



**HAL**  
open science

# Absorbant saturable ultra-rapide à multipuits quantiques pour le traitement tout-optique du signal

Maud Gicquel-Guézo

► **To cite this version:**

Maud Gicquel-Guézo. Absorbant saturable ultra-rapide à multipuits quantiques pour le traitement tout-optique du signal. Physique Atomique [physics.atom-ph]. INSA de Rennes, 2004. Français. NNT: . tel-00010801

**HAL Id: tel-00010801**

**<https://theses.hal.science/tel-00010801v1>**

Submitted on 27 Oct 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.

N° d'ordre : D 04 -

# **THESE**

présentée

devant l'Institut National des Sciences Appliquées de Rennes

en vue de l'obtention du

## **DOCTORAT**

Spécialité : Physique-Optoélectronique

par

**Maud GICQUEL-GUEZO**

### **Absorbant saturable ultra-rapide à multipuits quantiques pour le traitement tout-optique du signal**

Soutenue le 9 juillet 2004 devant le Jury composé de :

<b>ROUSSIGNOL Philippe</b>	<i>Directeur de Recherche-LPA (Paris VI)</i>	<b>Rapporteur</b>
<b>OUDAR Jean-Louis</b>	<i>Directeur de Recherche-LPN (Marcoussis)</i>	<b>Rapporteur</b>
<b>GOSSELIN Stéphane</b>	<i>Ingénieur-FT R&amp;D (Lannion)</i>	<b>Examineur</b>
<b>VODJDANI Nakita</b>	<i>Ingénieur-Thalès R&amp;T (Orsay)</i>	<b>Examinatrice</b>
<b>PENTY Richard</b>	<i>Professor-Photonic Research (Cambridge)</i>	<b>Examineur</b>
<b>LOUALICHE Slimane</b>	<i>Professeur-LENS (INSA Rennes)</i>	<b>Directeur de thèse</b>
<b>SHEN Alexandre</b>	<i>Ingénieur-Alcatel (Marcoussis)</i>	<b>Invité</b>



*Câblîer Chamarel*

**"Qui serait assez téméraire pour affirmer que nous connaissons et percevons toutes les forces, toutes les ondes et tous les moyens de communications?"**

**Hubert Reeves**

**A Pelot,  
Mes sœurs,  
Maman.**

## Remerciements

J'attribue mes plus grands remerciements à Slimane Loualiche, qui m'a accueillie au laboratoire d'Etudes des Nanostructures Semiconductrices et qui a encadré ma thèse. Son enthousiasme à l'avancement de mon travail, associé à une liberté d'initiative ont été un encouragement permanent.

Je remercie également Philippe Roussinol, Jean-Louis Oudar, Stéphane Gosselin, Nakita Vodjdani, Richard Penty et Alexandre Shen de me faire l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Je voudrais tout particulièrement remercier Jacky Even pour les nombreuses discussions scientifiques concernant mon travail. Nos réflexions ont toujours été très enrichissantes et sources de grande motivation. Nous avons même découvert que les fous de « Batzan » n'existaient pas !

J'adresse un grand merci à tous les autres membres du laboratoire. Je pense notamment à « Doudou », Nicolas Bertru et Daniel Lemoine, notre nouveau directeur du département Matériaux et Nano-Technologies, qui m'ont aidé à préparer les enseignements de premier et deuxième cycles. Je remercie aussi les techniciens Gérard et Alain qui ont toujours couru à mes appels au secours « Mayday, mayday, mayday, il n'y a plus de signal! ». Côté recherche, Hervé Folliot, Christophe Labbé, Alain Le Corre et Olivier Dehaese se sont toujours montrés ouverts à toute discussion scientifique et curieux de l'avancement de mon travail. Je les remercie particulièrement pour leur aide et les rapports agréables que nous avons eus. Parmi les « Jeunes », je remercie beaucoup Charly, Philippe, Hervé et Nico! Philippe, lui aussi thésard, a du parfois supporter mon humeur, surtout quand je reviens le lundi après un « dur » week-end de voile. Je tiens notamment à le remercier pour la résolution de mes problèmes informatiques et à sa bonne humeur permanente. Merci aussi à Charles Cornet, autre thésard, pour nos réflexions communes sur l'absorption dans les îlots quantiques. Je finis par les filles, les meilleures pour la fin : Paulette, Françoise, Karine, Ghislaine, Michèle et Brigitte! Merci à toutes ! Quel plaisir d'être accueillie par un grand sourire dans le bureau de Ghislaine et Michèle. Je ne parle même pas de l'heure du thé avec Françoise et Karine. Je n'oublie pas non plus Rhéanne, évidemment ! Que Françoise trouve ici mes plus sincères remerciements pour sa gentillesse, ses attentions touchantes. Son assistance technique en salle blanche nous a permis de mener un « trio d'enfer » avec Christophe, que nous n'oublierons pas!

Je remercie par ailleurs grandement Anne Ponchet (du laboratoire CEMES à Lyon) pour sa collaboration, concernant les observations au microscope électronique à transmission de nos

échantillons dopés fer qu'elle nous a fournies. Je remercie aussi Gilles Martel et son équipe (du laboratoire CORIA à Rouen) pour notre collaboration sur les lasers à verrouillage de modes par absorbant saturable. J'en profite également pour remercier Elodie Le Cren et Mathilde Gay (thésardes à l'ENSSAT de Lannion) qui ont caractérisé mon composant en transmission longue distance.

Au sein de l'INSA, j'ai eu le plaisir de rencontrer au cours de ces trois années beaucoup de personnes que je ne pourrai oublier. Toute cette ambiance, que ce soit au sein du laboratoire, en enseignement, à la cafétéria ou en sport, a contribué à un agréable cadre de cette thèse.

Enfin, j'envoie une rafale de mercis à mon tendre marin, qui semble-t'il regrette de ne pas avoir fait de la recherche en physique!? Je ne sais comment le remercier pour tout.... Mon équilibre personnel a aussi été assuré par Hydrozen, sur lequel j'espère un jour suivre les fibres transatlantiques! Je tiens aussi à remercier énormément mon grand cousin Jacques Rolland, mes sisters préférées et ma maman.

# Table des matières

<b>I.</b>	<b>Introduction générale et contexte de l'étude</b>	<b>1</b>
	1. Historique des télécommunications	1
	2. Les télécommunications actuelles	2
	3. Amplification optique du signal et multiplexage en longueur d'onde	3
	4. Régénération tout-optique du signal	4
	5. Enjeux d'aujourd'hui et de demain	6
	6. Présentation du travail de thèse	7
	7. Références	12
<b>II.</b>	<b>Absorption dans les puits quantiques</b>	<b>15</b>
	1. Introduction : $\chi^{(1)}, \chi^{(3)}$	15
	2. Régime linéaire	16
	2.1. Observation expérimentale	16
	2.2. Théorie	17
	2.2.1. Confinement quantique	17
	2.2.2. Densité d'états et absorption interbande	19
	2.2.3. Exciton	22
	2.2.4. Equation de Wannier pour les excitons	23
	2.2.5. Absorption excitonique linéaire dans les puits quantiques	25
	2.2.5.1. Formule d'Elliott	25
	2.2.5.2. Introduction aux fonctions de Green	27
	2.3. Résultats du calcul et comparaison avec l'expérience	29
	3. Régime non-linéaire	30
	3.1. Observation expérimentale	30
	3.2. Loi de saturation de l'absorption : modèle à 2 niveaux	32
	3.3. Propriétés optiques non-linéaires des semi-conducteurs	34
	3.3.1. Effets à N corps : présentation de la démarche théorique	34
	3.3.2. Equation d'évolution temporelle de la polarisation	35
	3.3.3. Hypothèse du quasi-équilibre	35
	3.3.4. Description des effets à N corps	37
	3.3.4.1. Le remplissage	37
	3.3.4.2. L'écrantage	38
	3.3.4.3. La renormalisation du gap	40
	3.3.5. Equation de Bethe-Salpeter pour la polarisation	43
	3.3.6. Résultats des simulations	46
	3.4. Confrontation modélisation des effets à N corps-modèle à 2 niveaux	48
	4. Conclusion	50
	5. Références	51
<b>III.</b>	<b>Les absorbants saturables ultra-rapides à base de multipuits quantiques dopés fer</b>	<b>55</b>
	1. Croissance des absorbants saturables et caractérisations optiques	55
	1.1. Epitaxie par jets moléculaires	55
	1.2. Caractérisations optiques	57
	1.2.1. Spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier	57
	1.2.2. Banc de mesures pompe-sonde dégénérées à impulsions femtosecondes	59

<b>2. Etat de l'art des techniques de réduction de la durée de vie des porteurs</b>	<b>62</b>
2.1. Croissance basse température et dopage Be	63
2.2. Croissance par épitaxie assistée par un plasma d'He	67
2.3. Implantation et irradiation ioniques	68
<b>3. Dopage fer des puits quantiques : une autre méthode originale</b>	<b>70</b>
3.1. Description de la capture	70
3.2. Détermination de la concentration de fer incorporée lors de la croissance	71
3.3. Observations au microscope à effet tunnel	73
<b>4. Etude expérimentale des structures à puits quantiques dopés fer</b>	<b>75</b>
4.1. Spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier	76
4.1.1. Mesures de la densité optique des absorbants saturables	76
4.1.2. Variation d'absorption excitonique des multipuits quantiques	77
4.2. Mesures pompe-sonde dégénérées	85
4.2.1. Dynamique des absorbants saturables	85
4.2.1.1. Dopage fer uniforme	85
4.2.1.1.1. Mesures du temps de déclin	85
4.2.1.1.2. Variation du temps de déclin avec la fluence	89
4.2.1.2. Dopage fer non-uniforme	90
4.2.2. Saturation excitonique des puits quantiques	92
4.2.2.1. Mesures de la saturation de l'absorption	92
4.2.2.2. Contribution excitonique discrète et fluence seuil de saturation	93
4.2.2.3. Densité seuil de saturation excitonique	96
4.2.2.4. Inhibition de la formation de l'exciton	99
<b>5. Modélisation de la dynamique de recombinaison des porteurs assistée par les atomes de Fer</b>	<b>104</b>
5.1. Présentation du modèle	104
5.1.1. Scénario de la capture	104
5.1.2. Equations d'évolution temporelle des populations	105
5.1.3. Terme source de génération des excitons et coefficient d'absorption non-linéaire	106
5.2. Résultats du modèle : évolution temporelle des populations	107
5.3. Confrontation du modèle à l'expérience: transmission différentielle	111
5.4. Conclusion sur le modèle de la capture des porteurs par le fer	117
<b>6. Conclusion</b>	<b>118</b>
<b>7. Références</b>	<b>120</b>

<b>IV. Les microcavités à base de multipuits quantiques dopés fer</b>	<b>123</b>
<b>1. Généralités</b>	<b>124</b>
<b>2. Etat de l'art</b>	<b>126</b>
<b>3. Choix de la microcavité à puits quantiques</b>	<b>130</b>
<b>4. Simulations de la cavité</b>	<b>131</b>
<b>5. Réalisation technologique des microcavités</b>	<b>140</b>
<b>6. Caractérisations optiques des microcavités</b>	<b>141</b>
6.1. Spectroscopie infrarouge	141
6.2. Caractérisations en pompe-sonde	144
6.2.1. Mesures de la dynamique de la réflectivité différentielle normalisée	144

6.2.2. Mesures du contraste de commutation et extraction de la fluence seuil de saturation excitonique	146
6.2.3. Evolution spectrale de la fluence seuil de saturation	150
6.2.4. Détermination de la densité seuil de saturation excitonique	152
6.2.5. Bande passante spectrale	155
6.3. Validation du composant à 10 Gb/s et à longue distance	156
<b>7. Conclusion</b>	157
<b>8. Références</b>	160

**V. Conclusion générale** **163**

**Annexe1 : Etude de la diaphonie pour les applications WDM.** **167**

**Annexe2 : Code informatique de détermination du coefficient non-linéaire  
reliant l'intensité intra-cavité à l'intensité extérieure.** **173**

**Annexe3 : Publications.** **175**



## **I. Introduction générale et contexte de l'étude**

### **1. Historique des télécommunications**

Au cours des âges, l'homme s'est efforcé de perfectionner les moyens de communication par-delà les barrières du temps et de l'espace. Les perfectionnements ont essentiellement porté sur le codage de l'information et la vitesse de transmission.

L'histoire des télécommunications remonte à la plus haute Antiquité, où les Grecs et les Romains utilisaient des moyens rudimentaires (mais optiques!), par exemple des feux, afin de transmettre des messages. En terme de vitesse de transmission, les télécommunications n'ont connu aucun progrès durant plus d'un millénaire, celle-ci étant limitée par les performances du coursier à pieds ou à cheval!

Au cours de la Révolution française, naît le premier système de télécommunications : le télégraphe optique (ou aérien). La première liaison, entre Paris et Lille, est établie en 1793. Un demi-siècle plus tard apparaît le télégraphe électrique.

Mais c'est en 1876 que les télécommunications ont connu un essor considérable, grâce à l'invention du téléphone par Bell. En 1880, presque tous les pays industriels développaient les premiers réseaux téléphoniques. La seconde découverte, celle de la propagation des ondes électromagnétiques, allaient encore élargir le domaine des télécommunications. En 1901, Marconi établit une première transmission de télégraphie sans fil à travers l'Atlantique Nord. Enfin, en 1960, l'invention du laser permit d'envisager des transmissions d'informations optiques efficaces en terme de débit, du fait de la puissance et la directivité de cette nouvelle source. En l'espace d'un siècle et demi, ces trois bonds technologiques ont contribué à l'extension prodigieuse des télécommunications et ont totalement transformé notre monde moderne [1].

On peut noter que le mot « télécommunication » est d'origine récente, puisqu'il a été inventé au début de ce siècle par Edouard Estaunié et défini officiellement en 1932 à Madrid\*.

---

\*définition du terme « télécommunication » : « toute transmission, émission ou réception de signes, signaux, d'écrits ou d'images, de sons ou de renseignements de toute nature par fil, radioélectricité, optique ou autres systèmes électromagnétiques »

## **2. Les télécommunications actuelles**

Aujourd'hui, de manière générale, pour transmettre une information entre deux points, quatre types de technologies sont utilisées : les liaisons filaires sur câbles (guidées), les liaisons par fibres optiques (guidées), les liaisons radiofréquences (non guidées) et les liaisons infrarouges (non guidées).

En ce qui concerne les télécommunications à grande distance, les liaisons sont réalisées par voie hertzienne (en utilisant des satellites géostationnaires) et par les fibres optiques. La très récente technologie des fibres optiques est née dans les années 1970. Elle connaît depuis un développement spectaculaire dans le domaine des télécommunications du fait de ses grandes performances de transmission (faible atténuation et haut débit), de la facilité de mise en œuvre, de l'isolement électrique et de l'insensibilité aux perturbations électromagnétiques qu'elle présente. Les fibres optiques règnent de façon incontestée dans les transmissions sous-marines ou à grandes distances depuis plus de 15 ans et remplacent de plus en plus les fils de cuivre même dans les liaisons à courte distance. Les économies de taille, de poids, d'efforts, d'énergie et d'argent qu'apporte la nouvelle technologie des fibres optiques comparée aux fils de cuivre sont considérables [2].

C'est dans le cadre des télécommunications longue distance par fibres optiques que se situe l'étude présentée ici. Le haut débit est à l'heure actuelle un maître mot dans le domaine des télécommunications, la demande en terme de capacité de transmission d'informations dans les fibres optiques étant sans cesse croissante.

Dans la technologie à fibre optique, la lumière infrarouge constitue le support de l'information. Cette lumière est codée : elle est modulée en 0/1, ce qui correspond à l'absence ou la présence de lumière, soit à une succession d'impulsions lumineuses. La fenêtre de lumière infrarouge se propageant dans les fibres optiques à longue distance est centrée sur 1.55  $\mu\text{m}$ . En effet, les fibres optiques les plus couramment utilisées sont les fibres toute silice dont le cœur est dopé au germanium. L'atténuation linéique de ce type de fibre présente un minimum absolu (0.2dB/km) vers 1.55 $\mu\text{m}$ , c'est pourquoi cette fenêtre de transmission est utilisée dans les liaisons à très longues distances. C'est autour de cette longueur d'onde que l'on utilise l'amplification optique

### 3. Amplification optique du signal et multiplexage en longueur d'onde

Au cours de sa propagation dans les fibres optiques, le signal est dégradé par différents phénomènes physiques qui interviennent : les effets non linéaires de propagation, la dispersion chromatique, la dispersion du mode de polarisation et l'atténuation kilométrique. La propagation de la lumière porteuse du débit numérique est soumise aux effets non linéaires tels l'effet Brillouin, l'effet Raman, le mélange à quatre ondes, l'automodulation de phase ou la modulation de phase croisée [3,4]. Les effets non linéaires sont induits par l'effet Kerr (dépendance de l'indice de réfraction de la fibre par rapport à l'intensité lumineuse qui la traverse). Une fibre de bonne qualité et une faible puissance du signal permet de minimiser ces effets non linéaires. La dispersion du mode de polarisation (ou dispersion modale) est due à l'asymétrie de l'indice de réfraction de la fibre monomode. La dispersion chromatique est la cause de l'élargissement de l'impulsion lumineuse transmise par la fibre. L'atténuation kilométrique englobe les phénomènes d'absorption (qui définissent trois fenêtres de transmission dans l'infrarouge) et de diffusion de la lumière (diffusion Rayleigh), due à l'interaction de la lumière avec le matériau qui la diffuse de manière isotrope. A ces pertes intrinsèques, s'ajoutent les pertes extrinsèques, comme les pertes aux raccordements, lorsque les fibres ne sont pas parfaitement alignées, ou les pertes par courbure, lorsque le rayon de courbure est sub-centimétrique.

Pour régénérer le signal optique, la première étape consiste à l'amplifier. Les premiers systèmes à amplification, les répéteurs-régénérateurs optoélectroniques, passant par une conversion optique-électrique-optique, fonctionnent à un débit donné et limité, et à une longueur d'onde unique et imposée. Les amplificateurs à fibre dopée à l'Erbium (*EDFA*, *Erbium Doped Fiber Amplifier*) découverts en 1987 sont largement utilisés à l'heure actuelle et se répandent du fait de leur simplicité. En effet, le signal reste sous forme optique, il n'y a plus de conversion électrique-optique handicapante en terme de haut débit et de plus, l'amplification du signal s'effectue indépendamment de son débit, on parle de « transparence » (au débit) de ce type d'amplificateur tout-optique. De surcroît, ces amplificateurs tout-optiques peuvent amplifier simultanément des longueurs d'onde voisines.

Cette dernière caractéristique est très importante. En effet, une technique simple utilisée afin d'atteindre des débits très élevés consiste à traiter simultanément plusieurs canaux d'informations : il s'agit du multiplexage en longueur d'onde (*WDM*, *Wavelength Division Multiplexing*) [5]. Sur la même fibre optique on va ainsi pouvoir multiplexer plusieurs signaux qui, si leurs longueurs d'onde sont proches, peuvent être amplifiés par le même

amplificateur optique. Par exemple 25 canaux d'informations à 40 Gbit/s traités simultanément par un seul amplificateur optique permet d'atteindre aujourd'hui en laboratoire un débit remarquable de 1Tbit/s. Le remplacement de N répéteurs-régénérateurs à conversion opto-électronique par un seul et unique amplificateur optique montre le grand intérêt accordé à cette technique du WDM. Cette technique, associée aux amplificateurs optiques, a révolutionné de façon remarquable les systèmes de transmission optique au début des années 1990.

Au final, le répéteur à amplification optique est beaucoup plus performant qu'un répéteur-régénérateur électronique, du fait de sa transparence au débit, sa capacité à amplifier plusieurs longueurs d'onde multiplexées, mais aussi de son insensibilité à la polarisation, de sa fiabilité et surtout de la réduction de complexité et du coût qu'il engendre.

Si l'on s'intéresse aux technologies utilisées sur le terrain dans les liaisons sous-marines, les premières liaisons sur fibres optiques transocéaniques ont été posées en 1989, succédant aux câbles coaxiaux à transmission analogique des années 50. Le type d'amplificateur utilisé pour ces premières liaisons transocéaniques était un répéteur-régénérateur qui fonctionnait à 560 Mbit/s. La technologie des fibres optiques comparées à celle des câbles coaxiaux a permis de multiplier par 10 l'espacement entre les répéteurs. En 1995, l'installation de l'amplification optique à l'aide des fibres dopées Erbium a permis d'augmenter les débits à 5 Gbit/s [4]. De plus, l'utilisation du multiplexage en longueur d'onde, en combinant 2, 4 ou 8 canaux, a permis de doubler, quadrupler ou octupler ce débit ! Ainsi le multiplexage permet d'augmenter progressivement la capacité des liaisons déjà posées. Du fait de la dispersion chromatique et de la dispersion due à la polarisation, le débit par canal est limité à des valeurs comprises entre 2.5 et 10 Gbit/s. Le multiplexage en longueur d'onde constitue donc une solution efficace pour accroître encore les débits dans la fibre (un schéma est fourni dans l'annexe1).

#### **4. Régénération tout-optique du signal**

Nous venons de décrire la première étape de la régénération tout-optique du signal, à savoir l'amplification. Les étapes d'une régénération complète sont représentées sur la figure I-1. Une régénération ne comportant qu'une étape d'amplification du signal est dite « 1R » (pour "Réamplifier"). Cette fonction est pleinement réalisée par les amplificateurs à fibre dopée Erbium, du fait des nombreux avantages qu'elle présente. Cependant, leur inconvénient

par rapport aux répéteurs-régénérateurs est que, du fait que le signal reste sous sa forme optique tout au long de la ligne, les défauts s'accumulent (bruit par accumulation de l'émission spontanée amplifiée, distorsions linéaires et non linéaires, bruit provenant des nœuds de manipulations du signal) et la qualité de la transmission est affectée.

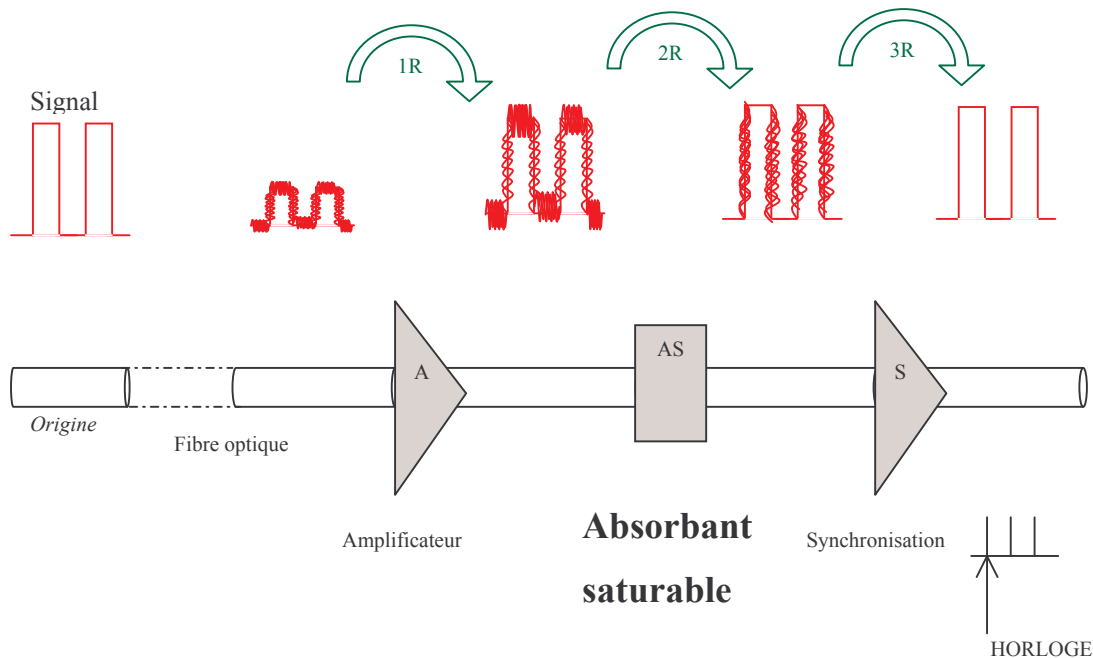


Figure I-1 : schématisation de la régénération tout-optique d'un signal. La première étape consiste à amplifier le signal, la seconde à éliminer le bruit d'amplitude, et la dernière à effacer le bruit de phase.

La deuxième étape de la régénération optique consiste à éliminer le bruit d'amplitude (« Remise en forme »). Les absorbants saturables constituent une solution efficace pour réaliser cette fonction, du fait de leurs propriétés optiques non-linéaires. Enfin, si le système de régénération est équipé d'une fonction de récupération de l'horloge, la gigue temporelle (bruit de phase) peut être éliminée, atteignant alors une régénération optique complète « 3R » (pour « re-synchronisation »). Les réseaux optiques actuels étant équipés de régénérateur 1R WDM, l'augmentation des débits par canal nécessitent une régénération plus efficace. C'est dans le cadre de la régénération 2R WDM que se situe notre travail sur l'étude des absorbants saturables.

## **5. Enjeux d'aujourd'hui et de demain**

La croissance du trafic international, notamment la généralisation de l'Internet durant ces dernières années, a nécessité et requiert encore le développement et la mise en place de systèmes de télécommunications de plus en plus performants. Les systèmes de télécommunication à fibres optiques ont nettement dépassé les capacités des satellites, et ceci à des coûts toujours décroissants.

Aujourd'hui, pour augmenter le débit dans la technique WDM, on peut soit accroître le débit par longueur d'onde (ou canal), soit augmenter le nombre de longueurs d'onde transmises. Prenons l'exemple d'un débit total de 1.6 Tbit/s. Les systèmes WDM peuvent satisfaire cette demande en envisageant les configurations suivantes: 40 canaux à 40 Gbit/s, 160 canaux à 10Gbit/s et 640 canaux à 2.5 Gbit/s. Cette dernière configuration à très grand nombre de canaux soulève de multiples problèmes techniques, à savoir la stabilité en fréquence des sources lasers, la sélectivité des dispositifs de démultiplexage optique, et l'interaction entre les canaux (la diminution de l'espacement entre canaux augmentant les effets non linéaires). De plus, d'un point de vue économique, plus le nombre de canaux est grand, plus la densité volumique d'équipement et la consommation d'énergie sont importants. Pour ces raisons, l'augmentation du débit par canal WDM est de nos jours la meilleure solution pour accroître le débit avec un moindre coût de transmission. Rappelons qu'un débit de 2.5 Gbit/s était disponible dès le début des années 1990, mais qu'il a fallu attendre 1998 pour atteindre un débit de 10 Gbit/s par canal. La cause en a été les améliorations nécessaires à apporter aux dispositifs électroniques et optoélectroniques élémentaires (modulant et démodulant la porteuse optique) afin qu'ils puissent fonctionner à ces débits. Il a fallu aussi élaborer des dispositifs pour compenser la dispersion chromatique, sans lesquels la transmission à longue distance avec des débits supérieurs à 2.5 Gbit/s est impossible : des fibres optiques compensatrices insérées dans les sites d'amplification. Ainsi la génération du 10 Gbit/s prend le pas sur la première génération à 2.5 Gbit/s et le développement à 40 Gbit/s est en cours d'étude.

Le défi d'aujourd'hui est l'ultra-longue distance à 40 Gbit/s. Les conversions électro-optiques n'étant plus possibles à ces hauts débits, la régénération tout-optique du signal se propageant sur de longues distances s'impose. Parmi les techniques de régénération optique, on peut citer la modulation de phase croisée dans les structures interférométriques à amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA). Cependant, la mise en œuvre de ces dispositifs reste complexe. La seconde utilise la modulation à absorption croisée dans les

semi-conducteurs, implantée dans les modulateurs à électro-absorption, ce qui nécessite une alimentation électrique. Enfin, la troisième technique de régénération s'appuie sur la saturation de l'absorption excitonique dans les multi-puits quantiques à semi-conducteurs. Cette voie constitue une alternative très attrayante de par sa facilité de mise en œuvre et par son caractère entièrement passif (ne nécessitant aucune alimentation électrique). A ce jour, ces dispositifs fonctionnent canal par canal, ce qui diminue le coût de la régénération optique à haut débit. Le défi actuel [6] consiste à perfectionner ces dispositifs afin qu'ils traitent l'ensemble (ou au moins par partie) des longueurs d'onde multiplexées (WDM).

Les propriétés optiques non-linéaires des semi-conducteurs excités par des lasers ont en plus d'un intérêt du point de vue de la physique fondamentale, un grand potentiel pour les applications dans les systèmes de télécommunications, en particulier en terme de traitement optique du signal optique.

## **6. Présentation du travail de thèse**

Les enjeux technologiques actuels en terme de transmission à haut débit dans les fibres optiques, sur de longues distances, nécessitent l'étude approfondie de matériaux-clés capables de répondre à ces besoins. Le travail de cette thèse est consacré à l'étude des absorbants saturables à multipuits quantiques InGaAs/InP dopés fer. L'utilisation de tels matériaux à propriétés optiques non-linéaires constitue une voie prometteuse pour la régénération 2R WDM tout-optique du signal.

La courbe caractéristique d'un absorbant saturable est tracée sur la figure I-2. Une telle absorption non-linéaire permet une remise en forme du signal représentée dans la figure insérée, où le bruit est efficacement éliminé pour le niveau « 0 ». Une grande amplitude de la non-linéarité d'absorption  $\Delta\alpha = \alpha_0 - \alpha_{\text{res}}$  (où  $\alpha_0$  et  $\alpha_{\text{res}}$  représentent respectivement l'absorption linéaire et l'absorption résiduelle), une faible intensité seuil de saturation ( $I_s$ , correspondant plus généralement à l'intensité de commande optique) et un temps caractéristique minimal de récupération de l'absorption sont autant de conditions requises pour la validation de l'absorbant saturable dans les applications 2R WDM, à haut-débit. De plus, la compatibilité de la bande passante de l'absorbant saturable avec les systèmes 2R WDM doit être vérifiée. L'exploitation de la transition excitonique dans les multipuits quantiques à température ambiante, largement utilisée dans la littérature, permet d'obtenir une grande non-linéarité de l'absorption ( $\Delta\alpha$ ), d'où l'intérêt porté sur les hétérostructures. De plus, une façon élégante de

renforcer l'interaction de la lumière avec l'absorbant saturable consiste à l'insérer dans une microcavité. Cette insertion en microcavité des puits quantiques présente le double intérêt d'atteindre un contraste de commutation nettement plus grand et de réduire considérablement l'intensité de commande. Enfin, la compatibilité de l'absorbant saturable avec les hauts débits lui impose un temps de récupération de l'absorption environ cinq fois plus faible que le temps bit (par exemple 5 ps pour 40 Gb/s).

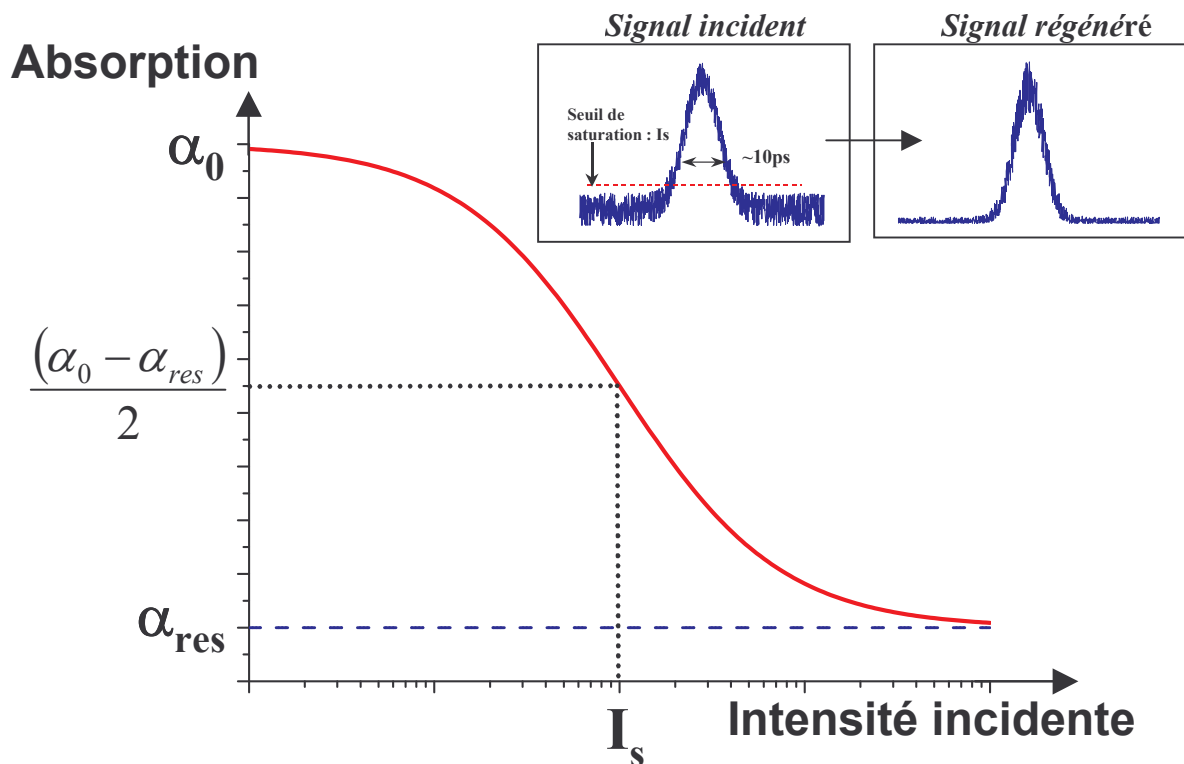


Figure I-2 : Courbe caractéristique de l'absorption non-linéaire d'un absorbant saturable.

Une loi semi-empirique de saturation de l'absorption est fournie par

$$[7]: \alpha(I) = \frac{\alpha_0 - \alpha_{res}}{1 + \frac{I}{I_s}} + \alpha_{res}, \text{ où } \alpha_0 \text{ et } \alpha_{res} \text{ correspondent respectivement à}$$

l'absorption linéaire et à l'absorption résiduelle,  $I_s$  est l'intensité seuil de saturation. La figure insérée montre la remise en forme du signal à l'aide d'un tel absorbant saturable.

La compatibilité de la résonance excitonique des multipuits quantiques InGaAs/InP avec les longueurs d'onde des télécommunications est à l'origine du choix de ce matériau. Le temps de récupération de l'absorption des multipuits quantiques non dopées se situe à l'échelle de la nanoseconde. Des techniques utilisant la croissance à basse température



(200°C) associée à un dopage Be [8-14] ou l'irradiation ionique [15-21] ont été élaborées afin de réduire ce temps caractéristique. L'originalité de la technique employée par notre laboratoire consiste à utiliser le dopage fer. Le caractère séduisant de cette méthode tient à sa facilité de mise en œuvre puisqu'elle est réalisée au cours de la croissance par épitaxie des multipuits quantiques, ne nécessitant ainsi aucune étape supplémentaire, contrairement à l'irradiation ionique. De plus, la croissance s'effectue à une température de 450°C, plus haute que dans le cas d'une croissance associée à un dopage Be, contribuant à une meilleure qualité du matériau épitaxié d'un point de vue cristallographique [22] et à une meilleure stabilité en température de la structure.

Le travail réalisé au cours de cette thèse s'est concentré sur l'étude des propriétés optiques linéaires et non-linéaires des absorbants saturables à multipuits quantiques dopés fer. Le dopage fer est l'apanage du laboratoire. Au cœur des enjeux technologiques actuels de transmission à haut débit sur de longues distances, nous avons mené une étude approfondie de tels matériaux qui constituent une solution attrayante du fait de leur simplicité de mise en œuvre et de leur caractère entièrement passif. A ce jour, aucune étude complète jusqu'à l'insertion du composant final sur une ligne de transmission n'a été menée concernant les absorbants saturables à puits quantiques dopés fer. Les efforts que nous avons développés au cours de cette thèse et les points que nous allons aborder au cours de ce manuscrit sont les suivants:

- Les propriétés linéaires et non-linéaires de l'absorption excitonique sont analysées théoriquement afin de dégager les phénomènes physiques à l'origine de la saturation de l'absorption excitonique. Elles sont présentées dans le chapitre II. La résolution de l'équation de Bethe-Salpeter permet de calculer la fonction de Green de l'exciton dans l'espace réciproque, en utilisant des termes de remplissage (« blocage de Pauli »), d'écrantage du potentiel Coulombien et de renormalisation de la bande interdite. L'originalité de ces calculs numériques tient à la prise en compte de l'ensemble des différentes sous-bandes ainsi que de leur non-parabolicité. De telles simulations permettent de calculer les propriétés linéaires et non-linéaires quasi-2D des multipuits quantiques, en injectant une densité de porteurs donnée. Ces résultats importants seront exploités dans le chapitre IV afin de calculer théoriquement le contraste de commutation du composant final.
- Nous décrivons dans le troisième chapitre l'étude expérimentale des absorbants saturables à multipuits quantiques dopés fer que nous avons menée, jusqu'à de très

fortes concentrations de dopage. Cette étude expérimentale est associée à des simulations que nous avons développées afin d'extraire les paramètres-clés de ces matériaux. Nous verrons que les mesures en spectroscopie infra-rouge à transformée de Fourier permettent l'extraction du coefficient d'absorption linéaire des puits quantiques dopés fer à la résonance excitonique, et notamment des diverses contributions qui y participent (transitions discrètes et interbandes). Les résultats de la dynamique de la saturation de l'absorption, caractérisée sur le banc de mesures pompe-sonde, sont présentés. Ils montrent notamment l'efficacité du dopage fer à réduire le temps de récupération de l'absorption des absorbants saturables jusqu'à des valeurs subpicosecondes. Nous nous sommes aussi intéressés à l'influence de l'intensité incidente sur cette grandeur. L'effet du dopage fer sélectif dans les puits ou dans les barrières est également exploré. Par ailleurs, l'analyse de l'amplitude associée à la dynamique de la saturation de l'absorption suggère l'apparition d'un nouveau phénomène physique aux très fortes concentrations de fer, à savoir l'inhibition de la formation de l'exciton. L'impact de ce phénomène sur les caractéristiques de commutation sera étudié dans le chapitre IV. Enfin, nous simulons la dynamique de la saturation de l'absorption à l'aide d'un modèle décrivant la capture et la recombinaison des porteurs par les atomes de fer.

- Le chapitre IV est consacré à la réalisation d'une microcavité à puits quantiques dopés fer performante en terme de contraste de commutation, de puissance de commande réduite et de rapidité de commutation. L'étude théorique des propriétés non-linéaires présentée dans le chapitre II nous permet de simuler le contraste de commutation. Nous optimisons la structure de la microcavité grâce à la détermination rigoureuse de l'absorption linéaire des puits quantiques issue des mesures expérimentales (chapitre III), appuyée d'un outil de simulation. Les problèmes d'échauffement sont également pris en compte dans la conception de la microcavité. Nous décrivons ensuite les étapes technologiques nécessaires à la fabrication du composant final, dont le mode de cavité est ajusté à la résonance excitonique, grâce à la combinaison de mesures de spectroscopie infra-rouge de contrôle et de simulations. Les résultats des expériences pompe-sonde sur de telles microcavités optimisées sont exposés. L'influence du dopage fer sur les paramètres-clés est discuté. Un résultat intéressant concerne l'obtention d'une

commutation ultra-rapide, caractérisée par un temps de réponse subpicoseconde, parmi les plus courts reportés dans la littérature. De plus, la démonstration d'un contraste de commutation relativement fort nous permet de valider le composant en configuration système. En effet, nous montrons les résultats d'un test à 10 Gb/s en transmission à longue distance qui indiquent une qualité de transmission considérablement améliorée en présence d'un tel dispositif. En parallèle, la fluence seuil à saturation est aussi efficacement réduite. Enfin, la compatibilité de la largeur de la bande passante du composant avec les systèmes WDM est démontrée. De surcroît, une étude théorique de l'interaction des canaux (la diaphonie) liée à la diffusion des porteurs a été menée et est résumée dans l'annexe 1. Nous montrons que les longueurs de diffusion étant faibles lorsque la durée de vie des porteurs est courte, l'interaction entre les impulsions est gouvernée majoritairement par le recouvrement de celles-ci, qu'il soit spatial ou temporel.

Un exemple de code informatique que nous avons élaboré, concernant la détermination de la fluence seuil à saturation en considérant la non-linéarité de l'absorption des puits quantiques est fournie en annexe 2.

Les publications issues de ce travail de thèse sont regroupées dans l'annexe 3.

Enfin, on peut noter que ce travail de thèse s'est inscrit dans le cadre de deux contrats engageant le laboratoire et France Telecom R&D (Lannion) d'une part, et Alcatel (Marcoussis) au sein d'un projet RNRT (Asterix) d'autre part. Des rapports réguliers, à l'issue des réunions d'avancement, ont été fournis.

## 7. Références

- [1] L.-J. Libois, « Génèse et croissance des télécommunications », CNET, édition Masson, (1983).
- [2] P. Lecoy, « Technologie des télécoms », Hermès Science Publications, Paris (1999).
- [3] D. Battu, « Télécommunications : principes, infrastructures et services », édition Dunod, Paris (2002).
- [4] Irène et Michel Joindot et douze co-auteurs, « Les télécommunications par fibres optiques », édition Dunod, Paris (1996).
- [5] F. Cerf, « Les composants optoélectroniques », Hermès Science Publications, Paris (2000).
- [6] France télécom, « Les communications optiques du futur », Mémento technique n°19 (2002).
- [7] H. M. Gibbs, A. C. Gossard, S. L. McCall, A. Passner, W. Wiegmann, T. N. C. Venkatesan, *Solid State Comm.* 30, 271 (1979).
- [8] R. Takahashi, Y. Kawamura, T. Kagawa, and H. Iwamura, *Appl. Phys. Lett.* 65, 1790 (1994).
- [9] P. W. Juodawlkis, D. T. McInturff, S. E. Ralph, *Appl. Phys. Lett.* 69, 4062 (1996).
- [10] K. Biermann, D. Nickel, K. Reimann, M. Woermer, and T. Elsaesser, *Appl. Phys. Lett.* 80, 1936 (2002).
- [11] A. Hirano, H. Kobayashi, H. Tsuda, R. Takahashi, M. Asobe, K. Sato and K. Hagimoto, *Electron. Lett.* 34, 198 (1998).
- [12] R. Takahashi, *Technical Digest of Nonlinear Guided Waves and their Applications* (OSA, Victoria, Canada, 1998), Vol. 5, p. 150.
- [13] R. Takahashi, Y. Kawamura, and H. Iwamura, *Appl. Phys. Lett.* 68, 153 (1996)
- [14] R. Takahashi, H. Itoh, and H. Iwamura, *Appl. Phys. Lett.* 77, 2958 (2000).
- [15] J. Mangeney, J. L. Oudar, J. C. Harmand, C. Mériadec, G. Patriarache, G. Aubin, N. Stelmakh and J. M. Lourtioz, *Appl. Phys. Lett.* 76, 1371 (2000).
- [16] H. H. Tan, C. Jagadish, M. J. Ledere, B. Luther-Davies, J. Zou, D. J. H. Cockayne, M; Haiml, U. Siegner, and U. Keller, *Appl. Phys. Lett.* 75, 1437 (1999).

- [17] J. Mangeney, N. Stelmakh, A. Shen, J.-M. Lourtioz, A. Alexandrou, J.-P. Likforman, C. Clerc, V. Thierry-Mieg, E. Lugagne-Delpon and J.-L. Oudar, *Electron. Lett.* 34, 818 (1998).
- [18] E. Lugagne Delpon, J. L. Oudar, N. Bouché, R. Raj, A. Shen, N. Stelmakh, and J. M. Lourtioz, *Appl. Phys. Lett.* 72, 759 (1998).
- [19] J. Mangeney, H. Choumane, , G. Patriarche, G. Leroux, G. Aubin, J. C. Harmand, and J. L. Oudar, *Appl. Phys. Lett.* 79, 2722 (2001).
- [20] J. T. Gopinath, E. R. Thoen, E. M. Koontz, M. E. Grein, L.A. Kolodziejski, and E. P. Ippen, *Appl. Phys. Lett.* 78, 3409 (2001).
- [21] Y. Sildeberg, P. W. Smith, D.A.B. Miller, B. tell., A. C. Gossard and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett* 46, 701 (1985).
- [22] S. Salaün, « Epitaxie par jets moléculaires de semi-isolants InP :Fe et GaInAsP : Fe, réalisation d'un guide plan photoréfractif », thèse de doctorat, Université de Rennes1, 1994.

## II- Absorption dans les puits quantiques

Nous allons développer le formalisme qui décrit l'absorption des puits quantiques afin de rendre compte des phénomènes observés expérimentalement. Deux régimes d'étude sont envisagés: un régime de faible excitation optique où la réponse des puits quantiques est linéaire et un régime de forte excitation optique où les propriétés non-linéaires des puits quantiques sont mises en évidence. Ces non-linéarités optiques présentent un grand intérêt en terme d'applications dans la régénération de signal optique comme nous le verrons dans le chapitre IV.

### 1. Introduction : $\chi^{(1)}$ , $\chi^{(3)}$

Dans un isolant, les électrons de valence sont liés aux ions positifs, alors que dans un métal, ils sont libres de bouger à travers le réseau d'atomes. Dans un semi-conducteur, le comportement des électrons est intermédiaire : les électrons dans l'état fondamental sont liés aux ions (état isolant), alors qu'ils sont libres dans l'état excité, comme les électrons de conduction d'un métal. L'état fondamental est séparé en énergie du plus bas niveau excité par une grandeur que l'on appelle « le gap ». Il constitue une bande d'énergie interdite pour les électrons.

La réponse d'un milieu semi-conducteur à un champ électromagnétique incident  $\vec{E}$  s'exprime au travers de la polarisation induite  $\vec{P}$  par le champ. Dans une description classique (modèle de l'oscillateur), les électrons sont liés aux ions positifs par l'intermédiaire de forces harmoniques qui deviennent anharmoniques à forte intensité optique. L'excitation du milieu entraîne une polarisation électrique due au déplacement microscopique des charges liées. Cette polarisation s'écrit sous la forme :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left( \chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \cdot \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \cdot \vec{E} \cdot \vec{E} + \dots \right) \quad \text{(II-1)}$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide, et  $\chi^{(j)}$  ( $j=1,2,3,\dots$ ) est le  $j^{\text{ème}}$  ordre de la susceptibilité optique.  $\chi^{(j)}$  est un tenseur de rang  $(j+1)$ . La susceptibilité linéaire  $\chi^{(1)}$  fournit l'indice de réfraction linéaire et l'absorption linéaire du milieu. La susceptibilité du second ordre  $\chi^{(2)}$  est responsable des effets non-linéaires tels que la génération de second harmonique ou d'addition de fréquences. Cette susceptibilité est nulle si le milieu présente un centre d'inversion dans sa symétrie (ce qui est le cas des semi-conducteurs). Finalement, les effets

non-linéaires du plus bas ordre dans ces matériaux proviennent de la susceptibilité du troisième ordre  $\chi^{(3)}$ . Ils comprennent la génération de troisième harmonique, le mélange à quatre ondes et les non-linéarités d'absorption et de réfraction.

## 2. Régime linéaire

### 2.1. Observation expérimentale

Depuis les trente dernières années, les chercheurs s'intéressent aux semi-conducteurs à gap direct pour leurs applications dans les systèmes optoélectroniques. Les propriétés optiques des semi-conducteurs près du gap sont dominées par les effets excitoniques. Sur la figure II-1 sont reportés les spectres d'absorption à température ambiante, sous faible excitation optique, d'un matériau massif (GaAs) et d'un matériau à puits quantiques (GaAs/AlGaAs).

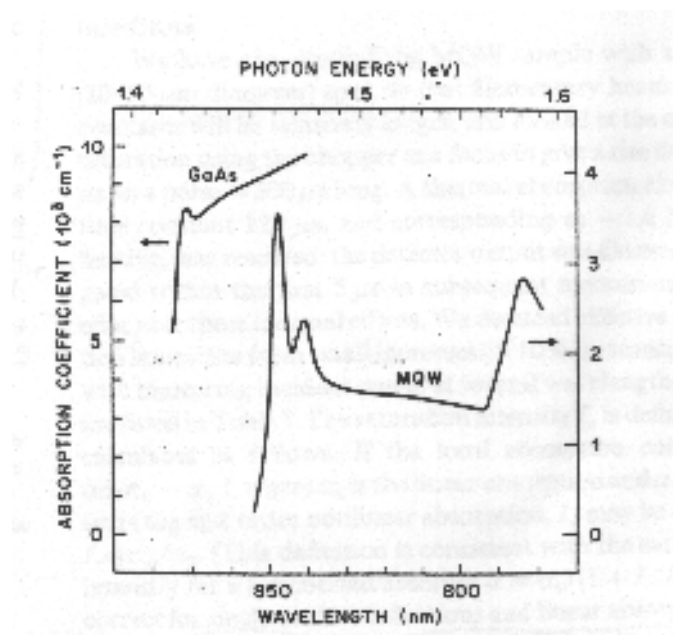


Figure II-1 : Spectres d'absorption linéaire à température ambiante d'un matériau massif (GaAs) et de multipuits quantiques (GaAs/AlGaAs) d'après [1].

Les pics d'absorption observés près du gap correspondent aux pics d'absorption excitonique. Le confinement quantique plus important dans le cas des puits quantiques montrent clairement une augmentation de l'amplitude (la force d'oscillateur) de cette transition et parallèlement, une augmentation de l'énergie de l'exciton (écart en énergie de la transition par rapport au gap) qui devient alors supérieure à l'énergie thermique. A

température ambiante, ce confinement quantique accru fait de la structure à puits quantiques un matériau à fortes résonances excitoniques qui sont exploitées dans les composants pour les systèmes de télécommunications.

## 2.2. Théorie

Dans ce paragraphe, nous allons définir les caractéristiques physiques des multipuits quantiques et décrire les bases de calcul nécessaires pour modéliser les spectres d'absorption de telles hétérostructures.

### 2.2.1. Confinement quantique

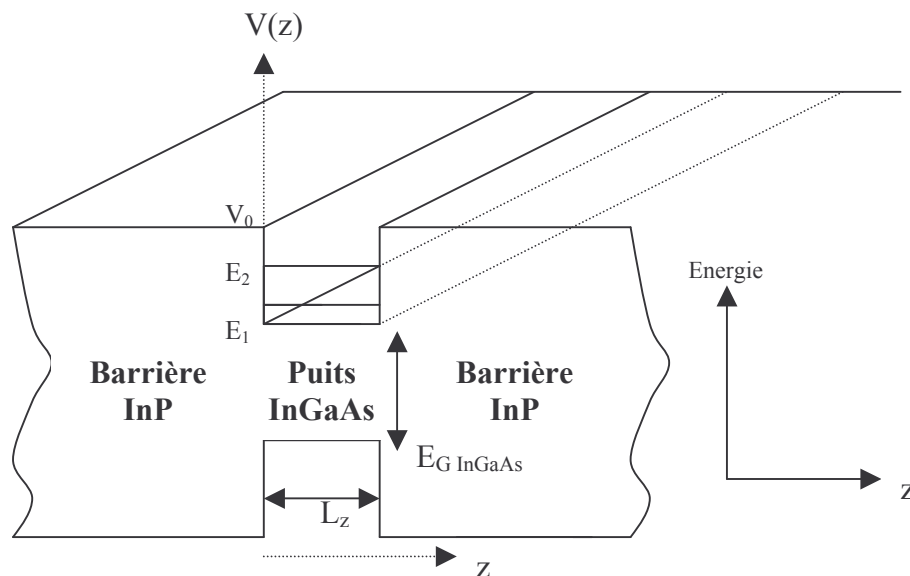


Figure II-2 : Représentation schématique d'un puits quantique InGaAs pour les électrons et les trous entouré de barrières en InP.

L'hétérostructure épitaxiée dans la direction  $z$  présentée dans la figure ci-dessus montre le confinement à 2D des électrons et des trous dans un puits en  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  entouré de barrières en InP, du fait de la différence des gaps entre les deux matériaux ( $E_{G \text{ InGaAs}}=0.79$  eV [2],  $E_{G \text{ InP}}=1.35$  eV).  $V_0$  correspond à la hauteur du puits et  $L_z$  à sa largeur.



Dans un puits quantique, la fonction d'onde propre de l'électron  $\psi_{\vec{k}_e}^e(\vec{r})$  seul et celle du trou seul  $\psi_{\vec{k}_h}^h(\vec{r})$  vérifie l'équation de Schrödinger suivante :

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_i^*} \nabla^2 + V_i^{\text{Conf}}(z) \right] \psi_{\vec{k}_i}^i(\vec{r}) = E_i \psi_{\vec{k}_i}^i(\vec{r}), \text{ où } i = e, h. \quad (\text{II-2})$$

La masse effective  $m_i^*$  traduit le mouvement quasi-libre des électrons et des trous dans le plan du puits : toute l'interaction du cristal avec l'électron et le trou est prise en compte au travers de ce terme.  $V_i^{\text{Conf}}(z)$  représente le potentiel de confinement structurel correspondant aux discontinuités de bandes entre le matériau constituant le puits et celui constituant la barrière, ce que l'on appelle tout simplement la hauteur du puits.

Du fait de la symétrie de l'hétérostructure, la fonction d'onde des états électroniques peut-être séparée en une onde plane dans le plan (xy) et une fonction d'onde confinée selon z :

$$\psi_{\vec{k}_i}^i(\vec{r}) = f_i(z) \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{\rho}}}{\sqrt{A}} u(\vec{r}), \text{ où } i = e, h. \quad (\text{II-3})$$

A est l'aire du cristal,  $u(\vec{r})$  sont les fonctions de Bloch en centre de zone,  $f_i(z)$  est la fonction enveloppe et  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde dans le plan x-y (plan du puits). La fonction d'onde confinée  $f(z)$  vérifie :

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right] f(z) = E_n f(z) \quad (\text{II-4})$$

Dans le cas d'un puits idéal où  $V_0 \rightarrow \infty$ , la résolution de cette équation fournit les énergies quantifiées dans le puits telles que :

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m^* L_z^2} \quad (\text{II-5})$$

Si on prend l'origine des énergies en haut de la bande de valence, et qu'on désigne par  $k$  le vecteur d'onde de la particule dans le plan du puits, l'énergie des trous dans la bande de valence est:

$$\varepsilon_{n,k} = E_{n,h} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (\text{II-6})$$

et celle des électrons dans la bande de conduction:

$$\varepsilon_{e,k} = E_G + E_{n,e} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (\text{II-7})$$

Ceci constitue l'approximation parabolique qui ne prend pas en compte les interactions électroniques intrabandes et interbandes. En pratique, le couplage des bandes dans un semi-conducteur est traité par la méthode de perturbation  $k.p$ , autour du centre de zone de Brillouin. Cette méthode est largement répandue pour calculer les structures de bande des semi-conducteurs à gap direct, du fait que les transitions optiques ont lieu dans cette zone. La non-parabolicité la bande de conduction peut être résolue analytiquement en traitant l'interaction de la bande de conduction avec les deux premières bande de valence (modèle de Kane [3,4]). Le traitement de la non-parabolicité des bandes de valence est plus complexe. Il nécessite la prise en compte supplémentaire du couplage spin-orbite, du fait du moment magnétique non nul des états de la bande de valence. Ces états sont décrits par l'Hamiltonien de Luttinger-Kohn [5,6].

### 2.2.2. Densité d'états 2D et absorption interbande

Dans un puits quantique où les électrons sont libres de se mouvoir dans un espace à 2D, la densité d'états est définie comme le nombre d'états électroniques disponibles par unité d'aire, par unité d'énergie. La densité d'états d'une bande parabolique est donnée par :

$$N(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \quad (\text{II-8})$$

La figure II-3 présente la densité d'états d'une structure 2D (deuxième courbe), ainsi que, pour comparaison, la densité d'états à 3D, 1D et 0D.

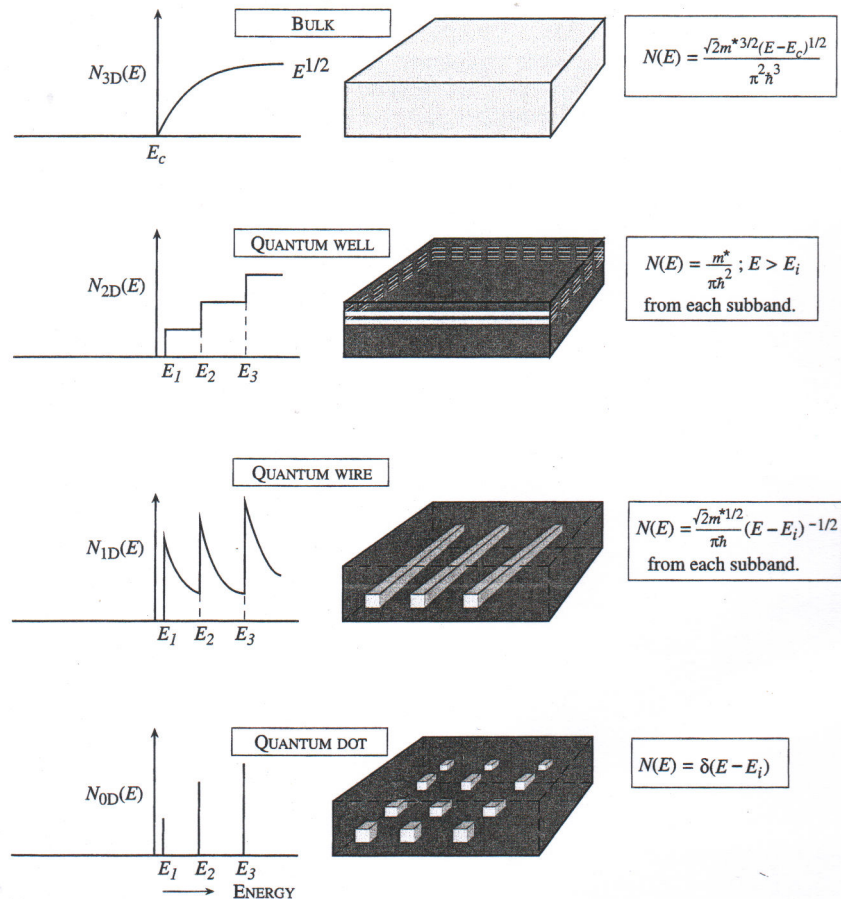


Figure II-3: Densité d'états d'un matériau massif (3D), d'un puits quantique (2D), d'un fil quantique (1D) et d'une boîte quantique (0D) [7].

