



HAL
open science

Composant Passif à Absorbants Saturables sur InP pour le Régénération Tout-Optique de Signaux à Très Hauts-Débits

David Massoubre

► **To cite this version:**

David Massoubre. Composant Passif à Absorbants Saturables sur InP pour le Régénération Tout-Optique de Signaux à Très Hauts-Débits. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT: . tel-00124074v2

HAL Id: tel-00124074

<https://theses.hal.science/tel-00124074v2>

Submitted on 13 Jan 2007

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 : 8468

**UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THÈSE

Présentée pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY**

Spécialité : Optique et Photonique

PAR

David Massoubre

**Composant passif à absorbants saturables sur InP pour
la régénération tout-optique à très hauts-débits**

Soutenue le 23 Novembre 2006 devant la Commission d'examen :

M. Henry BENISTY

Président

M. Guang-Hua DUAN

Rapporteur

M. Guy MILLOT

Rapporteur

M. Jean-Louis OUDAR

Directeur de Thèse

M. Sébastien SAUVAGE

Membre invité

M. Jean-Claude SIMON

Examineur

M. Alexei TCHELNOKOV

Examineur

Un expert est une personne qui a fait toutes les erreurs qui peuvent être faites dans un domaine très étroit.

Niels Bohr, physicien

J'ai des questions à toutes vos réponses.

Woody Allen, réalisateur

Remerciements

*Cette thèse s'est déroulée à Marcoussis au sein du tout nouveau Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN) du CNRS. Je tiens à remercier à MM. **Bensoussan** et **Marzin**, directeurs du LPN, de m'y avoir accueillie et de m'avoir permis de travailler dans d'excellentes conditions.*

*Je remercie **Guy Millot** et **Guang-Hua Duan** d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit, ainsi qu' **Henri Benisty**, **Sébastien Sauvage**, **Jean-Claude Simon** et **Alexei Tchelnokov** pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.*

*Naturellement, j'exprime toute ma gratitude à **Jean-Louis Oudar**, mon directeur de thèse, pour m'avoir accueilli dans le groupe Composants Photoniques pour Applications télécoms (PHOTEL). Je voudrais saluer son ingéniosité et son grand savoir scientifique. Travailler avec lui a été pour moi une expérience unique, stimulante et très enrichissante. Merci aussi d'avoir toujours été disponible pour répondre à mes questions et d'avoir eu la patience de corriger toutes mes fautes d'orthographe. Je retiendrais qu'il ne faut pas d'accent sur le mot « Fabry-Perot » :).*

*Je suis tout particulièrement reconnaissant à **Guy Aubin** pour les nombreuses discussions scientifiques concernant mon travail et pour m'avoir fait bénéficier de ses nombreuses compétences expérimentales. Je tiens aussi à remercier **Isabelle Sagnes** et **Sophie Bouchoule** pour m'avoir aidé grâce à leurs précieux conseils à la fabrication de mes structures, ainsi qu'**Alexandre Shen** pour ses nombreux conseils, pour son énergie à organiser nos nombreuses et parfois interminables réunions et pour avoir supporté mes quelques « coup de gueules ».*

*Ce travail n'a pu aboutir que grâce à de nombreuses et fructueuses collaborations : **J. Decobert** et **N. Lagay** d'**Alcatel-Thales III-V Lab** (anciennement OPTO+) pour l'épitaxie de l'ensemble des structures à puits quantiques étudiées durant cette thèse, **J. Landreau** pour avoir réalisé les nombreux dépôts de couches diélectriques, **J. Dion**, doctorante au LPN, pour le développement de la brasure or-indium, **S. Sauvage** de l'**Institut d'Electronique Fondamentale** pour avoir pointé le problème du dichroïsme d'absorption dans les puits quantiques ainsi que pour la fourniture d'illustrations pour le projet ASTERIX, **J. Mange-ney** et **H. Bernas** de l'université d'Orsay pour l'irradiation ionique, **A. Shen** pour m'avoir permis d'effectuer des mesures optiques à **Alcatel-Thales III-V Lab**, **M. Gay**, **L. Bramerie**, **J.-C. Simon** de l'**ENSSAT** et **A. O'Hare** de l'**Institut de Technologie de Dublin** pour le temps qu'ils ont consacré aux mesures à 10 Gbits/s et à 40 Gbits/s et enfin **J. Fatome**, **S. Pitois** et **G. Millot** de l'**Université de Dijon** pour les magnifiques mesures à 160 GHz et*

à 160 Gbits/s. Je suis sûr que ces collaborations vont continuer et permettre d'obtenir de nouveaux et très excitants résultats.

Cette thèse est également le fruit d'un travail d'équipe. Ainsi, je remercie toute les personnes du LPN qui ont participé de près ou de loin à cette étude. Je remercie le service technologique et plus précisément **L. Courand** et **L. Leroy** pour les (très) nombreux dépôts métalliques, **C. Dupuis** pour ses conseils éclairés sur la gravure chimique, **L. Le Gratiet** pour la gravure mécanique et enfin **X. Lafosse** pour le développement et le dépôt des couches d' Al_2O_3 . Je remercie aussi **G. Chanconie**, **L. Merzeau** et **N. Allemandou** du service mécanique pour les nombreuses fois où ils m'ont dépanné. Enfin, je tiens à remercier **K. Merghem** et **A. Ramdame** pour leur coup de pouces.

Bien-sûr, je remercie **E. Eusèbe**, **O. Oria**, **E. Halbwachs** et **L. Bernardi** du service informatique pour leurs innombrables services et la qualité de leur réseau informatique, ainsi que **D. Charbonneau**, **A. Eude**, **M. Ferreira**, **M. Mauchien** et **P. Hisope** du service administratif pour leur efficacité.

Je salue tous les thésards, postdocs et stagiaires que j'ai côtoyé durant ces trois années et qui ont contribué à cette magnifique ambiance qui m'a été fort bénéfique. Merci à **Clémentine** et à **Mélanie** pour avoir partagé et égayé mon bureau, merci à **Hicham** pour l'organisation des pauses café et des soirées chicha, merci à **Sanae** pour m'avoir taquiné sans relâche et enfin un grand merci à **Yanko** pour ses blagues foireuses, les inoubliables soirées un peu trop arrosées, les plages et les filles de Varna.

Enfin, je remercie mes ami(e)s (**David** et **dudu**, il nous reste encore de nombreux bars et pays à découvrir) et bien-sûr ma famille et en particulier mes **parents**, mes **grands-parents**, mon oncle **André** et ma tante **Dominique** qui m'ont toujours encouragé et m'ont permis de faire de longues études.

Table des matières

Introduction	1
1 Généralités sur la régénération tout-optique des signaux	5
I – Bref historique des télécommunications	6
A – Les télécommunications d’hier	6
B – ... à aujourd’hui	7
II – Communication par fibre optique	8
A – Limitations de la propagation dans une fibre optique	9
1 – Limitation par les effets linéaires	9
2 – Limitation par les effets non-linéaires	12
B – Capacité de transmission d’une fibre optique	13
1 – Comment accroître le débit transmis ?	13
2 – Ultra hauts débits et très longues distances : problèmes et solutions envisagées	15
III – La régénération tout-optique d’un signal	17
A – Principe de la régénération tout-optique	18
1 – La réamplification	18
2 – La remise en forme	19
3 – La resynchronisation	20
B – Portes optiques pour la remise en forme	20
1 – Performances requises	20
2 – Composants pour la régénération tout-optique des signaux	23
IV – Conclusion	27
2 Principes physiques du composant à absorbants saturables	35
I – L’absorption dans les matériaux semiconducteurs	36
A – L’absorption linéaire	36
1 – Matériaux massifs	36
2 – Puits quantiques	39
B – L’absorption non-linéaire	43
1 – mise en évidence	43
2 – Origine de la saturation de l’absorption	43
3 – Modèle à deux niveaux	45
4 – Dichroïsme d’absorption	47
5 – Effets physiques associés à la saturation de l’absorption	48
C – Réduction du temps de recouvrement de l’absorption	50
1 – Méthodes in-situ	50

2 – Méthode ex-situ	51
II – Microcavité Fabry–Perot en réflexion	53
A – Pourquoi utiliser une microcavité en réflexion ?	53
1 – Diminution de la puissance de commutation	53
2 – Meilleure évacuation thermique	53
3 – Augmentation du contraste de commutation	54
B – Principales caractéristiques d’une microcavité Fabry–Perot	54
C – Microcavité avec des absorbants saturables	57
1 – Fonction de transfert	57
2 – Temps de réponse	58
III –Conclusion	60
3 Conception et fabrication du composant	65
I – Cahier des charges du composant	66
A – Caractéristiques recherchées	66
B – Conséquences pour la conception du composant	67
II – Conception des structures	70
A – Outils de conception	70
1 – GREFLEC	70
2 – THERMSIM	70
B – Détermination des différents éléments d’une structure	71
1 – Elements clés d’une structure à absorbants saturables	71
2 – Le miroir arrière	72
3 – La couche active	77
4 – Les couches de phase	79
5 – Le miroir avant	80
6 – Le substrat	80
C – Présentation des structures	81
D – Simulations des structures	83
1 – Simulations de la réponse spectrale linéaire	83
2 – Simulations de la réponse thermique	85
3 – Conclusions sur les simulations	87
III –Fabrication des structures à absorbants saturables	87
A – L’épitaxie	88
B – l’irradiation ionique	89
C – le dépôt du miroir arrière	90
D – Le report de substrat	92
E – L’adaptation de résonance	94
F – Le dépôt du miroir avant	96
G – Caractérisation linéaire des spectres de réflectivité	97
IV –Conclusion	99
4 Caractérisations à faibles cadences	105
I – Méthodes expérimentales	106
A – caractérisation temporelle	106
1 – Principe de la technique pompe-sonde	106
2 – Montage expérimental	106
3 – Exemple de mesure	107

B – caractérisation non-linéaire	108
1 – Principe	108
2 – Montage expérimental	108
3 – Exemple de mesure	110
II – Modélisation de la réponse non-linéaire	111
A – But et principe du modèle	111
B – Calcul de la densité de porteurs	112
C – Calcul de la réponse non-linéaire	114
III – Etude sur les puits quantiques contraints en InGaAlAs	119
A – Effets de la contrainte	119
B – Présentation des échantillons	120
C – Caractérisation non-linéaire des échantillons	122
D – Calcul de l'absorption des puits contraints	123
E – Calcul de la densité de porteurs à la transparence	123
IV – Caractérisation des composants à absorbants saturables	125
A – Mesures du temps de réponse	125
B – Mesures des fonctions de transfert	127
V – Conclusion	131
5 Caractérisations à hauts débits et limitations dues aux effets thermo-optiques	135
I – Mise en évidence des effets thermo-optiques	136
A – Principe	136
B – Montage expérimental	136
C – Exemple de mesure	137
II – Mesure de la résistance thermique effective et comparaison avec les résultats de THERMSIM	137
A – Détermination de la puissance absorbée	138
B – Détermination de la variation de température	138
C – Résultats expérimentaux et comparaison avec THERMSIM	139
III – Modélisation des effets thermo-optiques sur la réponse non-linéaire du composant	143
A – But et principe du modèle	143
B – Modélisation du Fabry-Perot	144
C – Modélisation de la dépendance thermique	146
D – Détermination de la puissance absorbée	147
E – Principaux résultats du modèle	148
IV – Etudes expérimentales et comparaisons avec le modèle numérique	153
A – Montage expérimental	153
B – Résultats expérimentaux et comparaisons	154
1 – Résultats à 10 Gbits/s	154
2 – Résultats à 40 Gbits/s	157
V – Conclusion	159
6 Amplification de contraste et régénération à très hauts débits	163
I – Amplification du contraste à ultra-hauts débits	164
A – Amplification du taux d'extinction d'un signal à 160 GHz	164
1 – banc expérimental	164
2 – résultats expérimentaux	165

B – Remise en forme d’un signal à 160 Gbits/s	167
1 – banc expérimental	167
2 – résultats	168
II – Régénération tout-optique de signaux à très hauts débits	171
A – Régénération de signaux à 10 Gbits/s	171
1 – Schéma de la boucle de recirculation à pas de régénération variable	172
2 – Résultats	173
B – Régénération de signaux à 43 Gbits/s	175
1 – Etudes en boucle courte	175
2 – Etudes en boucle longue	178
III –Conclusion	180
Conclusions et perspectives	185
Annexe A – GREFLEC et THERMSIM	192
Annexe B – Épaisseur des couches pour chaque structure	196
Annexe C – Bibliographie de l’auteur	198

Introduction

Depuis une dizaine d'années, le marché des télécommunications optiques vit un véritable essor économique (l'ensemble des revenus du marché des télécommunications en France en 2005 a été d'environ 40,5 milliards d'euros¹). L'émergence de nouvelles technologies couplant l'électronique et l'optique a permis de décupler les débits transmis, avec à la clé l'apparition de nouvelles applications qui font déjà partie de notre vie quotidienne, telles qu'internet à haut débit, la téléphonie mobile ou encore la télévision numérique à haute définition. Le nombre croissant de consommateurs (plus de 186 milliards de minutes de télécommunication orale et environ 13 milliards de SMS rien qu'en France en 2005¹), ainsi que ces nouvelles applications de plus en plus gourmandes en débit ont pour conséquence de provoquer une véritable « guerre » économique entre les différents leaders mondiaux de ce secteur. Un des principaux champs de bataille de cette guerre a lieu dans les laboratoires de recherche publics et privés, qui se livrent à une intense compétition technologique. En effet, afin de répondre aux futures demandes en débit, les réseaux de télécommunication de demain devront pouvoir transmettre sur de très longues distances, des débits toujours plus importants et ceci, bien sûr, à un coût raisonnable. Or, les réseaux actuels, basés essentiellement sur des composants opto-électroniques, ont quasiment atteint leurs limites de performance. De plus, toute augmentation de la capacité actuelle des réseaux demande des équipements de plus en plus complexes, d'où des coûts d'installation et de maintenance toujours plus élevés, avec pour conséquence une forte baisse de la rentabilité. Une des principales solutions actuellement envisagée est de remplacer les composants opto-électroniques par des composants tout-optiques permettant la manipulation directe du signal optique. De tels composants, qui ne nécessitent aucune conversion du signal optique en signal électrique, permettraient de considérablement augmenter la capacité des réseaux de télécommunication, tout en en diminuant leur complexité et donc les coûts. De nombreuses étapes de traitement du signal qui demandent aujourd'hui un équipement lourd et coûteux, pourraient ainsi être réalisées très simplement et efficacement à l'aide d'un petit nombre seulement de composants tout-optiques. De plus, la plupart des phénomènes physique mis en jeu permettent de traiter des débits beaucoup plus importants que ceux accessibles aux composants électroniques, et peuvent aussi traiter plusieurs longueurs d'onde simultanément. De tels composants sont d'ailleurs déjà utilisés quotidiennement dans les laboratoires de recherche (lasers à hauts taux de répétition, convertisseurs de longueurs d'onde, modulateurs etc. . .), mais aussi par les industriels (amplificateurs tout-optiques). A cause de ces enjeux économiques, la photonique² est devenue un des domaines de recherche les plus stratégiques de ces dernières années. Mon sujet de recherche portant sur l'étude d'un « *composant passif à absorbants saturables sur InP pour la régénération tout-optique à très hauts-débits* » s'intègre dans cette thématique.

La régénération tout-optique d'un signal est un processus par lequel un signal digital est réamplifié et remis en forme sans conversion électronique, puis retransmis (on parle de régénération **2R**). Dans certains cas, le signal est aussi resynchronisé (on parle alors de régénération **3R**). Ce processus est une étape indispensable à toute transmission de signaux de télécommunications, car les lignes de transmission sont malheureusement imparfaites et induisent de nombreuses pertes linéaires et non-linéaires. Ces pertes détériorent alors rapidement la qualité du signal, empêchant du coup la transmission des informations après une certaine distance de propagation. Comme chacune des étapes de la régénération nécessite des composants bien spécifiques, nous avons porté nos efforts sur l'étape de la remise en forme des signaux optiques. Idéalement, cette étape consiste à supprimer tous les bruits d'amplitude qui se sont accumulés sur le signal lors de sa propagation. Mais en pratique, seule une partie du bruit est effectivement supprimée, principalement à cause des limitations physiques du (ou des) composant(s) utilisé(s). Un des principaux enjeux de la régénération tout-optique pour les futurs réseaux de télécommunication est donc de réaliser un régénérateur **2R** compact qui puisse retirer le maximum de bruit d'un signal dont le débit peut dépasser les 40 Gbits/s. De plus, afin de permettre la propagation simultanée de plusieurs longueurs d'onde dans une même fibre optique, il est important que ce composant puisse fonctionner sur une large bande passante. L'approche que nous avons choisi de suivre pour réaliser cette fonction tout-optique est basée sur les propriétés non-linéaires de saturation de l'absorption que présentent les puits quantiques semiconducteurs. L'absorption de ces hétérostructures a en effet la particularité de fortement diminuer lorsque la puissance du signal incident augmente, et ceci sur une large bande spectrale. Ce type d'hétérostructure est alors appelé absorbant saturable. En plaçant ces puits quantiques dans une micro-cavité afin d'exalter ce phénomène de saturation de l'absorption, il est donc possible de réaliser un composant qui va absorber les bruits de faibles amplitudes tout en laissant passer le signal utile à la transmission de l'information. Comme cette saturation de l'absorption est auto-induite par le signal lui-même, le fonctionnement de ce composant est totalement passif (c'est à dire sans l'apport externe de source d'énergie autre que le signal lui-même), ce qui permet à cette technique d'avoir un sérieux avantage sur les techniques concurrentes. Enfin, comme il existe déjà de nombreuses méthodes permettant de considérablement réduire le temps de réponse de cet effet physique non-linéaire, le temps de réponse de ce composant à absorbants saturables peut facilement être adapté aux très haut débits que l'on vise à traiter. Grâce à ses nombreuses qualités, ce type de régénérateur à absorbants saturables est très étudié en France (LPN, ENSSAT, INSA de Rennes, IEF, Université de Bourgogne, Alcatel-Thales III-V Lab), mais aussi à l'étranger (University College of London, University of Technology of Tampere, la firme allemande BATOP (www.batop.de)). L'objectif de ce travail de thèse s'inscrit dans ce but. Plus précisément, mon travail de thèse a consisté à fabriquer et à étudier différentes structures à absorbants saturables réalisées sur substrat d'InP pour la remise en forme de signaux à très hauts-débits et d'en comparer les performances.

Ce manuscrit est divisé en six chapitres. Le **premier chapitre** est consacré aux généralités liées aux télécommunications optiques et plus particulièrement à la régénération **2R** des signaux optiques. Après une rapide présentation des différents effets linéaire et non-linéaires qui entravent la bonne propagation des signaux optiques et du principe de la régénération

1. <http://www.art-telecom.fr/observatoire/>

2. La photonique est la science qui étudie la lumière et développe les technologies capables de la contrôler, notamment dans le but de transmettre des informations via des faisceaux lumineux.

tout-optique, nous présenterons les différentes méthodes actuellement à l'étude pour réaliser l'étape de la remise en forme des signaux. Le **deuxième chapitre** va nous permettre de présenter le phénomène physique non-linéaire de la saturation de l'absorption dans les puits quantiques à semiconducteurs et les moyens d'en réduire le temps de réponse. Puis, nous enchaînerons sur les principes physiques de fonctionnement du composant à absorbants saturables lui-même. Nous montrerons les différents avantages apportés par l'utilisation d'une micro-cavité Fabry-Perot, ainsi que la réponse non-linéaire du composant à une excitation lumineuse. Le **troisième chapitre** est entièrement consacré à la conception et à la fabrication du composant. Dans un premier temps, les différentes optimisations envisagées pour améliorer les performances du composant seront présentées. Après avoir exposé les méthodes de calcul pour concevoir une structure Fabry-Perot avec des absorbants saturables, nous présenterons les différentes structures que nous avons fabriquées et étudiées durant ce travail de thèse, ainsi que des résultats de simulations de réponses spectrales et thermiques. Pour finir, les différentes étapes de la fabrication d'un composant à absorbants saturables seront exposées. Le **quatrième chapitre** présente toutes les caractérisations optiques obtenues à faibles cadences. L'utilisation de sources d'impulsions brèves à faible cadence nous a permis de mesurer le temps de réponse (par mesure pompe-sonde) et la réponse non-linéaire de chaque structure en fonction de divers paramètres de conception, tout en évitant les effets thermo-optiques nuisibles à la bonne interprétation des résultats. Nous en profiterons pour présenter un modèle numérique développé pour calculer la réponse non-linéaire du composant à absorbants saturables en l'absence d'effets thermo-optiques et nous comparerons les résultats numériques aux résultats expérimentaux. Le **cinquième chapitre** est quant à lui dédié aux caractérisations optiques à hauts débits et plus particulièrement à l'impact des effets thermo-optiques sur la réponse non-linéaire du composant. Après avoir mis en évidence les effets thermo-optiques, nous présenterons la méthode expérimentale suivie pour déterminer la résistance thermique effective de nos structures. Puis, nous présenterons le modèle numérique développé pour déterminer la réponse non-linéaire de notre composant à absorbants saturables lors de son excitation par un signal à très haut débit et en fonction de la structure de la micro-cavité. Pour terminer, des résultats numériques et expérimentaux obtenus à 10 Gbits/s et 40 Gbits/s seront présentés et comparés. Enfin, le **sixième chapitre** présente l'ensemble des résultats sur l'amplification de contraste et la régénération de signaux obtenus à l'aide de notre composant. Seront ainsi présentées, les caractérisations de remise en forme de signaux à 160 GHz et 160 Gbits/s, ainsi que les études de régénération tout-optique de signaux à 10 Gbits/s et 40 Gbits/s. Une conclusion générale et quelques perspectives seront enfin présentées pour clore ce mémoire de thèse.

Chapitre 1

Généralités sur la régénération tout-optique des signaux

Ce chapitre a pour but de présenter le contexte de ce travail de thèse. Nous en profiterons aussi pour introduire les différentes notions et définitions qui interviendront dans la suite de ce manuscrit.

Après un bref historique sur les télécommunications, nous aborderons d'abord les principaux problèmes rencontrés pour augmenter à la fois la distance de propagation et le débit des futures réseaux de télécommunication. Puis, nous présenterons les principales solutions actuellement étudiées pour les surmonter, dont plus particulièrement la régénération tout-optique des signaux de télécommunication. Dans la troisième partie, nous présentons les trois étapes de la régénération tout-optique, en nous focalisant tout particulièrement sur l'étape de la remise en forme tout-optique, et qui correspond à l'objectif principal de ce travail de thèse. Nous terminerons enfin ce chapitre par une présentation des principaux dispositifs, dont notre composant à absorbants saturables, étudiés pour réaliser cette étape indispensable de la régénération tout-optique des signaux.

I – Bref historique des télécommunications

Le mot « télécommunication » se réfère à une transmission à distance de tous types d'informations transmises sous la forme de sons, symboles, images ou d'une combinaison de ces trois formes. Pour qu'une communication puisse s'établir il est nécessaire de rassembler trois éléments physiques : l'émetteur qui envoie le message, le récepteur qui le reçoit et le milieu qui achemine le message. Ce dernier élément pouvant être l'air, l'eau, ou tout autre moyen (ou combinaison de moyen) de transmission permettant la propagation d'ondes sonores ou électromagnétiques.

A – Les télécommunications d'hier...

Depuis les temps préhistoriques et ce jusqu'à la moitié du XIX^{ème} siècle, les communications ne pouvaient se faire que par l'intermédiaire de l'air. Le codage¹ alors utilisé se présentait sous la forme de signaux de fumée, de son émanant de tambours, de torches enflammées ou d'autres moyens rudimentaires de communication. Malheureusement les distances de transmission d'un émetteur à un récepteur ne pouvaient guère dépasser quelques kilomètres à cause par exemple, de la forte atténuation des ondes sonores dans l'air ou encore de la faible résolution de l'œil humain. De plus, du fait de la simplicité du codage utilisé, la quantité d'informations transmise était fortement limitée et nécessitait souvent un long temps d'acquisition. Afin de gagner en distance et en rapidité de transmission, nos ancêtres ont d'abord amélioré le codage d'où l'invention en 1790 du télégraphe optique par le français Claude Chappe. Ce télégraphe est constitué d'un mat au sommet duquel pivotent des bras de bois qui peuvent prendre différentes positions. Le système de communication original de Chappe réside dans un code préétabli de ces différentes positions et son idée est de ne plus associer un signal à une lettre mais à un mot ou à une expression. Bien que le gain de temps soit considérable pour l'époque (il reliait Paris à Marseille en quelques heures), les distances de transmission d'un émetteur à un récepteur sont toujours limitées par la vision humaine ou l'environnement géographique (colline, forêt, etc...). Cette limitation physique ne sera cependant que de courte durée, grâce à l'invention du télégraphe électrique en 1837 par l'américain Samuel Morse. L'utilisation d'un codage simple basé sur la variation du rythme des impulsions du courant électrique (le système Morse), associé à une vitesse de transmission de l'information égale à la vitesse de la lumière ($\sim 273\,000$ km/s dans le cuivre) va permettre de transmettre des informations vers le monde entier en un temps record. La première liaison trans-manche est installée en 1851, et en 1866 est installée la première liaison transatlantique. Avec le chemin de fer, le télégraphe électrique est une cause et une conséquence de la révolution industrielle. Il va bouleverser les échanges internationaux, permettre l'émergence d'une communication mondiale et va accélérer la circulation de l'information. Peu de temps après, Antonio Meucci invente le téléphone et va ainsi permettre la transmission de la voix humaine. Le développement industriel de cette invention par l'américain Alexander Graham Bell à l'aube du XX^{ème} siècle va permettre au téléphone de devenir le signe de la modernité. Il envahit les bureaux et modifie considérablement la vie quotidienne à la ville comme à la campagne. Malheureusement, le téléphone émet un signal dont la puissance diminue tout au long de sa propagation et doit donc être réamplifié au bout d'une dizaine de kilomètres.

1. En communication, un code est une règle pour convertir de l'information (mot, image...) sous une autre forme de représentation.

En 1870, le britannique Maxwell démontre que les ondes électromagnétiques voyagent aussi bien dans le vide que dans la matière, à la vitesse de la lumière. Il ouvre la voie aux futures découvertes en radiotélégraphie, en radiotéléphonie puis, plus tard, en radiodiffusion. Hertz prolonge l'idée de Maxwell et montre, en 1887, comment fabriquer des ondes, que l'on allait, bientôt, appeler ondes hertziennes. Finalement, les premières expériences de radio sont réalisées en 1895 par l'italien Guglielmo Marconi.

B – ...à aujourd'hui

Au début du XX^{ème} siècle, une nouvelle révolution pour les télécommunications s'amorce, celle de l'électronique. Les premiers composants électroniques permettent la création des premiers prototypes de télévision dans les années 1920 et ainsi de transmettre les premières images. Mais on assiste réellement à l'avènement de l'électronique avec l'invention du transistor en 1947 et de l'ordinateur en 1949 par l'américain John Von Neumann. La naissance de l'informatique rend désormais possible la communication des données à distance sous forme de signaux numériques². Ce nouveau format de codage, opposé au codage analogique³ utilisé jusqu'ici, va permettre d'atteindre une fiabilité inégalable autrement. En 1956, grâce à l'invention des lampes électroniques, la première liaison téléphonique transatlantique sous-marine est mise en place, inaugurant ainsi le début des liaisons internationales. Mais ce type de communication restent très difficiles car les câbles sous-marins ont une capacité réduite. Il est alors décidé d'utiliser des satellites de communication et cela donne lieu en 1962 à la première transmission en direct d'images entre les États-Unis et la France. L'ère des télécommunications spatiales et de la mondovision est désormais ouverte. La création des circuits intégrés dans les années 1960 suivie par celle du premier micro-processeur en 1971, permet la miniaturisation des matériels informatiques et leur pénétration dans les techniques de télécommunications. Dans les années 70, la numérisation permet de véhiculer, en même temps, plusieurs communications sur une même ligne et assure également l'intégration des services, en transmettant sur une même ligne des informations de nature différente : voix, image, écrit, données. L'émergence des premiers ordinateurs puissants destinés à fournir des informations fiables et ultra rapides, permet de réaliser les premières interconnexions informatiques permettant ainsi le partage des connaissances en temps réel. L'invention des réseaux informatiques permet d'une part une communication fiable et sécurisée entre ordinateurs et d'autre part, d'accentuer considérablement les échanges. Au cours des années 1980, plusieurs réseaux voient le jour. La possibilité de les faire communiquer entre eux va ainsi conduire à la naissance du réseau *internet*. En parallèle, et grâce aux progrès incessants de la microélectronique, apparaissent les premiers réseaux de télécommunication sans fil (téléphone portable). Ce nouveau moyen de télécommunication, associé à la démocratisation d'internet vers un public de plus en plus large, va donner lieu à une explosion du nombre de télécommunications et donc de la quantité de données à transmettre. C'est le début de la révolution numérique. Cette révolution numérique, qui nous permet aujourd'hui de regarder la télévision par internet ou sur son portable, de réaliser des transactions boursières en temps réel ou encore de communiquer par téléconférence aux antipodes, n'a été possible que grâce à l'invention du *LASER* (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) associée à celle de la fibre optique et à leurs améliorations continues. En 150 ans, on est ainsi passé

2. On appelle signal numérique, un signal constitué d'une succession de nombres codés selon des valeurs discrètes.

3. On appelle signal analogique, un signal dont l'amplitude varie de façon continue au cours du temps.

du morse avec un débit de quelques bits⁴ par seconde aux transmissions optique à plusieurs dizaines de milliards de bits par seconde (cf. Fig. 1).

Mon travail de thèse a pour ambition de contribuer à cette importante révolution numérique des télécommunications et plus particulièrement aux communications par fibres optiques. La partie suivante va aborder la communication par fibre optique avec ses principes de fonctionnement et les problèmes rencontrés pour la transmission de signaux à haut débit sur de longues distances.

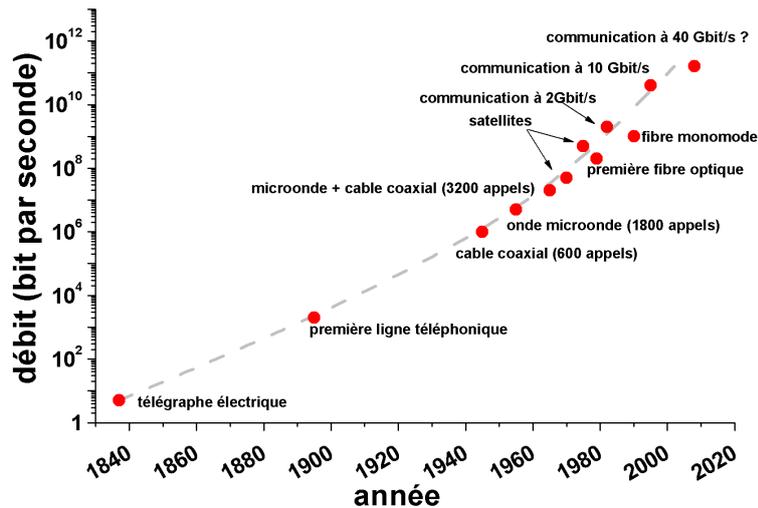


Fig. 1 – Progression des débits utilisés pour les télécommunications commerciales lors des 150 dernières années (d'après [1]).

II – Communication par fibre optique

Avec l'invention du laser en 1960 et l'énorme potentiel qui en résultait pour les télécommunications (débit plus élevé, bande passante plus large), il est vite apparu essentiel de développer des guides d'onde optiques insensibles aux fluctuations atmosphériques et à la topologie. C'est en 1966 qu'est évoquée pour la première fois la possibilité d'utiliser des guides d'onde cylindriques à base de diélectrique, aussi appelé fibres optiques [2]. Une fibre optique est habituellement constituée de deux diélectriques de même axe, le cœur et la gaine, entourés d'une gaine de protection comme schématisé sur la figure 2. Le cœur de la fibre a un indice de réfraction légèrement plus élevé (une différence de quelques % est suffisante) que la gaine et peut donc confiner la lumière qui se trouve entièrement réfléchi de multiples fois à l'interface entre les deux matériaux, selon les lois de Descartes.

Les fibres optiques utilisées pour les communications à longue distance sont conçues pour être monomodes, c'est à dire qu'elles n'ont la capacité de guider qu'un seul et unique mode optique. En obligeant ainsi la lumière à emprunter un seul et même chemin de propagation, on réduit certains effets physiques négatifs causés par le milieu de propagation. Cependant, d'autres effets qui limitent à la fois les distances de propagation mais aussi les débits de

4. Unité de mesure en informatique désignant la quantité élémentaire d'information représentée par un chiffre binaire, usuellement 0 ou 1.

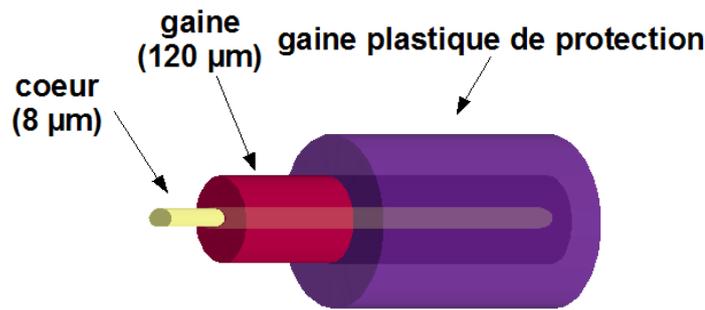


Fig. 2 – Structure typique d'une fibre optique monomode.

transmission sont toujours présent. Ces effets négatifs peuvent être classés en deux groupes : les effets linéaires et les effets non-linéaires.

A – Limitations de la propagation dans une fibre optique

1 – Limitation par les effets linéaires

Les effets linéaires regroupent tous les effets n'impliquant pas d'interactions entre les faisceaux (ou signaux) transmis. Le principe de superposition peut donc s'appliquer (l'intensité totale est la somme de l'intensité de chaque faisceau). Les effets linéaires étant directement liés à la distance de propagation, ils sont donc d'autant plus importants que les distances de transmission augmentent. Ils modifient soit la puissance des impulsions (atténuation) soit leur forme (dispersion).

a – L'atténuation

Les fibres optiques, comme tout milieu de propagation, atténuent l'intensité de l'onde qui s'y propage. Toutes ces pertes dépendent de la longueur d'onde et sont caractérisées par le coefficient d'absorption linéaire α , défini à partir de la puissance P_{in} injectée en entrée d'une fibre de longueur L par rapport à la puissance lumineuse P_s recueillie en sortie de fibre comme indiquée par l'Eq. (1.1)

$$P_s = P_{in} e^{-\alpha \times L}. \quad (1.1)$$

On exprime généralement l'atténuation en dB/km, notée dans ce cas A , et donnée par la relation suivante

$$A_{(dB/km)} = -\frac{10}{L_{(km)}} \log \frac{P_s}{P_{in}} = 4,34 \times \alpha_{(km^{-1})}. \quad (1.2)$$

Grâce à sa grande transparence optique, la silice (SiO_2) est rapidement apparue comme le matériau le plus adéquat pour la réalisation des fibres optiques. Les progrès techniques ont rapidement permis de diminuer le minimum d'atténuation linéaire, de 20 dB/km (1% de la puissance initiale est transmise au bout de 1 km de propagation) dans les années 70 à 0,2 dB/km (1% de la puissance initiale est transmise au bout de 100 km de propagation) aujourd'hui. Cette atténuation résiduelle est majoritairement induite par l'absorption et par la diffusion Rayleigh [3], en raison des impuretés et des micro-défauts de structure du matériau.

Historiquement, les premières fibres optiques furent utilisées dans une fenêtre optique comprise entre 800 nm et 900 nm car ces longueurs d'onde correspondaient à l'époque au minimum d'absorption de ces fibres, mais aussi à cause du moindre coût des sources et des détecteurs fonctionnant dans cette fenêtre. A partir des années 80, de nouveaux composants réalisés sur substrat d'InP (Phosphore d'indium) ont permis de travailler dans une nouvelle fenêtre optique centrée à 1310 nm. Cette longueur d'onde correspond à un minimum relatif d'absorption ($\sim 0,4$ dB/km) des fibre optiques modernes. Mais surtout, cette longueur d'onde qui correspond à une dispersion nulle, est particulièrement intéressante pour les communications sur courte distance (centaine de kilomètre). Cependant pour les télécommunications sur longue distance (> 100 km) les longueurs d'onde les plus intéressantes se trouvent dans une troisième fenêtre qui elle est centrée à 1550 nm. En effet, celle-ci correspond au minimum d'atténuation de la silice ($\sim 0,2$ dB/km) et de plus, coïncide parfaitement aux longueurs d'onde de fonctionnement des amplificateurs optiques disponibles aujourd'hui. De nombreuses recherches sont actuellement en cours pour réaliser des sources sur substrat d'InP ou de GaAs (Arséniure de Gallium) émettant dans cette fenêtre optique. Celle-ci est couramment utilisée pour les télécommunications optiques depuis les années 90. La figure 3 montre l'atténuation linéaire d'une fibre optique monomode standard SSMF (Standard Single Mode Fiber) en fonction de la longueur d'onde, ainsi que les trois fenêtres optiques d'utilisation.

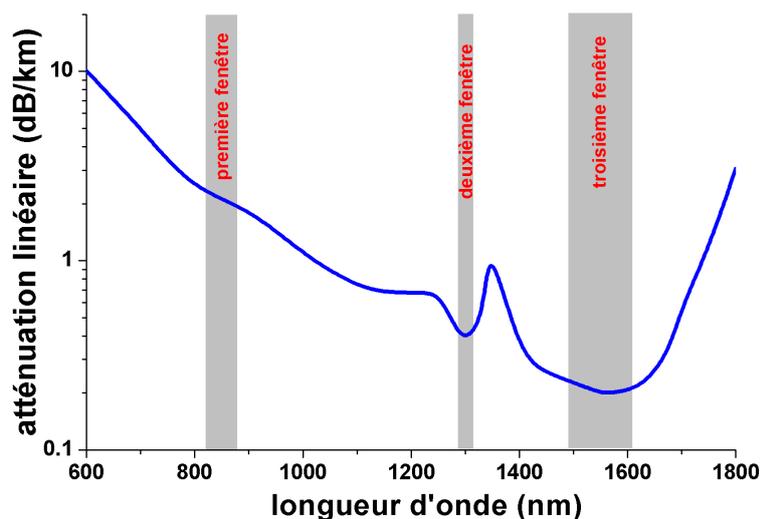


Fig. 3 – Atténuation linéaire d'une fibre optique monomode SSMF en fonction de la longueur d'onde. Les zones grisées montrent les trois fenêtres optique d'utilisation centrée à 850 nm, 1310 nm et 1550 nm respectivement.

A ces valeurs d'atténuation intrinsèque s'ajoutent les pertes dues aux défauts de fabrication (fluctuation du diamètre de la fibre) et aux conditions d'utilisation : les pertes par micro-courbures (dues au conditionnement de la fibre) ainsi que les pertes aux épissures (raccords entre deux fibres). Pour les télécommunications sur longue distance l'atténuation du signal due à la fibre optique devra donc être compensée par des étapes de réamplification à intervalles réguliers.

b – La dispersion chromatique

La silice est un matériau dispersif, c'est à dire que son indice de réfraction dépend de la longueur d'onde. Comme les impulsions réelles ont une largeur spectrale non-nulle, chaque composante spectrale va se déplacer à une vitesse différente, induisant un élargissement du profil temporel de l'impulsion tout au long de la propagation, comme schématisé sur la Fig. 4. Le paramètre de dispersion chromatique D qui est en fait la somme d'un terme de matériau pur (dispersion matériau) et d'un terme dû au guidage de l'onde (dispersion modale) [4], s'exprime en ps/(nm.km). D représente la différence de temps de propagation en ps accumulée sur 1 km pour deux longueurs d'onde espacées de 1 nm. Une dispersion non nulle est particulièrement néfaste pour les télécommunications à très haut débit. Comme les impulsions sont séparées par une durée temporelle très courte, un étalement des impulsions peut rapidement induire des interférences entre symboles et détruire l'information transmise. Comme les télécommunications optiques sur longue distance utilisent actuellement des longueurs d'onde autour de 1550 nm en raison de la faible atténuation dans cette plage spectrale (cf. 3), il est nécessaire de compenser les effets de la dispersion non nulle dans cette fenêtre optique à l'aide de fibres optiques spéciales.

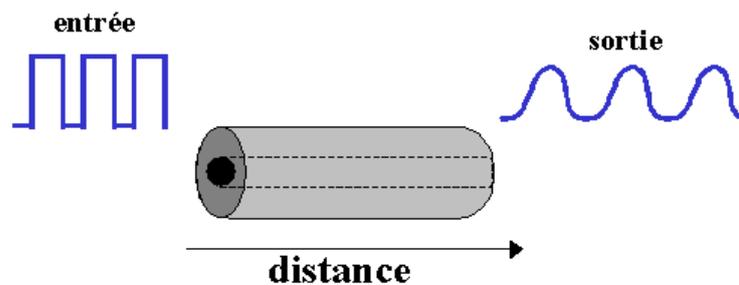


Fig. 4 – Effet de la dispersion chromatique sur un groupe d'impulsions se propageant dans une fibre optique

c – La dispersion de polarisation

En principe, la polarisation, dans une fibre parfaitement circulaire et isotrope, ne devrait pas évoluer le long de la fibre, mais on observe rien de tel dans la pratique. Un petit tronçon de fibre apparaît généralement comme une lame biréfringente, avec un mode dit rapide et un mode dit lent qui ont des polarisations rectilignes orthogonales. De plus, dans une fibre réelle, cette biréfringence et la direction des axes propres varient constamment et de manière incontrôlée. En conséquence la polarisation devient rapidement imprévisible. Ce phénomène est dû à la non-symétrie de révolution du profil d'indice dans le cœur de la fibre, non-symétrie intrinsèque à la fabrication de la fibre et/ou extrinsèque lors de la pose de la fibre. Les origines intrinsèques peuvent être une symétrie géométrique circulaire imparfaite de la fibre ou une non-homogénéité de l'indice de la fibre. Les causes extrinsèques peuvent être un écrasement, un étirement, une torsion ou une courbure de la fibre.

Quand on envoie un signal sur une fibre " biréfringente " on excite les deux modes à la fois. Chacun d'entre eux ayant sa propre vitesse de propagation un décalage temporel apparaît. Ce décalage aléatoire a pour effet un dédoublement du signal à la sortie de la fibre, et donc un brouillage de l'information. Cette dispersion est appelée dispersion modale de

polarisation (ou PMD pour Polarization Mode Dispersion) et est de nature statistique. Elle s'exprime donc en ps/\sqrt{km} et représente la valeur moyenne du retard total aléatoire entre les deux modes de polarisation orthogonales. Dans le cas des fibres optiques SSMF, la PMD présente une faible valeur (quelques dixième de ps/\sqrt{km}) ce qui permet de pouvoir transmettre des signaux jusqu'à 10 Gbits/s sur des distances trans-océaniques (> 6000 km). Par contre pour des débits de transmission de 40 Gbits/s et plus, la PMD peut devenir un important facteur de limitation de la propagation.

2 – Limitation par les effets non-linéaires

Un champ électromagnétique intense se propageant dans un milieu transparent peut interagir avec lui et ainsi en modifier ces propriétés. Ces interactions peuvent en réaction modifier l'onde lumineuse elle-même mais aussi les autres ondes se propageant dans le même milieu. On parle alors d'effets non-linéaires. Ces modifications qui s'accumulent tout au long de la propagation, deviennent très pénalisantes pour les télécommunications sur longue distance. A cause de ces caractéristiques structurales, la silice est principalement le siège d'effets non-linéaires du troisième ordre, tels que la génération de troisième harmonique, l'effet Kerr optique, le mélange à quatre ondes ou les diffusions stimulées Brillouin et Raman [4].

a – L'effet Kerr optique

La dépendance de l'indice de réfraction d'un milieu transparent à l'intensité du champ optique est connue sous le nom d'effet Kerr optique. Dans une fibre optique, il est souvent considéré que le changement d'indice est instantané (temps de réponse de l'ordre de 10^{-15} s). Il provient de la déformation, par le champ optique, de la répartition des charges électroniques des molécules de silice. L'indice de réfraction non-linéaire n_{NL} est alors défini par la relation suivante [4]

$$n_{NL}(\lambda, I(t)) = n(\lambda) + n_2 I(t) \quad (1.3)$$

avec $n(\lambda)$ l'indice de réfraction linéaire du matériau, $I(t)$ l'intensité instantanée du champ optique appliqué en W.m^{-2} , et n_2 le coefficient non-linéaire de réfraction. Les valeurs typiques de n_2 sont de l'ordre de $2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ à 1550 nm pour une fibre SSMF. Bien que cette valeur de n_2 soit relativement faible en comparaison avec d'autres matériaux fortement non-linéaires, les effets sont exaltés par le fort confinement du mode optique ainsi que par les longueurs d'interactions qui peuvent atteindre plusieurs centaines de kilomètres.

