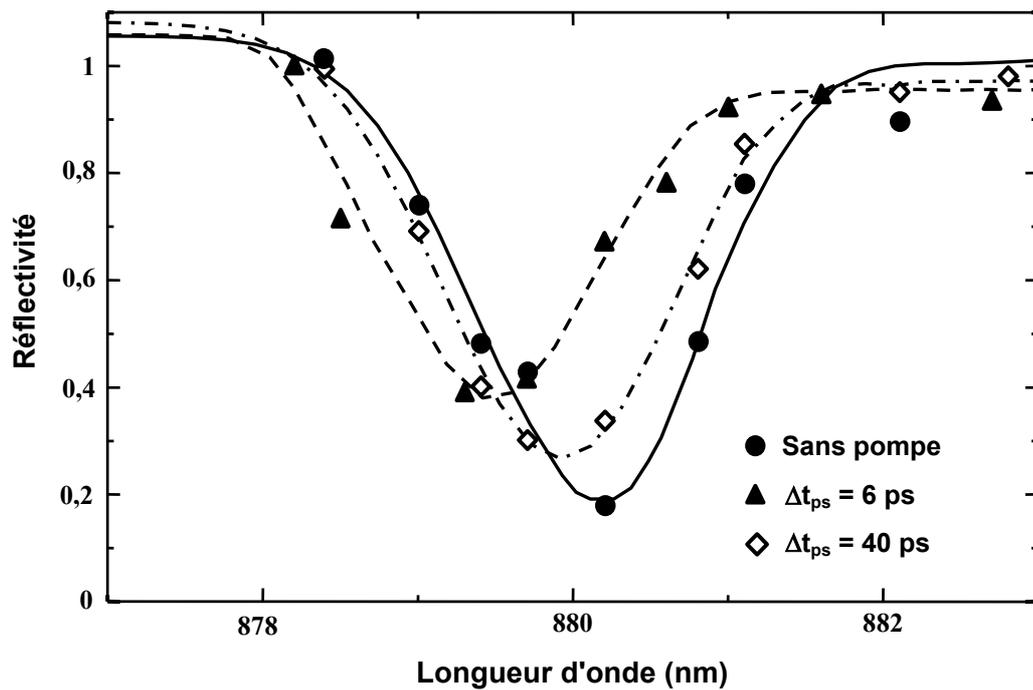


Figure 3.30- Spectres de réflectivité de la microcavité avant (cercles), pendant (triangles) et après (losanges) l'excitation de pompe d'énergie  $E_P \sim 6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ .

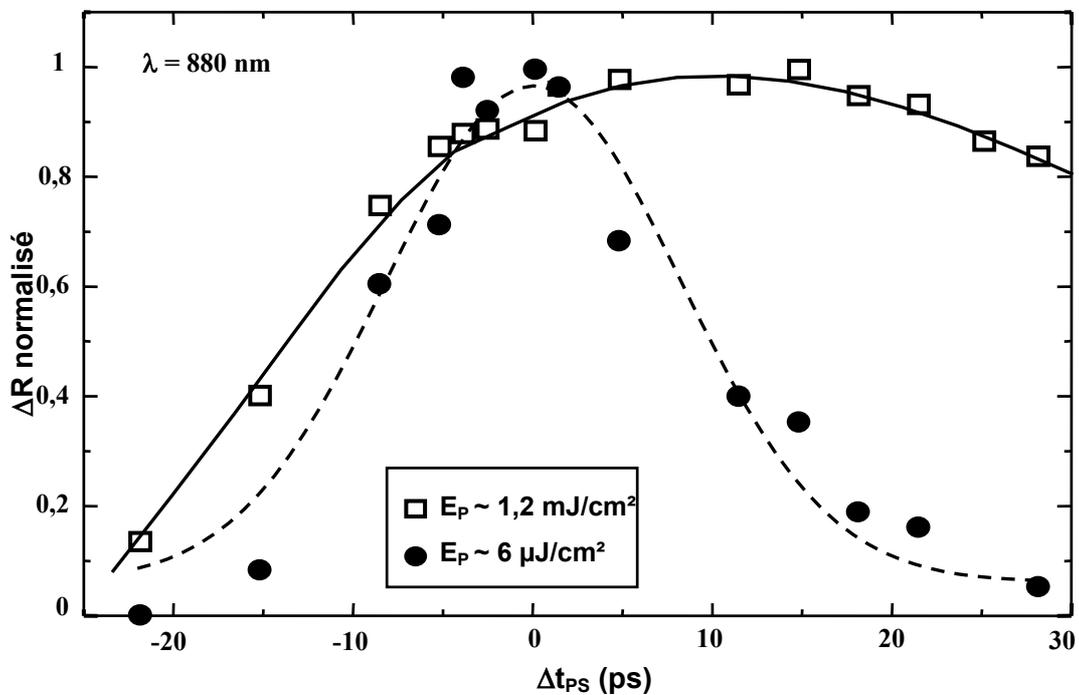


Figure 3.31- Comparaison du profil temporel de la modulation de réflectivité pour une pompe de forte ( $E_P \sim 1,2 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ ) et de faible énergie ( $E_P \sim 6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ )

Pour une pompe de faible énergie, le profil temporel de la modulation est quasi-symétrique par rapport à l'axe  $\Delta t_{ps}=0$  ps. Dans ce cas là, il n'y pas d'effet de mémoire dû à l'excitation. La modulation de réflectivité est instantanée de même que celle de la fonction diélectrique du GaAs. La faible densité de porteurs photo-générés ne modifie que légèrement la réflectivité. La modulation de réflectivité maximale atteint  $\sim 400\%$  ce qui correspond à un contraste de 5:1.

On remarque cependant, que pour des délais supérieurs à la durée des impulsions ( $\Delta t_{ps} > 20$ ps), une modulation faible persiste. Elle est attribuée à la génération de porteurs libres qui, dans le cas d'impulsions de faible énergie, est un effet minoritaire.

#### 3.4.4. Conclusion

Nous avons étudié le comportement sous excitation optique d'une microcavité de GaAs massif. L'énergie des photons d'excitation est telle que le semiconducteur est excité dans sa région de transparence (excitation 15 meV sous le gap).

Les études en diffraction et en réflectivité vont dans le même sens: pour des excitations de forte énergie ( $\sim$ mJ/cm<sup>2</sup>), la variation de l'absorption due à l'accumulation des porteurs libres<sup>46</sup> est le phénomène dominant responsable de la variation de la fonction diélectrique. Par contre, pour des excitations de faible énergie ( $\sim$ μJ/cm<sup>2</sup>), la modulation de la fonction diélectrique du matériau intracavité est un phénomène instantané (à l'échelle picoseconde). Dans ce cas là, c'est l'effet Stark optique qui est prépondérant. Nous avons mesuré un rendement de diffraction de  $\sim 2\%$  et une modulation de réflectivité d'un contraste 5:1 pour une excitation de seulement 6 μJ/cm<sup>2</sup> ( $I \sim 0,4$  MW/cm<sup>2</sup>) à température ambiante. Nous avons ainsi mis en évidence la faisabilité d'une porte optique avec un temps de réponse subpicoseconde avec une intensité de commande de 0,4 MW/cm<sup>2</sup> et ce à température ambiante. Ce résultat présente un progrès, à la fois par rapport à l'énergie de commande et la température de fonctionnement, comparé aux résultats de la littérature.

### 3.5. Conclusion générale

Nous avons réalisé des études expérimentales complémentaires en diffraction et en réflectivité sur deux microcavités semiconductrices de natures différentes. Notre but était d'étudier le comportement de ces dispositifs vis à vis d'une excitation dont la longueur d'onde se situe dans la zone de transparence des semiconducteurs qui constituent le milieu intracavité.

Les études en diffraction et en réflectivité nous ont permis de mettre en évidence une modulation de la fonction diélectrique à température ambiante. Deux phénomènes contribuent à cette modulation: effet Stark optique et accumulation de porteurs libres. Ces deux phénomènes coexistent et la prédominance de l'un par rapport à l'autre dépend de l'énergie des impulsions utilisées. En effet, lorsque l'énergie des excitations est forte ( $\sim \text{mJ}/\text{cm}^2$ ), la contribution des porteurs libres à la modulation de la fonction diélectrique est plus importante que celle de l'effet Stark optique. On constate un effet de mémoire à la fois en diffraction et en réflectivité qui traduit la présence des porteurs libres. Par contre, si on diminue l'énergie de l'excitation ( $\sim \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ), l'effet Stark optique devient prépondérant et la modulation de la fonction diélectrique est ultra-rapide (à l'échelle de nos expériences). Cet effet ne fait pas intervenir de porteurs libres, il est donc non-dissipatif.

Les microcavités semiconductrices présentent des caractéristiques favorables en vue de réaliser des dispositifs (déflecteurs et modulateurs) tout-optiques, ultra-rapides, peu dissipatifs et fonctionnant avec de faibles énergies de commande ( $E \sim \mu\text{J}/\text{cm}^2$ ).

Dans le chapitre suivant, nous allons présenter un modèle simple permettant de décrire le couplage de l'effet Stark optique avec le mode d'une microcavité.

## **Chapitre 4- Modélisation de l'effet Stark optique couplé à une cavité**



Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence une modulation instantanée de la réflectivité d'une microcavité de GaAs massif en excitant la structure avec des photons d'énergie inférieure au gap du semiconducteur. Une modulation de réflectivité d'un contraste de 5:1 ( $\Delta R \sim 40\%$ ) a ainsi été mesurée à  $\lambda_{\text{res}} = 880$  nm par des expériences pompe-sonde dégénérées pour une excitation d'énergie  $E \sim 6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  ( $I \sim 0,4 \text{ MW}/\text{cm}^2$ ). Cette modulation de réflectivité est due à une modulation de la fonction diélectrique du milieu intracavité que nous avons attribuée à l'effet Stark optique. Ces résultats expérimentaux encourageants, vis à vis de la modulation ultra-rapide, nous ont conduits à mettre au point une modélisation de l'effet Stark optique pour voir dans quelle mesure celui-ci pouvait être amplifié par une microcavité optique. Le but de ce chapitre est de développer un modèle simple permettant de rendre compte de nos résultats expérimentaux. A notre connaissance, aucune étude théorique de l'effet Stark optique en microcavité, concernant une configuration dégénérée, n'a été publiée. Cependant, nous nous sommes basés sur des résultats rencontrés dans la littérature<sup>47</sup>, notamment en configuration non-dégénérée.