L'absorption linéaire interbande (ou « bande-à-bande ») dans les multipuits quantiques est calculée à partir de la partie imaginaire de la susceptibilité linéaire optique ( $\chi = \chi' + i\chi''$ ):

$$\alpha = \frac{4\pi\omega}{nc} \chi'' \quad (\text{II-9})$$

Cette dernière est obtenue en prenant en compte toutes les transitions optiques possibles d'un état initial  $|a\rangle$  vers un état final  $|b\rangle$ . A l'état fondamental, la structure de bande d'un semi-conducteur est telle que la bande de valence (BV) est pleine et la bande de conduction (BC) est vide. L'état initial est donc un état de la BV et l'état final appartient à la BC. La règle d'or de Fermi fournit la probabilité de transition d'un état de valence vers un état de conduction par unité de temps et par unité de volume telle que :

$$W_{cv}(\hbar\omega) = \frac{2}{L^3} \sum_{\vec{k}_v} \sum_{\vec{k}_c} \frac{2\pi}{\hbar} |\langle c | \hat{d} | v \rangle|^2 \delta(\varepsilon_{v,\vec{k}} - \varepsilon_{c,\vec{k}} + \hbar\omega) (f_v - f_c), \quad (\text{II-10})$$

où  $\hat{d}$  est l'Hamiltonien de perturbation du champ électromagnétique ( $\hat{d} = -e\vec{r}\cdot\vec{E}$ ),  $f_v$  et  $f_c$  représentent les fonctions de distribution de Fermi dans les bandes de valence et de conduction, et  $\delta$  est la fonction de Dirac. La dégénérescence de spin est prise en compte par le facteur 2.

Le coefficient d'absorption bande-à bande peut être calculé à partir de ce taux de transition par unité de volume [8,9]:

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^2\omega}{L^3 n_r c \varepsilon_0} \sum_{\vec{k}} |d_{cv}|^2 (1 - f_{e,\vec{k}} - f_{h,\vec{k}}) \delta(\varepsilon_{v,\vec{k}} - \varepsilon_{c,\vec{k}} + \hbar\omega) \quad (\text{II-11})$$

En transformant la somme sur  $\vec{k}$  en intégrale, on aboutit à l'expression générale :

$$\alpha(\omega) = \frac{\pi e^2 \omega |d_{cv}|^2}{n_r c \varepsilon_0 V} \rho(\hbar\omega - E_G) \left( 1 - f_e\left(\frac{m}{m_e}\omega\right) - f_h\left(\frac{m}{m_h}\omega\right) \right) H(\hbar\omega - E_G) \quad (\text{II-12})$$

$H(\hbar\omega - E_G)$  est la fonction de Heaviside.  $d_{cv}$  correspond à la limite aux grandes longueurs d'onde de l'élément de matrice dipolaire. La densité d'états jointe 2D  $\rho(\hbar\omega - E_G)$ , dans l'approximation parabolique, est égale à  $\frac{\mu L^2}{\pi \hbar^2}$ , avec  $\mu$  la masse réduite de la paire libre électron-trou. Cette expression montre clairement le fait que l'absorption interbande révèle la densité d'états du système  $\rho(\hbar\omega - E_G)$ . Cette dernière étant elle-même dépendante de la dimensionnalité du système étudié (cf. Figure II-3), les spectres d'absorption bande-à-bande calculés sont donc caractéristiques d'un matériau massif, d'un matériau à puits quantiques, à fils quantiques ou encore à îlots quantiques, comme le montre la figure suivante.

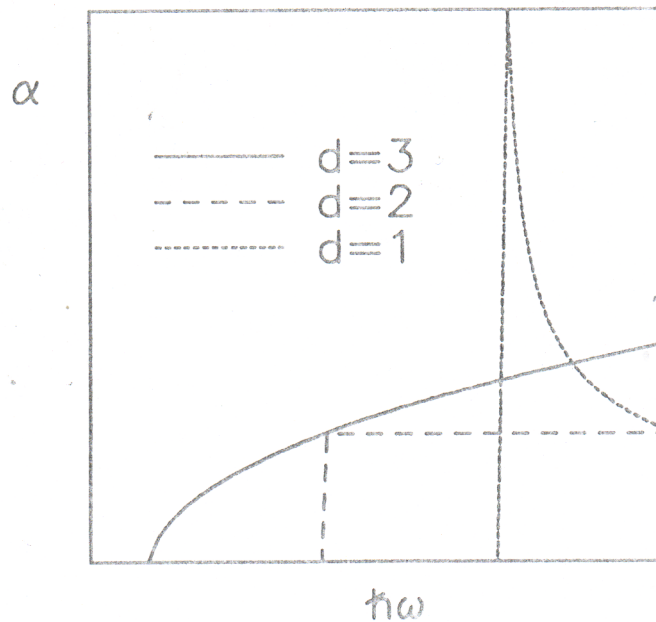


Fig. 5.2: Free electron absorption spectra for semiconductors, where the electrons can move freely in one, two, and three space dimensions.

Figure II-4: Spectres d'absorption théoriques pour des systèmes à une, deux, ou trois dimensions [8].

La courbe de l'absorption dans un puits quantique présente une forme « en marches d'escalier » (en pointillés), du fait de la densité d'états jointe à 2D constante, alors qu'elle démarre en racine carrée  $r=N_e+N_h$  pour une symétrie tridimensionnelle, et qu'elle diverge

selon  $\frac{1}{\sqrt{\hbar\omega - E_G}}$  pour un système à 1D. Le spectre d'absorption en marches d'escalier pour

le cas des puits quantiques est bien observé expérimentalement (cf. FigureII-1).

### 2.2.3. Exciton

Nous allons maintenant expliquer l'apparition de « pics » plus ou moins élargis dans les spectres d'absorption expérimentaux, précédant l'absorption bande-à-bande (cf. Figure II-1).

L'état fondamental d'un semi-conducteur est caractérisé par une bande de valence pleine et une bande de conduction vide. De plus, il n'existe pas d'états électroniques dans la bande interdite par définition. Les états excitoniques apparaissent lorsqu'un électron de la bande de

valence est remplacé par un trou dans cette même bande et un électron dans la bande de conduction. L'Hamiltonien décrivant le système électronique doit être modifié du fait d'une interaction Coulombienne additionnelle entre l'électron et le trou. Cette paire électron-trou formée par interaction Coulombienne est nommée exciton et est représentée schématiquement ci-dessous.

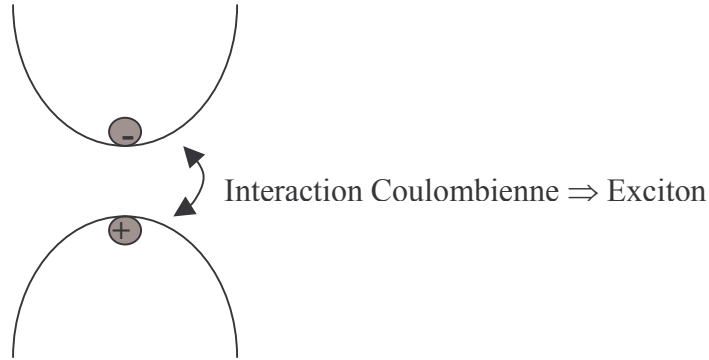


Figure II-5: Interaction coulombienne entre un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence générant l'exciton.

Comme cette interaction est faible, seuls les états au niveau des extremas, c'est-à-dire du haut de la bande de valence et du bas de la bande de conduction sont concernés.

#### 2.2.4. Equation de Wannier pour les excitons à 2D

La fonction d'onde de l'exciton peut s'écrire comme une combinaison linéaire des fonctions d'onde propres des électrons dans la sous-bande n et des trous dans la sous-bande m [10]:

$$\phi_{\vec{k}_x, nm}^X(\vec{r}_e, \vec{r}_h) = \sum_{\vec{k}_e, n} \sum_{\vec{k}_h, m} \phi_{nm}^X(\vec{k}_e, \vec{k}_h) \psi_{\vec{k}_e, n}^e(\vec{r}_e) \psi_{\vec{k}_h, m}^h(\vec{r}_h), \quad (\text{II-13})$$

On peut réécrire la fonction d'onde de l'exciton uniquement en fonction de la position de la distance relative ( $\vec{r} = \vec{r}_e - \vec{r}_h$ ) selon:

$$\phi_{\vec{k}_x, nm}^X(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}_e, n} \sum_{\vec{k}_h, m} \phi_{nm}^X(\vec{k}) \psi_{\vec{k}_e, n}^e(\vec{r}_e) \psi_{\vec{k}_h, m}^h(\vec{r}_h) \quad (\text{II-14})$$

où  $\vec{k} = (m_h^* \vec{k}_e - m_e^* \vec{k}_h) / (m_h^* + m_e^*)$  est le vecteur d'onde de la paire électron-trou, qui intervient dans la transformée de Fourier de  $\phi_{k_x}^X(\vec{r})$ .

La fonction d'onde de l'exciton est solution de l'équation de Schrödinger prenant en compte les effets excitoniques au travers du terme Coulombien, telle que:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \nabla_e^2 - \frac{\hbar^2}{2m_h^*} \nabla_h^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r}_e - \vec{r}_h|} + V_{Conf(e,h)}(z_{e,h}) \right] \phi_{nm}^X(\vec{r}) = E_{nm} \phi_{nm}^X(\vec{r}) \quad (\text{II-15})$$

où  $-\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r}_e - \vec{r}_h|}$  est le potentiel d'interaction Coulombien. On peut noter qu'il est possible

de prendre en compte l'interaction Coulombienne entre les électrons et les trous des différentes sous-bandes en sommant sur celles-ci ( $\sum_{n'}$  et  $\sum_{m'}$ ). Cette équation n'est qu'autre que celle d'un système hydrogénoïde confiné selon la direction z et quasi-libre dans le plan (x,y).

L'énergie de l'interaction Coulombienne étant faible par rapport à l'énergie de confinement dans le puit, on peut séparer les variables (x,y) et z. La transformée de Fourier de l'équation (II-15) conduit à [9,11]:

$$(\epsilon_{e,k} + \epsilon_{h,k}) \phi_{nm}^X(\vec{k}) - \sum_{k'} V(\vec{k} - \vec{k}') \phi_{nm}^X(\vec{k}') = E_{nm} \phi_{nm}^X(\vec{k}) \quad (\text{II-16})$$

soit :

$$(\hbar\omega - \epsilon_{e,k} - \epsilon_{h,k}) \phi_{nm}^X(\vec{k}) = - \sum_{k'} V(\vec{k} - \vec{k}') \phi_{nm}^X(\vec{k}') \quad (\text{II-17})$$

ou encore :

$$\sum_{k'} (\hbar\omega \delta_{\vec{k}, \vec{k}'} - H^0(\vec{k}, \vec{k}', \omega)) \phi_{nm}^X(\vec{k}') = 0, \quad (\text{II-17})$$

$$\text{avec } H^0(\vec{k}, \vec{k}', \omega) = (\epsilon_e(\vec{k}) + \epsilon_h(\vec{k})) \delta_{\vec{k}, \vec{k}'} - V(\vec{k} - \vec{k}'). \quad (\text{II-18})$$

Cette équation décrivant le mouvement relatif et l'interaction électron-trou dans l'espace réciproque constitue l'équation de Wannier. Elle est aussi appelée « équation de la masse effective » dans l'approximation parabolique [9,12]. Dans la littérature, on trouve de nombreuses références à cette équation de masse effective. En effet, la résolution de cette

équation fournit directement la fonction d'onde de l'exciton dans l'espace réciproque  $\phi_{nm}^X(\vec{k})$  et son énergie associée  $E_n$ . La fonction d'onde réelle peut être calculée à partir de la transformée de Fourier de cette dernière :

$$\phi_{nm}^X(\vec{r}) = \sum_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \phi_{nm}^X(\vec{k}) \quad (\text{II-19})$$

Nous verrons ultérieurement l'intérêt de travailler dans l'espace réciproque pour décrire les effets non-linéaires, lorsque nous considérerons de grandes densités de porteurs. Signalons que nous prenons en compte la non-parabolicité des bandes d'énergie en utilisant la méthode k.p. Des formes alors plus complexes que les équations (II-6) et (II-7) sont attribuées aux énergies des électrons dans la bande de conduction ( $\varepsilon_{e,k}$ ) et des trous dans la bande de valence ( $\varepsilon_{h,k}$ ). Par ailleurs, les états excitoniques liés et le continuum d'états non-liés sont obtenus simultanément à partir de l'approche dans l'espace réciproque.

### 2.2.5. Calcul de l'absorption excitonique linéaire dans les puits quantiques

#### 2.2.5.1. Formule d'Elliott

L'absorption linéaire dans les puits quantiques est calculée à partir de la partie imaginaire de la susceptibilité linéaire optique [11]:

$$\alpha = \frac{4\pi\omega}{nc} \chi'' \quad (\text{II-20})$$

Cette dernière est obtenue en prenant en compte toutes les transitions optiques possibles d'un état initial  $|a\rangle$  vers un état final  $|b\rangle$  selon la formule suivante [12]:

$$\chi(\omega) = \frac{2}{V\varepsilon_0} \sum_{a,b} \frac{d_{ab}d_{ba}}{E_b - E_a - \hbar\omega - i\delta} \quad (\text{II-21})$$

où l'élément de matrice dipolaire entre l'état  $|a\rangle$  et l'état  $|b\rangle$  est défini par  $d_{ab} = \langle a | e\vec{R} | b \rangle$  et  $\vec{R} = \sum_{l=1}^N \vec{r}_l$  en sommant sur tous les électrons du cristal.

Considérons l'état fondamental (où la bande de valence est pleine et la bande de conduction est vide) comme l'état initial de la transition optique ( $|a\rangle$ ). L'état final ( $|b\rangle$ ) est supposé être un état excitonique  $|X_{nm}\rangle$ .



L'opérateur à N particules dans l'élément de matrice dipolaire peut être réduit à un opérateur à une particule individuelle tel que:

$$\langle n\vec{k} | e\vec{R} | g \rangle = \langle n\vec{k} | e\vec{r} | m\vec{k} \rangle = d_{nm}(\vec{k}) \quad (\text{II-22})$$

D'où, d'après l'expression de la fonction d'onde excitonique (II-14) convertie en notation de Dirac, l'élément de matrice dipolaire s'écrit:

$$\langle X_{nm} | e\vec{R} | g \rangle = \sum_{n,m,k} \phi_{nm}^{X*}(\vec{k}) d_{nm}(\vec{k}) \quad (\text{II-23})$$

L'énergie de la transition  $E_b - E_a$  est l'énergie de l'exciton ( $E_{nm}$ ), mesurée à partir de l'état fondamental. Ainsi, la susceptibilité linéaire excitonique est telle que [12]:

$$\chi(\omega) = \frac{2}{V\epsilon_0} \sum_{n,m} \frac{|\langle g | e\vec{r} | X_{nm} \rangle|^2}{E_{nm} - \hbar\omega - i\Gamma} = \frac{2}{V\epsilon_0} \sum_{n,m} \frac{\sum_{\vec{k}} d_{nm}(\vec{k}) \phi_{nm}^{X*}(\vec{k}) \sum_{\vec{k}'} d_{nm}^*(\vec{k}') \phi_{nm}^X(\vec{k}')}{E_{nm} - \hbar\omega - i\delta} \quad (\text{II-24})$$

Or  $d_{nm}(\vec{k})$  est une fonction lentement variable selon  $\vec{k}$  [11] et en utilisant la relation (II-19), on voit que  $\sum_{\vec{k}} \phi_{nm}^{X*}(\vec{k}) = \phi_{nm}^{X*}(r=0)$  et  $\sum_{\vec{k}'} \phi_{nm}^X(\vec{k}') = \phi_{nm}^X(r=0)$ .

Au final, on retrouve la formule d'Elliott bien connue [13]:

$$\chi(\omega) = \frac{2}{V} |d_{nm}|^2 \sum_{nm} \frac{|\phi_{nm}^X(r=0)|^2}{E_{nm} - \hbar\omega - i\delta} \quad (\text{II-25})$$

Le spectre d'absorption est obtenu en calculant le coefficient d'absorption à partir de la partie imaginaire de la susceptibilité optique ci-dessus selon la formule:

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi\omega}{nc} \chi''(\omega) \quad (\text{II-26})$$

Sur la figure suivante est représenté le spectre d'absorption ainsi calculé des transitions excitoniques dans un puits quantique:

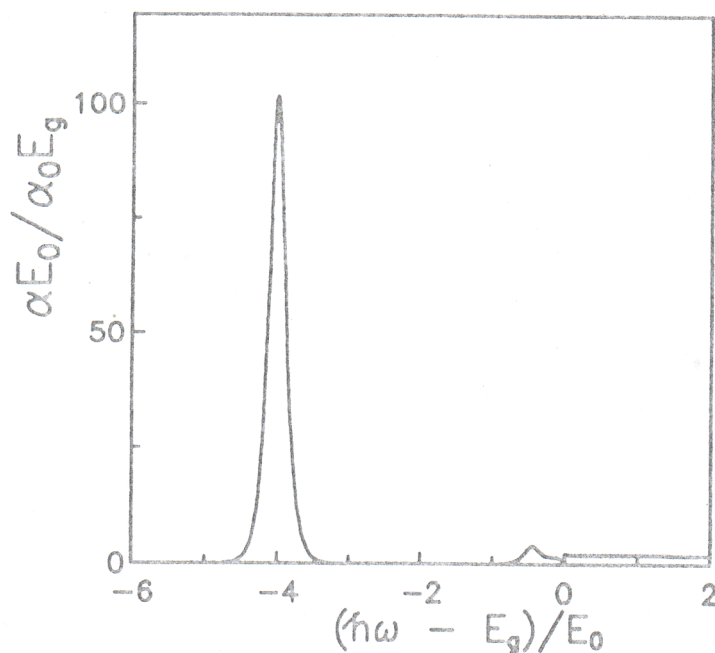


Fig. 10.3: Computed 2d band-edge absorption spectrum, Eq. (10.105). The broadening has been chosen as  $\hbar\Gamma=0.1E_0$ . For a smaller broadening only the 1s-resonance would be visible in the spectrum.

Figure II-6: Spectre d'absorption théorique des transitions excitoniques à 2D [8].

Au final, l'expérience (cf. Figure II-1) révèle bien les deux contributions à l'absorption détaillées précédemment, à savoir les transitions optiques correspondant aux états liés excitoniques et au continuum d'états non-liés.

#### 2.2.5.2. Introduction aux fonctions de Green

L'étude de la fonction de Green de l'exciton  $G(\vec{r}, \vec{r}', \omega)$  peut avantageusement remplacer l'étude de la fonction d'onde de l'exciton  $\phi_{k_x}^X(\vec{r})$  [14]. Dans l'espace réciproque, la fonction de Green de la paire liée électron-trou est la solution de l'équation de Bethe-Salpeter (EBS) suivante [9,14,15]:

$$G_{\text{eh}}(\vec{k}, \vec{k}', \omega) = G_{\text{eh}}^0(\vec{k}, \vec{k}', \omega) - \sum_{\vec{k}''} G_{\text{eh}}^0(\vec{k}, \vec{k}'', \omega) \times V(|\vec{k}'' - \vec{k}'|) G_{\text{eh}}(\vec{k}'', \vec{k}', \omega) \quad (\text{II-27})$$

$$\text{où } G_{\text{eh}}^0(\vec{k}, \vec{k}', \omega) = \frac{\delta_{\vec{k}, \vec{k}'}}{\hbar\omega + i\delta - \varepsilon_e(\vec{k}) - \varepsilon_h(\vec{k})} \quad (\text{II-28})$$

est la fonction de Green de la paire libre électron-trou, sans interaction Coulombienne.  $\delta$  correspond à l'élargissement des niveaux d'énergie [17].

L'équation Wannier de l'exciton obtenue dans le cas linéaire (équation (II-16)) est la partie homogène de l'EBS (II-27). Cette dernière est une intégrale dans l'espace réciproque. Du fait que seuls les états 1s de la paire liée électron-trou contribuent aux à la susceptibilité optique, cette équation se réduit à une intégrale à une dimension. Après quelques reformulations de l'EBS, on obtient la solution, à savoir la fonction de Green de l'exciton dans le cas linéaire:

$$G_{\text{e,h}}(\vec{k}, \vec{k}', \omega) = \sum_{nm} \frac{\phi_{nm}^{X*}(\vec{k})\phi_{nm}^X(\vec{k}')}{\hbar\omega + i\delta - E_{nm}} \quad (\text{II-29})$$

Les contributions excitoniques à la susceptibilité optique sont alors calculées selon la formule :

$$\chi(\omega) = -\frac{2}{V\varepsilon_0} \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} d_{nm}(\vec{k})d_{nm}^*(\vec{k}')G_{\text{e,h}}(\vec{k}, \vec{k}', \omega) \quad (\text{II-30})$$

On constate d'ailleurs que l'on retrouve bien l'expression (II-24):

$$\chi(\omega) = \frac{2}{V\varepsilon_0} \sum_{nm} \frac{\sum_{\vec{k}} d_{nm}(\vec{k})\phi_{nm}^{X*}(\vec{k}) \sum_{\vec{k}'} d_{nm}^*(\vec{k}')\phi_{nm}^X(\vec{k}')}{E_{nm} - \hbar\omega - i\delta} \quad (\text{II-31})$$

La susceptibilité est alors simplement obtenue par la relation (II-30).

En fonction de la largeur du domaine en énergie (relative aux nombres de points de calcul) que l'on désire faire apparaître dans le spectre d'absorption final, soit on résoudra l'équation de Wannier par une diagonalisation, soit on procèdera à une inversion de matrice pour obtenir la fonction de Green. La première solution est adoptée uniquement lorsque l'on souhaite calculer le spectre d'absorption sur un domaine assez large, du fait du temps de calcul alors réduit [12]. De plus, les effets non-linéaires sont difficiles à prendre en compte par cette approche.

Cette brève introduction aux fonctions de Green montre tout l'intérêt d'utiliser ces fonctions pour calculer l'absorption des puits quantiques, puisque la susceptibilité optique est calculable directement à partir de ces fonctions. Cette méthode développée au laboratoire sera aussi employée dans le cas non-linéaire, où il faudra considérer une large densité de porteurs.

### 2.3. Résultats du calcul et comparaison avec l'expérience

Le calcul du spectre d'absorption pour un puits en InGaAs de 8.5 nm entouré de barrières en InP a été effectué. Ce calcul est basé sur la méthode de résolution de l'exciton dans l'espace réciproque comme précédemment décrit, à l'aide des fonctions de Green. La figure II-7 montre le résultat de cette simulation correspondant au cas linéaire (courbe en pointillés). Les seuls paramètres ajustables utilisés dans les calculs sont les niveaux d'énergie (issus des structures de bandes non-paraboliques), la largeur du puits et l'élargissement  $\delta$  des niveaux d'énergie. La courbe pleine représente le spectre d'absorption linéaire expérimental, issu de la densité optique caractérisée en spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (voir paragraphe III.4.1)

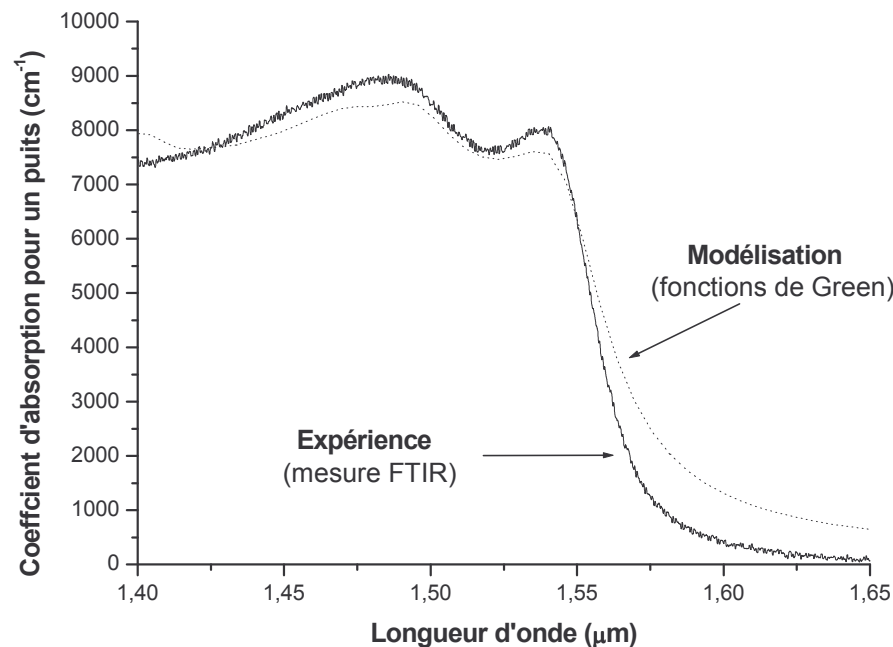


Figure II-7: Spectres d'absorption expérimental (trait plein) et théorique (en pointillés) pour un puits InGaAs (8.5 nm) entouré de barrières en InP.

La résonance excitonique à basse énergie (E1-HH1) et la résonance à haute énergie (E1-LH1) sont bien révélées par le spectre d'absorption simulé. La description théorique du pied de la transition excitonique est cependant sensiblement écarté de l'allure expérimentale. Ceci est dû à la forme Lorentzienne du facteur d'élargissement utilisée dans les calculs. Cette forme est imposée par le choix d'une description simple de l'exciton dans l'espace

réciproque. On peut noter cependant que le modèle décrit correctement l'expérience sur la gamme de longueurs d'onde qui nous intéresse, notamment au niveau de la transition excitonique E1-HH1.

### 3. Régime non-linéaire

Macroscopiquement, le spectre d'absorption d'une structure à puits quantiques présente de larges perturbations lors d'une forte excitation optique. La saturation de l'absorption excitonique est notamment observée. Dans ce paragraphe, nous allons nous attacher à décrire les phénomènes physiques responsables de cette saturation de l'absorption.

#### 3.1. Observation expérimentale

La saturation de l'absorption excitonique dans les multipuits quantiques InGaAs/InP a été mesurée la première fois par Fox et al [18]. La figure II-8 présente leurs résultats expérimentaux.

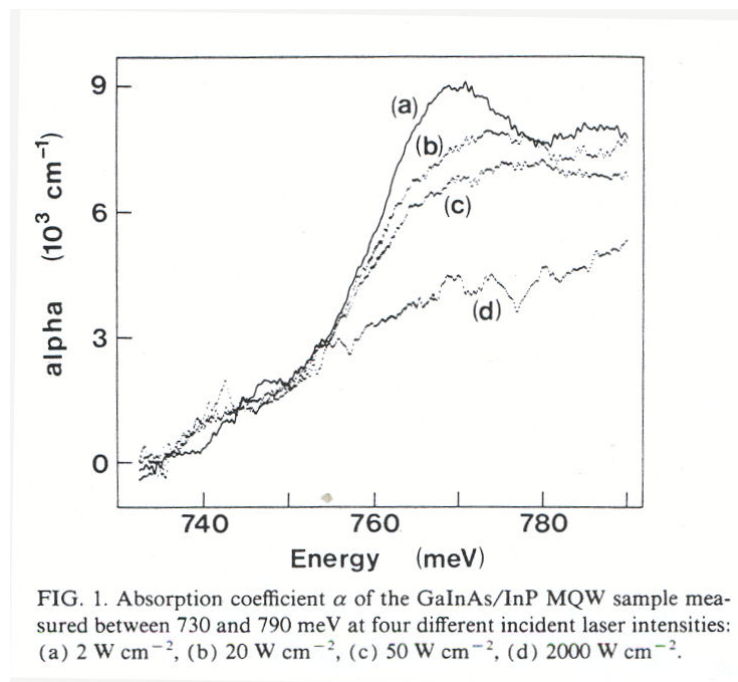


Figure II-8: Spectres d'absorption d'échantillons à multipuits quantiques  $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$  mesurés pour quatre intensités de laser continu incidentes: (a)  $2 \text{ W.cm}^{-2}$ , (b)  $20 \text{ W.cm}^{-2}$ , (a)  $50 \text{ W.cm}^{-2}$ , (a)  $2000 \text{ W.cm}^{-2}$  [18].

La dégradation de l'absorption excitonique est clairement visible avec l'augmentation de l'intensité incidente. De la même manière, ils ont relevé la valeur de l'absorption excitonique (à la transition E1-HH1) en fonction de l'intensité incidente pour des échantillons à multipuits quantiques, ainsi que pour un matériau massif pour comparaison. La figure II-9 montre l'analyse de l'ensemble de leurs résultats expérimentaux.

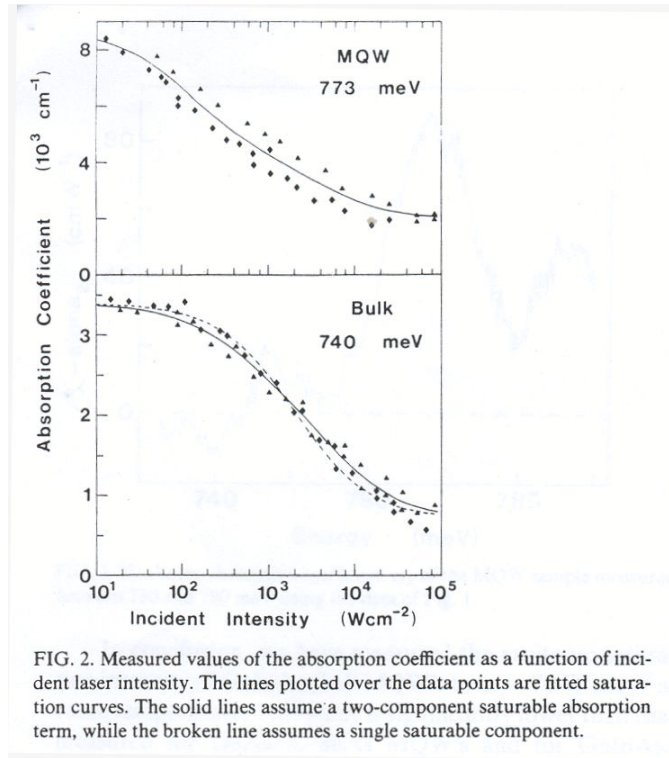


Figure II-9: Evolution du coefficient d'absorption dans un matériau à puits quantiques et dans un matériau massif en fonction de l'intensité incidente, à la résonance excitonique E1-HH1. Les courbes d'ajustement en trait plein correspondent à une loi de saturation à deux composantes (absorption excitonique et absorption bande-à-bande) [18].

La loi empirique de saturation de l'absorption proposée par les auteurs (courbes pleines), traduisant au mieux l'allure de ces courbes de saturation d'absorption, est telle que [18]:

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \frac{\alpha_x}{1 + \frac{I}{I_1}} + \frac{\alpha_b}{1 + \frac{I}{I_2}}, \quad (\text{II-32})$$

où le premier terme correspond à une absorption résiduelle, le second traduit la contribution des états excitoniques discrets à l'absorption, et le dernier la contribution du continuum d'absorption interbande.

L'intensité de saturation  $I_1$  définie telle que, à cette intensité, l'amplitude de l'absorption excitonique liée aux états discrets est divisée par 2, est alors déduite des courbes de fits, d'une valeur de  $125 \text{ W.cm}^{-2}$  pour les multipuits quantiques, et  $500 \text{ W.cm}^{-2}$  pour le matériau massif. Ceci montre une fois encore l'importance du confinement quantique sur la transition excitonique: plus les porteurs sont confinés, plus l'absorption excitonique est facilement saturable. Cette propriété avantageuse des multipuits quantiques par rapport au matériau massif est exploitée dans les composants pour les télécommunications afin de réduire les puissances de commande optique.

### 3.2. Loi de saturation de l'absorption : modèle à deux niveaux

La description correcte des effets non-linéaires dans les semi-conducteurs s'effectue dans le cadre de la théorie à N corps que nous détaillerons dans le paragraphe suivant. Cependant, il est possible de décrire qualitativement la saturation de l'absorption excitonique (« blanchiment de l'exciton ») à température ambiante dans les puits quantiques.

Les pionniers en la matière furent H. M. Gibbs et al. [19] en fournissant une loi phénoménologique de la variation de l'absorption telle que :

$$\alpha(I) = A + \frac{B}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad \text{(II-33)}$$

Cette loi phénoménologique leur permet d'extraire l'intensité seuil de saturation  $I_s$  de la même façon que sur la figure II-9. Ils expliquent, en outre, que l'on peut estimer grossièrement l'intensité de saturation excitonique en considérant qu'elle correspond à l'intensité absorbée nécessaire pour produire un exciton dans le volume qu'il occupe ensuite.

Dans le même esprit, Chemla et al. [20] ont proposé un modèle simple de saturation de l'absorption excitonique afin de rendre compte de l'expérience (cf. figure II-9). Lorsque l'on envoie une intensité incidente croissante, résonante avec l'absorption excitonique, sur un échantillon à puits quantiques, on génère un nombre croissant de paires électrons-trous liées, c'est-à-dire des excitons. Qualitativement, la saturation de l'absorption excitonique

correspond à une diminution du nombre d'états disponibles du fait du principe d'exclusion de Pauli. Si  $N_X$  correspond à la densité d'excitons générés dans l'échantillon à symétrie bidimensionnelle, la diminution des états disponibles est proportionnelle à la quantité  $(1 - N_X A_X)$  où  $A_X$  est l'aire occupée par un exciton. Si de plus, on écrit la probabilité pour que la densité totale de porteurs ( $r = N_e + N_h$ ) ne se trouve pas dans l'aire occupée par les excitons ( $P_r = (1 - \frac{A_X}{A})^r \rightarrow e^{-(N_e + N_h)A_X}$ , à grande densité de porteurs injectés), et que l'on tient compte de l'équilibre des densités d'excitons, d'électrons et de trous (pour un modèle à deux niveaux ( $X \leftrightarrow (e + h)$ )), on aboutit à la loi de saturation de l'absorption suivante :

$$\alpha(N) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{N}{N_s}} \text{ lorsque } N \rightarrow 0, \quad (\text{II-34})$$

où la densité de porteurs  $N$  au seuil de saturation est donnée par  $N_s = \frac{1}{2A_X}$ .

Si l'on considère une excitation résonante continue (cas stationnaire), la densité de porteurs absorbée dans un puits est reliée à l'intensité incidente par :

$$N = \frac{\alpha L_z I \tau}{\hbar \omega},$$

où  $\alpha L_z$  est l'absorbance d'un puits,  $I$  l'intensité incidente et  $\tau$  la durée de vie des porteurs. Ainsi l'intensité seuil de saturation  $I_s$  est donnée par :

$$I_s = \frac{\hbar \omega}{2\alpha L_z \tau A_X} \quad (\text{II-35})$$

La loi de saturation de l'absorption, dans le cas stationnaire, peut être réécrite sous la forme :

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \text{ lorsque } I \rightarrow 0, \quad (\text{II-36})$$

La loi de saturation de l'absorption à deux niveaux est un modèle simple, très couramment employé dans la littérature, soit sous la forme générale ou équivalente (II-34) [14,15,21-25], soit sous sa forme dans le cas stationnaire ou équivalente (II-36) [1-19,26-30].



Comme nous l'avons déjà souligné, l'intensité seuil de saturation est un paramètre primordial du point de vue des applications dans les télécommunications, puisqu'il définit l'intensité incidente nécessaire pour induire le phénomène de saturation d'absorption qui est exploité dans les composants tout-optiques.

### 3.3. Propriétés optiques non-linéaires des semi-conducteurs

Les effets non-linéaires apparaissent lors d'une forte excitation du semi-conducteur. Pour décrire les non-linéarités optiques des puits quantiques, il est nécessaire d'utiliser le formalisme de la théorie à N corps.

#### 3.3.1. Effets à N corps : présentation de la démarche théorique

Lorsque l'on a une forte densité de particules chargées (plasma électron-trou), l'expression de l'interaction Coulombienne devient très complexe puisqu'elle inclut plus d'un porteur. Notons que le potentiel Coulombien est attractif pour des porteurs situés dans des bandes différentes (interaction interbande) et répulsif pour des porteurs situés dans une même bande (interaction intrabande). Les effets à N corps sont traités par la mécanique quantique. La théorie à N corps tient compte de toutes les interactions électron-électron, dans le cadre du formalisme de Hartree-Fock, ce qui est nécessaire pour traduire les propriétés optiques non linéaires des semiconducteurs. On aboutit à une équation de Bethe-Salpeter (EBS) effective pour la fonction de Green de l'exciton entouré d'un plasma électron-trou, dans le cas quasi-statique (« régime hydrodynamique de la distribution des porteurs). La technique des fonctions de Green est adaptée pour traiter le problème des états liés (excitoniques) dans un plasma de paires libres. En effet, on résout numériquement l'EBS par inversion de matrice pour obtenir ces fonctions qui sont à la base du calcul de l'absorption non-linéaire.

La résolution du problème à N corps repose sur l'emploi de techniques développées dans la littérature, dans le cadre du formalisme de Hartree-Fock, comme l'utilisation de la matrice de densité [31] qui aboutit aux équations de Bloch [8,32] ou les diagrammes qui régissent les propagateurs (ou fonctions de Green) [9]. Ces différentes approches aboutissent à l'EBS pour la polarisation [8,9,12]. Les fonctions de Green sont solutions de cette équation et permettent de calculer les contributions interbandes à la susceptibilité optique. C'est la méthode qui est utilisée au laboratoire et largement répandue dans la littérature [1,9,12,14-17,33]. L'approximation quasi-statique permet de plus d'obtenir une forme de l'EBS plus simple à

exploiter numériquement. Enfin, l'EBS pour la polarisation est bien adaptée pour décrire l'interaction lumière-matière dans les semi-conducteurs.

### 3.3.2. Equation d'évolution temporelle de la polarisation

Sans entrer dans le formalisme des équations de Bloch des semi-conducteurs [32], on peut montrer qu'elles conduisent à l'équation suivante de la dynamique de la polarisation interbande induite par un champ électromagnétique  $E(t)$  [8,32]:

$$\left( i\hbar \frac{d}{dt} - (e_{c,\vec{k}} - e_{v,\vec{k}}) \right) P_{vc,\vec{k}}(t) = (n_{c,\vec{k}}(t) - n_{v,\vec{k}}(t)) \left( d_{cv} E(t) + \sum_{\vec{q} \neq \vec{k}} V(|\vec{k} - \vec{q}|) P_{vc,\vec{q}}(t) \right) \quad (\text{II-37})$$

où  $e_{i,\vec{k}}$  ( $i=c,v$ ) sont les énergies des porteurs dans la bande de conduction et dans la bande de valence ayant des distributions respectives  $n_{c,\vec{k}}$  et  $n_{v,\vec{k}}$ ,  $V$  est l'interaction Coulombienne entre les porteurs et  $d_{cv}$  est l'élément de matrice dipolaire qui traduit l'interaction avec le champ extérieur  $E(t)$ . Cette équation montre le lien étroit de la dynamique de la polarisation interbande avec l'évolution de la distribution des porteurs induite par le champ extérieur. Cette équation pour la polarisation est associée aux équations de type Boltzmann gouvernant l'évolution des populations de porteurs  $n_{c,\vec{k}}(t)$  et  $n_{v,\vec{k}}(t)$ .

### 3.3.3. Hypothèse du quasi-équilibre

Sous forte excitation optique, l'absorption excitonique est saturée. Les deux types de populations qui contribuent à ces non-linéarités d'absorption sont les paires électron-trou liées (excitons) et libres (plasma). Lors d'une forte excitation résonante (avec la transition excitonique), une grande concentration de paires électron-trou est créée dans le semi-conducteur. Si la densité d'excitons générés est qualitativement supérieure à l'inverse du volume défini par un exciton (typiquement  $\approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  pour un exciton de diamètre  $100\text{\AA}$  dans un puits de même largeur), l'espace est alors « saturé », le nombre d'excitons créés est réduit par le principe d'exclusion de Pauli et l'absorption excitonique diminue en conséquence. La formation des excitons à température ambiante est aussitôt suivie par leur ionisation (au bout de 200fs environ) par interaction avec les phonons longitudinaux, générant ainsi un plasma de porteurs libres électron-trou. Ce plasma se thermalise ensuite grâce aux collisions porteurs-

porteurs (par des processus de diffusion intrabande à l'échelle de la femtoseconde), menant les porteurs dans leur pseudo-niveau de Fermi. Un quasi-équilibre, que l'on nomme le « régime hydrodynamique », est alors atteint.

Ainsi, à une échelle de temps inférieure à 200fs, la saturation de l'absorption excitonique est due aux excitons, alors qu'à une échelle de temps supérieure, cette saturation est liée à la présence de porteurs libres qui se situent dans un régime de quasi-équilibre. A température ambiante, quelle que soit l'excitation (résonante ou non-résonante), une fois les excitons ionisés (au-delà de 200 fs), la modification des propriétés optiques d'un semi-conducteur à puits quantiques est essentiellement liée à la présence d'un plasma électron-trou de forte densité [15] et on ne considèrera que les effets à N corps dus à ce plasma qui se trouve dans un quasi-équilibre (on négligera les effets dus aux excitons). Du fait que les non-linéarités optiques dépendent uniquement du nombre de porteurs générés ainsi que de leur distribution [32], nous pouvons simplifier le problème à N corps en négligeant les aspects dynamiques de la réponse du semi-conducteur avec le champ électromagnétique (cas stationnaire).

Si l'on se situe à une échelle de temps longue devant les processus de diffusion des porteurs, la distribution des porteurs peut être associée à une distribution de Fermi-Dirac dans chacune des bandes, définissant deux pseudos-niveaux de Fermi correspondant aux deux types de porteurs. De plus, on considère que la polarisation interbande suit quasi-instantanément la distribution de porteurs [34]. Ceci constitue l'hypothèse du régime de quasi-équilibre (ou quasi-statique) et il n'est plus nécessaire de considérer les équations de Boltzmann pour  $n_{c,\vec{k}}(t)$  et  $n_{v,\vec{k}}(t)$ . Ainsi  $(n_{c,\vec{k}}(t) - n_{v,\vec{k}}(t))$  devient  $(f_{c,\vec{k}} - f_{v,\vec{k}})$  avec  $f_{v,\vec{k}} = 1 - f_{h,\vec{k}}$  par définition du trou. Sous cette hypothèse, l'équation (II-37) régissant la polarisation interbande se réécrit :

$$\left( \hbar\omega - \varepsilon_{e,\vec{k}} - \varepsilon_{h,\vec{k}} \right) \mathbf{P}_{eh}(\vec{k}, \omega) = - \left( 1 - f_{e,\vec{k}} - f_{h,\vec{k}} \right) \left( d_{eh,\vec{k}} E(\omega) + \sum_{\vec{k}' \neq \vec{k}} V(|\vec{k} - \vec{k}'|) \mathbf{P}_{eh}(\vec{k}', \omega) \right) \quad (\text{II-38})$$

Cette équation a la forme d'une équation inhomogène de Bethe-Salpeter. En effet, dans le cas linéaire où  $f_e = f_h = 0$ , si l'on s'intéresse à la partie homogène de cette équation, on retrouve exactement l'équation de Wannier (II-16).

La susceptibilité optique est extraite de la polarisation telle que:

$$\mathbf{P}(\vec{k}, \omega) = \chi_{\vec{k}}(\omega) E(\omega) \quad (\text{II-39})$$

et la susceptibilité optique totale est donnée par :

$$\chi(\omega) = \frac{1}{V} \sum_{\vec{k}} d_{\vec{k}} \chi_{\vec{k}}(\omega) \quad (\text{II-40})$$

dont la partie imaginaire est proportionnelle au coefficient d'absorption.

L'équation ci-dessus (II-38) nous permet d'introduire les effets à N corps qui s'expriment plus naturellement dans l'espace réciproque.

### 3.3.4. Description des effets à N corps

Les spectres optiques des semi-conducteurs sont fortement modifiés lorsqu'une importante concentration de paires électron-trou est générée par une intense excitation laser. Nous allons analyser les différents phénomènes physiques qui conduisent à de telles modifications.

La saturation de l'absorption excitonique par un plasma de porteurs libres de forte densité peut être décrite par trois phénomènes : (i) le blocage de Pauli (principe d'exclusion) qui traduit le remplissage des niveaux énergétiques, (ii) l'écrantage du potentiel d'interaction Coulombienne par le plasma electron-trou, et (iii) la réduction (« renormalisation ») du gap à travers les interactions d'échange et les effets de corrélation (« self-énergies »). Nous discuterons de l'influence des effets coulombiens à N corps sur les propriétés optiques d'un semiconducteur.

#### 3.3.4.1. Le remplissage

Comme on l'a vu, la description de l'exciton dans l'espace réel n'est pas suffisante, il faut résoudre l'équation de Wannier dans l'espace réciproque. En effet, les effets de remplissage (ou « blocage de Pauli ») ne peuvent être pris en compte que dans l'espace réciproque [35]. Le principe d'exclusion de Pauli consiste à bloquer les transitions induites par le champ électromagnétique extérieur d'un état initial vers des états finaux déjà occupés. Ceci est pris en compte dans l'expression (II-38) par le facteur de remplissage  $(1 - f_{c,\vec{k}} - f_{v,\vec{k}})$ .

### 3.3.4.2. L'écrantage

L'effet de l'écrantage du plasma de porteurs libres est pris en compte en remplaçant le potentiel Coulombien  $V$  par le potentiel Coulombien écranté  $V_s$  qui a une force d'interaction moindre, notamment à longue distance [36] :

$$V_s(q, \omega) = \frac{V(q)}{\epsilon(q, \omega)} \epsilon_0 \quad (\text{II-41})$$

où  $V(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon_0 q}$  est le potentiel de Coulomb dans le vide à 2D [16].

L'expression de la fonction diélectrique longitudinale  $\epsilon(q, \omega)$  (à l'opposé de la fonction diélectrique transverse qui détermine les propriétés optiques) est nécessaire pour calculer ce potentiel Coulombien écranté  $V_s$ .

Le processus d'écrantage provient du réarrangement spatial des porteurs et il est décrit dans l'espace réciproque par les diffusions intrabandes ( $\hbar\omega < E_g$ ). Dans l'approximation RPA (Random Phase Approximation), la fonction diélectrique longitudinale est donnée par la formule de Lindhard [16,17]:

$$\epsilon(q, \omega) = \epsilon_0 \left( 1 - 2V(q) \sum_{i,k} \frac{f_i(\vec{k}) - f_i(\vec{k} + \vec{q})}{\hbar\omega + i\delta + \epsilon_i(\vec{k}) - \epsilon_i(\vec{k} + \vec{q})} \right) \quad (\text{II-42})$$

avec  $\epsilon_i(k)$  les énergies individuelles et  $f_i$  les fonctions de distribution de Fermi des particules. Le facteur 2 tient compte du spin. L'approximation RPA consiste à superposer des modes découplés définis par des vecteurs d'onde différents  $q$  (19). Le découplage des modes est obtenu en fixant aléatoirement (« randomization ») la phase des termes de couplage. Dans cette formule de Lindhard, les contributions interbandes à l'écrantage sont ignorées et la polarisation est induite par la modification de la distribution de charge.

Si l'on s'intéresse à la limite des grandes longueurs d'onde ( $q \rightarrow 0$ ), on retrouve à partir de cette expression la formule classique (formule de Drude) de la fonction diélectrique dans le

modèle de l'oscillateur :  $\epsilon(q \rightarrow 0, \omega) = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega^2} \right)$  où la fréquence plasma à 2D est telle que

$$\omega_{pl}(q) = \frac{2\pi n e^2 q}{\epsilon_0 m} \text{ avec } n \text{ la densité du plasma.}$$

La formule de Lindhard est complexe du fait de la présence d'un continuum de pôles. L'écrantage du potentiel Coulombien est décrit habituellement en utilisant l'approximation du pôle de plasmon unique [38]: on remplace le spectre total d'excitation par un seul mode de plasmon effectif ce qui permet une simplification des calculs. L'expression de la fonction diélectrique dans l'approximation du pôle de plasmon aboutit à [9]:

$$\varepsilon^{-1}(q, \omega) = \varepsilon_0^{-1} \left( 1 + \frac{\omega_p^2(q)}{(\omega + i\delta)^2 - \omega^2(q)} \right) \quad (\text{II-43})$$

La fréquence du mode de plasmon effectif  $\omega(q)$  est telle que :

$$\omega^2(q) = \omega_p^2(q) \left( 1 + \frac{q}{\kappa} \right) + Cq^4, \quad (\text{II-44})$$

où  $\kappa$  est l'inverse de la longueur d'onde d'écrantage déterminé à partir de  $\kappa = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon_0} \sum_i \frac{\partial n}{\partial \mu_i}$  où  $\mu_i = k_B T \ln \left( \exp\left(\frac{\hbar^2 \pi n}{m_i k_B T}\right) - 1 \right)$  et C une constante numérique.

En considérant la limite statique de la fonction diélectrique ainsi simplifiée (II-43), et en négligeant le terme en  $q^4$  dans l'expression du pôle de plasmon effectif, il vient :

$$\varepsilon(q, \omega \rightarrow 0) = \varepsilon_0 \left( 1 + \frac{\kappa}{q} \right), \text{ ce qui permet d'en déduire l'expression simple du potentiel}$$

Coulombien écranté statique à 2D :

$$V^{2D}_s(q) = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon_0(\kappa + q)}. \quad (\text{II-45})$$

Si l'on effectue le calcul à 3D du potentiel statique écranté dans l'espace réciproque, on obtiendrait par transformée de Fourier, un potentiel écranté dans l'espace réel de la forme :

$$V^{3D}_s(r) = \sum_{\vec{q}} \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0} \frac{1}{q^2 + \kappa^2} = \frac{e^2}{\varepsilon_0 r} e^{-\kappa r} \quad (\text{II-46})$$

Cette expression du potentiel Coulombien écranté à 3D correspond au potentiel de Yukawa couramment rencontré dans la littérature [39].

Au final, l'expression du potentiel Coulombien statique écranté quasi-2D s'exprime sous la forme :

$$V^{PQ}_s(q) = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon_0(\kappa + q)} \times F(q), \quad (\text{II-47})$$

où  $F(q) = \int dz_e \int dz_h |\varphi_e(z_e)|^2 |\varphi_h(z_h)|^2 e^{-|q||z_e - z_h|}$  est le « facteur de forme » qui prend en compte la valeur finie de la hauteur de la barrière (puits quantique réel) en abaissant le potentiel Coulombien. Il est calculé à l'aide des fonctions d'onde enveloppe des électrons et trous confinés perpendiculairement à l'interface [38].

Au final, l'effet de l'écrantage se traduit simplement au niveau de l'équation de Wannier généralisée par le remplacement du potentiel Coulombien non-écranté :

$$V(\vec{k} - \vec{k}')$$

par le potentiel écranté :

$$V_s^{PQ}(\vec{k} - \vec{k}') \text{ qui a une force d'interaction moindre, notamment à longue distance.}$$

### 3.3.4.3. La renormalisation du gap

Les effets à N corps induisent une modification de l'énergie des particules individuelles, ce que l'on nomme « la renormalisation » des énergies individuelles  $\varepsilon_i(\mathbf{k})$ ,  $i = e, h$ . Cette renormalisation est due à un terme supplémentaire de self-énergie [15]:

$$E_i(\mathbf{k}) = \varepsilon_i(\mathbf{k}) + \sum_i(\mathbf{k}), \quad (\text{II-48})$$

avec  $i = e, h$ , et  $\sum_i(\mathbf{k})$ , correspondant à la partie réelle de la self-énergie de la particule individuelle. Ce terme décrit l'énergie que gagne la particule en évitant toutes les autres particules [16]. Cette self-énergie se décompose en deux termes :

$$\sum_i(\mathbf{k}) = \sum_{i, \text{sx}}(\mathbf{k}) + \sum_{i, \text{Ch}}(\mathbf{k}) \quad (\text{II-49})$$

où le terme d'échange dans l'approximation statique s'écrit [16,17,40]:

$$\sum_{i, \text{sx}}(\mathbf{k}) = - \sum_{\mathbf{k}'} V_s(\vec{\mathbf{k}} - \vec{\mathbf{k}}') f_i(\mathbf{k}'). \quad (\text{II-50})$$

Ce terme  $\sum_{i,sx}(\mathbf{k})$  correspond au fait que les particules de même charge et de même spin s'évitent, ce qui est une conséquence du principe de Pauli (« répulsion d'échange »). Chaque fermion est entouré d'une région où la probabilité d'existence d'un fermion identique est faible. Ainsi, le principe de Pauli augmente la distance moyenne entre les particules de même charge et de même spin et cette plus grande séparation entre charges répulsives diminue la répulsion Coulombienne de l'ensemble [8]. Chaque électron est entouré d'un « trou d'échange » (« exchange hole ») chargé positivement avec lequel il interagit et cette interaction attractive diminue l'énergie totale. Au final, les effets d'échanges abaissent l'énergie totale. Si l'on considère que le transfert de vecteur d'onde ( $\vec{k} - \vec{k}'$ ) dans un plasma dégénéré peut être associé au vecteur d'onde de Fermi  $k_F$ , l'expression de la self-énergie d'échange s'écrit alors simplement:

$$\sum_{i,sx}(\mathbf{k}) \approx -\frac{1}{2}nV_S^{PQ}(k_F), \quad (\text{II-51})$$

où l'expression du potentiel Coulombien écranté dans le puits quantique a déjà été défini selon (II-47) et  $n$  est la densité de porteurs injectée.

Cette self-énergie d'échange ne suffit pas à traduire la diminution totale de l'énergie des particules individuelles. Dans la théorie de Hartree-Fock, il n'est pas prévu que les électrons de spin différents s'évitent, puisque les états sont remplis selon le principe d'échange (ou de Pauli). Il est nécessaire d'ajouter une seconde contribution à la self-énergie, qui inclut les effets de corrélation de Coulomb. Ceci traduit le simple fait que les fermions s'évitent à cause de la répulsion Coulombienne. Par analogie au « trou d'échange », ce second terme correspond à la self-énergie du « trou de Coulomb » (« Coulomb hole self-energy »):

$$\sum_{i,Ch} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}'} [V_S(\mathbf{k}') - V(\mathbf{k}')] \quad (\text{II-52})$$

qui n'est que la différence de l'interaction de l'interaction avec et sans plasma [16,39]. La transformée de Fourier de cette expression conduit à:

$$\sum_{i,Ch} = \frac{1}{2} (V_S(r=0) - V(r=0)) \quad (\text{II-53})$$

Cette expression traduit la modification de l'énergie électrostatique de la particule dans le plasma.



Au final, l'énergie renormalisée des particules s'écrit dans l'approximation quasi-statique :

$$E_i(\mathbf{k}) = \varepsilon_i(\mathbf{k}) + \sum_i(\mathbf{k}) \approx \varepsilon_i(\mathbf{k}) - \frac{1}{2} n V_S(\mathbf{k}_F) + \frac{1}{2} (V_S(r=0) - V(r=0)) \quad (\text{II-54})$$

Et, la renormalisation du gap est donnée en centre de zone par :

$$E_g' = E_g + \sum_i(0) \quad (\text{II-55})$$

avec  $i = e, h$  et  $\sum_i(0)$  les self-énergies individuelles.

Les effets d'échange et de corrélation diminuent les énergies des particules individuelles c'est pourquoi la valeur du gap diminue («redshift») lorsque le semi-conducteur est soumis à une forte excitation optique. La partie imaginaire de la self-énergie provoque l'apparition de termes de collisions porteurs-porteurs supplémentaires dans l'EBS. Nous avons négligé ces termes. Ils provoquent une augmentation du facteur d'élargissement associé en régime linéaire à la contribution des phonons.

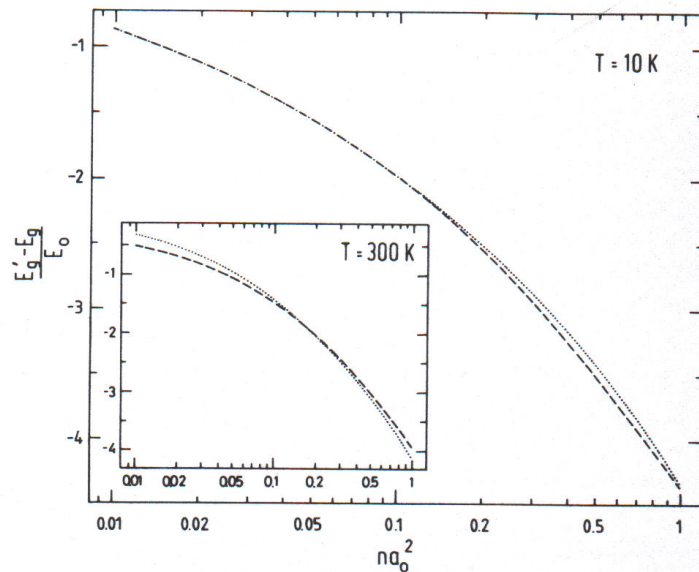


Fig. 6. Two-dimensional band-gap shift as a function of the two-dimensional density at 10 and 300 K: dashed curves, high-density approximation with  $C = 1$ ; and solid curves, quasi-static approximation  $C = 1$ .

Figure II-10 : Renormalisation du gap à 2D en fonction de la densité de porteurs à 10K et 300K. Les courbes en pointillés sont issues de l'approximation à haute densité de porteurs et les courbes pleines à partir de l'approximation quasi-statique [39].

La figure II-10 illustre le décalage en énergie du gap (“bandgap shift”), normalisée à l’énergie de Rydberg à deux dimensions, en fonction de la densité de porteurs à deux dimensions à des températures de 10K et 300K.  $a_0$  est le rayon de Bohr de l’exciton à deux dimensions.  $C$  est une constante. L’approximation de haute densité (II-51) (pour le calcul de la self-énergie d’échange) est comparée à l’approximation générale statique (II-50). Les résultats obtenus par cette première approximation sont très proches de ceux obtenus en statique : l’intérêt d’utiliser l’expression analytique ainsi simplifiée de la self-énergie d’échange (II-51) est démontrée.

Le tableau suivant résume la description précédente des effets à N corps à prendre en compte pour passer du cas linéaire où le matériau est faiblement excité au cas non-linéaire où il est fortement excité.