Une première conséquence de l'effet Kerr optique se traduit par un phénomène d'auto-modulation de phase (ou SPM pour Self-Phase Modulation). L'impulsion est affectée d'une modulation de phase parasite qui croît avec la distance. La modulation de phase, combinée à la dispersion chromatique, conduit à un élargissement temporel des signaux se propageant dans la fibre. Les autres conséquences de l'effet Kerr sont visibles si plusieurs ondes se propagent dans la fibre. Alors, la non-linéarité induit une modulation de phase croisée (ou XPM pour Cross-Phase Modulation), ainsi que des phénomènes connus sous le nom de mélange à trois ou quatre ondes (ou FWM pour Four-Wave Mixing), sources d'intermodulations entre les différents canaux d'un système de transmission utilisant plusieurs longueurs d'onde. Enfin, l'effet Kerr est aussi à l'origine de l'existence des impulsions solitoniques [4].

b – Les diffusions stimulées Brillouin et Raman

Contrairement à l'effet Kerr optique, les diffusions stimulées impliquent un transfert partiel d'énergie du champ optique vers le milieu de propagation. Dans les fibres optiques, on peut engendrer essentiellement deux types de diffusions stimulées, la diffusion Brillouin (ou SBS pour Stimulated Brillouin Scattering) et la diffusion Raman (ou SRS pour Stimulated Raman Scattering). Elles correspondent à l'excitation résonnante, par l'application d'un champ optique intense, de niveaux de vibration moléculaire de la silice pour la diffusion Raman (phonons optiques) et hypersonores pour la diffusion Brillouin (phonons acoustiques). La conséquence générale est que lorsque la puissance excède un certain seuil caractéristique du phénomène (une dizaine de milliwatts pour l'effet Brillouin et de 300 à 600 mW pour l'effet Raman dans la silice), le signal utile, agissant comme une pompe, transfère une quantité non négligeable d'énergie au milieu.

Les diffusions Raman et Brillouin peuvent avoir des conséquences dramatiques sur la propagation d'impulsions dans une fibre optique, mais elles peuvent aussi être utilisées volontairement pour convertir des fréquences, pour réaliser des lasers fibrés ou encore servir d'amplificateur [4].

B – Capacité de transmission d'une fibre optique

1 – Comment accroître le débit transmis ?

Grâce à des améliorations techniques qui permettent de supprimer le pic d'absorption dans la silice à 1390 nm (dû aux molécules d'eau résiduelle), les fibres optiques modernes offrent une plage de longueur d'onde d'utilisation qui peut s'étaler de 1260 nm à 1675 nm, soit près de 60 THz en bande passante. Comme il est montré sur la figure 5, cette plage de 400 nm est découpée en 6 bandes : bande O (pour Original band), bande E (pour Extended band), bande S (pour Short-wavelength band), bande C (pour Conventional band), bande L (pour Long-wavelength band) et bande U (pour Ultra-Long band). En pratique, la bande passante des fibres optiques pour les longues distances est actuellement limitée par les amplificateurs optiques qui ne fonctionnent que sur une plage de longueurs d'onde restreinte autour de 1550 nm correspondant aux bandes C et L.

Actuellement les transmissions transocéaniques se font à un débit maximal de 10 Gbits/s par canal [5]. Cependant, la quantité d'information transmise ne cesse de croître et il faudra donc augmenter les débits transmis dans un avenir proche afin d'éviter une saturation. Il y a encore une quinzaine d'année, l'accroissement de la capacité de transmission d'une liaison passait par la multiplication des lignes de transmission (jusqu'à des centaines de fibre optique par câble) ce qui induisait des coûts énormes de fonctionnement et de maintenance. La seule solution afin de réduire ces coûts et d'obtenir une meilleure flexibilité est donc d'augmenter la capacité de transmission par fibre optique. Cette croissance en capacité peut s'obtenir actuellement de deux façons : par l'augmentation du nombre de canaux dans la fibre et par l'accroissement du débit par canal.

La première solution qui consiste à augmenter le nombre de canaux par fibre est plus communément appelée multiplexage en longueur d'onde (ou WDM pour Wavelength Division Multiplexing). Elle consiste à envoyer dans une seule fibre optique un certain nombre de porteuse optique à différentes longueurs d'onde, transmettant chacune un certain débit

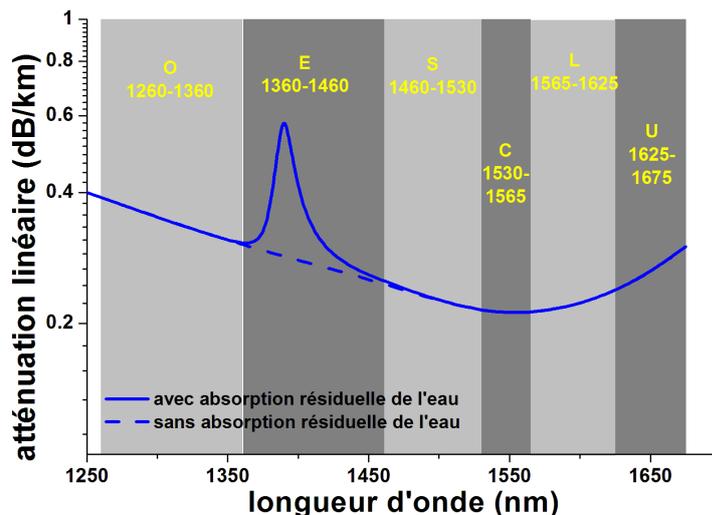


Fig. 5 – Représentation schématique de l'atténuation en fonction de la longueur d'onde pour une fibre monomode standard avec et sans pic d'absorption résiduelle. Les bandes de transmission sont rappelées : Originale (O), étendue (E), Conventionnelle (C), Longue (L) et Ultra-longue (U).

(cf. Fig. 6). Cette technique a pu être exploitée dans les systèmes de transmission optique grâce à l'apparition des amplificateurs optiques à fibre dopées à l'erbium (ou EDFA pour Erbium Doped Fiber Amplifier). En effet les EDFA, permettent, d'amplifier simultanément (et surtout sans interférences) un grand nombre de canaux. Cette technologie est actuellement commercialement utilisée dans les transmissions sur longue distance et permet de transmettre jusqu'à une centaine de longueurs d'ondes espacées de 100 GHz à 50 GHz (soit 0,8 nm à 0,4 nm) par fibre optique et avec un débit par canal de 10 Gbits/s (soit une capacité totale de 1 Tbit/s) [5]. L'utilisation du WDM a permis de découpler les capacités transmises sur une seule fibre tout en réduisant fortement les coûts d'utilisation (diminution du nombre de fibres et du nombre de composants) [6].

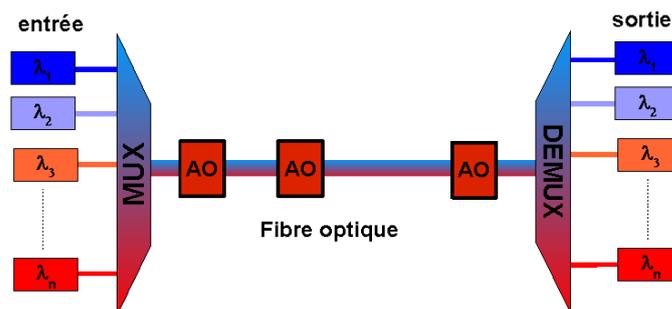


Fig. 6 – Principe du multiplexage en longueur d'onde (WDM). Différentes longueurs d'onde (λ_1 à λ_n) sont envoyées dans une seule fibre optique grâce à un multiplexeur (MUX) en entrée de fibre, puis après une certaine distance de propagation et de multiples réamplifications (AO), elles sont démultiplexées en sortie (DEMUX).

Bien qu'il soit possible aujourd'hui de réaliser des modulateurs optoélectroniques ayant un fonctionnement pouvant atteindre les 80 GHz, l'augmentation du débit par canal est aujourd'hui limitée par le coût prohibitif et la complexité de ce type de composants optoélectroniques. Afin d'augmenter les débits tout en réduisant les coûts, une solution est d'augmenter le débit d'information véhiculé par une porteuse optique à l'aide du multiplexage tempo-

relle (ou TDM pour Time Division Multiplexing). Cette technologie consiste à mélanger plusieurs signaux de même longueur d'onde afin de n'en former plus qu'un seul mais avec un débit beaucoup plus grand (par exemple 4 signaux à 2,5 Gbits/s donneront 1 signal à 10 Gbits/s comme schématisé sur la figure 7). Le multiplexage temporel peut être réalisé de deux manières différentes, soit électroniquement (ou ETDM pour Electrical time Division Multiplexing) mais avec là aussi une limite à 40 GHz due à l'électronique, soit optiquement (ou OTDM pour Optical Time Division Multiplexing). Cette dernière technique nécessite cependant la génération d'impulsions ultra courtes (largeur de ~ 1 ps pour le 160 Gbits/s) avec un grand taux d'extinction⁵ pour éviter toute interaction entre les impulsions après multiplexage.

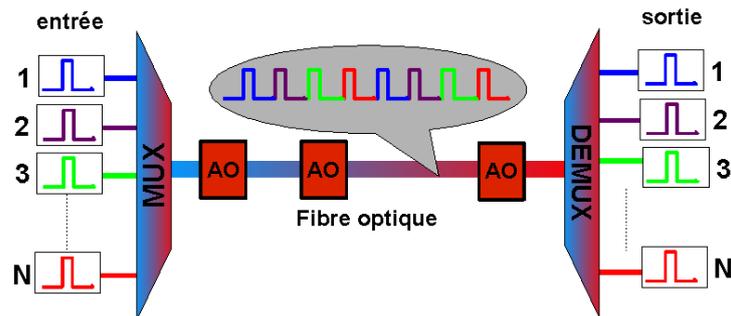


Fig. 7 – Principe du multiplexage temporel (TDM). Plusieurs canaux de même longueur d'onde (1 à N) sont envoyés dans une seule fibre optique grâce à un multiplexeur (MUX) en entrée de fibre, puis après une certaine distance de propagation et de multiples réamplifications (AO), les canaux sont démultiplexés en sortie (DEMUX).

2 – Ultra hauts débits et très longues distances : problèmes et solutions envisagées

L'utilisation des deux techniques actuellement disponibles pour augmenter la capacité de transmission d'une fibre optique ont déjà permis des transmissions de plusieurs téra-bits par seconde. La figure 8 montre l'évolution des capacités de transmission par fibre optique suivant la technique utilisée (WDM ou TDM), entre 1993 et 2001. On voit que le meilleur résultat (toujours actuel) en multiplexage temporel est une transmission monocanal à 1,28 Tbits/s [7]. De même, le meilleur résultat (toujours actuel) avec la technique WDM est une transmission à près de 11 Tbit/s (273×40 Gbits/s avec un espacement de 50 GHz entre canaux) [8]. Cependant ces records de transmission ne sont réalisés que sur de courtes distances de propagation. Les deux records précédemment cités ont par exemple, été réalisés sur des distances de 70 km et 117 km respectivement, donc très loin des distances transocéaniques.

Si la propagation à de tels débits ne peut se faire actuellement que sur de si courtes distances c'est à cause d'une détérioration très rapide du signal (ou des impulsions) due essentiellement aux effets optiques non-linéaires qui induisent des erreurs dans l'information transmise. La qualité d'un signal est mesurée en fonction du taux d'erreur binaire (ou **BER** pour Bit Error Rate) qui représente le rapport des bits erronés sur le nombre de bits transmis

5. Le taux d'extinction d'un signal pulsé est le rapport entre la puissance crête des impulsions et la puissance émise entre deux impulsions.

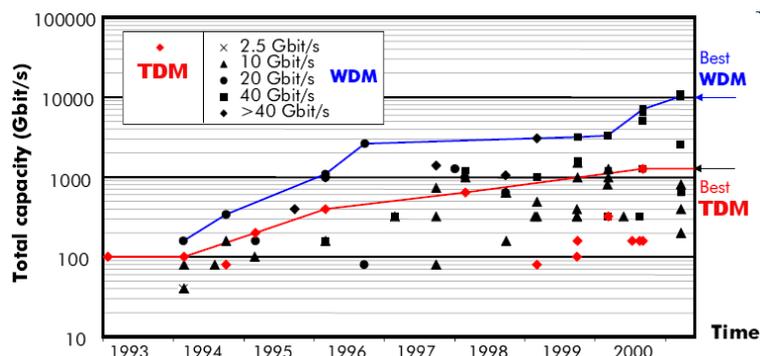


Fig. 8 – Evolution des capacités de transmission par fibre optique entre 1993 et 2001, et suivant les techniques TDM (losange rouge) et WDM (autres symboles en noir). Les résultats pour la technique WDM sont classés suivant le débit transmis par canal. Les droites montrent l'évolution des meilleurs résultats selon la technique utilisée [9].

sur un intervalle de temps donné

$$BER = \frac{\text{nombre d'erreurs sur un intervalle de temps}}{\text{nombre de bits reçus sur le même intervalle de temps}}. \quad (1.4)$$

Un signal de qualité idéale aura un BER nul. Comme cette valeur est impossible, la valeur demandée par les opérateurs de télécommunications est de l'ordre de 10^{-9} (pour des débits de l'ordre de 40 Gbit/s), soit une erreur pour un milliard de bit transmis. On caractérise également le signal de transmission en bout de ligne grâce à son diagramme de l'œil qui permet de visualiser les distributions statistiques des bits "1" et des bits "0", donnant ainsi une indication sur la qualité de la transmission. Ce diagramme est formé par la superposition de tous les temps bits du signal.

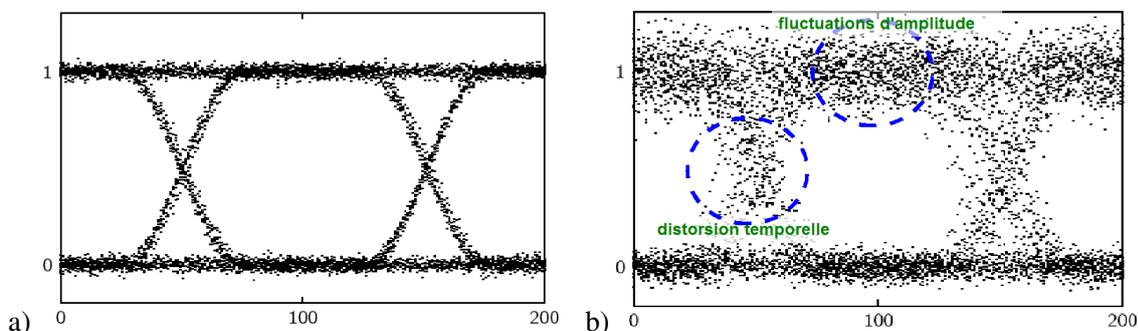


Fig. 9 – Allures du diagramme de l'œil d'un signal optique non-dégradé (a) et dégradé (b).

La figure 9.a montre l'allure du diagramme de l'œil d'un signal non-dégradé. En comparaison l'allure du diagramme de l'œil d'un signal dégradé est montrée sur la Fig. 9.b. On voit que la dégradation du signal entraîne une fermeture de l'œil due aux fluctuations d'amplitude et à la distorsion temporelle.

Pour atteindre sur de très longue distances les qualités de transmission requises il est donc nécessaire d'améliorer la qualité du signal transmis. Plusieurs solutions complémentaires sont actuellement étudiées :

– La première solution envisagée est d'utiliser un autre format de modulation moins sensible aux effets non-linéaires. Actuellement les signaux transmis sont modulés en intensité

suyant un format tout ou rien (ou OOK pour On/Off Keying). Cependant, d'autres formats de modulation moins sensibles aux effets non-linéaires existent comme par exemple le format DPSK (pour Differential Phase Shift Keying) basé sur la modulation en phase [10].

– Une seconde solution est d'utiliser des codes correcteurs d'erreurs (ou FEC pour Forward Error Correction codes). Ce système consiste à ajouter dans le signal transmis un code permettant de corriger les erreurs de transmission. Le FEC repose sur la redondance des données contenant l'information. L'optimisation de ces codes correcteurs permet déjà de transmettre des données avec un *BER* de seulement 10^{-3} [11] augmentant d'autant plus les distances de transmission pour un débit donné.

– La dernière solution consiste à compenser l'ensemble des effets négatifs tout au long de la propagation et ce traitement est communément appelée régénération. Il consiste à « réparer » le signal impulsion par impulsion afin de lui redonner son état d'origine. Malheureusement, cette dernière solution ne peut actuellement pas se passer de l'électronique pour régénérer complètement un signal d'où une pénalisation à la fois sur le débit (régénération impossible au-delà de 40 Gbits/sec) mais aussi sur les coûts et la flexibilité car il faut régénérer chaque canal indépendamment dans le cas du WDM.

L'association des techniques WDM et TDM avec les techniques d'amélioration de la qualité du signal transmis ont déjà permis une énorme progression à la fois en distance de propagation et en capacité totale transmise (*cf.* Fig. 8). Cependant, toutes ces techniques ne sont pas encore suffisantes pour permettre des transmissions à ultra hauts débits (plusieurs Tbit/s) sur des distances transocéaniques et de plus à un coût raisonnable. Il y a donc actuellement un important effort de recherche pour remédier à ces limitations. Ce travail de thèse s'inscrit dans cette thématique et plus particulièrement dans celle de la régénération des signaux de manière tout-optique, c'est à dire sans transformation du signal sous forme électrique. La partie suivante va exposer brièvement le principe de la régénération tout-optique et s'intéressera plus particulièrement à la remise en forme des signaux optiques qui est l'objectif principal de ce travail de thèse.

III – La régénération tout-optique d'un signal

La régénération tout-optique des signaux est aujourd'hui un des grands thèmes de recherche dans le domaine des télécommunications. Comme les modules opto-électroniques ne peuvent fonctionner au-delà de 40 GHz et que dans le cas d'une transmission WDM, ils imposent un traitement en parallèle de chaque canal et donc induisent un coût prohibitif (les liaisons sous-marines transatlantiques actuelles nécessitent par exemple une régénération tout les 50 km) [12], il est nécessaire de passer à un traitement tout-optique des signaux. Les modules tout-optiques permettent en effet, un fonctionnement pouvant atteindre plusieurs centaines de GHz et peuvent traiter plusieurs longueurs d'onde simultanément d'où un gain en flexibilité et en coûts [12]. De plus, certains composants tout-optiques fonctionnent de manière passive, c'est à dire sans apport d'énergie autre que le signal à traiter lui-même, réduisant du coup les problèmes d'alimentation en énergie qui se posent pour les réseaux de télécommunication. Le traitement tout-optique des signaux permettrait donc d'augmenter considérablement les capacités totales transmises par fibre optique, qui sont aujourd'hui limitées par l'électronique, et ceci à un moindre coût.

A – Principe de la régénération tout-optique

La régénération d'un signal nécessite trois étapes qui sont la réamplification, la remise en forme et la resynchronisation. On parle alors de régénération 3 R (pour Reamplification, Reshaping and Retiming) [13]. Quand l'étape de resynchronisation est absente, on parle de régénération 2 R (pour Reamplification and Reshaping).

1 – La réamplification

Les figures 10.a et 10.b montrent respectivement l'allure du diagramme de l'œil d'un signal optique en début de transmission et après une certaine distance de propagation dans une fibre. On constate que le taux d'extinction du signal s'est fortement dégradé après un certain temps de propagation. Cette importante atténuation provient essentiellement de l'absorption

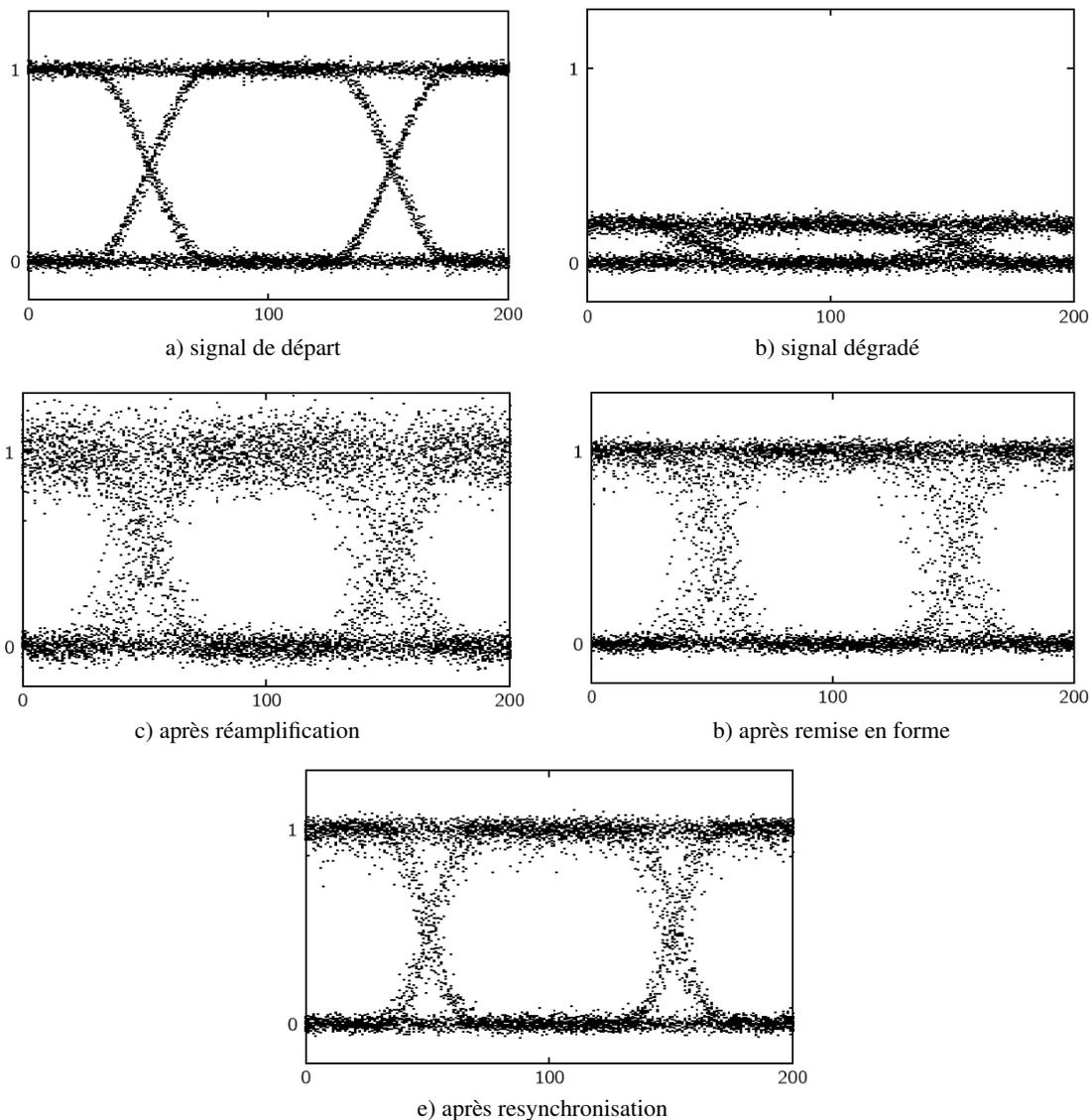


Fig. 10 – Allure du diagramme de l'œil d'un signal optique avant, pendant et après une régénération 3R.

de la fibre optique. Pour contrer cette atténuation, le signal est périodiquement réamplifié afin de ramener la puissance du signal à un niveau acceptable. L'amplification par fibres dopées à l'Erbium est la méthode la plus couramment utilisée actuellement. En plus d'être tout-optiques, les EDFA présentent une courbe de gain qui couvre toute la bande C permettant ainsi d'amplifier plusieurs longueurs d'ondes simultanément (on dit qu'il fonctionne en WDM) et avec un gain pouvant atteindre 40 dB. Enfin, le temps de réponse étant élevé (>1 ms) devant les débits de transmission, on ne modifie pas la modulation du signal lors de l'amplification [14, 15]. La figure 10.c montre l'allure du diagramme de l'œil après cette étape de réamplification. On peut constater que le signal après réamplification présente une importante fluctuation d'amplitude, d'où une importante dégradation du rapport signal-sur-bruit optique (ou OSNR pour Optical Signal-to-Noise Ratio). Ce bruit d'amplitude provient de l'amplification de l'émission spontanée (ou ASE pour Amplified Spontaneous Emission) produit par l'amplificateur lui-même. Ce bruit d'amplification est augmenté à chaque étape d'amplification et détériore très rapidement la qualité du signal transmis.

2 – La remise en forme

Après réamplification, les signaux nécessitent une remise en forme afin de réduire les bruits d'amplitude. Cette remise en forme consiste à enlever le bruit sur les signaux numériques afin de restaurer un bon taux d'extinction. Pour cela on utilise des portes optiques spéciales, communément appelées régénérateurs, qui permettent de bloquer ou non un signal en fonction de sa puissance et ainsi de le restaurer avec un bon taux d'extinction (ou TE pour Taux d'Extinction) et un OSNR correct. La qualité d'un signal peut être quantifiée expérimentalement à partir du diagramme de l'œil. À partir de ces données on peut définir un facteur de qualité en amplitude Q_a suivant la relation

$$Q_a = \frac{\langle I_1 \rangle - \langle I_0 \rangle}{\sigma_1 + \sigma_0}, \quad (1.5)$$

avec $\langle I_i \rangle$ la moyenne des amplitudes des symboles "0" ($i=0$) ou "1" ($i=1$) et σ_i la variance des symboles "0" ($i=0$) ou "1" ($i=1$). Plus Q_a sera grand, meilleur sera la qualité du signal. Le facteur de qualité Q_a est relié au taux d'erreur binaire BER par la relation suivante (en supposant une distribution gaussienne)

$$BER = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{Q_a} \exp\left(-\frac{Q_a^2}{2}\right). \quad (1.6)$$

On a vu que le critère de qualité demandé en fin de ligne par les opérateurs correspond à une valeur de BER de 10^{-9} . Grâce à l'utilisation des FEC ce taux peut être réduit à 10^{-3} pour la transmission. À partir de l'Eq. (1.6), on peut en déduire que cette valeur correspond à un facteur de qualité de 2,9. Le but de la remise en forme est donc de préserver un signal ayant un facteur de qualité en amplitude au minimum égale à cette valeur. Beaucoup de dispositifs tout-optiques sont actuellement étudiés afin d'accomplir cet objectif mais aucun n'a encore réussi à satisfaire toutes les exigences requises par les opérateurs de télécommunication. La figure 10.d montre l'allure du diagramme de l'œil après cette étape de remise en forme. On constate une forte amélioration de l'OSNR et donc de la qualité du signal. Cependant le signal présente toujours une distortion temporelle d'où l'intérêt d'une dernière étape qui est la resynchronisation.

3 – La resynchronisation

Les fluctuations temporelles (ou gigue temporelle) sont une source importante d'erreurs dues aux effets linéaires tel que la dispersion chromatique et la PMD, mais aussi aux effets non-linéaires pour les haut-débits (effet Kerr). La resynchronisation consiste à recalibrer le signal sur un signal d'horloge (signal de synchronisation). Pour cela il est nécessaire de récupérer l'horloge du signal initial. Une intense recherche vise à réaliser cette récupération d'horloge de manière tout-optique. On peut notamment citer des études portant sur l'utilisation de lasers autopulsants [16] et à modes bloqués [17] ou encore sur les amplificateurs optiques à semiconducteurs (ou SOA pour Semiconductor Optical Amplifiers) [18]. La figure 10.e montre l'allure du diagramme de l'œil après cette étape de resynchronisation. On constate qu'au terme de cette dernière étape la régénération du signal est complète et que les fluctuations d'amplitude et temporelle ont été fortement réduites.

Notons qu'après une régénération 3 R parfaite, le signal peut être transmis et régénéré à nouveau, en principe un nombre indéfini de fois. Par comparaison, la régénération 2 R est imparfaite et le signal se dégrade à chaque tronçon de transmission. Néanmoins la régénération 2 R permet d'augmenter considérablement la distance de transmission sans erreur et cela à moindre coût.

Maintenant que nous avons abordé les différentes étapes d'une régénération complète d'un signal optique, nous allons approfondir l'étape de la remise en forme qui est l'application visée par ce travail de thèse. La section suivante présente le principe de fonctionnement d'un régénérateur tout-optique, les performances requises et enfin les principaux dispositifs concurrents.

B – Portes optiques pour la remise en forme

1 – Performances requises

Une porte optique idéale présente un fonctionnement binaire du type ouvert/fermé commandé par un signal optique. Elle est caractérisée par sa fonction de transfert qui représente la puissance de sortie P_s en fonction de la puissance incidente P_{in} . La figure 11.a montre la fonction de transfert d'une telle porte optique. Celle-ci présente un fonctionnement en marche d'escalier passant de l'état bloquant à l'état passant pour une puissance seuil incidente P_{seuil} donnée. A l'état bloquant la puissance de sortie idéale est nulle alors qu'elle est maximale pour les puissances incidentes supérieures à P_{seuil} (état passant). On voit que dans le cas idéal le signal de sortie aura un facteur de qualité Q_a infini. En réalité, les régénérateurs basés sur des effets optiques non-linéaires présentent une fonction de transfert moins abrupte comme schématisé sur la figure 11.b. On peut alors constater deux choses. Tout d'abord, que le signal de sortie a obligatoirement un taux d'extinction TE non-infini et ensuite que les fluctuations d'amplitudes ne peuvent pas être totalement supprimées. Cependant il est toujours possible d'améliorer le facteur de qualité du signal de sortie soit par compression des fluctuations d'amplitudes, soit par amélioration du taux d'extinction, soit par les deux à la fois (*cf.* Eq. (1.5)). De manière générale, la compression des fluctuations de puissance se réalise en utilisant des zones de fonctionnement présentant une pente moyenne faible (représentées par les zones grisées sur la Fig. 11.b). La réduction du bruit est d'autant plus efficace que les pentes des états bloquant et passant sont proches de 0. Quant à

L'amélioration du taux d'extinction, elle se réalise lors du passage de l'état bloquant à l'état passant (représenté par la zone blanche sur la Fig. 11.b). Comme cette transition est graduelle et non abrupte, le TE en sortie va dépendre à la fois du TE du signal d'entrée et de la non-linéarité de la porte optique. Pour un taux d'extinction donné en entrée, l'amélioration du TE sera d'autant plus grande que la fonction de transfert est fortement non-linéaire (pente moyenne très supérieure à 1) [19]. Bien que la qualité du signal transmis peut être améliorée en ne réduisant que les fluctuations d'amplitude ou en augmentant que le taux d'extinction, les conditions de détection en bout de ligne imposent à la fois une valeur minimale du taux d'extinction et une valeur maximale de la distribution d'amplitude à ne pas dépasser afin de permettre une bonne distinction entre les bits « 1 » et les bits « 0 ». A cause de ces contraintes supplémentaires, les régénérateurs doivent donc obligatoirement apporter une amélioration du taux d'extinction et une diminution du bruit.

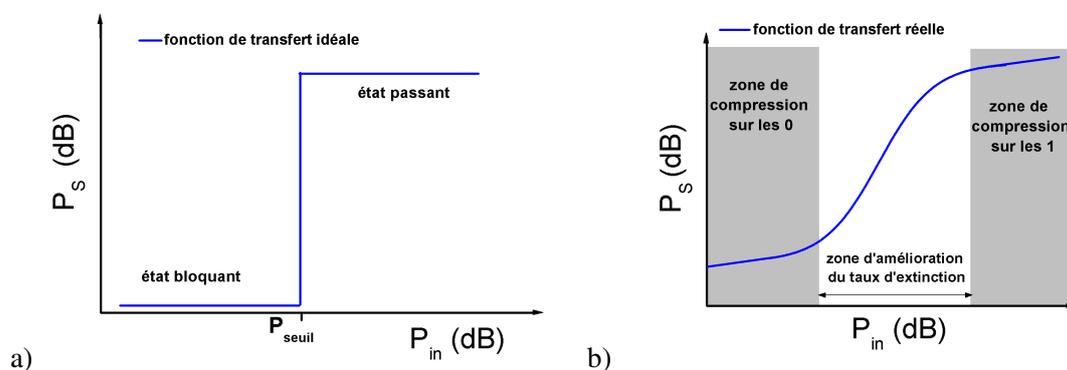


Fig. 11 – Fonctions de transfert d'une porte optique idéale (a) et d'une porte optique réelle fonctionnant avec des effets optiques non-linéaires (b). Les deux zones grisées montrent les points de fonctionnement ayant une pente inférieure à 1 utilisable pour la réduction des fluctuations d'amplitudes sur les symboles « 1 » et « 0 » respectivement.

Le principe de la régénération avec une fonction de transfert non-linéaire semblable à celle de la figure 11.b est montré sur la figure 12. Les non-linéarités de cette fonction sont exploitées afin de réduire les fluctuations d'amplitude présentes sur les symboles « 1 » et « 0 ». Pour une remise en forme optimale, c'est à dire pour que les distributions statistiques des puissances des symboles « 1 » et « 0 » voient leurs variances réduites, il est nécessaire que leurs puissances moyennes concordent respectivement avec les zones de compression du bruit (cf. Fig. 11.b).

Le temps de réponse et la sensibilité à la polarisation sont deux autres caractéristiques très importantes pour un régénérateur. En effet pour que la remise en forme d'un signal soit efficace, le régénérateur doit être transparent au débit utilisé, c'est à dire avoir un temps de réponse (ou de commutation) plus court que le temps bit utilisé. On considère qu'il doit être au moins 4 fois inférieur au temps bit pour que le rôle du régénérateur soit efficace, ce qui représente au maximum 25 % du temps bit, soit 6 ps à 40 Gbits/s et 1,5 ps à 160 Gbits/s. Ensuite les performances d'un régénérateur ne doivent pas dépendre de la polarisation du signal car celle-ci a un comportement aléatoire dans la fibre optique (cf. page 11).

Enfin une dernière caractéristique particulièrement importante pour les opérateurs de télécommunication concerne les coûts induits par le dispositif. Les coûts de fabrication mais aussi d'utilisation doivent être les plus bas possible. Du point de vue industriel, Le régénérateur « idéal » doit donc être facile à fabriquer, doit consommer le moins d'énergie que possible et si possible ne nécessiter aucune alimentation électrique (composant passif), il

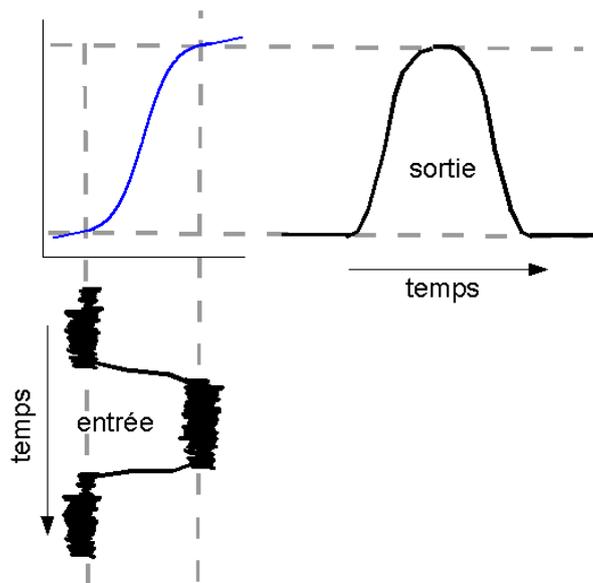


Fig. 12 – Principe de la remise en forme d'un signal optique à l'aide d'une fonction de transfert non-linéaire.

doit pouvoir traiter un maximum de longueurs d'onde simultanément (donc avoir une grande bande passante) afin de pouvoir fonctionner avec des transmissions WDM et enfin, ses pertes d'insertion doivent être aussi faibles que possible. En effet des pertes d'insertion trop importantes impliqueraient un plus grand nombre de réamplifications d'où une accumulation de bruits plus importante, ce qui au final entraînerait un surcoût très important.

Un régénérateur tout-optique peut fonctionner suivant deux configurations : soit par conversion de longueur d'onde, soit par auto-régénération.

– La régénération par conversion de longueur d'onde implique le transfert des données d'un signal dégradé vers un autre signal non-dégradé et de longueur d'onde différente. En pratique cette configuration consiste à utiliser le signal initial comme signal de pompe pour modifier la réponse non-linéaire du régénérateur et ainsi induire une modulation en amplitude d'un signal sonde continu de longueur d'onde différente. Les données du signal de pompe sont ainsi transmises au signal de sonde. Cette configuration permet une bonne remise en forme des signaux, cependant elle nécessite un laser continu pour chaque canal traité, ainsi qu'un filtre optique pour supprimer le signal de pompe en sortie de la porte optique. Ceci complique considérablement la remise en forme de signaux WDM. Un régénérateur fonctionnant dans cette configuration nécessite un contraste de commutation⁶ d'au moins 10 dB afin d'obtenir un signal de sortie ayant un taux d'extinction équivalent [13].

– L'auto-régénération consiste à utiliser le signal incident pour modifier les propriétés optiques du milieu propagatif ce qui induira en retour une modification de ce même signal. Cette configuration est très intéressante car elle est facilement compatible avec des signaux WDM et est potentiellement moins coûteuse à mettre en place. Cependant la plupart des composants fonctionnant dans cette configuration ne permettent pas de diminuer fortement le bruit optique sur les deux symboles « 1 » et « 0 » à la fois et donc nécessite l'utilisation en série de deux portes optiques complémentaires (une porte pour traiter le symbole « 0 » et

6. Le contraste de commutation d'un régénérateur est le rapport entre sa transmittance à l'état passant sur sa transmittance à l'état bloquant.

une autre pour traiter le symbole « 1 ») pour former un régénérateur complet. Comme dans cette configuration le contraste de commutation du régénérateur s'ajoute au taux d'extinction du signal incident, il n'est pas nécessaire que celui-ci est une valeur très élevée. De plus, un contraste trop élevé induirait une compression temporelle des impulsions (les bords de l'impulsion seraient rognés) d'où un élargissement spectral important qui limiterait les performances d'une transmission WDM. Le contraste de commutation idéal en configuration d'auto-régénération est de 3 dB à 5 dB [13, 20].

Nous allons maintenant faire un rapide inventaire des différents composants actuellement étudiés pour réaliser la régénération tout-optique des signaux, en indiquant leurs performances et leurs limitations.

2 – Composants pour la régénération tout-optique des signaux

La grande majorité des dispositifs étudiés dans le cadre de la régénération tout-optique sont soit à base de fibres optiques non-linéaires, soit à base de matériaux semiconducteurs. Ils peuvent se classer dans deux grandes familles : ceux qui fonctionnent à partir d'une modulation directe de la valeur réelle $Re(\chi)$ de la susceptibilité χ , et ceux qui utilisent une modulation directe de la valeur imaginaire $Im(\chi)$ de la susceptibilité χ . La figure 13 montre les principaux effets physiques utilisés pour réaliser des dispositifs tout-optiques pour la régénération.

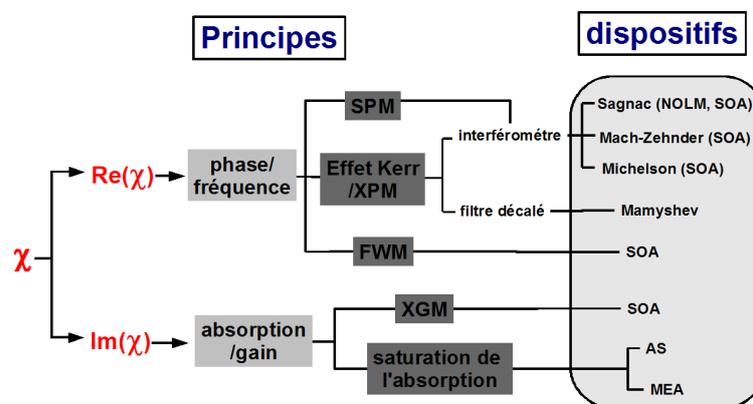


Fig. 13 – Principaux effets physiques et dispositifs utilisés pour la régénération tout-optique.

a – Dispositifs à base de fibres optiques non-linéaires

Les dispositifs à base de fibres optiques non-linéaires ont été les premiers à être étudiés pour la régénération, notamment à cause de leur très grande rapidité de réponse. En effet, leur fonctionnement repose sur l'effet Kerr optique ce qui permet d'atteindre des temps de réponse de l'ordre de la femtoseconde. Les dispositifs de ce type les plus connus sont l'interféromètre de Sagnac – plus couramment appelé NOLM (pour Nonlinear Optical Loop Mirror) [21, 22] – et le régénérateur de Mamyshev [23, 24].

Le NOLM, schématisé sur la figure 14.a, consiste en une boucle fermée sur elle-même à l'aide d'un coupleur optique. Celui-ci va scinder l'onde incidente E_{in} en deux ondes E_1 et E_2 de puissances non-égales. Grâce à l'auto-modulation de phase (SPM), la différence

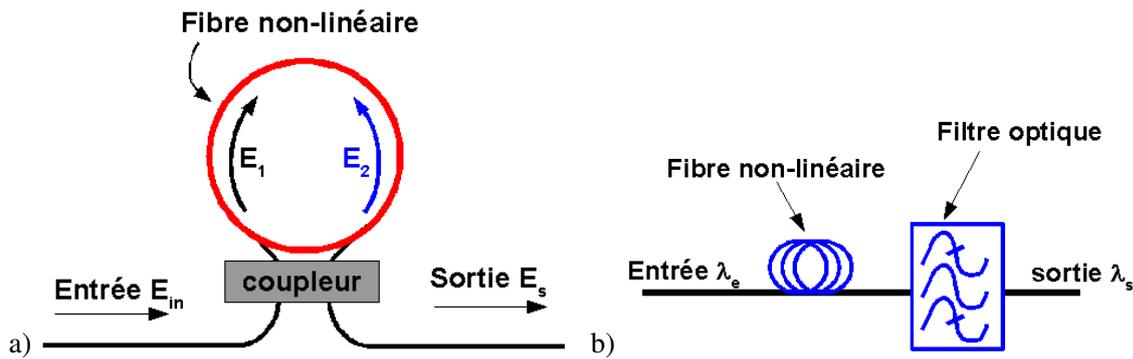


Fig. 14 – Illustrations d'un dispositif NOLM (a) et d'un régénérateur de Mamyshev (b).

de puissance va engendrer une différence de phase. Lorsque ce déphasage est un multiple de π les interférences vont permettre une remise en forme du signal en sortie (E_s) [21, 25]. L'avantage de ce dispositif tout-optique est d'avoir un fonctionnement passif, c'est à dire qu'il n'a pas besoin d'un apport d'énergie de l'extérieur (courant électrique ou pompage optique) pour fonctionner, cependant ce type de régénérateur n'est pas parfait. En effet pour atteindre le déphasage nécessaire dans une fibre optique standard, les NOLM ont besoin de très fortes puissances optiques (jusqu'à plusieurs Watt) ou de très grandes longueurs de fibre (au moins 1 km) les rendant alors fortement sensibles à la polarisation du signal. Toutefois des recherches sont actuellement en cours sur l'utilisation de fibres optiques hautement non-linéaires telle que les fibres micro-structurées ou/et à base de chalcogénure pour réduire cette puissance [26, 27]. De plus un dispositif NOLM ne peut régénérer qu'une seule longueur d'onde à la fois, ce qui nécessite autant de régénérateurs que de longueurs d'onde dans un environnement WDM. L'utilisation de NOLM pour la régénération de signaux monocanal a déjà permis de transmettre un signal de 1,28 Tbits/s mais sur seulement 70 km [7], ainsi qu'un signal de 40 Gbits/s sur plus de 1 million de kilomètres [28].

Le régénérateur de Mamyshev, schématisé sur la figure 14.b est sans aucun doute le plus simple des dispositifs étudiés pour la remise en forme des signaux optiques. Tout comme pour les NOLM, ce régénérateur est aussi basé sur l'effet SPM dans une fibre optique non-linéaire. Après passage dans la fibre non-linéaire les impulsions sont spectralement élargies, ce signal est alors filtré par un filtre optique passe-bande légèrement décalé en longueur d'onde [29]. Le signal ainsi transmis est alors vierge de toute fluctuation d'amplitude sur le symbole « 1 » et à un bruit fortement diminué sur le symbole « 0 » [21]. Contrairement aux NOLM, ce dispositif passif est indépendant de la polarisation mais il nécessite aussi de très fortes puissances optiques de fonctionnement et présentent d'importantes pertes d'insertion. De plus il ne fonctionne qu'en monocanal et uniquement par conversion de longueur d'onde, contraignant ainsi encore plus son utilisation en WDM. L'utilisation de fibres hautement non-linéaires devrait tout de même permettre d'améliorer ses performances [30, 31].

b – Dispositifs à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs

Le régénérateur à base de SOA est le deuxième dispositif le plus étudié. Principalement trois effets physiques sont utilisés pour réaliser la remise en forme des signaux : le mélange à quatre onde (FWM) [32], la modulation de gain croisée (ou XGM pour Cross Gain Modulation) [33] et la modulation de phase croisée (XPM) [34]. Pour convertir la modulation en phase croisée en modulation d'amplitude, il est nécessaire d'utiliser des interféromètres telle

que l'interféromètre de Sagnac [35], de Mach-Zehnder [36] ou encore de Michelson [37]. Les figures 15.a et 15.b montrent le principe de régénération à base de SOA avec utilisation de l'effet XGM et XPM (+ interféromètre de Mach-Zehnder) respectivement.