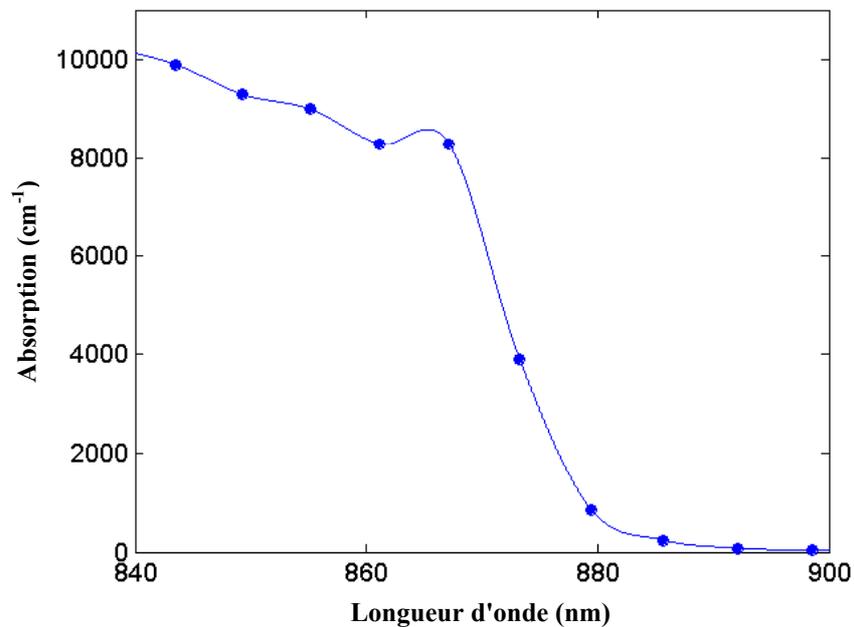
Nous avons d'abord cherché à modéliser le spectre de réflectivité de la microcavité au repos en utilisant divers spectres d'absorption du matériau intracavité issus de la littérature. Après avoir présenté les bases de modélisation de l'effet Stark optique, nous avons considéré le couplage entre la cavité et l'effet Stark optique afin de comparer ces résultats numériques à nos résultats expérimentaux de modulation de réflectivité.

#### **4.1. Modélisation d'une microcavité : influence de $\alpha(\lambda)$**

Le spectre de réflectivité de la microcavité dépend des réflectivités des miroirs et des caractéristiques du milieu intracavité (épaisseur, indice de réfraction et spectre d'absorption). Certains de ces paramètres sont connus de façon précise. C'est le cas des réflectivités des miroirs ( $R_1 = 96\%$ ,  $R_2 = 99,6\%$ ), de l'épaisseur ( $d = 732$  nm) et de l'indice de réfraction de GaAs ( $n_{\text{GaAs}} = 3,6$  au voisinage de  $\lambda \sim 880$  nm). Notre étude se limitant à une zone spectrale étroite, nous avons négligé la dispersion de l'indice de réfraction ( $n$  uniforme).

En revanche, pour modéliser le spectre de réflectivité de la microcavité, il est nécessaire de considérer le spectre d'absorption du matériau intracavité. En effet, nous avons vu au chapitre 2, que le spectre d'absorption d'un matériau influence fortement le spectre de réflectivité. Dans la région de transparence (zone spectrale qui nous intéresse), le coefficient d'absorption

est très sensible aux conditions d'élaboration et aux défauts (impuretés résiduelles) liés à cette élaboration. Il est donc sensiblement différent d'un échantillon à l'autre. Ne possédant pas le matériel nécessaire pour réaliser des mesures fines d'absorption (par ailleurs très difficiles sur des échantillons d'épaisseur inférieure au micron), nous avons choisi d'utiliser les valeurs d'absorption données dans la littérature afin de simuler le spectre de réflectivité de l'échantillon étudié. Pour des considérations numériques, ces valeurs discrètes ont été interpolées pour obtenir un spectre d'absorption continu. Avec ce spectre et les paramètres donnés précédemment, nous avons tracé le spectre de réflectivité pour le comparer aux mesures expérimentales de réflectivité. La figure 4.1 représente le spectre d'absorption du GaAs massif, à température ambiante, obtenu par interpolation d'une première série de données trouvées dans la littérature<sup>48</sup>.



**Figure 4.1-** Spectre d'absorption du GaAs massif obtenu avec les données tirées de Palik[48] .

La figure 4.2 compare le spectre de réflectivité simulé et les points expérimentaux qui proviennent de l'étude expérimentale développée dans le chapitre 3.

Remarque: les résultats expérimentaux exposés dans le chapitre 3 étaient bruts, c'est à dire qu'ils ne prenaient pas en compte la réponse du détecteur. En effet, la réponse spectrale du détecteur, au voisinage de  $\lambda=880$  nm, suit une variation de la forme  $a\lambda+b$ . Pour compenser cette variation de signal, nous avons établi une correction pour que la réponse du détecteur soit spectralement uniforme. Dans la suite, ce sont ces résultats corrigés qui sont considérés.

On remarque qu'il existe un désaccord entre le spectre simulé et le spectre expérimental. Les réflectivités simulées sont globalement inférieures aux valeurs expérimentales. Le seul paramètre "ajustable" de la modélisation du spectre de réflectivité de la microcavité est le spectre d'absorption. En effet, les réflectivités des miroirs et l'épaisseur du milieu actif, fixés par l'élaboration, sont bien connus (cf 3.4.1.1). Nous concluons que le spectre d'absorption utilisé ne rend pas compte de l'absorption du matériau considéré.

Sur la figure 4.2, on peut estimer la largeur à mi-hauteur du mode de la cavité simulée à  $\Delta\lambda_{1/2} \sim 3,8$  nm. Or, la valeur expérimentale est de l'ordre de 2-2,5 nm. Nous avons vu, au chapitre 2, que pour diminuer la largeur à mi-hauteur d'une résonance, il faut en principe diminuer l'absorption. Dans ce but, nous avons utilisé un autre spectre d'absorption<sup>35</sup>.

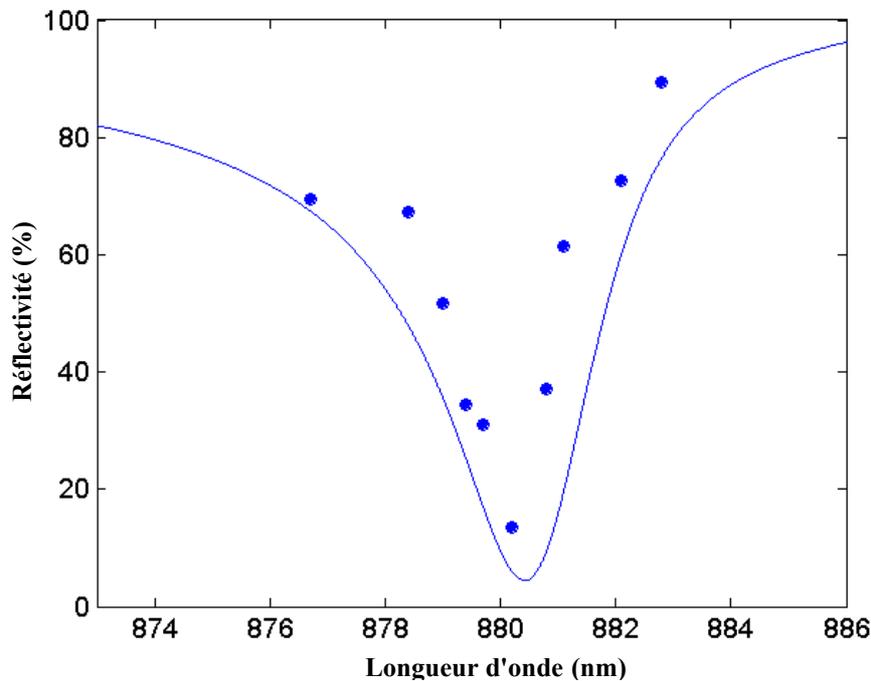


Figure 4.2- Spectre de réflectivité simulé en utilisant les données de Palik [48]. Les points représentent les mesures expérimentales corrigées.

Ce spectre est représenté sur la figure 4.3. Dans une zone spectrale autour de la longueur d'onde de résonance, les valeurs de l'absorption sont plus faibles que dans le cas précédent. Le spectre d'absorption continu est obtenu par interpolation des données.

Le spectre de réflectivité simulé correspondant est représenté sur la figure 4.4. La comparaison avec les valeurs expérimentales vers les grandes longueurs d'onde est satisfaisant. Par contre, le décalage simulation/expérience vers les courtes longueurs d'onde est semblable à celui de la figure 4.2.

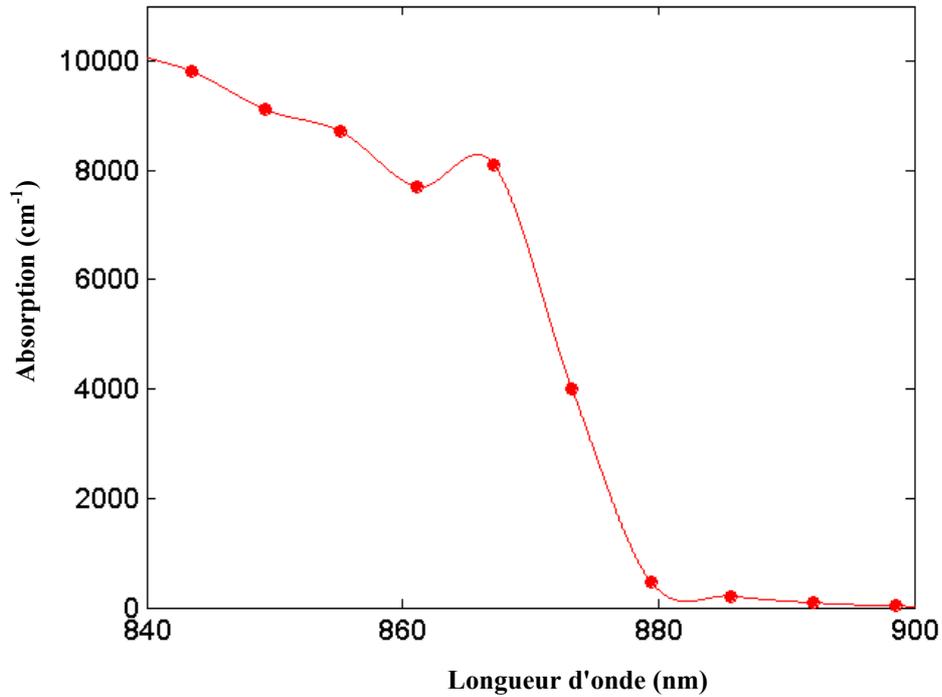


Figure 4.3- Spectre d'absorption du GaAs massif obtenu avec les données tirées de Aspnes [35] .