Cas linéaire	Effets à N Corps	Cas non-linéaire
$f_e = f_h = 0$	Remplissage	$(1 - f_{e,k} - f_{h,k})$
$V( \vec{k} - \vec{k}' )$	Ecrantage du potentiel Coulombien	$V_s(q) = \frac{2\pi e^2}{\epsilon_0(\kappa + q)} \times F(q)$
$\epsilon_i(k)$	Renormalisation des énergies	$E_i(k) = \epsilon_i(k) + \sum_i(k)$

Tableau II-1 : Résumé et expressions des effets à N corps à introduire par rapport au cas linéaire.

### 3.3.5. Equation de Bethe-Salpeter pour la polarisation

La prise en compte des effets à N corps aboutit à l’équation suivante [33.39]:

$$\left( \hbar\omega - E_{e,k} - E_{h,k} + i\delta \right) \mathcal{P}_{eh}(\vec{k}, \omega) = - \left( 1 - f_{e,k} - f_{h,k} \right) \left( d_{eh,k} E(\omega) + \sum_{\vec{k}' \neq \vec{k}} V_s(|\vec{k} - \vec{k}'|) \mathcal{P}_{eh}(\vec{k}', \omega) \right) \quad \text{(II-56)}$$

Ceci constitue l’EBS pour la polarisation obtenue à partir des fonctions de Bloch. Le terme non-linéaire supplémentaire de déphasage  $i\delta$  traduit entre autres, sous la forme d’un élargissement des niveaux d’énergie, les interactions porteurs-phonons et les éventuelles

collisions porteurs-porteurs résiduelles malgré l'approximation de quasi-équilibre thermique. Ce terme est d'autant plus important que la densité de porteurs est grande [40,41].

La partie homogène de cette équation conduit à l'équation de Wannier généralisée suivante :

$$\sum_{\vec{k}'} (\hbar\omega\delta_{\vec{k},\vec{k}'} - H(\vec{k}, \vec{k}', \omega))\phi_{nm}^X(\vec{k}') = 0 \quad (\text{II-57})$$

où, par rapport au cas linéaire, on considère un Hamiltonien de perturbation supplémentaire due aux effets à N corps. L'Hamiltonien H est en effet la somme de l'Hamiltonien effectif non perturbé de l'exciton (II-18) et de l'Hamiltonien de perturbation H' tel que :

$$H = H^0 + H',$$

$$\text{avec } H^0(\vec{k}, \vec{k}', \omega) = (\varepsilon_e(\vec{k}) + \varepsilon_h(\vec{k}'))\delta_{\vec{k},\vec{k}'} - V(\vec{k} - \vec{k}'),$$

$$\text{et } H' = \left( \sum_{e,h} \vec{k} - i\delta \right) \delta_{\vec{k},\vec{k}'} + V(\vec{k} - \vec{k}') - (1 - f_{e,\vec{k}} - f_{h,\vec{k}}) V_S(\vec{k} - \vec{k}').$$

Du fait de la relation entre la polarisation et la susceptibilité ( $P(\vec{k}, \omega) = \chi_{\vec{k}}(\omega)E(\omega)$ ), on peut écrire l'EBS pour la susceptibilité [40,41] selon :

$$\left( \hbar\omega - E_{e,\vec{k}} - E_{h,\vec{k}} + i\delta \right) \chi_{eh}(\vec{k}, \omega) = - \left( 1 - f_{e,\vec{k}} - f_{h,\vec{k}} \right) \left( d_{eh,\vec{k}} + \sum_{\substack{\vec{k}' \\ \vec{k}' \neq \vec{k}}} V_S(\vec{k} - \vec{k}') \chi_{eh}(\vec{k}', \omega) \right) \quad (\text{II-58})$$

Cette équation est équivalente à l'EBS exprimée en terme de fonctions de Green [9], obtenue à partir des diagrammes:

$$\left( \hbar\omega - E_{e,\vec{k}} - E_{h,\vec{k}} + i\delta \right) G_{eh}(\vec{k}, \vec{k}', \omega) = - \left( 1 - f_{e,\vec{k}} - f_{h,\vec{k}} \right) \left( \delta_{\vec{k},\vec{k}'} + \sum_{\substack{\vec{k}'' \\ \vec{k}'' \neq \vec{k}}} V_S(\vec{k} - \vec{k}'') G_{eh}(\vec{k}, \vec{k}'', \omega) \right) \quad (\text{II-59})$$

Cette dernière équation est elle-même issue de l'expression générale de l'équation de Bethe-Salpeter telle que :

$$G_{eh}(\vec{k}, \vec{k}', \omega) = G_{eh}^0(\vec{k}, \vec{k}', \omega) - \sum_{\vec{k}''} G_{eh}^0(\vec{k}, \vec{k}'', \omega) V_S(\vec{k} - \vec{k}'') G_{eh}(\vec{k}'', \vec{k}', \omega) \quad (\text{II-60})$$

avec

$$G_{eh}^0(\vec{k}, \vec{k}', \omega) = \frac{1 - f_e(\vec{k}) - f_h(\vec{k})}{\hbar\omega + i\delta - E_e(\vec{k}) - E_h(\vec{k})} \delta_{\vec{k}, \vec{k}'} \quad (\text{II-61})$$

$G_{eh}^0$  correspond à la fonction de Green de la paire libre électron-trou, équivalente à l'expression (II-28) dans le cas linéaire où les distributions de Fermi des électrons et des trous sont nulles ( $f_e = f_h = 0$ ). Les énergies  $E_i(k)$  ( $i=e,h$ ) sont les énergies renormalisées des particules individuelles.  $\delta$  correspond à l'élargissement des niveaux d'énergie due aux collisions porteurs-phonons, aux collisions porteurs-porteurs (élargissement homogène) et aux fluctuations d'épaisseur des puits (élargissement inhomogène). Cet élargissement est introduit phénoménologiquement par la quantité [17,40]:

$$\delta_{eh}(\hbar\omega) = \frac{\delta_0}{1 + e^{\frac{E_{eh} - \hbar\omega}{E_0}}} \quad (\text{II-62})$$

où  $\delta_0$  et  $E_0$  sont des constantes numériques.  $\delta_0$  est un paramètre d'élargissement qui dépend de la qualité du matériau. La prise en compte de l'élargissement des niveaux d'énergie se traduit par un calcul de convolution de la susceptibilité optique avec une fonction Lorentzienne, dont le facteur d'élargissement  $\delta_{eh}(\hbar\omega)$  dépend de l'énergie.

On résoud numériquement l'équation de Bethe-Salpeter sous sa forme générale (II-59), pour un couple de sous-bandes donné, par inversion de matrice. Les propriétés optiques des multipuits quantiques peuvent être évalués en calculant la susceptibilité optique à partir de la fonction de Green pour chaque couple de sous-bandes selon [17]:

$$\chi_{eh}(\omega) = -\frac{2e^2\hbar}{\epsilon_0\mu^2} \left| \langle \phi_e | \phi_h \rangle \right|^2 \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} \left| d_{eh}(\vec{k}) \right|^2 G_{eh}(\vec{k}, \vec{k}', \omega) \quad (\text{II-63})$$

où  $\mu$  est la masse réduite de la paire électron-trou considérée,  $\langle \phi_e | \phi_h \rangle$  est l'intégrale de recouvrement des fonctions d'onde de l'électron et du trou considéré, et  $d_{eh}$  est l'élément de matrice dipolaire qui contient les règles de sélection des transitions optiques.

Enfin, la susceptibilité totale est obtenue en sommant sur tous les couples de sous-bandes:

$$\chi(\omega) = \sum_{eh} \chi_{eh}(\omega) \quad (\text{II-64})$$

L'absorption excitonique des puits quantiques en régime non-linéaire est alors déduite de la partie imaginaire  $\chi''(\omega)$  de la susceptibilité optique :

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi\omega}{nc} \chi''(\omega) \quad (\text{II-65})$$

L'indice des puits quantiques, quant à lui, se déduit de la partie réelle  $\chi'(\omega)$  et de la partie imaginaire  $\chi''(\omega)$  de la susceptibilité optique :

$$n(\omega) = \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 + 4\pi\chi'(\omega) + \sqrt{(1 + 4\pi\chi'(\omega))^2 + (4\pi\chi''(\omega))^2} \right)} \quad (\text{II-66})$$

ou par transformation de Kramers-Kronig.

### 3.3.6. Résultats des simulations

Les simulations des propriétés non-linéaires quasi-2D des MQW ont été réalisées en résolvant l'équation de Bethe-Salpether (II-59) qui permet de calculer la fonction de Green de l'exciton et la susceptibilité optique, en régime non-linéaire (écranage par des porteurs libres), et stationnaire avec des termes de remplissage, de renormalisation du gap et d'écranage de l'exciton. Les résultats de ces simulations sont reportés sur la figure II-11, représentant les spectres d'absorption en fonction de la densité de porteurs injectés.

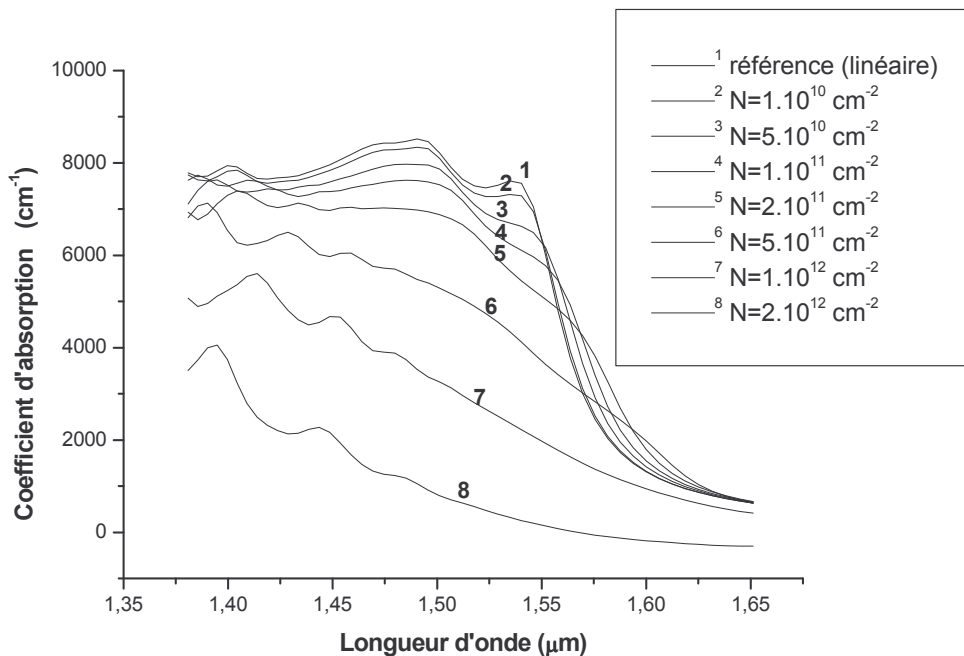


Figure II-11: Spectres d'absorption issus des simulations dans un matériau à puits quantiques InGaAs/InP à différentes concentrations de porteurs injectés.

Les oscillations observées à une longueur d'onde inférieure à 1.45  $\mu\text{m}$  sont des effets parasites liés à la technique d'intégration utilisée (quadrature Gaussienne).

L'effet macroscopique de l'écrantage est double : on observe une diminution de l'amplitude de l'absorption excitonique et une diminution de l'énergie de liaison de l'exciton, ce qui décale la courbe d'absorption vers le bleu (« blueshift »). Le remplissage, issu du principe d'exclusion de Pauli, diminue aussi la force d'oscillateur excitonique, et de façon prépondérante par rapport à l'écrantage, dans les structures à puits quantiques [25,41-43]. En même temps, comme on l'a déjà mentionné, les termes de self-énergies diminuent l'énergie des particules individuelles (renormalisation du gap), ce qui conduit à un décalage vers le rouge de la résonance excitonique. Ainsi, à faible excitation ( $N < 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ), ces deux phénomènes se compensent remarquablement, le décalage absolu est négligeable, la résonance excitonique reste à la longueur d'onde initiale, mais la réduction de l'amplitude de l'absorption excitonique est clairement visible. A forte excitation optique, l'effet du remplissage diminue encore efficacement la force d'oscillateur excitonique et les termes de correction de self-énergies s'amplifient d'où un léger décalage vers le rouge. Au final, la position du pic excitonique varie peu car il y a compensation de la diminution du gap par la renormalisation des énergies et de l'énergie de l'exciton par l'écrantage. De plus, on constate que la non-linéarité optique est la plus forte au niveau de la résonance excitonique. La résonance excitonique linéaire étant nettement plus marquée à température ambiante dans les puits quantiques que dans les matériaux massifs, l'intérêt est porté sur les structures à puits quantiques pour les composants tout-optiques. De plus, on peut noter que dans les structures à puits quantiques, l'effet non-linéaire prépondérant dans le blanchiment de l'exciton (« quenching ») est celui du remplissage [25,41-43].

De ces spectres d'absorption, nous pouvons extraire la variation d'absorption en fonction de la densité de porteurs injectés :

$$\Delta\alpha(N) = \alpha_0 - \alpha(N),$$

où  $\alpha_0$  représente le coefficient d'absorption linéaire. Il est alors possible de calculer la variation d'indice correspondante par transformée de Kramers-Krönig ou en utilisant directement la partie réelle de la fonction de Green. Pour obtenir l'indice de réfraction total, notre méthode consiste à ajouter cette variation d'indice à celle qui compose le matériau moyen dans les puits quantiques ( $n_{\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}} = 3.5232$  [44]). Les spectres d'indice de réfraction issus des simulations sont représentés sur la figure II-12.

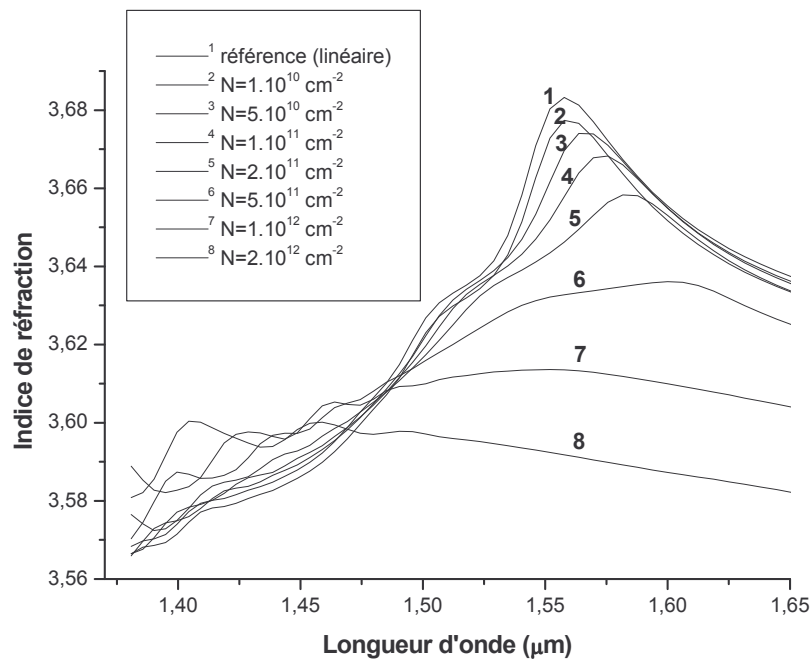


Figure II-12: Spectres de l'indice de réfraction issus des simulations dans un matériau à puits quantiques à différentes concentrations de porteurs injectés.

Ces spectres d'absorption et d'indice de réfraction linéaires et non-linéaires des multipuits quantiques sont d'une importance capitale puisqu'ils permettent de prévoir le comportement de composants tout-optiques à base de telles structures. Nous verrons dans le chapitre IV comment ils sont insérés dans les calculs nécessaires à la conception de tels composants.

#### 3.4. Confrontation modélisation des effets à N corps-modèle à 2 niveaux

L'évolution des valeurs de l'absorption excitonique avec la densité de porteurs injectée, obtenus par la théorie développée dans le paragraphe précédent (basée sur la résolution de l'équation de Bethe-Salpeter en utilisant les fonctions de Green) peut être comparée à celle décrite par le modèle simple à deux niveaux du paragraphe II.2. (loi de saturation de l'absorption). Cette confrontation est reportée sur la figure II-13.

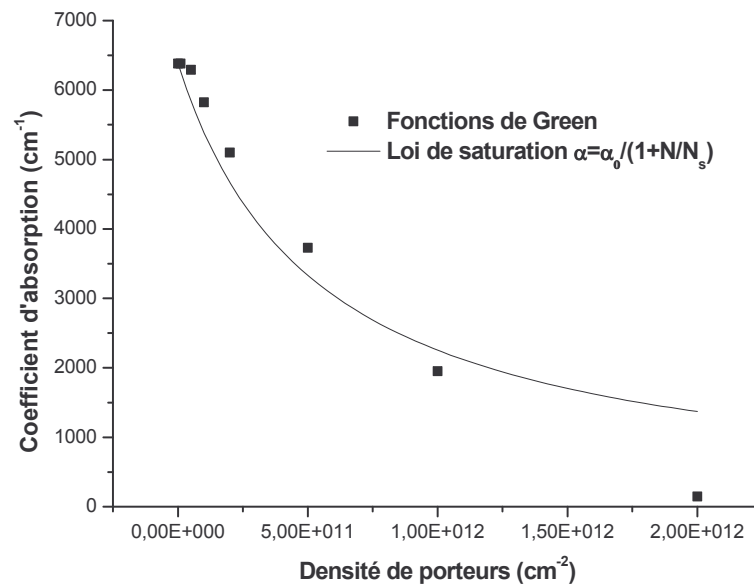


Figure II-13: Evolution de l'absorption excitonique issue des simulations utilisant les fonctions de Green avec la densité de porteurs injectés (carrés noirs), confrontée à la loi de saturation de l'absorption (courbe pleine).

A faible densité de porteurs injectées, le modèle simple à deux niveaux reproduit correctement les valeurs obtenues par les simulations utilisant les fonctions de Green. En revanche, l'écart entre les deux modèles se creuse à fortes densité de porteurs ( $N > 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ). Le modèle simple à deux niveaux est en effet valable pour les faibles densités de porteurs ( $N \rightarrow 0$ ). On voit cependant ici qu'il traduit relativement correctement les non-linéarités d'absorption jusqu'à des concentrations de  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$  (soit  $1.2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  pour un puits de 8.5 nm). Ce modèle simple ne traduit que l'effet du remplissage, même si cet effet non-linéaire est prépondérant dans les structures à puits quantiques, il est nécessaire de traiter l'ensemble des effets non-linéaires (remplissage, écrantage et renormalisation du gap) afin de décrire correctement la saturation de l'absorption des puits quantiques, notamment à forte excitation.

En revanche, l'avantage du modèle à deux niveaux est qu'il permet d'avoir accès à la densité seuil de saturation  $N_s$ . Ce paramètre sert de référence pour comparer les échantillons entre eux, bien qu'il soit issu de considérations phénoménologiques. En effet, la connaissance de ce paramètre est crucial puisqu'il fixe la puissance de commande optique ( $P_s$ ) nécessaire pour saturer efficacement l'absorption excitonique. Nous discuterons dans le paragraphe



IV.6.2.4 de la difficulté d'établir une relation simple entre ces deux grandeurs ( $N_s$  et  $P_s$ ). Toutefois, nous y développerons une méthode pour y parvenir.

Au final, la valeur de la densité seuil de saturation de l'absorption excitonique  $N_s$  est ici de  $5.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Du fait du domaine de validité que nous venons d'indiquer, nous nous attacherons à utiliser ce modèle dans le but d'extraire les valeurs de la densité seuil uniquement lorsqu'elles ne dépasseront pas  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

#### **4. Conclusion**

Les effets excitoniques dans le calcul de l'absorption des puits quantiques sont pris en compte en incluant une interaction de Coulomb dans l'Hamiltonien. L'utilisation des fonctions de Green est une méthode largement répandue dans la littérature pour calculer les spectres d'absorption des semi-conducteurs, que ce soit dans le cas où ils sont soumis à une faible intensité laser (cas linéaire) ou dans le cas où ils sont soumis à une forte intensité laser (cas non-linéaire). L'originalité de notre travail consiste à prendre en compte à la fois les non-parabolicités des bandes d'énergie et la contribution des différentes sous-bandes à l'absorption. Les calculs de la fonction diélectrique optique complexe sont basés sur la résolution de l'équation de Bethe-Salpeter dans l'espace réciproque par inversion de matrice. Dans le cas non-linéaire, notre modèle prend en compte les effets de remplissage, d'écrantage et de renormalisation du gap dus aux porteurs libres, mais négligent les contributions dues aux excitons. Ainsi, cette théorie est bien appropriée pour décrire l'expérience à température ambiante, où une large concentration de paires est ionisée. Les self-énergies et l'écrantage sont calculés dans l'approximation quasi-statique du mode de plasmon. Ces calculs représentent un moyen unique d'accéder aux spectres complets d'absorption linéaire et non-linéaire (en prenant en compte tous les effets à N corps) des multipuits quantiques. En effet, le modèle à 2 niveaux, couramment utilisé dans la littérature, est basé sur une loi de saturation de l'absorption semi-empirique ne décrivant que l'effet du remplissage à la résonance excitonique. Le remplissage étant l'effet prépondérant dans nos structures quasi-2D, nous avons montré que ce modèle simple s'accorde bien à notre modélisation pour de faibles intensités. Au final, les calculs que nous avons élaborés au laboratoire permettent de simuler efficacement les propriétés optiques des composants à base de telles hétérostructures.

## 5. Références

- [1] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, D. J. Eilenberger, P. W. Smith, A. C. Gossard and T. Tsang, *Appl. Phys. Lett.* 41, 679 (1982).
- [2] A. Cesna, D. Söderström, S. Marcinkevicius and S. Lourdudoss, *J. Appl. Phys.* 85, 7276 (1999).
- [3] E. O. Kane, *Journal of physical and Chemical Solids* 1, 82 (1986).
- [4] A. M. Alcalde, G. Weber, *Phys. Rev. B* 56, 9619 (1997).
- [5] J. M. Luttinger, W. Kohn, *Phys. Rev.*, 869 (1955).
- [6] J. M. Luttinger, *Phys. Rev* 102, 1030 (1956).
- [7] Jasprit Singh, “Electronic and optoelectronic properties of semiconductors“, Cambridge University Press, 2003.
- [8] H. Haug et W. Koch, ”Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors”, World Scientific Publishing, 1990.
- [9] H. Haug and S. Schmitt-Rink, *Prog. Quant. Electr.* 9, 3 (1984).
- [10] G. D. Sanders and Y.-C. Chuang, *Phys. Rev B* 35, 1300 (1987).
- [11] S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla and D. A. B. Miller, *Advances in physics* 38, 99 (1989).
- [12] S.-L. Chuang, S. Schmitt-Rink, D. A. B. Miller, and D. S. Chemla, *Phys. Rev. B* 43, 1500 (1991).
- [13] R. J. Elliott, *Phys. Rev.* 108, 1384 (1957).
- [14] Zimmermann, *Phys. Stat. b* 135, 681 (1986).
- [15] H. Haug and S. Schmitt-Rink, *J. Opt. Soc. Am B* 2, 1135 (1985).
- [16] S. Schmitt-Rink, C. Ell and H. Haug, *Phys. Rev. B* 33, 1183 (1986).
- [17] D. Campi, P. J. Bradley, R. Calvani, R. Caponi, *IEEE J. Quant. Electr.* 29, 1144 (1993).
- [18] A. M. Fox, A. C. Maciel, M. G. Shorthose, J. F. Ryan, m. D. Scott, J. I. Davies, and J. R. Riffat, *Appl. Phys. Lett.* 51, 30 (1987).
- [19] H. M. Gibbs, A. C. Gossard, S. L. McCall, A. Passner, W. Wiegmann, T. N. C. Venkatesan, *Solid State Comm.* 30, 271 (1979).

- [20] D. S. Chemla, D. A. B. Miller, P. W. Smith, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, IEEE J. Quant. Electr. 20, 265 (1984).
- [21] S. Schmitt-Rink and C. Ell, Journal of Luminescence 30, 585 (1985).
- [22] W. H. Knox, R. L. Fork, M. C. Downer, D. A. B. Miller, D. S. Chemla and C. V. Shank, Phys. Rev. Lett. 54, 1306 (1985).
- [23] Schmitt-Rink, D.S. Chemla and D. A. B. Miller, Phys. Rev. B 32, 6601 (1985).
- [24] M. Wegener, I. Bar-Joseph, G. Sucha, M. N. Islam, N. Sauer, T. Y. Chang and D. S. Chemla, Phys. Rev. B 19, 12794 (1989).
- [25] D. Huang J. I. Chyi and H. Morkoç, Phys. Rev. B 42, 5147 (1990).
- [26] A. M. Fox, D. A. B. Miller, IEEE J. Quant. Electr. 27, 2281 (1991).
- [27] T. Okuno, Y. Masumoto, Y. Sakuma, Y. Kayassaki and H. Okamoto, Appl. Phys. Lett. 79, 764 (2001).
- [28] T. Okuno, Y. Masumoto, M. Ito and H. Okamoto, Appl. Phys. Lett. 77, 58(2000).
- [29] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, D. J. Eilenberger, P. W. Smith, A. C. Gossard and T. W. Tsang, Appl. Phys. Lett. 41, 679 (1982).
- [30] J. Mangeney, J. L. Oudar, J. C. Harmand, C. Meriadec, G. Patriarache, and G. Aubin, N. Stelmakh and J. M. Lourtioz, Appl. Phys. Lett. 76, 1371 (2000).
- [31] I. Balslev, R. Zimmermann and A. Stahl, Phys. Rev. B 40, 4095 (1989).
- [32] Lindberg and S. W. Koch, Phys. Rev. B 38, 3342 (1988).
- [33] H. M. Gibbs, A. C. Gossard, S. L. McCall, A. Passner, W. Wiegmann, and T. N. C. Venkatesan, Solid State Commun. 30, 271 (1979).
- [34] H. Haug and S. W. Koch, Phys. Rev. A 39, 1887 (1989).
- [35] Zimmermann, Phys Stat b 146, 371 (1988).
- [36] G. Traetta, G. Coli and R. Cingolani, Phys. Rev. B 59, 13196 (1999).
- [37] J. Linderberg, Physica Scripta 21,373 (1980).
- [38] G. E. Bauer and T. Ando, Phys. Rev. B 31, 8321(1985).
- [39] L. Banyai and S. W. Koch, Z Phys B, Condensed Matter 63, 283 (1986).
- [40] C. Ell, R. Blank, S. Benner and H. Haug, J. Opt. Soc. Am. B 6, 2006 (1989).

[41] S. Wongmanerod, P. O. Holtz, B. Sernelius, K. Reginski, M. Bugajski, M. Godlewski, O. Mauritz, Q. X. Zhao, J. P. Bergman and B. Monemar, *Phys. Stat. Sol. (b)* 210, 615 (1998).

[42] D. Huang, H. Y. Chu, Y.C. Chuang, R. Houdré and H. Morkoç, *Phys. Rev. B* 38, 1246 (1988)

[43] S. Wongmanerod, B. E. Sernelius, P. O. Holtz, B. Monemar, O. Mauritz, K. Reginski and M. Bugajski, *Phys. Rev. B* 61, 2794 (2000).

[44] S. Adachi, *J. Appl. Phys.* 53, 5863 (1982).

### **III. Les absorbants saturables ultra-rapides à base de multipuits quantiques dopés fer**

L'interaction lumière-matière est à la base des systèmes de régénération tout-optique. Nous avons décrit dans le chapitre précédent l'absorption linéaire à faible excitation optique et nous avons développé les non-linéarités d'absorption et d'indice qui apparaissent lors de fortes excitations optiques, dans les multipuits quantiques, à la résonance excitonique. Le premier paragraphe de ce chapitre s'attache à décrire la croissance par épitaxie des multipuits quantiques ainsi que les caractérisations optiques linéaires et non-linéaires des absorbants saturables constitués de telles hétérostructures. Ensuite, un état de l'art des diverses techniques élaborées pour réduire la durée de vie des porteurs dans les puits quantiques est dressé. Nous présentons alors la méthode originale que nous utilisons au laboratoire, à savoir le dopage fer des puits quantiques au cours de la croissance par épitaxie des puits quantiques. Une large étude expérimentale de tels absorbants saturables a été menée et est décrite dans le paragraphe 4. Enfin, nous exposons le modèle dynamique de la capture des porteurs par les atomes de fer que nous avons élaboré et qui nous permet de décrire la saturation de l'absorption des puits quantiques dopés fer. Il est présenté dans le paragraphe 5 où il est aussi confronté à l'expérience.

#### **1. Croissance des absorbants saturables et caractérisations optiques**

##### **1.1. Epitaxie par jets moléculaires**

La croissance par épitaxie induit une continuité des réseaux cristallins entre le substrat et la couche épitaxiée. Les substrats InP servent de support à la croissance des structures utilisées pour les applications dans les télécommunications (lasers et composants optoélectroniques de 1.3 à 1.6  $\mu\text{m}$ ). Parmi les matériaux en accord de maille sur InP, on peut citer les ternaires  $\text{Ga}_{0.43}\text{In}_{0.57}\text{As}$ ,  $\text{Al}_{0.43}\text{In}_{0.57}\text{As}$ ,  $\text{GaAs}_{0.51}\text{Sb}_{0.49}$ , et les quaternaires  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{AsP}$  et  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{AsP}$ . La croissance s'effectue sous ultra-vide ( $\approx 10^{-10}$  Torr). Les éléments constituant le cristal à épitaxier, ainsi que les dopants, sont contenus dans des cibles. Lorsque ces cibles sont chauffées, les atomes et molécules sont évaporés et vont en surface du substrat. La température de croissance du substrat InP est fixée ( $\approx 500^\circ\text{C}$ , dans les conditions standard) et mesurée à la fois par un thermocouple et par pyrométrie optique. Plus la température de

croissance est basse, plus les impuretés s'incorporent dans le matériau épitaxié et plus la qualité cristallographique de la structure épitaxiée est dégradée. Une température standard de 500 °C permet ainsi d'obtenir un cristal de bonne qualité, mais il est nécessaire de travailler à une température sensiblement plus faible afin d'incorporer uniformément des dopants en grande concentration ( $\approx 450^\circ\text{C}$ ). La vitesse de croissance est lente (une monocouche d'atomes par seconde, soit  $\approx 3\text{\AA}/\text{s}$ ) ce qui permet le contrôle rigoureux des dimensions dans la direction de croissance ainsi que de la composition du cristal. De plus, le contrôle de la qualité de la croissance et du mode de croissance couche par couche est assuré par la technique du RHEED (diffraction des électrons en incidence rasante). La visualisation de cette diffraction sur un écran fluorescent au cours de la croissance permet de s'assurer de la qualité de la dimensionnalité de la structure épitaxiée (on visualise des bâtonnets dans le cas de structures 2D). Généralement, une première couche tampon (« buffer ») en InP est épitaxiée afin de préparer une surface cristallographique de meilleure qualité que celle du substrat pour la croissance des multipuits quantiques  $\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}/\text{InP}$  en accord de maille sur InP. La croissance périodique de couches InGaAs (d'épaisseur typique 85 Å) en accord de maille sur InP et de couches d'InP (d'épaisseur typique 100 Å) constitue l'ensemble périodique de puits/barrière, suivi d'une seconde couche tampon. La structure-type d'un échantillon en sortie du bâti d'épitaxie est représenté sur la figure III-1.

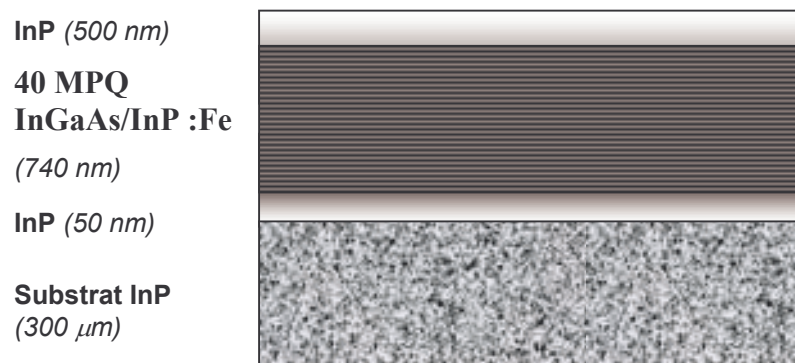


Figure III-1: Structure-type d'un échantillon comportant 40 puits quantiques en sortie du bâti d'épitaxie. Les épaisseurs relatives ne sont pas à l'échelle. L'épaisseur épitaxiée est dans cet exemple de 1.29 µm.

## 1.2. Caractérisations optiques

A la sortie du bâti, les étapes de préparation de l'échantillon précédant les caractérisations optiques vont être différentes selon les études auxquelles il est destiné. Pour les études d'absorbants saturables ultra-rapides, l'étude de l'absorption linéaire ainsi que de la dynamique de l'absorption non-linéaire des multipuits quantiques s'effectue en transmission. Le nombre de 40 puits a été choisi arbitrairement afin d'obtenir une absorbance suffisante. Pour de telles études, une seule étape de polissage de la face arrière des échantillons (côté substrat) est nécessaire à la sortie du bâti, afin d'éviter les phénomènes de diffusion de la lumière. Nous verrons dans le prochain chapitre que l'insertion des puits quantiques en microcavité nécessitent des étapes complexes de technologie en salle blanche. La caractérisation de tels composants s'effectue alors en réflexion. Les deux types de caractérisations optiques que nous avons utilisées durant l'étude des absorbants saturables, disponibles au laboratoire, et que nous allons exposer, se présentent sous forme de deux configurations (en transmission et en réflexion).

### 1.2.1. Spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier

Le spectromètre à transformée de Fourier permet de mesurer les caractéristiques linéaires des multipuits quantiques. Cette méthode, dont le principe est le même que celui du Michelson repose sur la formation d'un interférogramme produit par deux faisceaux cohérents, issus d'une même source de large bande spectrale, à savoir une lampe de tungstène pour le proche infrarouge. Un premier interférogramme sans échantillon est enregistré par un détecteur en Germanium. Il correspond à la transformée de Fourier du spectre de la source utilisée convolué avec la réponse spectrale du détecteur. Un second interférogramme est mesuré en présence d'un échantillon. Le rapport des deux spectres enregistrés (en transmission ou en réflexion) permet d'obtenir les spectres de transmission et de réflexion d'un échantillon à faible excitation lumineuse. Il faut noter que la mesure en réflexion s'effectue à une incidence de  $30^\circ$  sur l'échantillon. Ceci signifie que les minimas de réflectivité sont observés à des longueurs d'onde plus petites qu'en incidence normale ( $\approx 17$  nm). On tiendra compte de ce décalage pour les mesures pompe-sonde en réflexion, en incidence normale. La résolution de cette technique de spectroscopie infrarouge est excellente ( $0.2 \text{ cm}^{-1}$ , soit 5 fm). La figure III-2 montre les spectres de densité optique et de réflexion linéaires auxquels on a accès typiquement avec cette caractérisation optique. La densité

optique (DO) est définie par rapport à la transmission (T) telle que  $T=10^{-DO}$ . Si on écrit la relation entre la transmission et l'absorbance ( $T=e^{-A}$ ), on remonte à l'absorbance (A) grâce à la relation :  $A=DO*\ln 10$ .

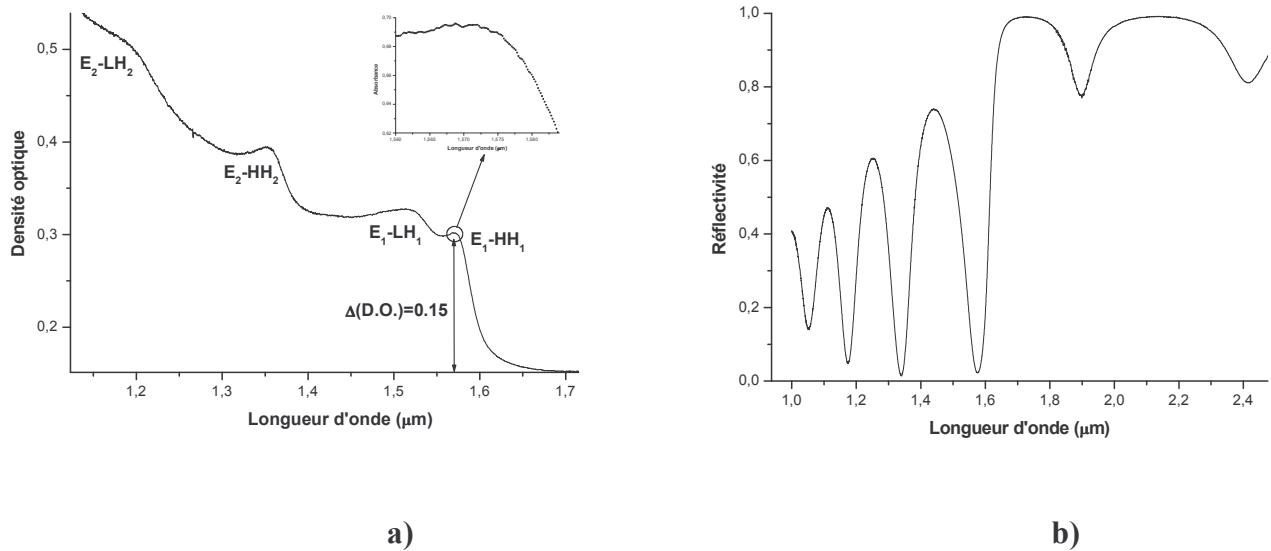


Figure III-2: Mesures réalisées en spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier à température ambiante: a) Spectre de densité optique d'un échantillon contenant 40 puits quantiques (1693), les transitions excitoniques sont mentionnées, la figure insérée montre la résolution du spectre, b) Spectre de réflectivité de 61 puits quantiques insérés dans une cavité (2129-1).

On peut noter que le spectre de densité optique linéaire révèle parfaitement les transitions interbandes « en marches d'escalier » ainsi que les résonances excitoniques (mentionnées sur la figure), comme nous les avons décrites dans le chapitre II.

La figure II-2 a) montre la variation de densité optique à la transition excitonique, ce qui correspond à une variation d'absorbance de  $\Delta A=0.34$ . Il est alors possible d'évaluer le coefficient d'absorption dans un puits à environ  $10\ 000\ \text{cm}^{-1}$ , pour cet échantillon comportant 40 puits quantiques de 8.5 nm de largeur. Cependant, la présence de réflexions aux interfaces ainsi que la présence d'impuretés dans le substrat nécessitent l'élaboration d'une démarche rigoureuse pour remonter à la détermination exacte du coefficient d'absorption des puits quantiques, comme nous le verrons dans le paragraphe 4.1.2.



### 1.2.2. Banc de mesures pompe-sonde dégénérées à impulsions femtosecondes

Les techniques de mesures pompe-sonde à impulsions femtosecondes sont utilisées de façon générale pour exciter des porteurs dans les multipuits quantiques et sonder les processus de recombinaison de ces porteurs. Notre intérêt porte sur la dynamique de l'absorption excitonique dans les multipuits quantiques InGaAs/InP. Un faisceau de forte intensité (dit « pompe ») génère de façon résonante des excitons. A température ambiante, ces excitons s'ionisent en 200 fs, générant des porteurs hors-équilibre dans les bandes. Ce plasma d'électron-trou se thermalise et les porteurs se recombinent. De telles processus dynamiques peuvent être mis en évidence grâce à l'utilisation d'impulsions femtosecondes. En effet, un second faisceau, de faible intensité (« sonde »), et de même longueur d'onde, vient sonder les phénomènes physiques engendrés par la pompe à un temps ultérieur. L'évolution temporelle de l'absorption de ce faisceau par la structure à puits quantiques (avant et après la pompe) permet de caractériser l'absorption non-linéaire des puits quantiques. Les effets qui interviennent dans la saturation de l'absorption de la sonde ont été développés dans le chapitre II: le plasma d'électron-trou généré écrante l'interaction Coulombienne et sature l'absorption excitonique du fait du principe d'exclusion de Pauli. La figure III-3 illustre le principe d'une mesure pompe-sonde. L'évolution temporelle de la transmission différentielle normalisée (TDN) de la sonde est mesurée directement. Cette TDN est définie telle que :

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{T(N) - T_0}{T_0} = e^{\Delta\alpha \cdot L} - 1$$

où  $T(N)$  est la transmission de la sonde en présence de la pompe, où  $N$  est la densité de porteurs injectés par la pompe, et  $T_0$  est la transmission de la sonde en absence de pompe. La variation d'absorption  $\Delta\alpha = \alpha_0 - \alpha(N)$  est la différence entre l'absorption linéaire et l'absorption non-linéaire.  $L$  correspond à la longueur de la zone absorbante constituée par les multipuits quantiques. Pour de faibles variations de la transmission différentielle, celle-ci est proportionnelle à la variation d'absorption.

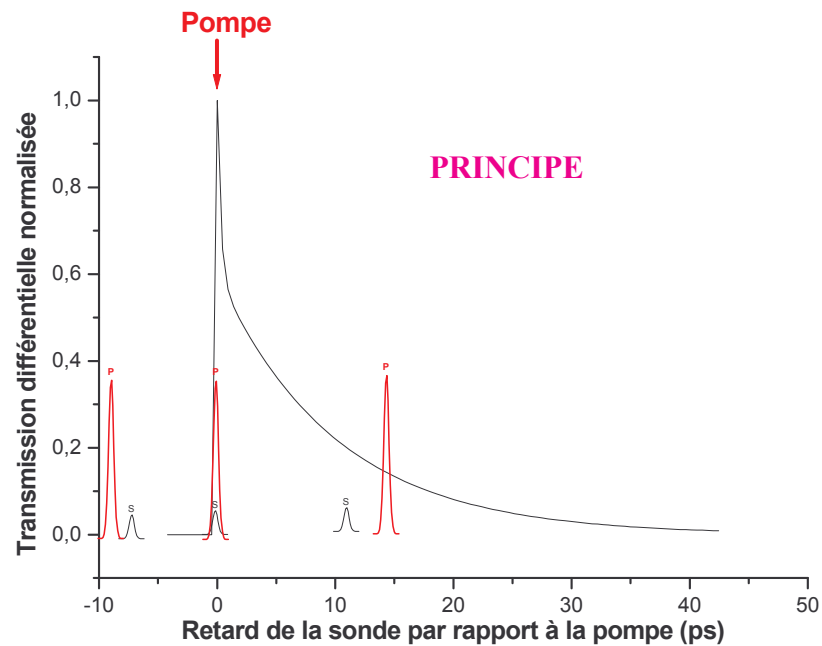


Figure III-3: Principe d'une mesure pompe-sonde : évolution de la transmission de la sonde en fonction du retard qu'elle présente par rapport à la sonde. Les positions relatives dans le temps des impulsions femtosecondes de sonde (petite impulsion) et de pompe (grande impulsion) sont indiquées schématiquement.

Le dispositif mesurant de telles non-linéarités dans les multipuits quantiques est représenté dans la figure III-4 dans sa configuration en transmission. Il est également disponible dans une configuration en réflexion. Un laser Ar de forte puissance (13W), multi-raies, pompe en continu un laser Titane-Saphir (Ti-Sa), dont le blocage de modes permet la génération d'impulsions femtosecondes (de largeur 80 fs) à une cadence de 82 MHz. La puissance en sortie de ce second laser est de l'ordre de 2.3 W. La longueur d'onde qu'il délivre ( $\lambda=810$  nm) ne se situe pas dans le domaine infrarouge des télécommunications, c'est pourquoi on utilise un oscillateur paramétrique optique, placé en sortie du laser Ti-Sa. Cet oscillateur paramétrique fournit des impulsions de largeur à mi-hauteur de 130 fs (vérifiée et mesurée par un autocorrélateur), à un même taux de répétition (82 MHz), dans la gamme de longueurs d'onde de 1.35  $\mu\text{m}$  à 1.6  $\mu\text{m}$  qui nous intéresse, avec une puissance en sortie de l'ordre de 250 mW. La largeur spectrale à mi-hauteur des impulsions a été déterminée à l'aide d'un analyseur de spectre : elle a été évaluée à  $\Delta\lambda=20$  nm (ou  $\Delta\nu=2.5$  THz). Le produit  $\Delta\nu \cdot \Delta t$

est alors évalué à  $K=0.325$ , valeur qui se situe entre celles attendues pour un pulse en limite de Fourier de forme gaussienne ( $K=0.441$ ) et de forme sécante hyperbolique ( $K=0.315$ ) [1]. L'impulsion laser en sortie de l'oscillateur paramétrique est séparée en deux faisceaux polarisés perpendiculairement, à l'aide d'une lame  $\lambda/2$ . La puissance est contrôlée par la rotation de cette lame. La plus grande intensité est dirigée sur le chemin de la pompe à l'aide d'un cube séparateur. Le faisceau sonde est encore atténué par une densité optique  $10^{-3}$ . Le trajet de ce faisceau « sonde » comprend une ligne à retard. Les deux faisceaux (pompe et sonde) sont focalisés précisément sur l'échantillon à l'aide d'une lentille à gradient d'indice, de façon à ce que leur recouvrement spatial soit parfait. Le diamètre des tâches focales à  $1/e^2$  a été évalué à  $60 \mu\text{m}$  [2]. La ligne à retard, contrôlée par un moteur pas-à-pas (de résolution  $1\mu\text{m}$ ), permet de réduire ou d'augmenter le trajet optique du faisceau sonde ce qui permet d'induire une avance ou un retard temporel de la sonde par rapport à la pompe. La détection s'effectue à l'aide d'une photodiode InGaAs : elle mesure l'intensité transmise de la sonde, la pompe étant rejetée à l'aide d'un polariseur. La technique de détection synchrone standard est utilisée afin d'augmenter le rapport signal-sur-bruit. Un hacheur mécanique est placé sur le trajet de la pompe ce qui permet de mesurer directement la transmission (ou la réflexion) différentielle de la sonde (soit, dans la configuration en transmission,  $\Delta T=T(N)-T_0$ , où  $T(N)$  est la transmission en présence de pompe et  $T_0$  la transmission en l'absence de pompe). Nous disposons également d'un carroussel de densités optiques, variant de 0.1 à 3, sur le trajet de la pompe, ce qui permet de faire varier l'intensité de la pompe. La résolution temporelle de la mesure pompe-sonde est limitée par la largeur de l'impulsion (130 fs).

Parmi les difficultés d'expérimentateurs rencontrées avec ce type de mesures pompe-sonde, nous pouvons citer séquentiellement quelques exemples: le bon fonctionnement des pompes de circuit de refroidissement des lasers Argon et Ti:Sa, l'alignement des impulsions lasers au sein de l'oscillateur paramétrique optique, l'alignement parfait des faisceaux de pompe et de sonde en sortie de celui-ci et le recouvrement spatial et temporel des spots de pompe et sonde au niveau de l'échantillon. Concernant ce dernier point, le recouvrement spatial s'effectue de manière visuelle, d'où une difficulté expérimentale à satisfaire cette condition. Le recouvrement spatial supposé parfait est cependant atteint en maximisant le signal reçu par la détection synchrone. L'utilisation d'une caméra infrarouge CCD pourrait contrer cette dernière difficulté. Enfin, selon la rapidité de l'échantillon, le temps d'acquisition des mesures se situe entre 2 à 25 minutes et elles ont été réalisées en moyenne 10 fois sur chaque échantillon afin de vérifier la reproductibilité des mesures.

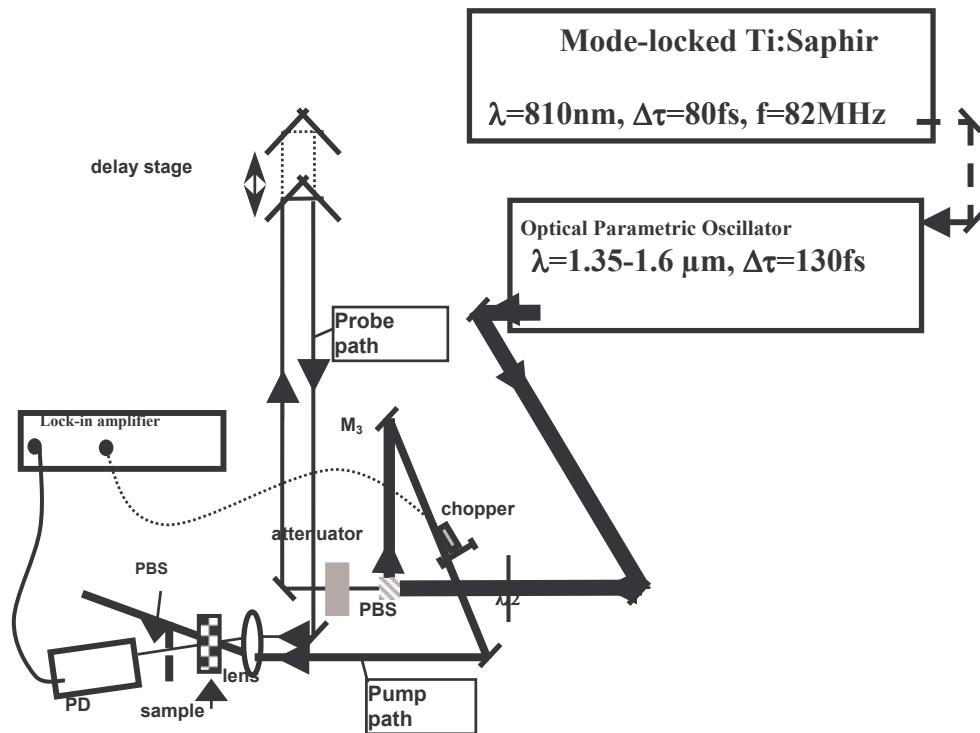


Figure III-4: Banc de mesures pompe-sonde en transmission.

## 2. Etat de l'art des techniques de réduction de la durée de vie des porteurs

A faible excitation optique, le matériau à puits quantiques se trouve dans un état absorbant (« état bloquant »), alors qu'il présente un état transparent (« état passant ») à forte excitation optique, où l'absorption est « saturée ». L'absorbant saturable à base de puits quantiques constitue de ce fait un commutateur tout-optique entre ces deux états et peut ainsi être utilisée dans la régénération 2R tout-optique du signal. L'enjeu actuel des systèmes de communication à fibres optiques haut débit repose sur la capacité de l'absorbant saturable à traiter des signaux à des débits de 40 Gb/s. Cependant, le temps de récupération de l'absorption dans de tels matériaux à puits quantiques est régi par la dynamique des porteurs. Le temps de réponse non-linéaire est donc limité par la durée de vie des porteurs, qui est typiquement de l'ordre de la nanoseconde dans les matériaux InP. Dans les systèmes technologiques actuels, il est souhaitable que la réponse temporelle non-linéaire de l'absorbant saturable soit cinq fois plus rapide que la période des signaux à traiter, afin que la régénération soit efficace (cahier des charges du projet ASTERIX). Dans ces conditions, si la réponse temporelle est de l'ordre de la nanoseconde, la régénération ne peut s'effectuer qu'à

un débit de 200 Mbit/s! La solution pour diminuer la durée de vie des porteurs consiste à introduire des centres de recombinaison. Ainsi, différentes techniques ont été développées pour réduire le temps de réponse des absorbants saturables telles que la croissance à basse température des multipuits quantiques, associée ou non à un dopage Be, la croissance assistée par un plasma d'He, ou encore l'irradiation ionique des multipuits quantiques après la croissance. Notre approche consiste à introduire un dopage Fe au cours de la croissance de l'échantillon, que nous détaillerons dans le prochain paragraphe.

### 2.1. Croissance basse température et dopage Be

La croissance à basse température (Low Temperature Growth) de matériaux III-V par épitaxie par jets moléculaires est explorée depuis les années 1990 dans le but de contrôler la durée de vie des porteurs [3]. L'exemple de la croissance à basse température ( $\approx 360^\circ\text{C}$ ) de GaAs s'effectue de façon non-stoechiométrique, à l'aide d'un rapport 15 entre les flux d'éléments V et III, et conduit à un excès d'As d'environ 1% durant la croissance qui se retrouve sous forme de défauts ponctuels d'As en antisite III ( $\approx 10^{19}$  à  $10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$ ). Ce type de défauts crée des niveaux donneurs profonds qui capturent les porteurs [3]. L'étude menée par T. Okuno et al. [4] porte sur l'influence de la température du substrat lors de la croissance de GaAs massif et des puits quantiques GaAs/AlGaAs. La figure III-5 relative à leurs travaux montre qu'une température de croissance plus basse permet d'atteindre un temps de réponse plus faible: une croissance à température standard ( $700^\circ\text{C}$ ) des multipuits quantiques révèle un temps de récupération de 340 ps, alors qu'il est réduit à 0.9 ps pour une croissance à basse température à  $310^\circ\text{C}$ .

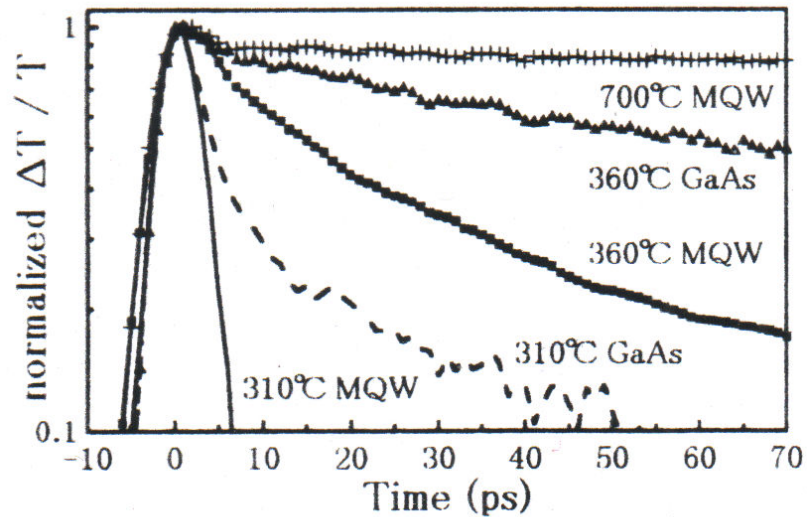


FIG. 3. Normalized temporal changes of differential transmission. The profile for the 310 °C-grown MQW shows the time resolution in this experiment.

*Figure III-5: Evolution temporelle de la transmission différentielle normalisée pour des échantillons à puits quantiques GaAs/AlGaAs et à matériau massif GaAs. Les températures mentionnées correspondent aux températures de croissance [4].*

Les défauts d'As jouent le rôle de piège à électrons et diminuent ainsi la durée de vie de ces matériaux. Plus la température de croissance est basse, plus le nombre de défauts d'As antisite est important. De plus, ces travaux montrent que les puits quantiques exhibent une réponse plus rapide que celle du matériau massif pour une même température de croissance. L'explication de cette réduction du temps de réponse repose sur le fait que l'As en antisite diffuse des barrières vers le puits GaAs, d'où un excès d'As aux interfaces de l'hétérostructure ou dans le puits. En parallèle de cette étude de la dynamique d'absorption, Okuno et al. [4] ont caractérisé les non-linéarités d'absorption de leurs échantillons et ont pu extraire l'intensité seuil de saturation excitonique, en utilisant la loi de saturation de l'absorption empirique (cf. II.3.2). Pour une croissance de l'échantillon à température standard (700°C) et une croissance à basse température (310°C), la valeur de l'intensité seuil de saturation augmente de  $5.6 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$  à  $90 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ , respectivement. Cette augmentation de l'intensité seuil de saturation caractérise une diminution de la non-linéarité optique, due à une

dégradation de la qualité optique de la structure engendrée par la croissance à basse température.

Si l'on effectue un recuit sous pression d'As des échantillons dont la croissance a été obtenue à basse température ( $\approx 360^\circ\text{C}$ ), l'excès d'As se retrouve sous forme d'amas d'As qui, du fait de leur extension, sont des pièges plus efficaces pour les porteurs que les défauts ponctuels d'As en antisite. Li et al. [5] ont montré une température optimale de recuit à  $700^\circ\text{C}$  qui permet de réduire le temps de réponse des absorbants saturables à base de puits quantiques AlGaAs/GaAs.

Il est ainsi possible d'optimiser les conditions d'élaboration des échantillons (température de la croissance basse température et/ou recuit) afin de conserver de bonnes propriétés optiques nonlinéaires, à savoir maintenir une valeur de l'intensité seuil de saturation excitonique la plus faible possible tout en minimisant le temps de réponse.

Cependant, les matériaux de la filière GaAs ne sont pas compatibles avec les applications dans les télécommunications (autour de  $1.55\ \mu\text{m}$ ), puisque la résonance excitonique E1-HH1 de tels matériaux se situe autour de  $830\ \text{nm}$ . L'intérêt se porte de ce fait sur les matériaux de la filière InP dont la résonance excitonique E1-HH1 se situe dans la gamme des longueurs d'onde centrée sur  $1.55\ \mu\text{m}$ .

Takahashi et al. [6] ont mené une étude de croissance basse température des puits quantiques InGaAs/InAlAs. Alors que la croissance basse température sur GaAs conduit à des temps de réponse inférieurs à la picoseconde, dans le cas de la croissance sur InP, même à  $200^\circ\text{C}$ , ces temps restent supérieurs à  $160\ \text{ps}$ . L'association du dopage Be avec la croissance basse température est un moyen proposé pour diminuer la durée de vie des porteurs dans les puits quantiques InGaAs/InAlAs. La formation de complexes composés de Be accepteurs et d'As donneurs, agissant comme des centres de capture et de recombinaison des porteurs [6,7], est l'interprétation fournie. Ainsi, ils ont atteint une durée de vie de  $0.96\ \text{ps}$  pour un échantillon dopé Be à une concentration de  $7.8 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ , comme le montre la figure III-6.

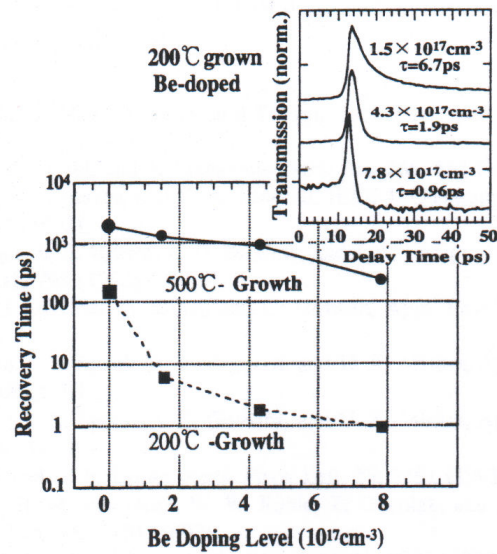


FIG. 4. Absorption recovery time measured in the 200 and 500 °C grown samples with various Be doping levels. The inset shows the time-resolved differential transmissions corresponding to the 200 °C grown samples.