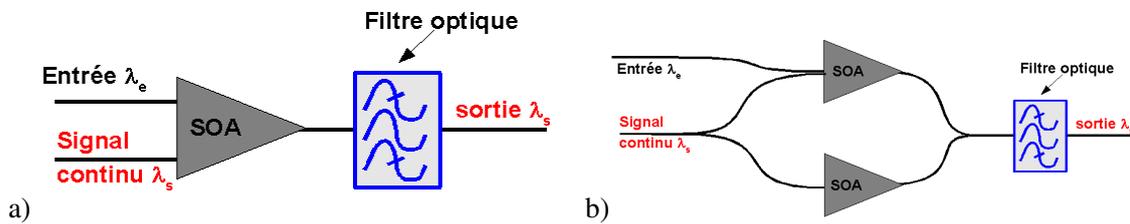


Fig. 15 – Illustration de la régénération à base de SOA par l'utilisation de l'effet XGM (a) et de l'effet XPM associé à un interféromètre de Mach-Zehnder (b).

Bien qu'ils soient attrayant car très compacts (quelques mm²), facilement intégrables, avec de faibles puissances de seuil (< 100 fJ) et dans certaines configurations un temps de réponse suffisamment court pour traiter des débits jusqu'à 160 Gbits/s [38], les dispositifs à base de SOA présentent des défauts forts contraignant pour le traitement de signaux WDM. Ils ont tous un fonctionnement actif (besoin d'une alimentation électrique), ils ne peuvent traiter qu'une seule longueur d'onde à la fois et enfin ils ne fonctionnent que par conversion de longueur d'onde. Une transmission sur 400 000 km d'un signal à 10 Gbits/s a été réalisée récemment avec l'aide d'une régénération à base de SOA [39]. Des essais à 40 Gbits/s ont aussi permis une transmission sur 4000 km [40].

c – Dispositifs à base d'absorbants saturables à semi-conducteurs

L'utilisation de dispositifs à base d'absorbants saturables à semi-conducteurs pour la régénération de signaux optiques a été envisagée dès le début des années 90 [41, 42]. Le composant clé de ce type de régénérateur consiste en une micro-cavité Fabry-Perot contenant des puits quantiques (ou QW pour Quantum wells). Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, ces QW ont la propriété d'avoir une absorption qui diminue fortement avec l'intensité du signal incident, c'est à dire que les signaux de faibles intensités sont absorbés (état bloquant) alors que ceux à fortes intensités ne sont pas absorbés (état passant). Ce phénomène physique est appelé saturation de l'absorption, et dans ce cas les puits quantiques sont appelés absorbants saturables (AS). L'utilisation d'une micro-cavité Fabry-Perot permet d'exalter ce phénomène de saturation de l'absorption.

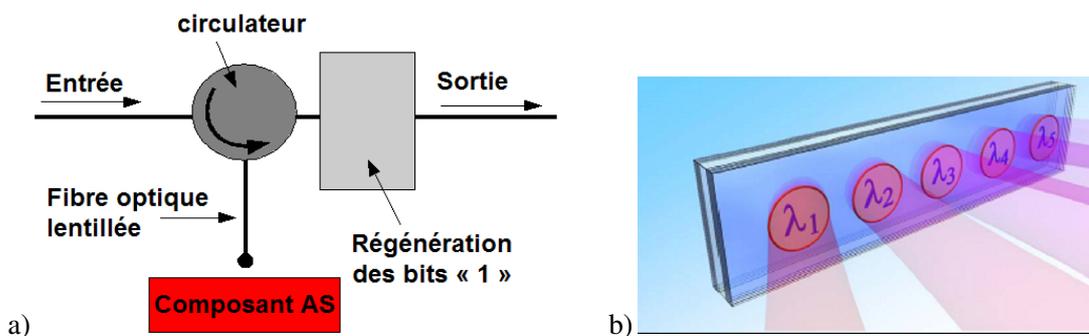


Fig. 16 – Illustration de la régénération à l'aide d'un dispositif à base d'absorbants saturables (a) et du fonctionnement d'un composant AS en configuration WDM avec 5 longueurs d'onde (b).

Pour la régénération de signaux optiques, le composant AS est utilisé en réflexion et à incidence normale, comme illustré sur la figure 16.a, de sorte qu'il se comporte comme un miroir non-linéaire [43]. Le composant AS a de très nombreux avantages : il n'a pas besoin d'alimentation électrique (fonctionnement passif), il peut être indépendant de la polarisation, il peut fonctionner soit en conversion de longueur d'onde, soit en auto-modulation (on dit alors qu'il fonctionne en auto-saturation), il fonctionne avec des énergies compatibles avec les réseaux de télécommunication actuels (quelques pJ), il possède des temps de réponse compatibles avec des débits de plusieurs centaines de Gbits/s [44], il est très compact (quelques μm^2) et sa fabrication est simple (aucune étape de photolithographie). Enfin le composant AS possède une dernière propriété qui le rend encore plus intéressant par rapport à ses concurrents, c'est sa faculté de pouvoir traiter plusieurs longueurs d'onde en même temps et ceci sur une même puce, à condition de séparer spatialement chaque canal (cf. Fig. 16.b), d'où sa compatibilité avec des transmissions en configuration WDM. Toutes ces propriétés font du composant AS un composant très faible coût et donc potentiellement très intéressant pour les industriels. Malheureusement, le composant AS possède un important inconvénient, il a tendance à accentuer le bruit sur les symboles « 1 ». En effet, pour que les symboles « 0 » et « 1 » du signal à traiter atteignent respectivement les états bloquant et passant de la fonction de transfert, le signal d'entrée doit impérativement avoir un taux d'extinction minimum très élevé (typiquement 20 dB à 30 dB) qui n'est jamais atteint en pratique. Du coup les fluctuations d'amplitudes sur le symbole « 1 » augmentent. Bien qu'au début l'amélioration du taux d'extinction associé à une réduction du bruit sur le symbole « 0 » permettent de compenser l'augmentation des fluctuations sur le symbole « 1 » et donc d'améliorer le facteur de qualité Q_a , ces fluctuations s'accumulent au fur et à mesure des passages dans le composant AS et finissent par faire chuter la valeur du **BER** du signal. Cet inconvénient impose d'associer un élément supplémentaire à l'absorbant saturable pour réduire les fluctuations d'amplitudes sur les symboles « 1 » et de former ainsi un régénérateur 2R complet. Malgré cet inconvénient de nombreux tests de transmission réalisés à 10 Gbits/s [45, 46], à 20 Gbits/s [47] et à 40 Gbits/s [48] ont permis de montrer une nette augmentation de la distance de propagation pour une qualité de signal donnée. Ainsi un composant AS associé à une fibre de compression suivie d'un filtre optique passe-bande a permis d'augmenter d'un facteur 4 la distance de transmission d'un signal WDM contenant 5 canaux à 40 Gbits/s [48]. On peut aussi évoquer des tests réalisés à 160 GHz et 160 Gbits/s montrant une nette amélioration du taux d'extinction sur une large bande-passante [49, 50].

d – Autres dispositifs

Pour terminer ce tour d'horizon des dispositifs pour la régénération 2R tout-optique des signaux, on peut encore citer des études sur des cavités à cristaux photonique sur silicium [51], sur des modulateurs électro-absorbant (ou EAM pour ElectroAbsorption Modulators) [52, 53], sur les diodes laser et les bi-stables [54, 55], sur les VCSEL [56], sur des guides d'onde en semiconducteurs [57] ou en chalcogénure [58] ou encore sur les nanotubes de carbone [59, 60].

IV – Conclusion

La mise en place de nouveaux moyens de télécommunications à hauts débits depuis une dizaine d'années a permis d'améliorer notre vie quotidienne de façon spectaculaire (internet, télévision numérique, téléphonie mobile, transmission de données, etc...). Ces nouveaux outils qui ne cessent de se perfectionner nécessitent de transmettre des quantités de données de plus en plus importantes. Bien que les réseaux actuels de transmission par fibres optiques soient suffisants pour satisfaire cette demande, ils risquent de rapidement arriver à saturation d'ici quelques années. Afin d'éviter ce futur problème, nous avons vu qu'il est envisagé d'augmenter le débit par longueur d'onde, actuellement de 10 Gbits/s, à au moins 40 Gbits/s ou plus, et de transmettre plusieurs dizaines de longueurs d'onde simultanément (WDM), soit un débit final de l'ordre du Tbits/s. Malheureusement, à de tels débits de nombreux effets physiques linéaires et non-linéaires sont exaltés lors de la propagation et provoquent une rapide détérioration de la qualité des signaux transmis, d'où une limitation drastique des distances de propagation.

Augmenter les distances de propagation à très hauts débits est une des grandes thématiques de recherche actuelle. De nombreuses solutions sont en cours d'étude mais aucune d'entre elles n'a encore réussi à satisfaire les exigences en performance et en coût demandées par les industriels. Une de ces solutions consiste à régénérer le signal de façon périodique afin d'atteindre des distances de propagation transocéanique (> 9000 km). Cette restauration du signal dégradé nécessite trois étapes qui sont la réamplification, la remise en forme et la resynchronisation d'où le terme de régénération 3 R. Nous nous sommes intéressés à la deuxième étape, qui est la remise en forme. La remise en forme d'un signal est une étape essentielle de la régénération optique puisqu'elle consiste à augmenter le rapport signal à bruit à un niveau suffisant pour permettre une bonne distinction des bits « 1 » des bits « 0 ». Bien que des solutions électroniques soient envisageables pour traiter des signaux à très hauts débits, le coût prohibitif et l'extrême complexité de tels dispositifs nous obligent à rechercher des solutions alternatives simples et bas coûts.

La solution que nous proposons pour cette remise en forme des signaux est originale et très bas coût car elle est tout-optique (pas de conversion électrique du signal), totalement passive (pas d'alimentation électrique), et elle a déjà démontré sa faisabilité pour traiter des débits allant jusqu'à 40 Gbits/s en configuration WDM. Cette solution consiste à utiliser un composant qui absorbe les signaux de faibles puissances (les bits « 0 »), mais laisse passer ceux de plus fortes puissances (les bits « 1 »). Le fonctionnement de ce composant est basé sur le phénomène physique de la saturation de l'absorption dans les matériaux semi-conducteurs. Le chapitre suivant va présenter l'architecture de notre composant à absorbants saturables ainsi que les principaux effets optiques à l'origine de son fonctionnement.

Bibliographie

- [1] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*. John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- [2] K. C. Kao and G. A. Hockham, "Dielectric-fiber surfacewave-guides for optical frequencies," *Proc. Inst. Elect. Eng.*, vol. 113, pp. 1151–1158, 1966.
- [3] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. Pergamon Press, 6th edition, 1980.
- [4] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 3rd edition, 2001.
- [5] N. S. Bergano, "Current and Future Technologies for Submarine Transmission," in *LEOS'2004*, (Puerto Rico), 2004.
- [6] M. Joindot, "State of the art and future of WDM transmission," *Annals of telecommunications*, vol. 58, pp. 1725–1756, 2003.
- [7] M. Nakazawa, T. Yamamoto, and K. R. Tamura, "1.28 Tbit/s – 70 km OTDM transmission using third- and fourth-order simultaneous dispersion compensation with a phase modulator," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 24, pp. 2027–2029, 2000.
- [8] K. Fukuchi, T. Kasamatsu, K. R. Morie, R. Ohhira, T. Ito, K. Sekiya, D. Ogasahara, and T. Ono, "10.92 Tb/s (273/spl times/40-gb/s) triple-band/ultra-dense WDM optical-repeated transmission experiment," in *OFC'2001*, pp. PD24–P1–3, 2001.
- [9] S. Bigo, "Where is the fun in designing 10 Tbit/s transmission systems?," in *ECOC'2001*, (Amsterdam), 2001.
- [10] G. Charlet, "Progress in Optical Modulation Formats for High-Bit Rate WDM Transmissions," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 12, no. 4, pp. 469–483, 2006.
- [11] T. Mizuochi, "Recent Progress in Forward Error Correction and Its Interplay With Transmission Impairments," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 12, no. 4, pp. 544–554, 2006.
- [12] O. Leclerc, B. Lavigne, E. Balmeffre, P. Brindel, L. Pierre, D. Rouvillain, and F. Seguin, "Optical Regeneration at 40 Gbit/s and Beyond," *J. of Lighthwave Technol.*, vol. 21, no. 11, pp. 2779–2790, 2003.
- [13] J. C. Simon, L. Bramerie, F. Ginovart, V. Roncin, M. Gay, S. Feve, C. E. Le and M. L. Chares, "All-optical regeneration techniques," *Annals of telecommunications*, vol. 58, no. 11/12, pp. 1708–1724, 2003.
- [14] D. Bayart, "Optical Fiber Amplification Technology," *Annals of telecommunications*, vol. 58, no. 11/12, pp. 1603–1639, 2003.
- [15] Y. Sun, J. Zyskind, and A. Srivastava, "Average Inversion Level, Modeling, and Physics of Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, no. 4, pp. 991–1007, 1997.

- [16] C. Bornholdt, B. Sartorius, S. Schelhase, M. Möhrle, and S. Bauer, "Self-pulsating DFB laser for all-optical clock recovery at 40 Gbit/s," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 4, pp. 327–328, 2000.
- [17] M. Shirane, Y. Hashimoto, H. Kurita, H. Yamada, and H. Yokoyama, "Optical sampling measurement with all-optical clock recovery using mode-locked diode lasers," in *OFC'2001*, (Amsterdam), p. MG2/1.MG2/3, 2001.
- [18] C. Bornholdt, J. Slovak, and B. Sartorius, "Semiconductor-based all-optical 3 R regenerator demonstrated at 40 Gbit/s," *Electron. Lett.*, vol. 40, no. 3, pp. 192–193, 2004.
- [19] O. Leclerc, "Optical vs. Electronic in-line Signal Processing in Optical Communication Systems : An Exciting Challenge for Optical Devices," in *11th European Conference on Integrated Optics*, (Prague), april 2-4, 2003.
- [20] F. Segueineau, *Etude de dispositifs de régénération tout optique du signal à ultra haut débit (>40 Gbit/s) pour des applications de transmission par fibre optique*. PhD thesis, Université de Nice Sophia Antipolis, 2005.
- [21] L. Lucek and K. Smith, "All-optical signal regenerator," *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 15, pp. 1226–1228, 1993.
- [22] A. Bogoni, P. Ghelfi, M. Scaffardi, and L. Potì, "All-Optical Regeneration and Demultiplexing for 160-Gb/s Transmission Systems Using a NOLM-Based Three-Stage Scheme," *J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 10, no. 1, pp. 192–196, 2004.
- [23] P. V. Mamyshev, "All optical data regeneration based on self-phase modulation effect," in *ECOC'98*, vol. 3, pp. 475–476, 2000.
- [24] P. Johannisson and M. Karlsson, "Characterization of a Self-Phase-Modulation-Based All-Optical Regeneration System," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 2667–2669, 2005.
- [25] N. J. Doran and D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 56–58, 1988.
- [26] T. Inoue, T. Yagi, , and S. Namiki, "Highly Nonlinear Fiber Devices for Optical Networks," in *LEOS'2005*, (Sydney, Australia), 2005.
- [27] C. H. Kwok, S. H. Lee, K. K. Chow, C. Shu, and C. Lin, "Widely Tunable Wavelength Conversion with Extinction Ratio Enhancement Using PCF Based NOLM," in *ECOC'2005*, (Glasgow), 2005.
- [28] J. Leuthold, G. Raybon, Y. Su, R. Essiambre, S. Cabot, J. Jaques, and M. Kauer, "40 Gbit/s transmission and cascaded all-optical wavelength conversion over 1 000 000 km," *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 16, pp. 890–892, 2002.
- [29] B. Cuenot, A. D. Ellis, and D. J. Richardson, "Optical Regeneration Using Self-Phase Modulation and Quasi-Continuous Filtering," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 12, pp. 1350–1352, 2006.
- [30] L. Fu, M. Rochette, V. Ta'eed, I. Littler, D. Moss, and B. Eggleton, "Low power all-optical signal regeneration in single mode As₂Se₃ chalcogenide glass fiber," in *LEOS'2005*, (Sydney, Australia), 2005.
- [31] F. Parmigiani, S. Asimakis, N. Sugimoto, F. Koizumi, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, "2R regenerator based on a 2-m-long highly nonlinear bismuth oxide fiber," *Opt. Express*, vol. 14, no. 12, pp. 5038–5044, 2006.

- [32] S. Diez, C. Schmidt, R. Ludwig, H. G. Weber, K. Obermann, S. Kindt, I. Koltchanov, and K. Petermann, "Four-Wave Mixing in Semiconductor Optical Amplifiers for Frequency Conversion and Fast Optical Switching," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, no. 5, pp. 1131–1145, 1997.
- [33] B. Glance, J. M. Wiesenfeld, U. Koren, A. H. Gnauck, H. M. Presby, and A. Jourdan, "High performance optical wavelength shifter," *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 18, pp. 1717–1715, 1992.
- [34] T. Durhuus, C. Joergensen, B. Mikkelsen, R. J. S. Pedersen, and K. E. Stubkjaer, "All optical wavelength conversion by SOA's in a Mach-Zehnder configuration," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, no. 1, pp. 53–55, 1994.
- [35] M. Eiselt, W. Pieper, and H. G. Weber, "SLALOM : Semiconductor laser amplifier in a loop mirror," *J. of Lighthwave Technol.*, vol. 13, pp. 2099–2112, 1995.
- [36] C. Joergensen, S. L. Danielsen, T. Durhuus, B. Mikkelsen, K. E. Stubkjaer, F. R. N. Vodjdani, E. Enard, G. Glastre, D. Rondi, and R. Blondeau, "Wavelength conversion by optimized monolithic integrated Mach-Zehnder interferometer," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 521–523, 1996.
- [37] M. Schilling, W. Idler, G. Laube, K. Daub, K. Dtütting, E. Lach, D. Baums, and K. Wüstel, "10 Gbit/s monolithic MQW-based wavelength converter in michelson-interferometer configuration," in *OFC'96*, 1996.
- [38] J. Leuthold, L. Möller, J. Jaques, S. Cabot, L. Zhang, P. Bernasconi, M. Cappuzzo, L. Gomez, E. Laskowski, E. Chen, A. Wong-Foy, and A. Griffin, "160 Gbit/s SOA all-optical wavelength converter and assessment of its regenerative properties," *Electron. Lett.*, vol. 40, no. 9, pp. 1091–1093, 2004.
- [39] M. Funabashi, Z. Zhu, Z. Pan, S. J. B. Yoo, and L. Paraschis, "All-optical 3R regeneration in monolithic SOA-MZI to achieve 0.4 million km fiber transmission," in *LEOS'2005*, (Sydney, Australia), pp. 137–138.
- [40] B. Lavigne, P. Guerber, P. Brindel, E. Balmeffre, and B. Dagens, "Cascade of 100 optical 3R regenerators at 40 Gbit/s Based on all-active Mach Zehnder interferometers," in *ECOC'2001*, (Amsterdam, The Netherlands), p. We.F.2.6.
- [41] M. Whitehead and G. Parry, "High-contrast reflection modulation at normal incidence in asymmetric multiple quantum well Fabry–Perot structure," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 9, pp. 566–568, 1989.
- [42] D. Atkinson, W. H. Loh, V. V. Afanasjev, A. B. Grudinin, A. J. Seeds, and D. N. Payne, "Increased Amplifier Spacing in a Soliton System with Quantum-Well Saturable Absorbers and Spectral Filtering," *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 19, pp. 1514–1516, 1994.
- [43] J. Mangeney, G. Aubin, J. L. Oudar, J. C. Harmand, G. Patriarche, H. Choumane, N. Stelmakh, and J. M. Lourtioz, "All-Optical Discrimination at 1.55 μm Using Ultrafast Saturable Absorber Vertical Cavity Device," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 17, p. 1486, 2000.
- [44] M. Gicquel-Guézo, S. Loualiche, J. Even, C. Labbé, O. Dehaese, A. L. Corre, H. Folliot, and Y. Pellan, "290 fs switching time of Fe-doped quantum well saturable absorbers in a microcavity in 1.55 μm range," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 24, pp. 5926–5928, 2004.
- [45] J. Mangeney, S. Barré, G. Aubin, J. L. Oudar, and O. Leclerc, "System Application of 1.5 μm Ultrafast Saturable Absorber in 10 Gbit/s Long-Haul Transmission," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 20, pp. 1725–1727, 2000.

- [46] M. Pantouvaki, M. J. Fice, R. Feced, E. P. Burr, R. Gwilliam, A. B. Krysa, J. S. Roberts, and A. J. Seeds, "10 Gb/s All-Optical 2 R Regeneration Using an MQW Fabry-Perot Saturable Absorber and a Nonlinear Fiber," *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 16, no. 2, pp. 617–619, 2004.
- [47] F. Segueineau, D. Rouvillain, H. Choumane, G. Aubin, J. L. Oudar, P. Brindel, B. Lavigne, and O. Leclerc, "Regeneration capabilities of passive saturable absorber-based optical 2R in 20 Gbit/s RZ DWDM long-haul transmissions," in *CLEO'2003*, (Baltimore), pp. 1838–1839, 2003.
- [48] D. Rouvillain, P. Brindel, F. Segueineau, L. Pierre, O. Leclerc, H. Choumane, G. Aubin, and J. L. Oudar, "Optical 2R Regenerator Based on Passive Saturable Absorber for 40 Gbit/s WDM Long-Haul Transmissions," *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 19, p. 1113, 2002.
- [49] D. Massoubre, J. Fatome, S. Pitois, J. Decobert, J. Landreau, G. Millot, and J. L. Oudar, "All-optical extinction ratio enhancement of a 160 GHz pulse train using a saturable absorber vertical microcavity," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 4, pp. 537–539, 2006.
- [50] J. Fatome, S. Pitois, A. Kamagate, D. Massoubre, G. Millot, and J. L. Oudar, "All-optical reshaping based on a passive saturable absorber microcavity device for future 160-Gbit/s applications," to be published to *IEEE Phot. Tech. Lett.*, 2006.
- [51] T. Tanabe, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, and E. Kuramochi, "All-optical switches on a silicon chip realized using photonic crystal nanocavities," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, p. 151112, 2005.
- [52] P. S. Cho, D. Mahgerefteh, and J. Goldhar, "All-Optical 2R Regeneration and Wavelength Conversion at 20 Gb/s Using an Electroabsorption Modulator," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 12, pp. 1662–1664, 1999.
- [53] L. Huo, Y. Yang, Y. Nan, C. Lou, and Y. Gao, "A Study on the Wavelength Conversion and All-Optical 3R Regeneration Using Cross-Absorption Modulation in a Bulk Electroabsorption Modulator," *J. Lightw. Technol.*, vol. 24, no. 8, pp. 3035–3044, 2006.
- [54] H. Kawaguchi, "Bistable Laser Diodes and Their Applications : State of the Art," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, no. 5, pp. 1254–1270, 1997.
- [55] H.-C. Chien, C.-C. Lee, and S. Chi, "An All-Optical 2R Regenerator Using a Compact Self-Seeded Fabry-Perot Laser Diode Incorporated in a Bidirectional EDFA," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 12, pp. 1344–1346, 2006.
- [56] Y. Onishi, N. Nishiyama, C. Caneau, F. Koyama, and C.-E. Zah, "All-Optical Regeneration Using Transverse Mode Switching in Long-Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 45, no. 17, pp. L467–L468, 2006.
- [57] P. LiKamWa and A. M. Kan'an, "Ultrafast All-Optical Switching in Multiple-Quantum-Well Y-Junction Waveguides at the Band Gap Resonance," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 2, no. 3, pp. 655–660, 1996.
- [58] V. G. Ta'eed, M. Shokooh-Saremi, L. Fu, I. C. M. Littler, D. J. Moss, M. Rochette, B. J. Eggleton, Y. Ruan, and B. Luther-Davies, "Self-Phase Modulation-Based Integrated Optical Regeneration in Chalcogenide Waveguides," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 12, no. 3, pp. 360–370, 2006.
- [59] M. Nakazawa, S. Nakahara, T. Hirooka, M. Yoshida, T. Kaino, and K. Komatsu, "Polymer saturable absorber materials in the 1.5 μm band using poly-methyl-methacrylate and polystyrene with single-wall carbon nanotubes and their application to a femtosecond laser," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 7, pp. 915–917, 2006.

- [60] Y. Sakakibara, A. G. Rozhin, H. Kataura, Y. Achiba, and M. Tokumoto, "Carbon Nanotube-Poly(vinylalcohol) Nanocomposite Film Devices : Applications for Femto-second Fiber Laser Mode Lockers and Optical Amplifier Noise Suppressors," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 44, no. 4A, pp. 1621–1625, 2005.

Chapitre 2

Principes physiques du composant à absorbants saturables

Le composant à absorbants saturables est constitué de deux éléments essentiels, d'une part des puits quantiques qui jouent le rôle de couche active, et d'autre part d'une microcavité Fabry–Perot qui permet, entre-autre, d'exalter la non-linéarité du composant.

Dans la première partie de ce chapitre, nous introduirons le phénomène physique de l'absorption optique dans les semiconducteurs, et plus particulièrement dans les puits quantiques, en régimes linéaire et non-linéaire. Nous verrons aussi les différentes techniques disponibles à ce jour pour diminuer le temps de relaxation des porteurs, afin d'adapter le temps de recouvrement de l'absorption non-linéaire aux hauts débits que l'on envisage de traiter. Dans la deuxième partie, nous montrerons l'intérêt d'insérer les absorbants saturables dans une microcavité Fabry–Perot en réflexion, ainsi que les principales caractéristiques physiques de ce type de structure. Enfin, les principaux paramètres caractérisant le composant complet (microcavité + puits quantiques) seront présentés.

I – L'absorption dans les matériaux semiconducteurs

Les semiconducteurs sont des matériaux présentant une conductivité électrique intermédiaire entre les métaux et les isolants. On entend par là que lorsqu'ils se trouvent dans un état d'équilibre, ils sont isolants, mais qu'une excitation - soit un apport d'énergie procuré de l'extérieur comme le passage d'une impulsion laser ou un apport calorifique - permet au matériau de conduire l'électricité. Comme tout autre matériau, les semiconducteurs ont aussi la propriété de pouvoir absorber les ondes électromagnétiques. L'absorption d'un matériau est caractérisé par son coefficient d'absorption α exprimé en m^{-1} . L'absorption dans les semiconducteurs présentent deux régimes de fonctionnement suivant l'intensité de l'onde absorbée. Aux faibles intensités, l'absorption est linéaire et dépend uniquement de la longueur d'onde. Par contre, aux fortes intensités l'absorption devient non-linéaire, c'est à dire qu'elle est dépendante de la longueur d'onde mais aussi de l'intensité. Le seuil de passage du régime linéaire au régime non-linéaire dépend principalement du matériau.

A – L'absorption linéaire

1 – Matériaux massifs

a – Diagramme de bandes

Les propriétés électroniques et optiques des semiconducteurs proviennent de leur structure électronique, elle-même provenant de l'arrangement ordonné et périodique des atomes les constituant (on dit qu'ils ont une structure cristalline) [1]. La structure électronique d'un semiconducteur est formée de nombreux niveaux d'énergie, que l'on appelle bandes d'énergies permises, séparées par des bandes d'énergies interdites. Dans le cas des semiconducteurs, on distingue en particulier deux bandes d'énergie : la bande de valence qui est la bande la plus haute en énergie où tous les états d'énergie sont occupés par des électrons au zéro absolu ($T=0\text{ K}$), et la bande de conduction qui est la première bande où tous les états d'énergie sont vides au zéro absolu. La bande de conduction et la bande de valence sont séparées par une bande d'énergie interdite dont la valeur minimum E_g est appelée gap. Si E_c et E_v correspondent respectivement au minimum et au maximum des bandes de conduction et de valence, on a alors la relation suivante

$$E_g = E_c - E_v. \quad (2.1)$$

Les diagrammes de bandes sont usuellement représentés dans l'espace réciproque associé au vecteur d'onde \vec{k} . Suivant leur diagramme de bandes, les semiconducteurs peuvent se classer en deux catégories, ceux à gap direct et ceux à gap indirect. Les semiconducteurs à gap indirect (par exemple Si ou Ge) ne présentent pas E_c et E_v au même point de l'espace réciproque, contrairement aux semiconducteurs à gap direct (par exemple InP ou GaAs). Seuls les semiconducteurs à gap direct sont actuellement utilisés pour la réalisation d'émetteurs ou de récepteurs optique car ils sont beaucoup plus efficaces [1]. Dans la suite de ce mémoire de thèse, nous ne parlerons que de l'absorption des semiconducteurs à gap direct. La figure 17.a montre un diagramme de bandes typique autour du gap d'un semiconducteur à gap direct. On distingue trois bandes de forme parabolique, la bande de conduction et deux bandes de valence dégénérées en $k=0$. La bande de valence de plus faible courbure est appelée bande des trous lourds (ou hh pour Heavy Hole) et celle de courbure plus importante

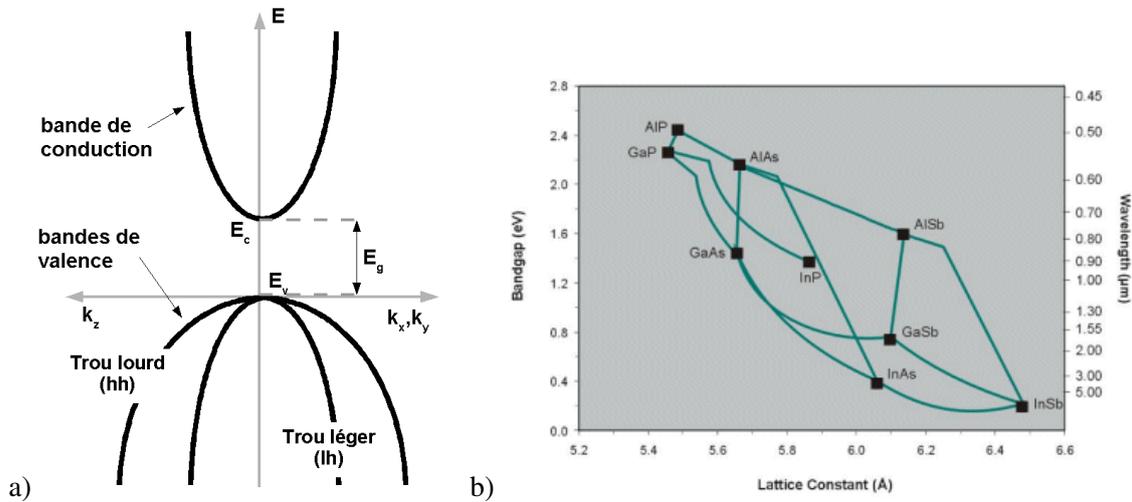


Fig. 17 – a) Diagramme de bandes typique d'un semiconducteur à gap direct (d'après [2]). b) Energie E_g du gap en fonction du paramètre de maille à température ambiante pour quelques semiconducteurs III-V de structure cristalline de type Zinc Blende, et de composition binaire (carré) ou ternaire (ligne) (d'après [3]).

bande des trous légers (ou lh pour Light Hole) [1]. L'énergie du gap dépend des structures électroniques et cristallines et du paramètre de maille. Elle est typiquement égale à quelques eV (au dessus de 5 eV le matériau est considéré comme isolant). En optoélectronique, les semiconducteurs les plus utilisés sont à base d'éléments de la colonne III (par exemple Al, Ga et In) et V (par exemple P, As et N) du tableau périodique de Mendeleïev. La figure 17.a montre l'énergie E_g du gap de quelques semiconducteurs III-V en fonction du paramètre de maille, à température ambiante.

b – Absorption optique autour du gap

Lorsqu'un matériau semiconducteur à gap direct est soumis à une excitation lumineuse d'énergie adéquate, le phénomène d'absorption prend alors place, suivi par celui de la relaxation. Il existe plusieurs types d'absorption comme l'absorption bande à bande, l'absorption par les impuretés, l'absorption par les porteurs libres ou encore l'absorption par des processus multiphonons (vibrations de réseaux). Il existe aussi plusieurs types de relaxation qui sont les recombinaisons non-radiatives (principalement dues aux défauts du réseau cristallin), les recombinaisons radiatives et enfin les recombinaisons Auger.

Dans le cas d'un semiconducteur parfait à gap direct, excité avec une énergie proche de celle du gap, l'absorption interbande et les recombinaisons radiatives sont les deux phénomènes prédominants. La figure 18 illustre ces deux phénomènes. Tout d'abord, un photon incident ayant une énergie supérieure ou égale au gap est absorbé par le matériau (étape 1 sur la Fig. 18). Cette absorption va alors créer une paire électron-trou, l'électron allant dans la bande de conduction et le trou dans la bande de valence. Ce processus d'absorption interbande a un temps caractéristique de quelques dizaines de femtosecondes. Ensuite, l'électron (le trou) va se relaxer vers le minimum (maximum) de la bande de conduction (valence) en donnant son excès d'énergie au réseau (étape 2 sur la Fig. 18). C'est le phénomène de thermalisation avec un temps caractéristique de quelques centaines de femtosecondes. Enfin, l'électron et le trou vont se recombiner en émettant un photon d'énergie équivalente à celle

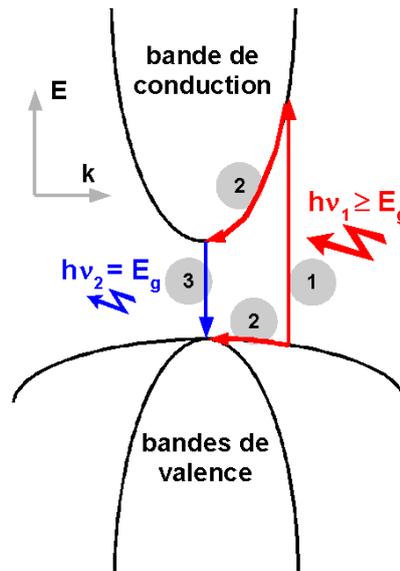


Fig. 18 – Illustration des phénomènes d'absorption interbande et de recombinaison radiative dans un semiconducteur à gap direct. On distingue trois étapes, d'abord l'absorption d'un photon (1), la thermalisation vers les centres de bande (2) et enfin la recombinaison (3).

du gap (étape 3 sur la Fig. 18). Ce phénomène de recombinaison a un temps caractéristique de quelques nanosecondes.

L'absorption dans un matériau dépend de son coefficient d'absorption α . Pour un matériau semiconducteur à gap direct, α est directement proportionnel à la densité d'états qui représente le nombre d'états possible par unité de volume et d'énergie. On obtient donc un coefficient d'absorption de la forme

$$\alpha \propto (h\nu - E_g)^{1/2}, \quad (2.2)$$

avec h la constante de Planck et ν la fréquence de l'onde incidente. Pour un semiconducteur on a typiquement $\alpha \geq 10^4 \text{ cm}^{-1}$.

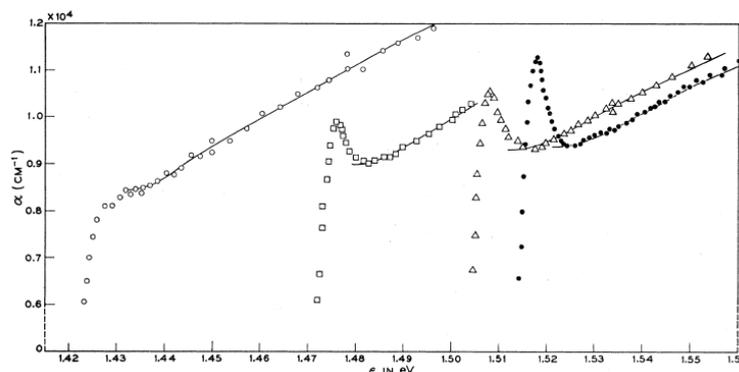


Fig. 19 – Spectres d'absorption du GaAs en fonction de l'énergie des photons incidents pour 4 différentes températures : 294 K (cercle blanc), 186 K (carré), 90 K (triangle) et 21 K (cercle noir) [4].

La figure 19 montre des mesures expérimentales du coefficient d'absorption du GaAs

en fonction de l'énergie des photons incidents pour plusieurs températures de substrat [4]. Des mesures similaires ont aussi été obtenues avec de l'InGaAs en accord de maille avec l'InP [5]. On remarque qu'à température ambiante, le spectre d'absorption est très proche de la forme définie par l'Eq. (2.2). Cependant, au fur et à mesure que l'on diminue la température de l'échantillon, le spectre d'absorption change. Tout d'abord, la diminution de la température provoque une augmentation de l'énergie du gap d'où une translation du spectre vers les plus hautes énergies. Mais surtout, un pic d'absorption apparaît autour de l'énergie du gap, qui est d'autant plus prononcé que la température est basse. Cette absorption supplémentaire est due à la création d'excitons. Un exciton est une particule fictive formée par une paire électron-trou. Les états excitoniques apparaissent lorsque des paires électrons-trous sont créées, comme par exemple lors de l'absorption optique. Les charges positive du trou et négative de l'électron vont s'attirer et ainsi former une paire électron-trou, plus communément appelé exciton. A cause de cette liaison coulombienne, l'exciton a une énergie plus faible qu'une paire électron-trou non-liée et les états excitoniques sont situés juste en-dessous de l'énergie du gap. Dans le cas du GaAs, le premier état excitonique n'est situé qu'à 5 meV en-dessous de l'énergie du gap. L'effet de l'absorption excitonique est d'augmenter sensiblement la valeur du coefficient d'absorption autour du gap, cependant à température ambiante l'énergie thermique est suffisante ($k_B T/e = 25$ meV) pour ioniser tous les excitons. Dans le cas d'un semiconducteur massif, il est donc nécessaire de travailler à très basse température pour observer les effets excitoniques.

2 – Puits quantiques

a – Les structures de dimensions réduites

L'utilisation depuis une vingtaine d'année de techniques de croissance contrôlées au niveau atomique (épitaxie) a permis de réaliser des structures semiconductrices de dimensions très réduites. Le contrôle de l'épaisseur, mais aussi de la forme et de la composition des structures, permet de réaliser des hétérostructures (empilement de structures de dimension et de composition variées) parfaitement adaptées à l'application visée (lasers, détecteurs, diodes, etc...). Outre le fait d'améliorer l'intégration, le principal intérêt de réduire la dimensionnalité des structures semiconductrices vient de la modification du diagramme de bandes qui en résulte. Ces modifications apportent de nouvelles propriétés optiques et électroniques très intéressantes pour la réalisation de nouveaux composants.

Suivant leur dimensionalité, on peut distinguer quatre grandes familles de structure :

– Les structures 3 D. Elles correspondent aux semiconducteurs massifs que l'on a déjà présenté à la page 36 (*cf.* Fig. 20.a).

– Les structures 2 D. Ces structures sont appelées des puits quantiques (ou QW pour Quantum Wells) et correspondent à des couches dont les épaisseurs peuvent varier entre quelques nanomètres et une centaine de nanomètres (*cf.* Fig. 20.b). Cette faible épaisseur suivant l'axe de croissance permet de créer un confinement des porteurs suivant cette même direction (les électrons et les trous sont réparties en sous-bandes discrètes).

– Les structures 1 D. Ces structures, appelées fils quantiques, sont similaires à des fils de quelques nanomètres de diamètre et plusieurs dizaines de nanomètres de long (*cf.* Fig. 20.c). Ce type de structure permet de réaliser un confinement des porteurs suivant deux directions

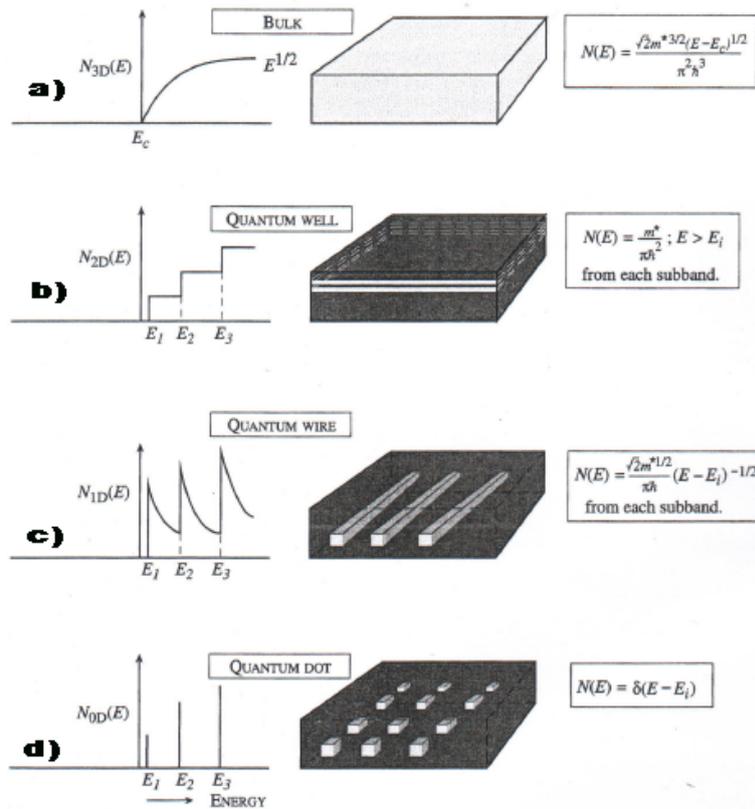


Fig. 20 – Densité d'états pour a) un matériau massif (3D), b) un puits quantique (2D), c) un fil quantique (1D) et d) une boîte quantique (0D) (d'après [6]).

de l'espace, alors que les porteurs sont libres de se déplacer suivant la troisième (correspondant à l'axe du fil).

– Les structures 0D. Ces structures, appelées boîtes quantiques (ou QD pour Quantum Dots), sont similaires à de petites boîtes de taille nanométrique (cf. Fig. 20.d). On obtient dans ce cas un confinement des porteurs suivant les trois dimensions de l'espace.

Le confinement des porteurs suivant certaines directions va profondément modifier la densité d'états et donc la forme du spectre d'absorption. La figure 20 montre la forme de la densité d'états suivant les quatre types de structures. Pour la suite de ce mémoire de thèse nous ne parlerons pas des structures 1D et 0D car il est encore actuellement très difficile de réaliser de telles couches actives fonctionnant à 1550 nm et nous n'avons donc pas pu réaliser de composants avec de telles structures.

b – Diagramme de bandes d'un puits quantique

Un puits quantique est constitué d'une couche d'épaisseur nanométrique comprise entre deux couches de matériau barrière. Pour obtenir le confinement des porteurs, le matériau constituant le puits doit avoir une bande interdite inférieure à celle du matériau barrière. La figure 21.a montre le diagramme de bandes d'un puits quantique. On observe bien l'effet du confinement des porteurs suivant l'axe de croissance (axe z). En effet, contrairement au plan transverse où les courbes de dispersion sont continues, l'énergie des porteurs suivant l'axe de croissance est désormais quantifiée. Un autre effet visible du confinement des porteurs

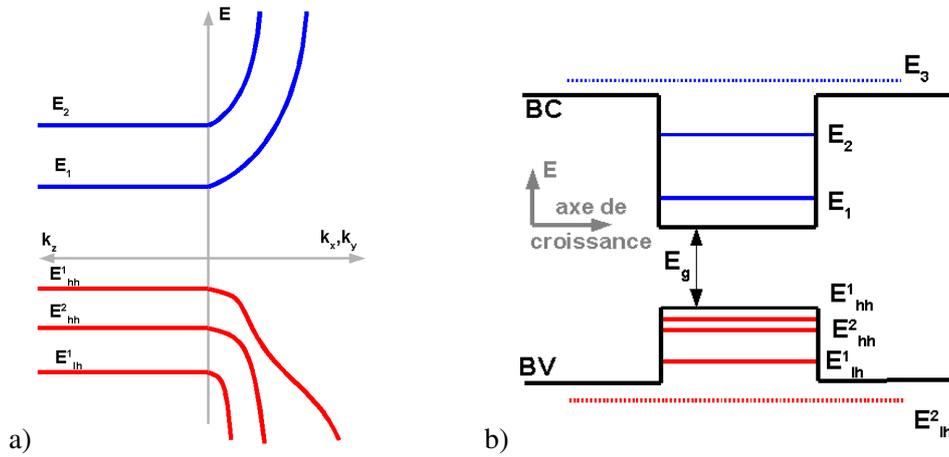


Fig. 21 – a) Diagramme de bandes typique d'un puits quantique et b) diagramme d'énergie dans un puits quantique.

dans le puits est la levée de la dégénérescence de la bande de valence que l'on observe en $k=0$ dans le cas des matériaux massifs (cf. Fig. 17). Dans un puits quantique, l'énergie de la bande interdite est plus importante que celle du matériau massif équivalent (cf. Fig. 21.b). En effet, l'énergie E nécessaire pour réaliser la première transition est désormais égale à

$$E = E_g + E_e + E_h, \quad (2.3)$$

avec E_g l'énergie du gap du matériau massif, E_e le décalage d'énergie de la bande de conduction dû au confinement et E_h le décalage d'énergie de la bande de valence dû aussi au confinement. Ces deux décalages dépendent de l'épaisseur L_{qw} du puits quantique, mais aussi des masses effectives m^* des trous et des électrons, suivant la relation suivante (pour un puits de profondeur infinie)

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n\pi}{L_{qw}} \right)^2, \quad (2.4)$$

avec \hbar la constante de Planck réduite et n le niveau d'énergie concerné par le calcul [2]. Comme les masses effectives des trous lourds et des trous légers sont différentes, on observe bien une levée de dégénérescence des bandes de valence. Cette levée de dégénérescence est d'autant plus importante que le puits a une faible épaisseur.

c – Absorption dans un puits quantique

La densité d'états d'un puits quantique va différer de celle d'un semiconducteur massif à cause de la quantification des niveaux d'énergie suivant l'axe de croissance. En conséquence, le spectre d'absorption sera aussi différent. Comme l'énergie dans un puits est quantifiée, on va donc obtenir un spectre d'absorption en marche d'escalier. La figure 22.a montre schématiquement le spectre d'absorption typique d'un puits quantique, ainsi que celui du matériau massif équivalent pour comparaison.