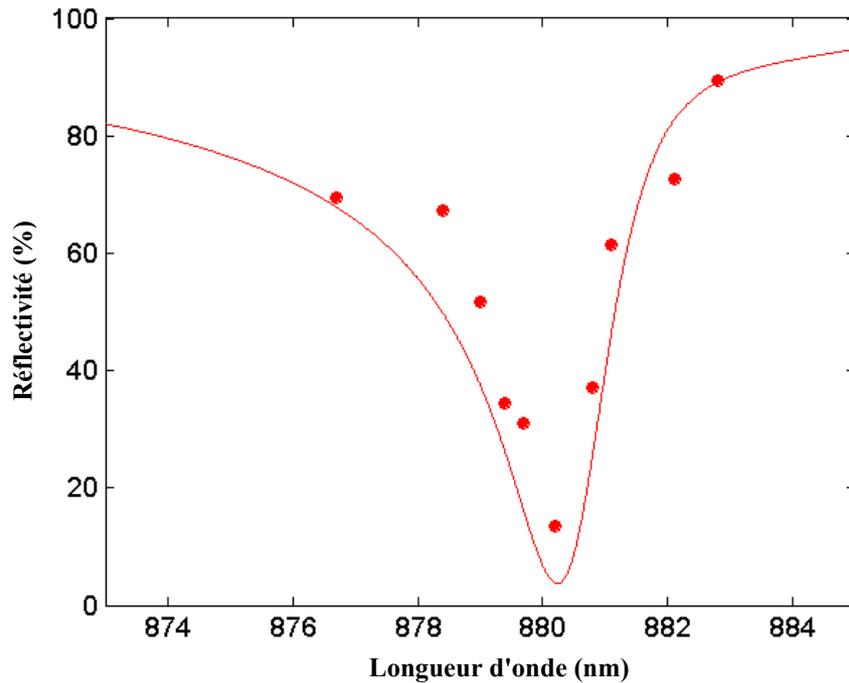
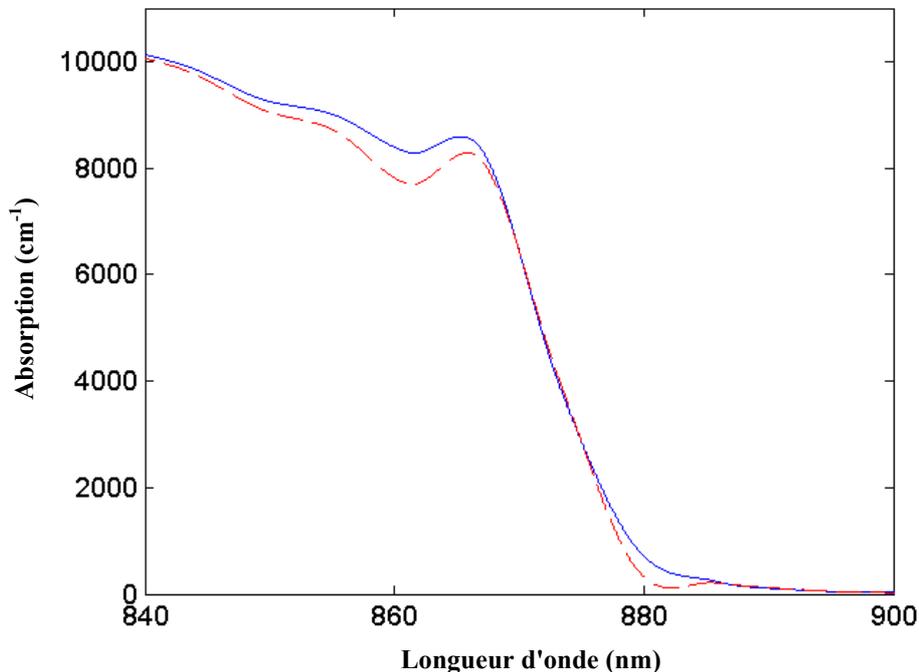


Figure 4.4- Spectre de réflectivité simulé en utilisant les données de Aspnes [35]. Les points représentent les mesures expérimentales corrigées.

Les deux spectres d'absorption testés sont comparés sur la figure 4.5. On remarque qu'il y a deux zones spectrales pour lesquelles l'absorption diffère: d'une part, dans la zone de

transparence et d'autre part, au-dessus du gap. Dans notre cas, pour la simulation du spectre de la cavité au repos, seule l'absorption dans la zone de transparence est à considérer. La largeur à mi-hauteur de la résonance de la cavité, obtenue en considérant les données de Aspnes [35], est de l'ordre de  $\Delta\lambda_{1/2} \sim 3$  nm. Cette valeur est inférieure à celle obtenue dans le cas du spectre d'absorption de Palik [48]. Elle est en meilleur accord avec la valeur expérimentale de 2-2,5 nm.

Cet accord simulation/expérience nous permet de dire que l'absorption considérée via Aspnes dans la zone spectrale autour de 880 nm rend bien compte de l'absorption du matériau dans la région de transparence. Cependant, on ne peut pas affirmer que l'absorption considérée au-dessus du gap reflète celle du matériau. Le fait d'obtenir des valeurs d'absorption différentes selon les données considérées signifient qu'il existe également une incertitude dans cette zone spectrale. L'absorption au-dessus du gap n'influence pas le spectre de réflectivité de la cavité. Par contre, elle peut avoir des conséquences sur la variation d'indice induite. En effet, la variation d'indice est calculée à partir de la variation d'absorption par une relation intégrale (transformée de Kramers-Kronig): une variation d'absorption à  $\lambda$  modifie l'indice de réfraction à  $\lambda' \neq \lambda$ .



**Figure 4.5- Comparaison du spectre d'absorption donné par Palik [48] (trait plein) et par Aspnes [35] (trait pointillé). Une différence significative apparaît pour des longueurs d'onde autour de 880 nm.**

Nous avons utilisé deux séries de données, trouvées dans la littérature, concernant le spectre d'absorption du GaAs. Nous avons simulé les spectres de réflectivité correspondants pour les comparer aux résultats expérimentaux. Peu de données concernant le coefficient d'absorption dans la région de transparence sont disponibles. Dans cette région spectrale, l'absorption dépend beaucoup des conditions d'élaboration et donc des impuretés. De plus, comme l'absorption est faible, il existe une incertitude sur la mesure. Pour ces raisons, les spectres d'absorption considérés sont différents autour de la longueur d'onde 880 nm.

L'accord simulation/expérience est satisfaisant lorsque l'on considère le spectre d'absorption tiré de Aspnes [35]. Dans la suite, nous utiliserons ce spectre d'absorption. A présent, nous allons décrire la modélisation de l'effet de l'excitation.

Remarque: nous remarquons que, quelque soit le spectre d'absorption considéré, la résonance se produit à la même longueur d'onde. Ceci peut sembler en contradiction avec ce que nous avons énoncé au chapitre 2 car les spectres d'absorption sont différents par leur valeur et par la pente en  $\lambda=880$  nm. En fait, nous avons introduit, dans la simulation, une couche tampon non-absorbante afin d'ajuster le mode de la cavité à la longueur d'onde souhaitée pour rendre compte des résultats expérimentaux.

## 4.2. Modélisation de l'effet Stark optique (OSE)

Un semiconducteur, caractérisé par son spectre d'absorption  $\alpha_0(E)$ , est soumis à une excitation lumineuse. Cette excitation, dite pompe, est telle que l'énergie  $E_p$  de ses photons soit inférieure à l'énergie de bande interdite du matériau. Le champ électrique de l'onde lumineuse perturbe les états liés du semiconducteur. En présence de l'excitation de pompe, un niveau d'énergie  $E$  du matériau se décale vers un niveau d'énergie  $E' > E$ . Cette interaction non-résonante est appelée "effet Stark optique". Il est caractérisé par un décalage vers les hautes énergies du spectre d'absorption du matériau (cf chapitre 1).

Dans le cas de puits quantiques en configuration non-dégénérée<sup>20,21,49,50</sup>, ce décalage  $\delta E = E' - E$

s'écrit:

$$\delta E = \frac{\sigma I_p}{E - E_p} \quad (4.1)$$

où  $I_p$  est l'intensité de la pompe et  $E - E_p$  est le désaccord en énergie entre la pompe et le niveau d'énergie du matériau considéré caractérisé par la sonde.

La constante  $\sigma$  est un paramètre phénoménologique qui caractérise la sensibilité du matériau vis à vis de l'effet Stark optique.

La relation (4.1) a été vérifiée expérimentalement dans des puits quantiques GaAs/AlGaAs<sup>20</sup> ainsi que dans des puits quantiques de GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As<sup>47</sup>. La constante  $\sigma$  a été déterminée expérimentalement dans des puits quantiques de GaAs/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As par Klingshirn [47]:  $\sigma_{\text{exp}}=8,5.10^{-8} \text{ (meV)}^2\text{cm}^2\text{W}^{-1}$ .

En configuration non-dégénérée, la sonde et la pompe appartiennent à des intervalles spectraux différents. Ce n'est plus le cas dans la configuration que nous avons envisagée c'est à dire en configuration dégénérée, où la pompe et la sonde ont toujours la même longueur d'onde. Dans ce cas là, la relation (4.1) diverge.

Nous avons donc considéré un décalage en énergie de la forme<sup>51</sup>:

$$\delta E = \frac{\sigma I_p}{\sqrt{(E - E_p)^2 + \varepsilon^2}} \quad (4.2)$$

où  $I_p$  est l'intensité de la pompe que "voit" le milieu actif.

Nous avons introduit une constante  $\varepsilon=1,5 \text{ meV}$  qui d'une part, permet une convergence des simulations et d'autre part, caractérise l'incertitude sur l'énergie de l'impulsion utilisée et sur les niveaux d'énergie du matériau (élargissement dû à la température). Sa valeur a été choisie, la plus petite possible, afin d'assurer la continuité du shift énergétique sans toutefois modifier de façon significative sa valeur.

Le décalage des niveaux d'énergie donné par l'équation (4.2) entraîne une modification du spectre d'absorption du matériau intracavité. A partir du spectre d'absorption du matériau non excité  $\alpha_0(E)$  et du décalage donné par (4.2), on calcule le spectre d'absorption du matériau excité. En effet, un niveau d'énergie  $E$  devient un niveau d'énergie  $E+\delta E$ ; le spectre d'absorption  $\alpha_0(E)$  devient  $\alpha_0(E+\delta E)$  soit:

$$\alpha(E, I_p) = \alpha_0 \left( E + \frac{\sigma I_p}{\sqrt{(E - E_p)^2 + \varepsilon^2}} \right) \quad (4.4)$$

La variation d'absorption induite par l'excitation de pompe est donc:

$$\Delta\alpha(E, I_p) = \alpha_0(E) - \alpha(E, I_p) \quad (4.5)$$

Le spectre de la variation d'indice de réfraction est calculé par une transformation de Kramers-Kronig de cette variation d'absorption:

$$\Delta n(E) \cong \frac{1}{2\pi^2} P \int_0^{\infty} \frac{\Delta \alpha(E_0)}{E^2 - E_0^2} dE_0 \quad (4.6)$$

où P est la partie principale au sens de Cauchy.

L'interaction lumière/matière, via l'effet Stark optique, a évidemment pour conséquence de modifier à la fois l'absorption et l'indice de réfraction du matériau. Ces deux variations seront prises en compte dans notre modèle.