Figure III-6: Temps de recouvrement de l'absorption de puits quantiques InGaAs/InAlAs en fonction de la concentration de dopage en Be, pour deux températures de croissance (200 °C et 500 °C). La figure insérée montre les courbes expérimentales de la transmission différentielle résolue en temps pour une croissance à 200 °C [6].

Récemment, Biermann et al. [8] ont atteint une valeur de temps de réponse de 230 fs, à 1.55 μm, pour les mêmes puits quantiques InGaAs/AlGaAs dopés Be ( $8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), avec une température de croissance de 200 °C. Ils fournissent en outre une autre interprétation que celle de la formation de paires Be-As [6,7] pour expliquer la réduction de la durée de vie des porteurs. En effet, de récentes observations en TEM n'ont pas révélé la présence de telles paires. L'addition du dopage Be (donneur) à la croissance basse température diminue le niveau de Fermi des électrons et augmente en même temps la densité d'As<sup>+</sup> en antisites ionisés qui agit alors comme un piège à électrons. Ce scénario qualitatif explique la capture plus rapide démontrée expérimentalement.



2.2. Croissance par épitaxie assistée par un plasma d'He

Une autre technique pour réduire le temps de réponse des absorbants saturables a récemment été reportée dans la littérature [9,10]: il s'agit de la croissance par épitaxie assistée par un plasma d'He. La croissance s'effectue dans des conditions normales de température (435 °C), mais l'échantillon est soumis à un flux continu de plasma d'He généré par une source à résonance cyclotron. Qian et al. [10] ont ainsi fait croître différents échantillons d'InGaAsP massif sous plasma d'He, combiné avec des concentrations de dopage Be différents. Les courbes expérimentales qu'ils ont obtenues en pompe-sonde sur de tels échantillons sont reportés sur la figure III-7.

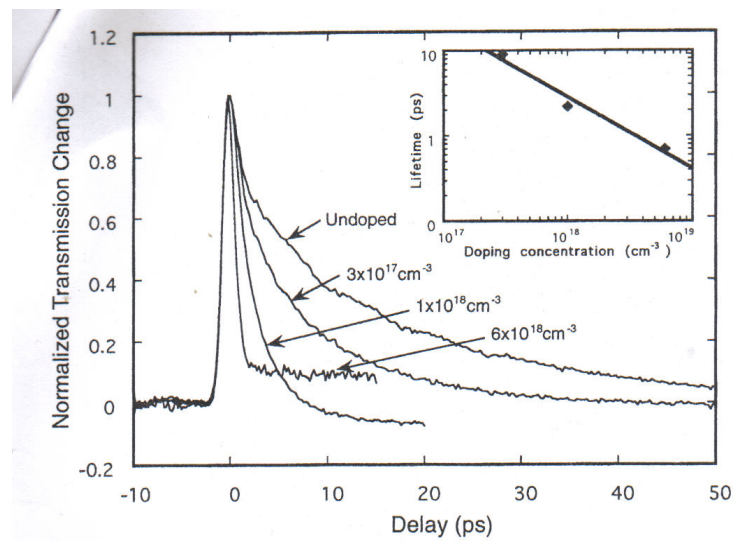


FIG. 1. Standard pump-probe measurements of change in transmission through 2- $\mu\text{m}$ -thick InGaAsP samples prepared by He-plasma-assisted growth with different Be doping concentrations. Pump pulse duration is 1 ps. The inset shows the lifetime of the samples as a function of doping concentration. Subpicosecond lifetime is obtained for the sample with  $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  doping.

Figure III-7: Mesures pompe-sonde de l'évolution temporelle de la transmission différentielle d'échantillons d'InGaAsP massif ayant des concentrations de dopage Be différentes. La figure insérée montre le temps de réponse extrait de ces courbes en fonction de la concentration de dopage Be [10].

Cette technique permet d'atteindre des temps de réponse de 0.8 ps pour un échantillon dopé Be avec une concentration de  $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Le rôle du plasma d'He est d'induire des défauts de surface durant la croissance. Des mesures d'effets Hall ont permis de montrer

qu'un matériau qui a subi une telle croissance assistée par un plasma d'He est de type n. En dopant avec des atomes de Be accepteurs, la compensation donneurs-accepteurs augmente le nombre de piège libres à électrons ( $\text{He}^+$ ), ce qui permet de réduire leur durée de vie. On constate cependant que, pour de telles concentrations de Be ( $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), la transmission différentielle reste à un niveau positif non négligeable. Cette récupération de l'absorption imparfaite est susceptible d'entraîner des pénalités en terme de régénération tout-optique du signal.

### 2.3. Implantation et irradiation ioniques

Les techniques d'implantation et d'irradiation ioniques interviennent après la croissance du matériau. Elle consiste à bombarder le matériau par des ions légers ( $\text{H}^+$ ) ou lourds ( $\text{Au}^+$ ,  $\text{As}^+$ ,  $\text{Ni}^+$ ,  $\text{O}^+$ ). Le passage des ions dans la matière va induire des ruptures localisées de la périodicité de la structure cristalline (ruptures de liaisons cristallines, lacunes, atomes interstitiels, amas d'atomes), qui créent des défauts ponctuels dans le cas d'ions légers et des défauts étendus (clusters) dans le cas d'ions lourds [11]. La distinction entre l'implantation et l'irradiation s'appuie sur l'énergie initiale de l'ion bombardé: soit elle est suffisante pour traverser entièrement l'échantillon (on parlera alors d'irradiation), soit elle est insuffisante et les ions sont implantés dans le matériau. Dans les deux cas, les défauts induits par le passage de l'ion jouent le rôle de centre de capture des porteurs ce qui va permettre de réduire leur durée de vie. Les résultats publiés dans la littérature sont résumés dans le tableau III-1.

Nature du matériau	Type de l'ion bombardé	Longueur d'onde de la résonance excitonique	Temps de déclin (ps)
GaAs massif [12]	$\text{As}^+$	830 nm	0.4
GaAs massif [13]	$\text{Au}^+$	$\approx 800$ nm	0.2
InGaAs/InAlAs [14]	$\text{Ni}^+$	1.4 $\mu\text{m}$	1.7
InGaAs/InAlAs [15]	$\text{H}^+$	1.55 $\mu\text{m}$	2
InGaAs/InP [16]	$\text{H}^+$	1.54 $\mu\text{m}$	$\approx 1$

*Tableau III-1 : Synthèse des résultats publiés dans la littérature concernant les absorbants saturables rapides, utilisant la technique d'implantation ou d'irradiation.*

L'analyse de ce tableau montre que le plus petit temps de déclin des absorbants saturables irradiés, aux longueurs d'onde des télécoms, est de l'ordre de la picoseconde (mesuré par J. T. Gopinath et al. [16]). Ce résultat est obtenu par une irradiation de protons qui nécessite une énergie d'accélération plus faible que pour les ions lourds. La figure III-9 montre le contrôle d'une telle réduction du temps de déclin avec une dose croissante de protons bombardés.

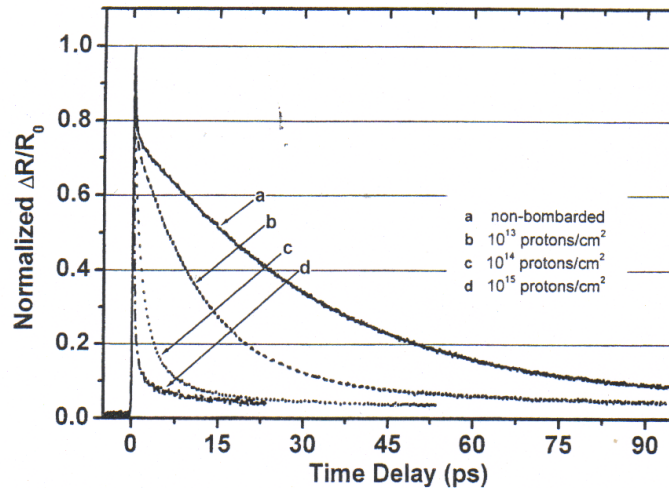


FIG. 2. Differential reflectivity measurements as a function of bombardment at  $1.54 \mu\text{m}$  and a fluence of  $\sim 44 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ . Normalized data is plotted to allow comparison.

*Figure III-9: Evolution temporelle de la réflectivité différentielle d'un échantillon à base de puits quantiques InGaAs/InP, pour différentes doses d'irradiation protonique [16].*

Au final, ces techniques d'irradiation permettent d'atteindre des temps de réponse de l'ordre de la picoseconde à fortes doses de bombardement ( $\approx 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ). Cependant, à de telles doses d'irradiation, les défauts créés dans le matériau sont importants et les propriétés optiques non-linéaires en sont fortement affectées. Sildeberg et al. [17] ont montré que pour une dose d'irradiation de protons de  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  sur des puits quantiques GaAs/AlGaAs, l'absorption non-linéaire excitonique est quasi-nulle. La dégradation de la résonance excitonique est directement liée à la dégradation du matériau.

### **3. Dopage fer des puits quantiques : une autre méthode originale**

Les techniques d'implantation et d'irradiation prennent place après la croissance du matériau au sein d'un implanteur ionique, ce qui rajoute une étape de traitement et complique le processus de fabrication du composant à absorbant saturable. L'avantage de la technique du dopage Fe est qu'elle se déroule au cours de la croissance par épitaxie, comme le dopage Be. Par contre, nous allons montrer que le dopage Fe suffit à lui seul pour réduire efficacement la durée de vie des porteurs, c'est-à-dire qu'il ne nécessite pas de croissance à basse température, ni de flux d'He par résonance cyclotron durant cette croissance. Ainsi, par opposition aux techniques de croissance basse température, de croissance assistée par plasma d'He ou d'irradiation, où de larges défauts sont créés (le premier par l'excès d'As sous forme d'As antisite, les deux autres par des lacunes ou des atomes interstitiels), cette technique du dopage Fe n'engendre pas de défauts majeurs dans le matériau, même à forte concentration de dopage. Une étude de la qualité structurale du matériau fortement dopé fer au Microscope Electronique à Transmission (MET) a été menée pour confirmer ce dernier point.

#### 3.1. Description de la capture

Le dopage fer est connu de longue date et a été utilisé pour obtenir des substrats InP semi-isolants [18,19], qui présentent un grand intérêt dans le domaine des applications optoélectroniques. En effet, le dopage fer crée des niveaux accepteurs profonds qui compensent les donneurs résiduels présents dans le matériau après la croissance de celui-ci. D'autres métaux de transition tels que le titane, cobalt ou le chrome ont été étudiés pour compenser les impuretés dans l'InP. La configuration électronique de l'atome de fer est  $4s^23d^6$ . Le fer est en site substitutionnel (site III à la place d'In) et crée des liaisons avec ses 2 électrons de la couche 4s et un électron de la couche 3d avec ses plus proches voisins, au sein du cristal à symétrie zinc-blende. Il se retrouve alors sous la forme  $Fe^{3+}$  en configuration  $3d^5$  à l'état fondamental. De tels ions de transition à orbitales atomiques 3d perturbent les bandes d'énergie du cristal et créent des niveaux d'énergie localisés accepteurs proche du milieu de la bande interdite [20]. Ainsi, dans un substrat InP semi-isolant, le  $Fe^{3+}$  accepteur compense les donneurs résiduels et les deux états d'ionisation du fer ( $Fe^{2+}$  et  $Fe^{3+}$ ) correspondant au niveau accepteur occupé ou non par un électron sont présents.

Le mécanisme de capture et de recombinaison des porteurs est bien connu dans la littérature, que ce soit dans InP [21] ou dans InGaAs [22]. Dans ces deux matériaux, le niveau

d'énergie induit par la présence des impuretés de fer est un niveau accepteur profond. Après la génération de porteurs par excitation optique, le fer sous sa forme neutre  $Fe^{3+}$  capture un électron et se retrouve ensuite dans l'état ionisé  $Fe^{2+}$ . Ce dernier capture à son tour un trou et retourne à son état initial neutre  $Fe^{3+}$ . Ceci constitue un mécanisme original de capture-recombinaison des porteurs. Nous allons mesurer son efficacité en introduisant des atomes de fer au cours de la croissance par épitaxie de puits quantiques InGaAs/InP.

### 3.2. Détermination de la concentration de fer incorporée lors de la croissance

La croissance d'échantillons dopés fer a été réalisée au laboratoire à l'aide du bâti d'épitaxie par jets moléculaires à source gazeuse pour les éléments V. L'introduction du fer au cours de la croissance s'effectue à l'aide d'une source solide. Cette incorporation est directement liée à la loi de Clapeyron :

$$[Fe] = Ke^{-\frac{\Delta E}{k_B T_{Fe}}} \quad \text{(III-1)}$$

$[Fe]$  représente la concentration de fer,  $T_{Fe}$  la température de la cellule de fer fixée lors de l'épitaxie,  $\Delta E$  l'enthalpie atomique de sublimation du fer et  $K$  une constante. Nous allons proposer une méthode permettant de déterminer ces deux derniers paramètres. La concentration de fer incorporée est supposée liée au temps de déclin mesuré en photoluminescence par [21]:

$$\frac{1}{\tau_{PL}} = \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_h} = v_e \sigma_e [Fe^{3+}] + v_h \sigma_h [Fe^{2+}] \approx v_e \sigma_e [Fe] \quad \text{(III-2)}$$

où  $v_i$  ( $i=e,h$ ) est la vitesse thermique du porteur  $i$ ,  $\sigma_i$  ( $i=e,h$ ) est la section efficace de capture du porteur  $i$ . L'approximation faite dans le dernier membre de l'équation tient compte du fait que, la concentration de  $Fe^{2+}$  égale à la concentration de donneurs ( $10^{15}$  à  $10^{16}$   $cm^{-3}$  lors d'une croissance par épitaxie), reste très inférieure à la concentration de  $Fe^{3+}$ . Or la concentration totale de fer incorporée initialement est égale à la somme de ces deux concentrations. Donc la concentration incorporée initialement est égale en première approximation à la concentration de  $Fe^{3+}$ .

La combinaison de ces deux équations conduit à la relation suivante :

$$\ln(\tau_{PL}) \approx K' + \frac{\Delta E}{k_B T_{Fe}} \quad \text{(III-3)}$$

$$\text{où } K' = \ln\left(\frac{1}{K\nu_e\sigma_e}\right).$$

Des mesures de photoluminescence résolues en temps ont été réalisées par B. Sermage (France Telecom R&D, Bagneux) sur des échantillons dont la croissance a été effectuée avec des températures de cellule de fer différentes. La figure III-10 montre la dépendance linéaire du logarithme népérien du temps de déclin mesuré en photoluminescence avec l'inverse de la température de la cellule de fer, comme l'exprime la relation précédente.

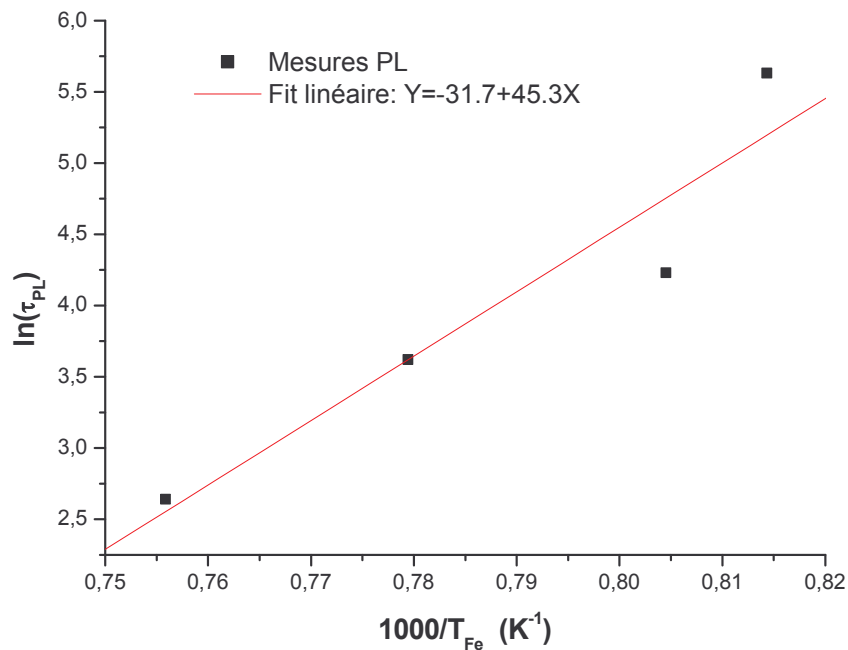


Figure III-10: Evolution du temps de déclin en photoluminescence avec l'inverse de la température de la cellule de fer.

L'analyse linéaire de ces données expérimentales fournit une valeur expérimentale de l'enthalpie atomique de sublimation du fer de 3.9 eV/atome, proche de la valeur théorique de 3.67 eV/atome [22]. De plus, il permet d'estimer la constante  $K'$  (à une valeur de -31.7). Une mesure en Spectrométrie de Masse d'Ions Secondaires (SIMS) a été menée en parallèle sur un échantillon présentant un temps de déclin en photoluminescence de 240 ps. Elle a révélé une concentration de fer de  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . La relation (III-2) a permis de déterminer la section efficace de capture de l'électron,  $\sigma_e = 1.8 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ , ce qui est proche des valeurs trouvées dans la littérature ( $1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$  [21,23]). Ainsi le coefficient  $K$  a une valeur de  $6.82 \times 10^{32} \text{ cm}^{-3}$ ,

ce qui nous permet de tracer l'évolution de la concentration de fer incorporée avec la température de la cellule fixée lors de la croissance, en échelle semi-log, qui traduit une relation linéaire respectivement à la relation (III-1), comme le montre la figure III-11.

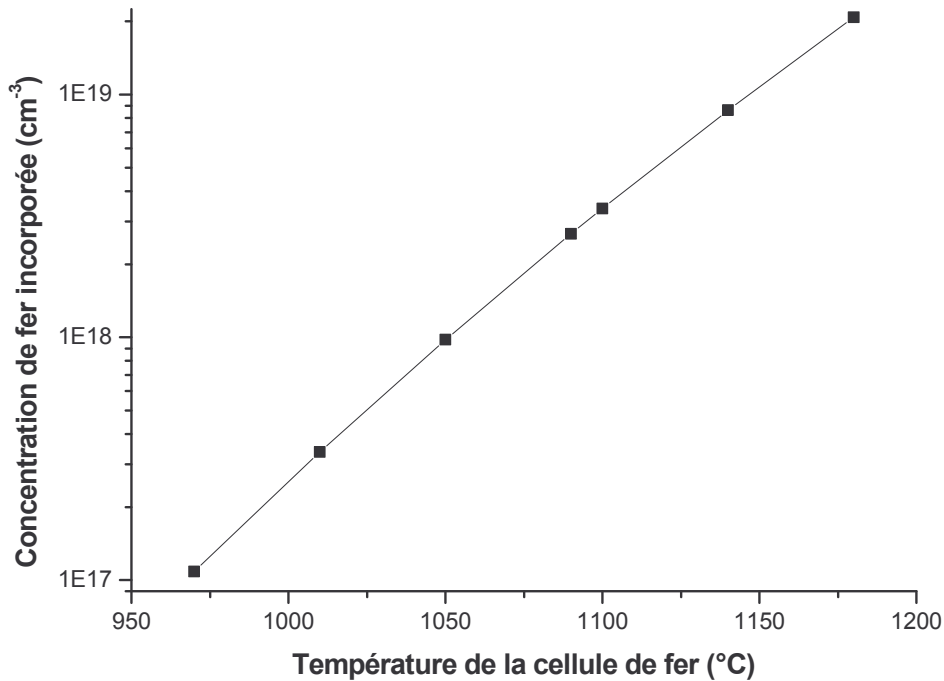
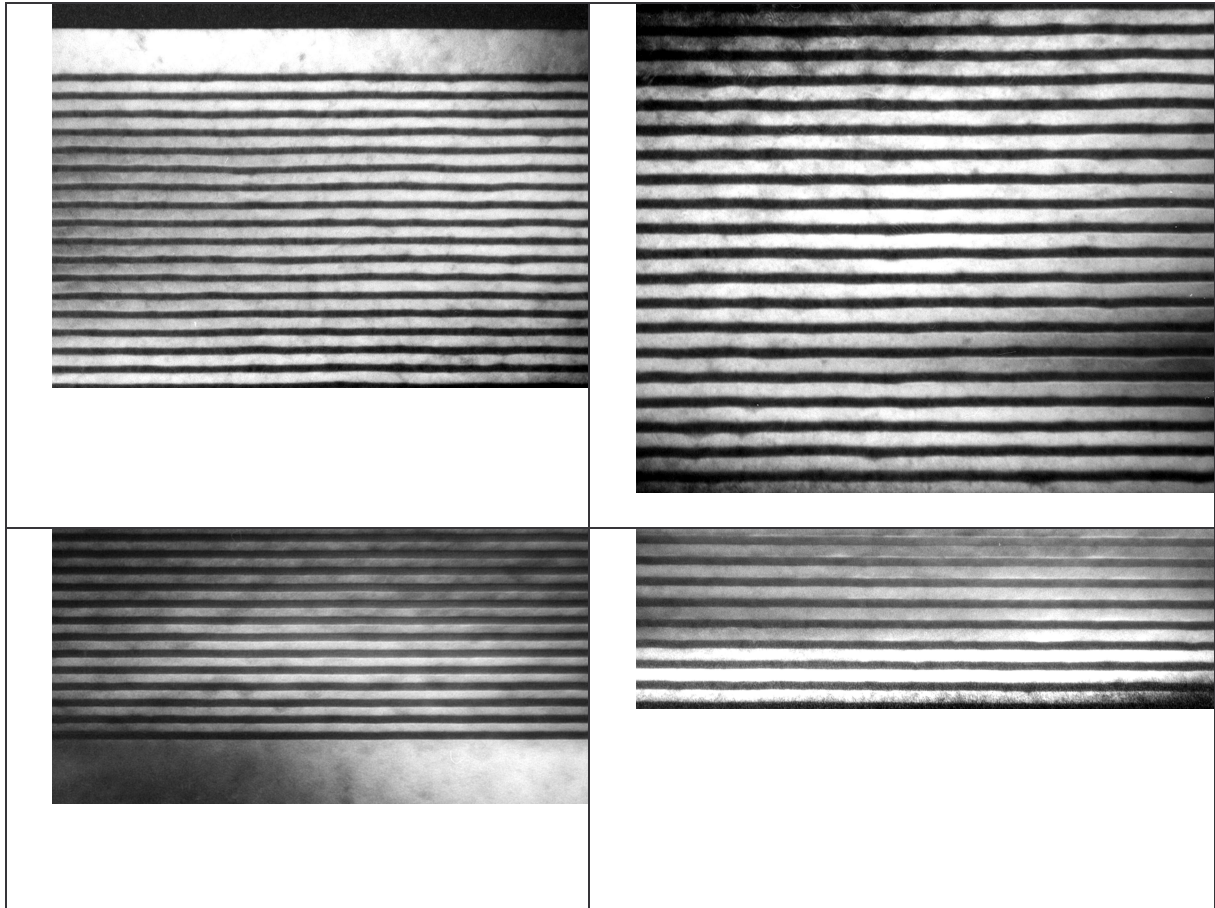


Figure III-11: Concentration de fer incorporée en fonction de la température de la cellule de fer fixée lors de la croissance.

### 3.3. Observations au microscope à effet tunnel (MET)

Il est connu de la littérature que la limite de solubilité du fer dans l'InP est de l'ordre de  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [21,23], à des températures de croissance de 700°C. Au-delà de ces concentrations, le fer forme des précipités de Fe-P. Pour favoriser l'incorporation du fer en site substitutionnel et éviter la formation de tels micro-précipités, la croissance des puits quantiques GaInAs/InP est réalisée à basse température (450°C) et avec un rapport V/III élevé. Dans ces conditions de croissance, des concentrations de Fe au-delà de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  peuvent être obtenues. Des observations en MET ont été menées par Anne Ponchet (CEMES) sur deux échantillons fortement dopés, afin de vérifier l'absence de tels micro-précipités. Les conditions de croissance de ces échantillons étaient les suivantes : la température du substrat a été fixée à 450°C et celle de la cellule de fer à 1140°C. L'originalité de la croissance a

consisté à incorporer le fer dans l'ensemble de la structure (puits et barrières) pour l'échantillon 1986, et uniquement dans les puits pour l'échantillon 1984.



*Figure III-12: les clichés de la première ligne correspondent à l'échantillon 1986 et ceux de la seconde à l'échantillon 1984. Les clichés ont été obtenus, de gauche à droite : côté substrat et au milieu de la structure.*

Les observations en champ sombre (002) n'ont pas révélé de contrastes pouvant être attribués à des précipités. Par ailleurs, les contrastes observés dans les directions (220) et (113) sont conformes à ce qui est obtenu pour des multipuits non dopés. Ces résultats indiquent une très bonne qualité de l'incorporation du fer dans InGaAs comme dans InP, même à des concentrations aussi élevées que  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .



#### 4. Etude expérimentale des structures à puits quantiques dopés fer

Nous allons nous intéresser aux résultats des caractérisations optiques des puits quantiques dopés fer avec diverses concentrations. La croissance des échantillons sur substrat InP semi-isolant a été réalisée dans le bâti d'épitaxie du laboratoire. Ces échantillons sont constitués de 40 puits quantiques InGaAs(8.5nm)/InP(10nm). Leur structure est celle présentée précédemment dans la figure III-1. Dans le tableau III-2, on a mentionné les températures de fer fixées lors de la croissance et les concentrations de fer correspondantes, selon la loi d'Arrhénius (résultats présentés dans la figure III-11).

Echantillon	Température de la cellule de fer (°C)	Concentration de fer (cm <sup>-3</sup> )
1693 (référence)	450	$\approx 5 \times 10^{15}$
1694	970	$1 \times 10^{17}$
1695	1010	$3.5 \times 10^{17}$
1696	1050	$1 \times 10^{18}$
1737	1090	$2.5 \times 10^{18}$
1985	1140 (lors de la croissance des barrières uniquement)	$\approx 4 \times 10^{18}$ (en moyenne)
1984	1140 (lors de la croissance des puits uniquement)	$\approx 4.5 \times 10^{18}$ (en moyenne)
1986	1140	$8.5 \times 10^{18}$ *

Tableau III-2: Calcul de la concentration de fer incorporée lors de la croissance à partir de la température de la cellule de fer (\*la détermination de la concentration de fer a été affinée par rapport à la valeur que nous avons publiée [26]).

Parmi les fortes températures de cellule de fer, une température de 1140°C conduit à une concentration de  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  dans les zones dopées. On a mentionné les valeurs moyennes de la concentration de fer dans l'échantillon total pour les échantillons 1984 et 1985 qui ont été dopés dans des zones distinctes durant la croissance (sélectivement dans les barrières pour l'échantillon 1985 et sélectivement dans les puits pour l'échantillon 1984).

#### 4.1. Spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier (FTIR)

##### 4.1.1. Mesures de la densité optique des absorbants saturables

Ces échantillons ont été caractérisés en spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR). La figure III-13 montre l'évolution spectrale de la densité optique de ces échantillons mesurée au FTIR.

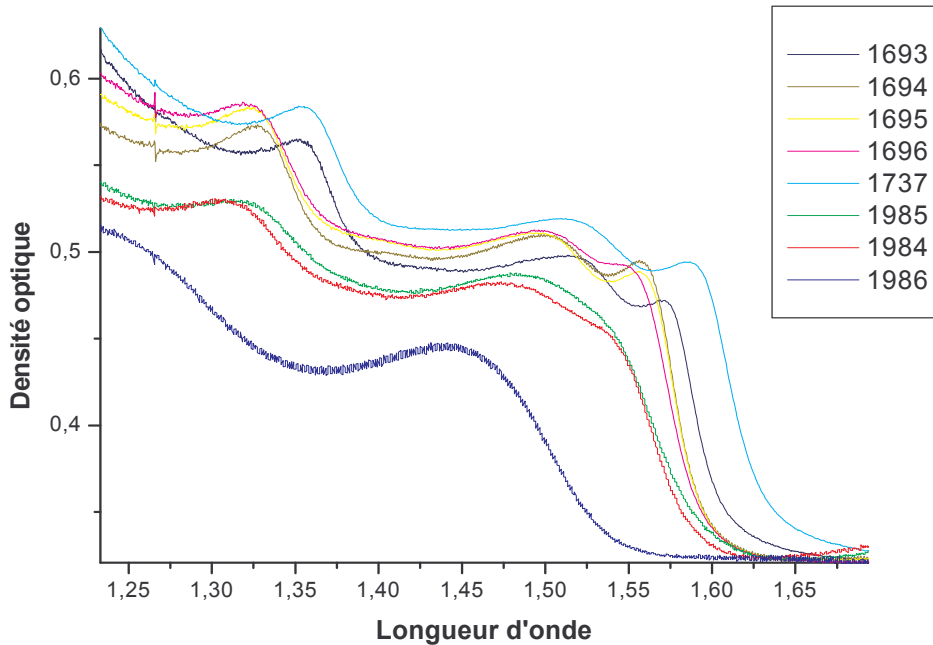


Figure III-13: Densité optique expérimentale d'échantillons dopés fer, ainsi que d'une référence non-dopée. Par souci de comparaison, les courbes ont été translatées au niveau moyen de la densité optique à grandes longueurs d'onde de ces échantillons. La densité optique est relié à l'absorbance telle que :  $A=D \times \ln(10)$ .

L'analyse de cette courbe révèle trois observations principales : i) la première concerne la position du pic excitonique E1-HH1. Celle-ci est directement liée aux conditions de la croissance en épitaxie. En effet, le contrôle des épaisseurs des couches déposées lors de la croissance s'effectue de façon in-situ. Un étalonnage préalable des paramètres de croissance par les épitaxieurs est nécessaire afin de positionner la résonance excitonique à  $1.55\mu\text{m}$ . Le décalage de sa position ne semble donc pas a priori être dû à la présence du dopage fer. ii) Le second point concerne l'élargissement des résonances excitoniques avec le dopage fer. Les

transitions excitoniques de trou lourd et de trou léger sont clairement visibles et séparables jusqu'à des concentrations de fer aussi importantes que  $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (échantillon 1737). A de très fortes concentrations de fer ( $> 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), les transitions excitoniques de trou lourd et de trou léger sont élargies et on ne distingue plus qu'un seul pic de transition excitonique. Typiquement, l'élargissement des transitions excitoniques de trou lourd extrait de ces courbes (largeur à mi-hauteur) est de 21 meV, pour un échantillon non-dopé (1693), 26 meV pour un échantillon moyennement dopé (1696), et 83 meV pour un échantillon fortement dopé (1986). Au final, on constate toutefois que l'absorption excitonique linéaire est préservée dans les puits dopés fer et elle semble perdurer même à haut niveau de dopage. iii) La troisième observation réside dans l'évolution de l'amplitude de l'absorbance des échantillons avec le dopage fer. L'amplitude de la variation de la densité optique mesurée à la résonance excitonique de trou lourd ( $\Delta(\text{D.O.}) \approx 0.15$ ), proportionnelle à la variation d'absorbance de cette transition ( $\Delta A \approx 0.34$ ), est visiblement conservée jusqu'à des concentrations de fer de l'ordre de  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Concernant l'échantillon le plus dopé de cette étude, la variation d'absorbance à la résonance excitonique diminue un peu ( $\Delta A \approx 0.28$ ).

#### 4.1.2. Variation d'absorption excitonique des multipuits quantiques

Comme nous l'avons souligné, pour remonter de façon rigoureuse à l'absorbance des multipuits quantiques à la résonance excitonique, il est nécessaire de prendre en compte les réflexions aux interfaces, les réflexions multiples à l'intérieur de l'échantillon, ainsi que l'absorption résiduelle du substrat. La démarche que nous avons adoptée est la suivante : une mesure de la densité optique de l'échantillon ( $\text{DO}_{\text{Ech}}$ ), comportant le substrat InP semi-isolant et la structure épitaxiée, ainsi qu'une mesure de la densité optique du substrat seul ( $\text{DO}_{\text{Subst}}$ ) sont enregistrées en spectroscopie infrarouge. Nous allons comparer deux expressions de la transmission des échantillons que nous pouvons envisager pour décrire ces mesures. La première prend en compte uniquement les réflexions aux interfaces :

$$T = (1 - R)^2 e^{-A}, \quad \text{(III-3)}$$

où  $A$  est l'absorbance du substrat ( $\alpha_S \times L_S$ ) et des puits quantiques ( $\alpha_P \times L_P$ ) pour la première mesure, et celle du substrat uniquement ( $\alpha_S \times L_S$ ) pour la seconde mesure. Le rapport des deux transmissions mesurées (liées aux densités optiques mesurées par la relation  $T = 10^{-\text{DO}}$ ) fournit directement l'absorbance des multipuits quantiques :

$$\frac{T_1}{T_2} = e^{-\alpha_P L_P} = 10^{-(DO_{ech} - DO_{Subst})} \quad (III-4)$$

La figure III-14 montre les mesures expérimentales des densités optiques de l'échantillon et du substrat seul (en gras) en spectroscopie infrarouge et illustre le modèle simple, basée sur l'équation (III-3). Ce modèle permet d'extraire directement l'absorbance des puits quantiques à partir de ces mesures. L'exemple est pris sur un échantillon dopé fer à une concentration de  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (1694).

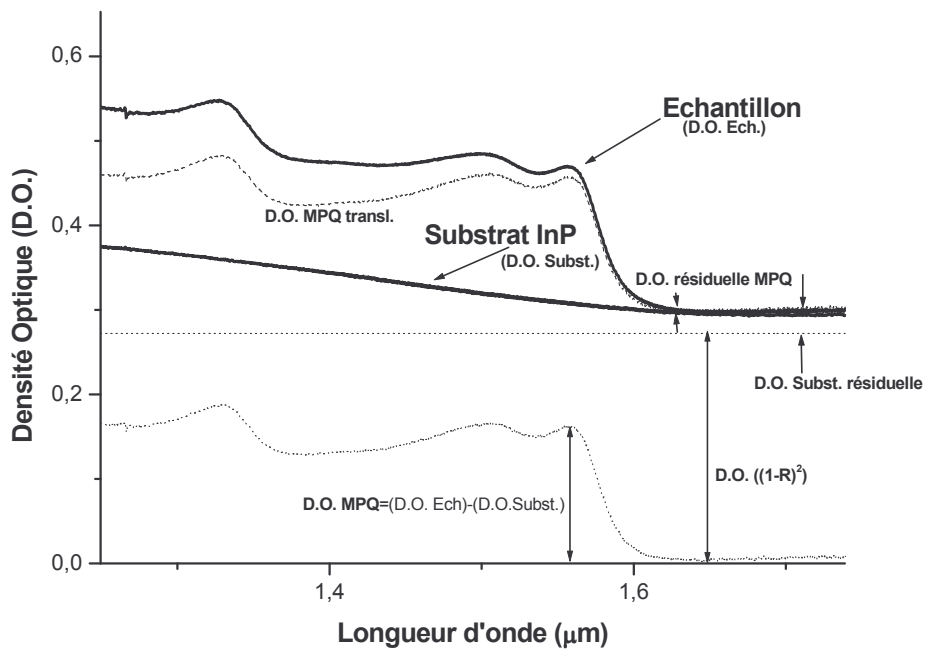


Figure III-14: Densités optiques expérimentales (en gras) d'un échantillon dopé fer (1694) et du substrat seul (InP semi-isolant), mesurées en spectroscopie infrarouge. Les courbes en pointillés montrent la densité optique liée aux réflexions aux interfaces ( $DO ((1-R)^2)$ ), la soustraction des deux mesures de densité ( $DO MPQ$ ) et la translation de cette dernière au niveau de la mesure brute ( $D.O. MPQ transl.$ ) afin de montrer l'écart lié à l'absorption du substrat vers les petites longueurs d'onde.

L'absorbance de l'échantillon (substrat et puits quantiques) est la somme de l'absorbance du substrat et de l'absorbance des puits quantiques. Cette dernière est elle-même égale à

l'absorbance résiduelle des puits quantiques et à la variation d'absorbance liée aux transitions interbande et excitonique. Il est important de noter que la figure III-14 représente de façon idéale les contributions des densités optiques résiduelles du substrat (D.O. Subst. Résiduelle) et des multipuits quantiques (D. O. résiduelle MPQ). En réalité, le niveau de la densité optique du substrat (comme de l'échantillon) aux grandes longueurs d'onde est fortement lié à la qualité de son polissage. Une qualité médiocre du polissage, source de diffusion de la lumière, induit des valeurs de la densité optique absolue erronées. Des mesures effectuées au laboratoire ont montré que la valeur de la densité optique du substrat à grandes longueurs d'onde peut être réduite de 0.4 à 0.27 pour une qualité de polissage accrue. Il nous est donc impossible d'extraire précisément, à partir des mesures de spectroscopie infrarouge, la valeur de l'absorption résiduelle du substrat et notamment, celle qui nous intéresse, à savoir l'absorption résiduelle des puits quantiques. Cependant, si l'on considère un polissage identique du substrat et de l'échantillon, c'est-à-dire que l'on se fie aux valeurs expérimentales brutes de la densité optique des différents échantillons dopés fer et de celle du substrat, aux grandes longueurs d'onde, on aboutit à une valeur de l'absorption résiduelle moyenne sur tous les échantillons de  $2800 \text{ cm}^{-1}$ . Ce résultat n'est pas si éloigné de la valeur fournie par Fox et al. ( $1900 \text{ cm}^{-1}$ ) pour les puits quantiques InGaAs/InP [24].

Pour vérifier la validité du modèle simple décrivant la transmission de l'échantillon (équation (III-3)), ne prenant en compte que les réflexions aux interfaces, un outil de simulation a été élaboré. Basé sur les matrices de passage du champ électromagnétique aux interfaces, il permet de calculer la transmission de l'échantillon total, en prenant en compte les épaisseurs du substrat ( $\approx 300 \mu\text{m}$ ) et des 40 puits quantiques (puits de 8.5 nm et barrières de 10 nm), ainsi que l'absorbance du substrat et des puits quantiques, déduites du modèle. Le résultat de la simulation est reporté sur la figure III-15, en comparaison avec la densité optique « brute » de l'échantillon, mesurée en spectroscopie infrarouge.

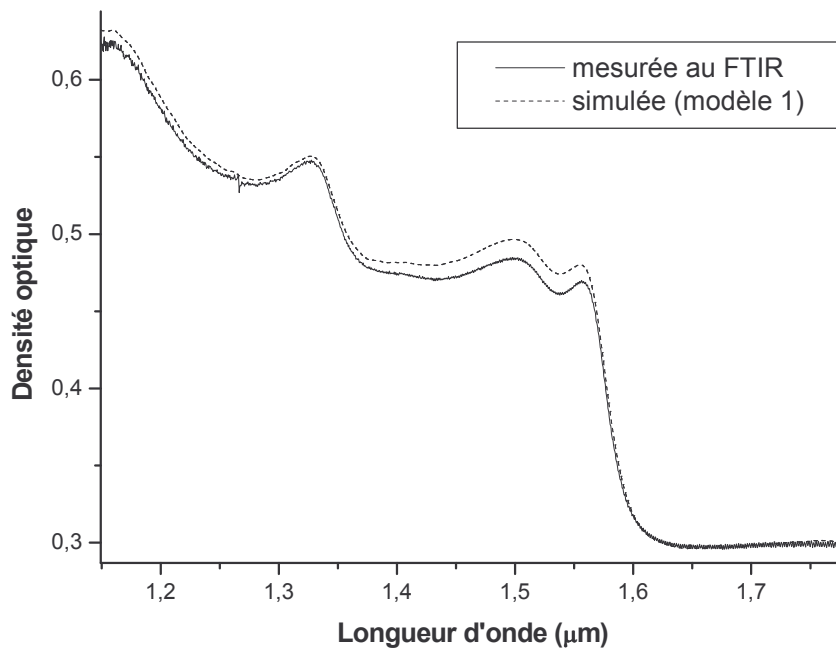


Figure III-15 : Densité optique expérimentale (trait plein) et simulée (en pointillés) d'un échantillon dopé fer (1694) comportant 40 puits quantiques.

On constate que l'accord de la simulation à la mesure n'est pas parfait. L'absorption des puits quantiques déduite du modèle est plus grande que celle observée expérimentalement. Afin de mieux traduire la mesure expérimentale, on a considéré un second modèle qui prend en compte les réflexions multiples internes, en plus des réflexions aux interfaces. L'expression de la transmission est dans ce cas donnée par :

$$T = \frac{(1 - R)^2 e^{-A}}{1 - R^2 e^{-2A}} \quad \text{(III-5)}$$

Une première mesure de la densité optique du substrat seul fournit son absorbance, en résolvant l'équation du second degré correspondante à l'équation (III-5). L'absorbance des puits quantiques est alors extraite d'une seconde mesure de la densité optique de l'échantillon total.

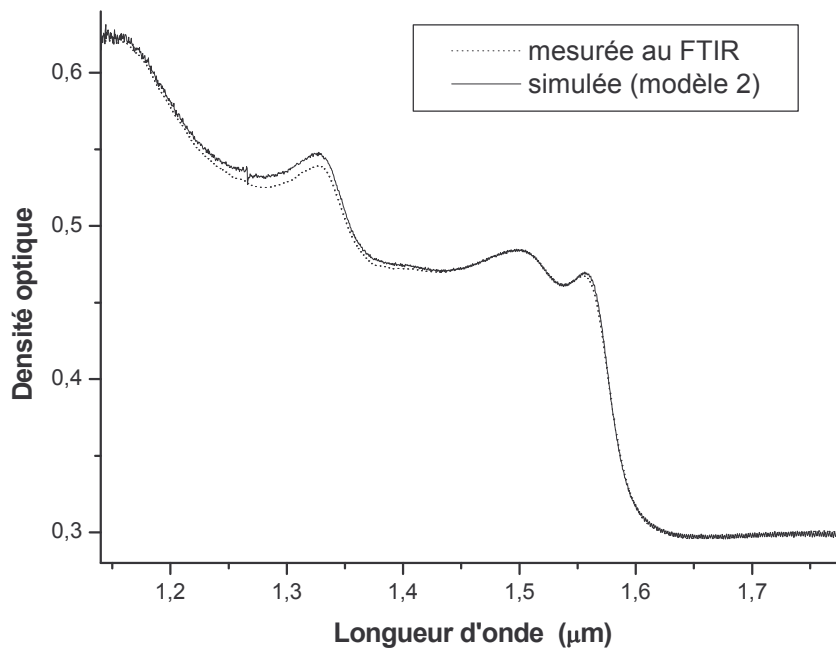


Figure III-16: Densité optique expérimentale (trait plein) et simulée (en pointillés) d'un échantillon dopé fer (1694) comportant 40 puits quantiques.

De la même façon que pour le premier modèle d'extraction de l'absorption des puits quantiques, une simulation de la transmission de l'échantillon a été entreprise, en insérant les coefficients d'absorption du substrat et des puits quantiques issues de ce second modèle. La figure III-16 montre le résultat de la simulation comparé à la mesure expérimentale de la densité optique. La validité de ce modèle est clairement visible: l'accord entre la simulation et la mesure expérimentale est quasi-parfait. Ainsi, à partir des mesures de la densité optique, on a pu extraire l'évolution du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde de chaque échantillon. En particulier, nous nous sommes intéressés à comparer les valeurs du coefficient d'absorption à la transition excitonique des puits quantiques dopés fer issues du premier modèle (équation (III-3)) et du second modèle (équation (III-5)). La figure III-17 compare les résultats issus de ces deux modèles, fournissant en particulier la variation du coefficient d'absorption à la transition excitonique en fonction de la concentration de fer incorporée lors de la croissance.

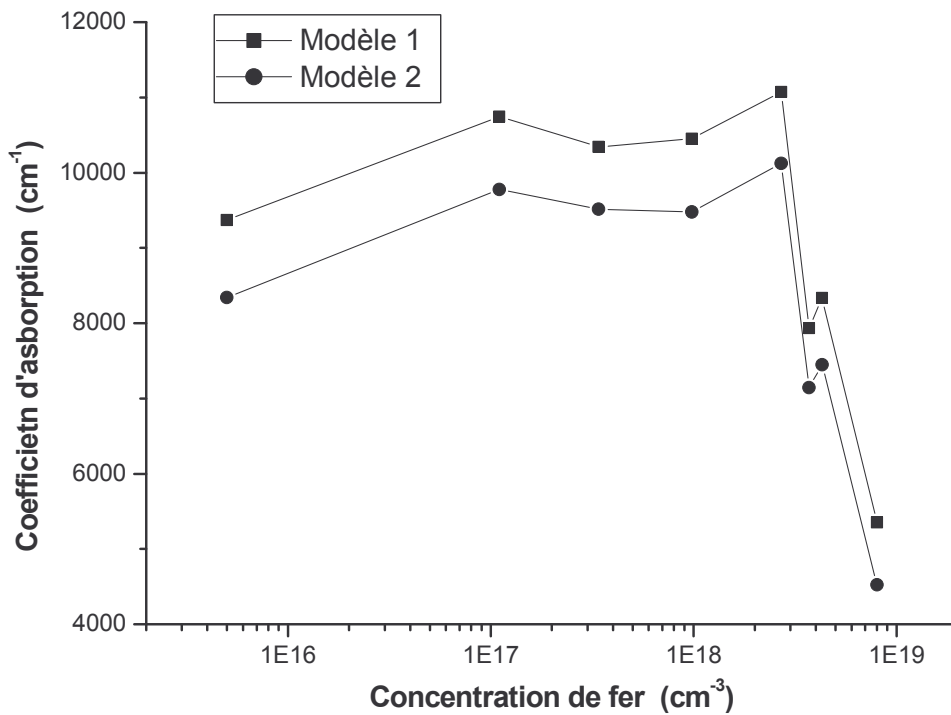


Figure III-17: Variation du coefficient d'absorption à la résonance excitonique des puits quantiques dopés fer en fonction de la concentration de fer incorporée lors de la croissance. Comparaison des deux modèles d'extraction de cette grandeur (équations (III-3) et (III-5)).

Même si le premier modèle a l'avantage d'être « visuel » (par simple soustraction des courbes expérimentales), celui-ci surestime le coefficient d'absorption des puits quantiques d'environ  $1000 \text{ cm}^{-1}$ . Grossièrement, cela s'explique par le fait que, ne prenant pas en compte les réflexions internes multiples, il associe les pertes d'intensité liées à ces réflexions aux coefficients d'absorption des puits quantiques. Nous verrons l'importance de la détermination rigoureuse de ce coefficient d'absorption linéaire des puits quantiques à la résonance excitonique lors de l'élaboration d'une microcavité à puits quantiques (Chapitre IV).

Au final, le second modèle nous permet d'extraire le spectre d'absorption de chaque échantillon. En particulier, nous remontons précisément à la valeur de la variation d'absorption linéaire des puits quantiques dopés fer à la résonance excitonique. Or, le coefficient d'absorption total à la résonance excitonique est la somme de cette variation



d'absorption et de l'absorption résiduelle, que l'on a estimé à une valeur de  $2800 \text{ cm}^{-1}$ . L'évolution du coefficient d'absorption linéaire ainsi que de ses deux contributions (variation à la transition excitonique et résiduelle) sont tracées sur la figure III-18 en fonction de la concentration de fer des échantillons.

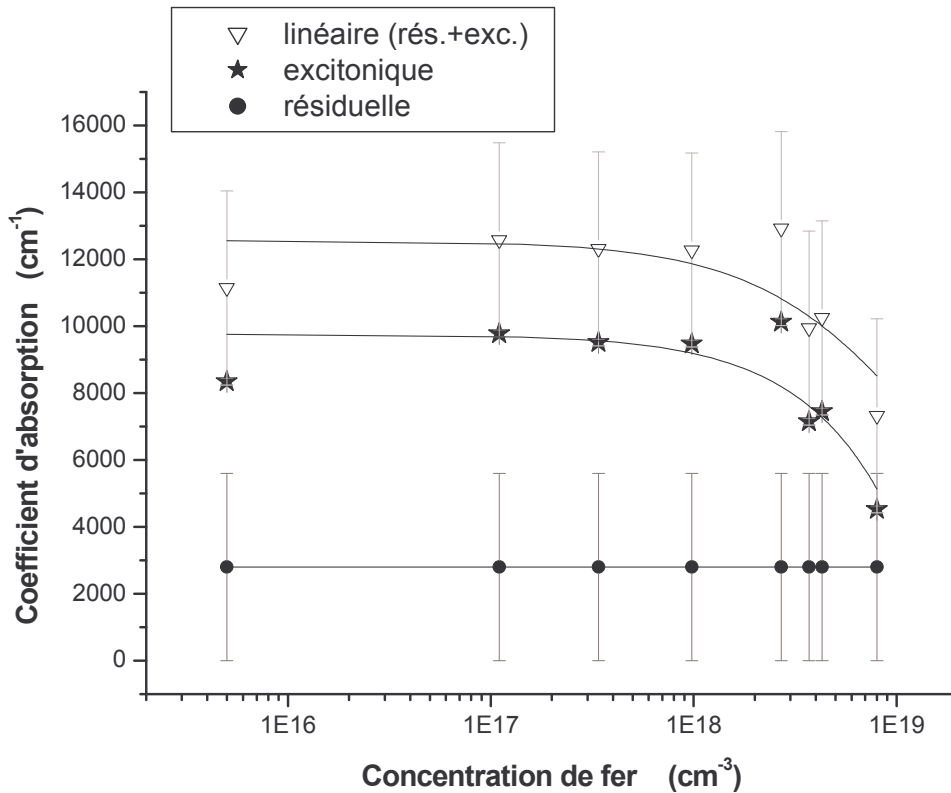


Figure III-18: Coefficients d'absorption résiduelle, excitonique et linéaire par puits des échantillons dopés fer à la résonance excitonique en fonction de la concentration de fer.

L'analyse de cette courbe met en évidence une variation du coefficient d'absorption par puits, à la résonance excitonique, d'environ  $9500 \text{ cm}^{-1}$  pour des puits quantiques non-dopés jusqu'à une concentration de fer de  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Celle-ci diminue à une valeur d'environ  $4500 \text{ cm}^{-1}$  pour un échantillon très fortement dopé fer ( $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). L'évolution de l'absorption linéaire totale à la résonance excitonique est identique.

Nous allons nous intéresser aux transitions contribuant à la variation d'absorption à la transition excitonique. A température nulle, le spectre d'absorption est constitué d'un nombre infini de pics de Dirac correspondant aux énergies des excitons et du continuum en marches

d'escalier au-dessus du gap. La prise en compte de l'interaction de Coulomb modifie le spectre d'absorption interbande. Cette modification est prise en compte par le facteur de Sommerfeld qui traduit les transitions excitoniques du continuum. La figure III-19, issue du travail de Chemla et al. [25], montre les contributions excitoniques discrètes et du continuum à l'absorption totale.

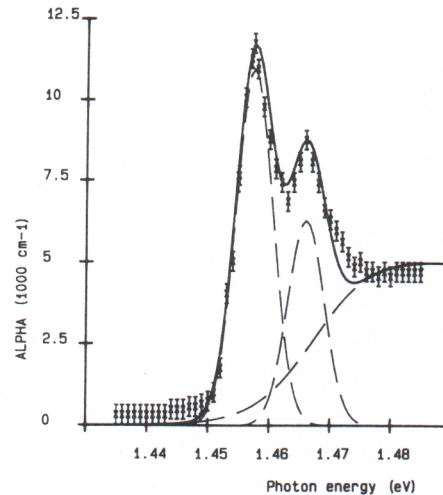


Fig. 2. Absorption coefficient of Sample II near the fundamental absorption edge. The crosses correspond to the experimental data, the solid line is an empirical fit, in which the absorption spectrum is described as the sum of two Gaussian excitons and a broadened two-dimensional continuum (dashed curves).

*Figure III-19: Coefficient d'absorption expérimentale (points) comparée à un ajustement empirique (ligne). Ce dernier est décrit par la somme de deux gaussiennes pour les excitons lourd et léger et d'un continuum 2D élargi par le facteur de Sommerfeld. Les puits quantiques GaAs/AlGaAs sont ici étudiés [25].*

Les transitions excitoniques discrètes et du continuum participent donc à l'absorbance à la résonance excitonique. Il n'est pas possible d'extraire les valeurs relatives de ces deux contributions à partir des mesures de spectroscopie infrarouge. Ainsi, la diminution de l'absorbance à la résonance excitonique observée pour de fortes concentrations de dopage fer peut-elle être associée à une diminution de l'absorbance issue des transitions excitoniques discrètes? A l'aide des mesures pompe-sonde à forte intensité, nous allons tenter de distinguer l'absorbance des transitions interbandes de celle des transitions discrètes à la résonance excitonique. Nous allons aussi pouvoir caractériser la dynamique de l'absorption dans les puits quantiques dopés fer.

## 4.2. Mesures pompe-sonde dégénérées

Les mesures pompe-sonde dégénérées à température ambiante permettent de mettre en évidence le caractère non-linéaire de l'absorption des multipuits quantiques. Un premier type de caractérisation des absorbants saturables qui nous intéresse consiste à mesurer la dynamique de la saturation de l'absorption à la résonance excitonique. Ceci permet de mesurer le temps de récupération de l'absorption qui est un paramètre très critique dans le cadre de la régénération du signal à haut-débit. Le temps de récupération de l'absorption est lié à la durée de vie des excitons et des porteurs générés dans les bandes par ionisation des excitons. Le second type de caractérisation repose sur la saturation de l'absorption à la résonance excitonique en fonction de l'intensité incidente. Cette mesure fournit l'intensité seuil de saturation pour générer ce phénomène, via l'utilisation du modèle simple de la saturation de l'absorption semi-empirique.

### 4.2.1. Dynamique des absorbants saturables

L'étude dynamique des échantillons non-dopé et dopés fer (décrits dans le tableau III-2) permet de caractériser l'influence du dopage fer sur la récupération de la saturation de l'absorption des multipuits quantiques à la résonance excitonique.

#### 4.2.1.1. Dopage fer uniforme

##### 4.2.1.1.1. Mesures du temps de déclin

Cette étude concerne les échantillons dopés fer à la fois dans les puits et dans les barrières au cours de la croissance. L'évolution temporelle de la transmission différentielle normalisée (TDN) a été mesurée pour chaque échantillon, à la résonance excitonique, correspondant à  $\Delta T/T_0$ . La figure III-20 montre les transmissions différentielles normalisées à 1 des différents échantillons afin de faciliter la comparaison.

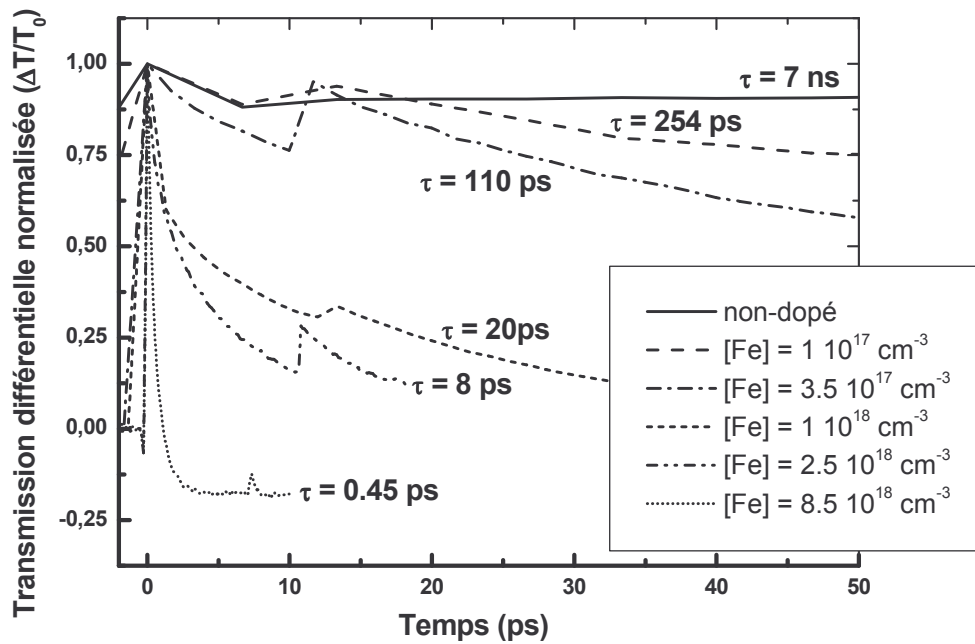


Figure III-20: Evolution temporelle de TDN des échantillons à puits et barrières dopés fer durant la croissance, ainsi que d'une référence non-dopée. Les temps de déclin monoexponentiel de ces échantillons sont mentionnés. Toutes ces mesures ont été réalisées avec une fluence de pompe incidente comprise entre 30 et 40  $\mu\text{J}.\text{cm}^{-2}$ .

Le second pic de la TDN qui apparaît correspond à la réflexion de la pompe par la face arrière du substrat. La figure III-20 montre un temps de déclin des absorbants saturables à puits quantiques de 7 ns pour un échantillon non-dopé, qui peut être réduit à des valeurs subpicosecondes (0.45 ps) pour des concentrations de fer de  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  [26]. Ces courbes mettent en évidence l'efficacité du dopage fer à réduire le temps de réponse des absorbants saturables en capturant rapidement les électrons et les trous. On peut comparer la valeur ultra-rapide du temps de déclin (0.45 ps) que nous avons obtenue en utilisant le dopage fer avec celle que Biermann et al. [8] ont obtenu récemment (0.23 ps) en utilisant le dopage béryllium et la croissance à basse température (200°C). Leur valeur est la plus courte reportée dans la littérature parmi toutes les techniques utilisées pour réduire la durée de vie des porteurs dans les absorbants saturables à puits quantiques, dans le domaine des longueurs d'onde des télécommunications (cf. paragraphe III.2). Cependant, nous verrons dans le paragraphe

suivant que le temps de déclin diminue expérimentalement avec la fluence incidente. Leur mesure a été réalisée à une fluence de  $F=0.024 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$  (issue du flux d'excitation fourni de  $6 \times 10^{18} \text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  à un taux de répétition de 32 MHz), soit à une valeur 1500 fois plus faible que dans nos conditions expérimentales ( $F=35 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ). Nous verrons dans le paragraphe suivant qu'un tel écart de fluence incidente réduit le temps de déclin de 0.22 ps (relatif à une diminution de  $-0.0063 \text{ps}\cdot\mu\text{J}^{-1}\cdot\text{cm}^2$ ). Ainsi, dans les mêmes conditions d'excitation, nous estimons le temps de déclin que nous aurions mesuré à une valeur de 0.23 ps, ce qui est exactement la valeur qu'ils ont mesurée. Par ailleurs, la croissance à basse température ( $200^\circ\text{C}$ ) engendre une cristallinité du matériau dégradée et induit la présence d'impuretés en plus forte concentration que lors d'une croissance à  $450^\circ\text{C}$ , comme nous l'avons effectuée. Ceci peut se traduire par une absorption résiduelle non-saturable plus importante, ce qui requiert une intensité seuil de saturation de l'absorption plus forte à la résonance excitonique.