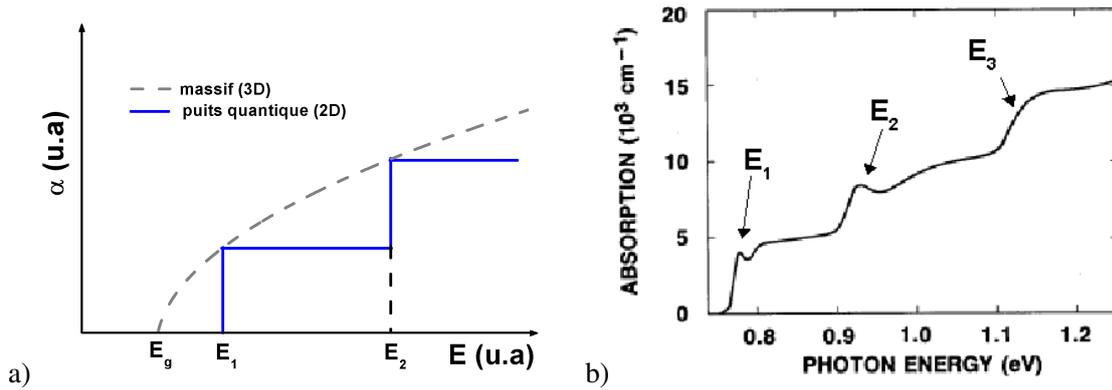


Fig. 22 – a) Spectres d'absorption typiques d'un puits quantique (trait plein) et d'un semiconducteur massif (trait en pointillés) sans tenir compte des effets excitoniques. b) Spectre d'absorption expérimental d'un ensemble de multi-puits quantiques InGaAs/InAlAs ($L_{qw}=10$ nm) mesuré à température ambiante [2].

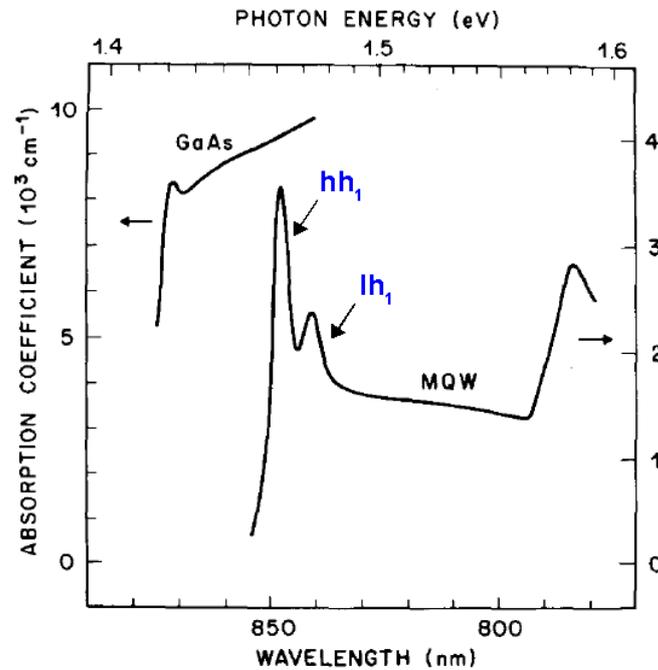


Fig. 23 – Spectres d'absorption à température ambiante d'échantillon de GaAs massif et de puits quantiques GaAs/AlGaAs (10 nm/21 nm) [7].

La figure 22.b montre le spectre d'absorption expérimental de multi-puits quantiques InGaAs/AlInAs mesuré à température ambiante [2]. On constate tout d'abord que le spectre d'absorption expérimental montre bien une variation en marche d'escalier de α , preuve de la quantification des bandes d'énergie, mais on constate aussi que les effets excitoniques sont visibles même à la température ambiante. La figure 23 montre les spectres d'absorptions à température ambiante d'un échantillon de GaAs massif et de multi-puits quantiques de GaAs. L'effet du confinement dans les QW est clairement visible si on compare les deux spectres d'absorption. Comme prédit par l'Eq. (2.4), l'énergie du gap d'un QW est plus importante que celle du matériau massif équivalent. De plus, la levée de dégénérescence de la bande des trous lourds et de celle des trous légers est nettement confirmée grâce aux deux absorptions

excitoniques qui en résultent. Les mesures expérimentales de spectres d'absorption d'un QW montrent que l'absorption excitonique est nettement visible même à température ambiante (cf. Figs. 22 et 23) contrairement à ce que l'on constate dans le cas des matériaux massifs (cf. Fig. 19). Cela provient aussi du confinement des porteurs suivant l'axe de croissance. En effet, le confinement a pour conséquence d'augmenter l'énergie de liaison des excitons d'un facteur 2 à 4 et de diminuer leur couplage avec les phonons – plus le couplage exciton-phonon est important et plus l'absorption excitonique est large –, leur permettant ainsi de subsister même à température ambiante.

B – L'absorption non-linéaire

1 – mise en évidence

La figure 24 montre les spectres d'absorption d'un groupe de puits quantiques InGaAs/InP pour 4 intensités incidentes différentes [8]. On constate que le coefficient d'absorption diminue lorsque l'intensité augmente, montrant une forte dépendance avec l'intensité incidente. Ce phénomène d'absorption non-linéaire – car α varie avec l'intensité – est appelé saturation de l'absorption.

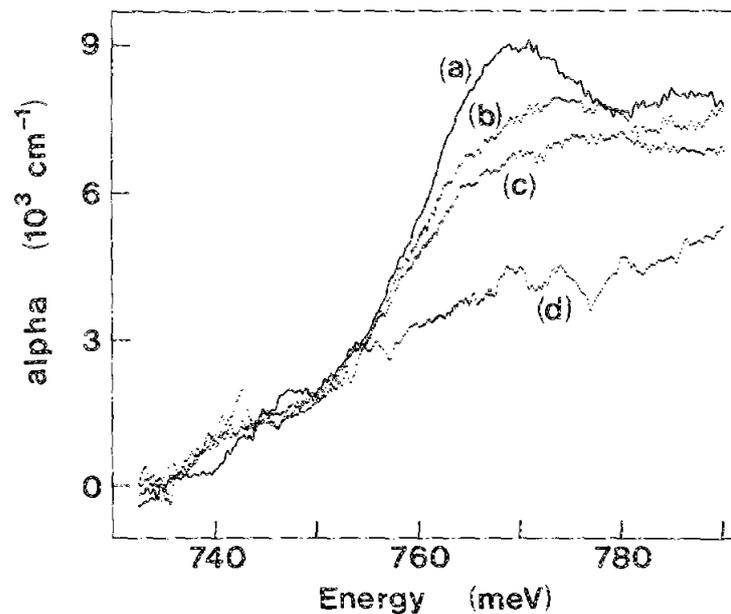


Fig. 24 – Coefficient d'absorption d'un échantillon de 30 puits quantiques InGaAs/InP en fonction de l'énergie et pour quatre intensités incidentes différentes : 2 W/cm^2 (a), 20 W/cm^2 (b), 50 W/cm^2 (c) et 2000 W/cm^2 (d) [8].

2 – Origine de la saturation de l'absorption

La saturation de l'absorption peut s'expliquer à l'aide de deux phénomènes qui sont le remplissage des bandes et l'écrantage des excitons.

Si on excite un semiconducteur avec une énergie équivalente à celle de son gap alors des paires électron-trou sont créées. Or, d'après le principe d'exclusion de Pauli deux fermions (dans notre cas deux électrons) ne peuvent pas occuper le même état quantique. Comme les densités d'états des bandes et le temps de relaxation des porteurs ont une valeur finie, les états près des bords de bandes vont finir par se remplir induisant ainsi une diminution du coefficient d'absorption jusqu'à la saturation (absorption quasi nulle). Ce phénomène de saturation de l'absorption est aussi appelé blocage de Pauli ou encore remplissage de l'espace des phases [9]. L'absorption pour les transitions bande à bande dépend de la densité de porteurs à travers les quasi-niveaux de Fermi

$$\begin{aligned}\alpha &= \alpha_0 (f_v - f_c) \\ &\approx \alpha_0 \left[\frac{1}{1 + \exp(E_v - E_{Fv})/k_B T} - \frac{1}{1 + \exp(E_c - E_{Fc})/k_B T} \right],\end{aligned}\quad (2.5)$$

avec f_v et f_c les probabilités d'occupation par les porteurs des niveaux d'énergie dans les bandes de valence et de conduction respectivement, f_{Fv} et f_{Fc} les quasi-niveaux de Fermi et α_0 l'absorption initiale. Lorsque la densité de porteurs dans le matériau augmente, alors l'absorption diminue de sa valeur initiale α_0 vers zéro. Pour une valeur nulle de l'absorption, le matériau devient transparent à la longueur d'onde d'excitation.

Le phénomène d'écrantage des excitons est aussi provoqué par de fortes densités de porteurs [2]. En effet, les porteurs vont interagir avec les excitons par l'intermédiaire de leur charge – phénomène appelé interaction coulombienne – avec pour conséquence de diminuer leurs énergies de liaison. Lorsque la densité de porteurs devient très importante, ces interactions coulombiennes vont provoquer l'ionisation des excitons.

La figure 25 montre la variation du coefficient d'absorption à la température ambiante en fonction de l'intensité incidente, pour un échantillon de GaAs massif et pour un échantillon contenant des puits quantiques GaAs/AlGaAs. Ces mesures montrent que la variation d'absorption dans les puits quantiques est beaucoup plus importante et commence beaucoup plus rapidement que dans le cas des matériaux massifs. Ces résultats s'expliquent d'une part par une absorption plus faible dans les matériaux massifs à cause de l'absence d'excitons et d'autre part, par la faiblesse des énergies de liaison des excitons d'où un écrantage avec de plus faibles densités de porteurs que celles nécessaires pour saturer les bandes. Si on définit l'intensité de saturation I_{sat} comme l'intensité nécessaire pour diviser par deux l'absorption initiale, alors on constate que les puits quantiques ont une énergie de saturation plus faible que les matériaux massifs.

La variation du coefficient d'absorption en fonction de l'intensité I peut être ajustée avec une loi semi-empirique de type système à deux niveaux [7, 8]

$$\alpha(I) = \alpha_{ins} + \frac{\alpha_x}{1 + I/I_1} + \frac{\alpha_b}{1 + I/I_2}, \quad (2.6)$$

avec α_{ins} l'absorption résiduelle insaturable, α_x l'absorption excitonique avec une intensité de saturation de I_1 et α_b l'absorption bande à bande avec une intensité de saturation I_2 .

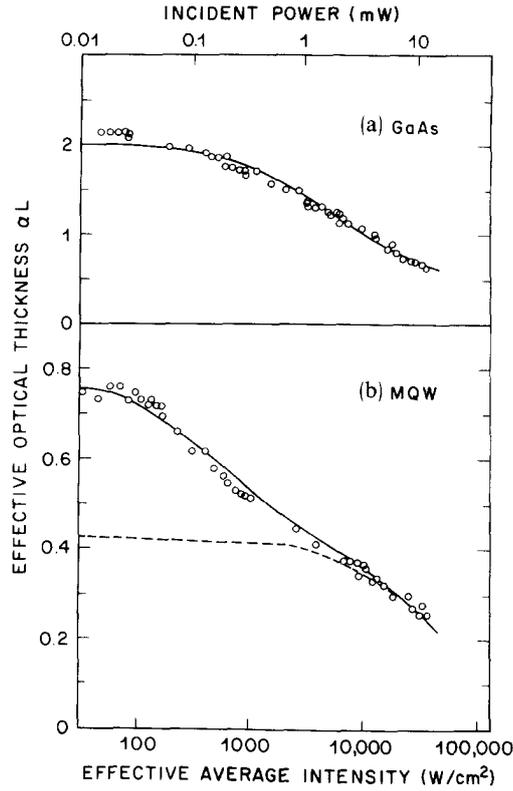


Fig. 25 – Mesures expérimentales (cercle) et courbes d'ajustement (lignes) de la variation du coefficient d'absorption à température ambiante en fonction de l'intensité incidente pour un échantillon de GaAs massif (a) et un échantillon avec des puits quantiques GaAs/AlGaAs (b). Les mesures ont été réalisées avec une tache focale ayant un diamètre de $5\ \mu\text{m}$. La courbe en pointillés dans (b) représente la partie de l'absorption uniquement due au remplissage des bandes [7].

3 – Modèle à deux niveaux

Dans le modèle à deux niveaux, on suppose que l'absorption près de l'énergie du gap dépend uniquement de la densité de porteurs N_c et on néglige les effets excitoniques. La relation entre l'absorption α et la densité de porteurs est alors la suivante

$$\alpha(N_c) = \alpha_0 \left(1 - \frac{N_c}{N_t} \right), \quad (2.7)$$

avec N_t la densité de porteurs à la transparence et tous les paramètres sont dépendants de la longueur d'onde. On peut remarquer que la valeur de l'absorption peut devenir négative. Dans ce cas, nous sommes dans un régime de gain optique, ce qui est à l'origine du principe de fonctionnement des lasers. L'évolution temporelle de la densité de porteurs est régie par cette équation différentielle [10]

$$\frac{dN_c}{dt} = \frac{\alpha(N_c) I(t)}{h\nu} - \frac{N_c}{\tau}, \quad (2.8)$$

avec τ le temps de recombinaison des porteurs. En régime stationnaire, c'est à dire quand $dN_c/dt=0$, l'Eq. (2.8) combinée avec l'Eq. (2.7) donne

$$N_c = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \times \frac{I \tau}{h \nu}, \quad (2.9)$$

$$\text{avec } I_{sat} = \frac{N_t h \nu}{\alpha_0 \tau}. \quad (2.10)$$

I_{sat} représente l'intensité de saturation.

Si on considère une excitation résonnante et continue, alors d'après l'Eq. (2.8) la densité de porteurs créée dans un puits est reliée à l'intensité incidente par l'équation suivante

$$N_c = \frac{\alpha I \tau}{h \nu}. \quad (2.11)$$

En combinant les Eqs. (2.9) et (2.11), la loi de saturation de l'absorption à deux niveaux peut alors être réécrite, dans le cas du régime stationnaire, sous la forme

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \frac{I}{I_{sat}}}. \quad (2.12)$$

Cette modélisation simple à deux niveaux de la saturation de l'absorption est la forme la plus couramment utilisée dans la littérature [7, 8, 11].

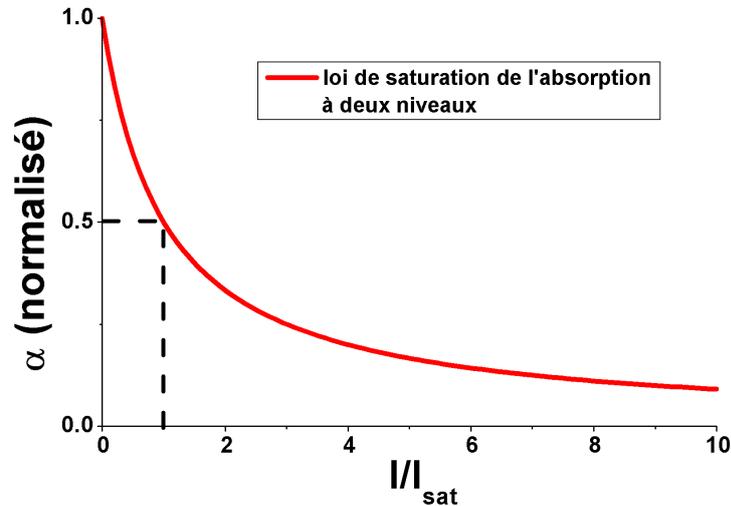


Fig. 26 – Coefficient d'absorption normalisé en fonction de l'intensité incidente normalisée à l'intensité de saturation, selon la loi de saturation de l'absorption à deux niveaux.

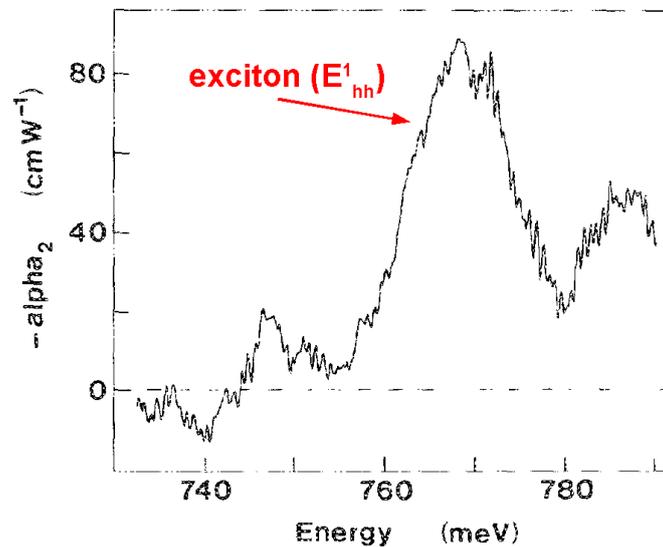
La figure 26 montre la variation de l'absorption obtenue à partir de cette loi de saturation. On constate que l'intensité de saturation I_{sat} est l'intensité nécessaire pour diviser par deux l'absorption initiale. A partir de la dérivée de la loi de saturation de l'absorption, on peut définir un coefficient d'absorption non-linéaire α_{NL} , qui est un paramètre très utile pour comparer différents matériaux entre-eux. α_{NL} s'écrit

$$\alpha_{NL} = \lim_{I \rightarrow 0} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial I} \right) = -\frac{\alpha_0}{I_{sat}}. \quad (2.13)$$

Tab. 1 – Exemples de mesures expérimentales du coefficient d'absorption non-linéaire α_{NL} .

type	matériaux	α_{NL} (cm/W)	
massif	InGaAs	-4	[8]
massif	GaAs	-1	[7]
QW	InGaAs/InP (154 Å)	-60	[8]
QW	GaAs/AlGaAs (96 Å)	-39	[12]
QW	GaAs/AlGaAs (76 Å)	-68	[13]

Le tableau 1 montre des valeurs expérimentales de α_{NL} pour différents matériaux. Les résultats montrent que les puits quantiques ont une non-linéarité près de 10 fois plus grande que dans les matériaux massifs. De plus, cette non-linéarité des puits est d'autant plus importante (pour un matériau donné) que l'épaisseur du puits est faible. Cela montre l'intérêt du confinement des porteurs pour exalter les effets non-linéaires. Étant donné que l'absorption dépend de la longueur d'onde, le coefficient d'absorption non-linéaire va aussi en dépendre. La figure 27 montre une mesure des variations de α_{NL} avec l'énergie d'excitation [8]. Les résultats montrent que α_{NL} est maximal à l'énergie correspondant aux excitons de la bande de valence des trous lourds (cf. Fig. 24 pour les spectres d'absorption). Ceci s'explique par une augmentation de l'absorption au niveau du pic excitonique ainsi que par une intensité de saturation réduite, grâce aux faibles énergies d'ionisation de ces pseudo particules [7].

**Fig. 27** – Spectre du coefficient d'absorption non-linéaire α_{NL} pour des puits quantiques InGaAs/InP (154 Å/160 Å) [8].

4 – Dichroïsme d'absorption

Le dichroïsme d'absorption correspond à une absorption sélective d'une polarisation par rapport à une autre lors de la traversée du matériau par un faisceau lumineux. Cette anisotro-

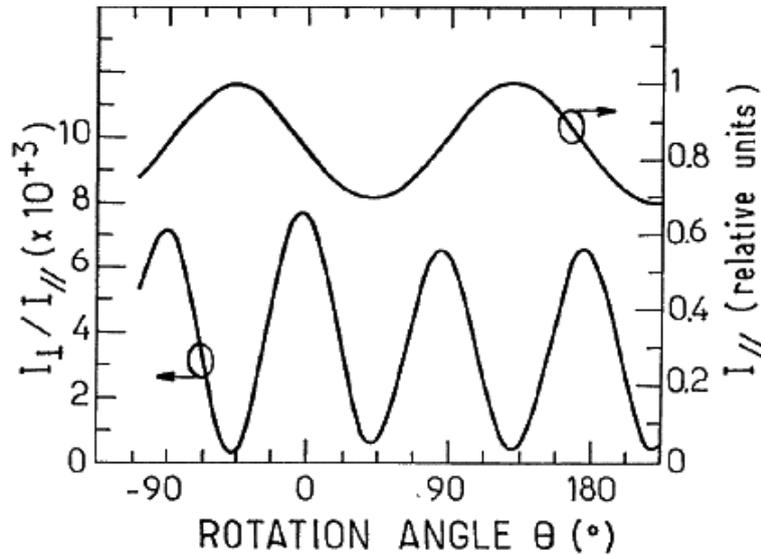


Fig. 28 – Variation de la transmission en fonction de l'angle de polarisation observé à $1,34 \mu\text{m}$ sur des puits quantiques InGaAs/InP d'épaisseur 5 nm [14].

pie d'absorption peut se produire dans certains puits quantiques lorsque les matériaux utilisés pour réaliser les puits et les barrières ne présentent pas d'atomes communs à l'interface. Par exemple, les puits quantiques (InGa)As/InP et InP/(AlIn)As présentent cette particularité [15]. Cette absence d'atomes communs provoque une brisure de symétrie aux interfaces du puits – selon la théorie des groupes, les hétérostructures avec atomes communs appartiennent au groupe de symétrie D_{2d} , alors que celles sans atomes communs appartiennent au groupe de plus faible symétrie C_{2v} (pas de symétrie d'inversion) [16]. Cette brisure de symétrie produit alors un couplage trous lourds – trous légers en centre de zone de Brillouin ayant pour conséquence un dichroïsme d'absorption [14, 17]. L'amplitude de ce dichroïsme dépend de la largeur du puits, de la longueur d'onde et de la technique de croissance. La figure 28 montre des mesures expérimentales de dichroïsme d'absorption réalisées sur des puits InGaAs/InP. Les résultats montrent une anisotropie d'absorption pouvant atteindre 1,5 dB (soit 30 %). Une telle anisotropie peut être néfaste pour le bon fonctionnement de notre composant à cause du comportement aléatoire de la polarisation du signal optique [18]. Pour éviter cela, il est donc important de privilégier des puits quantiques ayant des atomes communs tel que (InGa)As/(InAl)As pour la réalisation de nos composants.

5 – Effets physiques associés à la saturation de l'absorption

Bien que l'effet le plus visible avec l'augmentation de la densité de porteurs soit la réduction du coefficient d'absorption, deux autres paramètres optiques présentent aussi une dépendance avec la densité de porteurs. Ce sont l'énergie apparente du gap E_g et l'indice de réfraction n .

– En régime de forte excitation, de nombreuses interactions entre les porteurs existent et tendent à modifier la valeur du gap apparent et donc du spectre d'absorption. On peut distinguer deux types de mécanismes. Tout d'abord, l'effet Burstein dynamique qui augmente l'énergie apparente du gap à cause de l'occupation préférentielle des états de bord de bande, en vertu du principe d'exclusion de Pauli (on doit fournir plus d'énergie pour pouvoir

remplir les états supérieurs) [19]. L'autre effet est la renormalisation du gap causée par les interactions entre porteurs, et qui a pour conséquence d'abaisser l'énergie apparente du gap (décalage vers les grandes longueurs d'onde) [20]. Comme cet effet est faible – variation de quelques millielectronVolt du gap – par rapport aux énergies de gap qui nous intéressent (autour de 0,8 eV), nous le négligerons dans la suite de ce travail.

– L'indice de réfraction et le coefficient d'absorption sont reliés par les relations de Kramers-Kronig. Une variation $\Delta\alpha$ du coefficient d'absorption va alors automatiquement induire une variation Δn de l'indice de réfraction. Pour une densité de porteurs N_c donnée, on a la relation suivante [21]

$$\Delta n(E) = \frac{\hbar c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha(E')}{E'^2 - E^2} dE', \quad (2.14)$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide.

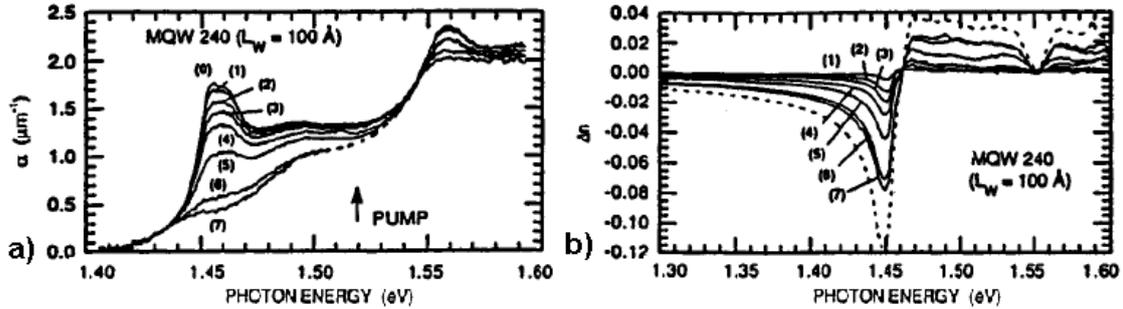


Fig. 29 – Spectres du coefficient d'absorption (a) et de l'indice de réfraction (b) pour un puits quantique GaAs/AlGaAs ($L_{qw}=10$ nm) et pour différentes densités de porteurs N_c ($\times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) : $< 0,05$ (0), 3,4 (1), 6,3 (2), 9,7 (3), 21 (4), 44 (5), 92 (6) et 170 (7). L'énergie de pompe est à 1,52 eV. (d'après [22]).

Cette dépendance entre n et α est montrée sur les figures 29.a et 29.b où $\Delta\alpha$ et Δn (calculée à partir de l'Eq. (2.14)) sont reportées pour différentes valeurs de densité de porteurs. On constate qu'à l'énergie excitonique la variation d'indice est négative et qu'elle augmente avec la saturation. Tout comme la non-linéarité d'absorption, la non-linéarité d'indice va augmenter avec le confinement des porteurs. Comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, la réponse optique du composant AS dépend de son épaisseur optique et donc de l'indice de réfraction. Il sera donc nécessaire de tenir compte de cette variation non-linéaire de n pour l'interprétation de certains de nos résultats expérimentaux.

On vient de voir que l'utilisation de puits quantiques pour la réalisation de notre composant devrait nous permettre d'obtenir une plus grande non-linéarité d'absorption grâce au confinement des porteurs. Cependant, la non-linéarité du matériau n'est pas l'unique paramètre essentiel au bon fonctionnement de notre composant. En effet, pour pouvoir fonctionner à des débits de 40 Gbits/s ou plus, le composant doit avoir un temps de réponse inférieur à 5 ps. Or, le temps de recombinaison des porteurs est de plusieurs dizaines de nanosecondes, c'est à dire 10 000 fois trop grand. Il est donc nécessaire de diminuer fortement le temps de réponse du matériau.

C – Réduction du temps de recouvrement de l'absorption

Le temps de recouvrement τ correspond à la durée nécessaire aux porteurs pour revenir à leur état initial après une excitation lumineuse. Cette durée correspond au temps de recouvrement du matériau, et va donc gouverner le temps de réponse du composant. Pour un matériau semiconducteur, le temps de recouvrement τ en régime dynamique dépend de la densité de porteurs N_c et s'écrit

$$\frac{1}{\tau} = A_r + 2 B_r N_c + 3 C_r N_c^2, \quad (2.15)$$

avec A_r la contribution des recombinaisons non-radiatives, B_r la contribution des radiations radiatives et C_r la contribution des recombinaisons Auger. Dans le cas des matériaux semi-conducteurs parfaits (sans dopage, ni défauts cristallins), le temps de recouvrement est très long (entre 10 ns et 500 ns) car les recombinaisons dominantes sont radiatives. Pour l'application que l'on vise il est nécessaire à la fois de réduire par au moins un facteur 10 000 ce temps de réponse, ainsi que de supprimer les recombinaisons radiatives, car sinon celles-ci seraient une source de bruits optique, ce que l'on cherche justement à supprimer ou tout du moins à réduire. La solution à ce problème est donc d'augmenter la contribution des recombinaisons non-radiatives pour la rendre dominante.

Comme notre but est de réaliser un composant passif, la réduction de ce temps de recouvrement doit devenir intrinsèque au matériau et de ce fait ne doit pas nécessiter l'aide d'une énergie extérieure comme par exemple une tension électrique. Le seul moyen pour arriver à notre fin est alors de créer des centres de recombinaison non-radiatifs dans la structure cristalline du matériau. Plusieurs méthodes ont été développées à ce jour et elles interviennent soit durant la croissance cristalline (méthodes in-situ), soit après (méthodes ex-situ).

1 – Méthodes in-situ

Les méthodes in-situ jouent sur les paramètres de croissance tels que la température ou les éléments chimiques. Cinq techniques utilisant ce principe ont été recensées dans la littérature : la croissance basse-température, le dopage, la croissance assistée par plasma, la croissance métamorphique et l'utilisation de plans azotés.

– La plupart des composants optoélectroniques à base de semiconducteur nécessite des couches cristallines de grande qualité d'où la nécessité de réaliser ces croissances à des températures de 500 °C à 600 °C [23]. Lorsque l'on diminue la température de croissance, de nombreux défauts cristallins apparaissent (excès d'As sous forme d'As antisite) et forment des niveaux donneurs profond qui capturent les porteurs [24]. L'expérience montre que le temps de recouvrement diminue avec la température de croissance. Ainsi des temps de relaxation subpicosecondes ont été atteints avec des puits quantiques sur GaAs [11] et sur InP (mais associé à du dopage) [25] et des températures de croissance de 310 °C et 200 °C respectivement.

– Le dopage est une autre technique permettant de créer des centres de recombinaison non-radiatifs lors de la croissance cristalline. A ce jour, deux éléments ont été principalement utilisés pour réduire le temps de recouvrement : le Béryllium (Be) et le fer (Fe). Le dopage au Be est toujours associé à une croissance basse-température [25, 26]. En plus des défauts liés à la croissance basse température, les atomes de Be forment des complexes avec

l'As qui agissent comme des centres de capture et de recombinaison des porteurs. Le dopage Fe se fait à une température de croissance plus élevée ($\sim 450^\circ\text{C}$). Les atomes de Fe remplacent les atomes d'In dans le réseau cristallin et forment ainsi des niveaux accepteurs qui vont piéger les porteurs [27]. Dans les deux cas, le temps de recouvrement diminue avec la concentration de dopants. La technique du dopage au Be a ainsi permis d'atteindre un temps de réponse aussi court que 250 fs sur des puits quantiques GaAs/AlAs (concentration de $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et température de croissance de 280°C) [26] et de 1 ps pour des puits InGaAs/InAlAs (concentration de $7,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et température de croissance de 200°C) [25]. La technique du dopage au Fe a quant à elle permise d'obtenir un temps de réponse ultra-court de 290 fs avec des puits quantiques InGaAs/InP (concentration de $2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) [28].

– La croissance assistée par un plasma d'hélium (He) est une autre technique in-situ qui permet, associée à un dopage au Be, de réduire le temps de relaxation des porteurs. Durant la croissance un plasma continu d'He provoque des défauts de surface aidant à la réduction du temps de relaxation. Un temps de réponse de 0,8 ps a pu être obtenu grâce à cette technique, mais uniquement sur un matériau massif d'InGaAsP (associé à un dopage au Be à $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) [29].

– La croissance métamorphique est une technique mise au point très récemment. Elle consiste à utiliser les désaccords de maille entre matériaux pour créer des dislocations dans la zone active et permettre ainsi de réduire le temps de recombinaison. Le temps de relaxation est contrôlé grâce à l'épaisseur d'une couche d'InP séparant la zone active de la zone de création des dislocations. Plus l'épaisseur de cette couche est faible, plus le nombre de dislocations est grand et plus court est le temps de recombinaison. A partir de cette méthode, des puits quantiques à base d'InP ont été épitaxiés sur un substrat de GaAs et ont montré un temps de réponse de 40 ps [30]. Cette technique est très intéressante car elle permet de faire des structures fonctionnant à 1550 nm sur des substrats de GaAs, substrats beaucoup moins chers que ceux en InP, mais les temps de relaxation actuellement obtenus sont trop long pour un fonctionnement à très haut débit.

– L'utilisation de très fins plans cristallins (en GaNAs) contenant une forte quantité d'azote (N) dans le but de réduire le temps de relaxation des porteurs est une technique originale développée au sein du LPN [31]. Ces plans cristallins sont placés très près des puits quantiques (quelques nanomètres) afin de permettre aux porteurs d'y être évacués par effet tunnel et de s'y recombinaison. Le temps de relaxation est ajusté grâce à l'épaisseur de matériau séparant le puits quantique du plan azoté. Cette technique a été utilisée pour réaliser des microcavités avec des puits quantiques contenant de l'azote dilué (InGaNAsSb) sur des substrats de GaAs. Une de ces structures fonctionnant à $1,55 \mu\text{m}$ a permis d'obtenir un temps de recouvrement de 12 ps [32].

2 – Méthode ex-situ

Il n'existe à l'heure actuelle qu'une seule méthode de création de défauts intervenant après la croissance des couches cristallines. Il s'agit de l'irradiation ionique. Cette technique consiste à bombarder la structure cristalline avec des ions de très fortes énergies. Les ions vont ainsi traverser la couche active de part en part et créer tout au long de leur passage des défauts cristallins. De nombreux ions ont été étudiés dans le cadre de cette technique. L'utilisation d'ions légers comme les proton (H^+) va créer des défauts ponctuels [33] alors que l'utilisation d'ions lourds comme le nickel (Ni^+) [34], l'or (Au^+) [35] ou encore l'oxy-

gène (O^+) [36] va créer de nombreux défauts sous forme d'agrégats. Bien que les deux types d'ions permettent d'obtenir des temps de relaxation de quelques picosecondes, les ions lourds donnent les temps de recouvrement les plus courts et de plus les défauts ainsi créés sont moins sensibles à la température [37]. Enfin, on peut noter que l'absorption excitonique, bien que légèrement dégradée, est toujours visible pour des doses d'irradiation allant jusqu'à $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [36]. La figure 30 montre la variation du temps de réponse avec la dose d'irradiation de multi-puits quantiques irradiés aux ions H^+ et Ni^+ . On voit que le temps de réponse est inversement proportionnel à la dose d'irradiation. Cette méthode a permis d'obtenir des temps de réponse de l'ordre de la picoseconde sur des puits quantiques InGaAs/InAlAs irradiés par des ions Ni^+ avec une dose de $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et une énergie de 11 MeV [34].

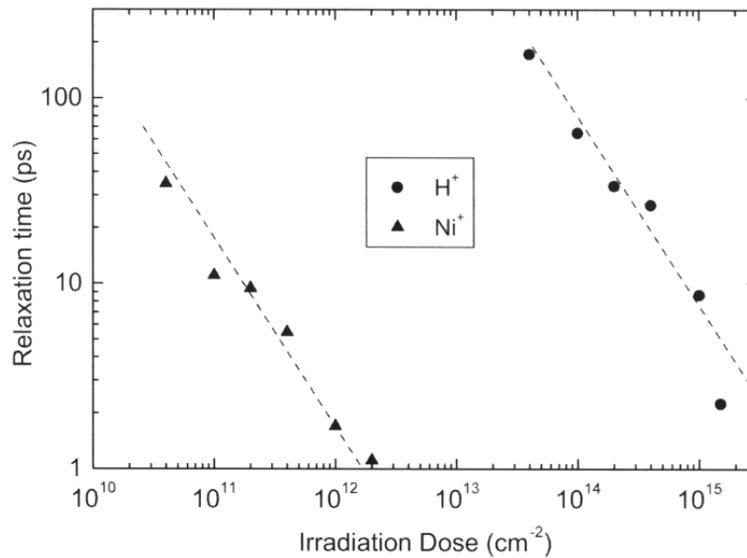


Fig. 30 – Variations (en échelle logarithmique) en fonction de la dose d'irradiation et du type d'ion (H^+ et Ni^+) du temps de réponse de multi-puits quantiques InGaAs/InAlAs [34, 38].

La plupart des techniques in-situ et ex-situ que l'on vient de citer permettent d'obtenir des temps de recouvrement suffisamment courts pour pouvoir traiter des débits d'au moins 40 Gbits/s. Malheureusement, ces techniques en dégradant la qualité des puits quantiques vont aussi dégrader l'absorption excitonique et donc diminuer la non-linéarité d'absorption. Une autre conséquence non-négligeable de la réduction du temps de recouvrement est de fortement augmenter l'intensité nécessaire à la saturation de l'absorption car celle-ci est inversement proportionnelle à τ (cf. Eq. (2.10) page 46).

II – Microcavité Fabry–Perot en réflexion

A – Pourquoi utiliser une microcavité en réflexion ?

1 – Diminution de la puissance de commutation

A notre connaissance, aucune étude portant sur la puissance de saturation de puits quantiques avec des signaux à très haut taux de répétition ($> \text{GHz}$) n'a été publiée à ce jour. Cependant, on peut essayer d'estimer grossièrement une valeur limite inférieure de cette puissance moyenne de saturation P_{sat} (ainsi que celle de la fluence de saturation F_{sat}) à partir de l'Eq. (2.10), page 46. Un paramètre important pour évaluer P_{sat} est la densité de porteurs à la transparence N_t . Dans la physique des lasers, ce paramètre est très étudié car il détermine la frontière entre gain et pertes. Dans le cas des puits quantiques sur substrat InP, les valeurs de N_t communément utilisées dans la littérature pour modéliser cet effet laser tournent autour de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (à température ambiante) [39, 40]. Une estimation de P_{sat} (F_{sat}) donne alors une valeur limite inférieure d'environ 700 mW ($35 \mu\text{J}/\text{cm}^2$), soit $28,5 \text{ dBm}^1$ pour un fonctionnement à 40 Gbits/s (avec $\alpha_0 = 7500 \text{ cm}^{-1}$, $\tau = 12 \text{ ps}$ et un diamètre de spot de $5 \mu\text{m}$). En utilisant cette valeur avec la loi de saturation à deux niveaux [cf. l'Eq. (2.12)], on peut en déduire que la puissance minimale nécessaire pour diviser par 10 l'absorption initiale α_0 d'un puits quantique est alors de 6 W, soit 38 dBm. Bien que cette puissance corresponde à la puissance des impulsions et non à la puissance moyenne du signal en ligne, divers facteurs que l'on détaillera dans la suite de ce mémoire font que la puissance moyenne incidente à fournir au composant pour obtenir la même diminution de α est équivalente. Cette estimation montre que l'utilisation telle quelle de ces puits quantiques nécessiterait une puissance moyenne d'utilisation par canal d'au minimum 38 dBm, ce qui est largement supérieur aux puissances émises par les amplificateurs optiques couramment utilisés. De plus, l'utilisation de puissances si élevées aggraverait très fortement les effets non-linéaires dus à la propagation. Il est donc primordial de fortement diminuer la puissance nécessaire pour saturer l'absorption de ces QW.

La diminution de la puissance de saturation peut s'obtenir par deux moyens : soit en diminuant le diamètre de la tache de focalisation du faisceau incident, soit en augmentant l'interaction onde-matière. Toutefois, la taille de focalisation ne peut être guère réduite car elle deviendrait comparable à la longueur d'onde de travail et des phénomènes de diffraction apparaîtraient [41] avec pour principale conséquence une augmentation de la puissance apparente de saturation. L'augmentation de l'interaction lumière-matière est donc la solution que nous avons retenue. Ceci peut s'obtenir, comme pour les lasers, par l'utilisation d'une cavité optique du type Fabry–Perot. En effet, les multiples aller-retour de l'onde dans la microcavité contenant les absorbants saturables vont permettre de renforcer cette interaction et ainsi d'exalter les effets non-linéaires comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre.

2 – Meilleure évacuation thermique

Une cavité Fabry–Perot peut fonctionner aussi bien en réflexion qu'en transmission. Cependant, pour minimiser les effets thermiques qui ne sont plus négligeables lorsque l'on travaille à très hauts débits, il est beaucoup plus efficace de travailler en réflexion. Comme

1. $P_{(\text{dBm})} = 10 \times \log(P_{(\text{mW})})$.

toute la puissance optique absorbée par les puits quantiques est transmise au matériau directement sous forme de chaleur, il est important de rapidement l'évacuer afin d'éviter une variation trop importante de la température et donc indirectement une variation des paramètres thermo-dépendants comme l'énergie du gap et l'indice de réfraction. On peut donc aisément deviner que l'utilisation de la cavité en transmission freinera l'évacuation thermique à cause de la très faible conductivité thermique de l'air présent en entrée et en sortie du composant. Par contre, l'utilisation en réflexion permet de placer des matériaux beaucoup plus conducteurs que l'air en contact direct avec la face arrière de la microcavité Fabry–Perot et donc d'obtenir une meilleure évacuation thermique.

3 – Augmentation du contraste de commutation

Un autre important avantage apporté par la cavité Fabry–Perot en réflexion est de pouvoir fortement augmenter le contraste de commutation du composant. Un composant constitué uniquement de puits quantiques hors-cavité nécessiterait un nombre très important de puits pour obtenir un contraste de commutation satisfaisant (un contraste de seulement 3 dB nécessiterait au moins 70 puits). Par contre, avec une cavité Fabry–Perot en réflexion et un choix judicieux des différents paramètres de cette microcavité (choix que nous expliciterons plus moins), on peut théoriquement obtenir un contraste de commutation infini, même avec un seul puits quantique. En pratique, il est bien évidemment impossible d'obtenir un tel contraste, mais des contrastes de commutation de l'ordre de la dizaine de dB restent facilement accessible et sont de plus largement suffisant pour permettre un fonctionnement efficace du composant.

A l'heure actuelle, toutes les recherches portant sur des portes optiques à base d'absorbants saturables à semiconducteur utilisent une architecture du type microcavité Fabry–Perot en réflexion pour les diverses raisons que l'on vient de citer [28, 42–48]. Il en est de même pour le seul composant AS commercialisé à ce jour pour l'amélioration du taux d'extinction de sources à hauts débits par l'entreprise BATOP [49].

B – Principales caractéristiques d'une microcavité Fabry–Perot

Une théorie complète de l'interféromètre de Fabry–Perot peut être trouvée dans cette référence [50]. Nous nous contenterons ici d'évoquer les principales propriétés optiques nécessaires pour une bonne compréhension de ce mémoire de thèse. Une microcavité Fabry–Perot est formée de deux miroirs parallèles, séparés par un milieu de longueur L_{FP} et d'absorption α . Lorsque les deux miroirs présentent des réflectivités différentes la cavité est dite asymétrique. La figure 31 montre le schéma d'une telle cavité.

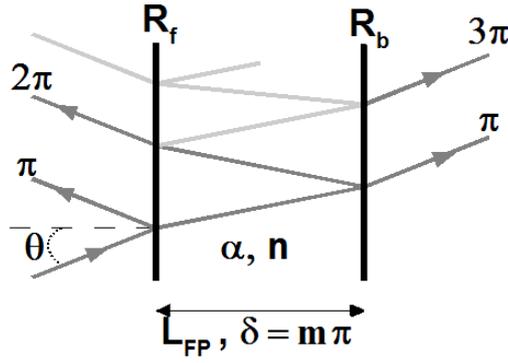


Fig. 31 – Schéma d'une microcavité Fabry–Perot formée de deux miroirs de réflectivité R_f et R_b , séparant un milieu de largeur L_{FP} , d'absorption α et d'indice de réfraction n . θ est l'angle d'incidence et δ le déphasage dans la cavité.

En incidence normale ($\theta = 0$), la réflectivité R d'une cavité Fabry–Perot est indépendante de la polarisation du faisceau incident et est donnée par la relation suivante [51]

$$R = \frac{(\sqrt{R_{ba}} - \sqrt{R_f})^2 + 4\sqrt{R_f R_{ba}} \sin^2(\delta)}{(1 - \sqrt{R_f R_{ba}})^2 + 4\sqrt{R_f R_{ba}} \sin^2(\delta)}, \quad (2.16)$$

$$\text{avec} \quad \delta = \frac{2n\pi L_{FP}}{\lambda} + \delta_{\text{miroirs}}, \quad (2.17)$$

$$\text{et} \quad R_{ba} = R_b e^{-2\alpha L_{FP}}. \quad (2.18)$$

R_b et R_f sont respectivement les réflectivités du miroir arrière et avant, L_{FP} est la largeur de la cavité, δ le déphasage introduit par la microcavité et δ_{miroirs} le déphasage introduit par les miroirs. α et n sont respectivement l'absorption et l'indice de réfraction dans la cavité. Lorsque le déphasage dans la cavité est égal à un multiple de π , toutes les ondes transmises sont en phase et toutes les ondes réfléchies après au moins un aller-retour dans la cavité sont en opposition de phase avec la composante directement réfléchie par le miroir avant. On a donc un maximum de transmission et un minimum de réflexion pour les longueurs d'onde correspondant à ce déphasage de $m\pi$ (m entier). Ces longueurs d'onde sont appelées longueurs d'onde de résonance λ_{res}^m de la cavité et sont données par l'équation suivante (avec $\delta_{\text{miroirs}} = 0$)

$$\lambda_{res}^m = \frac{2n L_{FP}}{m}, \quad (2.19)$$

où m est l'ordre de la résonance.