Après avoir donné les paramètres de modélisation de la microcavité et de l'interaction entre la pompe et le matériau intracavité, nous allons aborder le couplage de l'effet Stark optique et de la microcavité.

### 4.3. Couplage OSE et microcavité

L'étude expérimentale réalisée, présentée dans le chapitre 3, concernait des expériences pompe-sonde dégénérées. Nous allons d'abord discuter de la spécificité de cette configuration expérimentale et indiquer ses conséquences sur l'étude numérique.

#### 4.3.1. Présentation de la configuration dégénérée

Dans une configuration dégénérée, la pompe et la sonde ont les mêmes longueurs d'onde c'est à dire  $\lambda_p = \lambda_s$ . Les longueurs d'onde de sonde et de pompe décrivent le même intervalle spectral.

Expérimentalement, l'étude d'une microcavité en configuration dégénérée présente l'inconvénient de ne pas pouvoir optimiser le pompage indépendamment de la sonde. En effet, lorsque l'on veut sonder le matériau excité, on modifie obligatoirement la longueur d'onde de pompe et donc également l'énergie qui oscille dans la cavité.

L'optimisation du pompage, pour la modulation, ne peut se faire qu'en configuration non-dégénérée: la longueur d'onde de pompe est alors fixe et seule celle de sonde varie. Cependant, cette configuration en cavité présente elle-aussi des inconvénients:

- D'une part, il faut que  $\lambda_s$  et  $\lambda_p$  correspondent à des modes de la cavité. Cela signifie que le milieu intracavité doit être assez "long" pour autoriser l'oscillation de deux longueurs d'onde proches. Dans ce cas là, l'énergie du champ optique intracavité est plus "étalé" ce qui diminue le confinement optique. L'interaction lumière/matière est alors moins efficace que dans le cas d'une cavité "courte". Pour réaliser une étude non-dégénérée sur une cavité courte, une autre solution serait d'exciter la cavité en incidence normale et de sonder en incidence oblique. En effet, la longueur d'onde de résonance diminue lorsque l'angle d'incidence augmente. Cependant, l'amplitude de la résonance se dégrade pour des angles d'incidence élevés<sup>52</sup> c'est à dire lorsque le désaccord pompe-sonde augmente.
- D'autre part, une difficulté supplémentaire (bien que moindre) est de générer les deux longueurs d'onde avec le même laser maître afin de maintenir une cohérence et une synchronicité entre les impulsions de pompe et de sonde.

D'un point de vue expérimental, nous avons donc réalisé des expériences pompe-sonde dégénérées. Cependant, d'un point de vue numérique, l'étude en configuration non-dégénérée est une étape intermédiaire. En effet, comme la relation absorption/indice de réfraction est une relation intégrale, il faut connaître l'effet de pompe sur une sonde qui varie sur un large intervalle spectral.

Afin de calculer le spectre de réflectivité de la microcavité en configuration dégénérée, nous procéderons en deux temps:

- Dans un premier temps, nous considérerons le cas d'une pompe de longueur d'onde fixe  $\lambda_p$ . La longueur d'onde de la sonde  $\lambda_s$  varie sur un intervalle spectral [850 nm 890 nm] afin de déterminer  $\Delta\alpha$  induit et surtout  $\Delta n$ . La détermination de  $\Delta n$  nécessite, en effet, de connaître  $\Delta\alpha$  sur un large spectre. Cette étude nous permet d'obtenir la modulation de réflectivité pour une seule longueur d'onde ( $\lambda_p=\lambda_s$ ).
- Dans un second temps, nous ferons varier la longueur d'onde de pompe sur le même intervalle que celle de sonde afin d'obtenir le spectre de modulation de réflectivité en mode dégénéré.

### 4.3.2. Etude du couplage pour une longueur d'onde de pompe donnée:

$$\mathbf{R}_{\text{exc}}(\lambda_p)$$

Nous allons étudier ce qui se passe lorsque nous fixons la longueur d'onde de la pompe à la longueur d'onde de résonance de la microcavité c'est-à-dire  $\lambda_p \sim 880$  nm. Pour calculer le spectre d'absorption du matériau excité donné par (4.4), nous allons d'abord estimer l'intensité lumineuse que voit le matériau c'est à dire l'intensité lumineuse intracavité.

#### a. Intensité dans la cavité

Lorsque l'on excite optiquement une cavité, seule la partie de l'onde lumineuse qui oscille dans la structure est amplifiée. C'est à la longueur d'onde de résonance que l'intensité est maximale dans la cavité. Pour cette longueur d'onde, on peut exprimer la valeur moyenne de l'intensité dans la cavité en négligeant l'absorption (cf chapitre 2):

$$I_p^{\text{max}} = \frac{(1+R_2)(1-R_1)}{(1-\sqrt{R_1R_2})^2} I_0 \quad (4.3)$$

où  $R_1$  et  $R_2$  sont respectivement les réflectivités des miroirs avant et arrière et  $I_0$  est l'intensité de pompe incidente.

Au voisinage de la résonance, nous avons considéré que l'intensité lumineuse intracavité suit un profil gaussien. Ce profil gaussien est supposé maximum à la résonance avec une largeur à mi-hauteur proche de celle du mode de la cavité c'est à dire 2,5 nm.

Avec les réflectivités utilisées, la pompe est amplifiée d'un facteur 120 à la résonance, ce qui fait une puissance  $I_p^{\text{max}} = 50$  MW/cm<sup>2</sup> avec  $I_0 = 0,4$  MW/cm<sup>2</sup>, valeur correspondant au cas expérimental décrit dans le chapitre 3.

Remarque: Nous ne prendrons pas en compte la variation temporelle de l'intensité qui pénètre dans la cavité au cours de la propagation de l'impulsion. En effet, comme la résonance de la cavité se décale vers les courtes longueurs d'onde au cours de l'impulsion, la réflectivité en  $\lambda$  varie dans le temps. Pour simplifier, nous allons considérer l'intensité intégrée sur la durée de l'impulsion.

Nous allons maintenant calculer le spectre d'absorption du matériau excité par une pompe de longueur d'onde  $\lambda_p=880$  nm et d'intensité  $50 \text{ MW/cm}^2$  ce qui correspond à une intensité incidente de  $0,4 \text{ MW/cm}^2$  ( $E \sim 6 \text{ } \mu\text{J/cm}^2$ ).

b. Spectre d'absorption du matériau excité

Comme cela a été énoncé précédemment, l'excitation de pompe modifie le spectre d'absorption du matériau selon (4.4). Les spectres d'absorption du matériau intracavité non excité et excité sont représentés sur la figure 4.6. Les carrés représentent les valeurs de l'absorption trouvées dans la littérature<sup>5</sup> et interpolées pour obtenir un spectre continu.

La variation d'absorption se produit essentiellement dans une zone spectrale de 20 nm autour de la longueur d'onde de pompe.

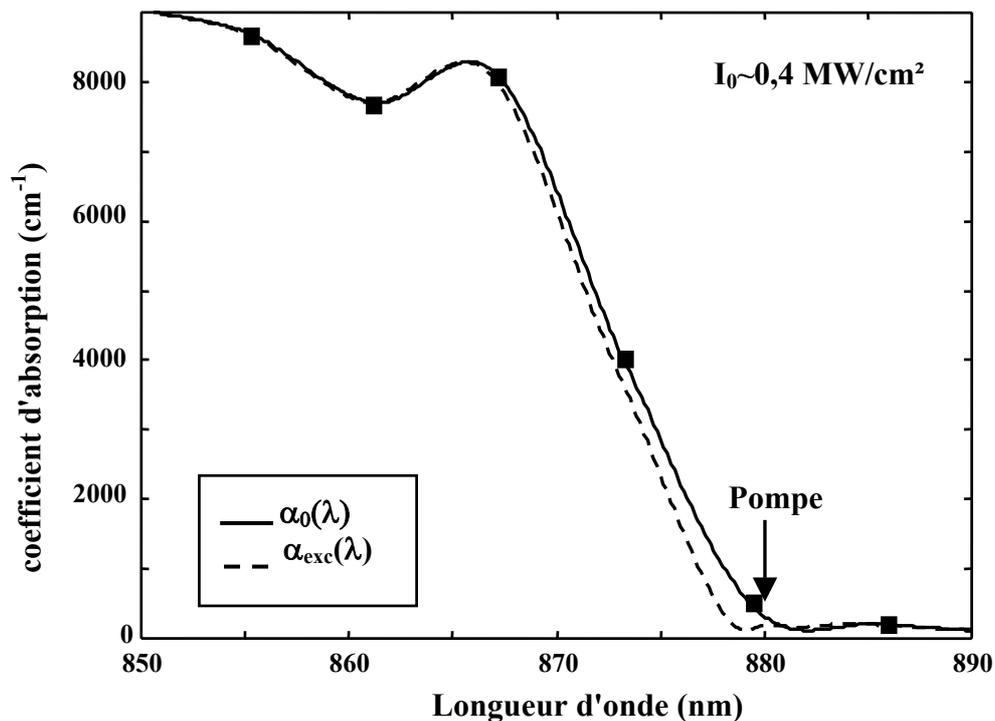


Figure 4.6- Spectre linéaire d'absorption du GaAs (trait plein: interpolation, carrés: données de Aspnes [35]) et spectre d'absorption du matériau excité via OSE (pointillés) calculé avec notre modèle.

c. Variation d'absorption et variation d'indice de réfraction

A partir des spectres d'absorption du matériau au repos et excité, nous calculons le spectre de la variation d'absorption induite par la pompe  $\Delta\alpha(\lambda, I_p) = \alpha_0(\lambda) - \alpha(\lambda, I_p)$ . La variation d'indice

correspondante est calculée par une transformation de Kramers-Kronig de cette variation d'absorption.

Les spectres de variation d'absorption et d'indice de réfraction sont représentés sur la figure 4.7. On remarque que la variation d'absorption au voisinage de la zone spectrale étudiée (autour de 880 nm) est faible ( $\sim 100 \text{ cm}^{-1}$ ) mais non nulle à cause de l'absorption résiduelle de la queue de Urbach. La variation d'indice qui en résulte est également représentée en pointillés. Au voisinage de la longueur d'onde de 880 nm, la variation d'indice de réfraction est maximale ( $\Delta n \sim -0,4 \cdot 10^{-2}$ ).

A présent, nous possédons tous les éléments pour calculer le spectre de réflectivité de la microcavité lorsque la longueur d'onde de pompe est fixée à 880 nm.