Enfin, on peut noter sur la figure III-20 que la TDN atteint des valeurs négatives aux temps longs pour l'échantillon le plus rapide. Cette observation a déjà été reportée dans la littérature dans le matériau massif InGaAsP dopé Be [10] et dans les puits quantiques InGaAs/InAlAs dopés Be [27]. Ce phénomène est attribué à de l'absorption photoinduite par la réexcitation des électrons des pièges vers la bande de conduction. Lorsque la densité de porteurs photogénérés est supérieure à la concentration de pièges, l'absorption est saturée du fait du remplissage. Cet effet semble donc prépondérant par rapport à l'effet de l'absorption photoinduite [10] pour les dopages inférieurs à  $8.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ , se traduisant par un retour de la TDN au niveau initial aux temps longs. Pour l'échantillon le plus dopé, si la densité de porteurs photogénérés est inférieure à la concentration de pièges, le recouvrement de l'absorption est rapide mais l'absorption photoinduite peut intervenir, se traduisant pas une TDN négative.

On peut s'intéresser au tracé de l'évolution du temps de déclin des absorbants saturables en fonction de la concentration du dopage fer. La figure III-21 montre la décroissance du temps de déclin des absorbants saturables à puits quantiques en fonction de la concentration de fer incorporée lors de la croissance.

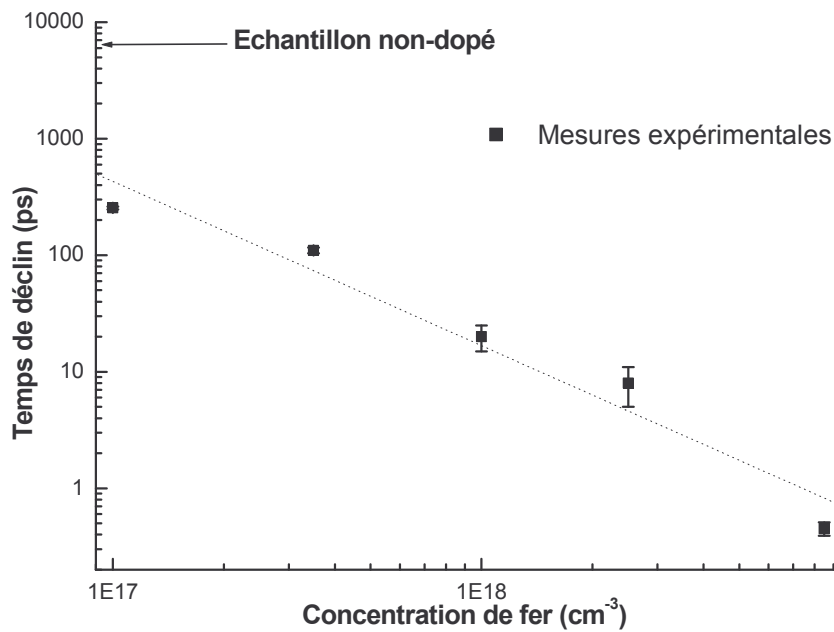


Figure III-21: Evolution du temps de déclin des absorbants saturables en fonction de la concentration de fer. La fluence de pompe incidente utilisée lors de ces mesures est comprise entre  $30$  et  $40 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

La référence non-dopée, présentant un temps de déclin de  $7$  ns est mentionnée, traduisant la lente recombinaison bande-à-bande. Le temps de déclin semble diminuer linéairement en échelle log-log avec une première pente caractéristique jusqu'à des concentrations de fer de  $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , puis une accélération est observée à des concentrations de fer supérieures. Pour une concentration de fer de  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , nous avons mesuré un temps de déclin de  $0.45$  ps, confirmant l'efficacité du dopage fer à accentuer la capture des porteurs. Le dopage fer induit un processus de capture des porteurs nettement plus rapide que la simple recombinaison bande-à-bande. Même à très fort dopage, la réduction du temps de déclin semble toujours efficace, ne laissant pas présager de limite apparente à cette réduction.

4.2.1.1.2. Variation du temps de déclin avec la fluence

L'étude de la variation du temps de déclin avec la fluence incidente s'est portée sur un échantillon dopé fer à une concentration de  $3.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . L'absorption de cet échantillon a été caractérisée au préalable en spectroscopie infrarouge, ce qui a permis de situer la transition excitonique à  $1.575 \mu\text{m}$ . La figure III-22 montre l'évolution de la TDN en fonction de la fluence de pompe incidente, à la transition excitonique.

Le comportement de cet échantillon est caractérisé par une augmentation du temps de déclin avec une fluence de pompe incidente croissante, comme le montre la figure insérée, où l'on a extrait les temps de déclin des courbes expérimentales. Pour une fluence de  $3 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ , il est de  $0.71 \text{ ps}$  et il atteint une valeur de  $0.88 \text{ ps}$ , pour une fluence exactement dix fois supérieure, soit une augmentation de  $0.0063 \text{ ps} \cdot \mu\text{J}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ .

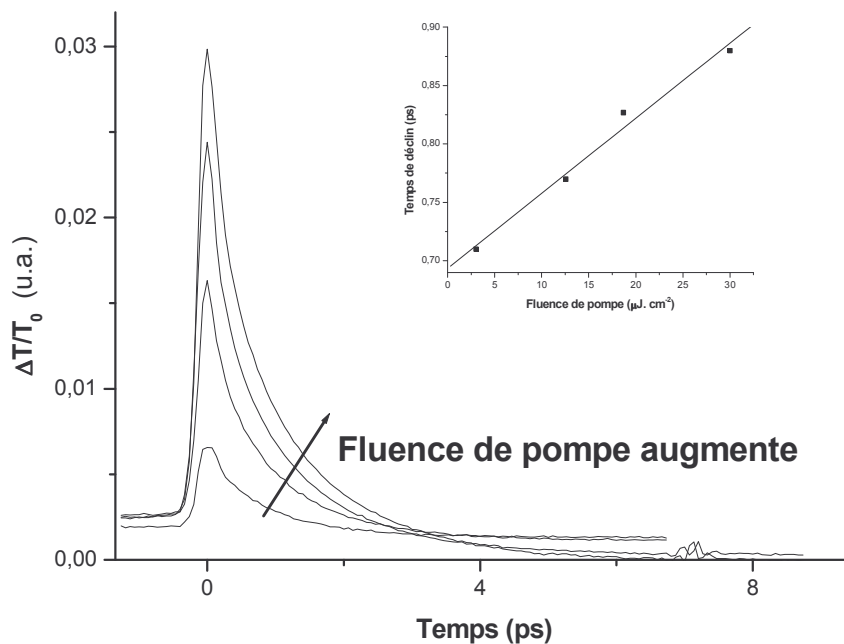


Figure III-22: Evolution temporelle de la transmission différentielle d'un échantillon dopé fer à une concentration de  $3.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , en fonction de la fluence de pompe incidente. Les valeurs du temps de déclin à une exponentielle extraites de ces courbes sont de  $0.71$ ,  $0.77$ ,  $0.83$ ,  $0.88$  pour une fluence incidente de  $3$ ,  $12.6$ ,  $18$  et  $30 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$  respectivement.

De plus, on constate que, plus la fluence augmente ( $\geq 18 \mu\text{J. cm}^{-2}$ ), plus le niveau de la TDN atteint des valeurs négatives aux temps longs. Dans la littérature, on peut trouver une même étude de l'influence des conditions d'excitation optique sur le temps de déclin d'échantillons à base d'InGaAsP massif, dopé béryllium [10]. Ils reportent également une TDN négative. Au final, on retiendra que le temps de déclin des absorbants saturables augmente sensiblement avec l'intensité incidente (avec une pente de  $0.0063 \text{ ps.}\mu\text{J}^{-1}.\text{cm}^2$ ).

#### 4.2.1.2. Dopage fer non-uniforme

Dans cette étude, on s'est intéressé aux échantillons à fortes concentrations de dopage fer, induites par une température de cellule de fer de  $1140^\circ\text{C}$  pendant la croissance. On a cherché à étudier l'effet du dopage fer dans les barrières. En effet, dans un puits quantique théorique 2D, où les barrières sont infinies, la probabilité de présence des porteurs est nulle en dehors du puits. Cependant, dans un puits quantique réel, à hauteur de barrières finies, les porteurs ont une certaine probabilité de présence dans les barrières d'où un dopage fer nécessaire des barrières pour capturer ces porteurs. Notre démarche pour mettre en évidence l'influence du dopage fer dans les puits et dans les barrières a consisté à faire croître deux types d'échantillons : pour l'un, l'incorporation du dopage fer s'est effectuée uniquement lors de la croissance des puits, pour l'autre, uniquement lors de la croissance des barrières, à l'aide du cache devant la cellule de fer. On comparera leurs caractéristiques à celles d'un échantillon dont la croissance a été réalisée uniformément, c'est-à-dire avec la même température de cellule de fer durant toute la croissance. La TDN de ces échantillons a été mesurée à la résonance excitonique sur le banc de mesures pompe-sonde. Elle est représentée normalisée à 1 sur la figure III-23 pour faciliter la comparaison. L'échantillon dopé uniformément présente un temps de déclin ultra-rapide (0.45ps), comme nous l'avons montré dans la figure III-20. Par contre, les échantillons sélectivement dopés dans les puits ou dans les barrières fournissent des temps de déclins plus longs, mais comparables, à savoir 2.6 ps et 2.7 ps respectivement.



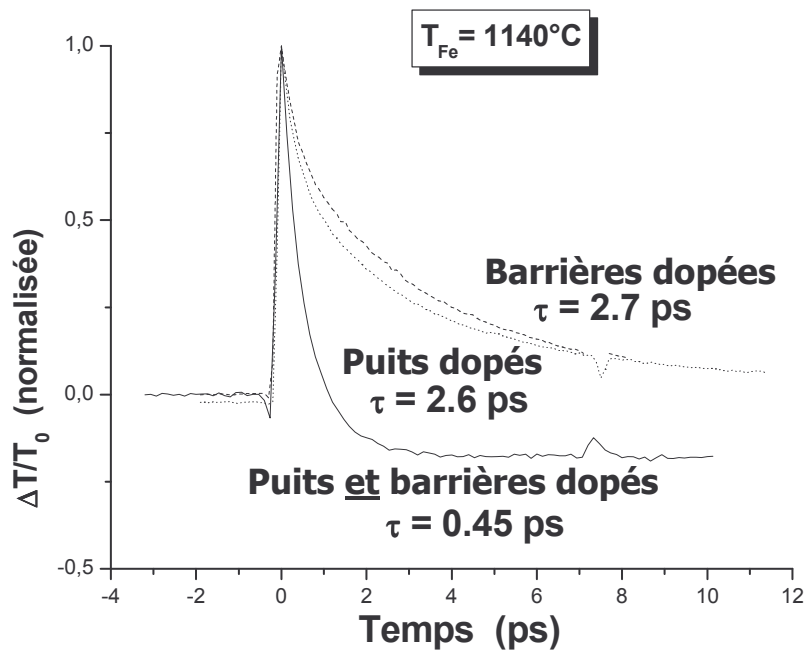


Figure III-23: Evolution temporelle de la TDN des absorbants saturables en fonction du dopage fer incorporé lors de la croissance dans les puits et dans les barrières.

La concentration moyenne en fer des échantillons dopés sélectivement étant plus faible, le nombre de centres disponibles pour la capture des porteurs diminue, la durée de vie des porteurs est donc plus grande dans ces deux échantillons. Il pourrait paraître surprenant que le dopage fer sélectif dans les barrières induise un temps de déclin aussi court que dans les puits. En fait, le fer diffuse aussi dans les puits lors de la croissance et il peut y avoir des phénomènes de ségrégation à l'interface barrière-puits, où sont majoritairement capturés les porteurs. Ainsi, nous montrons l'intérêt de doper fer à la fois les puits et les barrières afin de réduire le temps de réponse des absorbants saturables à des valeurs subpicosecondes (0.45 ps).

#### 4.2.2. Saturation excitonique des puits quantiques

##### 4.2.2.1. Mesures de la saturation de l'absorption

L'étude qui va suivre repose sur le second type de caractérisation que nous pouvons réaliser à l'aide du banc de mesures pompe-sonde. Il s'agit de mesurer la TDN, directement liée à la saturation de l'absorption des multipuits quantiques à la résonance excitonique, en fonction de l'intensité incidente de pompe (figure III-24). Cette mesure permet d'extraire la fluence seuil de saturation, en utilisant le modèle simple de saturation de l'absorption semi-empirique. Concernant les valeurs de fluence de pompe que l'on reporte en abscisses, il faut noter que l'on a tenu compte de la réflexion de la pompe à la première interface, en multipliant par le facteur  $(1-R)$ .

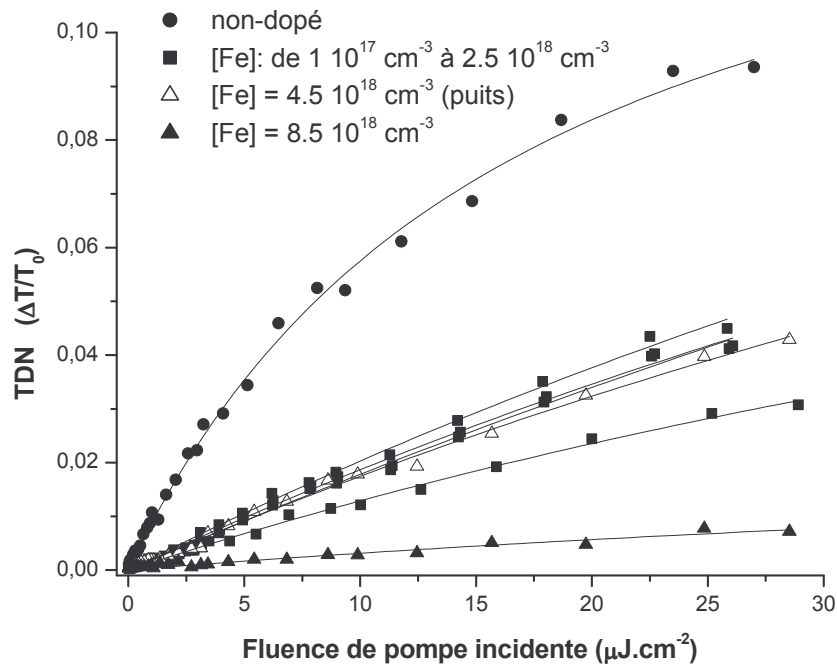


Figure III-24: Mesures de la TDN maximale (motifs pleins) des échantillons non-dopé et dopés fer uniformément en fonction de la fluence de pompe. Les triangles blancs correspondent à la mesure concernant un échantillon dopé sélectivement dans les puits. Les courbes en trait plein correspondent aux ajustements du modèle semi-empirique de la saturation de l'absorption :  $\alpha(F) = \alpha_1 + \alpha_2 / (1 + F/F_s)$ , où  $\alpha_1$  est l'absorption non-saturable.

L'influence du dopage fer apparaît clairement sur cette figure: la TDN diminue avec la concentration de fer incorporée. Nous verrons dans le paragraphe 4.2.2.3 l'étude de l'évolution de la TDN à une fluence de pompe constante, afin d'examiner précisément le comportement des échantillons en fonction du dopage fer.

#### 4.2.2.2. Contribution excitonique discrète et fluence seuil de saturation

Concernant l'ajustement du modèle de la saturation de l'absorption (traits pleins de la figure III-24) avec les mesures expérimentales, celui-ci permet de remonter à la fluence seuil de saturation ( $F_S$ ) ainsi qu'à la contribution des états discrets à la variation d'absorption ( $\alpha_X$ ). En effet, ce modèle décrit l'absorption à la résonance excitonique par la formule suivante [28]:

$$\alpha(I) = \alpha_{res} + \frac{\alpha_X}{1 + \frac{I}{I_1}} + \frac{\alpha_b}{1 + \frac{I}{I_2}} \quad \text{(III-6)}$$

où le premier terme correspond à une absorption résiduelle, le second traduit la contribution des transitions excitoniques discrètes à l'absorption (« excitoniques » dans le langage des expérimentateurs), et le dernier, la contribution des transitions excitoniques du continuum (« absorption interbande »). Fox et al. [28] ont mis en évidence une intensité de saturation interbande ( $I_2$ ) au moins dix fois supérieure à l'intensité de saturation de l'absorption excitonique ( $I_1$ ) pour des puits InGaAs/InP. Miller et al. [29] l'estime à cent fois supérieure dans le cas de puits GaAs/AlGaAs. On considère que la fluence de pompe que nous utilisons lors des mesures pompe-sonde reste dans une gamme bien inférieure à la fluence seuil de saturation interbande ( $I_2$ ). Ainsi, dans les conditions expérimentales des mesures pompe-sonde que nous avons réalisées, le modèle de la saturation de l'absorption peut se réécrire tel que :

$$\alpha(F) \approx \alpha_{res} + \frac{\alpha_X}{1 + \frac{F}{F_S}} + \alpha_b \quad \text{(III-7)}$$

Ce modèle semi-empirique de la non-linéarité d'absorption se traduit par l'expression de la TDN suivante :

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{T(F) - T_0}{T_0} = e^{\Delta\alpha.L} - 1 \quad \text{(III-8)}$$

où  $L$  est la longueur de la zone absorbante, à savoir 40 quantiques de largeur 8.5 nm et  $\Delta\alpha = \alpha_0 - \alpha(F)$  est la variation d'absorption, c'est-à-dire la différence entre l'absorption linéaire et l'absorption non-linéaire. Dans les conditions expérimentales de spectroscopie infrarouge, où l'intensité est très faible, l'absorption linéaire ( $\alpha_0$ ) est égale à la simple somme des trois contributions ( $\alpha_0 = \alpha_{res} + \alpha_X + \alpha_b$ ). Ainsi, le modèle de la saturation de l'absorption correspond à l'ajustement de la courbe d'équation suivante aux mesures expérimentales, à l'aide des paramètres  $\alpha_X$  et  $F_S$ :

$$\frac{\Delta T}{T_0} \approx e^{\frac{\alpha_X L}{1 + \frac{F}{F_S}}} - 1 \quad \text{(III-9)}$$

Pour une même fluence, cette équation de la TDN montre qu'une diminution de la TDN peut être attribuée à une diminution de la contribution des états discrets ( $\alpha_X$ ) à l'absorption excitonique, ou à une augmentation de la fluence seuil de saturation, ou l'effet simultané de ces deux évolutions. De même, si la TDN reste à une valeur comparable, si la contribution des états discrets ( $\alpha_X$ ) à l'absorption excitonique diminue, cela signifie que la fluence seuil de saturation augmente.

Le comportement expérimental des échantillons est bien décrit par le modèle de la saturation de l'absorption utilisant l'équation (III-9) : les courbes issues de ce modèle suivent correctement l'évolution des mesures expérimentales, comme on peut le voir sur la figure III-24. De cette façon, il nous est alors possible, grâce à la combinaison de l'exploitation des mesures pompe-sonde (fournissant  $\alpha_X$ ) et des mesures en spectroscopie infrarouge (fournissant  $\alpha_0$  et  $\alpha_{res}$ ), d'extraire la contribution interbande excitonique à l'absorption ( $\alpha_B$ ). L'évolution des contributions à l'absorption excitonique (états discrets et continuum) et de la fluence seuil de saturation des états discrets, en fonction de la concentration de fer incorporée dans les échantillons, est tracée dans la figure III-25.

L'analyse de la courbe III-25 a) montre que la contribution de l'absorption des états discrets ( $\alpha_X$ ) diminue avec la concentration de fer. On avait en effet déjà constaté la diminution de la variation de l'absorption linéaire (correspondant à la somme  $\alpha_X + \alpha_B$ ) à la résonance excitonique (cf figure III-18) à l'aide de la modélisation des mesures réalisées en spectroscopie infrarouge. Ici, on met en évidence que cette diminution est attribuée à la contribution des états discrets ( $\alpha_X$ ), puisque la contribution du continuum ( $\alpha_B$ ) reste à un niveau moyen d'environ  $3200 \text{ cm}^{-1}$ .

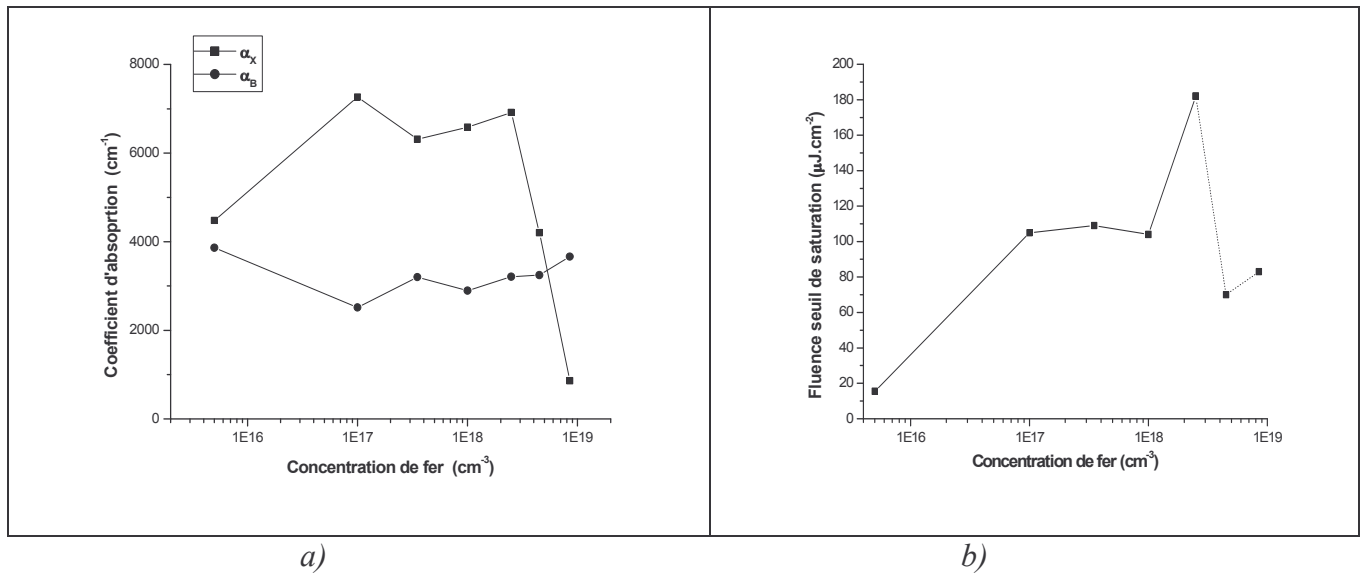


Figure III-25: a) Evolution des contributions des états discrets ( $\alpha_x$ , carrés noirs) et du continuum ( $\alpha_B$ , ronds noirs) à la transition excitonique totale, en fonction de la concentration de fer incorporée dans les échantillons. b) Evolution de la fluence seuil de saturation de l'absorption excitonique en fonction de la concentration de fer incorporée dans les échantillons.

La fluence seuil à la saturation de l'absorption excitonique, représentée sur la figure III-25 b), s'étend sur une gamme de valeurs comprises entre 15 et 182  $\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ . La fluence seuil de saturation des contributions interbandes étant un à deux ordres de grandeur supérieure [28,29], l'approximation que l'on a faite pour obtenir l'équation (III-7) est satisfaite: les fluences incidentes disponibles en mesures pompe-sonde sont très inférieures à la fluence de saturation du continuum. La fluence seuil de saturation de l'absorption excitonique atteint une valeur maximale de 182  $\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$  pour une concentration de fer de  $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Cette grandeur diminue pour les concentrations de fer plus importantes.

Au final, ce travail de synthèse nous a permis de mettre en évidence la contribution à l'absorption des états excitoniques discrets. On retiendra que celle-ci est en moyenne de  $6800 \text{ cm}^{-1}$  pour une concentration de fer incorporé inférieure à  $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . La contribution du continuum est environ deux fois plus petite ( $3000 \text{ cm}^{-1}$ ). Ce rapport de deux entre les différentes contributions à l'absorption excitonique a déjà été reporté dans la littérature expérimentalement pour les mêmes puits quantiques InGaAs/InP par Fox et al. [24].

#### 4.2.2.3. Densité seuil de saturation excitonique

Nous nous sommes intéressés à déterminer la densité seuil de saturation ( $N_{SX}$ ) excitonique à partir de la fluence seuil de saturation. En effet,  $N_{SX}$  représente le paramètre physique de la saturation de l'absorption. La fluence seuil génère cette densité seuil de saturation et il sera donc possible de calculer la valeur de la puissance de commande optique, en fonction de la géométrie souhaitée (diamètre du spot, largeur des impulsions). La démarche que nous avons adoptée est la suivante. La fluence seuil de saturation est déduite des courbes de la figure III-24, où les valeurs maximales de la TDN sont reportées. Si on remplace dans l'équation (III-9), le rapport  $F_S/F$  par le rapport  $N_{SX}/N_X$ , où  $N_X$  est la densité d'excitons générée, le maximum de la TDN est donnée par le maximum de la densité d'excitons générés, pour un échantillon donné. Les excitons sont régis par l'équation d'évolution suivante :

$$\frac{dN_X}{dt} = \frac{\alpha(t)I(t)}{h\nu} - \frac{N_X}{\tau_X} \quad \text{(III-10)}$$

où  $\alpha(t)$  est le coefficient d'absorption. L'impulsion est supposée de forme gaussienne telle que  $I(t) = I_{\max} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}$  avec  $\sigma=55$  fs, correspondant à une largeur de 130 fs à mi-hauteur, mesurée en pompe-sonde.  $\tau_X$  représente le temps d'ionisation de l'exciton qui est de 200 fs [30]. Dans le cas général, si l'on considère un coefficient d'absorption constant et une forme gaussienne de  $I(t)$ , on aboutit à l'expression temporelle de la densité d'excitons générée telle que :

$$N_X(t) = \frac{1}{3} \frac{\alpha I_{\max}}{h\nu} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma e^{\frac{\sigma^2}{2\tau_X^2}} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{t}{\sqrt{2}\sigma} - \frac{\sigma}{\sqrt{2}\tau_X} \right) \right) e^{-\frac{t}{\tau_X}} \quad \text{(III-11)}$$

Le coefficient 1/3 provient de la moyenne spatiale de l'intensité d'un faisceau supposé gaussien [29]. Un calcul numérique (figure III-26) montre que cette densité d'excitons générés est maximale à 72 fs après le passage de l'impulsion (centrée à  $t=0$ ). L'origine des temps ( $t=0$ ) correspond au recouvrement temporel des impulsions de pompe et de sonde.

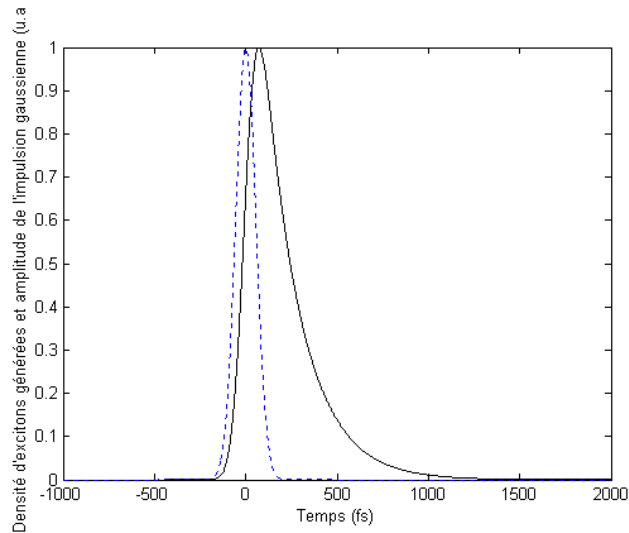


Figure III-26: Evolution temporelle de l'impulsion gaussienne et de la densité d'excitons qu'elle génère (normalisées). L'unité de l'axe des abscisses est la femtoseconde.

Ceci signifie que le « zéro temporel » des mesures pompe-sonde, où la TDN est maximale, se situe à un temps sensiblement supérieur à +72 fs, du fait de la convolution de l'impulsion gaussienne et de l'évolution de la population d'excitons. De plus, l'irradiance maximale est reliée à la fluence moyenne dans le cas d'une impulsion gaussienne par la relation:

$$I_{\max} = \frac{F}{\sigma} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\operatorname{erf}\left(\frac{T}{\sigma}\right)} \quad \text{(III-12)}$$

Ainsi, en injectant les valeurs de la fluence seuil de saturation des échantillons issues du modèle de la saturation de l'absorption dans ces deux précédentes équations, on peut en déduire les valeurs de la densité maximale d'excitons injectée ( $N_{X \max}$ ) ainsi que la densité seuil de saturation excitonique ( $N_{SX}$ ). On considère que le coefficient d'absorption suit l'équation (III-7). L'évolution de ces deux grandeurs avec la concentration de fer est tracée sur la figure III-27, pour des fluences incidentes différentes.

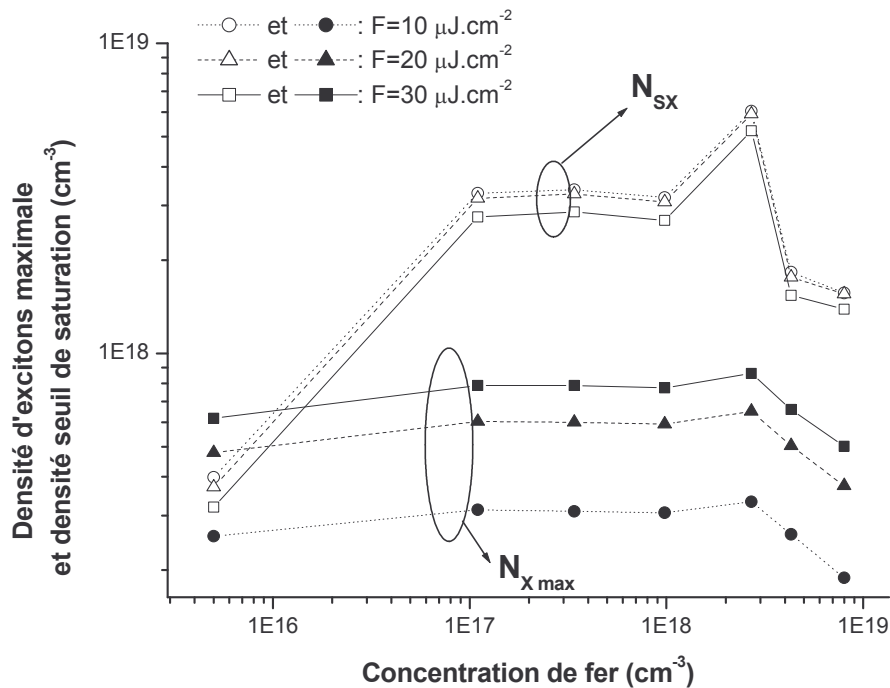


Figure III-27: Evolution de la densité maximale d'excitons générée ( $N_{X \max}$ ) et de la densité seuil de saturation excitonique ( $N_{SX}$ ) en fonction du dopage fer des échantillons, pour trois valeurs de la fluence incidente.

L'évolution de la densité seuil de saturation avec la concentration de fer est régie par l'évolution de la fluence seuil de saturation ( $F_S$  dans la figure III-25 b). L'influence de la fluence incidente sur cette grandeur est faible, puisqu'elle n'intervient qu'au niveau du coefficient d'absorption suivant l'équation (III-7). L'échantillon non-dopé présente la valeur de densité seuil de saturation la plus faible ( $3.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , soit  $3.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  pour un puits de 8.5 nm). Nous pouvons comparer cette valeur de la densité seuil de saturation pour l'échantillon non-dopé avec celle obtenue par les simulations de la saturation de l'absorption dans les puits quantiques à l'aide des fonction de Green (cf. chapitre II). En incluant tous les effets à N corps, nous avons trouvé une valeur de densité seuil de saturation par le plasma de  $N_{SP} = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  pour un puits non-dopé de 8.5 nm. Cette densité seuil de saturation par le plasma ( $N_{SP}$ ) est 1.85 fois plus forte que la densité seuil de saturation par les états excitoniques discrets ( $N_{SX}$ ) [30]. C'est cette dernière que nous nous sommes attachés à déterminer ici. Ainsi, les mesures expérimentales nous permettent de remonter à une valeur de



$N_{SP}=5.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Nous constatons ici que la démarche que nous avons adoptée pour déterminer la densité seuil à saturation est en relativement bon accord avec les simulations. Concernant les échantillons dopés fer, la densité seuil de saturation excitonique est un peu plus élevée, variant entre  $1.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $5.9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Au final, on retiendra que le modèle de la saturation de l'absorption semi-empirique, ne prenant en compte que l'effet du remplissage, nous fournit une valeur de la densité seuil de saturation excitonique de  $3.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (soit  $3.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ) pour un échantillon non-dopé, et de  $3.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (soit  $2.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) en moyenne pour les échantillons dopés fer.

L'évolution de la densité d'excitons générés maximale suit, quant à elle, approximativement l'évolution du coefficient d'absorption des transitions excitoniques discrètes ( $\alpha_X$  dans la figure III-25 a). De plus, elle croît notablement avec la fluence incidente, de façon non-linéaire relativement au produit du coefficient d'absorption de l'équation (III-7) avec la fluence incidente. Pour les échantillons dont la fluence de saturation excitonique est nettement plus faible que la fluence incidente, le comportement de cette grandeur avec la fluence incidente devient quasi-linéaire.

Nous pouvons noter qu'à une fluence donnée, l'évolution du rapport  $N_{SX}/N_{x \text{ max}}$  avec la concentration de fer traduit correctement l'évolution de la TDN avec la concentration de fer. Celle-ci est fournie par l'équation (III-9) en remplaçant le rapport  $F_S/F$  par le rapport  $N_{SX}/N_X$ , propre à chaque échantillon. Nous ne présenterons dans le paragraphe suivant que les résultats expérimentaux concernant l'évolution de la TDN à une fluence donnée.

#### 4.2.2.4. Inhibition de la formation de l'exciton

Nous nous sommes intéressés à comparer la TDN des échantillons à une fluence constante ( $10 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) afin d'interpréter les derniers résultats relatifs aux évolutions de  $F_S$  et  $\alpha_X$  avec la concentration de fer. Nous avons reporté sur la figure III-28 les valeurs de la TDN en fonction du temps de déclin monoexponentiel de ces échantillons mesuré précédemment en dynamique. L'évolution de cette grandeur avec le temps de déclin des absorbants saturables présente deux décroissances caractéristiques.

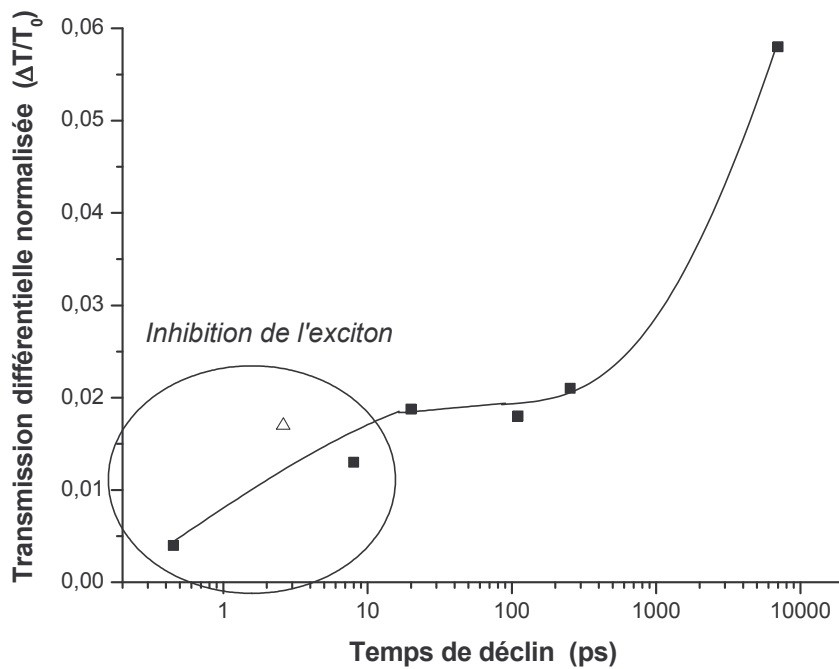


Figure III-28: Valeurs de la TDN en fonction du temps de déclin des absorbants saturables non-dopés et dopés fer, à une fluence de pompe constante ( $10 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ). Le triangle blanc correspond à la valeur de la TDN mesurée pour un échantillon dopé uniquement dans les puits (1984). La courbe en trait plein est un guide pour l'œil.

Pour un échantillon non-dopé, présentant un temps de déclin de 7 ns, la TDN est de l'ordre de 0,06. Cette valeur est intimement liée à la qualité de l'échantillon non-dopé: les désordres d'alliage, les fluctuations d'épaisseur des puits, les impuretés sont des facteurs qui peuvent influencer l'absorption des états excitoniques discrets et en conséquence, la TDN d'un échantillon non-dopé [28]. Une première diminution de la TDN intervient lorsque l'on dope les échantillons avec des atomes de fer. Pour ces échantillons dopés, la fluence seuil de saturation, déduite du modèle de saturation de l'absorption semi-empirique, augmente (cf. figure III-25 b)) ce qui contribue à diminuer la TDN, comme le montre l'expression de cette grandeur dans l'équation (III-9). La TDN reste cependant à un niveau moyen de 0,019 jusqu'à des temps de déclin de 20 ps. Une seconde diminution de la TDN apparaît au niveau de l'échantillon présentant un temps de déclin de 8 ps. Pour cet échantillon, nous avons vu que la fluence seuil de saturation atteint une valeur maximale de  $182 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ , unique responsable de

la valeur plus faible de la TDN mesurée (0.013), puisque l'absorption des états discrets excitoniques reste à une valeur d'environ  $6900 \text{ cm}^{-1}$ , comparable aux autres échantillons modérément dopés fer. Enfin, cette décroissance de la TDN se poursuit considérablement jusqu'aux temps de déclin subpicosecondes (0.45 ps), où la concentration de fer incorporée uniformément est importante. La valeur de la TDN atteint alors une valeur minimale de 0.004. La diminution de la TDN au temps de déclin subpicoseconde correspond à une diminution de la non-linéarité d'absorption, que l'on associe à une inhibition de la formation de l'exciton à une telle forte concentration de fer. En effet, un premier signe de cette inhibition de la formation de l'exciton nous est fourni par l'analyse développée dans le paragraphe précédent : l'absorption des états excitoniques discrets atteint une valeur relativement faible ( $\approx 860 \text{ cm}^{-1}$ ) pour cet échantillon présentant un tel temps de déclin subpicoseconde. Une solution est proposée pour conserver un niveau de TDN relativement correct. Elle consiste à doper l'échantillon uniquement dans les puits. En effet, la TDN retrouve une valeur identique aux échantillons relativement moyennement dopés (0.017, triangle blanc).

Un second signe de l'inhibition de la formation de l'exciton nous est fourni par l'analyse minutieuse de la dynamique de la saturation de l'absorption. Nous nous sommes intéressés aux trois échantillons les plus dopés présentant des temps de déclin en  $1/e$  respectifs de 8 ps, 2.6 ps et 0.45 ps (entourés dans la figure III-28).

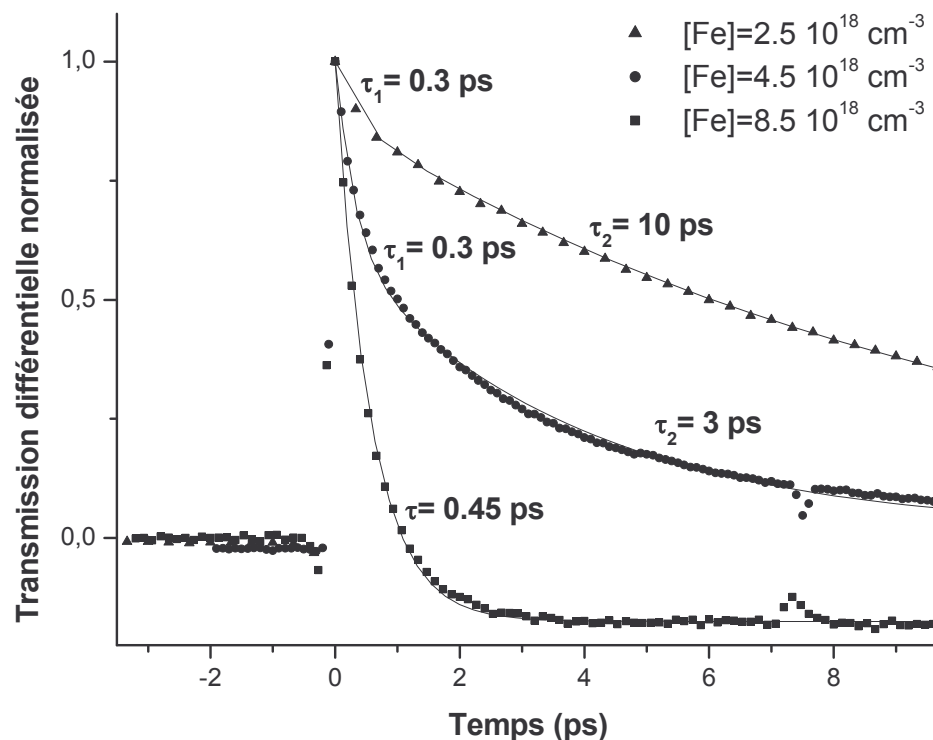


Figure III-29: Evolution temporelle de la TDN de trois échantillons fortement dopés fer (1737, 1984 et 1986). Les courbes en trait plein correspondent à une décroissance doublement exponentielle pour les deux échantillons les moins dopés, alors qu'elle est mono-exponentielle pour l'échantillon le plus dopé. Les temps de déclin issues de ces courbes sont mentionnés.

L'évolution temporelle de la transmission différentielle, reportée dans la figure III-29, révèle en effet deux temps de déclin exponentiels pour les échantillons les moins dopés. La valeur trouvée pour le premier (0.3 ps), correspondant à l'ionisation des excitons, est conforme à celles trouvées dans la littérature (0.25 ps [30], 0.2 ps [31]). Le second temps de déclin est relatif à la capture des porteurs par les atomes de fer. On constate une fois de plus que le dopage fer permet de réduire efficacement la durée de vie des porteurs (de 10 ps à 3 ps pour des concentrations de fer moyennes de  $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $4.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , respectivement). Par contre, l'évolution temporelle de la transmission différentielle de l'échantillon le plus dopé démontre un temps unique de déclin exponentiel de 0.45 ps, relatif à la capture des porteurs par les atomes de fer. Le temps d'ionisation des excitons n'apparaît pas. On

interprète ce résultat par l'apparition de l'inhibition de la formation de l'exciton, à cette forte concentration de fer. La présence de telles charges localisées écrante le potentiel Coulombien à l'origine de la formation de l'exciton. La stabilité de l'exciton à basse température a été explorée dans la littérature pour les puits quantiques GaAs/AlGaAs dopés n ou p: à fort régime de dopage [32,33], l'extinction de l'exciton apparaît pour des concentrations de donneurs [34] supérieures à  $3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  et pour des concentrations d'accepteurs [35] supérieures à  $4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Cette inhibition de la formation de l'exciton est due aux effets à N corps et l'effet du remplissage est reporté comme l'effet prépondérant dans l'extinction de l'exciton. Dans notre cas, à température ambiante, à fort régime d'excitation et à forte concentration de dopage, on démontre l'inhibition de la formation de l'exciton à des concentrations de fer de  $8.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ , correspondant à un temps de déclin de 0.45 ps. On remarque qu'à de telles concentrations de fer, la distance moyenne séparant deux atomes de fer est de l'ordre de 60 Å, alors inférieure au rayon de Bohr théorique de l'exciton à 2D ( $\approx 90 \text{Å}$ , [36]). Ainsi, nous montrons que nous avons atteint la limite haute du dopage fer concernant la formation de l'exciton, là où on atteint des temps de déclin subpicosecondes, correspondant approximativement à la transition où la distance séparant les atomes de fer devient inférieure au rayon de Bohr de l'exciton.

## **5. Modélisation de la dynamique de recombinaison des porteurs assistée par les atomes de Fer**

Afin de décrire le comportement dynamique des absorbants saturables à puits quantiques dopés fer, nous avons élaboré un modèle de capture des porteurs, générés par l'excitation optique, par les atomes de fer. Dans ce paragraphe, la présentation du modèle est suivie des résultats de simulations montrant l'évolution temporelle des différents acteurs responsables du processus de saturation de l'absorption. Enfin, la dynamique de cette saturation est modélisée et comparée aux résultats expérimentaux.

### 5.1. Présentation du modèle

#### 5.1.1. Scénario de la capture

Lors de l'excitation optique à la résonance de trou lourd (E1-HH1), à l'aide d'impulsions femtosecondes, un gaz d'excitons est généré. A température ambiante, ces excitons s'ionisent au bout de 200 fs, par interaction avec les phonons longitudinaux, générant des porteurs libres dans les bandes de conduction et de valence. La saturation de l'absorption est donc initiée par les effets de remplissage et d'écrantage des excitons, puis se poursuit par les mêmes effets dus aux porteurs libres. Ensuite, les atomes de fer, dans leur état neutre  $\text{Fe}^{3+}$ , capturent les électrons en un temps  $\tau_e$  et se retrouvent dans leur état ionisé  $\text{Fe}^{2+}$ . Cette seconde espèce capture à son tour un trou en un temps  $\tau_h$ , retrouvant son état neutre initial  $\text{Fe}^{3+}$ . Les atomes de fer sont alors prêts à un nouveau cycle de capture-recombinaison. Ce scénario est schématisé sur la figure III-30.

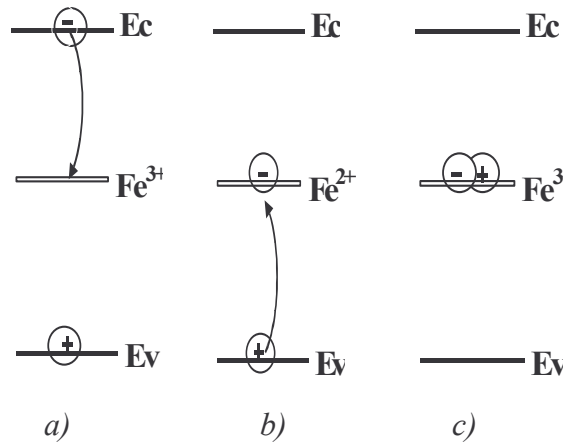


Figure III-30: a) l'électron est capturé par le fer sous sa forme neutre  $Fe^{3+}$ , b)  $Fe^{2+}$  capture à son tour un trou, c) et retrouve sa forme neutre initiale  $Fe^{3+}$ .

### 5.1.2. Equations d'évolution temporelle des populations

Dans le modèle de la recombinaison des porteurs que nous allons présenter, nous considérons quatre espèces : les excitons (de densité  $n_x$ ), les électrons ( $n_e$ ), les trous ( $n_h$ ) et les atomes  $Fe^{3+}$ . En effet, la concentration  $Fe^{2+}$  est reliée à la concentration de  $Fe^{3+}$ , leur somme étant égale à la concentration de fer incorporée initialement. Ainsi, en prenant en compte l'ionisation des excitons, la capture des électrons par les atomes  $Fe^{3+}$ , la capture des trous par les atomes  $Fe^{2+}$  et les recombinaisons radiatives interbandes, l'évolution temporelle de ces populations est régie par les équations différentielles suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\Delta n_x}{dt} = G(t) - \frac{d\Delta n_x}{\tau_x} \\ \frac{d\Delta n_e}{dt} = \frac{\Delta n_x}{\tau_x} - v_e \sigma_e [Fe^{3+}] \Delta n_e - r(n_e, n_h) \\ \frac{d\Delta n_h}{dt} = \frac{\Delta n_x}{\tau_x} - v_h \sigma_h [Fe^{2+}] \Delta n_h - r(n_e, n_h) \\ \frac{d\Delta [Fe^{3+}]}{dt} = v_h \sigma_h [Fe^{2+}] \Delta n_h - v_e \sigma_e [Fe^{3+}] \Delta n_e \end{array} \right. \quad (III-13)$$

Où  $\Delta n_x$ ,  $\Delta n_e$ ,  $\Delta n_h$ ,  $\Delta [Fe^{3+}]$  sont les variations des concentrations d'excitons, d'électrons, de trous et de  $Fe^{3+}$  respectivement. La variation de la concentration de  $Fe^{2+}$  est simplement donnée par  $\Delta [Fe^{2+}] = -\Delta [Fe^{3+}]$ . Le terme  $G(t)$  représente le taux de génération des excitons que nous détaillerons dans le prochain paragraphe. La vitesse thermique bidimensionnelle  $v_i$  de l'espèce  $i$  ( $i=e,h$ ) est égale à  $\sqrt{\frac{2k_B T}{m_i^*}}$ , où la masse effective  $m_i^*$  est la masse des sous-bandes

incluses dans le modèle. La section efficace de capture des électrons ( $\sigma_e$ ) a été déduite de mesures en photoluminescence et d'une mesure SIMS, comme nous l'avons préalablement présenté dans la section III.3.2. La valeur de ce paramètre a alors été évaluée à  $1.8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$ . La section efficace de capture des trous ( $\sigma_h$ ), quant à elle, est six fois plus grande, d'après Söderström et al. [37]. Par ailleurs, le taux de recombinaison radiatif  $r(n_e, n_h)$  a été négligé dans notre modèle, puisque les temps de recombinaison radiatifs sont nettement plus grands que les temps de capture induits par le piégeage des atomes de fer. Enfin, on pourra noter l'approche hybride que nous utilisons pour décrire la capture des porteurs par le fer : un formalisme tridimensionnelle est introduit par la section efficace de capture mais le mouvement des porteurs est considéré dans un espace à deux dimensions, conformément à la dimension des puits quantiques.

### 5.1.3. Terme source de génération des excitons et coefficient d'absorption non-linéaire

Le terme source de génération d'excitons  $G(t)$  est défini dans notre modèle comme [38]:

$$G(t) = \frac{\alpha(t)I(t)}{h\nu} \quad \text{(III-14)}$$

L'intensité incidente est supposée de forme gaussienne  $I(t) = I_{\max} e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}}$  avec  $\sigma=55$  fs dans le cas d'impulsions gaussiennes de largeur 130 fs à mi-hauteur, caractérisées en pompe-sonde. L'intensité maximale  $I_{\max}$  peut être reliée à la fluence moyenne  $F$  de l'impulsion lumineuse par:

$$I_{\max} = \frac{F}{\sigma} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\text{erf}\left(\frac{T}{\sigma}\right)}, \quad \text{(III-15)}$$

où  $T$  est la période des impulsions. On a considéré un coefficient de transmission de l'intensité dans l'échantillon égal à l'unité.

De plus, le modèle considère une absorption non-linéaire issue du modèle semi-empirique de la saturation de l'absorption de la forme :

$$\alpha(t) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{N(t)}{N_s}} \quad \text{(III-16)}$$



A température ambiante, lors d'une excitation en résonance avec l'absorption excitonique, le gaz d'excitons sature plus efficacement l'absorption excitonique que le plasma d'électrons-trous libres issu de l'ionisation des excitons [30]. On distingue alors la densité seuil de saturation des excitons ( $N_X^S$ ) de celle du plasma ( $N_P^S$ ), cette dernière étant 1.85 fois plus forte que la première. De plus, l'effet du remplissage étant le phénomène prépondérant dans la saturation de l'absorption de puits quantiques, on distingue les densités seuils de saturation des électrons et des trous, du fait de l'écart de leur masse effective. Ces densités seuils de saturation sont proportionnelles à leur masse effective [36,39]. Finalement, on réécrit le

rapport  $N/N_s$  phénoménologiquement tel que  $\frac{N}{N_s} = \frac{N_X}{N_X^S} + \frac{N_e}{N_e^S} + \frac{N_h}{N_h^S}$ , où la densité seuil de

saturation de l'espèce  $i$  ( $i=e,h$ ) est fournie par  $N_i^S = \frac{m_i}{\mu} N_P^S$ , avec  $\mu$  la masse réduite. On peut

noter que cette expression permet de retrouver les deux cas limites correspondant au gaz d'excitons seul ou au plasma de porteurs libres seul. La densité seuil d'excitons est fixée à  $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Au final, le coefficient d'absorption non-linéaire s'exprime sous la forme :

$$\alpha(t) = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{N_X(t)}{N_X^S} + \frac{N_e(t)}{N_e^S} + \frac{N_h(t)}{N_h^S}} \quad \text{(III-17)}$$

## 5.2. Résultats du modèle : évolution temporelle des populations

La figure III-31 montre l'évolution temporelle des populations d'excitons, d'électrons et de trous décrite par ce modèle.

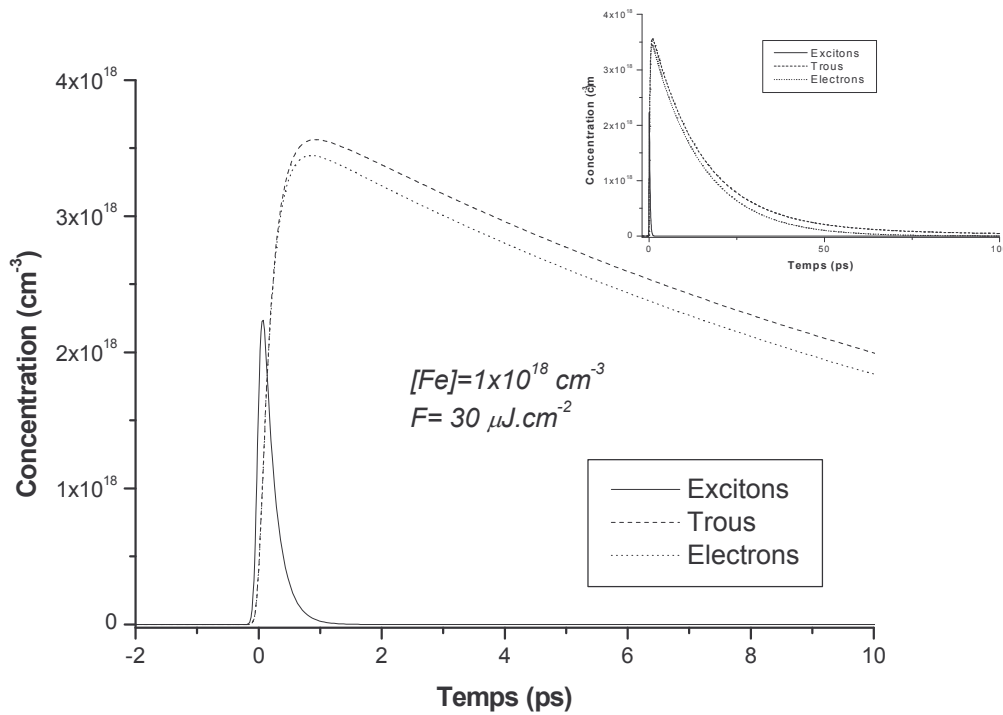


Figure III-31: Evolution temporelle des densités d'excitons, d'électrons et de trous. Ces derniers sont capturés par les atomes de fer en concentration initiale de  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et la fluence incidente est de  $30 \mu\text{J.cm}^{-2}$ . La figure insérée montre le résultat de cette simulation sur une plus grande échelle de temps (jusqu'à 100 ps).

L'impulsion gaussienne générant le gaz d'excitons étant centrée au temps  $t=0$ , la densité d'excitons est maximale à 70 fs environ, comme nous l'avons déjà souligné dans la partie 4.2.2.3. L'ionisation des paires liées électron-trou (excitons) en 200 fs est clairement visible, générant des populations d'électrons et de trous. Les électrons sont capturés par les atomes de  $\text{Fe}^{3+}$  en un temps de capture  $\tau_e = 1/(v_e \sigma_e [\text{Fe}^{3+}])$  et les trous par les atomes de  $\text{Fe}^{2+}$  en un temps  $\tau_h = 1/(v_h \sigma_h [\text{Fe}^{2+}])$ . Ces relations indiquent que l'évolution temporelle des temps de capture dépend de l'évolution des concentrations en  $\text{Fe}^{2+}$  et  $\text{Fe}^{3+}$ . La figure III-32 montre l'évolution de ces deux espèces.

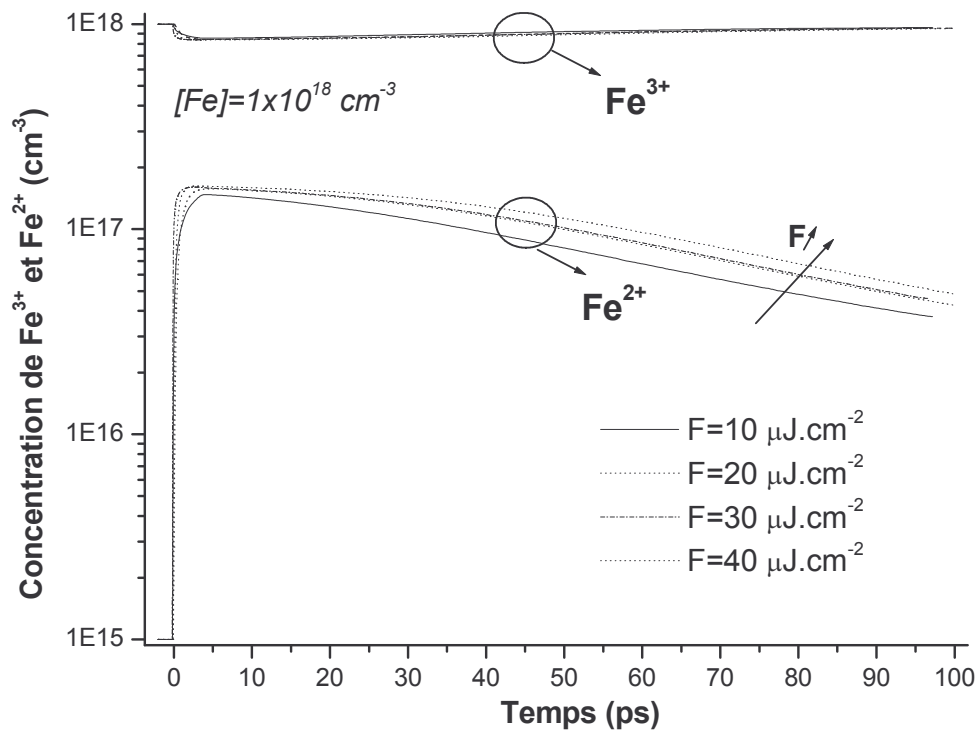


Figure III-32: Evolution temporelle des concentrations de  $Fe^{2+}$  et  $Fe^{3+}$ , pour quatre valeurs de fluence de pompe incidente croissante. La concentration initiale de fer incorporée est fixée à  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Les concentrations moyennes de  $Fe^{2+}$  et  $Fe^{3+}$  sont respectivement égales à  $9 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

L'évolution temporelle de la concentration de  $Fe^{2+}$  montre que celle-ci est d'autant plus élevée que la fluence est grande. En effet, plus la densité de porteurs injectée initialement est grande, plus la concentration de  $Fe^{2+}$  est élevée, puisque la concentration de cette espèce dépend directement de la conversion des atomes  $Fe^{3+}$  en  $Fe^{2+}$  par capture des électrons.