Le cas particulier d'un minimum de réflectivité égal à zéro est appelé adaptation d'impédance. Celle-ci est obtenue lorsque la condition d'adaptation d'impédance est satisfaite, c'est à dire lorsque

$$R_f = R_b e^{-2\alpha L_{FP}}. \quad (2.20)$$

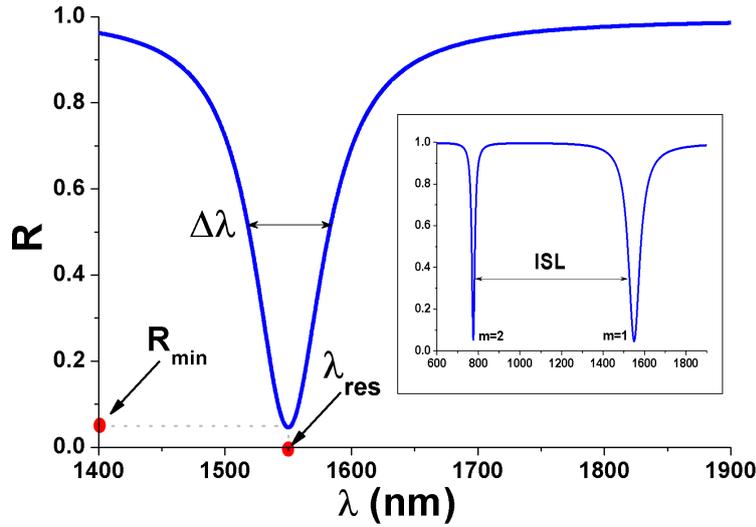


Fig. 32 – Spectres de réflexion typiques d'une microcavité Fabry-Perot. λ_{res} est la longueur d'onde de résonance, R_{min} le minimum de réflectivité de la résonance, $\Delta\lambda$ la largeur de la résonance et ISL l'intervalle spectral libre.

Un spectre de réflexion typique d'une microcavité Fabry-Perot est représenté sur la figure 32. Il est formé par une série de minimum correspondant aux différents ordres de résonance. Les principales caractéristiques pour une longueur d'onde de résonance λ_{res}^m donnée sont le minimum de réflexion R_{min} , la largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ et l'intervalle spectral libre (ISL) qui correspond à l'écart spectral entre deux résonances successives. La largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ du pic associé à λ_{res}^m est donnée par cette équation

$$\Delta\lambda = \frac{(1 - \sqrt{R_f R_{ba}}) (\lambda_{res}^m)^2}{2\pi L_{op} (\sqrt{R_f R_{ba}})^{\frac{1}{2}}}, \quad (2.21)$$

$$\text{avec } L_{op} = n L_{FP}.$$

Bien qu'en réalité $\Delta\lambda$ soit déterminée à partir du maximum de transmission (la largeur à mi-hauteur d'un pic de réflexion est difficile à définir rigoureusement), la largeur du pic de réflexion va suivre la même tendance, à savoir qu'elle augmente si l'épaisseur optique (L_{op}) diminue. L'intervalle spectral libre dépend de l'ordre de la résonance utilisée et est obtenu suivant l'équation

$$ISL = \lambda_{res}^m - \lambda_{res}^{m+1} = \frac{\lambda_{res}^m}{m+1}. \quad (2.22)$$

A partir du rapport entre les équations (2.22) et (2.21) on peut définir une grandeur caractéristique des cavités Fabry-Perot, appelée finesse f

$$f = \frac{ISL}{\Delta\lambda} = \pi \frac{(\sqrt{R_f R_{ba}})^{\frac{1}{2}}}{(1 - \sqrt{R_f R_{ba}})}. \quad (2.23)$$

Cette grandeur est usuellement décrite comme étant représentative du nombre d'aller-retour de la lumière dans la cavité et donc de l'exaltation des interactions onde-matière. Ce paramètre est souvent utilisé pour comparer différentes microcavités entre-elles.

Désormais et sauf mention contraire, nous nous placerons toujours à la longueur d’onde de résonance dans la suite de ce mémoire de thèse.

C – Microcavité avec des absorbants saturables

1 – Fonction de transfert

L’utilisation de la saturation de l’absorption va permettre de moduler la réflectivité de la microcavité en fonction de l’intensité incidente. A partir de la loi de saturation de l’absorption à deux niveaux (cf. Eq. (2.12) page 46) et de l’Eq. (2.16) donnant la réflectivité d’une microcavité Fabry–Perot à incidence normale, on peut calculer une fonction de transfert typique – dans notre cas la réflectivité en fonction de l’intensité moyenne au niveau des puits ($R = f[I_{qw}]$) – de notre composant AS (et pour une longueur d’onde proche de la résonance).

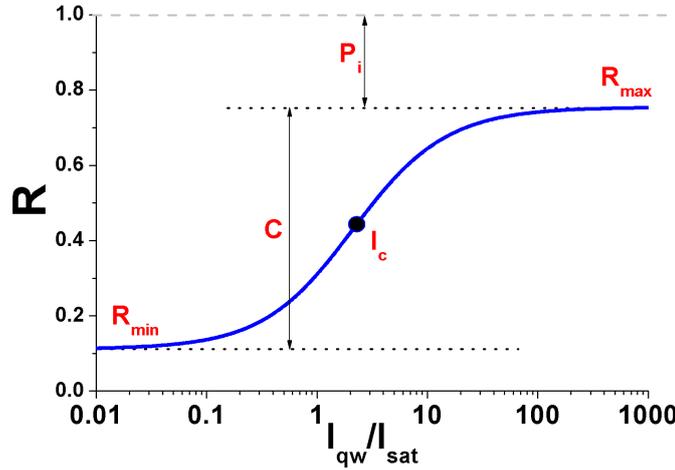


Fig. 33 – Fonction de transfert typique d’une microcavité Fabry–Perot contenant des absorbants saturables et utilisée en réflexion. L’intensité moyenne au niveau des puits I_{qw} est normalisée à l’intensité de saturation de l’absorption I_{sat} . R_{min} et R_{max} sont respectivement le minimum et le maximum de réflectivité, C et P_i sont respectivement le contraste et les pertes d’insertion, et I_c est l’intensité de commutation.

La figure 33 montre une fonction de transfert caractéristique du composant AS. Elle permet de déterminer les principaux paramètres caractéristiques du composant :

- R_{min} et R_{max} sont respectivement le minimum et le maximum de réflexion de la fonction de transfert. R_{min} correspond à la réflectivité de l’état bloquant ($\alpha = \alpha_0$) et R_{max} à celle de l’état passant ($\alpha = 0$). Ces deux paramètres peuvent être déterminés à partir de ces deux équations

$$R_{min} = R[\alpha = \alpha_0], \quad (2.24)$$

$$R_{max} = R[\alpha = 0]. \quad (2.25)$$

- C est défini comme étant le contraste de commutation du composant. Il correspond au maximum d’amélioration du taux d’extinction que pourra apporter un composant AS au

signal optique traité. Il se détermine suivant cette équation

$$C = 10 \times \log \left(\frac{R_{max}}{R_{min}} \right). \quad (2.26)$$

Le contraste est maximal à la longueur d'onde de résonance puis diminue au fur et à mesure que l'on s'en éloigne.

- P_i est défini comme étant les pertes d'insertion du composant. Ce paramètre correspond au minimum de pertes d'insertion que pourra atteindre un composant AS à une longueur d'onde donnée. P_i se détermine à partir de R_{max} selon

$$P_i = 10 \times \log \left(\frac{1}{R_{max}} \right). \quad (2.27)$$

Les pertes d'insertion sont maximales à la longueur d'onde de résonance puis diminuent au fur et à mesure que l'on s'en éloigne.

- I_c est l'intensité de commutation du composant AS et correspond au point d'inflexion de la fonction de transfert, c'est à dire au point où la dérivée seconde s'annule. I_c est aussi égale à l'intensité pour laquelle on obtient une réflectivité égale à la moyenne de $R_{min} + R_{max}$, c'est à dire lorsque

$$R[I_c] = \frac{R_{min} + R_{max}}{2}. \quad (2.28)$$

On peut constater que l'intensité de commutation est plus grande (d'environ un facteur 2,5) que l'intensité de saturation de l'absorption des puits quantiques, à cause de la variation non-linéaire de R avec α [cf. Eq. (2.16)]. Cela signifie que la variation de la réflectivité est d'autant plus importante que l'absorption est faible. En d'autre terme, pour obtenir une grande variation de la réflectivité, il est nécessaire de fournir une énergie plus importante que l'énergie de saturation. En réalité, seule l'intensité incidente I_{in} sur la microcavité nous intéresse, car c'est celle que l'on doit fournir au composant. Or celle-ci est forcément inférieure à I_{QW} grâce à l'exaltation du champ intra-cavité. Le rapport I_{QW}/I_{in} dépend de la structure du composant AS et peut atteindre des valeurs de plusieurs dizaines d'unité comme nous le verrons par la suite. On mesurera donc en réalité une intensité de commutation apparente. Pour des raisons de simplification, nous définirons désormais pour la suite de ce mémoire de thèse, l'intensité de commutation apparente comme étant l'intensité de commutation I_c du composant.

Remarque : pour que l'on puisse effectivement profiter de l'effet de cavité pour obtenir une diminution de la puissance de commutation du composant, il est impératif que le rapport I_{QW}/I_{in} soit plus important que le rapport I_{QW}/I_{sat} .

2 – Temps de réponse

Le temps de relaxation τ des porteurs va induire un temps de réponse τ_{cav} du composant. Si on suppose que ce temps suit une loi mono-exponentielle décroissante (avec une constante de temps τ), alors le recouvrement de l'absorption après sa saturation est donné par l'équation suivante

$$\alpha[t] = \alpha_0 \left(1 - \Gamma[t] e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (2.29)$$

avec $\Gamma[t]$ la fonction d'Heaviside. En combinant les équations (2.29) et (2.16), on peut finalement obtenir la réponse temporelle du composant. Le graphe de la figure 34 montre la variation temporelle de la réflectivité du composant AS lors du recouvrement de l'absorption. Le temps de réponse τ_{cav} du composant est alors déterminé à $1/e$ (soit 37 %) de la valeur maximale.

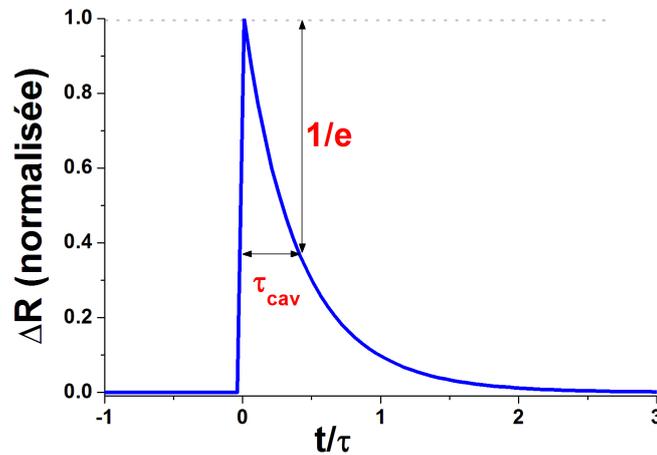


Fig. 34 – Réponse temporelle normalisée caractéristique du composant AS. τ_{cav} est le temps de réponse du composant AS déterminé à $1/e$ du maximum de la variation de réflectivité.

On peut constater que le temps de réponse τ_{cav} du composant est plus court que le temps de recouvrement τ des porteurs. Cela signifie qu'une variation donnée de l'absorption va induire une plus grande variation de réflectivité du composant. Le rapport τ_{cav}/τ dépend de la structure de la microcavité.

III – Conclusion

L'absorption d'un matériau semiconducteur a la particularité de diminuer lorsque l'on augmente l'intensité du signal optique incident. Ce phénomène non-linéaire est encore plus prononcé dans les puits quantiques grâce à l'exaltation des propriétés excitoniques due au confinement des porteurs. Bien que la dynamique de la saturation de l'absorption soit extrêmement lente face aux débits que l'on envisage de traiter, il existe plusieurs techniques permettant de réduire le temps de relaxation des porteurs de quelques dizaines de nanosecondes à des temps aussi court que la picoseconde. En contre-partie, ces techniques basées sur la création de centres de recombinaison non-radiatifs altèrent la non-linéarité d'absorption et augmentent de manière proportionnelle l'intensité de saturation.

L'utilisation de puits quantiques pour la régénération de signaux optiques est une approche très intéressante car complètement passive, mais utilisés seuls ils présentent deux gros inconvénients. 1) ils nécessitent une importante puissance de fonctionnement à très hauts-débits (l'énergie de saturation est supérieure à 28 dBm à 40 Gbit/s) et 2) à cause de leur fonctionnement en transmission, ils présentent une très mauvaise évacuation thermique pouvant rapidement provoquer de médiocres performances. Pour résoudre ces problèmes, la solution la plus simple et la plus efficace est d'insérer les puits quantiques dans une microcavité Fabry–Perot. Celle-ci permet grâce à l'exaltation du champ électromagnétique intracavité de fortement diminuer l'intensité apparente de saturation des puits. De plus, l'utilisation en réflexion de cette microcavité permet de fortement améliorer l'évacuation de la chaleur produite par les puits quantiques, grâce à l'utilisation au niveau de la face arrière de la cavité de matériaux à forte conductance thermique. Enfin, la cavité Fabry–Perot permet aussi d'exalter les effets non-linéaires et d'obtenir ainsi un contraste de commutation beaucoup plus important, ce qui est essentiel pour obtenir une bonne amélioration du taux d'extinction des signaux traités. Le tableau ci-dessous récapitule les principaux problèmes liés à l'utilisation de puits quantiques pour la régénération tout-optique et les solutions que nous avons retenues pour la réalisation du composant AS.

Tab. 2 – Principaux problèmes et solutions retenues pour la réalisation d'un composant à base d'absorbants saturables pour la régénération tout-optique.

Problèmes posés	solutions retenues
puissance de fonctionnement faible	puits quantiques + cavité Fabry–Perot
fort contraste de commutation	puits quantiques + cavité Fabry–Perot en réflexion
évacuation thermique élevée	fonctionnement en réflexion
indépendance à la polarisation	fonctionnement à incidence normale + puits et barrières avec atomes communs
temps de réponse court	création de défauts

Maintenant que les bases théoriques du fonctionnement du composant ont été présentées, nous allons exposer dans le chapitre suivant les méthodes de conception et de fabrication de notre composant à absorbants saturables.

Bibliographie

- [1] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices, second edition*. John Wiley & Sons, 1981.
- [2] D. S. Chemla and D. A. B. Miller, "Room-temperature excitonic nonlinear-optical effects in semiconductor quantum-well structures," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, no. 7, pp. 1155–1173, 1985.
- [3] I. Vurgaftmana, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys," *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 11, pp. 5815–5875, 2001.
- [4] M. D. Sturge, "Optical Absorption of Gallium Arsenide between 0.6 and 2.75 eV," *Phys. Rev.*, vol. 127, no. 3, pp. 768–773, 1962.
- [5] E. Zielinski, H. Schweizer, K. Streubel, H. Eisele, and G. Weimann, "Excitonic transitions and exciton damping processes in InGaAs/InP," *J. Appl. Phys.*, vol. 59, no. 6, pp. 2196–2204, 1986.
- [6] J. Singh, *Electronic and Optoelectronic properties of semiconductors*. Cambridge University Press, 2003.
- [7] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, D. J. Eilenberger, P. W. Smith, A. C. Gossars, and W. T. Tsang, "Large room-temperature optical nonlinearity in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs multiple quantum well structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 41, no. 8, pp. 679–681, 1982.
- [8] A. M. Fox, A. C. Maciel, M. G. Shorthose, J. F. Ryan, M. D. Scott, J. L. Davies, and J. R. Riffat, "Nonlinear excitonic optical absorption in GaInAs/InP quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, no. 1, pp. 30–32, 1987.
- [9] R. N. Zitter, "Saturated optical absorption through band filling in semiconductors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 14, no. 2, pp. 73–74, 1969.
- [10] H. A. Haus and Y. Silberberg, "Theory of mode locking of a laser diode with a multiple-quantum-well structure," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, no. 7, pp. 1237–1243, 1985.
- [11] T. Okunoa, Y. Masumoto, M. Ito, and H. Okamoto, "Large optical nonlinearity and fast response time in low-temperature grown GaAs/AlAs multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 1, pp. 58–60, 2000.
- [12] D. S. Chemla, D. A. B. Miller, P. W. Smith, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, "Room Temperature Excitonic Nonlinear Absorption and Refraction in GaAs/AlGaAs Multiple Quantum Well Structures," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 20, no. 3, pp. 265–275, 1984.
- [13] S. H. Park, J. F. Morhange, A. D. Jeffery, R. A. Morgan, A. Chavez-Pirson, H. M. Gibbs, S. W. Koch, N. Peyghambarian, M. Derstine, A. C. Gossard, J. H. English, and

- W. Weigmann, "Measurements of room-temperature band-gap-resonant optical nonlinearities of GaAs/AlGaAs multiple quantum wells and bulk GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 52, no. 15, pp. 1201–1203, 1988.
- [14] O. Krebs and P. Voisin, "Giant Optical Anisotropy of Semiconductor Heterostructures with No Common Atom and the Quantum-Confined Pockels Effect," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, no. 9, pp. 1829–1832, 1996.
- [15] E. Lugagne-Delpona, J. P. André, and P. Voisin, "Evidences of non-commutativity and non-transitivity of band discontinuities in InP-Al(In)As-Ga(In)As heterostructures," *Solid State Commun.*, vol. 86, no. 1, pp. 1–6, 1993.
- [16] D. L. Smith and C. Mailhiot, "Theory of semiconductor superlattice electronic structure," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 62, no. 1, pp. 173–234, 1990.
- [17] O. Krebs, W. Seidel, J. P. André, D. Bertho, C. Jouanin, and P. Voisin, "Investigations of giant "forbidden" optical anisotropy in GaInAs-InP quantum well structures," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 12, no. 7, pp. 938–942, 1997.
- [18] E. L. Cren, S. Lobo, S. Fève, and J. C. Simon, "Polarization sensitivity characterization under normal incidence of a multiple quantum wells saturable absorber nonlinear mirror as a function of the temperature of the chip," *Optics Communications*, vol. 254, pp. 96–103, 2005.
- [19] E. Burstein, "Anomalous Optical Absorption Limit in InSb," *Phys. Rev.*, vol. 93, pp. 632–633, 1954.
- [20] H. Haug and S. Schmitt-Rink, "Basic mechanisms of the optical nonlinearities of semiconductors near the band edge," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, no. 7, pp. 1135–1142, 1985.
- [21] D. A. B. Miller, C. T. Seaton, M. E. Prise, and S. D. Smith, "Band-Gap-Resonant Non-linear Refraction in III-V Semiconductors," *Phys. Rev.*, vol. 47, no. 3, pp. 197–200, 1981.
- [22] M. Kawase, E. Garmire, H. C. Lee, and P. D. Dapkus, "Single-Pulse Pump-Probe Measurement of Optical Nonlinear Properties in GaAs/AlGaAs Multiple Quantum Wells," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 4, pp. 981–988, 1994.
- [23] S. Gupta, J. F. Whitaker, , and G. A. Mourou, "Ultrafast Carrier Dynamics in III-V Semiconductors Grown by Molecular-Beam Epitaxy at Very Low Substrate Temperatures," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 10, pp. 2464–2472, 1992.
- [24] A. Chin, W. J. Chen, F. Ganikhanov, G. R. Lin, J. M. Shieh, and C. L. Pan, "Microstructure and subpicosecond photoresponse in GaAs grown by molecular beam epitaxy at very low temperatures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 3, pp. 397–399, 1996.
- [25] R. Takahashi, Y. Kawamura, T. Kagawa, and H. Iwamura, "Ultrafast 1.55 μm photoresponses in low-temperature-grown InGaAs/InAlAs quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 14, pp. 1790–1792, 1994.
- [26] T. Okunoa, Y. Masumoto, Y. Sakuma, Y. Hayasaki, and H. Okamoto, "Femtosecond response time in beryllium-doped low-temperature-grown GaAs/AlAs multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 6, pp. 764–766, 2001.
- [27] D. Söderström, S. Marcinkevičius, S. Karlsson, and S. Lourduoss, "Carrier trapping due to $\text{Fe}^{3+}/\text{Fe}^{2+}$ in epitaxial InP," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, no. 25, pp. 3374–3376, 1997.

- [28] M. Gicquel-Guézo, S. Loualiche, J. Even, C. Labbé, O. Dehaese, A. L. Corre, H. Folliot, and Y. Pellan, “290 fs switching time of Fe-doped quantum well saturable absorbers in a microcavity in 1.55 μm range,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 24, pp. 5926–5928, 2004.
- [29] L. Qian, S. D. Benjamin, P. W. E. Smith, B. J. Robinson, and D. A. Thompson, “Sub-picosecond carrier lifetime in beryllium-doped InGaAsP grown by He-plasma-assisted molecular beam epitaxy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 11, pp. 1513–1515, 1997.
- [30] S. Suomalainen, A. Vainionpää, O. Tengvall, T. Hakulinen, S. Karirinne, M. Guina, O. G. Okhotnikov, T. G. Euser, and W. L. Vos, “Long-wavelength fast semiconductor saturable absorber mirrors using metamorphic growth on GaAs substrates,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 12, p. 121106, 2005.
- [31] M. L. Dû, J. C. Harmand, K. Meunier, G. Patriarche, and J. L. Oudar, “Growth of $\text{GaN}_x\text{As}_{1-x}$ atomic monolayers and their insertion in the vicinity of GaInAs quantum wells,” *IEE Proc.-Optoelectron.*, vol. 151, no. 5, p. 254, 2004.
- [32] M. L. Dû, J. C. Harmand, , O. Mauguin, L. Largeau, L. Travers, and J. L. Oudar, “Quantum-well saturable absorber at 1.55 μm on GaAs substrate with a fast recombination rate,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p. 201110, 2006.
- [33] K. F. Lamprecht, S. Juen, L. Palmetshofer, and R. A. Höpfelbk, “Ultrashort carrier lifetimes in H^+ bombarded InP,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, no. 8, pp. 926–928, 1991.
- [34] J. Mangeney, H. Choumane, G. Patriarche, G. Leroux, G. Aubin, J. C. Harmand, and J. L. Oudar, “Comparison of light- and heavy-ion-irradiated quantum-wells for use as ultrafast saturable absorbers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 17, pp. 2722–2724, 2001.
- [35] 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, “Sub-picosecond wideband efficient saturable absorber created by high energy (200 MeV) irradiation of Au^+ ions into bulk GaAs,” *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 8, pp. 818–820, 1998.
- [36] E. Lugagne-Delpon, J. L. Oudar, N. Bouche, R. Raj, A. Shen, N. Stelmakh, and J. M. Lourtioz, “Ultrafast excitonic saturable absorption in ion-implanted InGaAs/InAlAs multiple quantum wells,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 7, pp. 759–761, 1998.
- [37] L. Joulaud, J. Mangeney, J. M. Lourtioz, , P. Crozat, and G. Patriarche, “Thermal stability of ion-irradiated InGaAs with (sub-)picosecond carrier lifetime,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 6, pp. 856–858, 2003.
- [38] J. C. Oudar, G. Aubin, J. Mangeney, S. Loualiche, J. C. Simon, A. Shen, and O. Leclerc, “Ultra-fast quantum-well saturable absorber devices and their application to all-optical regeneration of telecommunication optical signals,” *Annals of telecommunications*, vol. 58, no. 11/12, pp. 1667–1707, 2003.
- [39] J. W. Pan and J. I. Chyi, “Theoretical Study of the Temperature Dependence of 1.3 μm AlGaInAs-InP Multiple-Quantum-Well Lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 32, no. 12, pp. 2133–2138, 1996.
- [40] J. Y. Law and G. P. Agrawal, “Effects of Optical Feedback on Static and Dynamic Characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers,” *J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, no. 2, pp. 353–358, 1997.
- [41] U. Olin, “Model for optical bistability in GaAs/AlGaAs Fabry–Perot etalons including diffraction, carrier diffusion, and heat conduction,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 7, no. 1, pp. 35–42, 1990.

- [42] A. Hirano, H. T. Tsuda, K. Hagimoto, R. Takahashi, Y. Kawamura, and H. Iwamura, "10 ps Pulse All-Optical Discrimination Using a High-Speed Saturable Absorber Optical Gate," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 9, p. 736, 1995.
- [43] M. Whitehead and G. Parry, "High-contrast reflection modulation at normal incidence in asymmetric multiple quantum well Fabry–Perot structure," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 9, pp. 566–568, 1989.
- [44] M. Pantouvaki, M. J. Fice, R. Feced, E. P. Burr, R. Gwilliam, A. B. Krysa, J. S. Roberts, and A. J. Seeds, "10 Gb/s All-Optical 2 R Regeneration Using an MQW Fabry–Perot Saturable Absorber and a Nonlinear Fiber," *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 16, no. 2, pp. 617–619, 2004.
- [45] R. Takahashi, Y. Kawamura, and H. Iwamura, "Ultrafast 1.55 μm all-optical switching using low-temperature-grown multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 2, pp. 153–155, 1996.
- [46] C. Porzi, A. Isomäki, M. Guina, and O. G. Okhotnikov, "Impedance-Detuned High-Contrast Vertical Cavity Semiconductor Switch," in *OFC'2005*, (Anaheim, USA), 2005.
- [47] J. Mangeney, J. L. Oudar, J. C. Harmand, C. Mériadec, G. Patriarche, G. Aubin, N. Stelmakh, and J. M. Lourtioz, "Ultrafast saturable absorption at 1.55 μm in heavy-ion-irradiated quantum-well vertical cavity," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 11, pp. 1371–1373, 2000.
- [48] A. Isomäki, A. M. Vainionpää, J. Lyytikäinen, and O. G. Okhotnikov, "Semiconductor Mirror for Optical Noise Suppression and Dynamic Dispersion Compensation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 39, no. 11, pp. 1481–1485, 2003.
- [49] www.batop.de.
- [50] J. M. Vaughan, *The Fabry–Perot Interferometer*. IOP Publishing Ltd, 1989.
- [51] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. Pergamon Press, 6th edition, 1980.

Chapitre 3

Conception et fabrication du composant

Les performances d'un composant dépendent avant tout de sa conception. Il est donc primordial de pouvoir définir tous les éléments qui constitueront le composant final dans le but de les optimiser, mais aussi d'en connaître les limites. Cette optimisation est le plus souvent réalisée à l'aide d'outils de simulation numérique qui permettent de valider ou non les différents choix retenus. Une autre étape tout aussi importante pour le bon fonctionnement d'un composant est celle de sa fabrication. En effet, dans le cas de notre composant à absorbants saturables, les phénomènes physiques mis en jeu nécessitent de contrôler parfaitement les propriétés optiques et thermiques des différents matériaux utilisés. Cette obligation impose donc d'avoir une bonne connaissance de ces matériaux ainsi que l'utilisation d'outils très spécialisés permettant de les manipuler et d'en contrôler les propriétés physiques.

Dans la première partie de ce chapitre nous présenterons d'abord les performances requises pour un fonctionnement optimal du composant dans des conditions réelles d'utilisation. Puis, à l'aide de ce cahier des charges, différentes voies d'optimisation seront proposées et étudiées pour la conception du composant. Nous donneront ensuite, dans la deuxième partie de ce chapitre, une description détaillée de chaque élément constituant notre composant, et à partir des différents matériaux à notre disposition, plusieurs structures seront proposées afin d'étudier les différentes possibilités d'optimisations. Des résultats de simulations numériques des réponses optiques linéaires et thermiques de ces structures seront aussi données et comparées. Enfin, les différentes étapes de fabrication permettant d'obtenir un composant fonctionnel seront présentées et détaillées à la fin de ce chapitre.

I – Cahier des charges du composant

A – Caractéristiques recherchées

Pour que le composant que l'on cherche à réaliser puisse déboucher sur une utilisation commerciale, il doit impérativement présenter un faible coût économique par rapport aux techniques concurrentes, mais aussi un minimum de caractéristiques techniques essentielles pour réaliser efficacement l'objectif visé, à savoir la remise en forme de signaux optiques dégradés.

Grâce à sa simplicité d'utilisation et à son fonctionnement totalement passif, le composant AS présente un coût d'utilisation potentiellement faible. De plus, comme on le verra au cours de ce chapitre, sa fabrication nécessite peu d'étapes et utilise des technologies bien maîtrisées dans l'industrie des semiconducteurs, d'où un coût de fabrication beaucoup plus faible que les dispositifs à semiconducteurs concurrents. Le composant AS devrait donc satisfaire les exigences économiques de l'utilisateur final. Les caractéristiques du composant final sont, quand à elles, imposées par les conditions réelles d'utilisation, qui sont souvent très différentes des conditions expérimentales rencontrées dans les laboratoires de recherche. Grâce à notre collaboration avec l'entreprise ALCATEL dans le cadre des projets ASTERIX [1] et OPSAVE, nous avons pu définir les performances que le composant AS devrait atteindre pour un fonctionnement efficace en condition d'utilisation réelle. Ces caractéristiques techniques sont présentées dans le tableau 3.

Tab. 3 – Caractéristiques techniques idéales du composant AS, définies dans le cadre du projet RNRT-ASTERIX, pour un fonctionnement efficace dans des conditions réelles d'utilisation.

Paramètres du composant AS	Valeur typique	Unité	Commentaires
nombre de longueurs d'onde traitées	≥ 16		
débit de base par canal	43	Gbits/s	
diamètre du spot	3 - 5	μm	
séparation spatiale	50 - 125	μm	
bande passante ¹	≥ 12	nm	
taux d'extinction entre spots ²	> 15	dB	
dépendance à la polarisation	$< 0,5$	dB	
temps de réponse	≤ 6	ps	à 1/e
contraste mesuré	3 - 5	dB	à 43 Gbits/s
puissance moyenne d'utilisation par canal	≤ 6	dBm	
pertes d'insertion par canal	< 5	dB	

Les paramètres concernant la séparation spatiale entre chaque canal et la taille du spot sur la puce sont en fait imposés par le module dans lequel le composant AS sera inséré. Comme la saturation de l'absorption du composant est spectralement homogène, il est nécessaire de

1. Cf. définition page 68.

2. Cf. définition page 15.

séparer spatialement chaque longueur d'onde sur le composant AS afin d'éviter toute interaction entre elles. La figure 35 montre schématiquement le principe d'utilisation du composant AS en configuration WDM à l'aide du module. Ce module contenant le composant AS sera donc chargé de démultiplexer spatialement chaque canal à l'entrée du composant, de focaliser chaque faisceau sur le composant, de récupérer le signal traité et enfin de le remultiplexer dans la fibre optique. Un tel module fait l'objet d'études de la part de la start-up Yenista Optics [2] dans le cadre du projet ASTERIX.

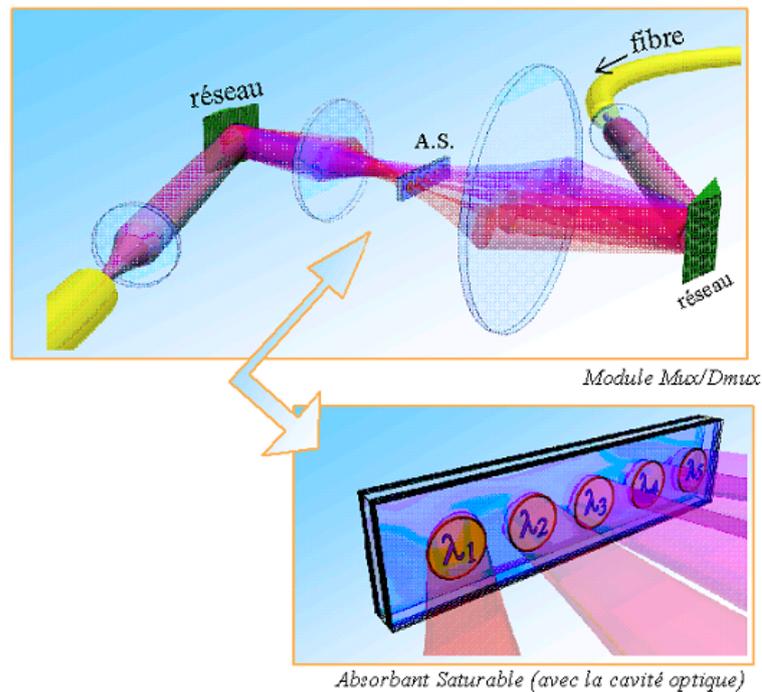


Fig. 35 – Principe d'utilisation du composant AS dans un environnement WDM. Chaque longueur d'onde est démultiplexée spatialement grâce à un réseau puis focalisée sur le composant. Les longueurs d'onde sont traitées individuellement par l'absorbant saturable, puis elles sont remultiplexées dans la fibre optique.

B – Conséquences pour la conception du composant

A partir des paramètres fixés dans le tableau 3 et des différentes propriétés d'une micro-cavité Fabry-Perot contenant des absorbants saturables, on peut déjà en déduire quelques lignes directrices qui nous serviront pour la conception et la fabrication d'un composant optimal.

- Diminution du temps de réponse

Le débit du signal à traiter va imposer le temps de réponse maximum du composant. On a pu voir à la page 21, que le composant doit présenter, au maximum, un temps de réponse quatre fois inférieur au temps bit, soit 6 ps à 40 Gbits/s. Le temps de recouvrement d'un puits quantique classique étant 1 000 fois plus grand, il est nécessaire d'utiliser une des techniques exposées au chapitre 2 (section I.C) pour atteindre le temps de réponse désiré. Pour des raisons à la fois techniques et historiques, nous avons opté pour l'irradiation aux ions lourds. Cette technique est étudiée depuis de nombreuses années à l'IEF et au LPN (anciennement

CNET-Bagneux), et est très bien maîtrisée. Outre ce savoir-faire, cette technique permet d’obtenir précisément des temps de réponse de quelques dizaines de picoseconde à des temps inférieurs à la picoseconde, en modifiant seulement la dose d’irradiation. De plus, comme cette technique est utilisée après la croissance des couches semiconductrices (méthode ex-situ), elle permet d’obtenir des composants ayant différents temps de réponse à partir d’une seule et même plaque de croissance, ce qui n’est pas le cas pour les méthodes utilisant le dopage ou la croissance basse température, d’où une plus grande flexibilité pour mener nos recherches. Enfin, l’implanteur ionique étant situé sur le campus de l’université d’Orsay, nous y avons accès facilement et très rapidement.

- Puissance de fonctionnement faible

Un fonctionnement du composant AS avec des puissances en ligne de quelques dBm implique une puissance de commutation au plus du même ordre de grandeur. Nous avons montré au chapitre précédent que l’utilisation d’une cavité Fabry–Perot permet de diminuer cette puissance grâce à l’exaltation du champ optique intra-cavité. Comme nous le montrerons dans le chapitre suivant, cette diminution est d’autant plus importante que la finesse de la cavité est grande. Cela peut facilement s’interpréter par le lien entre la finesse et les interactions onde-matière. Plus la finesse est grande et plus ces interactions sont importantes, ce qui a pour conséquence immédiate une diminution de la puissance de commutation. L’équation (2.23) page 56 montre que pour augmenter la finesse il est nécessaire de faire tendre R_{ba} vers 1 (R_f doit impérativement être inférieur à 1 pour permettre au faisceau optique de rentrer dans la cavité). Cela signifie que pour diminuer la puissance de commutation il faut que R_b soit proche de 1 et que l’absorption soit faible [cf. Eq. (2.18)], c’est à dire que le composant doit contenir un faible nombre de puits quantiques. Ces deux conditions sont démontrées sur la figure 36.a où l’on voit la finesse augmenter avec la diminution du nombre de puits et l’augmentation de R_b .

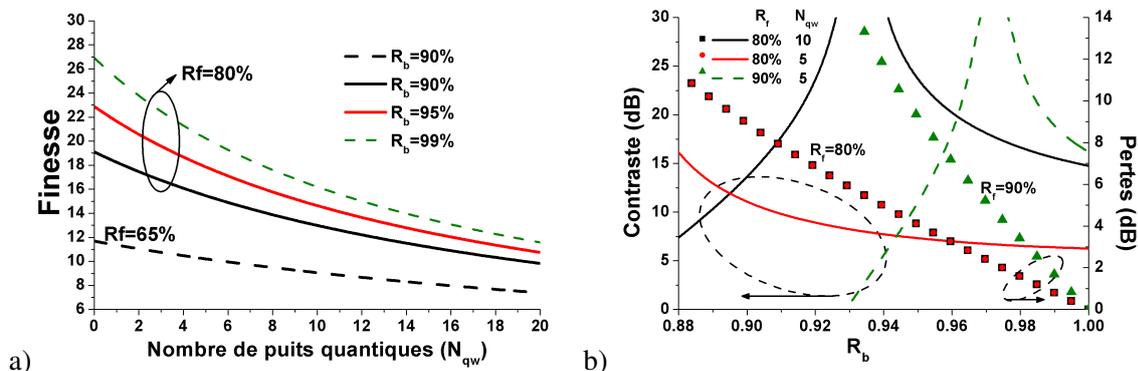


Fig. 36 – a) Finesse d’une microcavité Fabry–Perot en fonction du nombre de puits quantiques et pour plusieurs valeurs de R_b et R_f . b) Evolutions du contraste (courbes) et des pertes d’insertion (symboles) d’une cavité en fonction de la réflectivité du miroir arrière et pour plusieurs valeurs de N_{qw} et de R_f .

- Large bande passante

La bande passante du composant est définie comme la largeur spectrale permettant d’obtenir une amélioration du taux de contraste suffisante (ici de 3 à 5 dB). Plus cette bande passante sera large et plus grand sera le nombre de longueurs d’onde que le composant pourra traiter en parallèle. Pour obtenir une grande bande passante il est donc nécessaire que la microcavité Fabry–Perot présente une large résonance de cavité. Or, d’après l’équation (2.21) page 56,

la résonance est d'autant plus large que l'épaisseur optique L_{op} de la microcavité est faible. Cela implique que les composants doivent avoir un L_{op} aussi faible que possible. Cependant, l'augmentation de la largeur de la résonance se fait au détriment de la finesse [cf. Eq. (2.23) page 56] et donc entraîne une augmentation de la puissance de commutation. Un compromis est donc nécessaire entre la bande passante du composant et sa puissance de commutation.

- Amélioration du taux d'extinction

L'amélioration du taux d'extinction va dépendre à la fois du signal incident (puissance moyenne et taux d'extinction initial) et du composant (puissance de commutation et contraste). Afin d'obtenir une amélioration du taux d'extinction suffisante sur une large bande spectrale, le contraste maximal du composant AS doit être supérieur à 5 dB. Pour satisfaire cette condition, un bon compromis est d'avoir un R_{min} de l'ordre de quelques %. Il faut cependant éviter une trop importante amélioration du taux d'extinction, car ceci entraînerait une compression des impulsions (à cause de la suppression des « ailes » des impulsions [3]) néfaste à la propagation du signal. Il faut donc éviter de fonctionner trop près de l'adaptation d'impédance. La figure 36.b montre la variation du contraste en fonction des paramètres N_{qw} , R_f et R_b .

- Faibles pertes d'insertion

Les pertes d'insertion, définies comme le rapport entre la puissance moyenne de sortie et la puissance moyenne d'entrée, doivent être aussi faibles que possible afin de limiter l'utilisation de l'amplification, générateur de bruit optique. Cela signifie que la microcavité doit présenter une réflexion dans l'état passant aussi proche de 100 % que possible. Ceci est possible lorsque R_{max} tend vers 1 [cf. Eq. (2.27)]. Pour y parvenir, deux solutions sont envisageables, soit $R_f=1$ ou soit $R_b=1$. Si $R_f=1$, le faisceau ne pourra pas rentrer dans la cavité optique, et donc aucun effet d'absorption non-linéaire ne sera possible. Par conséquent, on en déduit que pour minimiser les pertes d'insertion, il est nécessaire d'avoir un miroir arrière avec une réflectivité aussi proche de 1 que possible, comme il est montré sur la figure 36.b. On peut noter que des pertes d'insertion nulles sont impossibles à obtenir ne serait-ce qu'à cause de l'absorption non-saturable des puits quantiques.

- Amélioration de la dissipation thermique

Comme on le verra dans la suite de ce chapitre, la quasi totalité de la chaleur est produite au niveau de la couche active, c'est à dire par les puits quantiques. Pour que cette chaleur puisse rapidement s'évacuer, il est nécessaire d'avoir un composant ayant une résistance thermique (R_{th}) faible. La principale voie d'évacuation de la chaleur étant la face arrière du composant, c'est à dire via le miroir arrière et le substrat hôte, il est donc important d'utiliser des matériaux de bonne conductivité thermique. En conséquence, outre la nécessité d'avoir une haute réflectivité, le miroir arrière devra aussi présenter une bonne conductivité thermique.

- Insensibilité à la polarisation

Afin d'éviter tout dichroïsme d'absorption, il est nécessaire de privilégier les puits quantiques ayant des atomes communs tel que InGaAs/InAlAs (cf. page 48). Enfin, l'utilisation du composant à incidence normale permet d'obtenir une réflectivité indépendante de la polarisation du signal.

Le tableau 4 récapitule les différents axes de recherche envisagés dans le but d'optimiser le fonctionnement du composant AS.

Tab. 4 – Solutions retenues pour l'optimisation du composant à absorbants saturables.

Optimisations	conséquences
L_{op} faible	BP ↗
$R_b \rightarrow 1$	$P_i \searrow$ et $P_{sat} \searrow$
$R_{min} \sim qq \%$	contraste mesuré adéquate
faible nombre de puits	$P_{sat} \searrow$ mais BP ↘
$R_{th} \searrow$	bonne dissipation thermique
irradiation ionique	$\tau \searrow$
QW avec atomes communs	dichroïsme d'absorption nul

II – Conception des structures

A – Outils de conception

Pour la conception de nos structures, nous nous sommes aidés de deux programmes informatiques réalisés par des chercheurs du Laboratoire de Photonique et Nanostructures. Le premier programme, appelé GREFLEC, nous a permis de simuler la réponse optique linéaire de nos structures. Le deuxième programme appelé THERMSIM nous a, quant à lui, permis de simuler la réponse thermique en régime stationnaire des différentes structures.

1 – GREFLEC

Nos structures étant constituées d'un empilement important de couches de différents matériaux et de différentes épaisseurs, il est indispensable de vérifier par simulation numérique la réponse spectrale de nos composants en régime linéaire (sous faible puissance d'excitation). Cette simulation nous permettra d'ajuster les différentes épaisseurs afin d'obtenir un fonctionnement aux longueurs d'onde désirées, mais aussi d'estimer la largeur de la résonance, le contraste de commutation et les pertes d'insertion d'une structure donnée.

Pour réaliser cette simulation, nous disposons d'un programme informatique développé par Robert Kuszelewicz, à l'époque chercheur au CNET de Bagneux, et dénommé GREFLEC. Ce programme est basé sur la méthode des matrices de transfert [4] (voir annexe A). Grâce à cette méthode matricielle, le programme GREFLEC permet de calculer la réponse spectrale linéaire (réflectivité et transmission) d'un empilement de couches. Il fournit également, à partir d'un calcul propagatif, les distributions de l'intensité I et de la phase ϕ intra-cavité. Le tableau 5 donne les entrées et les sorties du programme GREFLEC.

2 – THERMSIM

L'absorption d'une puissance donnée par la couche active va provoquer une élévation de la température de l'ensemble de la structure. Cet accroissement de la température va dépendre essentiellement du comportement thermique des matériaux utilisés pour réaliser la structure. Afin d'évaluer l'accroissement de température en fonction de la puissance absor-

Tab. 5 – Entrées et sorties du programme GREFLEC.

entrées	sorties
empilement des couches	$R(\lambda)$ et $T(\lambda)$
épaisseurs des couches	$R(z)$ et $T(z)$
$\chi(\lambda)$ pour chaque couche	$I(z)$ et $I(\theta)$
angle d'incidence (θ)	$\phi(z)$ et $\phi(\theta)$
polarisation du signal (TE ou TM)	

bée, mais aussi de comparer l'influence du choix des matériaux à notre disposition, il est important de pouvoir simuler la réponse thermique de nos structures.

Pour cela, nous avons à notre disposition un programme développé par Jean-Louis Oudar, à l'époque chercheur au CNET de Bagneux, et dénommé THERMSIM. Ce programme est basé sur la résolution de l'équation de diffusion de la chaleur en régime stationnaire [5,6] (voir annexe A). Il permet de faire une simulation tridimensionnelle de la diffusion thermique dans une structure multi-couche pour une puissance absorbée donnée et une source de chaleur à symétrie cylindrique. Il permet aussi de déterminer la résistance thermique effective R_{th} de l'ensemble de la structure. Le tableau 6 donne les entrées et les sorties du programme THERMSIM.