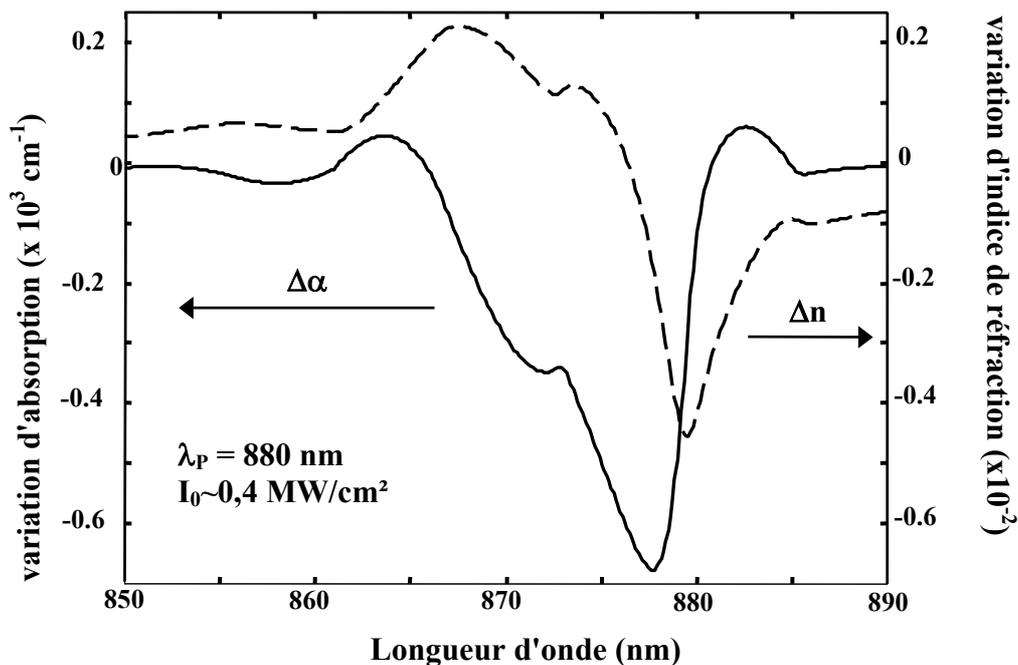
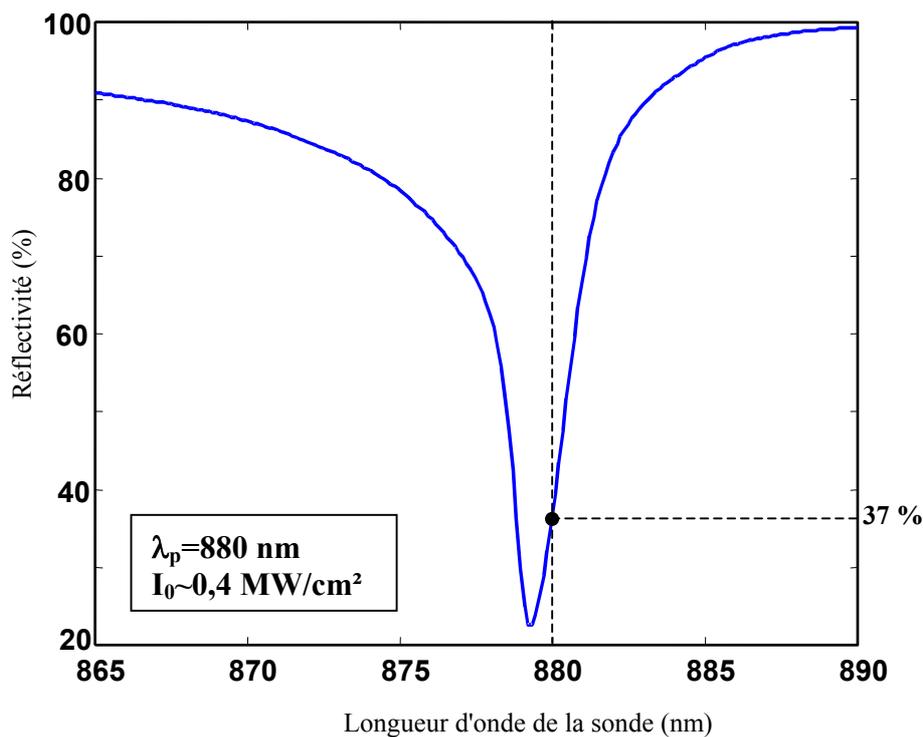


Figure 4.7- Variation d'absorption (trait plein) induite par l'excitation de pompe et variation de l'indice de réfraction (pointillés) calculée par une transformée de Kramers-Kronig.

d. Spectre de réflectivité de la microcavité excitée à  $\lambda_p=880$  nm

En considérant le spectre d'absorption du matériau excité  $\alpha(E, I_p)$  et la variation d'indice  $\Delta n(E)$ , on peut tracer le spectre de réflectivité  $R_{exc}(\lambda)$  de la cavité excitée par une pompe de longueur d'onde 880 nm (cf figure 4.8 ).

Ce spectre représente la réponse de la microcavité à une excitation de pompe ( $\lambda_p=880$  nm). Cependant, il ne correspond pas à nos résultats expérimentaux. En effet, pour chaque point de mesure expérimental, pompe et sonde ont même longueur d'onde. Or, dans le cas présenté ci-dessus, la sonde varie spectralement indépendamment de la pompe qui reste fixe. Les conditions dégénérées ne sont réalisées que lorsque  $\lambda_p=\lambda_s$  c'est à dire pour une seule longueur d'onde de l'intervalle considéré. Du spectre présenté sur la figure 4.8, seul le point  $R_{exc}(\lambda_p)$  fait partie du spectre de réflectivité de la cavité en configuration dégénérée. La réflectivité en  $\lambda=880$  nm est  $R_{exc}(880)=37\%$ .



**Figure 4.8-** Spectre de réflectivité de la microcavité pour une pompe d'intensité  $I_0 \sim 0,4$  MW/cm<sup>2</sup> et de longueur d'onde  $\lambda_p=880$  nm. Le point  $R(880) \sim 37\%$  est retenu pour tracer le spectre de la cavité en configuration dégénérée.

Ce raisonnement est à reproduire, à toutes les longueurs d'onde, pour obtenir le spectre de réflectivité de la microcavité en configuration dégénérée.

Remarque: même si on ne s'intéresse qu'à la réflectivité en  $\lambda_p$ , il est nécessaire de calculer le spectre de variation d'absorption pour obtenir la variation d'indice. En effet, la transformée de Kramers-Kronig étant une relation intégrale, on ne peut obtenir  $\Delta n(\lambda_p)$  que par l'intermédiaire de  $\Delta\alpha(\lambda)$ .

### 4.3.3. Etude du couplage sur un intervalle spectral: $R_{exc}(\lambda)$

Pour obtenir le spectre de réflectivité de la cavité sous excitation, on fait varier la longueur d'onde de pompe sur l'intervalle spectral [875-886 nm]. Pour chaque longueur d'onde d'étude  $\lambda_p$ , on répète les étapes décrites précédemment, à savoir:

- Calcul de l'intensité lumineuse dans la cavité  $I_p(\lambda_p)$
- Calcul du spectre d'absorption du matériau excité selon (4.2)  $\alpha(\lambda, I_p)$
- Calcul de la variation d'indice de réfraction  $\Delta n(\lambda)$  via  $\Delta\alpha(\lambda)$
- Tracé du spectre de la cavité excitée à  $\lambda_p$ :  $R_{exc}(\lambda)$
- Sélection du point  $R_{exc}(\lambda_p)$

L'ensemble des points  $R_{exc}(\lambda_p)$  lorsque  $\lambda_p$  décrit [875-886 nm] forme le spectre de réflectivité de la cavité excitée  $R_{exc}(\lambda)$  en configuration pompe-sonde dégénérée. On obtient le spectre représenté en traits pointillés sur la figure 4.9. Sur cette figure, sont aussi reportés le spectre simulé de la cavité sans excitation (trait plein) ainsi que les mesures expérimentales de la réflectivité de la cavité sans (carrés) et avec excitation (cercles).

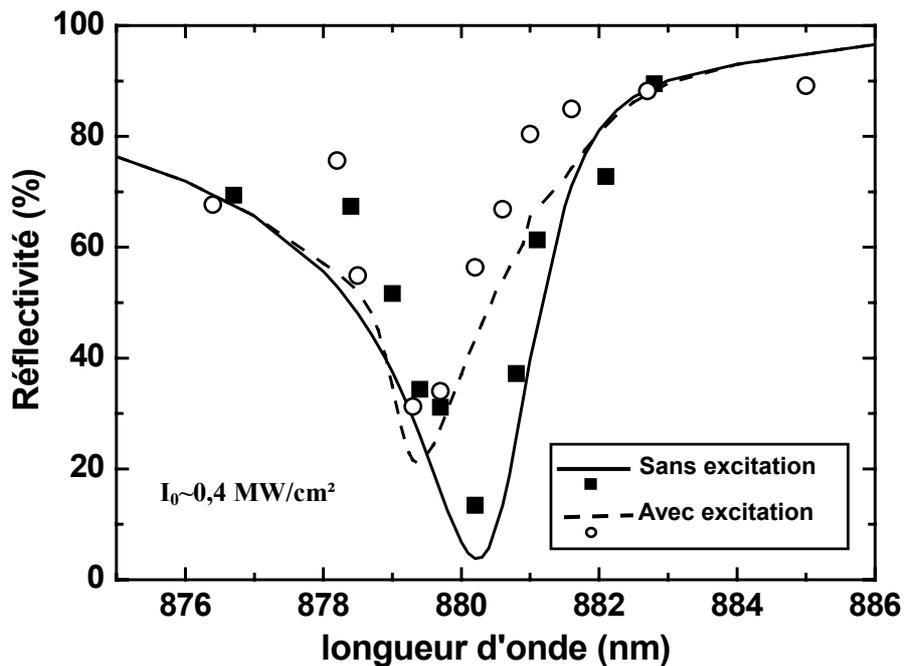


Figure 4.9- Spectres de réflectivité calculés (lignes) et expérimentaux (points). La cavité sous excitation est représentée par des traits pointillés et des cercles alors que la cavité non excitée est représentée par un trait plein et des carrés.

L'accord simulation/expérience de la réflectivité de la cavité sous excitation est "satisfaisant". Le désaccord peut provenir du fait que le spectre d'absorption considéré pour ces simulations n'est pas celui du matériau. En effet, d'une part, le spectre simulé de réflectivité de la cavité au repos est quelque peu différent des mesures. D'autre part, comme la relation qui relie variation d'absorption et variation d'indice est une relation intégrale, une mauvaise estimation de l'absorption entraîne une "erreur" sur la modulation de l'indice. Ceci influence donc doublement le spectre de réflectivité du matériau excité.

A partir des spectres précédents, nous avons tracé la modulation de réflectivité  $\Delta R(\lambda) = R_{\text{exc}}(\lambda) - R_0(\lambda)$ . Nous la comparons avec la modulation de réflectivité expérimentale sur la figure 4.10.

Nous avons utilisé un spectre d'absorption issu de la littérature qui ne rend donc pas exactement compte de l'absorption "réelle" du matériau intracavité. Cependant, la forme et l'amplitude de la modulation de réflectivité sont modélisées de façon tout à fait satisfaisante. Une modulation maximale de l'ordre 40 % est obtenue.