La concentration minimale de  $Fe^{3+}$  atteint une valeur de  $[Fe]_0 \times 5/6$ , alors que la valeur maximale de la concentration atteinte par  $Fe^{2+}$  est de  $[Fe]_0/6$ , relativement à la quatrième équation du système d'équations différentielles. Le rapport  $v_h \sigma_h / v_e \sigma_e$  étant égal à 5, le rapport des temps de capture  $\tau_e / \tau_h$  est alors de l'ordre de l'unité aux extremums des concentrations des deux espèces de fer.

Les concentrations de  $\text{Fe}^{2+}$  et  $\text{Fe}^{3+}$  évoluant dans le temps, les temps de capture des trous et des électrons évoluent temporellement en conséquence. La figure III-33 montre l'évolution temporelle des temps de capture des trous et des électrons.

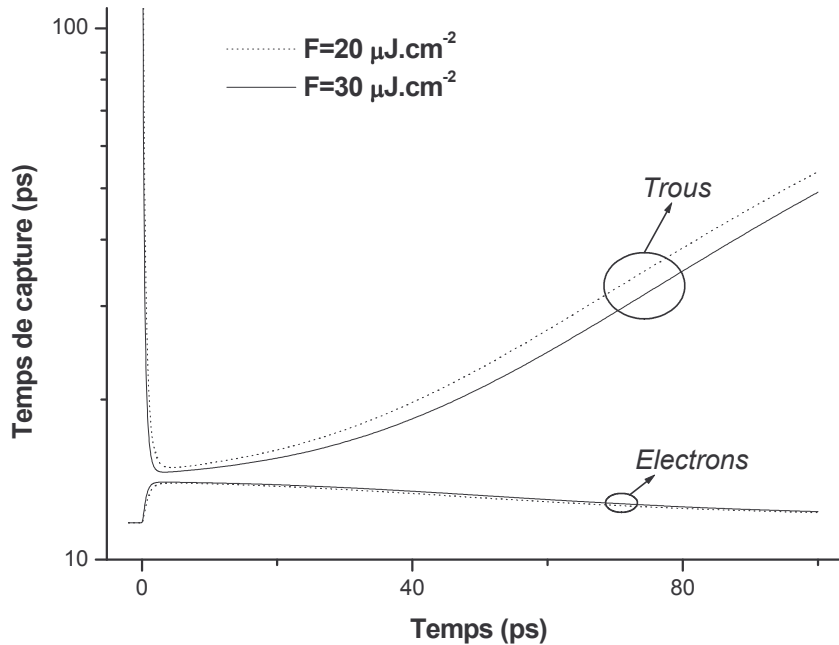


Figure III-33: Evolution temporelle des temps de capture des électrons et des trous. La concentration initiale de fer incorporée est fixée à  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Il apparaît sur ce graphe que le temps moyen de capture des trous est supérieur à celui des électrons et qu'il diminue avec la fluence. En effet, comme on l'a vu, la concentration de  $\text{Fe}^{2+}$  augmente avec la fluence, le temps de capture des trous diminue alors en conséquence. Inversement, le temps de capture moyen des électrons augmente sensiblement avec la fluence, la concentration de  $\text{Fe}^{3+}$  diminuant.

Cette comparaison des temps moyens de capture des trous et des électrons semble en contradiction avec les valeurs des sections efficaces de capture six fois plus élevée pour le trou que pour l'électron. Cependant, localement pour une même concentration de  $\text{Fe}^{3+}$  et  $\text{Fe}^{2+}$ , les trous sont bien capturés cinq fois plus rapidement que les électrons. Ainsi, une fois que le fer a capturé un électron, la capture du trou s'effectue très rapidement et le fer est prêt à un nouveau cycle de capture. Le fer est donc un centre de capture efficace à la fois pour les électrons et les trous ce qui prévient une éventuelle saturation de la capture.

### 5.3. Confrontation du modèle à l'expérience: transmission différentielle

Les résultats précédents concernant l'évolution temporelle des populations d'excitons, d'électrons et de trous vont nous permettre de simuler l'évolution temporelle de la transmission différentielle en fonction de la concentration de fer incorporée. Le modèle simple de la saturation de l'absorption nous fournit l'expression de la transmission différentielle telle que :

$$\frac{\Delta T}{T_0} = e^{\frac{\alpha_0 \cdot L}{1 + \frac{N}{N_s}}} - 1 \quad \text{(III-18)}$$

où L est la largeur totale des puits quantiques. Nous avons considéré 40 puits quantiques de 8.5 nm. L'expression de  $N/N_s$  établi dans le paragraphe où on a défini l'absorption non-linéaire nous conduit à l'expression de la transmission différentielle suivante :

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \exp \left( \frac{\alpha_0 L}{1 + \frac{1}{N_x / N_x^s + N_e / N_e^s + N_h / N_h^s}} \right) - 1 \quad \text{(III-19)}$$

Les résultats des simulations sont reportés sur la figure III-34.

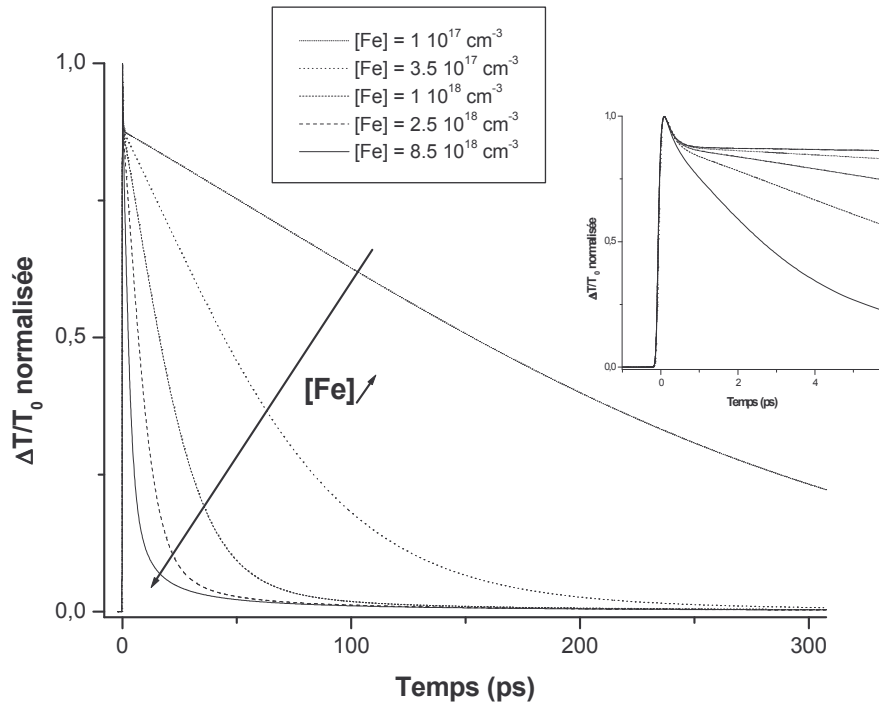


Figure III-34: Transmission différentielle simulée en fonction du temps, pour différentes concentrations de fer initiales, à une fluence de  $30 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Le terme source considère une absorption non-linéaire. La figure insérée est un zoom des mêmes simulations à l'origine des temps afin de visualiser l'ionisation des excitons.

La contribution des excitons à l'amplitude de la transmission différentielle ainsi que l'ionisation de l'exciton est clairement visible. L'influence du dopage fer est aussi mis en évidence sur cette figure: plus la concentration initiale de fer est grande, plus le temps de déclin de la transmission différentielle diminue. De plus, le modèle fournit des valeurs du temps de déclin très proches des valeurs expérimentales, excepté pour la plus grande concentration de fer ( $8,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). La valeur fournie par le modèle est de 4 ps, alors que nous avons mesuré expérimentalement un temps de déclin de 0,45 ps. Nous avons discuté de l'inhibition de la formation de l'exciton à ces grandes concentrations de fer (cf. paragraphe 4.2.4.4). Les phénomènes à l'origine de la saturation de l'absorption ne sont plus les mêmes à une telle concentration de fer. La dynamique de la transmission différentielle est essentiellement régie par les populations d'électrons et de trous. Nous avons donc imaginé un modèle décrivant la saturation de l'absorption aux grandes concentrations de fer, uniquement

à partir des concentrations d'électrons et de trous, supposant une inhibition complète de la formation de l'exciton. Nous considérons alors dans le cas des grandes concentrations de fer les équations d'évolution des populations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{d\Delta n_e}{dt} = G(t) - v_e \sigma_e [\text{Fe}^{3+}] \Delta n_e - r(n_e, n_h) \\ \frac{d\Delta n_h}{dt} = G(t) - v_h \sigma_h [\text{Fe}^{2+}] \Delta n_h - r(n_e, n_h) \\ \frac{d\Delta [\text{Fe}^{3+}]}{dt} = v_h \sigma_h [\text{Fe}^{2+}] \Delta n_h - v_e \sigma_e [\text{Fe}^{3+}] \Delta n_e \end{cases} \quad \text{(III-20)}$$

Pour satisfaire au mieux la valeur du temps de déclin mesurée expérimentalement, nous avons augmenté la valeur de la section efficace de capture des électrons utilisée dans les simulations. En effet, à grandes concentrations de fer, celui se retrouve sous forme d'agrégats et il n'est pas impossible de surcroît que des microprécipités de FeP se forment et pourraient capturer plus efficacement les porteurs. Les observations au MET présentées dans le paragraphe III-3.3 n'ont pas révélé a priori la présence de tels microprécipités dans ces échantillons. Cependant, l'analyse d'autres échantillons dopés à d'aussi fortes concentrations de fer est en cours d'étude en MET et les premiers résultats semblent révéler la présence de tels composés à l'interface InP-InGaAs. Ceci appuierait notre approche théorique consistant à augmenter la section efficace de capture aux fortes concentrations de fer, du fait que ces composés pourraient capturer plus efficacement les porteurs. Un tel modèle pour les grandes concentrations de fer fournit des populations d'électrons et de trous qui sont représentées sur la figure III-35 au cours du temps.

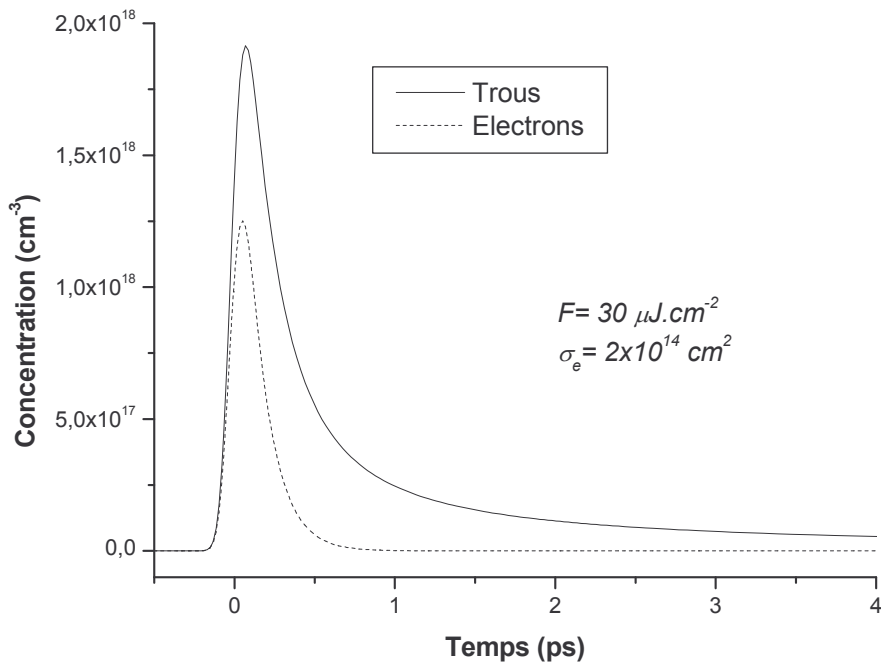


Figure III-35: Evolution temporelle des populations d'électrons et de trous. Ces derniers sont capturés par les atomes de fer en concentration initiale de  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et la fluence incidente est de  $30 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ . La section efficace de capture des électrons est fixée à une valeur de  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

De telles populations d'électrons et de trous contribuent à la saturation de l'absorption et la transmission différentielle, dans le cas des grandes concentrations de fer s'exprime sous la forme :

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \exp \left( \frac{\alpha_0 L}{1 + \frac{1}{N_e / N_e^s + N_h / N_h^s}} \right) - 1 \quad \text{(III-21)}$$

L'évolution temporelle de la transmission différentielle simulée à partir de cette expression est représentée sur la figure III-36.



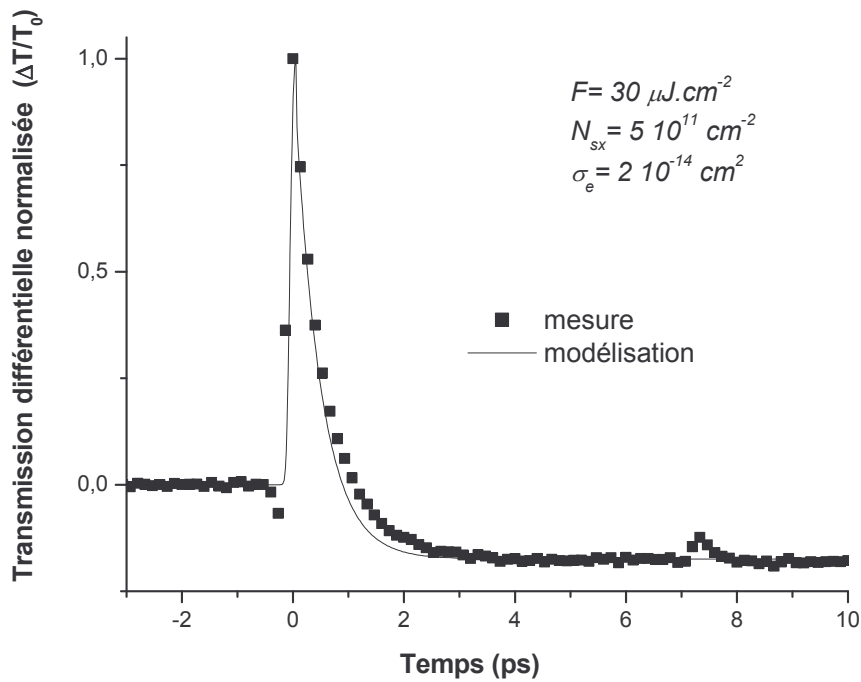


Figure III-36: Evolution temporelle des transmissions différentielles simulée (trait plein) et mesurée (carrés noirs) de 40 puits quantiques de 8.5 nm avec une concentration de fer de  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . La section efficace de capture des électrons est fixée à une valeur de  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

La transmission différentielle mesurée expérimentalement est reportée sur la figure III-36 (carrés noirs). La modélisation utilise les équations (III-20) et (III-21). Celle-ci ne permet pas de reproduire les valeurs négatives mesurées de la transmission différentielle aux temps positifs. Nous avons préalablement discuté de cette observation (cf. paragraphe III-4.2.1.1.1). Afin de faciliter la comparaison d'un point de vue de la dynamique, nous avons ici ajusté les résultats de la modélisation par un simple décalage en amplitude, tout en conservant le temps en 1/e caractéristique de la dynamique simulée. On observe alors un très bon accord de la modélisation avec l'expérience.

Au final, les valeurs du temps de déclin de la transmission différentielle fournies par le modèle de capture des porteurs par les atomes de fer sont tracées sur la figure III-37 en fonction de la concentration initiale de fer. Ce modèle décrit la saturation de l'absorption due aux populations d'excitons, d'électrons et de trous.

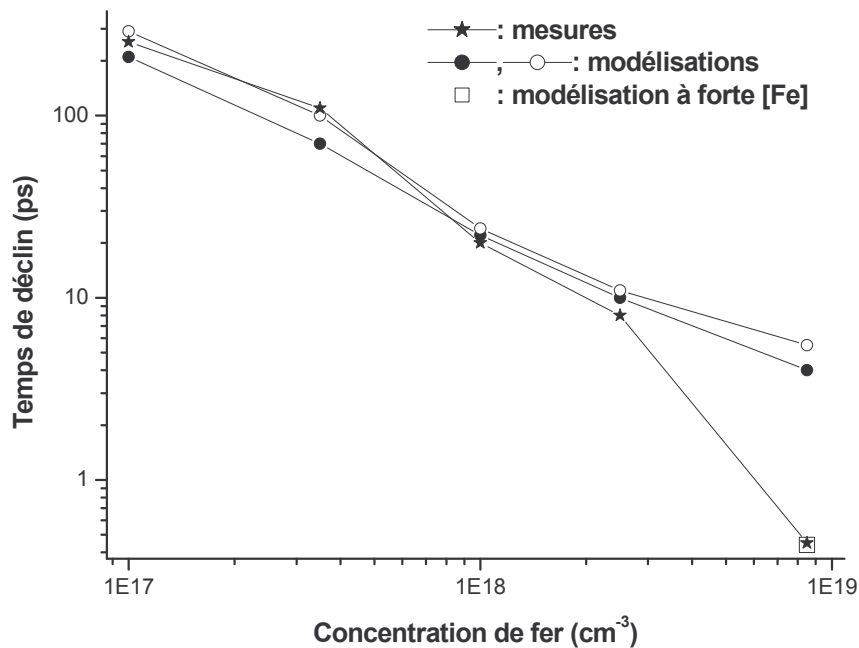


Figure III-37: Temps de déclin des absorbants saturables en fonction de la concentration de fer incorporée. Les étoiles représentent les temps de déclin mesurés expérimentalement, à une fluence entre  $30\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$  et  $40\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Les simulations ont été réalisées à une fluence de  $30\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Les populations d'excitons, d'électrons et de trous sont considérées dans le modèle (ronds), avec un terme source linéaire (ronds blancs) et un terme source non-linéaire (ronds noirs). A une forte concentration de fer, seules les populations d'électrons et de trous sont considérées (carré blanc).

Le modèle simple utilisant un terme source linéaire est représenté par les ronds blancs [40]. Une amélioration de ce modèle prenant en compte un terme source non-linéaire est apportée (ronds noirs). De plus, afin de décrire au mieux les résultats expérimentaux, à une concentration de fer de  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , le modèle décrit la saturation de l'absorption due uniquement aux populations d'électrons et de trous, en utilisant une section efficace plus grande (carré blanc). En effet, à une telle concentration de fer, la physique à l'origine de la saturation de l'absorption n'est plus la même et une modification du modèle s'est révélée nécessaire. Afin d'évaluer la validité de ce modèle, les temps de déclin mesurés expérimentalement sont également reportés (étoiles noires). Un très faible écart est observé

entre le modèle et la théorie. Les paramètres utilisés dans le modèle à l'origine de ce faible écart peuvent être multiples. Nous pouvons citer en particulier la valeur du coefficient d'absorption linéaire (une même valeur est prise quelque soit la concentration de fer) et la valeur de la section efficace de capture des électrons, qui a été déterminée expérimentalement (excepté pour la plus grande concentration de fer). Il permet en outre de prévoir efficacement quelle concentration de fer à incorporer lors de la croissance est nécessaire pour atteindre un temps de déclin désiré.

#### 5.4. Conclusion sur le modèle de la capture des porteurs par le fer

La modèle de la capture des porteurs par le fer permet de décrire l'évolution temporelle des populations d'excitons générés optiquement, ainsi que celle des trous et des électrons issus de l'ionisation de cette première espèce. Ce modèle dans sa forme la plus élaborée considère un terme de génération prenant en compte la non-linéarité de l'absorption. Il permet d'atteindre la concentration maximale d'excitons et de porteurs injectés à une fluence donnée. Par exemple, pour une absorption excitonique linéaire de  $10^4 \text{ cm}^{-1}$ , la densité maximale d'excitons générés et responsable en partie de la saturation de l'absorption, atteint une valeur estimée de  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  pour une fluence incidente de  $30 \text{ } \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ . La concentration de pièges à électrons ( $\text{Fe}^{3+}$ ) reste proche de la concentration initiale de fer incorporée, tandis que la concentration de pièges à trous ( $\text{Fe}^{2+}$ ) dépend de la fluence incidente. En effet, elle dépend directement de la concentration d'électrons injectée puisque ceux-ci sont à l'origine de la transformation de  $\text{Fe}^{3+}$  en  $\text{Fe}^{2+}$ . L'évolution temporelle de la transmission différentielle est alors simulée à partir de l'évolution temporelle des populations d'excitons, de trous et d'électrons. Ces trois populations sont responsables de la saturation de l'absorption dans notre modèle. La confrontation du modèle à l'expérience montre que celui-ci décrit relativement bien la dynamique de la transmission différentielle, sauf à très forte concentration de fer. Expérimentalement, nous avons mis en évidence l'inhibition de la formation de la formation de l'exciton. Une amélioration du modèle a alors été fournie en considérant cette inhibition comme totale à une telle concentration de fer. Il décrit alors bien l'expérience lorsqu'on augmente la section efficace de capture des porteurs. La suggestion de l'augmentation de ce paramètre est en cours de validation à l'aide d'observations au MET plus minutieuses sur des échantillons dopés avec de telles concentrations de fer. On suppose la formation de microprécipités de FeP qui joueraient le rôle de centres de capture efficaces. Du point de vue des applications pour les télécommunications, la dépendance quasi-linéaire en échelle log-log

du temps de déclin avec la concentration de fer constitue une relation très utile puisqu'elle permet d'obtenir un temps de déclin souhaité en contrôlant simplement la concentration de dopage fer lors de la croissance.

## **6. Conclusion**

Les mesures de spectroscopie infrarouge réalisées sur les échantillons à puits quantiques dopés fer ont permis de mettre en évidence une valeur moyenne de l'absorption excitonique linéaire de  $12350 \text{ cm}^{-1}$  jusqu'à des concentrations de fer de  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , qui est réduite à  $7500 \text{ cm}^{-1}$  aux très grandes concentrations de fer.

Les mesures de la transmission différentielle excitonique maximale en fonction de la fluence de pompe incidente nous ont permis d'extraire les fluences seuil de saturation excitonique des puits quantiques non-dopé et dopés fer (respectivement  $15 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$  et  $110 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$  en moyenne), ainsi que l'évolution de la contribution des états discrets excitoniques à l'absorption avec le dopage fer. Celle-ci est responsable de la diminution de l'absorption linéaire excitonique aux fortes concentrations de fer, puisqu'elle passe d'une valeur de  $6800 \text{ cm}^{-1}$  en moyenne à une valeur de  $860 \text{ cm}^{-1}$  à forte concentration de fer. De plus, ces mesures nous ont permis d'estimer la valeur de la contribution excitonique des états du continuum, qui est proche de  $3000 \text{ cm}^{-1}$ . Enfin, les densités seuil de saturation de l'absorption excitonique ont été évaluées à  $N_{\text{SX}} = 3.1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  pour un échantillon non-dopé, et à  $N_{\text{SX}} = 2.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  en moyenne pour un échantillon dopé fer. Ce premier résultat est en bon accord avec les résultats des simulations de la saturation de l'absorption utilisant les fonctions de Green ( $N_{\text{SX}} = 2.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  pour un échantillon non-dopé).

Du point de vue de la caractérisation de la dynamique des absorbants saturables à l'aide des mesures pompe-sonde dégénérées, nous avons montré que le dopage fer permet de réduire efficacement la durée de vie des porteurs. Nous avons ainsi pu atteindre un temps de déclin subpicoseconde de  $0.45 \text{ ps}$  pour une concentration de fer de  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Cette réponse ultra-rapide suggère une vitesse de commutation prometteuse des absorbants saturables en cavité afin d'être compatible aux exigences des débits utilisés dans les systèmes de régénération du signal.

Par ailleurs, nous observons une légère augmentation du temps de déclin des absorbants saturables avec l'intensité incidente. Le facteur d'augmentation mesuré est de l'ordre de  $0.0063 \text{ ps} \cdot \mu\text{J}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ .

Nous avons aussi mis en évidence l'avantage du dopage fer dans les barrières, en plus du dopage fer dans les puits. Sans ce premier, le temps de déclin reste limité à une valeur de 2.6 ps, alors que le dopage combiné puits-barrière permet l'obtention d'un temps de déclin ultra-rapide de 0.45 ps.

Pour une même fluence incidente, nous avons discuté de l'évolution de la transmission différentielle normalisée. Celle-ci traduit une inhibition de la formation de l'exciton à forte concentration de fer, lorsque la distance moyenne séparant deux atomes de fer devient inférieure au rayon de Bohr théorique de l'exciton à 2D. Cette observation de l'inhibition de la formation de l'exciton est appuyée des mesures dynamiques de la transmission différentielle, où l'ionisation de l'exciton n'est plus visible à de telles concentrations de fer.

Enfin, le modèle de la capture des porteurs par les atomes de fer a permis d'élaborer un outil de simulation capable de prévoir la dynamique de la saturation de l'absorption des puits quantiques dopés fer. Sa forme la plus élaborée considère un terme source d'absorption non-linéaire. Il traduit efficacement la dynamique des puits quantiques dopés fer mesurée expérimentalement. Du point de vue des applications, l'utilité de ce modèle est démontrée puisqu'il permet de déterminer la concentration de dopage à insérer pour atteindre un temps de réponse donné.

## 7. Références

- [1] C. Rullière, “Femtosecond laser pulses: principle and experiments”, Ed. Springer-Berlag Berlin Heidelberg (1998).
- [2] A. Marceaux, “Absorbant saturable ultra-rapide à base de multipuits quantiques InGaAs/InP dopés Fer pour la régénération optique à 1.55  $\mu\text{m}$ », Thèse de doctorat en physique-optoélectronique, INSA de Rennes, 2001.
- [3] A. Chin, W. J. Chen, F. Ganikhanov, G.-R. Lin, J.-M. Shieh, C.-L. Pan, K. C. Hsieh, *Appl. Phys. Lett.* 69, 397 (1996).
- [4] T. Okuno, Y. Masumoto, M. Ito and H. Okamoto, *Appl. Phys. Lett.* 77, 58(2000).
- [5] C. Y. Li, L. Wang, P. M. Fu, Z. G. chang, Y. F. Wie, S. P. Zhao, Q. S. Yang, Y. J. Han, L. W. Guo and Q. Huang, *Phys. Rev. B* 67, 134304 (2003).
- [6] R. Takahashi, Y. Kawamura, T. Kagawa, and H. Iwamura, *Appl. Phys. Lett.* 65, 1790 (1994).
- [7] P. W. Juodawlkis, D. T. McInturff, S. E. Ralph, *Appl. Phys. Lett.* 69, 4062 (1996).
- [8] K. Biermann, D. Nickel, K. Reimann, M. Woermer, and T. Elsaesser, *Appl. Phys. Lett.* 80, 1936 (2002).
- [9] D. B. Mitchell, B. J. Robinson, D. A. Thompson, L. Qian, S. D. Benjamin, P. W. E. Smith, *Appl. Phys. Lett.* 69, 509 (1996).
- [10] L. Qian, S. D. Benjamin, P.W.E. Smith, B. J. Robinson and D. A. Thompson *Appl. Phys. Lett.* 71, 1513 (1997).
- [11] J. Mangeney, J. L. Oudar, J. C. Harmand, C. Mériadec, G. Patriarche, G. Aubin, N. Stelmakh and J. M. Lourtioz, *Appl. Phys. Lett.* 76, 1371 (2000).
- [12] H. H. Tan, C. Jagadish, M. J. Ledere, B. Luther-Davies, J. Zou, D. J. H. Cockayne, M; Haiml, U. Siegner, and U. Keller, *Appl. Phys. Lett.* 75, 1437 (1999).
- [13] J. Mangeney, N. Stelmakh, A. Shen, J.-M. Lourtioz, A. Alexandrou, J.-P. Likforman, C. Clerc, V. Thierry-Mieg, E. Lugagne-Delpon and J.-L. Oudar, *Electron. Lett.* 34, 818 (1998).
- [14] E. Lugagne Delpon, J. L. Oudar, N. Bouché, R. Raj, A. Shen, N. Stelmakh, and J. M. Lourtioz, *Appl. Phys. Lett.* 72, 759 (1998).

- [15] J. Mangeney, H. Choumane, G. Patriarche, G. Leroux, G. Aubin, J. C. Harmand, and J. L. Oudar, *Appl. Phys. Lett.* 79, 2722 (2001).
- [16] J. T. Gopinath, E. R. Thoen, E. M. Koontz, M. E. Grein, L.A. Kolodziejski, and E. P. Ippen, *Appl. Phys. Lett.* 78, 3409 (2001).
- [17] Y. Sildeberg, P. W. Smith, D.A.B. Miller, B. tell., A. C. Gossard and W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett* 46, 701 (1985).
- [18] R. L. Henry and E. M. Swiggard, *J. Electron. Mater* 7, 647 (1978).
- [19] C. R. Zeisse, G. A. Antypas and C. Hopkins, *J. Cryst. Growth* 64, 217 (1983).
- [20] E. S. Demidov, *Sov. Phys. Solid State* 19, 100 (1977).
- [21] D. Södertröm, S. Marcinkevicius, S.Karlsson, S. Lourdudoss, *Appl. Phys. Lett.* 70, 3374 (1997).
- [22] S. Salaün, « Epitaxie par jets moléculaires de semi-isolants InP :Fe et GaInAsP : Fe, réalisation d'un guide plan photoréfractif », thèse de doctorat, Université de Rennes 1, 1994.
- [23] A. Cesna, D. Söderström, S. Marcinkevicius and S. Lourdudoss, *J. Appl. Phys* 85, 1234 (1999).
- [24] A. M. Fox, A. C. Maciel, M. G. Shorthose, J. F. Ryan, M. D. Scott, J. I. Davies, and J. R. Riffat, *Appl. Phys. Lett* 51, 30 (1987).
- [25] D. S. Chemla, D. A. B; Miller, P. W. Smith, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *IEEE J. Quant. Electr.* QE-20, 265 (1984).
- [26] M. Guézo, S. Loualiche, J. Even, A Le Corre, H. Folliot, C. Labbé, O. Dehaese, sand G. Dousselin, *Appl. Phys. Lett.* 82, 1670 (2003).
- [27] P. W. Juodawlakis, D. T. McInturff and S. E. Ralphs, *Appl. Phys. Lett.* 69, 4062 (1996).
- [28] A. M. Fox, A. C. Maciel, M. G. Shortose, and J. F. Ryan, M. D. Scott, J. I. Davies, and J. R. Riffat, *Appl. Phys. Lett.* 51, 30 (1987).
- [29] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, D. J. Eilenberger, and P. W. Smith, A. C. Gossard and T. Tsang, *Appl. Phys. Lett.* 41, 679 (1982).
- [30] S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla and D. A. B. Miller, *Phys. Rev B* 32, 6601 (1985).

- [31] M. Wegener, I. Bar-Joseph, G. Sucha, M. N. Islam, N. Sauer, T. Y. Chang, and D. S. Chemla, *Phys. Rev. B* 39, 12794 (1989).
- [32] P. O. Holtz, A. C. Ferreira, B. E. Sernelius, A. Buyanov, and B. Monemar, O. Mauritz and U. Ekenberg, M. Sundaram, K. Campman, J. L. Merz, and A. C. Gossard, *Phys. Rev B* 58, 4624 (1998).
- [33] S. Wongmanerod, P. O. Holtz, B. Sernelius, K. Reginski, M. Bugajski, M. Godlewski, O. Mauritz, Q. X. Zhao, J. P. Bergman, and B. Monemar, *Phys. Stat. Sol. (b)* 210, 615 (1998).
- [34] D. Huang, H. Y. Chu, Y. C. Chang, R. Houdré, and M. Morkoç, *Phys. Rev B* 38, 1246 (1988).
- [35] S. Wongmanerod, B. E. Sernelius, P. O. Holtz, and B. Monemar, O. Mauritz, K. Reginski and M. Bugajski, *Phys. Rev B* 61, 2794 (2000).
- [36] T. Sizer II, T.K. Woodward, U. Keller, K. Sauer, T.-H. Chiu, D. L. Sivco, A.Y. Cho, *IEEE J. Quantum Electron.* 30, 399 (1994).
- [37] D. Södertröm, S. Marcinkevicius, S. Karlsson, S. Lourdudoss, *Appl. Phys. Lett.* 70, 3374 (1997).
- [38] L. Banyai and S.W. Koch, *Z. Phys. B – Condensed Matter* 63, 283 (1986).
- [39] A. M. Fox, D.A.B. Miller, G. Livescu, J.E. Cunningham, W.Y. Jan, *IEEE J. Quantum Electron.* 27, 2281 (1991).
- [40] M. Guézo, A. Marceaux, S. Loualiche, J. Even, A. Le Corre, O. Dehaese, and Y. Pellan, *J. Appl. Phys.* 94, 2355 (2003).



#### **IV. Les microcavités à base de multipuits quantiques dopés fer**

La demande en terme de débit des données transmises par les fibres optiques est sans cesse croissante. L'utilisation du multiplexage en longueur d'onde (WDM) fournit une solution efficace pour augmenter le débit sans changer les fibres existantes. En effet, en terme de régénération du signal, les amplificateurs à fibre dopée Erbium sont capables de traiter simultanément ces canaux multiples, du fait de leur large bande passante (bande C de 4THz, soit 30 nm), répondant ainsi à la possibilité de transmission de données à haut débit sur de longues distances. Cependant, l'accumulation du bruit et l'amplification de ce dernier lors de la propagation de la lumière sur de longues distances nécessite une seconde étape de régénération. L'absorbant saturable constitue un composant-clé pour améliorer la qualité de la transmission de données sur de longues distances: il joue le rôle d'un commutateur entre un état passant sous forte excitation optique et un état bloquant sous faible excitation optique. De ce fait, il augmente le rapport signal sur bruit de la transmission de données, sans alimentation électrique extérieure. Le caractère « tout-optique » de la régénération du signal par l'absorbant saturable est à l'origine du grand intérêt qui lui est conféré, éloignant les limitations de débit liées aux conversions électro-optiques. Ainsi, afin de l'insérer en ligne dans un système de régénération du signal à haut débit, les caractéristiques idéales d'un composant à absorbant saturable sont une vitesse de commutation ultra-rapide, un contraste élevé entre l'état passant et l'état bloquant, une faible énergie de commutation et une large bande passante pour les applications WDM. Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence l'intérêt du dopage fer pour augmenter la vitesse de commutation des absorbants saturables à puits quantiques InGaAs/InP. Nous avons en effet atteint des temps de réponse de 0.45 ps [1]. L'exploitation des fortes non-linéarités des puits quantiques à la résonance excitonique, par rapport au matériau massif, permet d'atteindre les meilleurs contrastes entre le signal transmis à forte excitation optique et le signal transmis à faible excitation optique. Pour augmenter de façon importante le contraste à la sortie d'un absorbant saturable entre ces signaux, la solution consiste à insérer les multipuits quantiques en microcavité. Dans ce type de structure, l'interaction lumière-matière exaltée diminue de surcroît l'énergie nécessaire à cette commutation.

## 1. Généralités

Une cavité Fabry-Pérot asymétrique (FPA) est constituée d'un miroir avant de faible réflectivité ( $R_F$ ) et d'un miroir arrière de forte réflectivité ( $R_B$ ). Les multipuits quantiques constituent la zone active de la microcavité à absorbant saturable. La structure d'une telle cavité est représentée sur la figure IV-1.

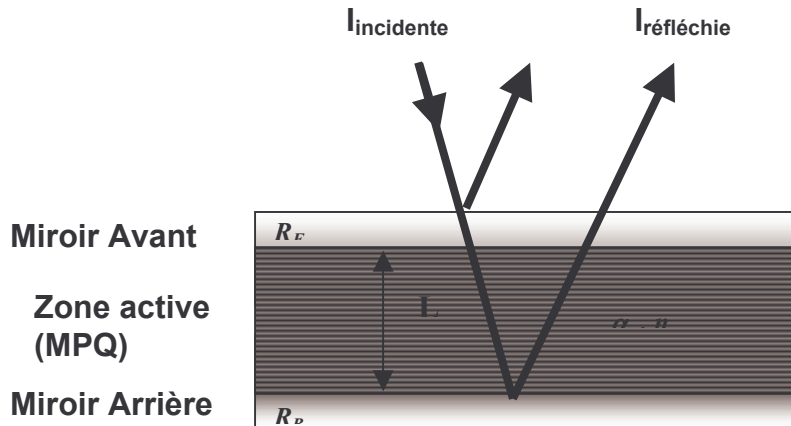


Figure IV-1 : Cavité Fabry-Pérot asymétrique : miroir avant de réflectivité  $R_F$ , miroir arrière de réflectivité  $R_B$ . La zone active de longueur  $L$  est constituée de multipuits quantiques de coefficient d'absorption  $\alpha$  et d'indice  $n$ .

La réflectivité d'une cavité FPA, en incidence normale, est donnée par la formule suivante :

$$R_{FP} = \frac{(-\sqrt{R_F} + \sqrt{R_B} e^{-\alpha L})^2 + 4\sqrt{R_F R_B} e^{-\alpha L} \sin^2(\Phi/2)}{(1 - \sqrt{R_F R_B} e^{-\alpha L})^2 + 4\sqrt{R_F R_B} e^{-\alpha L} \sin^2(\Phi/2)} \quad (\text{IV-1})$$

Où  $\Phi$  est le déphasage de l'onde introduit par la cavité:

$$\Phi = \frac{2n\pi}{\lambda} \times 2L. \quad (\text{IV-2})$$

La réflectivité maximale est obtenue lorsque le déphasage introduit par la cavité est égal à un multiple impair de  $\pi$  :

$$R_{\max} = \frac{(-\sqrt{R_F} + \sqrt{R_B} e^{-\alpha L})^2 + 4\sqrt{R_F R_B} e^{-\alpha L}}{(1 - \sqrt{R_F R_B} e^{-\alpha L})^2 + 4\sqrt{R_F R_B} e^{-\alpha L}} \quad (\text{IV-3})$$

Alors que la réflectivité minimale est obtenue lorsque le déphasage introduit par la cavité est égal à un multiple pair de  $\pi$  :

$$R_{\min} = \frac{(-\sqrt{R_F} + \sqrt{R_B} e^{-\alpha L})^2}{(1 - \sqrt{R_F R_B} e^{-\alpha L})^2} \quad (\text{IV-4})$$

Dans ce cas, la longueur de la zone absorbante est définie par :

$$L = q \frac{\lambda}{2n}, \quad (\text{IV-5})$$

Où  $n$  est l'indice de la zone absorbante et  $q$  est un nombre entier.

Le contraste d'une cavité AFP est défini par le rapport  $R_1/R_0$ , où  $R_1$  et  $R_0$  sont respectivement la réflectivité de la cavité AFP à forte et faible excitation optique. Si la réflectivité à faible excitation optique tend vers zéro, en théorie le contraste tend vers l'infini. L'astuce pour concevoir une cavité AFP à fort contraste consiste ainsi à satisfaire la condition d'adaptation d'impédance, à faible excitation optique, définie par :

$$R_F = R_B e^{-2\alpha L} \quad (\text{IV-6})$$

Cette condition conduit à une réflectivité minimale nulle de la cavité AFP. Si les réflectivités des miroirs avant et arrière sont connues, la longueur de la zone absorbante est définie du fait de cette condition d'adaptation d'impédance.

L'intervalle spectral libre ( $\Delta\lambda$ ), correspondant à la distance entre deux minimas (ou maximas), est égal à  $\lambda^2/(2nL)$  [2]. Plus la longueur de la cavité est petite, plus l'intervalle spectral libre est élevé. La finesse d'une cavité, définie comme le rapport de l'intervalle spectral libre sur la largeur à mi-hauteur de la résonance ( $\Delta\lambda/\delta\lambda$ ) correspond au nombre d'aller-retours de la lumière dans la cavité. Plus la finesse est grande et plus la longueur de la zone absorbante est grande, plus la largeur à mi-hauteur est faible. Au final, pour que la cavité

dispose d'une bande passante suffisante pour les applications WDM, correspondant à une largeur spectrale à mi-hauteur de la résonance raisonnable, la longueur de la cavité ne doit pas être trop grande. Nous pouvons aussi souligner le problème de l'échauffement de la structure qui peut intervenir lors de l'excitation optique à haut débit. Plus le nombre de puits absorbant est élevé, plus ce problème est à considérer et il faut prévoir un moyen de dissiper la chaleur. En effet, l'échauffement de la microcavité peut décaler de façon notable le spectre d'absorption vers les grandes longueurs d'onde, ce qui augmente l'absorption résiduelle et réduit le contraste [3]. Un compromis entre les différentes propriétés finales attendues de la microcavité FP s'impose tout en prenant en compte l'aspect économique. Nous verrons, dans le paragraphe concernant la réalisation du composant, que notre choix technologique s'appuie sur ces considérations et des simulations de la réflectivité de la cavité.

## **2. Etat de l'art**

L'exploitation de la saturation de l'absorption des matériaux massifs et des multipuits quantiques insérés en microcavité a largement été reportée dans la littérature.

Parmi les cavités les plus performantes, Loka et al. [2,4] se sont concentrés sur le matériau massif GaAs, dont la croissance a été réalisée à basse température. Le miroir arrière de forte réflectivité ( $R_B \approx 99.5\%$ ) est constitué de 20 paires de Bragg AlGaAs/AlAs et le miroir avant de faible réflectivité par deux couches quart d'onde de SiON. L'avantage de cette structure est la croissance monolithique du composant. Les performances qu'ils ont atteintes sont un temps de réponse de 3 ps, un contraste de 15 dB, à une fluence seuil de saturation de  $20 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Cependant, une telle cavité fonctionne à 850 nm, ce qui se trouve en dehors du domaine des longueurs d'onde des télécommunications.

Pour les applications autour de  $1.55 \mu\text{m}$ , Mangeney et al. [5] ont réalisé des microcavités à base de multipuits quantiques InGaAs/InAlAs irradiés par des ions lourds. Le temps de déclin dégagé par une structure sans miroir avant est de 2.4 ps, avec un contraste de 3.5:1, et une énergie de saturation de 12 pJ (correspondant à une fluence seuil de saturation de  $15 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ). En déposant un miroir avant semi-conducteur, Choumane [6] a montré une réduction de l'énergie de commutation à une valeur de 0.7 pJ (soit une fluence de commutation de  $1.4 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ). Le contraste d'une telle structure a atteint 11 dB et la dynamique est caractérisée par une constante de temps de 6 ps. Enfin, la croissance à basse température associée à un dopage Be des puits quantiques InGaAs/InAlAs a permis à Takahashi et al. [7] d'atteindre un temps

de réponse de 250 fs (mesuré à mi-hauteur), un contraste de 14 dB, nécessitant cependant une fluence de saturation relativement élevée ( $140 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ , correspondant à une énergie de saturation de 10 pJ en supposant un diamètre de spot de  $3 \mu\text{m}$  [3]), liée à un nombre de puits important (environ 417). Un compromis a été fourni antérieurement dans la littérature [8]) en utilisant moins de puits (environ 333). L'énergie de saturation a ainsi été réduite à 2pJ, le contraste démontré sur la figure IV-2a atteint 20 dB pour une augmentation de 10 dB de l'énergie incidente. La réponse du composant est sensiblement plus lente que précédemment (1.5 ps mesuré à mi-hauteur dans la figure IV-2b), liée à un dopage Be plus faible.

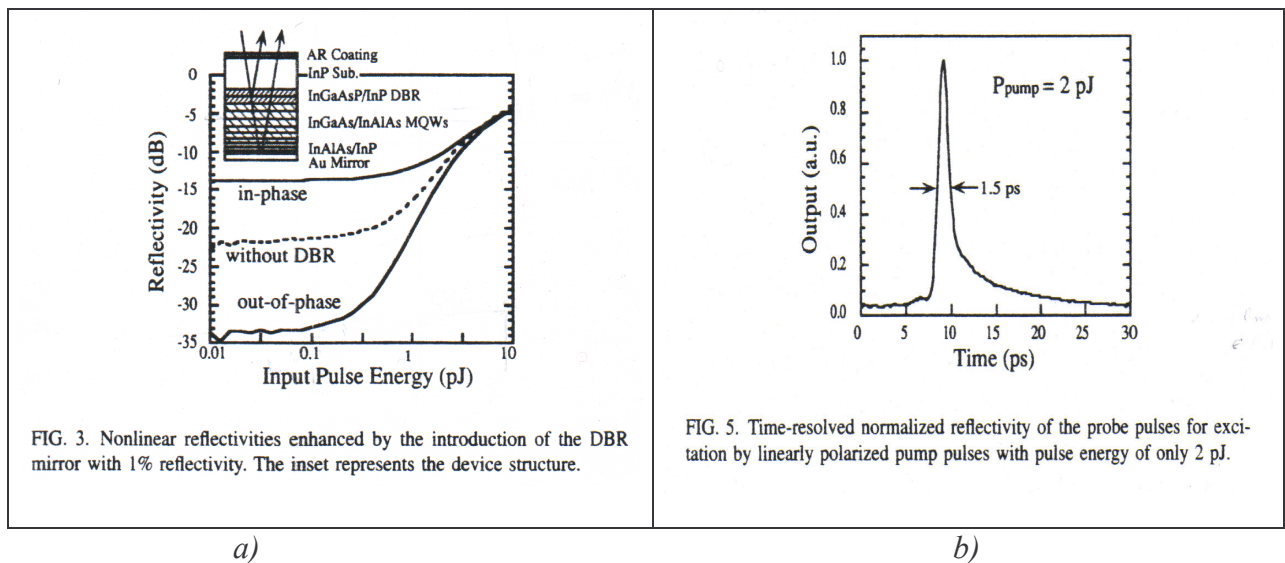


Figure IV-2: a) Réflectivité et b) temps de réponse d'une microcavité contenant un miroir arrière en or, un miroir avant de Bragg et une couche anti-reflet [8].

On peut noter la présence d'une couche anti-reflet en surface du composant afin de s'affranchir optiquement de l'influence du substrat InP. Le problème d'échauffement de la structure souligné par Hirano et al. [3] sur ce type de structure est probablement lié au nombre important de puits quantiques épitaxiés ainsi qu'à l'absence d'un dispositif particulier pour évacuer efficacement la chaleur.

Par ailleurs, il est intéressant de souligner la présence, dans la littérature, d'une autre sorte de caractérisation de microcavité correspondant à une analyse de polarisation («spin-polarization scheme» [9]). La pompe polarisée circulairement (vers la droite) va générer sélectivement des porteurs de spin bas, du fait de la règle de sélection des transitions dans les puits quantiques ( $m=-3/2$  (HH) vers  $m=-1/2$  (BC)). La sonde polarisée linéairement, composée d'une polarisation circulaire gauche et droite, devient polarisée elliptiquement

après son passage dans le composant. En effet, seule la polarisation dans le même sens que celle de la pompe subit la saturation de l'absorption liée au remplissage et à l'écrantage induits par la pompe. Lorsque la pompe est absente, la polarisation de la sonde est inchangée. L'introduction d'un polariseur perpendiculaire à celle-ci éteint complètement le signal, alors que le signal sous excitation optique peut passer au travers, ce qui améliore grandement le contraste. Une comparaison de la mesure du contraste en configuration de polarisation de spin et en configuration conventionnelle est fournie dans la figure IV-3, montrant une augmentation du contraste mesuré par 2.5 environ par rapport à la première.

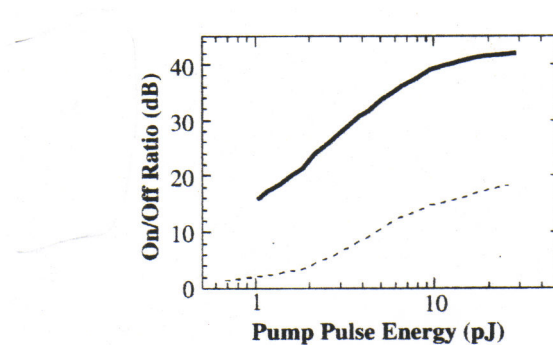


FIG. 1. Comparison of on/off ratios between the conventional scheme and the spin-polarization scheme. The dashed line and the solid lines represent on/off ratios obtained with the conventional scheme and the spin-polarization scheme, respectively.

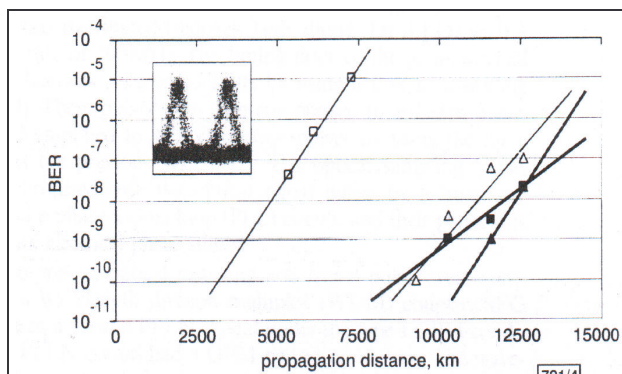
*Figure IV-3: Comparaison du contraste mesuré «en configuration de polarisation de spin» (courbe pleine) et en configuration conventionnelle (courbe en pointillés) [9].*

De cette façon, le contraste atteint une valeur proche de 40 dB à une énergie de pompe de 10 pJ et le temps de réponse atteint une valeur de 300 fs à mi-hauteur.

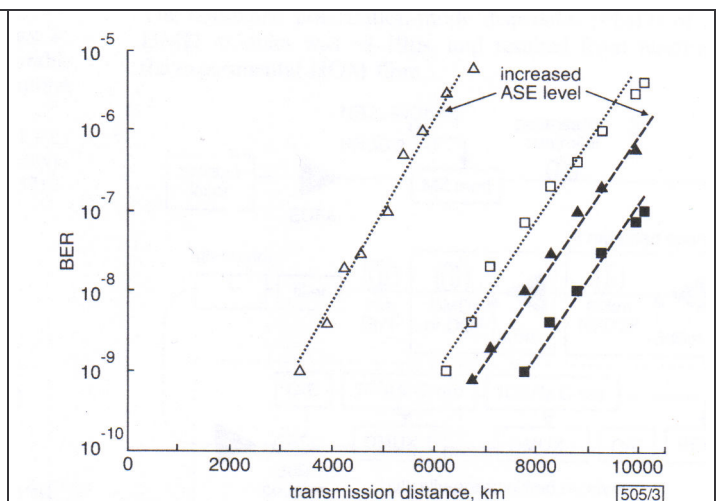
L'intérêt de l'exploitation du phénomène de la saturation de l'absorption liée au spin est clairement démontré. Dans l'état de l'art que nous avons dressé précédemment, nous nous sommes attachés à répertorier les cavités les plus performantes utilisées dans la littérature utilisant la configuration conventionnelle, à savoir des impulsions de pompe polarisées linéairement. Dans ce cas, les états de spin haut et bas sont excités en quantité égale et le composant est indépendant de la polarisation pour les impulsions de sonde. L'inconvénient de la configuration en polarisation de spin est une complexité accrue du dispositif expérimental et un surcoût conséquent. Il suppose en outre la connaissance de l'orientation de la polarisation linéaire de la sonde, afin de la sélectionner à faible intensité. Or, la polarisation

de la lumière évolue d’une manière imprévisible au cours de sa propagation dans les fibres optiques. Enfin, après passage de la sonde dans le composant, celle-ci est polarisée elliptiquement. Au final, les cavités utilisant la configuration conventionnelle constituent pour notre intérêt, en terme d’applications envisagées dans un avenir proche, un ensemble comparatif proche de la réalité des solutions apportées pour réaliser des composants performants.

En terme de démonstration système, des expériences de régénération 2R tout-optique à l’aide d’absorbants saturables ont été démontrées par J. Mangeney et al. [10] et O. Leclerc et al. [11]. La figure IV-4 montre les mesures du taux d’erreur binaire (TEB) en fonction de la distance de propagation avec et sans absorbant saturable, à 10 Gbit/s [10] et 20 Gbit/s [11]. Le TEB est une grandeur qui permet d’évaluer la qualité d’une transmission de l’information binaire sur de longues distances. Conventionnellement, une valeur de TEB de  $10^{-9}$  caractérise une qualité de transmission jugée correcte.



**Fig. 4** Experimental BERs against propagation distance  
 Inset: 10Gbit/s eye diagram after 9300km propagation in loop with increased ASE noise level  
 —▲— saturable absorber  
 —△— no saturable absorber  
 —■— saturable absorber, increased ASE level  
 —□— no saturable absorber, increased ASE level



**Fig. 3** Experimental BERs against propagation distance with and without SA for two different ASE levels in loop  
 ▲ transmission with increased ASE noise level and with SA  
 ■ transmission with reference ASE noise level and with SA  
 △ transmission with increased ASE noise level and without SA  
 □ transmission with reference ASE noise level and without SA

Figure IV-4: Taux d’erreur mesurés en fonction de la distance de propagation avec absorbant saturable (symboles pleins) et sans absorbant saturable (symboles vides), à 10 Gbit/s (a) et 20 Gbit/s (b) [10,11].

Sur la figure IV-4a, une augmentation de la distance de transmission sans erreur de 2000 km est démontrée à 10 Gbit/s ( $TEB < 10^{-9}$ ). Afin de mettre en évidence l’efficacité de l’absorbant saturable, le bruit de l’émission spontanée amplifiée (ASE) est intentionnellement

augmenté. Dans ce dernier cas, la distance de propagation est multipliée par un facteur 2.5 grâce à l'insertion de l'absorbant saturable. A 20 Gbit/s, de telles performances sont aussi mises en évidence (figure IV-4b). La distance de propagation sans erreur est améliorée de 1600 km et de 3400 km en insérant l'absorbant saturable, sans ou avec augmentation du bruit de l'ASE. L'ensemble de ces résultats, appuyés des démonstrations récentes à 40 Gbit/s de même qualité [12], confirment le fort potentiel des absorbants saturables pour la régénération tout-optique 2R à bas coût.

### **3. Choix de la microcavité à puits quantiques**

Parmi les multiples choix qui nous sont offerts pour sélectionner une structure donnée de microcavité à multipuits quantiques épitaxiée au laboratoire, nous pouvons citer le choix du miroir arrière de forte réflectivité et du miroir avant de faible réflectivité, tout en envisageant une solution pour évacuer la chaleur dissipée lors d'une excitation à forte cadence en configuration système (tests en collaboration avec le laboratoire ENSSAT de Lannion).

La structure que nous avons envisagée est constituée d'un miroir arrière en or, déposé au canon à électrons. Ce matériau a l'avantage de présenter une forte réflectivité ( $\approx 97\%$ ) sur une large bande passante. De plus, il ne s'oxyde pas à l'air ce qui ne risque pas d'altérer cette réflectivité, contrairement à l'argent, présentant pourtant une plus forte réflectivité que l'or sur InP. De plus, nous aurions pu envisager la croissance par épitaxie d'un miroir de Bragg composé de couches alternées InP/InGaAsP d'épaisseur  $\lambda/(4n)$ , où  $n$  est l'indice de chaque couche. Cependant, la faible variation d'indice entre ces deux matériaux (3.16 pour l'InP et 3.41 pour le quaternaire en accord de maille sur InP, émettant à 1.45  $\mu\text{m}$ ) nécessite la croissance d'un grand nombre de paires de Bragg pour atteindre une forte réflectivité. En outre, si l'on tient compte de l'absorption théorique du quaternaire fournie par Adachi [13], la réflectivité d'un miroir composé de plus de 40 paires ne dépasse pas 0.8 sur une stop-band de 100 nm. Au final, la réflectivité d'un tel miroir de Bragg est inférieure à celle d'un miroir d'or et l'incertitude liée à cette réflectivité est non négligeable. De plus, la durée de la croissance par épitaxie (1  $\mu\text{m}/\text{h}$ ) d'un tel miroir est relativement importante. Toutes ces considérations nous ont conduit à écarter cette solution.

Afin de simplifier les étapes et réduire les coûts nécessaires à la réalisation de la microcavité, nous avons aussi renoncé au dépôt d'une couche anti-reflet du côté du substrat (non disponible au laboratoire). De plus, pour évacuer la chaleur dissipée dans le composant,



nous avons envisagé de reporter la face où est déposée le miroir d'or sur un substrat en Si, moins coûteux, plus robuste et meilleur conducteur de la chaleur qu'un substrat InP. Une résine chargée en alumine, isolante électriquement mais bonne conductrice thermiquement, assure le collage et le transfert de la chaleur. Des études sont actuellement menées au laboratoire pour améliorer ce transfert calorifique à l'aide d'une brasure métallique.

Enfin, nous avons décidé de conserver l'interface InP/air en guise de miroir avant de faible réflectivité ( $\approx 0.27$ ). L'avantage de ce choix est double. Il diminue encore le nombre d'étapes nécessaires pour réaliser la microcavité. De plus, on constate que la difficulté du contrôle in-situ des épaisseurs épitaxiées lors de la croissance peut nécessiter une correction de la longueur de la zone active, par gravure chimique, afin de replacer le mode de la cavité en résonance avec le pic excitonique. Par ailleurs, des études de dépôt d'un miroir avant diélectrique de couches quart-d'onde Si/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> ont été menées afin de réduire le nombre de puits de la microcavité, en anticipation à l'augmentation de la fluence de saturation observée par Hirano et al. avec celui-ci [3]. Les paramètres de dépôt ont été définis et des caractérisations optiques d'un tel miroir ont été réalisées. Des simulations (identiques à celles présentées plus loin) ont permis de designer une structure avec 8 paires de Bragg et 10 puits quantiques placés au maximum du champ stationnaire à l'intérieur de la microcavité. La réalisation d'une telle cavité pourra être programmée si la réduction du nombre de puits s'impose.