Tab. 6 – Entrées et sorties du programme THERMSIM.

entrées	sorties
empilement des couches	
épaisseurs des couches	
conductivité thermique de chaque couche	$\Delta T(z,r)$
répartition des sources de chaleur	R_{th}
puissance totale dissipée	
diamètre du spot	

B – Détermination des différents éléments d'une structure

1 – Elements clés d'une structure à absorbants saturables

La structure de nos composants AS peut se décomposer en six sous-structures : Les miroirs arrière et avant, les deux couches de phase, la couche active et le substrat. Chacune de ces sous-structures participe aux caractéristiques finales du composant AS et doivent donc être minutieusement prises en compte. La figure 37 montre une structure schématique typique constituée de ses six sous-structures.

Nous allons maintenant détailler chacune de ces six sous-structures. Dans chaque cas,

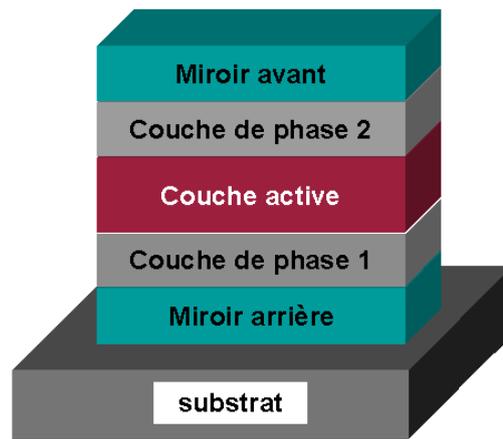


Fig. 37 – Schéma d'une structure typique composée des six sous-structures : les miroirs arrière et avant, les deux couches de phase, la couche active et le substrat.

nous listerons les matériaux à notre disposition et nous exposerons les calculs permettant de définir chacune de ces sous-structures. L'ensemble des structures que nous avons étudiées, ainsi que leurs caractéristiques, seront présentés dans la partie suivante.

2 – Le miroir arrière

Nous avons vu au début de ce chapitre que pour diminuer la puissance de saturation et les pertes d'insertion, il était nécessaire d'avoir un miroir arrière avec une réflectivité proche de 1. Pour obtenir une telle réflectance, nous avons à notre disposition trois types de miroir : le miroir métallique, le miroir de Bragg et le miroir hybride.

a – Miroir métallique

Le miroir métallique utilise la propriété qu'ont les métaux de réfléchir avec peu de pertes certaines longueurs d'onde. La réflectivité en champ r d'un tel miroir dépend à la fois de son indice complexe et de celui du milieu incident (dans notre cas, la première couche de phase) suivant la formule suivante

$$r = \frac{\chi_1 - \chi_2}{\chi_1 + \chi_2}, \quad (3.1)$$

avec χ_i l'indice complexe du milieu incident ($i=1$) et du miroir métallique ($i=2$). Les couches de phase devant être transparentes aux longueurs d'onde de travail – toute absorption non saturable augmente les pertes d'insertion –, l'indice imaginaire du milieu incident est nul. La réflectivité en intensité R pour notre miroir métallique peut alors s'écrire [7]

$$R = r r^* = \frac{(n_1 - n_2)^2 + (k_2)^2}{(n_1 + n_2)^2 + (k_2)^2}. \quad (3.2)$$

avec respectivement n_i et k_i les indices réel et complexe du milieu incident ($i=1$) et du miroir métallique ($i=2$). L'équation (3.2) montre que la réflectance est d'autant plus grande que les deux indices réels sont petits et que k_2 est grand.

Lors de sa réflexion sur un miroir métallique, l'onde optique subit un déphasage. La valeur de ce déphasage δ_{miroir} correspond à l'argument de la réflectivité en champ r . On a donc

$$\delta_{miroir} = atan \left(\frac{2 n_1 k_2}{(n_2)^2 + (k_2)^2 - (n_1)^2} \right). \quad (3.3)$$

Il est important de tenir compte de ce déphasage pour le calcul de l'épaisseur de la couche se trouvant juste au-dessus du miroir métallique.

b – Miroir de Bragg

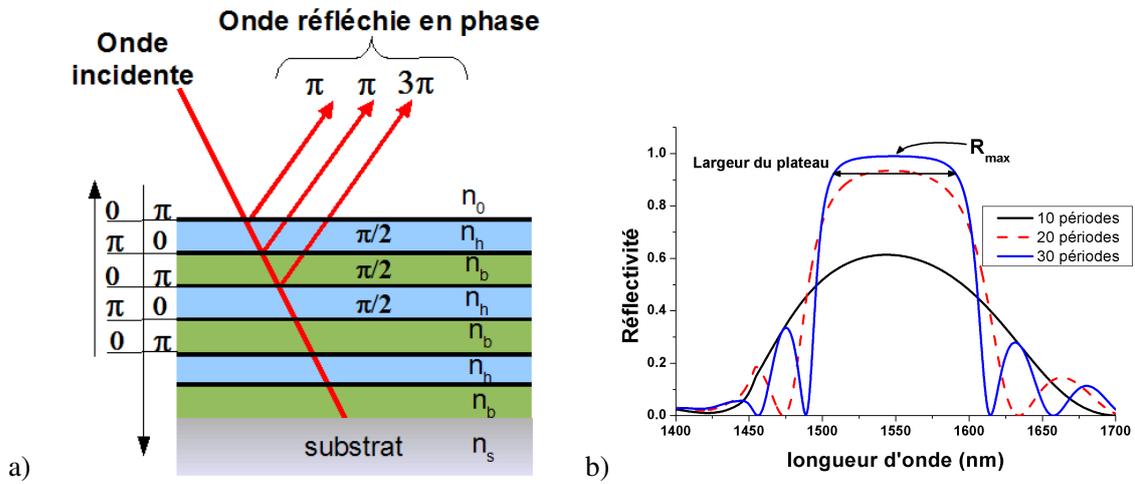


Fig. 38 – a) Schéma de principe d'un empilement de couches quart d'onde pour la réalisation d'un miroir de Bragg et b) spectres de réflectivité d'un miroir de Bragg InGaAlAs/InP ($\Delta n = 0,33$) ayant respectivement 10 (noir), 20 (rouge) et 30 (bleu) périodes. R_{max} est le maximum de réflectivité d'un miroir de Bragg pour un nombre de période donné. n_s est l'indice du substrat, n_0 est l'indice du milieu incident, n_h et n_b sont les indices des milieux de haut et bas indice respectivement.

Le miroir de Bragg est composé de plusieurs périodes de couches transparentes (diélectriques ou semiconducteurs) et d'indice de réfraction alternativement "haut" (n_h) et "bas" (n_b) [8]. Chaque période a une épaisseur optique de $m \frac{\lambda}{2}$ avec $m=1, 2, 3, 4 \dots$ et λ la longueur d'onde de travail. Usuellement, les couches ont une épaisseur quart d'onde de $m \frac{\lambda}{4 n_h}$ pour le milieu de haut indice, et $k \frac{\lambda}{4 n_b}$ pour le milieu de bas indice, avec m et $k=1, 3, 5 \dots$

Le déphasage δ introduit par la traversée d'un milieu d'épaisseur e et d'indice de réfraction n est défini par la relation

$$\delta = \frac{2 \pi n e}{\lambda}. \quad (3.4)$$

Le déphasage subi par le faisceau incident à chaque traversée d'une couche quart d'onde est donc de $\pi/2$. Par ailleurs, à chaque interface la réflexion partielle introduit un déphasage de π lorsque l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice, et un déphasage nul dans la cas contraire. Ainsi, comme le montre la figure 38.a, les ondes réfléchies interfèrent constructivement, et une réflectivité importante peut être obtenue. Le

spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg est formé d'un plateau de haute réflectivité, centré sur la longueur d'onde de travail λ (cf. Fig. 38.b). Ce plateau est caractérisé par sa valeur maximum de réflectivité (R_{max}) et par sa largeur (ou stop-band en anglais).

Le maximum de réflectivité d'un empilement de couches quart d'onde peut être calculé analytiquement à partir de l'équation suivante [7]

$$R_{max} = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_h}{n_b} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_h}{n_b} \right)^{2N}} \right)^2, \quad (3.5)$$

avec N le nombre de période, n_s l'indice du substrat et n_0 l'indice du milieu incident. La réflectivité d'un miroir de Bragg est donc fonction du nombre de période (cf. Fig. 38.b) et du contraste d'indice $\Delta n (= n_h - n_b)$.

La largeur du plateau dépend elle aussi de ce contraste d'indice. La largeur augmente lorsque Δn augmente aussi. Dans l'approximation d'un miroir infini et d'un faible contraste d'indice, la largeur du plateau peut être obtenue par cette formule approchée [8]

$$Largeur \simeq \lambda \frac{4}{\pi} \left(\frac{1 - \frac{n_b}{n_h}}{1 + \frac{n_b}{n_h}} \right). \quad (3.6)$$

c – Miroir hybride

Le miroir hybride est la combinaison d'un miroir métallique et d'un miroir de Bragg. Grâce à une réflectivité déjà importante de la couche métallique, l'ajout d'un faible nombre de couches, alternativement de bas indice et de haut indice, permet à ce type de miroir d'obtenir une très haute réflectivité sur une très large bande spectrale [9–12].

Le miroir hybride est composé d'une couche métallique, suivi d'une couche de bas indice, puis de m périodes de deux couches (alternativement de haut indice et de bas indice), avec $m=1, 2, 3, \dots$. Toutes les couches non métalliques ont une épaisseur quart d'onde, sauf la première (celle en contact direct avec le métal) car celle-ci doit compenser le déphasage induit par la réflexion sur le miroir métallique [cf. Eq. (3.3)]. Cette épaisseur de compensation L_δ , à retrancher à l'épaisseur quart d'onde, se détermine à partir de cette formule

$$L_\delta = \frac{\delta_{miroir}}{4\pi n_1} \times \lambda, \quad (3.7)$$

avec n_1 l'indice de cette première couche. Par exemple, dans le cas du SiO_2 ($n=1,5$) l'épaisseur à retrancher pour compenser le déphasage dû à l'argent Ag ($n=0,47+i9,35$) est de 26,1 nm. La figure 39.a montre la distribution du champ d'intensité, calculée avec le programme GREFLEC, dans un miroir hybride $\text{Ag}+1,5x[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]$. On voit que le miroir est convenablement adapté pour une longueur d'onde de 1550 nm. La figure 39.b montre le spectre de réflectivité, simulé avec GREFLEC, d'un tel miroir hybride ainsi que les spectres pour une couche d'Ag seul et un bicouche Ag/SiO_2 . On voit que la réflectivité augmente avec le nombre de couche et converge rapidement vers 1. Avec seulement 3 couches ($\text{SiO}_2/\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$), le miroir passe d'une réflectivité de 95,6 % à 99,4 % sur une largeur spectrale supérieure à 200 nm.

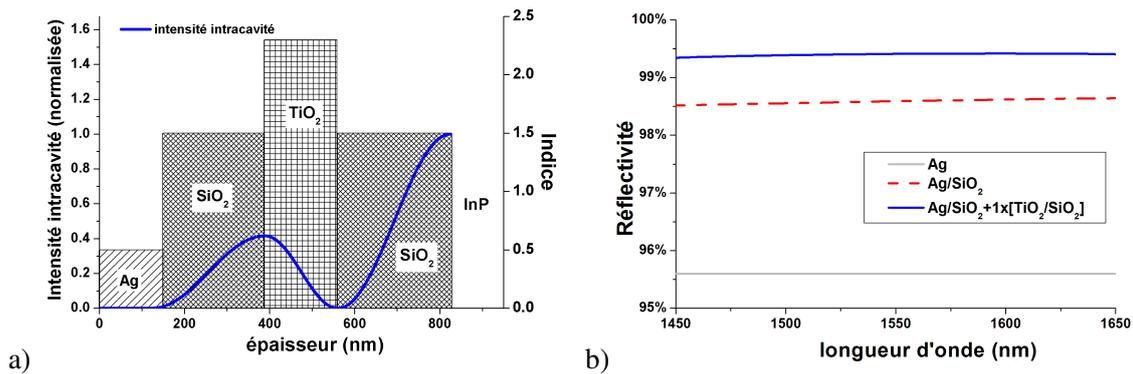


Fig. 39 – a) Simulation de la distribution du champ d'intensité à 1550 nm dans un miroir hybride $Ag+1,5x[SiO_2/TiO_2]$. La structure du miroir hybride (épaisseur + indice de chaque couche) est schématisée à l'aide des rectangles. b) Spectres de réflectivité d'un miroir métallique d'argent (courbe grise), d'un miroir hybride $Ag+SiO_2$ (courbe rouge) et d'un miroir hybride $Ag+1,5x[SiO_2/TiO_2]$ (avec InP comme milieu incident).

Remarque : le miroir hybride est composé d'un nombre impair de couches transparentes afin d'éviter le phénomène d'anti-reflet que l'on pourrait obtenir par exemple avec l'alternance des couches $SiO_2/TiO_2/InP$ [4]. Ce phénomène d'anti-reflet aurait pour conséquence une diminution importante de la réflectance du miroir hybride.

d – Choix des matériaux

Le miroir de Bragg et le miroir hybride permettent d'obtenir des réflectivités beaucoup plus importantes qu'avec un miroir métallique (à $1,55 \mu m$). Cependant, comme les matériaux diélectriques et semiconducteur ont une conductivité thermique beaucoup plus faible que les métaux, on peut s'attendre à ce que le miroir métallique seul permette une meilleure évacuation thermique. Afin de déterminer le miroir arrière le plus adéquat pour la réalisation d'un composant AS, nous avons décidé de réaliser des structures avec chacun de ces trois types de miroir.

Les caractéristiques optiques mais aussi thermiques d'un miroir sont directement liées aux matériaux qui le composent. Pour des raisons technologiques, la liste de matériaux à notre disposition pour la réalisation des miroirs est restreinte. Le tableau 8 donne les caractéristiques optiques et thermiques des matériaux à notre disposition. Pour la réalisation d'un miroir métallique, seuls l'or (Au) et l'argent (Ag) présentent un indice de réfraction adéquat pour obtenir une haute réflectance aux longueurs d'onde qui nous intéressent. Elles sont respectivement de 93 % et de 94,6 % (avec milieu incident en InP). L'Ag ayant une réflectivité et une conductance thermique plus élevées que celles de l'Au, nous avons privilégié ce métal pour la réalisation du miroir métallique et de la couche métallique du miroir hybride.

Pour la réalisation du miroir de Bragg et du miroir hybride, nous avons à notre disposition des semiconducteurs en accord de maille sur InP et quelques diélectriques. Les matériaux diélectriques ayant un contrastes d'indice plus important que les matériaux semiconducteurs, il permettent d'obtenir des miroirs de Bragg de très haute réflectivité avec beaucoup moins de périodes (et donc avec une épaisseur optique plus faible) comme on peut le voir sur la figure 40. Par exemple, pour obtenir une réflectivité d'au moins 95 % avec un miroir de Bragg, (équivalente à celle de l'argent sur InP) il faut 22 paires InP/InGaAlAs ($\Delta n = 0,33$), alors que 6 paires SiO_2/TiO_2 ($\Delta n = 0,8$) suffisent. Avec les miroirs hybrides, constitués des

même couples de matériaux, on obtient une réflectivité supérieure à 95 % avec un nombre de périodes encore plus faible.

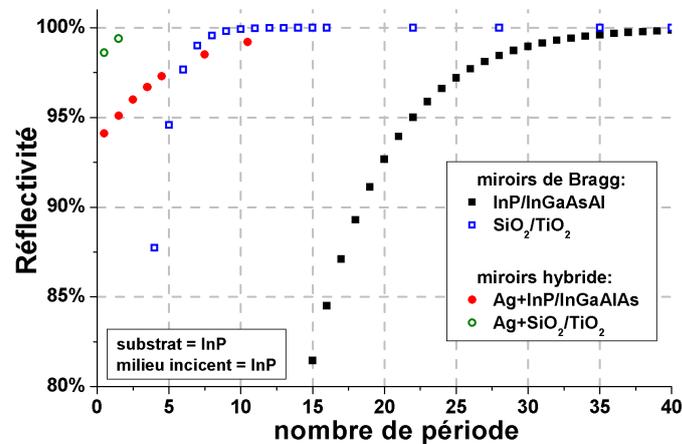


Fig. 40 – Evolution de la réflectivité de miroirs de Bragg (carré) et de miroirs hybrides à base d'argent (cercle) en fonction du nombre de période et pour deux couples de matériaux SiO₂/TiO₂ (symboles creux) et InP/InGaAlAs (symboles pleins). Le milieu incident et le substrat sont constitués d'InP.

Les calculs montrent que pour ces deux types de miroirs, l'utilisation de matériaux diélectriques est beaucoup plus intéressante. Cependant, comme il est techniquement très difficile de déposer un grand nombre de paires de diélectriques toutes centrées sur la même longueur d'onde, nous avons choisi de n'utiliser que des matériaux semiconducteurs pour la réalisation du miroir de Bragg arrière. Notre choix s'est donc porté sur le couple de matériaux InP/InGaAlAs, car celui-ci présente le plus fort contraste d'indice. Par contre, n'ayant pas cette contrainte avec le miroir hybride (au maximum trois couches de diélectrique suffisent à atteindre une réflectivité supérieure à 99 %), nous avons choisi de réaliser ce type de miroir avec les deux types de matériaux.

Le tableau 7 donne la composition des miroirs utilisés pour la fabrication de nos différentes structures, ainsi que leur réflectivité R_b respective.

Tab. 7 – Composition et réflectivité théorique R_b des miroirs utilisés pour la réalisation du miroir arrière des structures AS.

type de miroir	composition	R_b
métallique	Ag	94,6 %
hybride	Ag+4,5x[InP/InGaAlAs]	97,3 %
hybride	Ag+Al ₂ O ₃	98,3 %
hybride	Ag+SiO ₂	98,6 %
hybride	Ag+SiO ₂ /TiO ₂ /SiO ₂	99,4 %
Bragg	35x[InP/InGaAlAs]	99,6 %

Remarque : bien que le diélectrique Al₂O₃ ait une conductivité thermique bien plus

grande que le SiO_2 pour un indice optique similaire, les difficultés rencontrées pour maîtriser les épaisseurs optiques des dépôts d' Al_2O_3 ne nous ont pas permis de réaliser des Bragg multicouches à base d' Al_2O_3 .

Tab. 8 – Indices complexes de réfraction χ et conductivités thermiques κ des matériaux à notre disposition pour la réalisation des miroirs et des couches de phases de nos structures. Les caractéristiques optiques et thermiques des diélectriques dépendent de la méthode et des paramètres de dépôt. Valeurs à température ambiante et pour une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$.

matériaux	χ		κ (W/K.m)	
InP	3,17	[13]	68,0	[14]
InAlAs	3.20	[15]	10,5	[16]
InGaAsP (1,42 μm)	3,43	[17]	7,2	[18]
InGaAlAs (1,42 μm)	3,50	[19]	4,5	[18]
—	—		—	
SiO_2	$\sim 1,5$	[20]	$\sim 1,4$	[11]
Al_2O_3	$\sim 1,6$	[21]	~ 30	[22]
TiO_2	$\sim 2,3$	[23]	$\sim 7,0$	[24]
—	—		—	
Au	0,53+i 9,85	[25]	315	[26]
Ag	0,47+i 9,35	[25]	430	[26]

3 – La couche active

La couche active (ou couche absorbante) de notre composant AS est constituée de puits quantiques. Afin de pouvoir profiter de l'exaltation de l'intensité dans la microcavité Fabry–Perot, dans le but d'abaisser la puissance effective de saturation, il est important de bien positionner ces puits quantiques au maximum du champ optique (ou ventre de l'onde stationnaire). Or, comme il est physiquement impossible de placer tous les puits quantiques exactement au ventre de l'intensité intra-cavité, il est important de tenir compte du gradient d'intensité dans la couche active [27]. La distribution $I(z)$ de l'intensité intra-cavité peut s'écrire [28]

$$I(z) = 2 I_{cav} \cos^2(k z), \quad (3.8)$$

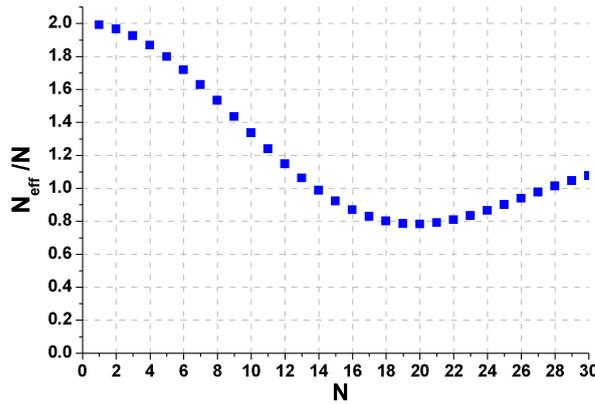
$$\text{où } k = \frac{2 \pi n_{cav}}{\lambda} \text{ est le module du vecteur d'onde (en m}^{-1}\text{),} \quad (3.9)$$

avec I_{cav} l'intensité moyenne dans la microcavité Fabry–Perot et n_{cav} l'indice moyen intra-cavité. A cause de cette variation de l'intensité, le puits situé au maximum de l'intensité ($z=0$) saturera plus rapidement que les autres puits. Pour tenir compte de cet effet spatial dû à l'onde stationnaire, on peut définir un nombre de puits efficaces N_{eff} correspondant au nombre de puits quantiques qu'il faudrait pour obtenir la même intensité totale absorbée mais pour une intensité constante dans toute la couche active et égale à l'intensité moyenne

dans la cavité I_{cav} . Ce nombre de puits effectif est alors égale à

$$N_{eff} = \frac{2 \int_{z_{min}}^{z_{max}} \cos^2(kz) dz}{L_{qw}} \simeq 2 \sum_{i=1}^N \cos^2(kz_i), \quad (3.10)$$

avec z_{min} et z_{max} les cotes minimale et maximale de la couche active, L_{qw} l'épaisseur d'un puits quantique (puits + barrière), N le nombre de puits réels et z_i la cote du centre du puits quantique i .



Tab. 9 – $N_{eff} = f(N)$.

N	N_{eff}
1	2
2	3,9
3	5,8
4	7,5
7	11,4
9	12,9

Fig. 41 – Rapport N_{eff}/N en fonction du nombre réel de puits quantiques N . Le centre de la couche active coïncide avec le maximum d'intensité. $L_{qw} = 17$ nm, $n_{cav} = 3,3$ et $\lambda = 1550$ nm.

La figure 41 montre le rapport N_{eff}/N en fonction du nombre N réel de puits quantiques. On voit que lorsque le nombre de puits quantiques est faible, le placement de ceux-ci au maximum du champ optique permet d'avoir un nombre de puits efficaces plus grand que N (avec au maximum un rapport de 2 pour 1 puits quantique - cf. Tab. 9). Cela équivaut à une augmentation de l'absorption efficace de la couche active [27]. Au delà d'une dizaine de puits quantiques l'effet de l'onde stationnaire devient d'abord négatif ($N_{eff}/N < 1$) puis s'annule ($N_{eff}/N \rightarrow 1$ si $N > 40$).

Tab. 10 – Matériaux à notre disposition pour la réalisation des puits quantiques. Pour chaque type de puits quantiques sont indiquées l'absorbance η par puits quantique et la densité de porteurs à la transparence N_t .

Matériaux puits/barrière	η	N_t (cm ⁻²)
In _{0,53} Ga _{0,47} As/InP	0,77 %	2.10 ¹²
In _{0,53} Ga _{0,47} As/InAlAs	0,77 %	2.10 ¹²
In _{0,61} Ga _{0,37} Al _{0,02} As/In _{0,42} Ga _{0,41} Al _{0,17} As (0,54 %/-0,73 %)	0,8 %	2.10 ¹²

Afin de bénéficier de l'exaltation du champ optique intra-cavité et d'étudier l'influence du nombre de puits quantiques sur les caractéristiques optiques du composant, toutes les structures que nous avons réalisées lors de cette thèse contiennent entre 3 et 9 puits quantiques. Les matériaux à notre disposition pour réaliser la couche active sont répertoriés dans

le tableau 10.

Afin d'éviter tout dichroïsme d'absorption (*cf.* page 48), le couple InGaAs/InP n'a pas été utilisé lors de la réalisation des nouvelles épitaxies durant cette thèse. Cependant, nous avons tout de même utilisé d'anciennes plaques contenant ce couple de matériaux, épitaxiées lors du précédent projet ASTRE [29], dans le but de réaliser des études comparatives. Les nouvelles épitaxies contiennent uniquement des puits quantiques en InGaAs/InAlAs ou en InGaAlAs/InGaAlAs. Nous avons utilisé ce deuxième couple de matériaux, à base de quaternaires aluminium (Q-Al), dans le but d'étudier l'effet de la contrainte des QW sur l'intensité de commutation I_c du composant. Cependant, par manque de temps seule une contrainte compensée de 0,54 % a été utilisée pour réaliser des structures complètes. En parallèle, nous avons réalisé des structures plus simples, car composées seulement d'une demi-cavité, avec différentes valeurs de contraintes et nous avons mesuré les valeurs du coefficient d'absorption α et de la densité de porteurs à la transparence N_t en fonction de la contrainte des QW. Cette étude est présentée au chapitre suivant.

4 – Les couches de phase

Les couches de phases, aussi appelées couches tampons, sont insérées dans la microcavité Fabry–Perot afin de convenablement positionner la couche active au maximum de l'onde intra-cavité, ainsi que pour obtenir l'adaptation de résonance. Pour réaliser ces couches de phase nous avons utilisé de l'InP car ce matériau présente les avantages d'être transparent à nos longueurs d'onde de travail et de posséder une très bonne conductivité thermique (*cf.* Tab. 8). Nous allons maintenant détailler les calculs permettant d'obtenir les épaisseurs de ces deux couches de phase.

– La première couche de phase sert à placer la couche active au maximum du champ optique intra-cavité. L'épaisseur L_p de cette couche est égale à une demi-période spatiale de l'intensité intra-cavité, c'est à dire à une épaisseur quart d'onde, moins les épaisseurs équivalentes dues à la moitié de la couche active et au déphasage lors de la réflexion avec le miroir arrière, ce qui donne la relation suivante

$$L_p = \frac{\lambda}{4 n_{InP}} - \frac{N L_{qw} n_{qw}}{2 n_{InP}} - L_\delta, \quad (3.11)$$

avec n_{qw} l'indice moyen de la zone active, n_{InP} l'indice de la couche de phase. L_δ est calculé à partir de l'équation (3.7). Par exemple, pour une structure avec 7 puits quantiques InGaAs/InAlAs (9 nm/7 nm) et un miroir arrière Ag, l'épaisseur de la première couche de phase est de 32,5 nm.

Remarque : dans le cas des structures à miroir hybride, la présence d'une couche supplémentaire pour éviter le phénomène d'anti-reflet impose de rajouter une épaisseur quart d'onde à l'épaisseur de la première couche de phase.

– La deuxième couche de phase sert à obtenir l'adaptation de résonance de la structure. Lorsque la cavité se termine par une couche de haut indice (par exemple par une couche de TiO₂ ou de InGaAlAs), l'épaisseur de cette couche tampon est donnée par la relation suivante

$$L_p = \frac{\lambda}{2n_{InP}} - \frac{N L_{qw} n_{qw}}{2n_{InP}}. \quad (3.12)$$

En continuant avec l'exemple précédent, l'épaisseur de cette deuxième couche de phase est de 175 nm.

Remarque : à cause des approximations de calcul, notamment sur l'indice moyen intracavité et sur celui de la couche active, nous ne pouvons calculer qu'une valeur approximative des épaisseurs des couches tampons. La simulation à l'aide du programme GREFLEC de la réponse optique linéaire des structures précalculées nous a permis de déterminer exactement les épaisseurs réelles.

5 – Le miroir avant

Avec une réflectivité proche de 27 %, l'interface air/InP ne permet pas d'obtenir une réflectivité de cavité à l'état bloquant (R_{min}) suffisamment faible pour permettre d'obtenir des contrastes de commutation élevés. Pour obtenir un R_{min} de l'ordre du pourcent, il est nécessaire d'augmenter la réflectivité du miroir avant afin d'obtenir une microcavité proche de l'adaptation d'impédance. L'utilisation du miroir de Bragg permet d'atteindre des réflectivités proches de celles que l'on recherche. Dans le cas de notre composant AS, l'adaptation d'impédance ($R_{min}=0$) est réalisée si la relation suivante est satisfaite

$$R_f = R_b e^{(-2\eta_0 N_{eff})}, \quad (3.13)$$

avec R_b la réflectivité du miroir arrière, η_0 l'absorption par puits quantique sous intensité nulle et N_{eff} le nombre de puits efficaces. Dans le cas d'une structure avec 7 puits quantiques InGaAs/InAlAs et un miroir arrière métallique Ag, R_f doit être exactement de 78,9 % pour obtenir l'adaptation d'impédance. Par contre, R_{min} est de l'ordre du pourcent lorsque R_f est égale à 74,5 % ou à 82,5 %. Il suffit donc d'une très faible variation de la réflectivité du miroir avant (de 4 à 5 %) pour obtenir une variation de plusieurs ordres de grandeur de R_{min} lorsque l'on est proche de la condition d'adaptation d'impédance.

Étant donné l'incertitude sur les caractéristiques optiques (absorption et indice) des matériaux, de leurs variations avec la température, des imperfections provenant de la fabrication (épaisseurs, impuretés) et de la variation non continue de la réflectivité des miroirs de Bragg avec le nombre de paires de couches (cf. Fig. 40), il est impossible d'obtenir des microcavités parfaitement adaptées à l'impédance. Nous nous sommes donc arrangés pour réaliser des structures aussi proche que possible de l'adaptation d'impédance dans le but d'obtenir des réflectivités à l'état bloquant proche du pourcent. Les différents miroirs de Bragg utilisés pour réaliser le miroir avant de nos structures, ainsi que leur réflectivité respective, sont indiqués dans le tableau 11.

6 – Le substrat

Outre son rôle de support pour le composant, le substrat est aussi la principale voie d'évacuation thermique du composant. Sa conduction thermique va donc à priori jouer un rôle important dans les caractéristiques thermiques finales du composant AS. Les puits quantiques

Tab. 11 – Composition et réflectivité théorique R_f des miroirs de Bragg utilisés pour la réalisation du miroir avant des structures AS.

composition	R_f
2x[SiO ₂ /TiO ₂]	80 %
6,5x[InGaAlAs/InP]	68 %
6x[InP/InGaAsP]	61 %

étant épitaxiés sur substrat d'InP, toutes les structures sont réalisées sur ce type de substrat. Cependant, pour réaliser des structures avec un miroir arrière métallique ou hybride, il est nécessaire de « retourner » la structure, c'est à dire de réaliser un report de substrat. Il est donc intéressant de profiter de cette étape technologique pour reporter le composant sur un substrat de forte conductivité thermique. Les substrats disponibles au laboratoire sont indiqués dans le tableau 12. Les substrats en carbure de silicium (SiC) ou en cuivre (Cu) présentent les meilleures conductivités thermiques, cependant à cause des problèmes liés soit à leurs coûts (pour le SiC) soit aux difficultés rencontrées durant les essais de report (pour le Cu), la majorité des composants reportés l'ont été sur des substrats de silicium (Si). Pour réaliser cette étape de report de substrat, il est nécessaire de recourir à une technique permettant de souder le composant AS sur le nouveau substrat. Comme nous le verrons dans la partie fabrication, nous avons opté pour une brasure forte à base d'or-indium. Cette technique permet de reporter des surfaces de l'ordre du cm², et assure une bonne évacuation de la chaleur [30].

Tab. 12 – Conductivités thermiques κ à 300 K des différents substrats de report à notre disposition .

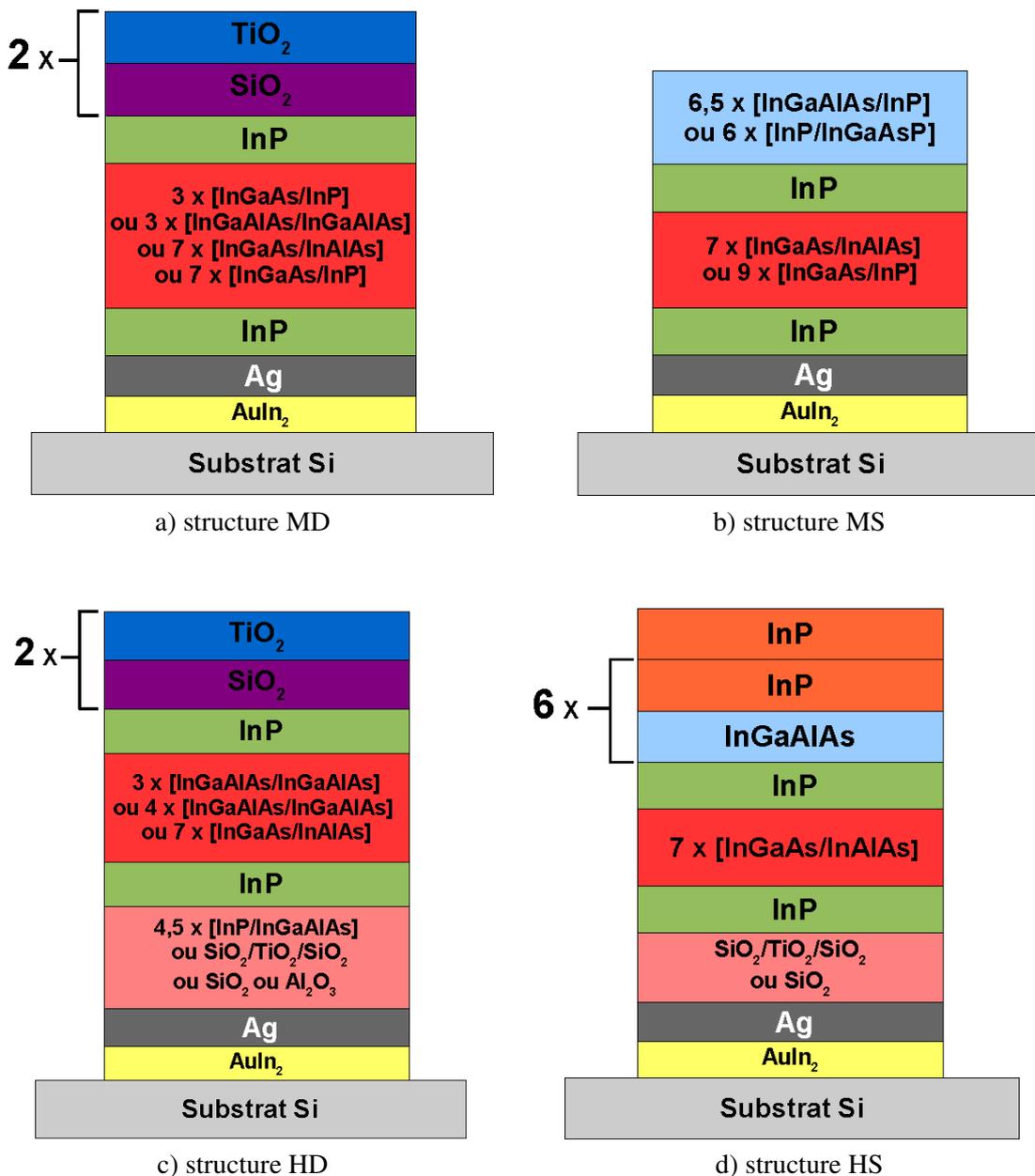
substrats	κ (W/K.m)
InP	68 [14]
GaAs	42 [31]
Si	150 [32]
SiC	490 [32]
Cu	400 [33]

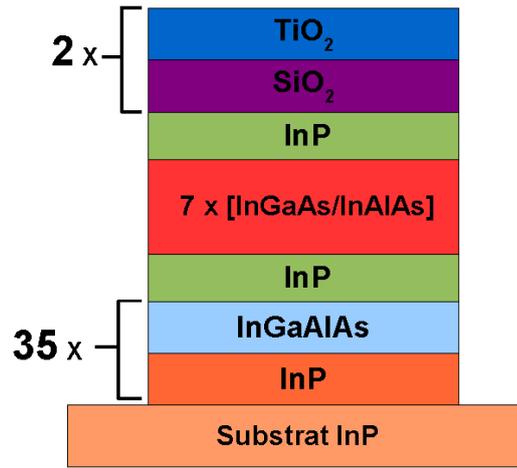
C – Présentation des structures

A partir des calculs exposés dans la partie précédente, nous avons défini une dizaine de structures différentes. Ces structures nous ont permis d'étudier l'influence de divers paramètres (nombre de puits quantiques, matériaux, miroirs) sur les performances du composant AS, dans le but d'en déduire une structure optimisée pour la régénération des signaux à très haut débit en configuration WDM.

Pour simplifier les comparaisons, nous avons classifié ces structures dans 5 catégories en fonction du type des miroirs avant et arrière. Chaque structure est désignée par deux lettres, suivies d'un chiffre puis dans certain cas du nom de l'échantillon (chaque structure a été réalisée en plusieurs exemplaires). Chaque structure a donc un nom du style XYZ-

(nom). *X* désigne le type du miroir arrière. M pour le miroir métallique en argent, H pour le miroir hybride (plus un indice *a* pour $[\text{Ag}+\text{SiO}_2/\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]$ ou *b* pour $[\text{Ag}+\text{SiO}_2]$) et B pour le miroir de Bragg. *Y* désigne le type de matériau utilisé pour réaliser le miroir de Bragg avant. D pour diélectrique et S pour semiconducteur. Enfin *Z* désigne le nombre de puits quantiques dans la structure. Par exemple, pour une structure avec un miroir d'Ag, 7 QW et un miroir avant à base de diélectrique, la désignation sera *MD7*, suivie du nom de l'échantillon entre parenthèse. Dans certains cas nous précisons la dose d'irradiation, la composition des QW ou encore celle du miroir hybride si nécessaire. Les cinq catégories de structures sont schématisées sur la figure 42. L'épaisseur et la composition des différentes couches pour chaque structure sont indiquées dans l'annexe B.





e) structure BD

Fig. 42 – Classification et composition des structures AS étudiées au cours de cette thèse.

D – Simulations des structures

1 – Simulations de la réponse spectrale linéaire

La figure 43.a montre en exemple la réponse spectrale linéaire de trois structures à l'état bloquant ($\alpha = \alpha_0$). Ces trois structures, résonantes à 1555 nm et proches de l'adaptation d'impédance, se distinguent seulement par leur miroir arrière.

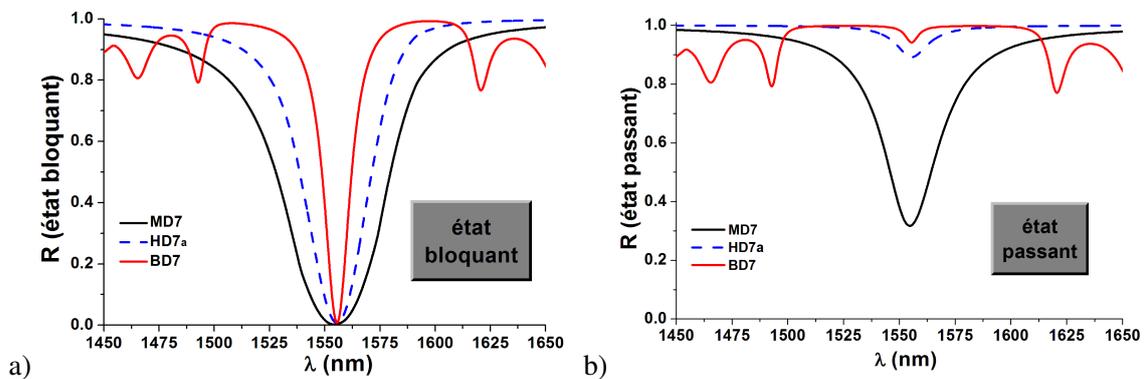


Fig. 43 – Simulations des réponses spectrales linéaires des structures MD7, HD7a et BD7, à l'état bloquant (a) et à l'état passant (b). La composition du miroir hybride de HD7a est $Ag+[SiO_2/TiO_2/SiO_2]$.

On voit que l'utilisation d'un miroir de Bragg semiconductor de très haute réflectivité donne une petite largeur de résonance, alors que l'utilisation du miroir hybride diélectrique ($Ag+SiO_2/TiO_2/SiO_2$), de réflectivité quasiment identique mais avec une épaisseur optique bien plus faible, donne une résonance avec une largeur deux fois plus grande. Les plus grandes largeurs de résonance sont obtenues avec les structures à miroir d'Ag (structures MD et MS). La figure 43.b montre les spectres optiques linéaires des mêmes structures mais cette fois-ci à l'état passant ($\alpha = 0$). Cette figure confirme les résultats montrés sur la figure

36.b, à savoir que la réflectivité à la résonance est fortement dépendante de la réflectivité du miroir arrière. Les structures HD7a et BD7, avec une réflectivité R_b supérieure à 99 %, présentent des réflectivités à l'état passant bien plus grande que celles de la structure MD7 ($R_b = 94,6\%$), d'où la possibilité d'obtenir des pertes d'insertion plus faibles sur une large bande spectrale.

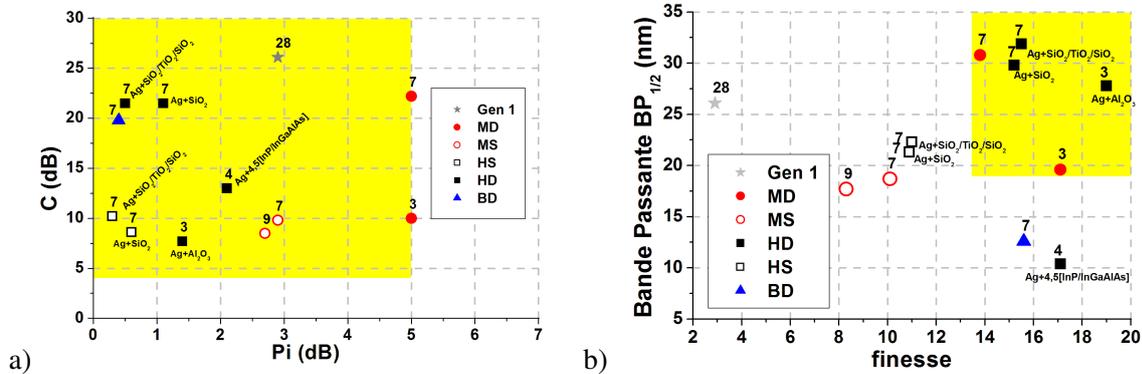


Fig. 44 – Résultats des simulations de réponse spectrale linéaire obtenues avec GREFLEC pour l'ensemble des structures étudiées. a) contraste (C) de commutation en fonction des pertes d'insertion (P_i), à la longueur d'onde de résonance et b) Bande passante ($BP_{1/2}$) en fonction de la finesse. Les deux zones colorées représentent respectivement les valeurs de (C) et de (P_i) correspondant aux caractéristiques recherchées (a) et les structures les plus prometteuses pour un fonctionnement WDM avec une faible énergie de commutation (b).

L'ensemble des résultats des simulations de réponse optique linéaire sont résumés sur les figures 44.a et 44.b. La première figure montre le contraste en fonction des pertes d'insertion, à la longueur d'onde de résonance. Une structure, réalisée lors d'une thèse précédente par Juliette Mangeney [34], a été ajoutée pour comparaison. Cette structure, dite de première génération (Gen 1), est composée d'un miroir d'Ag, suivi de 4 groupes de 7 QW et d'un miroir InP/air. L'ensemble des structures présente des valeurs théoriques de contrastes et de pertes d'insertion satisfaisant les caractéristiques recherchées (représentées par la zone colorée). Cependant, en condition réelle de fonctionnement, la puissance incidente disponible est rarement suffisante pour saturer complètement l'absorption. De ce fait, les composants situés en limite de la zone colorée risquent fort probablement de ne pas atteindre les valeurs recherchées de contraste et de pertes d'insertion en utilisation système. Les structures donnant les meilleurs résultats théoriques de contrastes et de pertes d'insertion sont celles ayant un miroir arrière de très haute réflectivité (structures HD, HS et BD). La figure 44.b montre la bande passante $BP_{1/2}$, déterminée à $(R_{min} + R_{max})/2$, en fonction de la finesse pour les mêmes structures. On voit ici que la diminution du nombre de puits permet une importante augmentation de la finesse. La diminution de 28 QW à 3 QW permet de multiplier celle-ci par 6. D'un autre côté, l'utilisation de miroir à base d'Ag et de matériaux diélectriques permet d'obtenir de grandes valeurs de $BP_{1/2}$. Les structures HD7 présentent ainsi une bande passante deux fois plus grande que la structure BD7 pour une finesse équivalente. La zone colorée sur cette figure montre les valeurs de finesse et de $BP_{1/2}$ les plus prometteuses pour l'obtention de composants ayant une faible intensité de commutation et une large bande passante. Seules les structures MD et HD correspondent à ces valeurs théoriques recherchées.