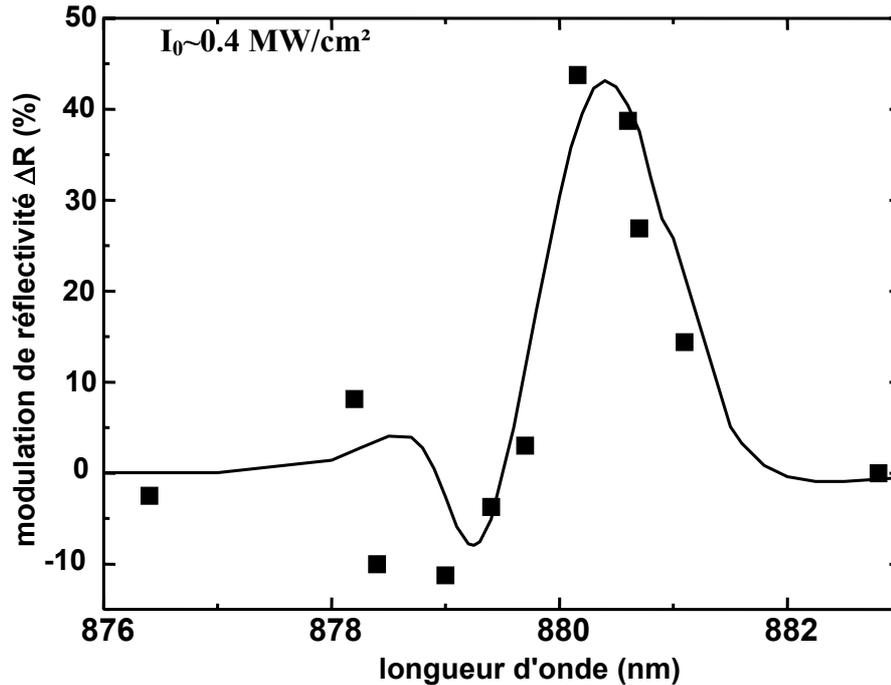


Figure 4.10- Modulation de réflectivité simulée (trait plein) et expérimentale (carrés).

Ces résultats ont été obtenus en fixant  $\sigma \sim 2,2 \cdot 10^{-7} \text{ (meV)}^2 \text{ cm}^2 \text{ W}^{-1}$ . Cette valeur est du même ordre de grandeur que la constante déterminée expérimentalement dans des puits quantiques à basse température dans les travaux de Klingshirn [47].

#### 4.4. Conclusion

Le modèle présenté prend en compte les paramètres expérimentaux à savoir les réflectivités des miroirs, l'intensité de l'excitation et l'épaisseur du milieu intracavité. Nous avons choisi le spectre d'absorption de ce milieu dans la littérature afin de rendre compte le mieux possible du spectre de réflectivité de la cavité au repos.

Ce modèle, qui rend très bien compte de la modulation de réflectivité expérimentale, ne comporte qu'un seul paramètre ajustable: il s'agit de la constante  $\sigma$ . La valeur utilisée, dans ce modèle, est en accord avec les valeurs rencontrées dans la littérature.

Le désaccord entre les résultats expérimentaux et théoriques peut provenir pour une part du spectre d'absorption utilisé pour caractériser le matériau. En effet, dans la région de

transparence, le coefficient d'absorption diffère d'un échantillon à l'autre; le spectre utilisé, choisi dans la littérature, rend raisonnablement compte de celui du matériau utilisé. Un moyen d'améliorer l'adéquation des résultats numériques/expérimentaux serait peut être d'utiliser des mesures d'absorption réalisées sur la couche active de la microcavité. Cependant, les mesures de faibles coefficients d'absorption sont difficilement réalisables vue l'épaisseur des couches considérées.

Pour valider ce modèle, on peut envisager, dans l'avenir, de réaliser des expériences sur divers échantillons. Ce modèle a été mis en place afin d'étudier l'influence des paramètres de la cavité (réflectivités des miroirs, absorption au repos, épaisseur de la couche active,...) sur la modulation. Il permettrait de donner les paramètres optimum pour la modulation et ainsi de "dessiner" une microcavité adaptée à la modulation optique ultra-rapide. De plus, il pourrait également être utilisé pour étudier les conditions expérimentales favorables à la modulation (configuration dégénérée ou non, longueur d'onde de sonde...).



## CONCLUSION

Ce travail de thèse présente une étude des non-linéarités optiques cohérentes des microcavités semiconductrices. La particularité de cette étude réside dans le choix de l'énergie des photons excitateurs. En effet, contrairement à la majorité des études effectuées, où l'énergie des photons est résonante avec l'énergie de bande interdite du semiconducteur, nous considérons une excitation non-résonante (c'est à dire que l'énergie des photons est inférieure à l'énergie de bande interdite du semiconducteur).

Dans le cas considéré, l'interaction entre le champ électrique d'une onde lumineuse excitatrice et les niveaux d'énergies des électrons liés, entraîne un décalage instantané de ces niveaux d'énergie vers le bleu. Cet effet, connu sous le nom d'effet Stark optique, est caractérisé par une modification instantanée de la fonction diélectrique du semiconducteur. L'insertion du semiconducteur dans une microcavité permet d'amplifier les effets non-linéaires et ainsi d'abaisser l'intensité du faisceau de commande. Nous avons réalisé des expériences d'auto-diffraction et de pompe-sonde dégénérées sur deux microcavités semiconductrices contenant des milieux différents. Nous avons mis en évidence que l'effet Stark optique, responsable de la modulation instantanée de la fonction diélectrique du semiconducteur, est l'effet dominant pour des excitations de faible intensité. Pour des excitations d'énergie de l'ordre du  $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ , nous avons mis en évidence, à température ambiante, un rendement de diffraction de 2% et une modulation de réflectivité de contraste 5:1. La modulation de la fonction diélectrique, responsable de la diffraction et de la modulation de la réflectivité, est instantanée (à l'échelle picoseconde) et peu dissipative. La faisabilité d'une porte optique ultra rapide, peu dissipative, fonctionnant à température ambiante et avec une faible énergie de commande a été démontrée. L'effet mis en évidence, présente de bonnes caractéristiques en vue de réaliser des composants tout-optiques, ultra-rapides et peu dissipatifs nécessaires au traitement de l'information à hauts débits.

D'autre part, l'étude numérique d'une microcavité contenant un milieu dont l'absorption dépend de la longueur d'onde a été réalisée. Nous avons mis en évidence le fait que le minimum de réflectivité ne se produit pas à la longueur d'onde attendue (dite longueur d'onde de résonance  $\lambda_{\text{res}}$ ) mais à une autre longueur d'onde que nous avons appelé "longueur d'onde de pseudo-résonance  $\lambda_{\text{ps}}$ ". Nous avons montré que cette longueur d'onde peut être supérieure, inférieure ou égale à la longueur d'onde de résonance. Le décalage entre  $\lambda_{\text{res}}$  et  $\lambda_{\text{ps}}$  peut atteindre plusieurs nanomètres.

En tenant compte de cette étude, nous avons également modélisé le couplage de l'effet Stark optique avec le mode d'une microcavité afin de rendre compte des résultats expérimentaux de modulation de réflectivité. Le modèle présenté permet d'obtenir un accord tout à fait satisfaisant entre résultats expérimentaux et simulations. Une perspective serait de valider ce modèle grâce à des études complémentaires réalisées sur d'autres microcavités. Il pourrait ainsi être utilisé afin d'étudier l'influence des différents paramètres d'élaboration de la cavité (nature et épaisseur du milieu actif, réflectivités des miroirs, ...) sur la modulation de réflectivité. Une cavité adaptée à la modulation pourrait ainsi être définie.

## ANNEXE A: Epitaxie par Jets Moléculaires

### A.1 Principe de l'EJM

Le principe de base a été développé par Günther<sup>53</sup> à la fin des années cinquante pour la croissance de GaAs et repose sur la technique des trois températures. Il utilisait un creuset d'arsenic porté à une température  $T_V$  pour maintenir une pression partielle suffisante sur le substrat et un creuset de gallium à la température  $T_{III}$ . Les flux étaient dirigés sur un substrat polycristallin porté à la température  $T_S$ . Le système était disposé dans une enceinte où régnait un vide primaire (Figure A.1). Grâce à ses expériences, Günther a montré que la croissance de couches fines III-V était possible si on avait la relation  $T_V < T_S < T_{III}$ , condition nécessaire mais insuffisante puisqu'il faut y ajouter un excès d'élément V pour que les éléments se combinent avant de se condenser à la surface du substrat.

Cependant Günther n'a pas obtenu un très bon résultat car d'une part, il ne possédait pas de substrat monocristallin et d'autre part le vide de l'enceinte n'était pas assez poussé. Les différents processus qui conduisent à une croissance épitaxiale nécessitent des surfaces non polluées par des impuretés superficielles, ce qui impose une technologie en ultravide.

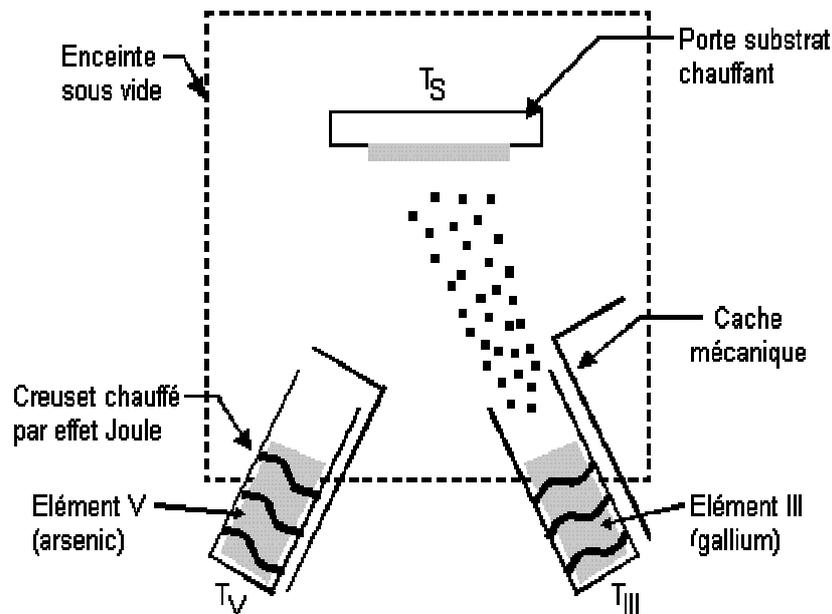


Figure A.1- Principe des 3 températures de Günther.