Au final, toutes les étapes nécessaires à la fabrication de la structure du composant envisagée sont réalisables au laboratoire, de la croissance par épitaxie de la zone active, au dépôt du miroir d'or ainsi qu'au report sur substrat Si en salle blanche.

#### **4. Simulations de la cavité**

Les réflectivités du miroir arrière et du miroir avant sont définies par la condition d'adaptation d'impédance (relation IV-6). Ceci permet de respecter la condition qui annule la réflectivité minimale, à faible excitation, de ce fait le nombre de puits quantiques dépendra uniquement de l'absorption linéaire. Comme nous l'avons vu dans le chapitre concernant les propriétés non-linéaires des puits quantiques, il nous est possible d'accéder aux non-linéarités d'absorption et d'indice à partir des fonctions de Green de l'exciton en fonction de la densité de porteurs incidente. A forte excitation, le coefficient d'absorption et l'indice à la résonance excitonique diminuent. L'évolution de ces deux grandeurs physiques en fonction de la

longueur d'onde à différentes densités de porteurs injectés est rappelée dans la figure IV-5. Nous allons alors pouvoir simuler la réflectivité de la microcavité sous excitation croissante.

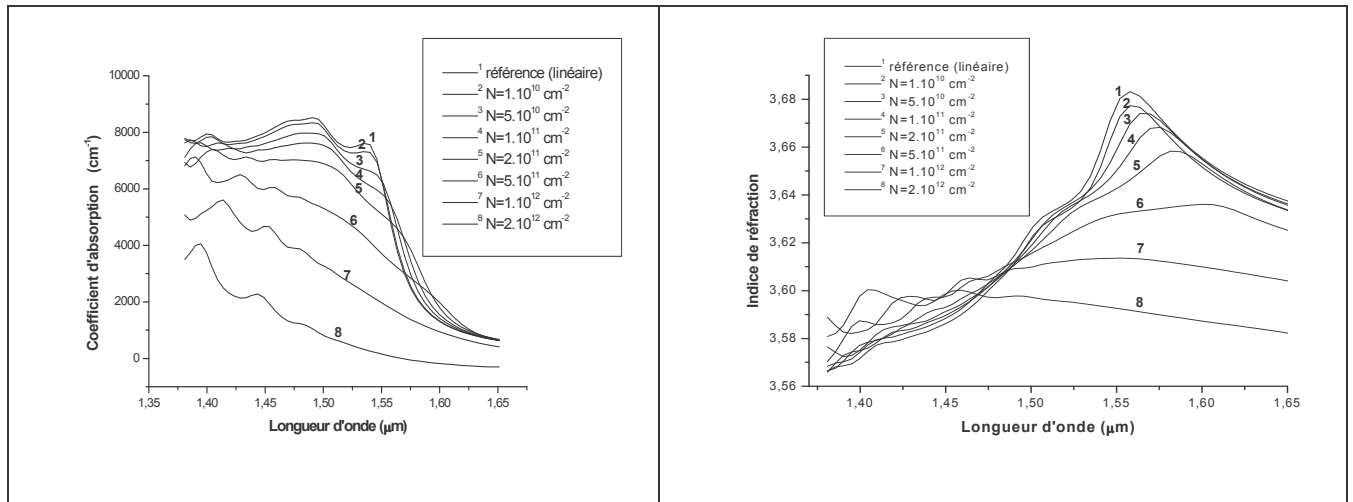


Figure IV-5: évolution spectrale du coefficient d'absorption et de l'indice des puits quantiques avec la densité de porteurs injectés, issue des simulations utilisant les fonctions de Green.

Les simulations prévoient un coefficient d'absorption linéaire des puits quantiques de  $7600\text{cm}^{-1}$  à la résonance excitonique, située à  $1.54\ \mu\text{m}$ . Le contraste de la microcavité est maximal si la réflectivité minimale à faible excitation tend vers zéro. Ce contraste est alors obtenu pour une zone absorbante constituée de 99 puits quantiques de  $8.5\ \text{nm}$ , d'après la condition d'adaptation d'impédance, dans le cas d'un miroir arrière en or et la simple interface InP/air comme miroir avant.

Un outil de simulation de la microcavité a été mis au point afin de simuler la réflectivité de celle-ci. Ce modèle est basé sur les matrices de propagation dans chaque couche et de passage à chaque interface du champ électromagnétique de l'onde plane incidente. Il prend en compte toutes les épaisseurs constituant la structure ainsi que les vecteurs d'onde complexes du champ électromagnétique. Cet outil de simulation va nous permettre de fixer l'épaisseur de la zone d'adaptation de phase en matériau InP à épitaxier en plus des 99 puits quantiques. Cette zone de phase permet de satisfaire la condition sur la longueur totale de la cavité qui doit être un multiple de  $\lambda_0/(2n)$ , où  $n$  est l'indice moyen de la cavité, tout en prenant en compte le déphasage induit par le miroir d'or. La figure IV-6 montre que la réflectivité minimale de la

cavité est atteinte pour une épaisseur de phase en InP de 361.9 nm, sachant que l'on a introduit une première couche de phase de 50 nm en InP entre le miroir d'or et les puits quantiques. Nous verrons que cette couche d'adaptation de phase va nous permettre de placer les derniers puits au maximum du champ électromagnétique, afin de renforcer l'interaction lumière-matière.

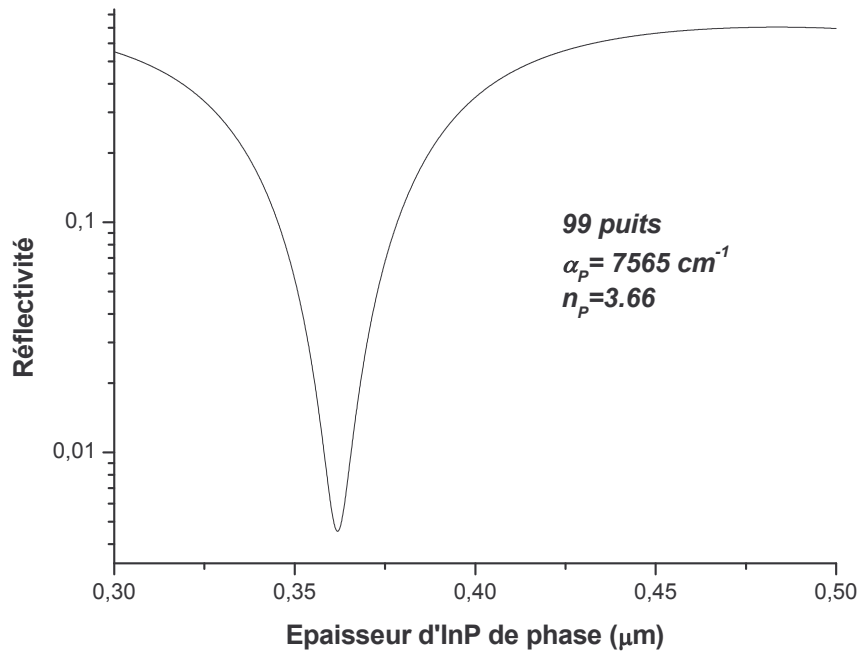


Figure IV-6: Réflectivité d'une cavité à  $1.54 \mu\text{m}$  comportant 99 puits d'indice théorique 3.66, un miroir arrière d'or et une couche de phase en InP de 50 nm, en fonction de l'épaisseur de la seconde couche de phase en InP.

Ainsi, la réflectivité de la cavité, comportant une première couche de phase en InP de 361.9 nm, 99 puits quantiques, une seconde couche de phase en InP de 50 nm et un miroir arrière en or, est minimale à  $1.54 \mu\text{m}$  d'après ces simulations. Le comportement de cette cavité avec la densité de porteurs injectés va alors pouvoir être simulé grâce aux calculs de l'évolution du coefficient d'absorption et de l'indice (cf. figure IV-5), utilisant les fonctions de Green. Ces calculs ont été réalisés au sein du contrat unissant le laboratoire LENS et France-Telecom R&D (Lannion) et ont été fournis au LPN pour le projet ASTERIX.

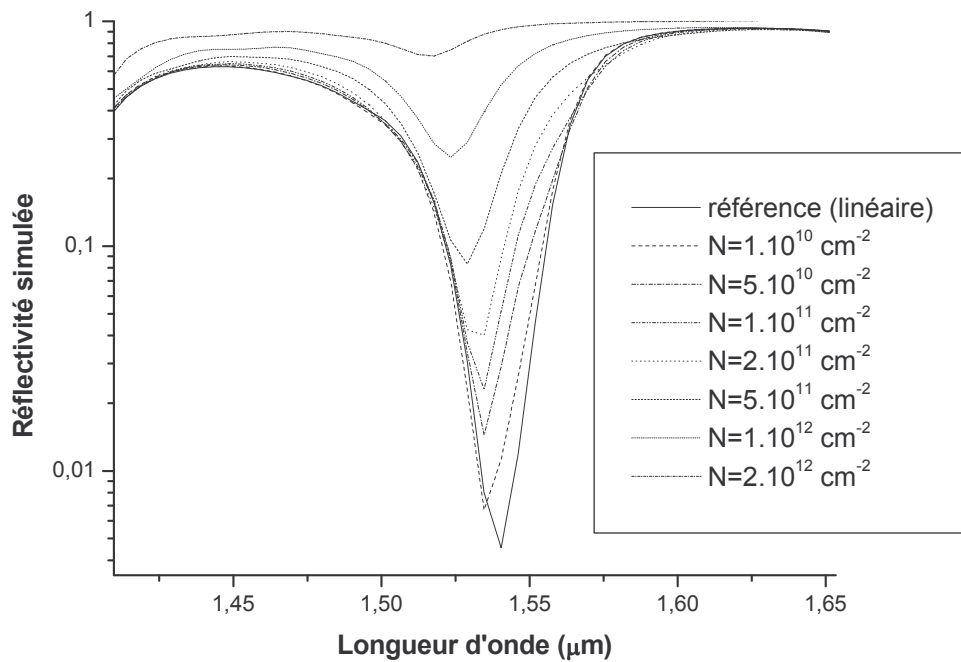


Figure IV-7 : Réflectivité d'une cavité comportant 99 puits d'indice théorique 3.66, un miroir arrière d'or et deux couches de phase en InP, en fonction de la longueur d'onde pour différentes densités de porteurs injectés. La résonance excitonique est située à 1.54  $\mu\text{m}$ .

La figure IV-7 montre clairement l'évolution de la réflectivité de la cavité avec la densité de porteurs injectés: celle-ci est minimale à faible injection et augmente à injection croissante. L'intérêt notable de ces calculs est qu'ils permettent d'évaluer le contraste théorique de la cavité, qui est un paramètre important du point de vue de la régénération du signal à l'aide d'absorbants saturables. Le contraste est défini, à une longueur d'onde donnée, comme le rapport de la réflectivité à forte injection ( $R_{\text{max}}$ ) et de la réflectivité à faible injection ( $R_{\text{min}}$ ). La structure de la cavité étant élaborée de façon telle que la réflectivité à faible injection soit minimale, à la résonance excitonique, le contraste est maximal à cette même résonance. La figure IV-7 montre une réflectivité minimale de  $R_{\text{min}}=0.0046$  à injection nulle et une réflectivité de  $R_{\text{max}}=0.9342$  à une densité de porteurs injectés de  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Le contraste théorique de la cavité est alors estimé à 23dB. Ces calculs nous indiquent donc qu'une cavité aussi simple que celle que nous avons envisagée, ne comportant pas de miroir de Bragg arrière ni de miroir avant, permet de satisfaire théoriquement un contraste supérieur à 20 dB.

Dans les projets actuels, les spécifications de ce paramètre se situent dans une gamme de 3 dB à 10 dB. Nous pouvons noter que ce contraste théorique ne prend pas en compte la largeur spectrale des impulsions.

Cependant, afin d'assurer l'élaboration d'une cavité à fort contraste, nous nous sommes attachés à déterminer de façon rigoureuse le coefficient d'absorption linéaire à partir des mesures expérimentales.

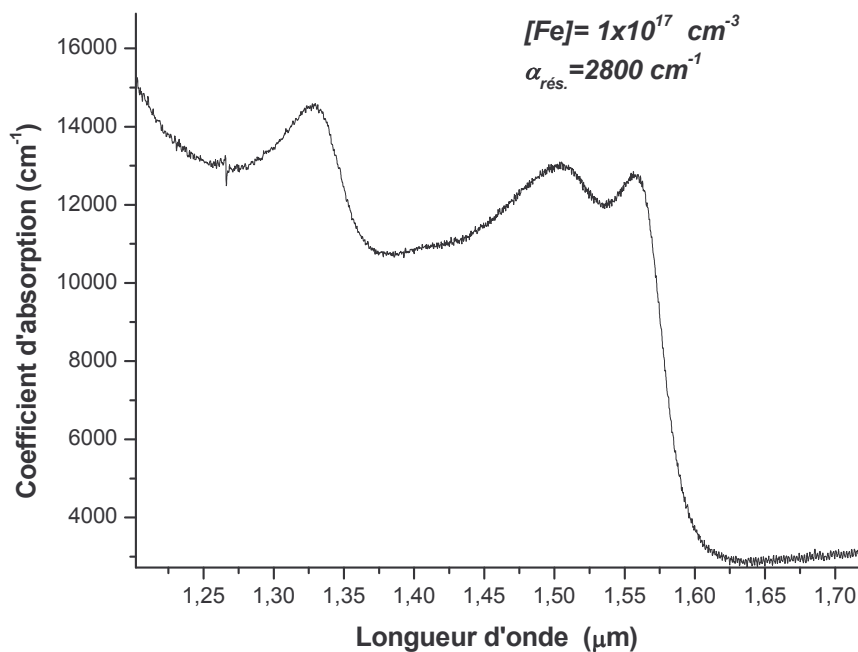


Figure IV-8: Evolution spectrale du coefficient d'absorption, extraite des mesures de la densité optique en spectroscopie infrarouge, pour un échantillon dopé fer à une concentration de  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (1694). La résonance excitonique de cet échantillon est située à  $1.557 \mu\text{m}$ .

En effet, le contraste dépend grandement de la réflectivité minimale, elle-même gouvernée par le coefficient d'absorption linéaire. Les calculs théoriques prévoient une valeur de celui-ci de  $7565 \text{ cm}^{-1}$ , à la résonance excitonique, comme nous l'avons vu précédemment. Cependant, dans le chapitre III (cf. figure III-18), le coefficient d'absorption linéaire issu des mesures de spectroscopie infrarouge a été évalué à  $12\,350 \text{ cm}^{-1}$  en moyenne pour les échantillons modérément dopés fer, à la résonance excitonique. L'évolution du coefficient d'absorption linéaire en fonction de la longueur d'onde (figure IV-8) a pu être extraite des

mesures expérimentales, correspondant à un accord relativement bon de la densité optique avec celle mesurée (cf. figure III-16).

Nous sommes donc partis de la valeur moyenne expérimentale du coefficient d'absorption linéaire à la résonance excitonique ( $12\,350\text{ cm}^{-1}$ ) des échantillons dopés fer afin de déterminer la longueur de la zone absorbante nécessaire pour atteindre une réflectivité minimale proche de zéro. La condition d'adaptation d'impédance, appuyée des ces mesures de l'absorption linéaire, nous indique qu'un nombre de 61 puits suffit pour atteindre un contraste maximal.

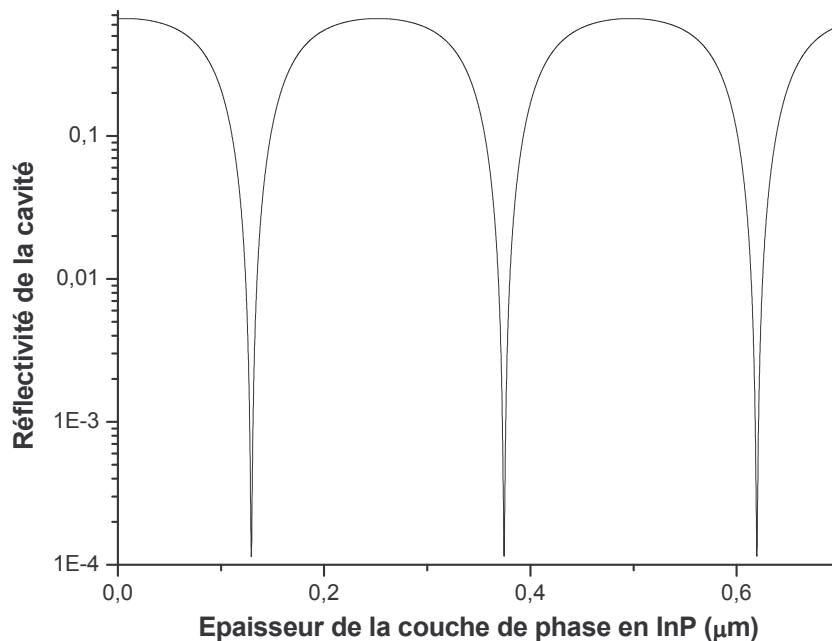


Figure IV-9 : Réflectivité d'une cavité à  $1,55\mu\text{m}$  comportant 61 puits quantiques, un miroir arrière d'or et une couche de phase en InP de 50 nm, en fonction de l'épaisseur de la seconde couche de phase en InP. Le coefficient d'absorption linéaire est fixé à  $12\,350\text{ cm}^{-1}$ , valeur extraite des mesures de spectroscopie infrarouge.

De la même manière que précédemment, nous avons alors simulé la réflectivité de la cavité afin de déterminer l'épaisseur de la seconde couche de phase en InP, compensant également le déphasage induit par le miroir d'or. Nous supposons la position du pic excitonique située à  $1,55\mu\text{m}$ .

La figure IV-9 nous indique que la réflectivité minimale est atteinte en particulier pour une épaisseur de la seconde couche de phase en InP de 129 et 374.5 nm. Nous avons choisi le mode de cavité correspondant à 374.5 nm afin d’anticiper les problèmes de décalage du mode de cavité par rapport à la résonance excitonique. Ce décalage est lié aux incertitudes des épaisseurs épitaxiées. Nous pouvons ainsi, dans le pire des cas, utiliser le premier mode de cavité, pour lequel l’épaisseur d’InP est de 129 nm.

Au final, la structure de la cavité que nous avons élaborée, afin que celle-ci présente une réflectivité minimale à la résonance excitonique, à faible injection, est représentée dans la figure IV-10.

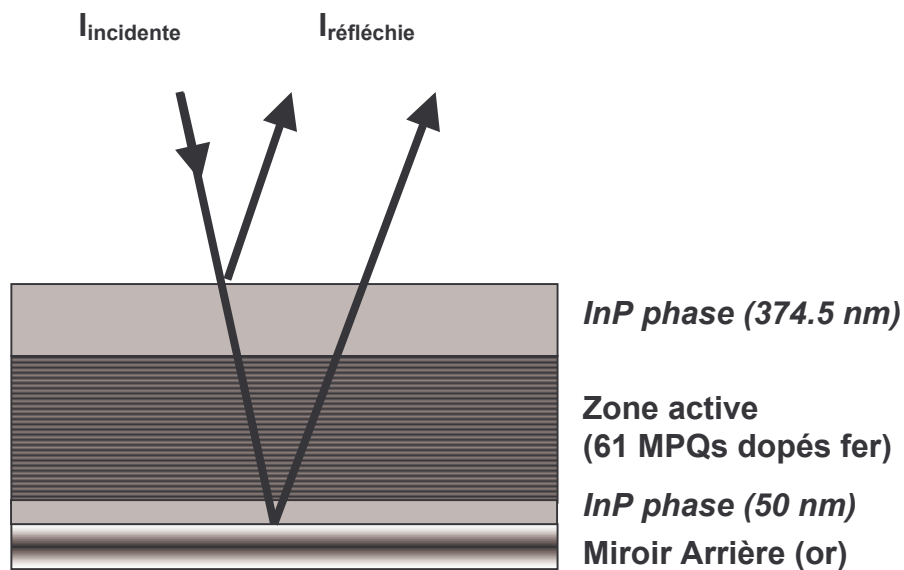


Figure IV-10 : structure de la cavité Fabry-Pérot envisagée d’après les simulations, en utilisant le coefficient d’absorption linéaire excitonique issu des mesures de spectroscopie infrarouge.

La réflectivité linéaire simulée de cette cavité est représentée sur la figure suivante, à l’aide des matrices de propagation du champ électromagnétique dans la cavité.

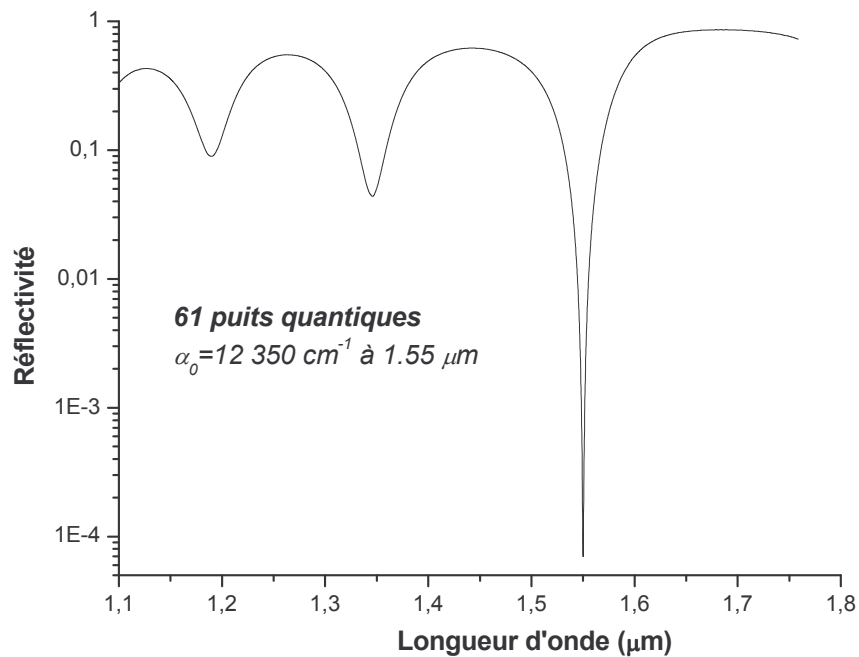


Figure IV-11 : Réflectivité linéaire simulée d'une cavité comportant 61 puits quantiques, un miroir arrière d'or et deux couches d'adaptation de phase en InP, en fonction de la longueur d'onde. Le mode de cavité est placé à la résonance excitonique, supposée se trouver à 1.55  $\mu\text{m}$ .

La réflectivité minimale théorique atteinte par cette cavité est de  $7 \times 10^{-5}$ . Si l'on suppose une réflectivité à forte injection d'environ 0.93, comme prévu théoriquement lors d'une injection de porteurs de  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , le contraste simulé d'une telle cavité atteint une valeur de 41 dB. Cette valeur ne prend pas en compte la largeur spectrale de l'impulsion, ni la densité non nulle de porteurs injectés au niveau « bas ». En réalité, une faible densité de porteurs est injectée et la réflectivité minimale est sensiblement plus forte. Cependant, ce fort contraste simulé nous autorise une marge relativement grande pour pallier aux aléas expérimentaux qui font baisser cette grandeur (notamment les incertitudes liées aux épaisseurs épitaxiées et au coefficient d'absorption excitonique des puits quantiques). On peut rappeler qu'une valeur du contraste proche de 3 dB est satisfaisante, d'après les spécifications des systèmes de régénération actuels.

Sur la figure IV-12, nous avons tracé l'amplitude de l'intensité normalisée, à partir de notre outil de simulation calculant le champ électromagnétique au sein de la cavité. L'intérêt de la



seconde couche de phase d'InP, entre les puits quantiques et le miroir d'or, est visible, puisqu'elle permet de placer les derniers puits quantiques au niveau d'un maximum du champ électromagnétique. La compensation du déphasage induit par le miroir d'or à l'aide des couches d'adaptation de phase en InP permet bien d'atteindre une intensité maximale à l'interface air/cavité, avec un déphasage nul, correspondant à une réflectivité minimale de la microcavité. L'effet de l'absorption des puits quantiques est aussi montré. Au final, l'interaction renforcée des multipuits quantiques en cavité avec le champ électromagnétique est clairement démontrée puisque l'intensité moyenne au sein de la cavité est multiplié par un facteur 1.6.

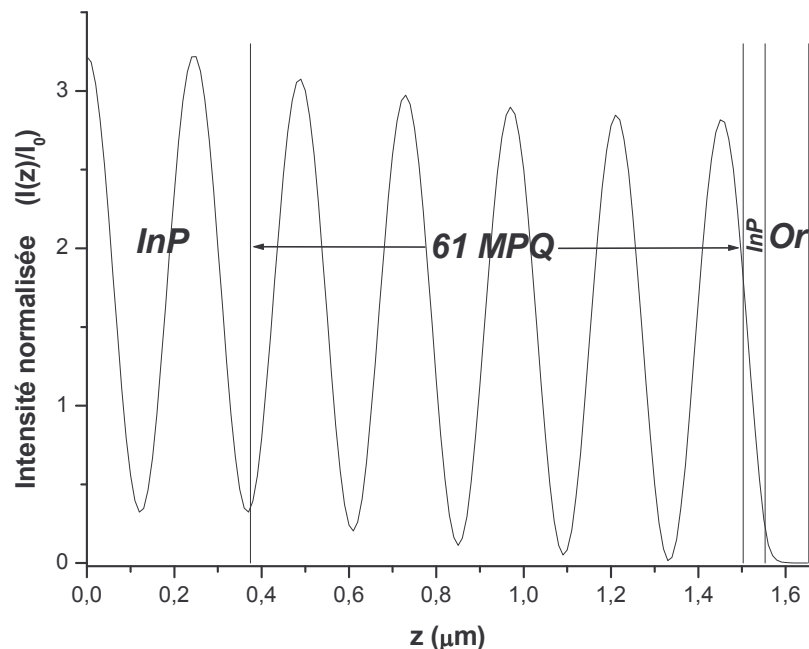


Figure IV-12: Intensité normalisée (à l'intensité incidente) dans une microcavité constituée d'une couche de phase en InP de 374.5 nm, de 61 puits quantiques, d'une seconde couche de phase en InP de 50 nm et d'un miroir d'or, à 1.55  $\mu\text{m}$ .

Il faut noter que nous n'avons pas optimisé la position des puits quantiques en les plaçant sur les maximums du champ électromagnétique, afin d'anticiper les difficultés technologiques du contrôle des épaisseurs épitaxiées. Cette optimisation était envisagée dans une seconde étape de conception des composants. Seuls les derniers puits (près du miroir d'or) ont été

placés à un maximum du champ. Nous avons donc choisi une répartition uniforme des puits alors que l'intensité varie localement. Dans cette configuration, les puits situés aux minima de l'intensité seront donc inefficaces quant à la saturation de l'absorption, pouvant alors induire des pertes plus importantes que dans une répartition optimisée.

## **5. Réalisation technologique des microcavités**

La croissance des différentes couches de la microcavité sur un substrat InP est réalisée dans le bâti d'épitaxie du laboratoire : on dépose successivement une couche dite « d'arrêt » en InGaAs, une couche de phase en InP de 374.5 nm, 61 multipuits quantiques d'épaisseur 8.5 nm entourés de barrières de 10 nm et une seconde couche de phase en InP de 50 nm. Le contrôle des épaisseurs déposées est effectué au cours de la croissance à l'aide de la diffraction RHEED et les paramètres de dépôt des puits quantiques sont affinés préalablement de façon à situer la résonance excitonique au plus près de la longueur d'onde 1.55  $\mu\text{m}$ . De plus, la température de la cellule de fer lors de la croissance des puits quantiques est fixée en fonction de la rapidité de commutation (temps de retour à l'équilibre) de la cavité visée. Nous avons en effet mis en évidence dans le chapitre précédent le contrôle de la dynamique de la saturation de l'absorption avec la concentration en dopage fer des puits quantiques. Cette étude expérimentale et théorique des puits quantiques dopés fer indique la nécessité d'introduire des concentrations de fer supérieures à  $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , si l'on souhaite atteindre des temps de réponse inférieurs à la dizaine de picoseconde. Cette limite permet de régénérer le signal à des débits supérieurs à 20 Gb/s. A la sortie du bâti, l'échantillon est placé dans une enceinte à canon à électrons où le dépôt du miroir d'or en surface est réalisé. Cette structure est alors tournée de  $180^\circ$  et collée à l'aide d'une résine chargée en alumine, conductrice de la chaleur, sur un substrat en Si. Ces étapes sont représentées dans la figure IV-13.

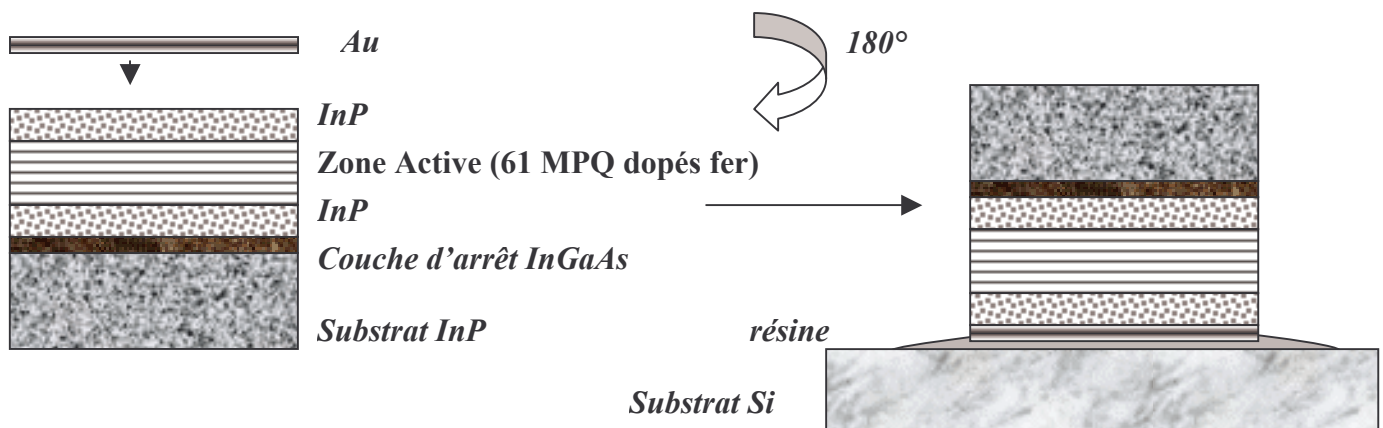


Figure IV-13: Etapes de réalisation d'une microcavité à puits quantiques : les différentes couches constituant la microcavité sont épitaxiées sur un substrat InP, le dépôt du miroir d'or en surface est réalisé au canon à électrons, puis la structure est tournée de  $180^\circ$ , de façon à la reporter sur un substrat en Si et à la coller à l'aide d'une résine.

A ce stade, on peut comprendre le rôle de la couche d'arrêt en InGaAs. En effet, l'étape suivante (non représentée sur la figure IV-13) correspond au retrait du substrat InP en surface, d'épaisseur initiale d'environ  $300\ \mu\text{m}$ , qui est d'abord aminci par abrasion mécanique jusqu'à une épaisseur d'environ  $100\ \mu\text{m}$ . Le retrait final du substrat InP est obtenu grâce à une gravure chimique en salle blanche, utilisant une solution d'attaque sélective de HCl (diluée à 32%). Cette gravure chimique du reste du substrat InP est caractérisée par un dégagement gazeux de  $\text{PH}_3$ . Ainsi, le retrait total du substrat InP est observé en temps réel par la disparition des bulles correspondant à ce dégagement gazeux, au bout de 20 min environ. La couche d'arrêt d'InGaAs (d'épaisseur  $3000\ \text{Å}$ ) est à son tour gravée à l'aide d'une solution sélective différente de  $\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O}$  (1 : 1 : 8), en 30 s environ.

## 6. Caractérisations optiques des microcavités

### 6.1. Spectroscopie infrarouge

Les mesures au spectromètre infrarouge à transformée de Fourier permettent de caractériser la réflectivité linéaire de la microcavité en fonction de la longueur d'onde. Il faut

noter qu'elles sont réalisées à un angle d'incidence de  $30^\circ$ , ce qui décale le minimum de réflectivité d'environ 17 nm, vers les petites longueurs d'onde, par rapport à la configuration en incidence normale à laquelle est destinée le composant (ainsi qu'en mesures pompe-sonde). La figure IV-14 montre de telles courbes de réflectivité linéaire pour un échantillon dont la croissance des puits quantiques a été réalisée à une température de fer de  $1100^\circ\text{C}$  (concentration de fer incorporée évaluée à  $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). La courbe 1 correspond à la mesure réalisée après les gravures du substrat InP et de la couche d'arrêt en InGaAs décrites précédemment. On voit que le mode de cavité, situé à une longueur d'onde de  $1.674 \mu\text{m}$  est décalé du pic excitonique. Ce dernier apparaît à une longueur d'onde de  $1.58 \mu\text{m}$ , mais cette position est le résultat d'une convolution du spectre de réflectivité avec le spectre d'absorption. Une mesure préalable de cet échantillon en transmission révèle une absorption excitonique proche de  $1.57 \mu\text{m}$ . Ce décalage du mode de cavité avec la résonance excitonique est lié à la difficulté du contrôle des épaisseurs déposées en épitaxie et à la sélectivité de la gravure de la couche d'arrêt. Les simulations montrent qu'une réflectivité minimale à  $1.674 \mu\text{m}$  à une incidence de  $30^\circ$  correspond à une épaisseur de la couche de phase en InP en surface de 257.5 nm, si l'on suppose les autres épaisseurs déposées conformes à la structure prévue (61 puits quantiques InGaAs(8.5nm)/InP(10nm) et InP (50 nm)), l'épaisseur visée étant de 374.5 nm. La solution pour accorder le mode de cavité avec la résonance excitonique consiste à graver cette couche de phase en InP à l'aide d'une solution d'attaque chimique sélective. La solution  $\text{H}_3\text{PO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2$  (1:1) présente une vitesse de gravure relativement lente ( $\approx 100 \text{ \AA}/\text{min}$ ). La courbe 2 montre une mesure de la réflectivité de la microcavité après une gravure chimique de 8s. Cette étape, de durée volontairement faible, permet d'étalonner avec précision, en temps réel, la vitesse de la gravure chimique. Ainsi, on a gravé en cinq étapes la couche d'InP située en surface afin de ramener le mode cavité en résonance avec le pic excitonique. Chaque étape est contrôlée par une mesure en spectroscopie infrarouge, reportée dans la figure IV-14. Des simulations sont effectuées pour contrôler l'épaisseur d'InP gravé et programmer la gravure suivante.

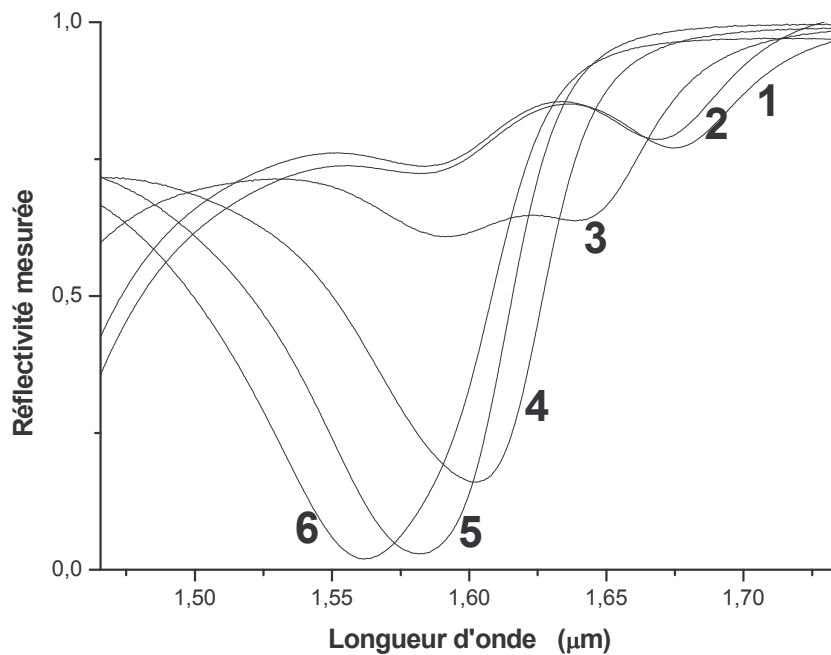


Figure IV-14: Mesures de la réflectivité linéaire en spectroscopie infrarouge d'une cavité comportant 61 puits quantiques dopés fer à une concentration de  $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , un miroir arrière d'or et deux couches d'adaptation de phase en InP (2129). La courbe 1 représente la mesure réalisée après le retrait du substrat InP et de la couche d'arrêt en InGaAs. Les courbes 2 à 6 représentent les étapes de gravure suivantes, de la couche d'InP en surface, afin d'accorder le mode de cavité au pic excitonique.

La réflectivité minimale atteinte par la microcavité ( $R_{\min}=0.02$  à  $1.561 \mu\text{m}$ ) et illustrée par la courbe 6 de la figure IV-14 démontre que la condition d'adaptation d'impédance est relativement bien satisfaite. Si l'on considère que la réflectivité maximale atteint la valeur théorique de 0.93, d'après les calculs de l'absorption à forte injection de porteurs, le contraste maximal attendu pour cette cavité est de 16 dB environ. De plus, ce pic de résonance présente une large bande passante, évaluée à 100nm à mi-hauteur, ce qui permet d'envisager l'utilisation de ce type de composant dans les systèmes exploitant le multiplexage en longueur d'onde sur toute la bande utile des télécommunications.

## 6.2. Caractérisations en pompe-sonde

Nous présentons dans cette section les caractérisations en pompe-sonde de trois microcavités, de même structure (61 puits quantiques, deux couches d'adaptation de phase en InP et un miroir arrière en or). Ces trois microcavités ont été réalisées au laboratoire, de l'épitaxie aux étapes technologiques. Seule la concentration de fer incorporée lors de la croissance diffère d'une cavité à l'autre, soit  $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  correspondant à une température de la cellule de fer fixée lors de la croissance à  $1100^\circ\text{C}$ ,  $1140^\circ\text{C}$  et  $1180^\circ\text{C}$  respectivement.

### 6.2.1. Mesures de la dynamique de la réflectivité différentielle normalisée

L'évolution temporelle de la réflectivité différentielle normalisée (RDN) permet de caractériser la dynamique des microcavités à puits quantiques. La RDN correspond à  $\Delta R/R_0$ , où  $\Delta R = R(N) - R_0$  est la réflectivité différentielle absolue, différence entre la réflectivité à forte injection  $R(N)$  et la réflectivité à faible injection ( $R_0$ ) de porteurs. La dynamique des microcavités est contrôlée par l'introduction uniforme (puits et barrières) du dopage fer lors de la croissance par épitaxie des puits quantiques. La figure IV-15 montre l'évolution temporelle de la RDN des microcavités à puits quantiques dopés fer avec une concentration de fer de  $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Cette mesure est prise à la résonance excitonique située respectivement à  $1.565 \mu\text{m}$ ,  $1.532 \mu\text{m}$  et à  $1.510 \mu\text{m}$  pour ces cavités. La structure identique de ces microcavités est rappelée dans la figure insérée. La RDN des deux microcavités les moins dopées est caractérisée par une décroissance doublement exponentielle ( $\tau_1$  et  $\tau_2$ ), alors que la RDN de la microcavité la plus dopée est décrite par une décroissance mono exponentielle ( $\tau$ ).

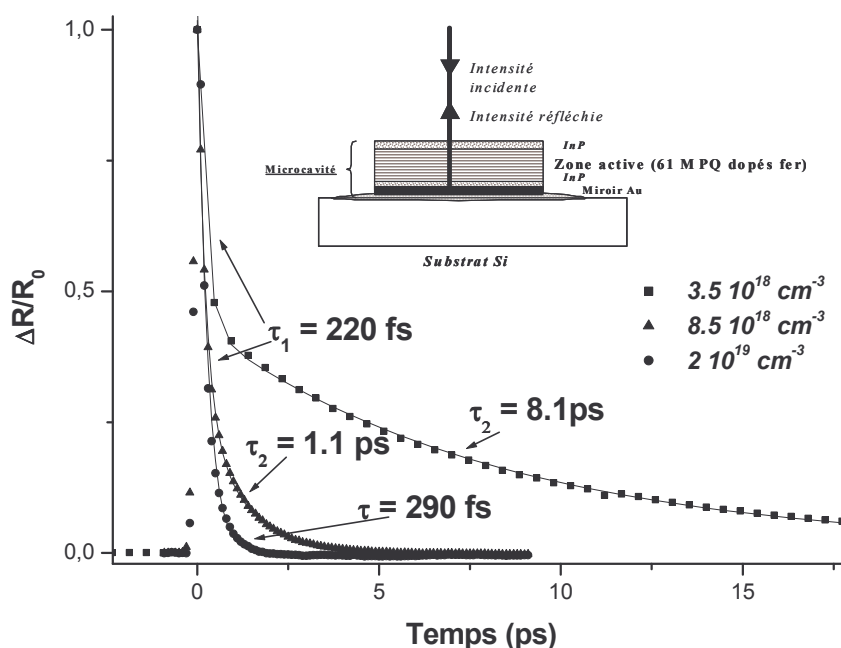


Figure IV-15: Mesures pompe sonde de la RDN de trois microcavités à puits quantiques dopés fer à une concentration de  $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (2129),  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (2408) et  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (2407), à la résonance excitonique ( $\lambda=1.565 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\lambda=1.532 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\lambda=1.51 \text{ }\mu\text{m}$ , respectivement). Les mesures ont été réalisées sous une fluence de pompe de  $20 \text{ }\mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ . L'évolution temporelle de la RDN est caractérisée par deux temps de déclin exponentiels pour les concentrations de fer les plus faibles ( $\tau_1$  et  $\tau_2$ ), alors qu'elle est caractérisée par un temps de déclin exponentiel unique pour l'échantillon le plus dopé ( $\tau$ ). La figure insérée rappelle la structure identique de ces trois microcavités.

La valeur de la première constante de temps ( $\tau_1=220 \text{ fs}$ ), correspondant à l'ionisation des excitons, est très proche de la valeur fournie dans la littérature théoriquement ( $\tau_1=250 \text{ fs}$  [14]) et expérimentalement ( $\tau_1=200 \text{ fs}$  [15]) dans les mêmes puits quantiques InGaAs. La valeur de la seconde constante de temps ( $\tau_2=8.1 \text{ ps}$  et  $\tau_2=1.1 \text{ ps}$ ) est contrôlée par la concentration en atomes de fer incorporés lors de la croissance ( $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  respectivement), qui jouent le rôle de centres de capture-recombinaison des porteurs, comme nous l'avons souligné dans le chapitre précédent. Concernant l'échantillon le plus dopé, la constante de temps monoexponentielle atteint une valeur remarquable de  $\tau=290 \text{ fs}$ . Cette

valeur se situe parmi les plus petites valeurs de temps de déclin subpicosecondes d'une microcavité à puits quantiques repde la littérature [7,9]. La plus petite valeur reportée par Takahashi et al. [7], mesurée à mi-hauteur, est de 250 fs. Le temps de déclin de 290 fs, que nous avons mesuré en  $1/e$ , correspond également à 290 fs à mi-hauteur, du fait d'un temps de montée non négligeable. Notre résultat se situe donc au rang de la meilleure performance reportée dans la littérature, en terme de rapidité de commutation. Une telle valeur du temps de déclin permet d'envisager le traitement du signal à une cadence supérieure à 600 Gb/s, en considérant que le temps de déclin est cinq fois plus faible que la période séparant les impulsions. Cependant, la présence d'une constante de temps unique suggère, là encore, une inhibition de la formation de l'exciton à une telle concentration de fer de  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Nous verrons dans les paragraphes suivants si cette inhibition de la formation de l'exciton influe notablement ou non sur la valeur du contraste fournie par la microcavité, ainsi que sur la fluence seuil de saturation de l'absorption excitonique. Enfin, bien que la dynamique des deux microcavités les moins dopées soient exactement décrites par une double exponentielle, on peut noter que l'amplitude de la RDN atteint la valeur  $1/e$  à 1.3 ps pour la microcavité que nous appellerons « la moins rapide » relativement aux deux autres microcavités. De plus, un fit monoexponentiel proche de la courbe expérimentale indique un temps de déclin de 0.5 ps pour la cavité que nous qualifierons « à rapidité intermédiaire ». Ces résultats montrent l'efficacité d'un fort dopage fer dans la réduction du temps de réponse des microcavités à absorbant saturable.

#### 6.2.2. Mesures du contraste et extraction de la fluence seuil de saturation

L'évolution de la RDN ( $\Delta R/R_0$ ) des microcavités avec la fluence de pompe incidente a été caractérisée à l'aide des mesures pompe-sonde et est reportée dans la figure IV-16. Afin de faciliter l'étude, nous avons reporté en légende le temps de réponse caractéristique de chacune des microcavités (figure IV-15). Les réflectivités minimales ( $R_0$ ) de ces microcavités ont été préalablement mesurées en spectroscopie infrarouge. Une valeur de  $R_0=0.02$  a été mesurée pour la microcavité la moins rapide ( $\tau_2=8.1$  ps), ainsi que pour la microcavité la plus rapide ( $\tau=290$  fs), et une valeur de  $R_0=0.09$  a été mesurée pour la microcavité de rapidité intermédiaire ( $\tau_2=1.1$  ps). Cette dernière valeur sensiblement plus élevée suggère un décalage du mode de cavité avec la résonance excitonique. En effet, si la résonance de la cavité ne se situe pas au niveau de la transition excitonique, l'absorption linéaire des puits quantiques à



cette résonance peut être plus faible et la condition d'adaptation d'impédance est moins bien satisfaite. Une étape de gravure chimique supplémentaire aurait pu être réalisée afin d'établir une réflectivité minimale plus faible.

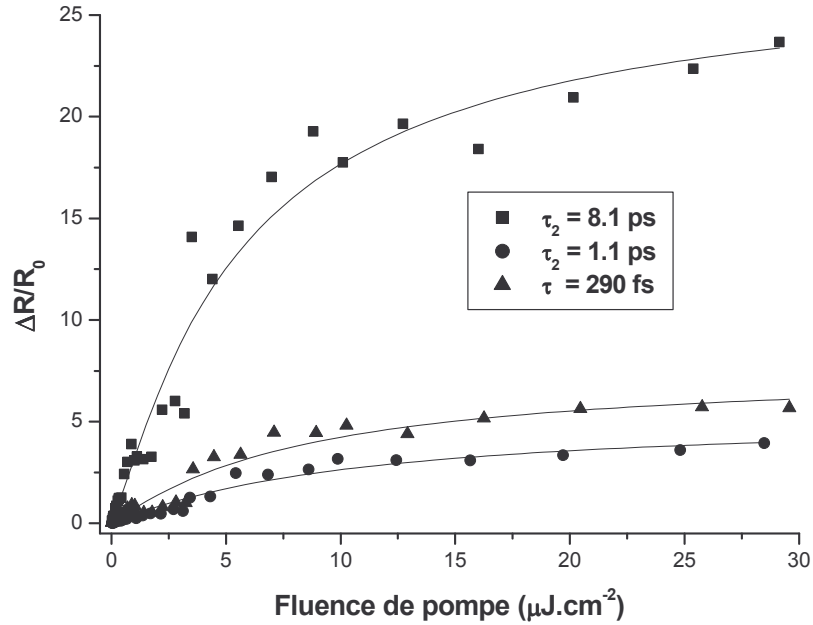


Figure IV-16: Mesures de la RDN (motifs) en fonction de la fluence de pompe de trois microcavités à puits quantiques dopés fer, à la résonance excitonique. La légende utilise le temps de déclin caractéristique de chacune, lié au dopage fer. Les fluences de pompe seuil à la saturation ( $F_s$ ) sont extraites à l'aide des ajustements, en courbes pleines, basés sur l'équation (IV-8) :

$$1.9 \mu\text{J.cm}^{-2} (\tau_2=8.1 \text{ ps}), 4.8 \mu\text{J.cm}^{-2} (\tau_2=1.1 \text{ ps}), 3.5 \mu\text{J.cm}^{-2} (\tau=290 \text{ fs}).$$

Le contraste de commutation, défini comme le rapport entre la réflectivité à forte fluence ( $F_+$ ) et la réflectivité à faible injection ( $F_-$ ), peut être calculé selon:

$$C = \frac{R_{F+}}{R_{F-}} = \frac{\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)_{F+} + 1}{\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)_{F-} + 1} \quad (\text{IV-7})$$

où  $\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)_F$  est la RDN à une fluence F donnée.

La plus forte valeur de la RDN, de 23.7 à 30  $\mu\text{J.cm}^{-2}$ , est atteinte par la cavité la moins rapide ( $\tau_2=8.1$  ps). La valeur absolue de la réflectivité différentielle (définie par  $R_{30 \mu\text{J.cm}^{-2}} - R_0$ , où  $R_0$ , mesurée en spectroscopie infrarouge, est de 0.02) est alors de l'ordre de 48%. La réflectivité maximale atteint alors 50%, induisant des pertes par insertion du composant de 3 dB. Ces résultats indiquent un contraste de 22:1, soit 13.4 dB, entre les réflectivités à forte fluence (30  $\mu\text{J.cm}^{-2}$ ) et à faible fluence (0.03  $\mu\text{J.cm}^{-2}$ ) incidentes.

La plus petite valeur de la RDN à 30  $\mu\text{J.cm}^{-2}$  est obtenue pour la microcavité de rapidité intermédiaire. Cependant, la réflectivité minimale ( $R_0$ ) mesurée au FTIR étant de 0.09 pour ce composant, la réflectivité différentielle absolue diminue sensiblement à une valeur de  $\Delta R=35\%$ , et les pertes d'insertion sont de l'ordre de 3.5 dB, associées à une réflectivité maximale de 44%. Cette petite valeur de la RDN engendre un contraste de 4.8:1 entre 0.03 et 30  $\mu\text{J.cm}^{-2}$ . Celui-ci dépend fortement de la qualité de l'anti-résonance de la cavité, qui, comme nous venons de le souligner, est moins bonne que pour les deux autres.

En effet, le contraste de la microcavité ultra-rapide ( $\tau=290$  fs) atteint une valeur sensiblement plus élevée, de 6.4:1, soit 8 dB. Les pertes d'insertion du composant sont évaluées à 8.5 dB.

Au final, l'influence de la concentration de fer est mise en évidence: le dopage fer semble réduire le contraste linéaire. Pour évaluer précisément le facteur de réduction du contraste lié au dopage fer, il aurait été utile de réaliser une cavité à base de puits quantiques non-dopés. Nous pensons que ce facteur de réduction reste cependant très raisonnable comparé au facteur  $10^4$  de réduction du temps de réponse caractéristique des microcavités.

Afin de comparer les performances de ces microcavités avec celles reportées dans la littérature, nous allons extraire de ces courbes expérimentales un second paramètre important, à savoir la fluence seuil de saturation. Les dispositifs de régénération tout-optique à « bas coût », d'un point de vue énergétique, nécessitent une fluence seuil de saturation la plus faible possible. A partir de l'équation IV-4 et de la loi semi-empirique de la saturation de l'absorption ( $\alpha(F)=\alpha_0/(1+F/F_S)$ ), l'expression de la RDN est fournie par :

$$\frac{\Delta R}{R_0}(F) = \frac{R(F)}{R_0} - 1 = \left( \frac{-\sqrt{R_F + \sqrt{R_B} e^{-\alpha(F)L}}}{1 - \sqrt{R_F R_B} e^{-2\alpha(F)L}} \right)^2 \left( \frac{1 - \sqrt{R_F R_B} e^{-2\alpha_0 L}}{-\sqrt{R_F + \sqrt{R_B} e^{-\alpha_0 L}}} \right)^2 - 1 \quad (\text{IV-8})$$

Notons ici que l'expression  $\alpha(F)$  relie l'absorption non-linéaire dans la cavité à la fluence extérieure. Dans la partie suivante, nous introduirons la fluence interne réellement vue au niveau des puits quantiques.

Sur la figure IV-16, on constate que cette expression analytique de la RDN (en traits pleins) décrit correctement le comportement expérimental des microcavités. Les valeurs extraites de la fluence seuil de saturation sont alors de  $1.9 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ,  $4.8 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$  et  $3.5 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$  pour la microcavité la moins rapide à la plus rapide, respectivement. La première valeur indique une réduction d'un facteur 50 de cette grandeur par rapport à l'étude des multipuits quantiques en transmission, comme nous l'avons vu dans le chapitre III. L'interaction exaltée du champ électromagnétique avec les puits quantiques en cavité est clairement démontrée. La seconde valeur, plus élevée, obtenue pour la microcavité à rapidité intermédiaire, confirme une fois de plus le décalage du mode de cavité avec la résonance excitonique. En effet, la transition excitonique est plus facilement saturable comparée aux transitions bande-à-bande, lui conférant une fluence seuil de saturation plus faible [16]. Même si l'écart ici reste faible, en comparaison avec les deux autres cavités, une contribution moindre des excitons dans la saturation de l'absorption engendre une augmentation de cette grandeur. Cependant, les fluences seuil de saturation des microcavités à puits quantiques dopés fer que nous avons extraites restent parmi les plus petites valeurs reportées dans la littérature, utilisant d'autres techniques pour réduire le temps de réponse des microcavités [2,5,6,7,8], se situant dans une gamme estimée de  $140 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$  [7] à  $1.4 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$  [6]. Par ailleurs, le contraste entre les réflectivités à fluence seuil de saturation ( $F_S$ ) et à faible fluence ( $0.03 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) incidentes atteint une valeur de 6.6:1 pour la cavité la moins rapide et une valeur de 3.1:1 pour la cavité la plus rapide. Cette dernière valeur est proche de celle fournie par Mangeney et al. [5] évaluée dans les mêmes conditions (3.5:1 entre  $F_S$  et  $F_S/10$ ), où le temps de déclin est de 2.4 ps. Au final, on peut noter que, même à la plus forte concentration de fer, correspondant à un temps de réponse de 290 fs, le contraste atteint une valeur relativement correcte en même temps que la fluence seuil de saturation reste à un niveau relativement faible, en comparaison avec la littérature. Ainsi, les performances de cette microcavité ne semblent pas notablement affectées par le phénomène de l'inhibition de la formation de l'exciton, qui intervient à de telles concentrations de fer. Le contraste démontré par une microcavité est plus sensible à la qualité de l'anti-résonance atteinte par la structure qu'à l'amplitude de l'absorption différentielle ( $\Delta\alpha=\alpha_0-\alpha(F)$ ) qui peut être altérée par l'inhibition de la formation de l'exciton.

6.2.3. Evolution spectrale de la fluence seuil de saturation

La mesure de l'évolution de la RDN avec la fluence de pompe incidente a été effectuée en faisant varier la longueur d'onde. L'exemple est pris sur l'échantillon le moins dopé, présentant le plus fort contraste de commutation et la plus faible fluence seuil de saturation à la résonance excitonique. Les résultats de ces mesures (motifs) sont tracés dans la figure IV-17. L'évolution de la RDN avec la longueur d'onde, à une fluence de pompe incidente donnée, est clairement visible : elle augmente de 1.525  $\mu\text{m}$  à 1.565  $\mu\text{m}$ , où elle atteint une valeur maximale, puis elle diminue pour les plus grandes longueurs d'onde.

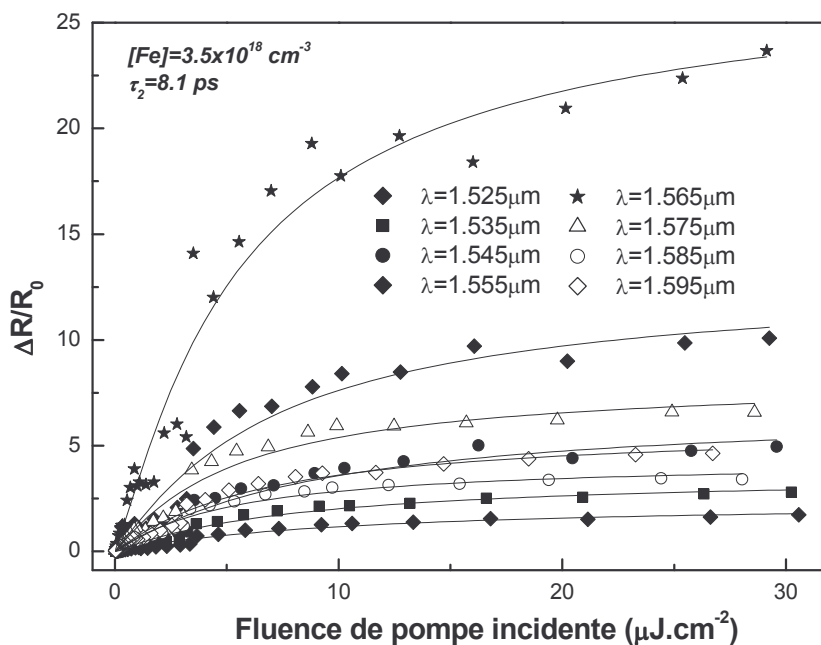


Figure IV-17: Mesures de la RDN (motifs) en fonction de la fluence de pompe d'une microcavité à puits quantiques dopés fer à une concentration de  $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (2129), pour différentes longueurs d'onde. Les fluences de pompe seuil à saturation ( $F_s$ ) sont extraites à l'aide des ajustements, en courbes pleines, basés sur l'expression analytique de la RDN fournie par l'équation (IV-8).

L'ajustement de l'expression analytique de la RDN (équation IV-8) avec la mesure expérimentale est représenté par les courbes pleines. Ceci nous permet d'extraire l'évolution

de la fluence seuil de saturation avec la longueur d'onde. Par souci de clarté de la figure, on a reporté les courbes expérimentales par pas de 10 nm en longueur d'onde. En réalité, les mesures ont été réalisées tous les 5nm afin d'extraire plus précisément l'évolution de la fluence seuil de saturation avec la longueur d'onde. Celle-ci est représentée sur la figure IV-18.