2 – Simulations de la réponse thermique

L'utilisation du logiciel THERMSIM permet de simuler la diffusion spatiale de la chaleur dans nos structures AS et d'en déduire la résistance thermique effective R_{th} , définie par la relation suivante [35]

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{abs}}, \quad (3.14)$$

avec ΔT la variation maximale de la température et P_{abs} la puissance optique absorbée.

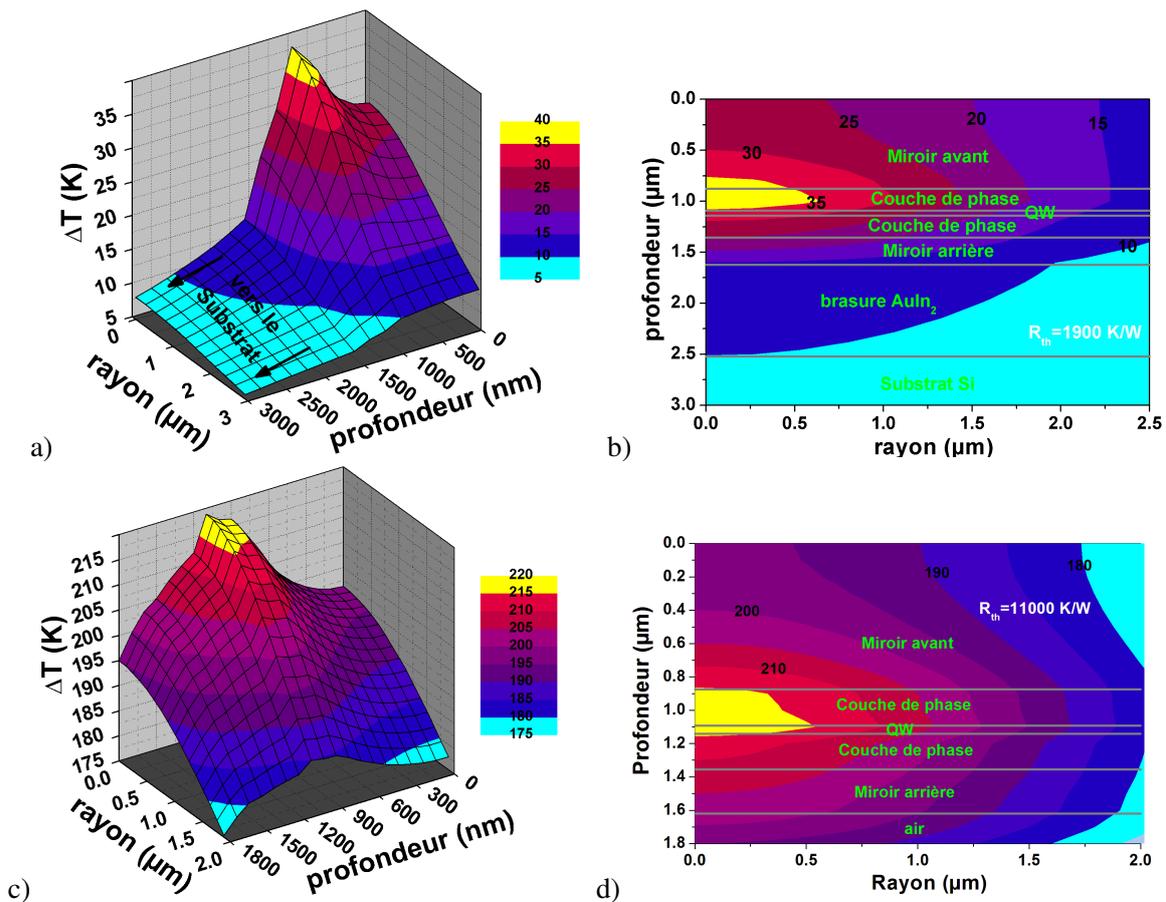


Fig. 45 – Simulations en 3 dimensions et en 2 dimensions de la diffusion thermique pour la structure HD3 avec report par brasure sur un substrat de Si (graphes a et b) et en absence de substrat (graphes c et d). La puissance absorbée est de 20 mW et une tâche focale d'un diamètre de $4,5 \mu\text{m}$ à $1/e^2$ du maximum d'intensité.

Pour ces simulations, nous avons imposé une tâche focale d'un diamètre de $4,5 \mu\text{m}$ à $1/e^2$ du maximum d'intensité et nous avons supposé une absorption uniquement au niveau des QW. Les figures 45.a et 45.b montrent une simulation pour la structure HD3(miroir hybride Ag+Al₂O₃) de la diffusion de la chaleur produite pour une puissance absorbée de 20 mW. L'absorption de cette puissance provoque un ΔT de 38 K, ce qui donne une résistance thermique théorique de 1900 K/W. On constate une forte dissymétrie de la diffusion thermique. L'air étant une importante barrière thermique, elle empêche l'évacuation de la chaleur par le haut de la structure d'où une élévation importante de la température au niveau du miroir

supérieur (cf. Fig. 45.b). Bien que la chaleur puisse diffuser latéralement suivant le plan des couches, on constate que la diffusion est bien plus efficace par la face arrière de la structure, d'où un important gradient thermique entre la couche active et le miroir arrière. Cette forte diffusion est due essentiellement au report sur un substrat de Si par brasure métallique. L'importance du substrat (et par conséquent de l'utilisation du composant en réflexion) sur la réponse thermique est démontrée avec les figures 45.c et 45.d. Celles-ci montrent une simulation de la diffusion thermique pour la même structure HD3 mais en l'absence de substrat (remplacé ici par une couche d'air). Pour une P_{abs} équivalente, l'élévation de température est cette fois-ci 6 fois plus importante, donnant un ΔT de 221 K. On constate aussi que la dissymétrie de diffusion est beaucoup moins prononcée que précédemment. En effet, en l'absence de substrat la chaleur peut seulement diffuser latéralement. Or, cette diffusion latérale n'étant pas très efficace, la structure va présenter une importante résistance thermique (dans notre exemple on passe de 1900 K/W à 11000 K/W). L'importante élévation de température qui s'en suit a une incidence non négligeable sur les propriétés optiques de la structure et peut aussi être la cause de diaphonie¹ thermique, ce qui est potentiellement nuisible pour une utilisation en WDM du composant.

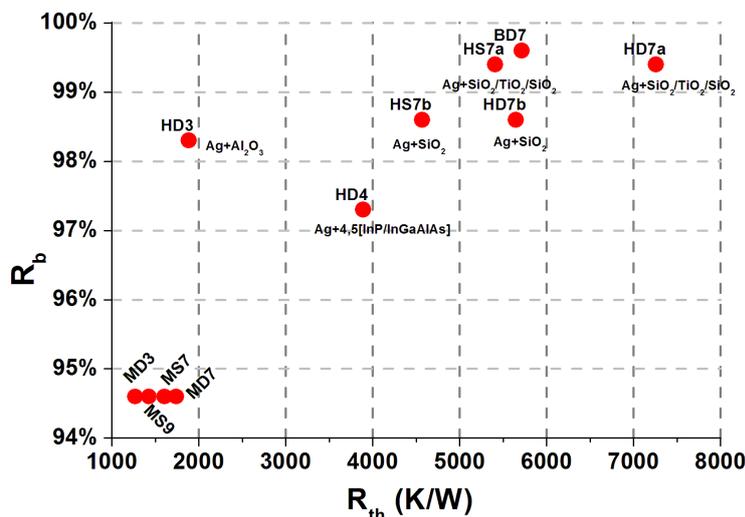


Fig. 46 – Réflectance du miroir arrière R_b en fonction de la résistance thermique effective R_{th} calculée avec THERMSIM. Les simulations thermiques ont été réalisées avec un waist à $1/e^2$ de $2\ \mu\text{m}$ et une absorption à 100 % dans la couche active.

La figure 46 résume les résultats obtenus avec THERMSIM pour l'ensemble des structures. N'ayant pas de données sur la conductivité thermique de la couche de brasure AuIn₂, nous avons pris en première approximation une valeur de K de $170\ \text{W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$, qui est une valeur intermédiaire entre celle de l'Or et celle de l'Indium ($K_{(In)}=84\ \text{W}/\text{K}\cdot\text{m}$ [36]). Selon les structures, les simulations donnent des résistances thermiques effectives allant de 1000 K/W à 7500 K/W. Les structures à miroir arrière métallique (MS et MD) présentent les valeurs de R_{th} les plus faibles, autour de 1500 K/W, alors que les autres structures (à l'exception de HD3) présentent des résistances thermiques beaucoup plus élevées, entre 4000 et 7500 K/W. Cette importante élévation de R_{th} est une conséquence directe de l'utilisation de matériaux de faible conductivité thermique (SiO_2 , TiO_2 ou quaternaire aluminium) pour

1. Il y a diaphonie lorsque plusieurs canaux interagissent anarchiquement (l'un provoquant des effets parasites sur l'autre).

la réalisation des miroirs arrière de haute réflectivité. L'utilisation d'un matériau de forte conductivité thermique comme l' Al_2O_3 (cf. Tab. 8 page 77) permet cependant de réduire sensiblement cette élévation de R_{th} . En effet, en simulant la structure HD3 on observe une élévation de R_{th} 2,5 fois plus faible avec l' Al_2O_3 qu'avec le SiO_2 , alors que la réflectivité R_b reste équivalente. La comparaison des résultats entre les structures HD7/HS7 et MD7/MS7 montre que le miroir avant influence aussi la valeur de R_{th} . L'utilisation d'un miroir de Bragg supérieur en semiconducteur induit des valeurs de R_{th} plus faibles que celles obtenues avec l'utilisation d'un Bragg diélectrique. Cette différence entre les valeurs de R_{th} est d'autant plus importante que R_{th} est élevée (30 % pour HD7a/HS7a, mais uniquement 5 % pour MD7/MS7).

3 – Conclusions sur les simulations

Les simulations réalisées avec les programmes GREFLEC et THERMSIM montrent qu'il est nécessaire de faire un compromis entre les performances optiques (contraste, pertes d'insertion, finesse et bande passante) et les performances thermiques. En effet, alors que les structures possédant un miroir arrière de très haute réflectivité (structures BD, HD et HS) présentent potentiellement les pertes d'insertion les plus faibles et les finesses les plus élevées, elles présentent aussi les résistances thermiques les plus importantes. D'un autre côté, les structures à miroir arrière métallique présentent les plus faibles valeurs de R_{th} , mais les simulations montrent aussi que leurs pertes d'insertion sont les plus importantes. D'après ces simulations, le meilleur compromis serait obtenu avec la structure HD3 ($\text{Ag}+\text{Al}_2\text{O}_3$). Son miroir hybride de haute réflectivité permet de faibles pertes d'insertion et une large bande passante, son faible nombre de puits permet une très grande finesse, et l'utilisation de l' Al_2O_3 donne une valeur de R_{th} proche de celle obtenue avec les structures à miroir d'Ag.

Ces résultats de simulations sont cependant fortement dépendant des conditions de fabrication. En effet, les propriétés optiques et thermiques ont été obtenues en simulant des structures idéales, ce qui suppose une maîtrise parfaite de la qualité des couches ainsi que de leurs épaisseurs, maîtrise qui est à la limite des moyens technologiques actuellement disponibles dans les laboratoires de recherche. De plus, il est très difficile de prédire les performances réelles des composants AS dans des conditions réelles de régénération de signaux à très hauts débits. Il est donc nécessaire de fabriquer ces différentes structures afin d'étudier leurs performances pour la régénération à très haut-débits, mais aussi pour valider expérimentalement les deux modèles que nous avons élaborés au cours de cette thèse pour décrire la réponse non-linéaire du composant AS à faibles débits et à hauts débits.

III – Fabrication des structures à absorbants saturables

De manière générale, la réalisation de composants à base de matériaux semiconducteurs nécessite une parfaite maîtrise des conditions de fabrication, dans le but d'éviter toutes pollutions extérieures, mais aussi d'obtenir une bonne reproductibilité. Pour cette raison, la fabrication de nos structures s'est effectuée dans la « salle blanche » du LPN, qui est en fait une pièce à atmosphère et à empoussièrement contrôlés de classe 100 (moins de 100 particules de 0,5 μm par pied cube). La réalisation de nos structures AS nécessite au maximum 6 étapes. Dans l'ordre chronologique, il s'agit de l'épitaxie, de l'irradiation ionique, du dépôt

du miroir arrière, du report de substrat, de l'adaptation de résonance et enfin du dépôt du miroir avant [37]. Nous allons maintenant présenter dans le détail chacune de ces étapes.

A – L'épitaxie

Les deux techniques de croissance épitaxiale les plus couramment employées pour la réalisation de composants optiques sont l'épitaxie par jets moléculaires (EJM) et l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM). Dans le cas de l'EJM, la croissance du matériau résulte de l'interaction sous ultra-vide (entre 10^{-7} et 10^{-9} Torr) d'un jet moléculaire avec la surface du substrat chauffé. Le principe de l'EPVOM est très différent. Il repose sur l'interaction d'un mélange gazeux avec le substrat, et n'a donc pas lieu sous ultra-vide. La phase gazeuse est composée de molécules contenant les éléments métalliques que l'on veut incorporer sur le substrat, et d'un gaz vecteur permettant à la fois de maintenir constante la pression dans le réacteur et d'orienter le flux des précurseurs vers le substrat [38]. Comme l'EPVOM permet d'atteindre des vitesses de croissance de quelques $\mu\text{m}/\text{heure}$, d'obtenir facilement des couches actives à $1,55 \mu\text{m}$ et de plus, présente une faible inhomogénéité, nous avons retenu cette méthode pour la croissance cristalline de nos structures.

Les croissances, faites à Alcatel-Thales III-V Lab, ont été réalisées sur substrat d'InP dans un réacteur *Aixtron*. La température de croissance est de 650°C et la pression de 150 mbar sous H_2 . Les précurseurs utilisés sont des hydrures pour les éléments V (As et P), et des organométalliques pour les éléments III (Ga, Al et In). Leurs formules chimiques sont précisées dans le tableau 13. La structure finale du composant détermine l'ordre de croissance des couches cristallines. Dans notre cas, les structures nécessitant un report de substrat ont été épitaxiées à « l'envers », c'est à dire que la couche de phase 1 (*cf.* figure 37 page 72) est la dernière couche épitaxiée. Seule la structure BD7, qui ne nécessite aucun report, a été épitaxiée à « l'endroit ».

Tab. 13 – Précurseurs utilisés pour l'épitaxie des structures.

élément V	précurseur	formule
As	arsine	AsH_3
P	phosphine	PH_3
élément III	précurseur	
Al	Triméthyl-aluminium	$(\text{CH}_3)_3\text{-Al}$
Ga	Triméthyl-gallium	$(\text{CH}_3)_3\text{-Ga}$
In	Triméthyl-indium	$(\text{CH}_3)_3\text{-In}$

La figure 47 montre un exemple de pré-structure épitaxiée à « l'envers ». Celle-ci correspond à une structure finale de type HD7. Dans l'ordre chronologique, la première couche épitaxiée est la couche tampon. Cette couche permet de s'affranchir des défauts de surface éventuellement présents sur le substrat d'InP. Ensuite, est épitaxiée la couche d'arrêt qui permet de contrôler les gravures chimiques qui interviennent lors de l'adaptation de résonance. Enfin, les couches cristallines de la structure finale sont épitaxiées en commençant par la couche de phase 2, suivie par la couche active, une barrière (pour éviter à un puits quantique

d'être directement en contact avec l'InP) et finalement la couche de phase 1. L'épaisseur de la couche de phase 2 est augmentée de 10 nm pour permettre une adaptation fine de la résonance à la longueur d'onde désirée.

Remarque : les couches tampon et d'arrêt, ainsi que le rajout de 10 nm sur la couche de phase 2, sont communs à toutes les structures épitaxiées à « l'envers ».

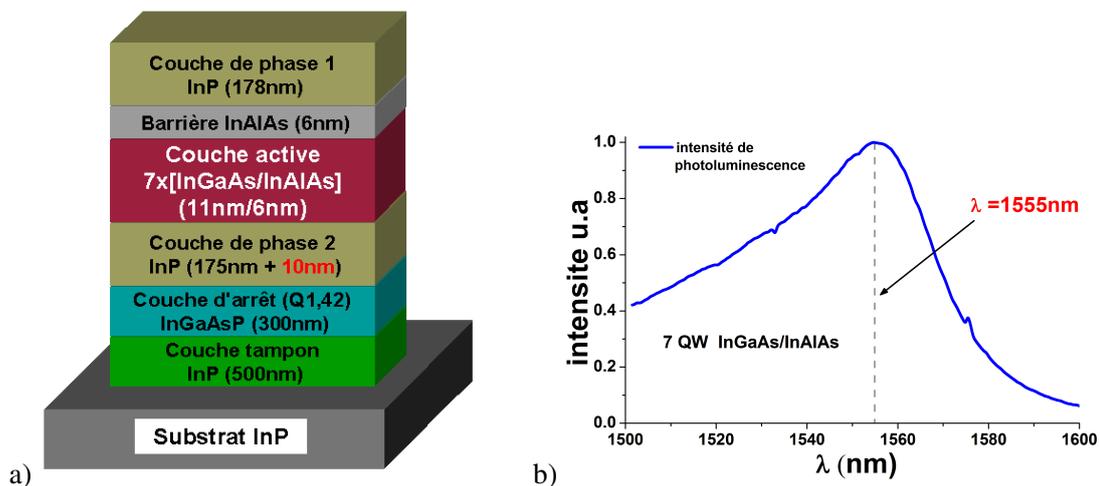


Fig. 47 – a) Schéma de la pré-structure HD7 réalisée par épitaxie EPVOM. La structure a été réalisée à « l'envers » afin d'anticiper l'étape du report de substrat. b) Spectre de photoluminescence mesuré sur une pré-structure à 7 puits quantiques InGaAs/InAlAs.

L'épitaxie est une étape cruciale de la fabrication du composant. En effet, c'est durant celle-ci que sont réalisés les absorbants saturables. Il est donc important de bien maîtriser la qualité des puits quantiques, ainsi que leur énergie de gap. La figure 47.b montre un spectre typique de photoluminescence² mesuré sur nos pré-structures. Le pic de photoluminescence, qui correspond au gap, est centré sur 1555 nm. L'absorption excitonique de nos absorbants saturables coïncident donc parfaitement avec les longueurs d'onde de travail visées.

B – Irradiation ionique

L'irradiation d'une structure cristalline par des ions lourds permet de réduire le temps de vie des porteurs grâce à la création de défauts cristallins lors des collisions entre les ions et le réseau cristallin [39, 40]. Cette étape peut être réalisée à n'importe quel moment de la fabrication. Dans la majorité des cas, nous l'avons effectué à la suite de l'épitaxie pour des raisons pratiques (il est plus facile et plus rapide d'irradier un wafer, qu'une dizaine de morceaux plus petits). Les irradiations ont été réalisées avec l'accélérateur d'ion ARAMIS de type Tandem (tension nominale de 2 MV) au Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse à l'université de Paris XI [41]. Toutes les structures ont été irradiées avec des ions Ni⁶⁺ à une énergie de 10,6 MeV et avec un angle d'incidence de 7°. Cette énergie permet d'avoir des profondeurs d'implantation de 4 à 5 μm . Le temps de vie des porteurs

2. Le principe de la photoluminescence est d'exciter les électrons d'un matériau à l'aide d'un rayonnement (généralement monochromatique) et de détecter la lumière émise lors de leur désexcitation. Dans le cas des semiconducteurs celle-ci se produit autour du gap.

étant fonction de la dose d'irradiation, nous avons utilisé des doses d'irradiation différentes pour obtenir des composants avec différents temps de réponse. Le tableau 14 donne les différentes doses d'irradiation utilisées, ainsi que les temps de réponse des composants attendus.

Tab. 14 – Doses d'irradiation et temps de réponse des cavités attendus [39]. Irradiations aux ions Ni^{6+} (10,6 MeV).

Doses d'irradiation (cm^{-2})	τ_{ca} (ps)
$2,5 \cdot 10^{10}$	70
$1 \cdot 10^{11}$	15
$2 \cdot 10^{11}$	9
$4 \cdot 10^{11}$	5
$1 \cdot 10^{12}$	1,5

Des études (non-publiées) réalisées à l'IEF par Sébastien Sauvage et Juliette Mangeney ont montré une dépendance du paramètre τ des QW irradiés avec la puissance incidente. Leurs résultats montrent une augmentation du temps de vie des porteurs de 50 % lorsque la fluence incidente passe de $3 \mu J/cm^2$ à $300 \mu J/cm^2$ (cette dernière valeur correspond à la fluence nécessaire pour diviser par dix l'absorption initiale). Ils ont aussi montré que τ restait stable pour des températures allant jusqu'à $250^\circ C$, puis augmentait pour des températures supérieures. Il en résulte que le temps de réponse des composants devrait aussi être dépendant avec la puissance incidente. On peut aussi en conclure que la température des structures ne doit pas excéder $250^\circ C$, notamment lors des différentes étapes de fabrication, afin d'éviter une augmentation du temps de réponse.

Remarque : le traitement de signaux optiques à 40 Gbits/s impose un temps de réponse du composant inférieur à 6 ps. L'irradiation à $4 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ est donc, à priori, suffisante pour réaliser un composant compatible avec ce débit.

C – le dépôt du miroir arrière

Suivant sa composition, le miroir arrière est réalisé soit lors de l'épitaxie (couches semi-conductrices), soit à la suite de celle-ci (Ag et couches diélectriques). La couche d'argent, d'une épaisseur de l'ordre de 300 nm, est déposée par évaporation par effet Joule (bâti Alcatel BEL 310) sous une pression inférieure à 10^{-6} Torr. Les couches quart-d'onde diélectriques sont, quant à elles, déposées par évaporation sous vide par canon à électrons. L'épaisseur des couches diélectriques est un paramètre critique pour la conception du composant. En effet, une mauvaise calibration des épaisseurs déposées peut introduire un déphasage à la réflexion entraînant du coup un décalage de la résonance de la structure finale. Les dépôts des diélectriques SiO_2 et TiO_2 ont été réalisés à Alcatel-Thales III-V Lab dans un bâti Plassys combiné à un ellipsomètre spectroscopique permettant le contrôle in-situ, et en temps réel, des épaisseurs des multicouches déposées. Ce bâti ne pouvant pas déposer de l' Al_2O_3 , les couches de ce diélectrique ont quant à elles été réalisées au LPN à l'aide d'un bâti Plassys MEB 400 mais sans contrôle in-situ, d'où une plus grande difficulté du contrôle des épaisseurs déposées. La figure 48 montre en exemple une coupe transverse prise au microscope électronique

à balayage (MEB) d'un miroir hybride $\text{Ag}/\text{Al}_2\text{O}_3$ provenant d'une structure HD3 et ayant son maximum de réflectivité à 1550 nm. L'image montre une très bonne homogénéité de la couche d' Al_2O_3 ainsi qu'une absence de rugosités aux interfaces avec l'Ag et l'InP, signes d'une bonne qualité optique du miroir hybride.

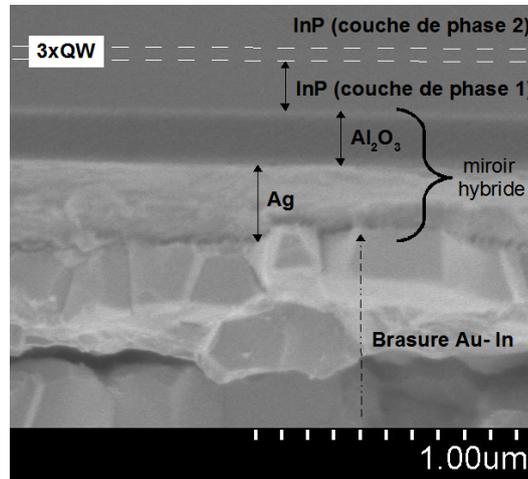


Fig. 48 – Coupe transversale d'un miroir hybride $\text{Ag}/\text{Al}_2\text{O}_3$ prise au microscope électronique à balayage. L'image a été prise sur la structure HD3-(M3) reportée sur Si par brasure Au-In. La position des puits quantiques est représentée par les deux lignes blanches en pointillé.

Remarque : l'épaisseur de la couche diélectrique en contact direct avec l'Ag doit avoir une épaisseur quart d'onde moins une épaisseur L_δ (donnée par l'Eq. (3.7) page 74), afin de compenser le déphasage introduit lors de la réflexion sur la couche métallique.

Un autre paramètre critique pour la réalisation des miroirs est la qualité des interfaces. En effet, la présence de polluants ou d'une surface oxydée aura pour conséquence une diminution de la réflectance du miroir. Avant tout dépôt, la surface de l'échantillon est donc nettoyée et, si nécessaire, désoxydée. Le nettoyage s'effectue à l'aide de trois bains successifs. Un bain de trichloréthylène chaud (~ 3 min à 90°C) pour enlever toutes traces de polluants organiques, puis un bain d'acétone avec ultrasons pour supprimer toutes traces de polluants minéraux (~ 3 min) et enfin, un bain d'isopropanol pour enlever l'acétone, suivi d'un séchage à l'azote. La désoxydation se fait par gravure humide. Dans le cas de l'InP, celle-ci est réalisée à l'aide d'un bain d'acide sulfurique (H_2SO_4) pur (à 95 %) pendant 30 sec (il est important de ne pas diluer l' H_2SO_4 car sinon la solution attaquerait aussi la couche d'InP), suivi d'un bain d'eau désionisée (ODI) pendant 3 min [42]. Afin d'éviter toute réoxydation, l'échantillon est transporté (ou conservé) dans de l'isopropanol jusqu'à sa mise sous vide pour la réalisation des dépôts.

Remarque : afin de vérifier si l'InP est bien désoxydé, il suffit de vérifier sa mouillabilité avec l'eau. En effet, l'InP oxydé est hydrophile (l'eau s'étale sur la surface) alors que l'InP non oxydé est hydrophobe (l'eau y forme des gouttelettes).

La réalisation des miroirs hybrides a posé certaines difficultés, car l'argent, tout comme l'or, n'adhère pas sur les diélectriques comme le SiO_2 ou l' Al_2O_3 . Pour y remédier, la solution la plus efficace à notre disposition a été d'utiliser une couche d'accrochage aussi peu

absorbante que possible. Pour cela nous avons utilisé soit une fine couche de 10 nm de silicium amorphe (a-Si) déposée lors du dépôt des couches diélectriques, soit une très fine couche de chrome (Cr), d'épaisseur entre 2 et 4 nm (épaisseur limite pour une bonne adhérence), déposée en même temps que l'argent afin d'éviter son oxydation.

Remarque : à cause de la présence de dopants résiduels, le a-Si à notre disposition présente une forte absorption à $1,55 \mu\text{m}$, de l'ordre de 3000 cm^{-1} , d'où le dépôt d'une couche aussi fine que possible. Le a-Si étant très facilement oxydable, il est nécessaire de le désoxyder avant d'y déposer la couche d'Ag (voir l'étape suivante du report de substrat).

D – Le report de substrat

Le report de substrat est une étape indispensable pour la réalisation des miroirs arrière métalliques et hybrides, car ceux-ci ne peuvent être réalisés qu'après l'épitaxie. Cette étape qui consiste à coller le miroir arrière d'une microcavité sur un nouveau substrat hôte est réalisée grâce à l'utilisation d'un joint de soudure. Parmi les nombreuses techniques de report détaillées dans la littérature [43, 44], nous avons choisi d'utiliser une brasure à base d'or et d'indium, obtenue par interdiffusion solide-liquide (ou SLID pour Solid Liquid Inter-Diffusion). En plus d'assurer une bonne évacuation thermique, la brasure SLID permet d'obtenir des reports solides, homogènes et sans contraintes sur plusieurs centimètres carré. Enfin, l'utilisation de l'alliage Au/In permet de réaliser cette brasure à une température inférieure à $250 \text{ }^\circ\text{C}$, évitant ainsi la guérison des défauts créés par l'irradiation ionique.

La brasure SLID, développée en 1966 par Leonard Bernshtein [45], est basée sur la propriété qu'ont certains systèmes binaires (Au-In, Ag-In, Cu-In etc. . .) de pouvoir former un alliage dont la température de fusion est plus élevée que la température de formation. La figure 49 montre le diagramme de phase du système Au-In. Celui-ci nous renseigne sur les différentes phases qui peuvent exister à l'équilibre thermodynamique pour une composition et une température données. On constate que pour une concentration massique d'indium entre 37% et 54% (représenté par la zone colorée sur le diagramme), l'alliage Au-In est alors constitué des deux phases solides AuIn et AuIn₂ et présente dans ce cas une température de fusion de $495 \text{ }^\circ\text{C}$. Grâce à la faible température de fusion de l'In ($156 \text{ }^\circ\text{C}$), il est alors possible de former cet alliage à une température inférieure à son point de fusion par diffusion de la phase liquide de l'In dans la phase solide de l'Au (interdiffusion solide-liquide) [46,47].

La réalisation de la brasure SLID se divise en 3 étapes : i) le dépôts des couches métalliques, ii) la mise en contact de la structure à reporter avec le substrat hôte et iii) la formation de la brasure SLID. Cette technique a été introduite au sein du CNET-Bagneux par Constantin Nelep [48], puis développée au LPN par Julie Dion. Nous allons maintenant détailler chacune de ces trois étapes.

i) dépôt des couches métalliques

Une proportion d'environ 2 pour 1 entre les épaisseurs des couches d'In et d'Au déposées a été choisie. Connaissant la densité de l'indium ($7,31 \text{ g.cm}^{-3}$) et celle de l'or ($19,3 \text{ g.cm}^{-3}$), on peut facilement calculer la composition massique en indium de l'alliage Au-In finale et on trouve 42 %, ce qui est suffisant pour obtenir la brasure SLID Au-In (voir trait en pointillé bleu sur la Fig. 49) et permet de plus une certaine marge d'erreur sur les épaisseurs

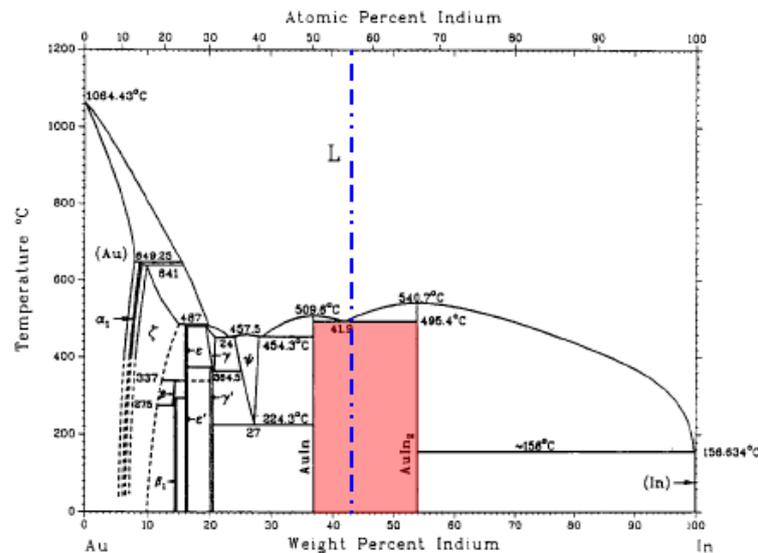


Fig. 49 – Diagramme de phase du système Au-In. La zone colorée montre l'alliage formé par la brasure SLID. Le trait en pointillé bleu montre la composition massique en indium que nous avons utilisé pour réaliser la brasure SLID.

déposées. Les différentes couches métalliques déposées pour réaliser la brasure SLID sont montrées sur la figure 50.a. Sur le substrat hôte (Si, SiC ou Cu), ainsi que sur la microcavité à reporter sont d'abord déposées une fine couche de Ti d'une épaisseur de 30 nm, puis une couche d'or de 150 nm. La couche de Ti sert à la fois de couche d'accrochage et de barrière de diffusion. Ces deux métaux sont déposés à vide par canon à électron (bâti Alcatel SCM 600). Enfin, une couche d'In de 600 nm et une fine couche de 15 nm d'au sont déposées par effet Joule sur le substrat hôte. Cette dernière couche d'au sert à éviter l'oxydation de la surface de la couche d'indium. La majorité des composants a été reportée sur du silicium avec une orientation cristalline (100) afin d'en faciliter le clivage. Comme le SiO₂ est un très mauvais conducteur thermique et qu'il adhère mal avec les métaux, la surface du silicium doit être désoxydée avant tout dépôt métallique. Cette désoxydation est réalisée par gravure chimique à l'aide d'une solution d'acide fluorhydrique (HF) (à 40 %) pendant 30 s suivie d'un bain d'ODI pendant 3 min.

Remarque : afin de vérifier si le Si est bien désoxydé, il suffit de vérifier sa mouillabilité avec l'eau. Le SiO₂ est hydrophile alors que le Si est hydrophobe.

ii) mise en contact

Avant la mise en contact des échantillons, ceux-ci sont clivés en carré d'environ 5 à 10 mm de côté. La surface du substrat de report doit être plus grande que celle de la structure à reporter afin de faciliter les manipulations ultérieures. Suite au clivage, les échantillons doivent être nettoyés afin d'enlever les poussières qui pourraient nuire à la formation d'une brasure homogène. Pour cela, les échantillons clivés subissent un bain d'acétone accompagné d'ultrasons, puis un bain d'isopropanol et enfin ils sont séchés à l'N₂. Afin d'éviter que des bulles d'air ne soient emprisonnées lors de la mise en contact des échantillons, quelques gouttes d'isopropanol sont versées sur le substrat hôte. Lors de la mise en contact de la microcavité avec la couche d'indium du substrat hôte, l'isopropanol va former un mince film entre les surfaces des deux structures et ainsi, éviter la formation de bulles d'air. De plus, ce film liquide va

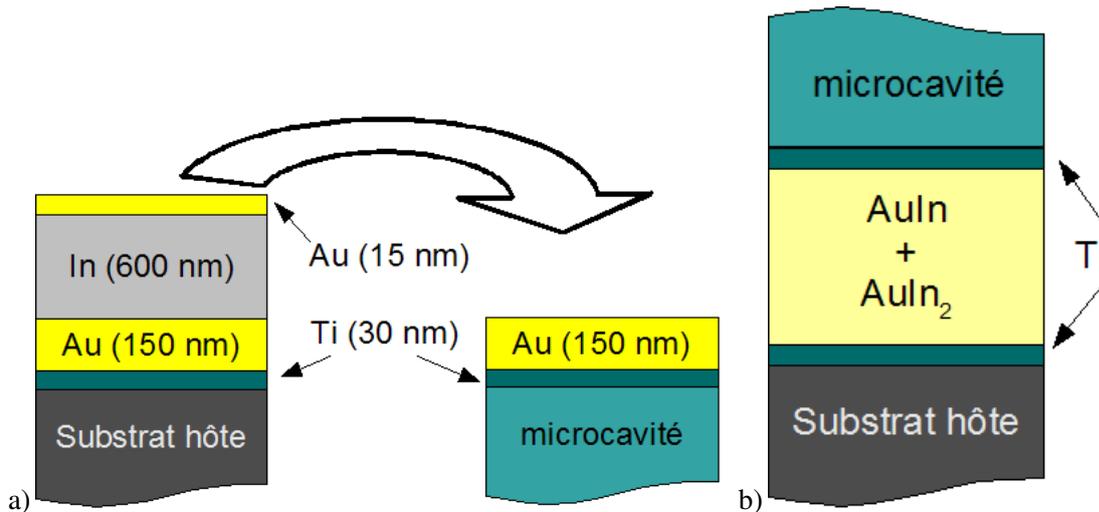


Fig. 50 – Schéma du procédé utilisé pour la réalisation de la brasure SLID Au-In. a) dépôt des différentes couches métalliques et b) microcavité solidement reportée sur le nouveau substrat hôte grâce au joint de brasure polycristallin AuIn/AuIn₂.

permettre, par l'intermédiaire des forces de Van der Waals, de coller temporairement les deux échantillons l'un contre l'autre, facilitant ainsi leur manipulation. L'excédant d'isopropanol est ensuite enlevé à l'aide d'un flux d' N_2 . Après mise en contact de la microcavité avec son substrat hôte, la couche d'indium se trouve prise en sandwich entre deux couches d'or. Ceci va permettre d'accélérer l'interdiffusion de l'or dans l'indium et ainsi d'améliorer l'homogénéité de la brasure [30]. Enfin, pour s'assurer d'un contact parfait et homogène entre les deux échantillons, une pression est appliquée sur les deux échantillons par l'intermédiaire d'une presse en graphite (à faible dilatation thermique). Cette pression est ajustée à l'aide d'un tournevis dynamométrique. Un couple de $1,1 \text{ cN}\cdot\text{m}$ par mm^2 est alors appliqué, correspondant à une pression de $\sim 70 \text{ MPa}$.

iii) formation de la brasure SLID

La presse contenant les échantillons est ensuite placée dans un four pour y subir un recuit à $220 \text{ }^\circ\text{C}$ pendant 1 h 30 (dont 30 min de montée en température) et sous atmosphère d' N_2 . Cette température, supérieure à la température de fusion de l'In, permet au processus d'interdiffusion solide-liquide de prendre place. Lorsque tout l'indium liquide a diffusé dans l'or, l'interdiffusion solide-solide prend le relais afin d'homogénéiser le joint de brasure. A la fin du recuit, la presse est progressivement refroidie jusqu'à température ambiante en suivant le refroidissement naturel du four (entre 5 et 6 h). La microcavité est désormais solidement collée sur le nouveau substrat hôte (cf. Fig. 50.b). La figure 48 montre une image MEB typique du joint de brasure ainsi obtenue. L'image montre que la brasure SLID présente effectivement une structure granulaire avec des grains de tailles diverses.

E – L'adaptation de résonance

Le but de cette étape est de faire coïncider le mode de résonance de la cavité avec l'absorption excitonique des QW. Pour cela, il est nécessaire de retirer le substrat d'origine, ainsi que la couche d'arrêt, par gravure mécanique puis humide. La gravure mécanique est réalisée à l'aide d'un plateau en fonte sur lequel est versée une solution contenant 100 g/l de grain

d'alumine de $3\ \mu\text{m}$ de diamètre. le frottement continu de la face arrière du substrat d'InP sur ce plateau permet de réduire rapidement son épaisseur de $300\ \mu\text{m}$ jusqu'à une épaisseur de 80 à $90\ \mu\text{m}$, avec une vitesse de gravure de l'ordre de 30 à $40\ \mu\text{m}/\text{min}$.

Remarque : afin d'éviter l'apparition de dislocations nuisibles au composant, il est important que la vitesse de gravure ne soit pas supérieure à celle indiquée au-dessus, ni que l'épaisseur du substrat après gravure mécanique soit inférieure à $70\ \mu\text{m}$.

Le reste du substrat est ensuite retiré par gravure humide sélective. Afin de préserver le reste de la structure, la sélectivité³ de cette gravure avec la couche d'arrêt en InGaAsP doit être particulièrement grande. Les vitesses de gravure et la sélectivité de différentes solutions chimiques avec InP et InGaAsP ont donc été étalonnées et comparées. A partir des résultats obtenus, nous avons choisi d'utiliser une solution d'HCl pure (à 37 %) pour sa très forte sélectivité avec l'InGaAsP ($\gg 1000$) et sa grande vitesse de gravure de l'InP ($\sim 8\ \mu\text{m}/\text{min}$). Cette gravure hautement sélective a de plus l'avantage de donner une surface parfaitement lisse et donc très bien adaptée pour réaliser des mesures linéaires du spectre de réflectivité par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (ou FTIR pour Fourier Transform Infra-Red spectroscopy). Cette technique de caractérisation spectrale linéaire, similaire dans son principe à l'interféromètre de Michelson, est basée sur la formation d'un interférogramme produit par deux faisceaux cohérents, issus d'une même source à large bande spectrale. La figure 51 montre un exemple de spectre de réflectivité mesuré par FTIR sur une structure HD7a après retrait du substrat. On observe que l'absorption excitonique, ici centrée à $1545\ \text{nm}$, ne coïncide pas avec la résonance de cavité centrée à $1680\ \text{nm}$.

Remarque : la gravure de l'InP par une solution chimique à base d'HCl dégage un composé gazeux. L'arrêt de ce dégagement permet de savoir si la gravure sélective est terminée ou non.

Pour diminuer l'épaisseur optique de la cavité, il est donc nécessaire de retirer la couche d'arrêt. Pour cela, on a utilisé une solution d' $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ avec une concentration en volume de $3 : 1 : 80$, permettant d'obtenir une vitesse de gravure de l'InGaAsP de l'ordre de 30 à $35\ \text{nm}/\text{min}$. Cette dernière opération est très délicate car la faible sélectivité de cette solution avec l'InP (~ 20) peut provoquer une surgravure de la couche de phase si elle n'est pas interrompue à temps, et par conséquent rendre impossible toute adaptation de résonance. Le contrôle de cette gravure peut se faire de trois manières complémentaires. Tout d'abord, par un contrôle temporel à l'aide d'un chronomètre (connaissant l'épaisseur de la couche d'arrêt, on peut estimer son temps de gravure), par un contrôle visuel grâce aux variations des reflets de surface avec l'épaisseur gravée (cela nécessite cependant une certaine expérience) et enfin, par un contrôle du spectre de réflectivité avec le FTIR. La courbe noire sur la figure 51 montre le spectre de réflectivité obtenu sur le même échantillon HD7a-(A5) mais après gravure de la couche d'arrêt. On constate désormais que la microcavité Fabry-Perot présente une résonance importante au niveau de l'absorption excitonique, preuve d'une parfaite adaptation en résonance à $1,55\ \mu\text{m}$.

A cause des incertitudes sur l'indice optique des différentes couches constituant la microcavité ainsi que celles sur leurs épaisseurs respectives, il a parfois été nécessaire de graver

3. la sélectivité d'une solution chimique donne le rapport entre les vitesses de gravure pour deux matériaux différents.

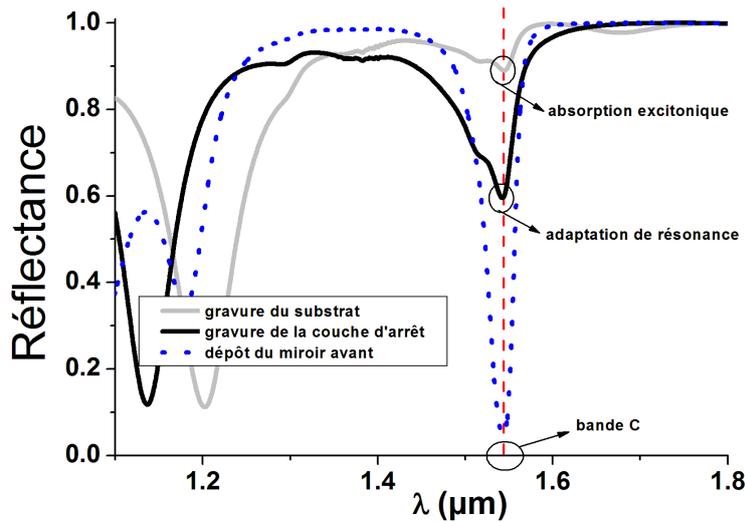


Fig. 51 – Caractérisations linéaires des spectres de réflectivité de la structure HD7a-(A5) après retrait du substrat d'origine (trait continu gris clair), après gravure humide sélective de la couche d'arrêt (trait continu noir) et après dépôt du miroir avant (trait en pointillé bleu).

légèrement la couche de phase en InP pour atteindre l'adaptation de résonance. Dans ce cas de figure, nous avons utilisé une solution d' $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{HCl}$ (98 : 2). La très faible vitesse de gravure obtenue (~ 15 nm/min) nous a ainsi permis de contrôler très précisément l'adaptation de résonance.

F – Le dépôt du miroir avant

Tout comme pour le miroir arrière, le miroir avant est déposé soit lors de l'épitaxie (miroir avec couches semiconductrices), soit après celle-ci (miroir avec couches diélectriques). Dans tous les cas, la réflectivité du miroir avant, et donc sa composition, ainsi que l'épaisseur de chaque couche sont soigneusement choisies pour permettre une réflectivité de cavité faible, proche de l'adaptation d'impédance à la longueur d'onde de travail recherchée (cf. Eq. (3.13), page 80). Les dépôts des couches diélectriques SiO_2 et TiO_2 ont été réalisés à Alcatel-Thales III-V Lab dans un bâti Plassys combiné à un ellipsomètre spectroscopique permettant le contrôle in-situ, et en temps réel, de l'épaisseur pour chaque couche déposée. La courbe en pointillé bleu sur la figure 51 montre le spectre de réflectivité final du composant HD7a-(A5). On constate qu'après le dépôt du miroir avant, la microcavité présente bien une résonance très importante à $1,55 \mu\text{m}$ avec un minimum de réflectivité passant de 60 % avant le dépôt à seulement quelques pourcent après.

A l'issue de cette dernière étape, les composants sont totalement terminés et prêts à être caractérisés. La figure 52.a montre, comme exemple de microcavité complète, une coupe transverse de la structure HD7a-(A3) prise au microscope électronique à balayage. Cette photo montre parfaitement la zone active prise en sandwich entre le miroir hybride arrière et le miroir de Bragg diélectrique avant, le tout étant reporté par brasure Au/In sur un substrat de silicium. On peut y constater aussi une parfaite homogénéité des différentes couches, signe d'une bonne maîtrise de chaque étape de fabrication. La photo de la figure 52.b montre une surface caractéristique des composants obtenus. Comme montré sur cette image, toutes les

structures présentent une surface de travail de l'ordre de 50 mm^2 , avec pas ou peu de défauts visibles.