Une des particularités de l'EJM est la faible vitesse de croissance des couches, typiquement 0,1 à 2  $\mu\text{m}$  par heure ce qui correspond à une ou deux monocouches par seconde. La vitesse de croissance, et par conséquent l'épaisseur de la couche, sont contrôlées par une régulation précise des températures des cellules. De plus, les flux moléculaires ou atomiques peuvent être rapidement interrompus par l'interposition de caches mécaniques entre les creusets et le substrat. Cette précision dans le contrôle des flux permet la réalisation de profils de composition et de dopage très abrupts. Toujours basée sur l'utilisation de cellules contenant les éléments III, V et dopants sous forme solide, l'EJM s'est rapidement étendue à la croissance de composés tels que l'AlGaAs, le GaInAs et l'AlInAs sur substrat GaAs et/ou InP.

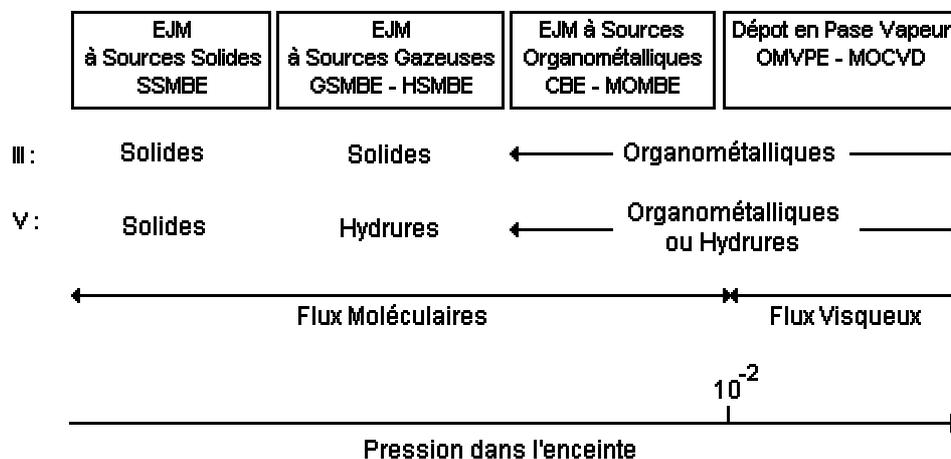


Figure A.2- Les principales techniques d'épitaxie.

Enfin, la possibilité de posséder des instruments d'analyses "in-situ" dans l'environnement ultravide est un des grands atouts de l'épitaxie par jets moléculaires. En effet, le bâti est muni de moyens de contrôle de croissance tels que :

- un spectromètre de masse qui permet de contrôler en temps réel la nature et l'importance de la contamination de la chambre d'épitaxie.
- la diffraction d'électrons de hautes énergies par réflexion (RHEED): le RHEED est un moyen de contrôle in situ qui permet d'avoir accès en temps réel à la vitesse et au mode de croissance<sup>54</sup>. Il consiste en un faisceau d'électrons monocinétiques accélérés sous une tension de 10 kV et dirigés vers la surface à analyser en incidence rasante ( $< 3^\circ$ ). Les électrons sont ensuite diffractés par interaction élastique avec les deux ou trois premières

monocouches de l'échantillon, puis recueillis sur un écran fluorescent. Le diagramme de diffraction à proprement parler se présente sous la forme d'un ensemble de lignes d'intensité plus ou moins forte, perpendiculaires à la surface étudiée. Le RHEED permet notamment d'accéder à la cristallinité du substrat, à l'état de surface du substrat, aux reconstructions de surface, à la vitesse et à la qualité de la croissance.

## **A.2 L'EJM au LAAS**

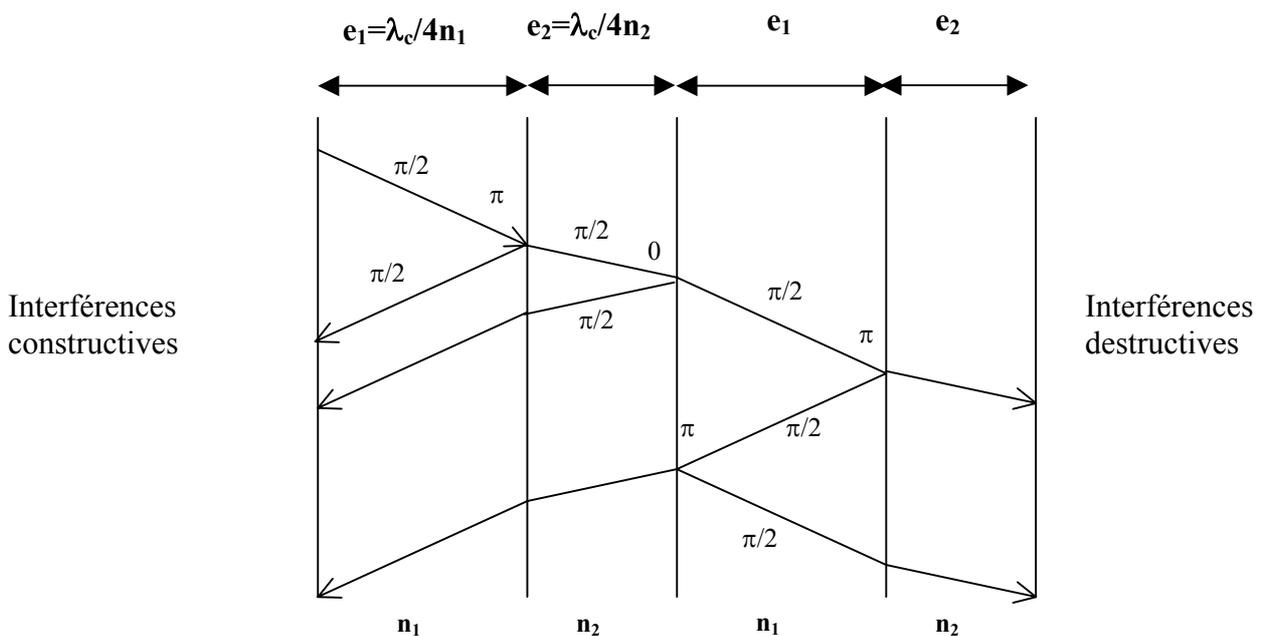
Le LAAS est doté depuis les années 1980 d'un bâti RIBER 350. Deux chambres de croissance le composent, dont l'une est réservée à l'épitaxie des semiconducteurs III-V et l'autre sert à l'épitaxie des fluorures.

Ce bâti est doté des moyens de contrôle classique de croissance tels qu'un spectromètre de masse et la diffraction d'électrons de hautes énergies par réflexion. Il est également pourvu d'un dispositif original développé par le groupe Photonique du LAAS<sup>51,55</sup>: la mesure par réflectométrie dynamique accordable (RDA). La RDA permet de suivre la vitesse de croissance et l'épaisseur des couches déposées en temps réel.

La surface du substrat est éclairée par un faisceau laser en incidence quasi-normale; la RDA consiste en mesurer les variations d'intensité de ce faisceau une fois qu'il a interagi avec la surface. En effet, lors de la croissance d'une couche, les rayons réfléchis par les diverses couches physiques interfèrent tantôt de manière constructive, tantôt de manière destructive. L'intensité du rayon réfléchi va donc osciller. Par un choix judicieux de la longueur d'onde de contrôle, la réflectivité passe par un extremum quand l'épaisseur souhaitée est atteinte.

## ANNEXE B: Miroirs de Bragg

Pour obtenir des cavités de finesse élevée, il faut réaliser des miroirs de hautes réflectivités. A cet effet, nous considérons des miroirs de Bragg distribués qui sont des structures multicouches périodiques composées de matériaux diélectriques ou semiconducteurs<sup>56</sup>. Le schéma d'une telle structure est représenté sur la figure B.1.



**Figure B.1- Schéma d'un miroir de Bragg. Les déphasages induits à la fois pendant la traversée du milieu et à l'interface sont indiqués ( $n_1 < n_2$ ).**

Voilà quelques propriétés à prendre en compte pour décrire le fonctionnement de cette structure:

- Les amplitudes de deux ondes qui interfèrent vont s'ajouter si leur différence de phase est nulle ou un multiple de  $2\pi$  (ondes en phase). Au contraire, les amplitudes vont se soustraire si leur différence de phase est un multiple impair de  $\pi$  (ondes en opposition de phase).
- A l'interface entre deux milieux, une onde réfléchi sera déphasée de  $\pi$  si le milieu incident est celui de bas indice et ne sera pas déphasée dans le cas contraire.

De plus, afin d'obtenir une réflexion maximale pour la longueur d'onde  $\lambda_c$ , il faut que les ondes réfléchies par deux interfaces successives soient en phase. La traversée de chaque

couche doit induire un déphasage de  $\pi/2$ . Pour cela, il faut que l'épaisseur de chaque couche  $e_i$  soit un quart de la longueur d'onde de fonctionnement visée  $\lambda_c$  ( $e_i = \lambda_c / 4n_i$  où  $n_i$  est l'indice de réfraction du matériau). On obtient alors un plateau de haute réflectivité centré sur la longueur d'onde de fonctionnement. L'avantage de telles structures est qu'elles possèdent des réflectivités élevées tout en étant totalement transparentes contrairement aux matériaux métalliques massifs. La réflectivité du plateau ainsi obtenue dépend du nombre de périodes et des indices des matériaux utilisés<sup>1,57</sup>.

$$\text{En effet, } \mathbf{R}_{\max} = \left[ \frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}} \right]^2 \text{ pour } N \text{ périodes}$$

$$\text{et } \mathbf{R}_{\max} = \left[ \frac{1 - \frac{n_1}{n_0} \frac{n_1}{n_s} \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_1}{n_0} \frac{n_1}{n_s} \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}} \right]^2 \text{ pour } N+1/2 \text{ périodes}$$

où  $n_1$  et  $n_2$  représentent les indices des matériaux de la multicouche ( $n_2 > n_1$ ),  $n_0$  est l'indice du milieu incident et  $n_s$  est l'indice du substrat.

Pour augmenter cette réflectivité maximale, il faut augmenter le nombre de périodes  $N$ . Plus la différence d'indice entre les deux matériaux utilisés est grande, plus la réflectivité de 100% est atteinte pour un nombre de périodes faible.