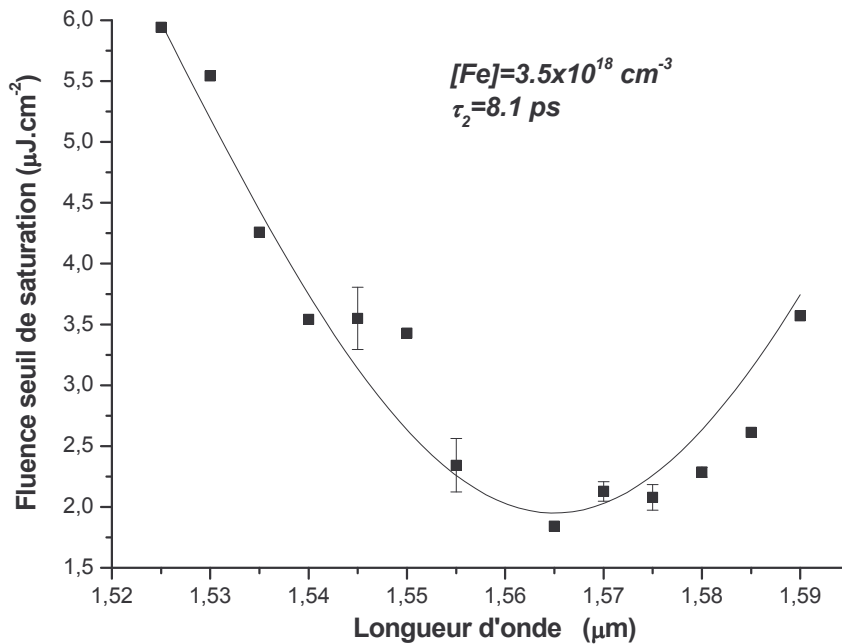


Figure IV-18: Fluences seuil de saturation d'une microcavité à puits quantiques dopés fer à une concentration de  $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  en fonction de la longueur d'onde. La courbe en trait plein est un guide pour l'œil.

Sur une largeur spectrale de 70 nm, la fluence seuil de saturation varie dans une gamme de valeurs de  $1.9 \text{ µJ.cm}^{-2}$  à  $6 \text{ µJ.cm}^{-2}$ . La valeur minimale est atteinte à  $1.565 \text{ µm}$ , là où la RDN est maximale. Ce résultat confirme la contribution maximale des états discrets à la transition excitonique à cette longueur d'onde, plus facilement saturable que les états du continuum, d'où une fluence de saturation minimale à cette longueur d'onde et une non-linéarité relativement efficace. On peut aussi noter l'efficacité des effets liés à la microcavité. En effet, la fluence seuil de saturation incidente est réduite par un facteur supérieur à 50 dans le cas des puits quantiques en cavité par rapport à une étude en transmission (respectivement  $1.9 \text{ µJ.cm}^{-2}$  et  $110 \text{ µJ.cm}^{-2}$  environ pour les puits relativement fortement dopés). Le couplage renforcé de

l'onde électromagnétique avec les puits quantiques en cavité est à l'origine de ce facteur de réduction. Dans la littérature, le régime de fort couplage est étudié dans les cavités très résonantes [17,18]. Un tel régime induit la formation d'états mixtes exciton-photon, appelés polaritons de microcavité. Les polaritons présentent une densité d'états plus faible que les excitons. Ainsi, la saturation de l'absorption excitonique peut être observée à plus faible densité de porteurs injectés, correspondant à une plus faible fluence seuil de saturation excitonique.

#### 6.2.4. Détermination de la densité seuil de saturation excitonique

Dans ce paragraphe, nous nous attachons à éclaircir le point suivant: il n'existe pas, à notre connaissance, de relation simple entre la fluence externe ( $F$ ) nécessaire pour saturer efficacement l'absorption et la densité de porteurs ( $N_s$ ) correspondante, générée par la fluence externe dans les puits quantiques. Du point de vue de la physique de la saturation de l'absorption excitonique, c'est  $N_s$ , la densité seuil à saturation, qui constitue un paramètre-clé. En terme d'applications, c'est  $F_s$ , la fluence externe, qui va fixer la valeur de la puissance de commande optique, en fonction de la géométrie souhaitée (diamètre du spot, largeur des impulsions, débit).

Il est donc intéressant d'évaluer la densité de porteurs nécessaires à la saturation de l'absorption excitonique, correspondant à la fluence seuil externe. La fluence externe ( $F$ ) peut être reliée à la fluence interne ( $F_{int}$ ) par:

$$F_{int} = \eta \times F, \quad (IV-9)$$

$$\text{avec } \eta = \frac{(1 - R_F)}{(1 - \sqrt{R_F R_B} e^{-\alpha L})^2} \frac{1}{\alpha L} (1 - e^{-\alpha L} + R_B e^{-\alpha L} - R_B e^{-2\alpha L})$$

Si l'on considère un coefficient d'absorption linéaire  $\alpha$  constant ( $1.2 \mu\text{m}^{-1}$ , d'après les mesures de spectroscopie infrarouge présentées dans le chapitre précédent) et  $L$  est la longueur totale de la zone absorbante (61 puits quantiques de 8.5 nm), le facteur d'augmentation linéaire de la fluence moyenne interne ( $F_{int}$ ) dans les puits quantiques par rapport à la fluence moyenne externe ( $F$ ) est  $\eta=1.6$ .

Pour obtenir une détermination autocohérente de ce facteur, en prenant en compte les non-linéarités de l'absorption, suivant la loi semi-empirique de la saturation de l'absorption ( $\alpha(F)=\alpha_0/(1+F_{int}/F_{Sint})=\alpha_0/(1+F \times \eta/F_{Sint})$ ), nous avons envisagé la démarche suivante. La

fluence seuil de saturation externe ( $F_S$ ) est définie telle que le coefficient des puits quantiques moyen dans la cavité présente la valeur  $\alpha(F_S)=\alpha_0/2$ . Ainsi, on va rechercher la valeur de  $F_{Sint}$  par dichotomie vérifiant  $\alpha_0/2=\alpha_0/(1+F_S \times \eta(\alpha)/F_{Sint})$ . On fixe une première valeur de  $F_{Sint}$ . Ensuite, on calcule la fluence seuil interne à partir de la fluence seuil externe multiplié par  $\eta(\alpha_0)$ , ce qui fournit une première valeur du coefficient d'absorption  $\alpha$ , selon la loi semi-empirique. La fluence seuil interne est alors recalculé à partir de  $\eta(\alpha)$ , jusqu'à convergence des valeurs de la fluence seuil interne. Le calcul du coefficient d'absorption moyen est alors évalué. Si celui-ci atteint la valeur de  $\alpha_0/2$ , par définition de la fluence seuil de saturation, la valeur de  $F_{Sint}$  est bonne, sinon on la modifie par dichotomie afin de réduire le temps de calcul. Le schéma du code informatique correspondant est fourni dans l'annexe 2.

Au final, à l'aide de cet outil de simulation, les fluences seuil de saturation excitonique internes ( $F_{Sint}$ ) sont estimées à  $4 \mu\text{J.cm}^{-2}$ ,  $10.1 \mu\text{J.cm}^{-2}$  et  $7.4 \mu\text{J.cm}^{-2}$  pour les cavités à puits quantiques dopés fer avec une concentration croissante. Un facteur d'augmentation de 2.1 de la fluence seuil interne par rapport à la fluence seuil externe est donc estimé (d'après les fluences seuil de saturation excitonique externes que nous avons extraites dans le paragraphe 6.2.2). Les deux premières valeurs correspondent aux microcavités dont la dynamique est décrite par deux exponentielles. Cette dynamique de l'absorption excitonique est alors gouvernée par les populations d'excitons ( $N_X$ ) et par le plasma d'électrons-trous ( $N_{e/h}$ ), dont l'évolution temporelle est fournie par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{dN_X}{dt} = \frac{\alpha(I)I}{h\nu} - \frac{N_X}{\tau_X} \\ \frac{dN_{e/h}}{dt} = \frac{N_X}{\tau_X} - \frac{N_{e/h}}{\tau_{e/h}} \end{cases} \quad (\text{IV-10})$$

où  $I$  est l'intensité interne. L'extraction de la fluence seuil de saturation excitonique ayant été réalisée au maximum de la RDN, correspondant au maximum de la densité d'excitons générés, la densité seuil d'excitons ( $N_{SX}$ ) pour saturer l'absorption peut-être reliée à l'intensité seuil de saturation  $I_S$  par :

$$N_{SX} = \frac{\alpha(I_S)I_S \tau_X}{h\nu} \quad (\text{IV-11})$$

où  $I_S$  est calculable à partir de la fluence seuil de saturation excitonique (cf. équation III-12) et  $\tau_X$  représente le temps d'ionisation des excitons. Nous avons mesuré une valeur de 220fs pour celui-ci ( $\tau_1$  dans la figure IV-15), ce qui se situe exactement entre les valeurs

trouvées dans la littérature [14,15]. La valeur de la densité seuil de saturation excitonique par la population d'excitons est alors évaluée à  $N_{SX}=2.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  concernant la microcavité la moins rapide ( $\tau_2=8.1 \text{ ps}$ ) et à  $N_{SX}=6.4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  concernant la microcavité de rapidité intermédiaire ( $\tau_2=1.1 \text{ ps}$ ). Cependant, nous avons considéré une symétrie spatiale cylindrique du faisceau. En considérant une symétrie spatiale gaussienne, un coefficient 1/3 peut être appliqué à la fluence externe [19], réduisant par 3 les densités seuil à saturation. Dans ces conditions, on atteint des valeurs de la densité seuil de saturation de  $N_{SX}=8.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ( $\tau_2=8.1 \text{ ps}$ ) et  $N_{SX}=2.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  ( $\tau_2=1.1 \text{ ps}$ ). Ces résultats sont à comparer avec la valeur expérimentale reportée par Taï et al [20] de  $5.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  pour les mêmes puits quantiques InGaAs/InP non-dopés. Schmitt-Rink et al. [14] fournissent une valeur théorique de  $N_{SX}=6.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , toujours pour des puits non-dopés, fournie par la relation

$$N_{\text{SatX}}^X = \frac{1}{8.51\pi a_{2D}^2 L_z}, \text{ où } a_{2D} \text{ est le rayon de Bohr de l'exciton à 2D de } 82\text{\AA} \text{ dans les puits}$$

InGaAs [21]. Au final, on retiendra un facteur d'augmentation de 1.5 à 3.5 sur la densité seuil de saturation lié au dopage fer. Ce facteur reste cependant très raisonnable comparé au facteur supérieur à  $10^4$  de réduction du temps de réponse des absorbants saturables.

Concernant la cavité ultra-rapide, nous avons observé une dynamique de l'absorption excitonique régie par une dépendance monoexponentielle, qui suggère la présence d'une inhibition de la formation de l'exciton, à de telles fortes concentrations de fer. En considérant que cette inhibition est totale, la dynamique de l'absorption excitonique est supposée être régie uniquement par le plasma d'électrons et de trous ( $N_{e/h}$ ), dont l'évolution temporelle est fournie par :

$$\frac{dN_{e/h}}{dt} = \frac{\alpha(I)I}{h\nu} - \frac{N_{e/h}}{\tau_{e/h}} \quad (\text{IV-12})$$

où nous considérons que la durée de vie du plasma électrons-trous est égale au temps de réponse de la microcavité ( $\tau=290 \text{ fs}$ ) que nous avons mesuré. De la même façon, la densité seuil du plasma d'électrons et de trous ( $N_{Se/h}$ ) pour saturer l'absorption peut-être reliée à l'intensité seuil de saturation  $I_S$  par:

$$N_{e/h} = \frac{\alpha(I_S)I_S \tau_{e/h}}{h\nu} \quad (\text{IV-13})$$

Nous pouvons noter que cette relation, valable dans le cas de forts dopages où le pic excitonique est dégradé, indique de façon générale que, plus la durée de vie des porteurs est



faible, plus l'intensité seuil de commutation doit être élevée pour générer une densité de porteurs nécessaire à la saturation de l'absorption. Cette relation fournit une valeur de la densité seuil du plasma d'électrons et de trous saturant l'absorption excitonique de  $N_{\text{Se/h}}=6.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (pour un puits de 8.5 nm). Cette valeur correspond à  $N_{\text{Se/h}}=5.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Ce résultat est très proche de la valeur théorique ( $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  pour un puits non-dopé) issue des calculs de la saturation de l'absorption excitonique par le plasma, à l'aide des fonctions de Green, que nous avons présentés dans le chapitre II.

Au final, nous avons établi la relation liant la fluence seuil externe à la densité seuil de saturation. Nous retiendrons donc une valeur de la densité de porteurs de  $6.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nécessaire pour saturer efficacement l'absorption.

#### 6.2.5. Bande passante spectrale

L'évolution spectrale du contraste des microcavités, dans le domaine des longueurs d'onde utilisées pour les télécommunications autour de  $1.55 \mu\text{m}$ , est tracée sur la figure IV-19. Le contraste est calculé à partir des valeurs mesurées de la RDN à  $30 \mu\text{J.cm}^{-2}$  et à  $0.03 \mu\text{J.cm}^{-2}$  (cf. équation (IV-7)). La longueur d'onde où se situe le contraste maximal est contrôlée durant la croissance par l'épitaxie des puits quantiques. Elle correspond à la résonance excitonique à laquelle est ajustée la résonance de la cavité, afin d'augmenter les effets non-linéaires.

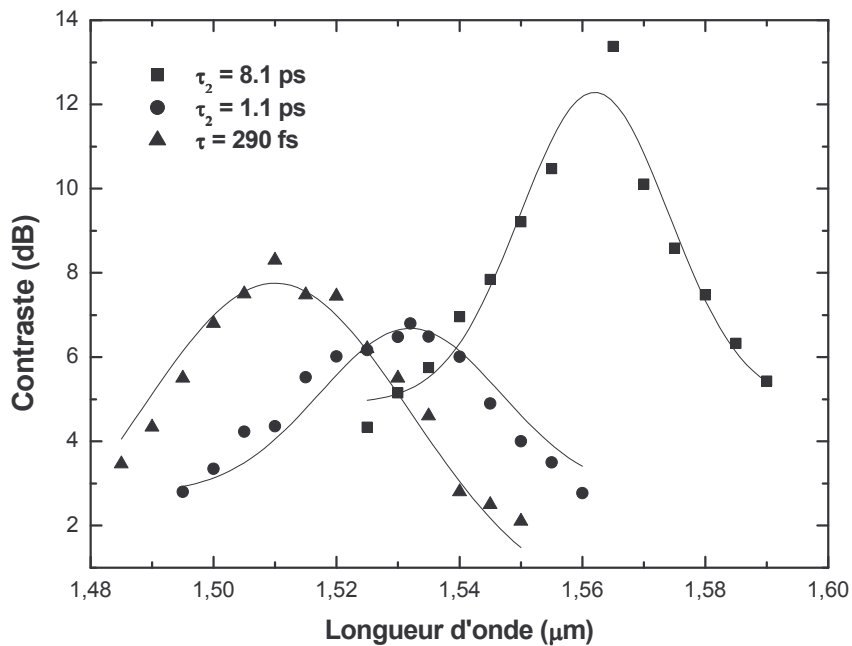


Figure IV-19: Evolution spectrale du contraste des microcavités à puits quantiques dopés fer. La légende correspond au temps de réponse caractéristique de chaque cavité mesurée en dynamique. Les courbes en trait plein sont un guide pour l'œil.

On peut noter en particulier une relativement grande largeur de bande à  $-3\text{dB}$  de 37nm pour la microcavité la plus rapide.

### 6.3. Validation du composant à 10 Gb/s et à longue distance

La validation en configuration système d'une microcavité à puits quantiques dopés fer a été réalisée au laboratoire d'optronique de l'ENSSAT à Lannion, par M. Gay. Les mesures du TEB ont été effectuées à longue distance, à 10 Gb/s. Ce test a été réalisé à l'aide de la microcavité dont la dynamique ( $\tau_2=8.1 \text{ ps}$ ) est largement compatible avec ce débit, puisqu'elle pourrait être testée à un débit deux fois supérieur, et présentant le plus fort contraste.

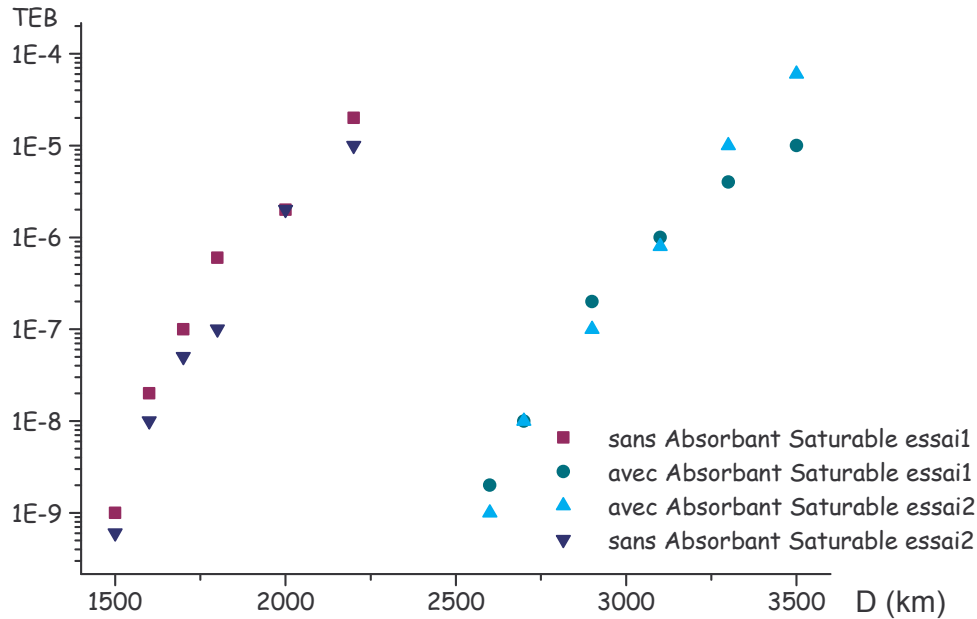


Figure IV-20: Mesures du TEB à 10 Gb/s avec et sans absorbant saturable en fonction de la distance parcourue. 2 essais ont été réalisés.

Sur la figure IV-20 sont représentées les valeurs mesurées du TEB en l’absence et en présence de la microcavité à absorbant saturable.

Deux campagnes de mesures ont été menées et on peut constater une bonne reproductibilité des mesures. L’efficacité de l’insertion d’un absorbant saturable dans une ligne de transmission est clairement démontrée : elle augmente la distance de transmission de 1000 km à 10Gb/s. De plus, des premiers résultats de mesure du contraste de commutation à 10Gb/s n’ont pas mis en évidence de détérioration de cette grandeur. Ceci signifie que l’évacuation de la chaleur, nécessaire à une telle cadence et assurée par le report de la structure sur un substrat de Si à l’aide d’une résine conductrice de la chaleur, semble efficace.

## 7. Conclusion

Les simulations d’une microcavité Fabry-Pérot asymétrique à puits quantiques, constituée d’un miroir arrière en or et de la simple interface InP/air comme miroir avant, appuyées des calculs de saturation de l’absorption des puits quantiques, ont permis d’envisager l’obtention de bonnes performances, en terme de contraste de commutation, d’une telle microcavité. De fortes concentrations de fer ont été incorporées lors de la croissance des multipuits quantiques

( $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $8.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) afin d'atteindre des temps de réponse inférieurs à la dizaine de ps. L'avantage d'un miroir arrière métallique est double: sa large bande passante permet d'envisager des applications en WDM et sa forte conductivité thermique permet d'envisager l'évacuation de la chaleur nécessaire à haut débit. Ainsi, le report de la structure sur un substrat en Si à l'aide d'une résine chargée en alumine permet de réduire les problèmes d'échauffement de la structure à haut débit.

La mesure de la dynamique de la commutation des microcavités à puits quantiques dopés fer a révélé un temps de réponse ultra-rapide de 290 fs pour la plus forte concentration de fer incorporé [22]. Ceci permet d'envisager la régénération de signaux à un débit supérieur à 600 Gb/s. Le contraste de commutation maximal atteint par cette microcavité est de 6.4:1 (soit 8dB), de  $0.03 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$  à  $30 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$  en fluence incidente, avec une fluence seuil de saturation incidente de  $3.5 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Nous avons développé une méthode afin d'évaluer la densité seuil de saturation de l'absorption excitonique par les porteurs. Elle est évaluée à  $5.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , ce qui est très proche de la valeur théorique de  $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  issue des calculs de la saturation de l'absorption excitonique utilisant les fonctions de Green. Une telle détermination de cette grandeur caractéristique du point de vue de la physique permet de fixer la valeur de la puissance de commande optique, paramètre-clé pour les systèmes de régénération tout-optique.

Le contraste maximal (13.4 dB) est atteint par la microcavité la moins dopée, dont la dynamique est en conséquence plus lente ( $\tau_2=8.1 \text{ ps}$ ). Le dopage fer semble réduire le contraste linéaire mais cette réduction est négligeable comparée au facteur  $10^4$  d'augmentation de la rapidité de commutation, par rapport à une structure non-dopée.

De plus, le contraste de la microcavité la plus rapide reste supérieur à 5 dB sur une large bande passante spectrale de 37 nm, ce qui laisse envisager la possibilité d'utiliser le multiplexage en longueur d'onde pour augmenter les débits de transmission. L'espacement en longueur d'onde étant fixé à 1 nm (100 GHz) dans les systèmes actuels, on peut envisager d'utiliser 7 canaux à 600 Gbit/s, couvrant la bande passante de 37 nm utile et permettant d'atteindre un débit de 4.2 Tbit/s. Cette configuration utilisant le moins de canaux possibles permettrait d'atteindre des résultats comparables à ceux établis au niveau des laboratoires au cours de ces dernières années (1.4 Tbit/s à l'aide de 19 canaux à 160 Gbit/s, et 3.04 Tbit/s à l'aide de 19 canaux à 160 Gbit/s), comme on peut le voir sur la figure IV-21 [23].

Enfin, des mesures de transmission sur de longues distances, utilisant une boucle à recirculation, proches des distances transocéaniques, ont permis de valider l'efficacité du composant. Elles ont révélé une augmentation de la distance parcourue de 1000 km, pour une même qualité de la transmission, à 10 Gb/s, grâce à l'insertion de la microcavité à absorbant saturable.

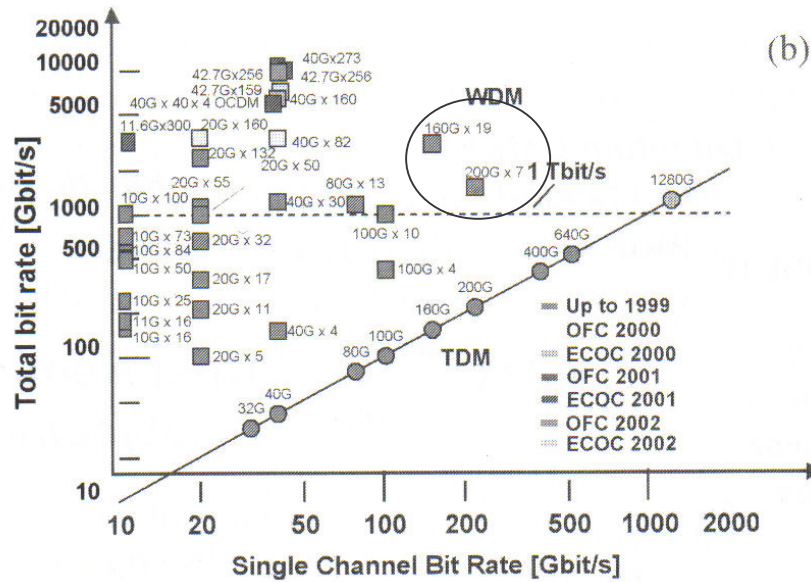


Figure IV-21: Records de transmission, établis ces dernières années, en terme de capacité [23]. Les plus haut débits atteints avec le moins de canaux possibles sont entourés.

## 8. Références

- [1] M. Guézo, S. Loualiche, J. Even, A Le Corre, H. Folliot, C. Labbé, O. Dehaese, and G. Dousselin, *Appl. Phys. Lett.* 82, 1670 (2003).
- [2] H. S. Loka and P. W. E. Smith, *IEEE J. Quant. Electron.* 36, 100 (2000).
- [3] A. Hirano, H. Kobayashi, H. Tsuda, R. Takahashi, M. Asobe, K Sato and K. Hagimoto, *Electron. Lett.* 34, 198 (1998).
- [4] H. S. Loka and P. W. E. Smith, *IEEE Photon. Tech. Lett.* 10, 1733 (1998).
- [5] J. Mangeney, H. Choumane, G. Patriarche, G. Leroux, G. Aubin, J. C. Harmand, and J. L. Oudar, *Appl. Phys. Lett.* 76, 2722 (2000).
- [6] H. Choumane, “Etude de dispositifs tout-optiques à absorbants saturables ultra rapides pour application aux transmissions optiques à très haut débit », Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2002.
- [7] R. Takahashi, *Technical Digest of Nonlinear Guided Waves and their Applications* (OSA, Victoria, Canada, 1998), Vol. 5, p. 150.
- [8] R. Takahashi, Y. Kawamura, and H. Iwamura, *Appl. Phys. Lett.* 68, 153 (1996)
- [9] R. Takahashi, H. Itoh, and H. Iwamura, *Appl. Phys. Lett.* 77, 2958 (2000).
- [10] J. Mangeney, S. Barré, G. Aubin, J.-L. Oudar and O. Leclerc, *Electron. Lett.* 36, 1725 (2000).
- [11] O. Leclerc, G. aubin, P. Brindel, J. Mangeney, H. Choumane, S. Barré and J.-L. Oudar, *Electron. Lett.* 36, 1944 (2000).
- [12] D. Rouvillain, F. Segueineau, L. Pierre, P. Brindel, H. Choumane, G. Aubin, J.-L. Oudar and O. Leclerc, *Proc. Of ECOC 2002*, Copenhagen.
- [13] S. Adachi, *J. Appl. Phys.* 53, 5863 (1982).
- [14] Schmitt-Rink, D.S. Chemla and D. A. B. Miller, *Phys. Rev. B* 32, 6601 (1985).
- [15] M. Wegener, I. Bar-Joseph, G. Sucha, M. N. Islam, N. Sauer, T. Y. Chang, and D. S. Chemla, *Phys. Rev. B* 39, 12794 (1989).

- [16] A. M. Fox, A. C. Maciel, M. G. Shorthose, J. F. Ryan, M. D. Scott, J. I. Davies, and J. R. Riffat, *Appl. Phys. Lett* 51, 30 (1987).
- [17] A. Huynh, J. Tignon, Ph. Roussignol, C. Delalande, R. André, R. Romestain and D. Le Si Dang, *Phys. Rev. B* 66, 113301 (2002).
- [18] M. Müller, R. André, J. Bleuse, R. Tromestain, D. Le Si Dans, A. Huynh, J. Tignon, Ph Roussignol and C. Delalande, *Semicond. Sci. Technol.* 18, S319 (2003).
- [19] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, D. J. Eilenberger, and P. W. Smith, A. C. Gossard and T. Tsang, *Appl. Phys. Lett.* 41, 679 (1982).
- [20] K. Tai, J. Hegarty, and W. T. Tsang, *Appl. Phys. Lett.* 51, 86 (1987).
- [21] T. Sizer, T. K. Woodward, U. Keller, K. Sauer, T.-H. Chiu, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, *IEEE J. Quant. Electr.* 30, 399 (1994).
- [22] M. Gicquel-Guézo, S. Loualiche, J. Even, C. Labbé, O. Dehaese, A. Le Corre, H. Folliot and Y. Pellan, accepté dans *Appl. Phys. Lett* (juin 2004).
- [23] “Annals of telecommunications”, sous la direction de Yves Jaouën et Michel Joindrot, volume 2 « Transmission systems and networks », novembre/décembre 2003.

## V. Conclusion générale et perspectives

Ce travail a été consacré à l'étude et à la réalisation de microcavités à absorbant saturable à base de multipuits quantiques dopés fer, fonctionnant à des longueurs d'onde voisines de 1.55  $\mu\text{m}$ . Le défi consistait à placer un tel composant parmi les meilleures solutions disponibles pour les systèmes de régénération tout-optique 2R WDM.

La modélisation des propriétés optiques non-linéaires des puits quantiques s'est basée sur la compréhension et la prise en compte des phénomènes physiques à l'origine de la saturation de l'absorption excitonique dans les multipuits quantiques, tels que le remplissage (ou « blocage de Pauli »), l'écrantage du potentiel Coulombien et la renormalisation du gap. Elle a notamment permis de mettre en évidence que le phénomène de remplissage est le phénomène prépondérant à la saturation de l'absorption dans les structures quasi-2D, conformément à la littérature. La loi semi-empirique de saturation de l'absorption, ne prenant en compte que l'effet du remplissage, peut alors être utilisée afin d'extraire la densité seuil de porteurs à la saturation ( $N_S=5\times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ). Par ailleurs, les résultats des simulations fournissant l'évolution spectrale de l'absorption et de l'indice non-linéaires quelle que soit la densité de porteurs injectés est un moyen efficace de prévoir l'amplitude du contraste de commutation du composant.

Nous avons mené une étude expérimentale préalable des multipuits quantiques dopés fer afin de déterminer en particulier le coefficient d'absorption linéaire des multipuits quantiques, le temps de récupération de la saturation de l'absorption et la fluence seuil à saturation. Ces résultats nous ont permis de montrer l'efficacité du dopage fer à réduire le temps de déclin des absorbants saturables jusqu'à des valeurs subpicosecondes. Nous avons mené un travail de modélisation de la capture des porteurs par les atomes de fer qui reflète bien ce comportement expérimental des absorbants saturables à puits quantiques dopés fer. Nous avons par ailleurs mis en évidence une sensible augmentation du temps de réponse avec la fluence incidente. Une étude de dopage fer sélectif dans les barrières ou dans les puits a montré l'intérêt d'un dopage fer combiné pour réduire la dynamique de la saturation de l'absorption. Des observations en TEM indiquent que, même à très fortes concentrations de fer incorporé, celui-ci n'engendre apparemment pas de dégradation cristalline du matériau.



L'insertion des multipuits quantiques dopés fer en microcavité a contribué à une nette amélioration des propriétés optiques de tels absorbants saturables. Des simulations préliminaires utilisant la modélisation des propriétés optiques non-linéaires ont été réalisées et montrent la possibilité de prévoir le contraste de commutation. La conception minutieuse de la microcavité s'est basée sur la détermination expérimentale du coefficient d'absorption linéaire à la résonance excitonique, afin d'atteindre un fort contraste de commutation. Les étapes technologiques de fabrication du composant ont été franchies avec succès, nécessitant le contrôle de la gravure chimique en salle blanche, appuyé de simulations et de caractérisations du mode de cavité à l'aide de mesures en spectroscopie infrarouge. La structure simple envisagée, sans miroir avant, avec un miroir arrière métallique, prévoit de surcroît une évacuation de l'échauffement de la microcavité. Les résultats des expériences pompe-sonde ont mis en évidence la réduction de la fluence seuil à saturation par un facteur 50, grâce à l'interaction renforcée de l'onde électromagnétique et des puits quantiques en cavité, à la résonance excitonique. De façon générale, les valeurs des fluences seuil à saturation des microcavités à puits quantiques dopés fer que nous reportons restent à un niveau comparable aux plus petites valeurs reportées dans la littérature, parmi toutes les autres techniques employées pour réduire le temps de réponse. De plus, nous avons montré l'obtention d'un temps de réponse en microcavité aussi court que 290 fs, pour une concentration de fer incorporé de  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Une telle rapidité de commutation place cette microcavité au rang des meilleures performances reportées dans la littérature. À l'aide d'un modèle dynamique décrivant le comportement expérimental de cette microcavité ultra-rapide, et d'une estimation de la fluence interne, nous avons extrait une densité seuil de saturation de l'absorption excitonique par le plasma électron-trou de  $5.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ . Nous retrouvons alors le résultat fourni par les simulations des propriétés optiques non-linéaires des multipuits quantiques ( $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ). Par ailleurs, un contraste de commutation de 8.2 dB est atteint pour une fluence seuil de saturation de  $1.9 \mu\text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Un tel contraste nous a permis de valider le composant en configuration système, sur une ligne à transmission longue distance à 10 Gb/s utilisant une boucle à recirculation. En effet, nous montrons une augmentation de la distance de transmission de 1000 km, tout en conservant une bonne qualité de transmission. Cette démonstration est une première concernant les absorbants saturables dopés fer. Un tel composant

constitue une solution prometteuse en terme de régénération future 2R WDM à haut-débit.

En configuration système, nous pourrions anticiper l'augmentation sensible du temps de déclin avec la fluence injectée que nous avons mise en évidence. Cependant, en considérant les contraintes actuelles, la fluence maximale ne dépasse pas 4 fois la fluence à saturation. Même en considérant une fluence à saturation aussi forte que  $10 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ , les résultats de nos mesures de cette tendance indique que l'augmentation du temps de déclin de  $10$  à  $40 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$  n'excède pas  $0.2$  ps. Cette valeur est bien en-deçà des valeurs de temps de déclin et des tolérances spécifiées pour les défis technologiques actuels ( $\tau=5\pm 1$  ps).

Une solution proposée, si une diminution de la fluence seuil à saturation s'impose, consiste à placer les puits au maximum du champ électromagnétique. De cette façon, l'interaction du champ électromagnétique avec les puits quantiques est renforcée. Ceci nécessite la connaissance exacte de l'amplitude de l'intensité interne, issue de la non-linéarité de l'absorption des puits quantiques. Un calcul auto-cohérent pourrait être élaboré afin d'envisager une telle structure.

Une autre solution consiste à envisager un miroir de Bragg avant, couramment utilisé dans la littérature. Celui-ci pourrait être réalisé directement au cours de l'épitaxie à l'aide de paires InGaAsP/InP, ou après la croissance, à l'aide d'un dépôt de couches diélectriques Si/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. En effet, un miroir avant de plus forte réflectivité que l'interface InP/air nécessite un nombre inférieur de puits pour atteindre un même contraste et une fluence seuil à saturation plus faible. Cependant, une faible fluctuation des épaisseurs dans la structure réelle peut engendrer une dégradation dramatique du contraste de commutation. Un contrôle rigoureux des épaisseurs avant et pendant le dépôt du miroir de Bragg s'impose donc, ce qui représente un degré de difficulté supérieur comparativement à la structure présentée dans ce mémoire.

Enfin, on pourrait s'intéresser aux systèmes de plus basse dimensionnalité, à savoir les îlots quantiques. Les performances d'une microcavité à absorbant saturable à base d'îlots quantiques n'ont pas encore été démontrées. Dans ce type de structures, le phénomène physique responsable de la saturation de l'absorption est essentiellement le remplissage. On pourrait s'attendre à une réduction de la fluence seuil à saturation, du fait de la faible densité d'états dans ces systèmes. Cependant, le dopage fer des îlots

quantiques pour contrôler la dynamique de la saturation de l'absorption reste encore à explorer du point de vue de l'épitaxie.

## **ANNEXE 1**

### **Etude de la diaphonie pour les applications WDM**

Une étude a été menée afin d'évaluer la compatibilité d'un absorbant saturable avec un système utilisant le multiplexage en longueur d'onde (WDM). Cette étude s'inscrit dans un projet RNRT (Asterix) dont le but ultime est d'atteindre un débit supérieur à 1Tb/s à l'aide de 32 canaux à 43 Gb/s. Le module à absorbant saturable doit être capable de traiter indépendamment ces 32 canaux. Pour ce faire, il est nécessaire d'analyser l'interaction potentielle entre les canaux, que l'on appelle « la diaphonie », induite par la diffusion des porteurs entre les canaux.

Après une propagation à travers une fibre optique, ces canaux sont ensuite séparés à l'aide d'un démultiplexeur en longueur d'onde. Chaque longueur d'onde transportant l'information d'un canal est envoyée sur une position différente sur l'absorbant saturable. La distance entre spots doit être suffisante pour éviter que les porteurs créés par un spot ne viennent par diffusion perturber le spot adjacent. Le principe d'une telle configuration est représentée sur la figure A1-1.

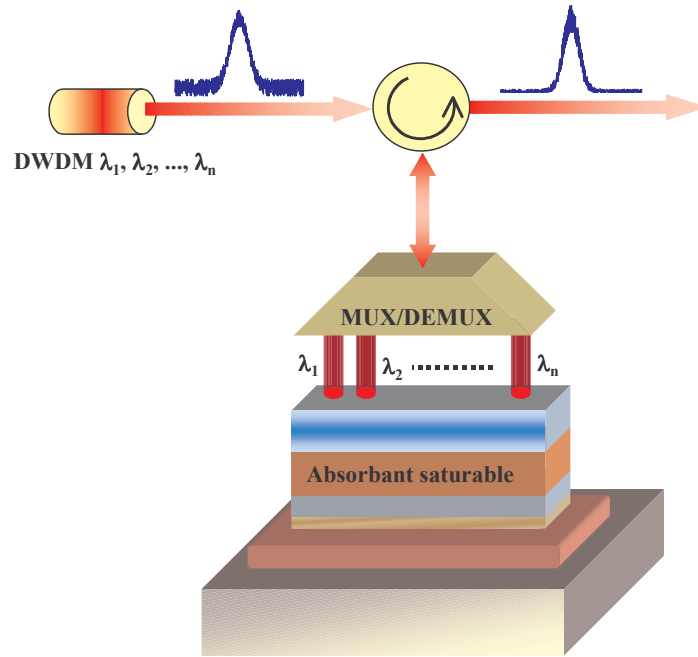


Figure A1-1 : représentation schématique d'une régénération 2R-WDM, à l'aide d'une cavité à absorbant saturable.

Une première approche consiste à affirmer de manière générale que les phénomènes de diaphonie associés directement à la diffusion des porteurs seront limités. En effet, les longueurs caractéristiques de diffusion varient comme la racine carrée du temps de vie des porteurs  $\tau$ . Celle-ci étant supposée égale à 5 ps, les longueurs de diffusion sont donc de l'ordre de 0.1 à 0.2  $\mu\text{m}$ . Les profils spatiaux de concentration de porteurs seront donc très voisins du profil spatial de l'excitation lumineuse. L'avantage d'un temps de vie très court réduit donc cette longueur de diffusion, mais il présente l'inconvénient d'augmenter l'intensité nécessaire à la saturation.

Une analyse précise de la diffusion ambipolaire est cependant nécessaire en fonction de l'espacement entre spots pour une forme temporelle imposée de l'excitation lumineuse. Nous reportons ici brièvement les grands traits du travail de simulations qui a été réalisé.

La méthode des éléments finis est à la base du logiciel que nous utilisons (FEMLAB) afin de résoudre l'équation de diffusion ambipolaire des porteurs à 3 dimensions suivante :

$$\frac{\partial \Delta c(x, y, z, t)}{\partial t} = D_x^* \frac{\partial^2 \Delta c(x, y, z, t)}{\partial x^2} + D_y^* \frac{\partial^2 \Delta c(x, y, z, t)}{\partial y^2} + D_z^* \frac{\partial^2 \Delta c(x, y, z, t)}{\partial z^2} - \frac{\Delta c}{\tau} + f(x, y, z, t)$$

où :

- $\Delta c(x,y,z,t)$  représente la densité de paires générées par l'excitation optique.
- $D_i^*$  est le coefficient de diffusion ambipolaire dans la direction  $i$ .
- $\tau$  correspond à la durée de vie de la paire électron-trou.
- $f(t,x,y,z,t)$  représente le terme « source », de génération des paires.

Les spots incidents sont supposés temporellement et spatialement (selon  $x$  et  $y$ ) gaussiens. L'axe  $z$  étant défini comme l'axe de croissance des multipuits quantiques, la symétrie cylindrique du problème permet de réduire le temps de calcul en travaillant uniquement dans le plan  $(x,z)$ .

L'émission thermoionique (échappement thermique des porteurs du puits vers la barrière) est prise en compte, nécessitant de distinguer les porteurs générés dans les puits et dans les barrières, grâce à une condition aux limites adéquate à l'interface puits/barrière.

Les paramètres les plus importants pour ce type de calcul sont la puissance injectée, la durée de vie des porteurs, la taille des spots gaussiens et l'espacement entre ces spots. Différentes valeurs de ces deux derniers paramètres ont été envisagées dans les calculs, afin de mettre en évidence la diaphonie entre les canaux. Nous avons par ailleurs considéré une valeur de la densité seuil à saturation  $(N_S)^{1,2}$  de  $6.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  dans l'expression semi-empirique du coefficient d'absorption non-linéaire.

De telles calculs numériques fournissent les répartitions spatiale et temporelle des porteurs. La figure suivante montre les résultats d'une simulation dans un cas stationnaire. Les valeurs des densités maximales des porteurs injectés dans les puits et dans les barrières sont directement liées à la puissance incidente (constante). Elles permettent en particulier d'évaluer l'efficacité de la saturation de l'absorption. Trois spots de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre, espacés de  $20\mu\text{m}$  sont considérés dans ce calcul, comme on peut le voir sur cette figure. L'émission thermoionique est mise en évidence par une concentration non nulle de porteurs dans les barrières.

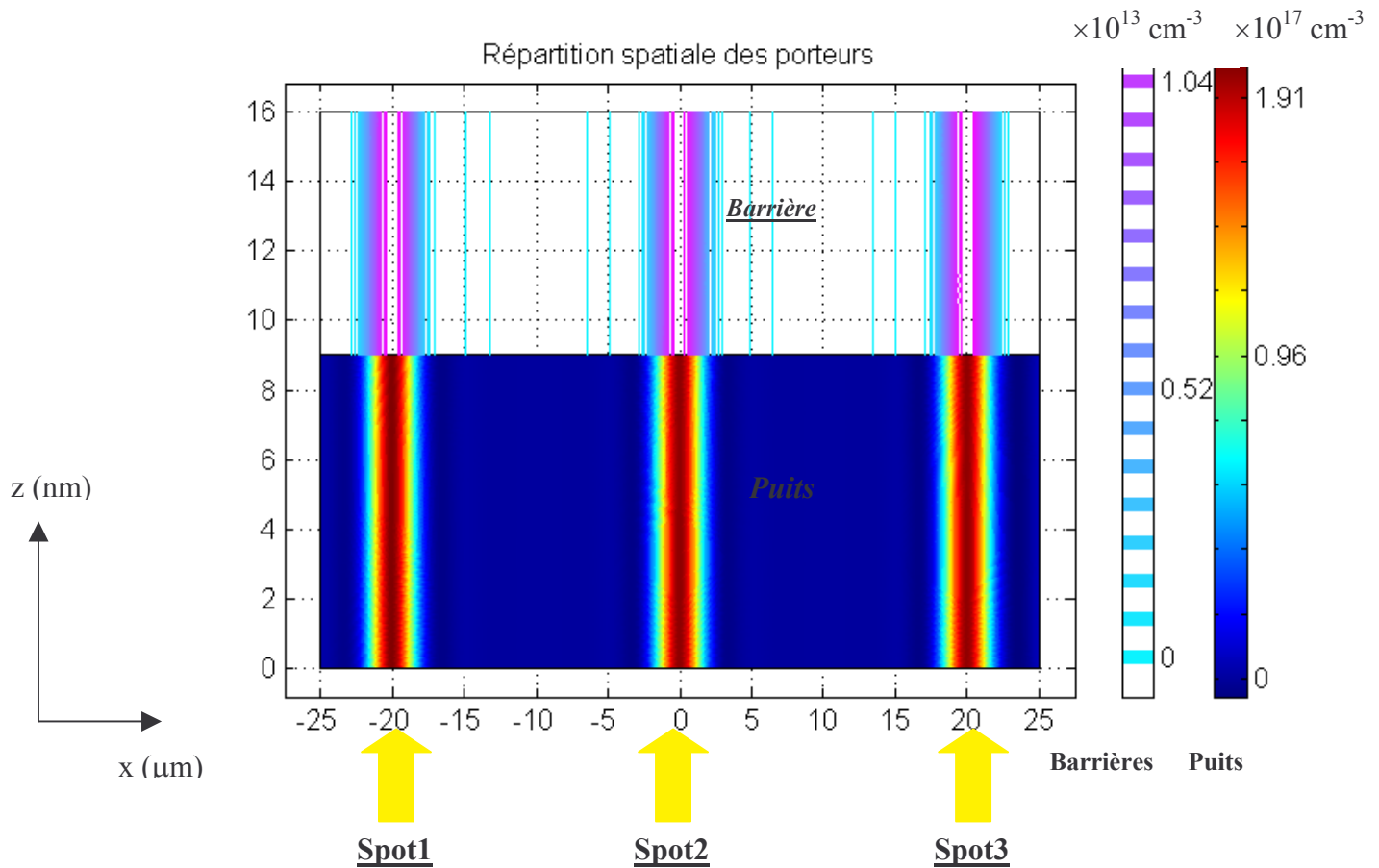


Figure A1-2 : Exemple d'une simulation de la diffusion ambipolaire en utilisant la méthode des éléments finis pour un puits de 9nm et une barrière de 7nm.

Ces résultats indiquent par ailleurs que l'extension spatiale quasi-gaussienne des porteurs (relative au spot gaussien) en  $1/e^2$  ne dépasse pas  $4.3 \mu\text{m}$ . Cette valeur est sensiblement supérieure au diamètre du spot en  $1/e^2$ , mais n'est pas suffisante pour induire une quelconque diaphonie entre de tels canaux séparés de  $20 \mu\text{m}$ .

Par contre, d'autres résultats de simulation considérant un espacement de  $5 \mu\text{m}$  entre les spots indiquent une diaphonie entre les canaux, démontrée par une densité minimale de porteurs entre les spots non-nulle ( $1.91 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ).

Une taille de spot plus grande a été envisagée ( $10 \mu\text{m}$  en  $1/e^2$ ). La puissance injectée étant la même quelque soit la taille du spot, la densité maximale de porteurs atteinte dans ce cas est plus faible. De plus, pour un espacement supérieur ou égal à  $20 \mu\text{m}$ , la diaphonie reste inexistante : l'extension spatiale des porteurs reste bien inférieure à l'espacement entre les spots.

La répartition spatiale et temporelle des porteurs dans un cas non-stationnaire a été aussi simulée. Un exemple est fourni dans la figure A1-3, considérant 3 spots de diamètre  $4\ \mu\text{m}$  espacés de  $5\ \mu\text{m}$ . Comme nous l'avons vu dans le cas stationnaire, un espacement aussi faible entre les canaux induit une diaphonie que l'on peut voir sur cette figure. En fonction du temps, la largeur temporelle des impulsions étant non négligeable par rapport à leur période, on constate une accumulation des porteurs entre les impulsions : la densité de porteurs ne descend pas en dessous de  $1.17\ 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$ . Cette configuration des impulsions gaussiennes correspondant à une succession de « 1-1-1-1 ... » en format NRZ, nous avons envisagé une succession de « 1-0-1-0... » qui permet de diminuer cette densité de porteurs accumulés à  $5.2\ 10^{15}\ \text{cm}^{-3}$  au niveau du "0". On peut constater que la densité de porteurs accumulés dépend du signal réel (succession précise de 0 et 1).

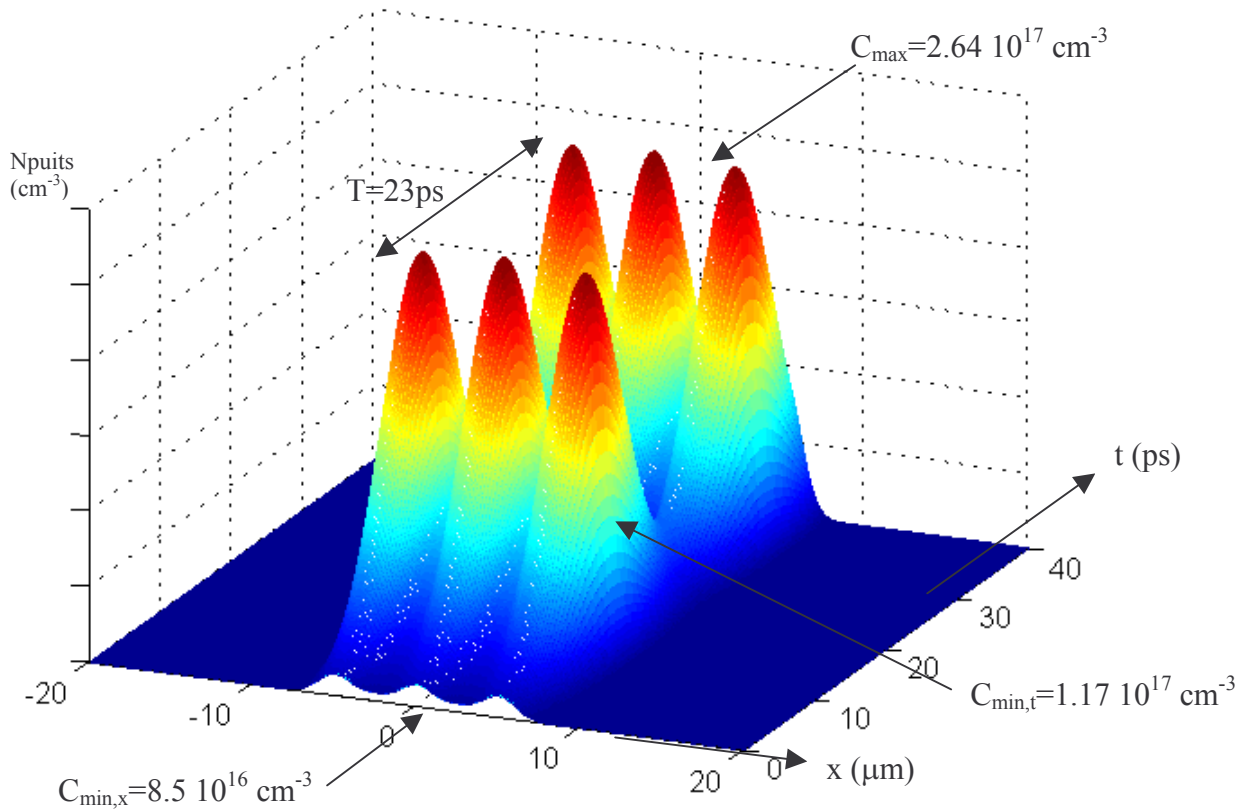


Figure A1-3. Répartition spatio-temporelle de la densité de porteurs dans les puits. Le diamètre des spots est de  $4\ \mu\text{m}$  et l'espacement entre les spots de  $5\ \mu\text{m}$ .



Des simulations supplémentaires, obtenues en faisant varier la taille des spots (4  $\mu\text{m}$  et 10  $\mu\text{m}$ ), ainsi que l'espacement entre les spots ont révélé le même résultat, à savoir que la diaphonie est inexistante pour des espacements supérieurs à 20  $\mu\text{m}$ .

En conclusion, les profils de la densité de porteurs sont très proches des profils des spots, spatialement et temporellement, puisque la longueur de diffusion est faible devant la taille du spot. Ainsi, les recouvrements spatiaux ou temporels des spots sont les responsables majeurs de la diaphonie entre les canaux. Pour un spot de 4  $\mu\text{m}$ , l'interaction entre les spots est nulle pour des espacements supérieurs 5  $\mu\text{m}$  et les concentrations calculées sont suffisantes pour saturer l'absorption. Par contre, lorsque l'on augmente la taille du spot de 10  $\mu\text{m}$ , l'écartement entre spots doit être sensiblement augmenté. De plus, la puissance totale par spot étant constante, l'intensité lumineuse baisse et les concentrations de porteurs générés peuvent alors devenir insuffisantes pour saturer l'absorption.

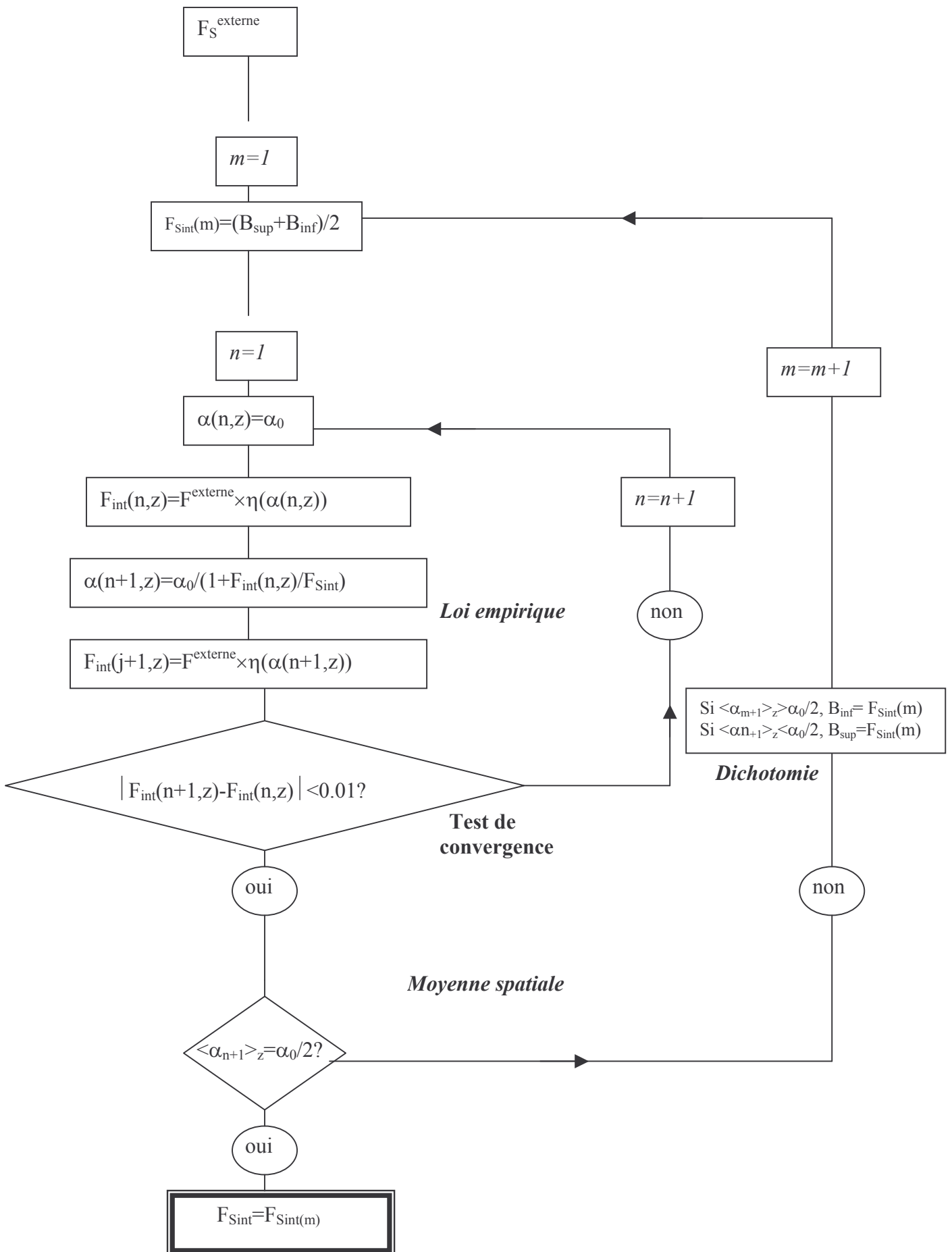
Références :

<sup>1</sup> S. Schmitt-Rink *et al.*, Phys. Rev. B **32**, 6601 (1985).

<sup>2</sup> K. Tai *et al.*, Appl. Phys Lett. **51**, 86-88 (1987).

## **ANNEXE 2**

**Code informatique de détermination du coefficient non-linéaire reliant  
l'intensité intra-cavité à l'intensité extérieure**



## ANNEXE 3

### Publications

- **M. Guézo, S. Loualiche, J. Even, A Le Corre, H. Folliot, C. Labbé, O. Dehaese, sand G. Dousselin, Appl. Phys. Lett. 82, 1670 (2003).**
- **M. Guézo, A. Marceaux, S. Loualiche, J. Even, A Le Corre, O. Dehaese, and Y. Pellan, J. Appl. Phys. 94, 2355 (2003).**
- **M. Gicquel-Guézo, S. Loualiche, J. Even, C. Labbé, O. Dehaese, A. Le Corre, H. Folliot and Y. Pellan, accepté dans Appl. Phys. Lett.**

## Résumé:

Cette thèse est consacrée à l'étude des absorbants saturables à multipuits quantiques (MPQ) InGaAs/InP dopés fer. Les non-linéarités de l'absorption excitonique sont exploitées pour la régénération tout-optique du signal à 1.55 $\mu\text{m}$ . Un modèle théorique permet de calculer les propriétés optiques non-linéaires des puits quantiques. L'efficacité du dopage fer des MPQ à réduire le temps de relaxation de l'absorption est démontrée expérimentalement et expliquée par un modèle dynamique de la capture des porteurs par les atomes de fer. L'insertion des MPQ dopés fer en microcavité, à mode accordé à la résonance excitonique, réduit la puissance de commande optique d'un facteur 50 et permet d'obtenir un contraste de 8dB. Un tel contraste augmente la distance de propagation de plus de 1000km pour un signal numérique à 10 Gb/s. Le temps de réponse peut être réduit à une valeur record de 290fs, tout en gardant un contraste de 5dB.

## Abstract:

This thesis deals with the study of saturable absorbers based on Fe-doped InGaAs/InP multiple quantum wells (MQW). The non-linear optical properties of excitonic absorption are exploited for all-optical regeneration at 1.55 $\mu\text{m}$ . A numerical model is developed for the calculation of the non-linear optical properties of MQW structures. The efficiency of Fe doping to shorten the absorption relaxation time is experimentally demonstrated and explained by a dynamic model of the carriers capture by Fe atoms. The insertion of Fe doped MQW into a microcavity, which resonance is matched to excitonic transition, reduces the switching energy by a 50-factor and enhances the contrast ratio (CR) to 8dB. Such a CR value increases the transmission distance of a numerical signal by more than 1000km at 10Gb/s, with a constant transmission quality. The response time can be reduced to 290fs and the CR stays at a relatively high value of 5dB.

## Mots-clefs :

- Absorbant saturable
- Puits quantiques
- Dopage fer
- Régénération tout-optique
- Absorption excitonique
- Microcavité Fabry-Pérot
- Rapidité de commutation
- Contraste de commutation
- Diaphonie