## Bibliographie

- 
- <sup>1</sup> M. Sheik-Bahae, E. W. Van Stryland, "Ultrafast nonlinearities in semiconductor laser amplifiers", *Phys. Rev. B*, **50**, 19, 14171-14178 (1994).
- <sup>2</sup> C. Kittel, "Introduction to solid state physics", Wiley, Chap 11, third edition (1996).
- <sup>3</sup> H. Haug and S. W. Koch, "Quantum Theory of optical and electronic properties of semiconductors", World scientific, Chap. 16, third edition (1994).
- <sup>4</sup> M. D. Sturge, "Optical absorption of gallium arsenide between 0,6 and 2,75 eV", *Phys. Rev.*, **127**, 768-773 (1962).
- <sup>5</sup> D. S. Chemla, "Quantum wells for photonics", *Physics today*, **1**, 2-8 (1985).
- <sup>6</sup> N. N. Ledentsov, V. M Ustinov, V. A. Shchukin, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, D. Bimberg, "Quantum dot heretostructures: fabrication, properties, lasers", *Semiconductors*, **32**, 4, 343-365 (1998).
- <sup>7</sup> H. Ishikawa, H. Shoji, Y. Nakata, K. Mukai, M. Sugarawa, M. Egawa, N. Otsuka, Y. Sugiyama, T. Futatsugi, N. Yokoyama, "Self-organized quantum dots and quantum dot lasers", *J. Vac. Sci. Technol. A*, **16**, 2, 794-800 (1998).
- <sup>8</sup> E. Garmire, "Resonant optical nonlinearities in semiconductors", *IEEE*, **6**, 6, 1094-1110 (2000).
- <sup>9</sup> H. C. Casey, D. D. Sell, K. W. Wecht, "Concentration dependance of the absorption coefficient for n- and p- type GaAs between 1,3 and 1,6 eV", *J. Appl. Phys.*, **46**, 1, 250-257 (1975).
- <sup>10</sup> T. Okuno, Y. Masumoto, M. Ito, H. Okamoto, "Large optical nonlinearity and fast response time in low-temperature grown GaAs/AlAs multiple quantum wells", *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 1, 58-60 (2000).
- <sup>11</sup> A. Marceaux, S. Loualiche, O. Dehaese, B. Lambert, "High-speed 1,55  $\mu\text{m}$  Fe-doped multiple-quantum-well saturable absorber on InP", *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 25, 4065-4067 (2001).
- <sup>12</sup> M. Guézo, S. Loualiche, J. Even, A. Le Corre, H. Folliot, C. Labbé, O. Dehaese, G. Dousselin, "Ultrashort, nonlinear, optical time response of Fe-doped InGaAs/InP multiple quantum wells in 1.55  $\mu\text{m}$  range", *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 11, 1670-1672 (2003).
- <sup>13</sup> T. Okuno, Y. Masumoto, Y. Sakuma, Y. Hayasaki, H. Okamoto, "Femtosecond response time in beryllium-doped low-temperature grown GaAs/AlAs multiple quantum wells", *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 6, 764-766 (2001).
- <sup>14</sup> N. Stelmakh, J. Mangeney, A. Alexandrou, E. L. Portnoi, "Intensity-invariant subpicosecond absorption saturation in heavy-ion irradiated bulk GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 25, 3715-3717 (1998).
- <sup>15</sup> J. Mangeney, H. Choumane, G. Patriarche, G. Leroux, G. Aubin, J.C. Harmand, J. L. Oudar, H. Bernas, "Comparison of light- and heavy-ion-irradiated quantum wells for use as ultrafast saturable absorbers", *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 17, 2722-2724 (2001).

- 
- <sup>16</sup> A. Hirano, H. Kobayashi, H. Tsuda, R. Takahashi, M. Asobe, K. Sato, K. Hagimoto, "10 Gbit/s RZ all-optical discrimination using refined saturable absorber optical gate", *Electron. Lett.*, **34**, 2, 198-199 (1998).
- <sup>17</sup> M. Sheik-Bahae, D. C. Hutchings, D. J. Hagan, E. W. Van Stryland, "Dispersion of bound electronic nonlinear refraction in solids", *IEEE journal of quantum electronics*, **27**, 6, 1296-1309 (1991).
- <sup>18</sup> C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, "Mécanique quantique I", Hermann, Chap. 5, seconde édition (1998).
- <sup>19</sup> A. Mysyrowicz, D. Hulin, A. Antonetti, A. Migus, W. T. Masselink, H. Morkoç, "'Dressed excitons" in a multiple-quantum-well structure: evidence for an optical Stark effect with femtosecond response time", *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 25, 2748-2751 (1986).
- <sup>20</sup> A. Von Lehmen, D. S. Chemla, J. E. Zucker, J. P. Heritage, "Optical Stark effect on excitons in GaAs quantum wells", *Opt. Lett.*, **11**, 10, 609-611 (1986).
- <sup>21</sup> K. Tai, J. Hegarty, W. T. Tsang, "Observation of optical Stark effect in InGaAs/InP multiple quantum wells", *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 3, 152-154 (1987).
- <sup>22</sup> J. Paye, D. Hulin, "Monochromatic all-optical gate with 1 ps response time", *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 12, 1326-1328 (1993).
- <sup>23</sup> C. De Matos, M. Pugno, H. L'Haridon, A. Le Corre, "Spatial modulation of the dielectric function using free carriers and/or coherent effects in quantum well semiconductor microcavity", *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 20, 3056-3058 (1999).
- <sup>24</sup> C. De Matos, M. Pugno, A. Le Corre, "Ultrafast coherent all-optical switching in quantum-well semiconductor microcavity", *Electronics Letters*, **36**, 1, 93-94 (2000).
- <sup>25</sup> M. Born et E. Wolf, "Principles of Optics", Pergamon Press, sixth edition, Oxford, 1980.
- <sup>26</sup> W. T. Silfvast, "Laser fundamentals", Cambridge University Press, 1996.
- <sup>27</sup> E. Hecht, "Optics", Addison-Wesley, third edition, Chap. 9, 1998.
- <sup>28</sup> T. Rivera, "Etude optique de microrésonateurs bistables monolithiques sur GaAs réalisés par gravure sèche", Thèse de doctorat du Centre National des Arts et Métiers, 1998.
- <sup>29</sup> H. A. Macleod, "Thin film optical filters", Adam Hilger Ltd, second edition, Bristol (1986).
- <sup>30</sup> C. De Matos, "Etude et conception de modulateurs spatiaux de lumière à base de puits quantiques fonctionnant à 1,55  $\mu\text{m}$ ", Thèse de doctorat de l'Institut National de Sciences Appliquées de Rennes, 1998.
- <sup>31</sup> B. E. A. Saleh, M. C. Teich, "Fundamentals of photonics", Wiley series in pure and applied optics, Chap. 9, 1991.
- <sup>32</sup> B. Pezeshki, G. A. Williams, J. S. Harris Jr., "Optical phase modulator utilizing electroabsorption in a Fabry-Pérot cavity", *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 9, 1061-1063 (1992).

- 
- <sup>33</sup> J. A. Trezza, M. C. Larson, J. S. Harris Jr., "Zero chirp quantum well asymmetric Fabry-Perot reflection modulators operating beyond the matching condition", *J. Appl. Phys.*, **74**, 12, 7061-7066 (1993).
- <sup>34</sup> J. A. Trezza, "Optimization of quantum well optoelectronic modulators", Thèse doctorale de l'Université de Stanford (USA), 1995.
- <sup>35</sup> D. E. Aspnes, "Optical functions of gallium arsenide", EMIS datareview, Chap 8, 15430 (1985).
- <sup>36</sup> C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa, "Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity", *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 3314-3317 (1992).
- <sup>37</sup> M. Saba, C. Ciuti, J. Bloch, V. Thierry-Mieg, R. André, Le Si Dang, S. Kundermann, A. Mura, G. Bongiovanni, J. L. Staehli, B. Deveaud, "High-temperature ultrafast polariton parametric amplification in semiconductor microcavities", *Nature*, **414**, 731-735 (2001).
- <sup>38</sup> G. Grynberg, A. Aspect, C. Fabre, "Introduction aux lasers et à l'optique quantique", Ecole Polytechnique, Ellipses, 1997.
- <sup>39</sup> H. M. Gibbs, G. Khitrova, N. Peyghambarian, "Nonlinear photonics", Springer-Verlag (1990).
- <sup>40</sup> E. Garmire, A. Kost, "Nonlinear optics in semiconductors I", Academic press, Chap. 4, 1999.
- <sup>41</sup> C. De Matos, H. L'Haridon, A. Le Corre, R. Lever, J. C. Keromnes, P. Gravey, G. Ropars, C. Vaudry, B. Lambert, M. Pugno, "Epitaxial liftoff microcavities for 1,55  $\mu\text{m}$  quantum-well spatial light modulators", *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **11**, 57-59 (1999).
- <sup>42</sup> V. Bardinal, "Conception, élaboration sous contrôle optique et caractérisation de modulateurs à microcavité Fabry-Pérot", Thèse de l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse (1995).
- <sup>43</sup> V. Bardinal, R. Legros, C. Fontaine, "Precision Bragg reflectors obtained by Molecular Beam Epitaxy under in situ Tunable Dynamic Optical Reflectometry control", *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 23, 3390-3392 (1995).
- <sup>44</sup> M. A. Afromowitz, *Sol. St. Comm.*, **15**, 59-63 (1974).
- <sup>45</sup> S. Sanchez, C. De Matos, M. Pugno, "Instantaneous optical modulation in bulk GaAs semiconductor microcavity", *Applied Physics Letters*, **78**, 25 (2001).
- <sup>46</sup> N. Gouaichault, "Réseaux transitoires dans les semiconducteurs sous forte excitation photonique", Thèse de doctorat de l'Institut National des Sciences appliquées de Toulouse (1994).
- <sup>47</sup> C. F. Klingshirn, "*Semiconductor Optics*", Springer, Chap 19, 299 (1995).
- <sup>48</sup> E. D. Palik, "*Handbook of optical constants of solids*", Academic Press, 429 (1985).
- <sup>49</sup> S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla, "Collective excitations and the dynamical Stark effect in a coherently driven exciton system", *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 21, 2752-2755 (1986).
- <sup>50</sup> D. S. Chemla, W. H. Knox, D. A. B. Miller, S. Schmitt-Rink, J. B. Stark, R. Zimmermann, "The excitonic optical Stark effect in semiconductor quantum wells probed with femtosecond optical pulses", *Journal of luminescence*, **44**, 233-246 (1989).

- 
- <sup>51</sup> S. Sanchez, C. De Matos, M. Pugno, "Microcavity-coupled optical Stark effect: Application to ultrafast all-optical modulation", *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 2, 191-193 (2004).
- <sup>52</sup> V. Bardinal, "Conception, élaboration sous contrôle optique et caractérisation de modulateurs à microcavité Fabry-Pérot", Thèse de l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse (1995).
- <sup>53</sup> G. Günther, *Z. Naturforsch.*, vol. **13** a, 1081 (1958).
- <sup>54</sup> J. Seufert et Al., *Phys. E*, **13**, 147-150 (2002).
- <sup>55</sup> V. Bardinal, R. Legros and C. Fontaine, "Precision Bragg reflectors obtained by Molecular Beam Epitaxy under in situ Tunable Dynamic Optical Reflectometry control", *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 23, 3390-3392 (1995).
- <sup>56</sup> H. A. Macleod, "Thin film optical filters", Adam Hilger Ltd, second edition, Bristol (1986).
- <sup>57</sup> Vivien Verbrugge, "Etude de dispositifs optiques à microcavités verticales pour l'utilisation dans des modules multi longueurs d'onde", Thèse de doctorat de l'Institut National de Sciences Appliquées de Rennes, 2003.