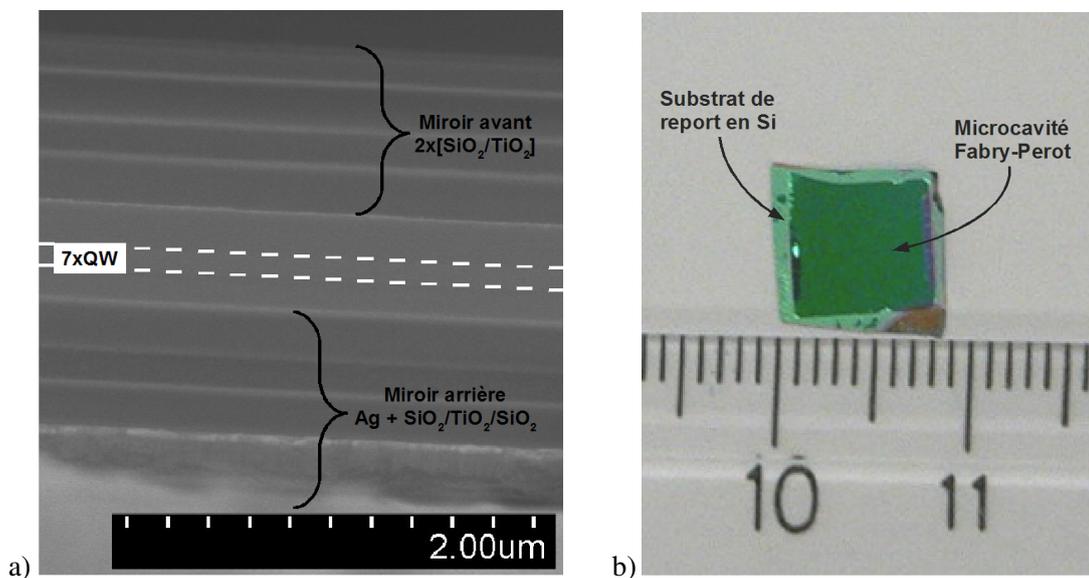


Fig. 52 – a) Coupe transverse de la structure HD7a-(A3) prise au microscope électronique à balayage. La position des puits quantiques est représentée par les deux lignes blanches en pointillé. b) Photo du composant HD4-(J2) posé près d'une règle graduée en centimètre. La couleur verte provient de la réflectivité du miroir de Bragg avant $2x[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]$.

G – Caractérisation linéaire des spectres de réflectivité

Afin d'obtenir une caractérisation fine de la résonance des diverses structures obtenues, nous avons réalisé des mesures en réflexion à l'analyseur de spectre optique (ou OSA pour Optical Spectrum Analyzer). Les figures 53.a et 53.b montrent deux exemples de spectres obtenus sur deux structures différentes. On observe que les mesures (courbes rouges) concordent bien avec les simulations (courbes noires), validant ainsi le modèle utilisé pour calculer la réponse linéaire de nos composants. Les légères variations sur la largeur de résonance, la longueur d'onde centrale et la réflectivité minimale proviennent des incertitudes liées à la fabrication (indices optiques, épaisseurs etc. . .).

Quelle que soit la structure, l'ensemble des composants réalisés au cours de ce travail de thèse montre une résonance de cavité compatible avec la bande C [1530 nm - 1565 nm]. Afin de comparer les résultats obtenus à l'OSA sur chaque structure avec les simulations respectives, nous avons relevé la bande passante $BP_{1/2}$ définie à $(R_{min}+R_{max})/2$, avec R_{min} et R_{max} les valeurs théoriques des réflectivités à l'état bloquant et à l'état passant respectivement (cf. Figs. 53.a et 53.b). Les résultats sont résumés dans la figure 54. Ils montrent que les valeurs expérimentales obtenues sont en assez bon accord avec les résultats numériques aux incertitudes près, preuve d'une fabrication de bonne qualité. Seule la structure HD3 montre une valeur expérimentale deux fois plus grande que la valeur numérique. Ceci provient certainement de notre approximation sur la valeur de l'indice optique de l' Al_2O_3 . En effet, n'ayant pas de valeurs expérimentales pour nos propres couches d' Al_2O_3 , nous avons utilisé une valeur moyenne égale à la valeur communément admise dans la littérature (cf. Tab. 8 page 77), et constante quelle que soit la longueur d'onde. Il est à noter que la longueur

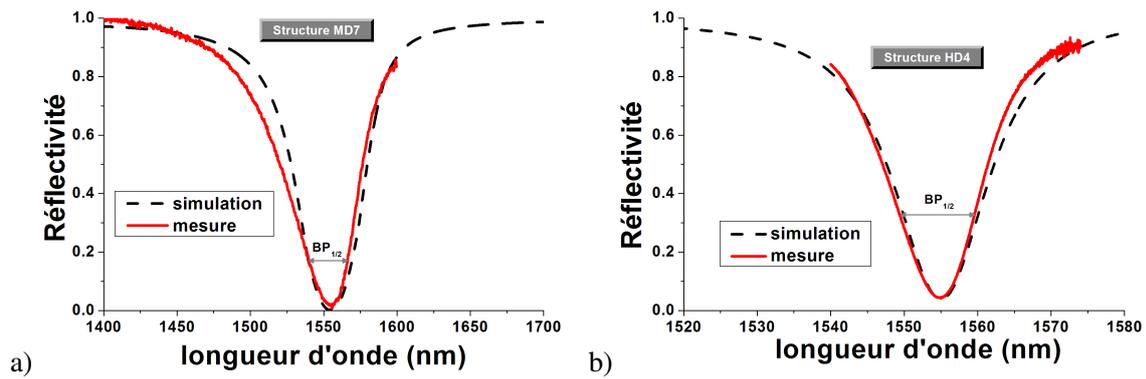


Fig. 53 – Spectres optiques expérimentaux (courbes en pointillé rouge) et simulés (courbes noires) des structures MD7-(AA2) (a) et HD4-(J4) (b) respectivement.

d'onde de résonance de certains échantillons a été délibérément décalée afin de satisfaire les différentes études que nous avons mené par la suite.

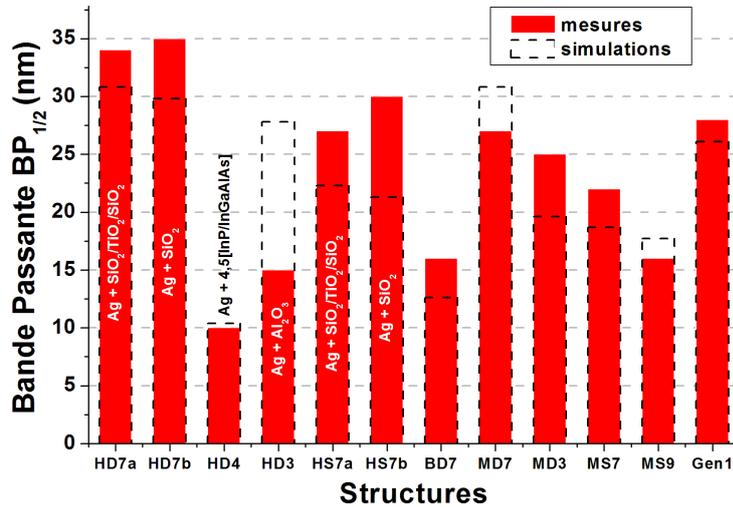


Fig. 54 – Valeurs expérimentales (bâtonnets rouge) et numériques (bâtonnets en pointillé noir) de la bande passante $BP_{1/2}$ pour chaque structure. Les valeurs expérimentales sont une moyenne de plusieurs composants pour une structure donnée.

IV – Conclusion

L'utilisation de notre composant pour la remise en forme des signaux à des débits de 40 Gbits/s ou plus, nécessite une importante optimisation. En effet, à de tels débits, les performances requises sont beaucoup plus exigeantes que celles demandées pour des débits plus faibles. Celles-ci imposent que le composant présente un temps de réponse approprié (< 6 ps), une puissance de fonctionnement en adéquation avec les puissances moyennes en ligne (< 6 dBm), des pertes d'insertion faibles (< 5 dB) afin d'éviter un trop grand nombre de coûteuses étapes de réamplification, une amélioration du taux d'extinction suffisante (3 à 5 dB) pour la remise en forme proprement dite et enfin, une insensibilité à la polarisation du signal à traiter.

Nous avons vu que l'optimisation du composant n'était pas une chose aisée, car beaucoup de paramètres physiques sont interdépendants. Il est donc nécessaire de faire certains compromis. Nos analyses ont cependant permis de faire ressortir deux points importants. Le premier est que l'utilisation d'un miroir arrière avec une réflectance proche de 1 peut permettre de diminuer à la fois les pertes d'insertion et la puissance de commutation, et donc par conséquent la puissance de fonctionnement. L'autre conclusion de notre analyse est que l'utilisation d'un faible nombre de puits quantiques permettrait, en association avec un miroir arrière de haute réflectivité, de réduire encore plus significativement cette puissance de commutation, sans pour autant augmenter les pertes d'insertion. Malheureusement, nos différentes simulations ont montré que l'élévation de température au sein du composant est principalement dépendante des propriétés thermiques du miroir arrière. Plus celui-ci présente une importante résistance thermique et plus l'élévation de température sera élevée, avec pour principale conséquence une importante modification des propriétés optiques du composant. Or, l'obtention d'un miroir de Bragg de très haute réflectivité nécessite un empilement important de couches semiconductrices ou diélectriques ce qui aboutit finalement à une importante résistance thermique (à cause d'une épaisseur trop importante ou/et de l'utilisation de matériaux à faibles conductivités thermiques). Pour remédier à ce problème, nous avons décidé d'utiliser des miroirs arrière hybrides constitués d'une couche métallique d'argent de très forte conductivité thermique et d'un petit empilement de couches diélectriques ou semi-conductrices. Ce type de miroir hybride apporte deux avantages. Tout d'abord, on peut obtenir une importante réflectivité, proche de 1, sur une très faible épaisseur (typiquement l'épaisseur équivalente à 2 ou 4 couches quart d'onde). Ensuite, une microcavité avec ce type de miroir de très haute réflectance peut présenter une relativement faible résistance thermique effective. Nos simulations montrent qu'il est ainsi possible d'atteindre des réflectivités supérieures à 98 % avec des résistances thermiques deux à trois fois inférieures à celles de miroirs de Bragg de réflectivités équivalentes ($K > 5000$ K/W). Un autre avantage des miroirs hybrides face aux miroirs de Bragg classiques, est de pouvoir obtenir de larges résonances de cavité, supérieures à 20 nm, même avec un faible nombre de puits quantiques. Il est ainsi théoriquement possible de réaliser des composants AS ayant un fonctionnement WDM avec de très bonnes performances sur une importante largeur spectrale.

La fonctionnalité totalement passive du composant permet une fabrication en seulement six étapes (au maximum), et sans aucune lithographie. Ces étapes sont d'ailleurs en grande partie déjà parfaitement maîtrisées et utilisées dans l'industrie, d'où une fabrication moins chère que pour la plupart des composants concurrents. Même l'irradiation ionique, bien que

lourde à mettre en place, est une méthode souvent utilisée par les industriels pour la réalisation de composants. Ces six étapes sont dans l'ordre chronologique : l'épitaxie, l'irradiation ionique, le dépôt du miroir arrière, le report de substrat, l'adaptation de résonance et le dépôt du miroir avant. Comme la plupart de ces techniques sont couramment utilisées dans de nombreux laboratoires de recherche, leur adaptation à la fabrication de notre composant a été relativement simple. Cependant, l'optimisation de notre composant a nécessité de mettre au point deux nouvelles techniques au sein du laboratoire. Il a d'abord fallu développer une technique de report de substrat adaptée à nos besoins. Nous avons donc mis au point une technique de collage par brasure or-indium. Ce joint métallique permet de reporter de grandes surfaces tout en assurant une bonne qualité structurale des couches reportées, ainsi qu'une bonne évacuation thermique. L'autre technique que nous avons dû développer est celle permettant la création des miroirs hybrides de haute réflectivité, rendue difficile à cause de la faible adhérence des couches diélectriques sur l'argent, ainsi que par la difficulté de déposer des couches diélectriques d'épaisseurs adéquates.

A partir des différentes optimisations proposées et des résultats obtenus par les simulations thermiques et optiques, nous avons élaboré cinq types de structures. Toutes ces structures ont pu être réalisées à partir du procédé de fabrication décrit dans ce chapitre. Une première étude optique montre que leurs réponses spectrales linéaires concordent bien avec les résultats de simulations numériques, preuve d'une fabrication de bonne qualité. Chacune de ces structures nous a permis d'étudier l'influence d'un ou de plusieurs paramètres tel que par exemple le nombre de puits quantiques sur la réponse finale du composant. A partir de ces structures, nous avons aussi pu étudier le comportement thermique du composant en fonction de sa résistivité thermique. Les résultats de ces études sont explicités et exploités dans les chapitres suivants.

Bibliographie

- [1] www.telecom.gouv.fr/rnrt/rnrt/projets/res_01_40.htm.
- [2] www.yenista.com/Home/accueil.htm.
- [3] J. C. Simon, L. Bramerie, F. Ginovart, V. Roncin, M. Gay, S. Feve, C. E. Le and M. L. Chares, "All-optical regeneration techniques," *Annals of telecommunications*, vol. 58, no. 11/12, pp. 1708–1724, 2003.
- [4] H. Macleod, *Thin-Film Optical Filters - Second Edition*. Adam Hilger Ltd., 1986.
- [5] E. Abraham and J. M. Halley, "Some calculations of temperature profiles in thin films with laser heating," *Appl. Phys. A*, vol. 42, no. 4, pp. 279–285, 1987.
- [6] E. Abraham and I. J. M. Ogilvy, "Heat flow in interference filters," *Appl. Phys. B*, vol. 42, no. 1, pp. 31–34, 1987.
- [7] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. Pergamon Press, 6th edition, 1980.
- [8] T. E. Sale, *Vertical cavity surface emitting lasers*. Research Studies Press, 1995.
- [9] C. Symonds, J. Dion, I. Sagnes, M. Dainese, M. Strassner, L. Leroy, and J. L. Oudar, "High performance 1.55 μm vertical external cavity surface emitting laser with broadband integrated dielectric-metal mirror," *Electron. Lett.*, vol. 40, no. 12, pp. 734–735, 2004.
- [10] T. Nguyen, C. Shen, X. Wu, T. Pinnington, J. Krogen, B. Witzigmann, C. Tsai, L. Cote, M. Geva, D. Huynh, A. Konkar, and P. C. Chen, "Design and Fabrication of 1.3- μm Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Using Dielectric Reflectors," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 11, pp. 1498–1500, 2003.
- [11] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama, and K. Iga, "Continuous Wave GaInAsP/InP Surface Emitting Lasers with a Thermally Conductive MgO/Si Mirrors," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 33, no. 4, pp. 1905–1909, 1999.
- [12] Z. Zhang, T. Nakagawa, K. Torizuka, T. Sugaya, and K. Kobayashi, "Self-starting mode-locked Cr⁴⁺ :YAG laser with a low-loss broadband semiconductor saturable-absorber mirror," *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 23, pp. 1768–1770, 1999.
- [13] P. Martin, E. M. Skouri, L. Chusseau, and C. Alibert, "Accurate refractive index measurements of doped and undoped InP by a grating coupling technique," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no. 7, pp. 881–883, 1995.
- [14] S. Tiwari, *Compound Semiconductor Device Physics*. Academic Press, 1991.
- [15] M. J. Mondry, D. Babic, J. E. Bowers, and L. A. coldren, "Refractive indexes of (Al, Ga, In) As epilayers on InP for optoelectronic applications," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 627–630, 1992.

- [16] Y. Kim, M. Rodwell, and A. Gossard, "Thermal Characteristics of InP, InAlAs, and Al-GaAsSb Metamorphic Buffer Layers Used In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As Heterojunction Bipolar Transistors Grown on GaAs Substrates," *J. Electron. Mater.*, vol. 31, no. 3, pp. 196–199, 2002.
- [17] S. Adachi, "Refractive indices of III-V compounds : Key properties of InGaAsP relevant to device design," *J. Appl. Phys.*, vol. 53, no. 8, pp. 5863–1845, 1982.
- [18] M. Guden and J. Piprek, "Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55 μm wavelength," *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, vol. 4, pp. 349–357, 1996.
- [19] J. P. Debray, E. Lugagne-Delpon, G. L. Roux, J. L. Oudar, and M. Quillec, "Low threshold InGaAlAs monolithic vertical cavity bistable device at 1.5 μm wavelength," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 2858–2860, 1997.
- [20] I. Garcés, F. Villuendas, J. A. Vallés, C. Dominguez, and M. Moreno, "Analysis of Leakage Properties and Guiding Conditions of Rib Antiresonant Reflecting Optical Waveguides," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 14, no. 5, pp. 798–805, 1996.
- [21] S. Uchiyama, N. Yokouchi, and T. Ninomiya, "Continuous-Wave Operation up to 36 C of 1.3 μm GaInAsP/InP Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 9, no. 2, pp. 141–142, 1997.
- [22] R. K. Williams, R. S. Graves, M. A. Janney, T. N. Tiegs, and D. W. Yarbrough, "The effects of Cr₂O₃ and Fe₂O₃ additions on the thermal conductivity of Al₂O₃," *J. Appl. Phys.*, vol. 61, no. 10, pp. 4894–4901, 1987.
- [23] W. J. Coleman, "Evolution of Optical Thin Films by Sputtering," *Appl. Opt.*, vol. 13, no. 4, pp. 946–951, 1974.
- [24] S. M. Lee, D. G. Cahill, and T. H. Allen, "Thermal conductivity of sputtered oxide film," *Phys. Rev. B*, vol. 52, no. 1, pp. 253–257, 1995.
- [25] A. D. Rakić, A. B. Djurisić, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, "Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices," *Appl. Opt.*, vol. 37, no. 22, pp. 5271–5283, 1998.
- [26] www.memsnet.org/material.
- [27] M. S. ünlü and S. Strite, "Resonant cavity enhanced photonic devices," *Appl. Phys. Rev.*, vol. 78, no. 2, pp. 607–639, 1995.
- [28] S. Corzine, R. S. Geels, J. Scott, R. Yan, and L. A. Coldren, "Design of Fabry–Perot Surface-Emitting Lasers with a Periodic Gain Structure," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 6, pp. 1513–1524, 1989.
- [29] www.telecom.gouv.fr/rnrt/rnrt/projets/pastre.htm.
- [30] B. S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu, and J. L. Reno, "Terahertz quantum-cascade laser at $\lambda \approx 100 \mu\text{m}$ using metal waveguide for mode confinement," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, no. 11, pp. 2124–2126, 2003.
- [31] S. Adachi, "GaAs, AlAs, and Al_xGa_(1-x)As : Material parameters for use in research and device applications," *J. Appl. Phys.*, vol. 58, no. 3, pp. R 1–R 29, 1985.
- [32] G. A. Slack, "Thermal Conductivity of Pure and Impure Silicon, Silicon Carbide and Diamonds," *J. Appl. Phys.*, vol. 35, no. 12, pp. 3460–3466, 1964.
- [33] G. A. Slack, "The intrinsic thermal conductivity of AlN," *J. Phys. Chem. Solids.*, vol. 48, no. 7, p. 641, 1987.

- [34] J. Mangeney, *Composant à absorbant saturable rapide à base de semi-conducteurs irradiés par des ions et applications à la régénération des signaux télécoms*. PhD thesis, Université de Paris VI, 2000.
- [35] M. H. MacDougal, J. G. C.-K. Lin, A. E. Bond, and P. D. Dapkus, "Thermal Impedance of VCSEL's with AlO_x/GaAs DBR's, volume = 10, year = 1998," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, no. 1, pp. 15–17.
- [36] A. J. Kemp, G. J. Valentine, J. M. Hopkins, J. E. Hastie, S. A. Smith, S. Calvez, M. D. Dawson, and D. Burns, "Thermal Management in Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers : Finite-Element Analysis of a Heatspreader Approach," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 41, no. 2, pp. 128–155, 2005.
- [37] D. Massoubre, J. Dion, J. Landreau, J. Decobert, A. Shen, and J. L. Oudar, "Low insertion loss and switching energy all-optical gate for 40 Gbit/s WDM networks," *SPIE Photonics, Devices and Systems III*, vol. 6180, pp. 351–356, 2006.
- [38] G. B. Stringfellow, *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy : Theory and Practice*. Academic Press, 1989.
- [39] J. Mangeney, H. Choumane, G. Patriarche, G. Leroux, G. Aubin, J. C. Harmand, and J. L. Oudar, "Comparison of light- and heavy-ion-irradiated quantum-wells for use as ultrafast saturable absorbers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 17, pp. 2722–2724, 2001.
- [40] 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, "Sub-picosecond wideband efficient saturable absorber created by high energy (200 MeV) irradiation of Au^+ ions into bulk GaAs," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 8, pp. 818–820, 1998.
- [41] www-csasm.in2p3.fr/groupe/semirami.
- [42] O. Pluchery, Y. J. Chabal, and R. L. Opila, "Wet chemical cleaning of InP surfaces investigated by in-situ and ex-situ infrared spectroscopy," *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 4, pp. 2707–2715, 2003.
- [43] B. G. Yacobi, S. Martin, K. Davis, A. Hudson, , and M. Hubert, "Adhesive bonding in microelectronics and photonics," *J. Appl. Phys.*, vol. 91, no. 10, pp. 6227–6262, 2002.
- [44] F. Niklaus, G. Stemme, J. Q. Lu, and R. J. Gutmann, "Adhesive wafer bonding," *J. Appl. Phys.*, vol. 99, pp. 1–28, 2006.
- [45] L. Bernshtein, "Semiconductor joining by the solid-liquid-interdiffusion (SLID) process," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 113, pp. 1282–1288, 1966.
- [46] C. C. Lee, C. Y. Wang, and G. Matijasevic, "Au-In Bonding Below the Eutectic Temperature," *IEEE Trans. Components, Hybrids and Mfg. Technol.*, vol. 16, pp. 311–316, 1993.
- [47] T. B. Wang, Z. Z. Shen, R. Q. Ye, X. M. Xie, F. Stubhan, and J. Freytag, "Die Bonding with Au/In Isothermal Solidification Technique," *J. Electron. Mater.*, vol. 29, p. 443, 2000.
- [48] C. Nelep, *Développement de diodes électroluminescentes à microcavité à miroirs métalliques pour le contrôle de l'émission spontanée*. PhD thesis, Université de Paris 6, 2002.

Chapitre 4

Caractérisations à faibles cadences

L'objet de ce chapitre est de présenter les caractérisations à faibles cadences obtenues sur les différentes structures fabriquées au cours de ce travail de thèse. Ces mesures ont pour but d'étudier l'influence de divers paramètres sur les performances du composant tels que, par exemple, la dose d'irradiation, le nombre de puits quantiques ou les propriétés optiques des différents matériaux utilisés. Pour faciliter l'interprétation et la comparaison des résultats, ces caractérisations ont été réalisées dans un régime de fonctionnement à faible débit permettant ainsi d'éviter les effets thermiques que nous étudierons dans le chapitre suivant. Nous en profiterons aussi pour présenter le modèle numérique développé dans le but de prédire la réponse non-linéaire de nos composants, et nous confronterons ces résultats aux mesures expérimentales.

Dans la première partie de ce chapitre, nous présenterons d'abord les deux bancs expérimentaux que nous avons utilisés pour ces caractérisations. Le premier, appelé banc pompe-sonde, nous a servi à caractériser le temps de réponse des composants, alors que le deuxième a été utilisé pour mesurer leur fonction de transfert. Ensuite, nous présenterons le modèle théorique développé pour calculer la réponse non-linéaire de nos microcavités, ainsi que les principaux résultats obtenus à l'aide de celui-ci. La troisième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude des puits quantiques contraints en InGaAlAs et plus particulièrement à leurs propriétés d'absorption en fonction de la contrainte. Enfin, dans la quatrième et dernière partie, nous présenterons les résultats expérimentaux des mesures temporelles et non-linéaires obtenus sur les différentes structures et nous comparerons ces résultats à ceux du modèle numérique.

I – Méthodes expérimentales

A – caractérisation temporelle

Grâce à la réduction du temps de relaxation des porteurs dans les puits quantiques par l'irradiation ionique, on s'attend à ce que nos structures présentent des temps de réponse de l'ordre de la picoseconde. Afin de déterminer précisément ces temps de réponse, il nous est nécessaire d'utiliser un banc de mesure à très haute résolution temporelle. Pour cette raison et ainsi que pour sa simplicité d'utilisation, nous avons choisi d'utiliser une technique de mesure de type pompe-sonde.

1 – Principe de la technique pompe-sonde

La technique pompe-sonde est une méthode couramment utilisée pour étudier les effets physiques ultra-rapides, tel que l'évolution temporelle de la densité de porteurs [1, 2]. En effet, sa résolution est en principe uniquement limitée par la largeur temporelle des impulsions utilisée et peut donc atteindre la femtoseconde avec les lasers actuels. Cette technique consiste à envoyer une première impulsion de forte intensité (impulsion pompe) sur l'échantillon. Cette impulsion va être absorbée et en réaction créer une certaine densité de porteurs libres. Ces derniers vont alors occuper les états disponibles et ainsi diminuer l'absorption de l'échantillon. Une seconde impulsion d'intensité beaucoup plus faible (impulsion sonde) est envoyée à la suite de l'impulsion pompe, avec un retard connu. Le nombre d'états disponibles ayant été réduit par l'impulsion pompe précédente, l'absorption de l'impulsion sonde va en être modifiée et ainsi dépendre du retard entre les deux impulsions. Pour un très faible retard, l'absorption de la sonde sera faible, alors que pour des retards suffisamment grand devant le temps de relaxation des porteurs, l'absorption de la sonde sera maximale. Il est ainsi possible de mesurer l'évolution temporelle de la densité de porteurs et donc de remonter au temps de réponse de l'échantillon.

2 – Montage expérimental

La figure 55 présente le montage pompe-sonde utilisé pour nos mesures du temps de réponse. La source utilisée est un laser, de marque Calmar, à fibre dopée erbium à blocage de modes passif déclenché par un absorbant saturable. Elle émet des impulsions avec un taux de répétition de 23 MHz et à une longueur d'onde ajustable entre 1535 nm et 1565 nm. Afin d'obtenir un signal suffisant pour la détection, seule la sortie amplifiée du laser a été utilisée (1 mW en sortie). Les impulsions amplifiées émises ont alors une largeur spectrale à mi-hauteur de 15 nm et une durée de 1 ps (vérifiée à l'autocorrélateur).

Après avoir traversé une lame demi-onde ($\lambda/2$), le faisceau est divisé en deux faisceaux grâce à un cube séparateur de polarisation. Le rapport d'intensité entre les deux faisceaux est ajusté à l'aide de la lame demi-onde. Le faisceau de plus grande intensité est alors dirigé sur le chemin de la pompe sur lequel se trouve une ligne à retard. Celle-ci, contrôlée par un moteur pas-à-pas (de résolution 50 μm , soit 0,33 ps), permet de réduire ou d'augmenter le trajet optique du faisceau pompe, ce qui permet d'induire une avance ou un retard temporel des impulsions pompes par rapport aux impulsions sondes (on suppose que toutes les impulsions

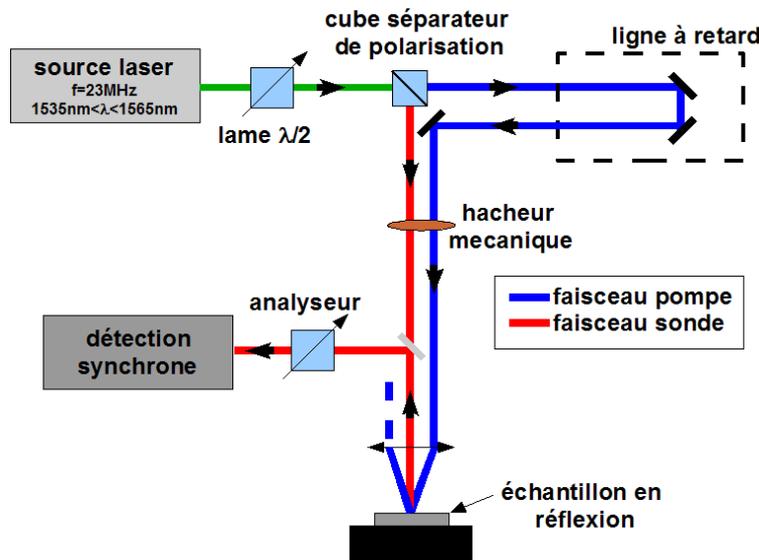


Fig. 55 – Schéma du montage expérimental de mesures pompe-sonde dégénéré en espace libre.

sont strictement identiques). Les deux faisceaux (pompe et sonde) sont ensuite focalisés sur l'échantillon à l'aide d'un objectif de microscope traité antireflet autour de 1550 nm et de distance focale égale à 10 mm. Les tâches focales des deux faisceaux se recouvrent spatialement à la surface de l'échantillon. Le diamètre des tâches focales à $1/e^2$ du maximum d'intensité a été mesuré au moyen d'une lame de rasoir et évalué à $4,5\ \mu\text{m}$ [3]. Le faisceau sonde réfléchi par le composant est finalement détecté, après filtrage de la pompe à l'aide d'un polariseur, avec une photodiode basse fréquence en InGaAs. Afin d'augmenter la sensibilité de la détection, nous avons utilisé une détection synchrone. Cette méthode permet d'extraire un signal utile « noyé » dans du bruit [4]. le faisceau sonde et le faisceau pompe sont donc modulés en intensité à deux fréquences légèrement différentes autour de 700 Hz (respectivement f_1 et f_2) par un hacheur mécanique. Seule la partie du faisceau sonde modulée à la fréquence différence $f_2 - f_1$ est alors détectée. La ligne à retard et la détection synchrone sont pilotées par ordinateur, permettant ainsi des mesures automatiques. Le faisceau pompe et le faisceau sonde ayant la même longueur d'onde, le banc pompe-sonde est dit dégénéré. Ce montage permet donc de mesurer la variation de réflectivité ΔR de l'échantillon en fonction du retard δt entre les impulsions pompes et les impulsions sondes.

Remarque : la résolution temporelle de notre banc pompe-sonde est ici uniquement limitée par la largeur des impulsions et est par conséquent égale à 1 ps.

3 – Exemple de mesure

La figure 56 montre un exemple de mesures obtenu avec ce banc pompe-sonde sur une structure MS7 irradiée avec une dose de $4 \cdot 10^{11}\ \text{cm}^{-2}$. On constate que la variation de réflectivité ΔR est nulle lorsque le retard δt est négatif. Cela est normal car les impulsions sondes arrivent avant les impulsions pompes et ne « voient » donc aucune variation de l'absorption. Lorsque le retard devient nul, c'est à dire lorsque les impulsions pompes se recouvrent temporellement avec les impulsions sondes, ΔR devient alors maximale car la densité de porteurs, et par conséquent la variation d'absorption, est alors maximale. Puis comme at-

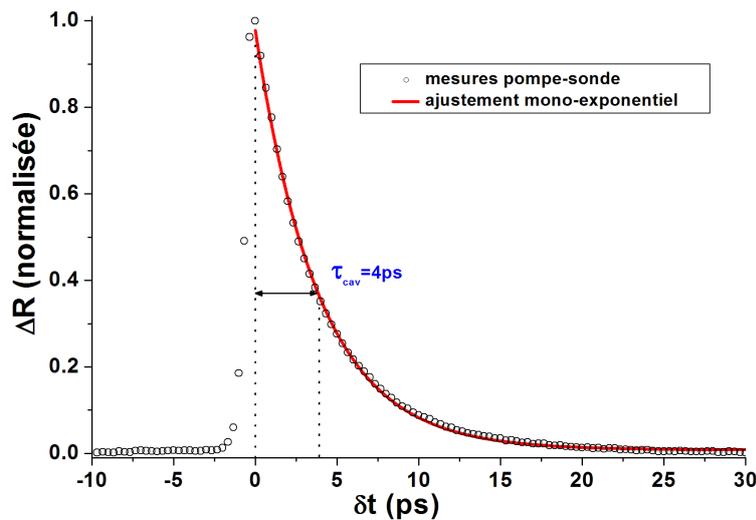


Fig. 56 – Variation de la réflectivité ΔR en fonction du retard δt entre les impulsions pompes et les impulsions sondes. Les données expérimentales ont été obtenues par mesures pompe-sonde sur la structure MS7-(C13) irradiée avec une dose de $4.10^{11} \text{ cm}^{-2}$. La courbe rouge montre l'ajustement des données par une fonction mono-exponentielle décroissante avec un temps caractéristique égal à 4 ps.

tendu, ΔR décroît de façon mono-exponentielle (ajustement courbe rouge) vers 0 lorsque δt devient positif. A partir de ces mesures, on peut en déduire que le temps de réponse du composant à 1/e du maximum de signal est égal à 4 ps.

Remarque : En réalité et comme on le verra un peu plus loin dans ce chapitre, la densité de porteurs ne devient maximale que quelques dizaines de femtoseconde après le passage de l'impulsion sonde. Cependant comme la résolution de notre banc est insuffisante pour le voir, nous avons considéré que le maximum de signal correspondait à un retard nul afin de simplifier les mesures.

B – caractérisation non-linéaire

1 – Principe

La caractérisation non-linéaire de nos échantillons va nous permettre d'obtenir leur fonction de transfert, c'est à dire la réflectivité R en fonction de l'énergie incidente E_{in} . A partir de ces mesures, il est ensuite possible d'en déduire l'énergie de commutation, le contraste et les pertes d'insertion pour chaque structure.

2 – Montage expérimental

La figure 57 montre le montage utilisé pour mesurer les fonctions de transfert. N'ayant pas de source laser adéquate en disponibilité au laboratoire, nous avons utilisé un banc de mesure situé dans les locaux d'Alcatel-Thales III-V Lab. La source utilisée est un laser fibré à blocage de mode de marque Pritel. Cette source produit des impulsions avec un taux de répétition de 19,5 MHz et à une longueur d'onde ajustable entre 1540 nm et 1560 nm.

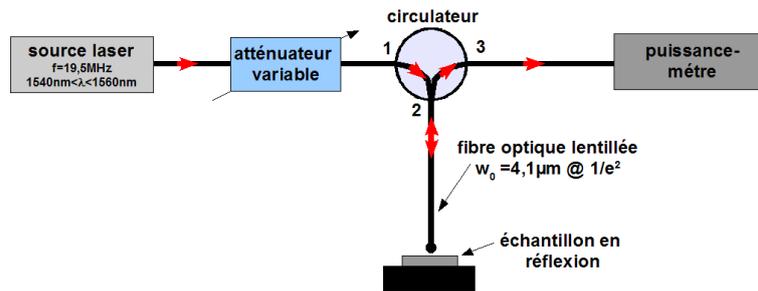


Fig. 57 – Schéma du montage expérimental tout-fibré de mesures des fonctions de transfert. 1, 2 et 3 représentent les entrées et sorties du circulateur optique. Les flèches rouges montrent le trajet suivi par le faisceau laser.

La figure 58.a montre un spectre d'émission typique de la source Pritel centré à 1552 nm et mesuré à l'OSA. On constate que la largeur spectrale $\Delta\lambda$ à mi-hauteur des impulsions est de 2,6 nm, soit environ 350 GHz ($\Delta\nu$). La largeur temporelle Δt à mi-hauteur des impulsions a quant à elle été déterminée à l'aide d'un autocorrélateur. Le principe de fonctionnement d'un autocorrélateur est présenté au chapitre 6. La figure 58.b montre le signal d'autocorrélation ainsi obtenue. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion est déduite en corrigeant la valeur à mi-hauteur du signal d'autocorrélation par un facteur dépendant de la forme des impulsions [5]. Ainsi, pour une enveloppe de type Gaussienne, la largeur à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation est égale à $\sqrt{2}$ fois la largeur à mi-hauteur de l'impulsion. Pour une sécante hyperbolique, ce facteur vaut 1,543. Les valeurs théoriques du produit $\Delta\nu \cdot \Delta t$ sont de 0,44 pour une forme Gaussienne et de 0,31 pour une forme de type sécante hyperbolique. Pour remonter à la largeur de l'impulsion, on est donc obligé d'émettre une hypothèse sur sa forme. En supposant que nos impulsions ont une forme sécante hyperbolique, on trouve une largeur à mi-hauteur Δt de 0,9 ps, et un produit $\Delta\nu \cdot \Delta t$ de 0,3, ce qui est proche de la valeur théorique. Grâce au faible taux de répétition de ce laser, il est possible de saturer l'absorption avec des puissances moyennes incidentes suffisamment faibles pour éviter l'apparition des effets thermiques. Enfin, comme la durée des impulsions est plus courte que la durée de vie des porteurs, il est possible de mesurer directement l'intensité apparente de saturation, c'est à dire l'intensité incidente à fournir pour diviser par deux l'absorption. Afin d'éviter tout élargissement spectral et temporel des impulsions lasers, nous avons délibérément évité l'utilisation d'amplificateurs optiques et de filtres optiques.

Remarque : Les enveloppes de forme sécante hyperbolique et celles de forme Gaussienne étant très proches, on supposera dans le reste de ce mémoire que les impulsions Laser ont une forme Gaussienne afin de simplifier les équations mathématiques.

Afin de minimiser les pertes, nous avons choisi de réaliser un banc de mesures tout-fibré, c'est à dire que chaque appareil est connecté aux autres à l'aide de fibres optiques. De plus, cette configuration permet d'éviter tout réglages fastidieux pour le trajet des faisceaux. Le laser est connecté à un atténuateur électronique variable de marque Hewlett-Packard permettant d'atténuer la puissance moyenne du faisceau laser. L'atténuateur est lui-même relié à un circulateur optique. La sortie 2 du circulateur est connectée à une fibre optique lentillée (FOL) de marque Yenista Optics possédant une distance de travail d'une centaine de micromètre et un diamètre de spot w_0 à $1/e^2$ du maximum d'intensité de $4,1\ \mu\text{m}$ (vérifié par une mesure en champ proche). La lentille de cette FOL est recouverte d'un dépôt anti-reflet centré

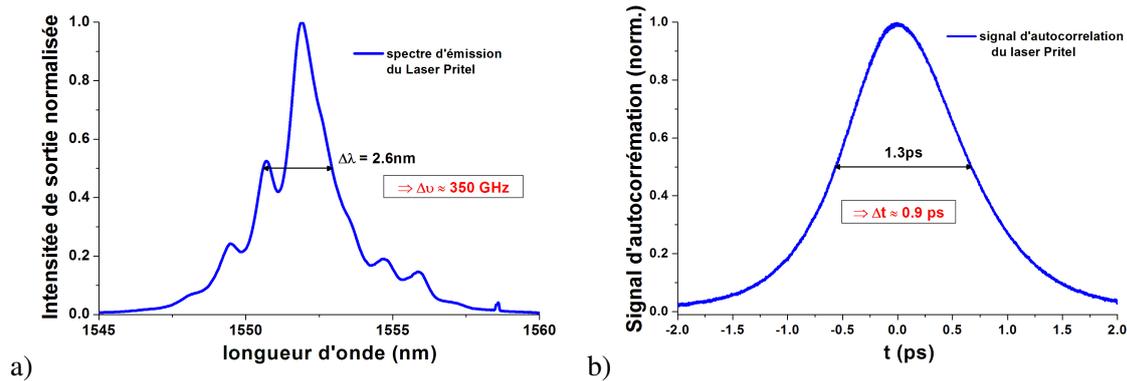


Fig. 58 – a) spectre d'émission du laser Pritel mesuré à l'analyseur de spectre optique. b) signal d'autocorrélation du laser Pritel mesuré à l'autocorrélateur.

à 1550 nm afin d'éviter toute réflexion parasite. Le bout de la FOL est fermement maintenu dans un V-groove monté sur trois platines de translation permettant un déplacement avec une résolution inférieure au micromètre dans les trois directions de l'espace. Il est enfin possible de modifier l'angle d'incidence avec la surface de l'échantillon à l'aide d'une platine de rotation. Cette fibre lentillée est utilisée pour focaliser très précisément et à incidence normale le faisceau laser sur le composant étudié. Grâce aux platines de translation, il est possible de balayer toute la surface d'un échantillon afin d'en caractériser l'homogénéité ou de rechercher un point de fonctionnement particulier. La lumière réfléchiée par l'échantillon est ensuite récupérée par la FOL et renvoyée dans le circulateur optique. Celui-ci redirige le signal réfléchi vers la sortie 3, elle-même reliée à un puissance-mètre qui permet de mesurer la puissance moyenne du signal réfléchi. En faisant varier l'intensité incidente (I_{in}) sur l'échantillon et en comparant le signal réfléchi avec celui obtenu avec un miroir d'or (réflectivité de 97,7 % dans l'air), il est ainsi possible d'obtenir la fonction de transfert $R = f(E_{in})$ de l'échantillon.

Remarque : Ce banc de mesure ne permet pas de mesurer la réflectivité absolue d'un échantillon, mais uniquement sa réflectivité relative. L'utilisation du miroir d'or comme référence de réflectivité permet néanmoins une très bonne estimation des réflectivités absolues.

3 – Exemple de mesure

La figure 59 montre un exemple de mesures obtenues avec ce banc de caractérisation non-linéaire, sur la structure HD7b-(AD1) (dose d'irradiation de $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). On constate bien l'importante variation non-linéaire de la réflectance moyenne avec la fluence incidente, ainsi que la convergence de la réflectivité vers une valeur maximale aux très fortes fluences, preuve d'une saturation de l'absorption.

Afin de déterminer les paramètres caractéristiques de cette fonction de transfert, nous avons utilisé la fonction d'ajustement semi-empirique suivante, dérivée de la loi de saturation de l'absorption à deux niveaux (Eq. (2.12) page 46)

$$R = R_{max} + \frac{R_{min} - R_{max}}{1 + \left(\frac{E_{in}}{E_c}\right)^\beta}, \quad (4.1)$$

avec R_{min} et R_{max} les réflectivités minimale et maximale, E_{in} l'énergie incidente, E_c l'énergie de commutation de la structure déterminée au point d'inflexion de la courbe et β

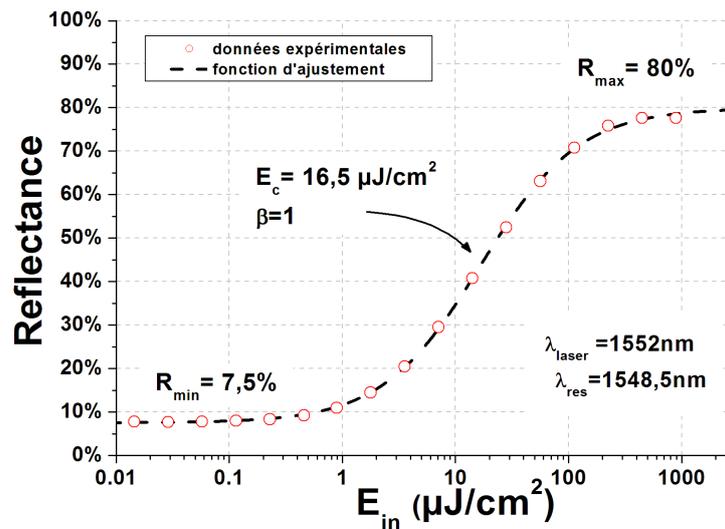


Fig. 59 – Réflectance en fonction de la fluence incidente. Cette fonction de transfert a été obtenue à partir de la structure HD7b-(AD1). La courbe en pointillé noir montre l'ajustement des données par une fonction semi-empirique.

un facteur de qualité. Lorsque le coefficient β est égale à 1, alors la fonction de transfert suit fidèlement la loi de saturation à deux niveaux. Pour la fonction de transfert sur la figure 59 on trouve $R_{min} = 7,5\%$, $R_{max} = 80\%$, $E_c = 16,5 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ et $\beta = 1$. A partir de ces paramètres, on peut finalement en déduire le contraste ($C \approx 10$ dB) et les pertes d'insertion ($P_i \approx 1$ dB) de la structure HD7b-(AD1).

II – Modélisation de la réponse non-linéaire

L'interprétation des résultats de nos mesures non-linéaires a nécessité le développement d'un modèle numérique du composant à absorbants saturables permettant de déterminer sa réponse non-linéaire. Ce modèle est basé sur les hypothèses et les équations que nous allons présenter dans la suite de cette partie.

A – But et principe du modèle

Le but de ce modèle est de décrire l'autosaturation des puits quantiques en microcavité. Afin de pouvoir comparer les résultats numériques avec les résultats expérimentaux, nous avons développé notre modèle théorique à partir des conditions expérimentales du banc de mesure décrit sur la figure 57. Pour cela, nous avons défini les quatre hypothèses suivantes :

- Les impulsions incidentes ont des distributions spatiale et temporelle de forme Gaussienne.
- On travaille toujours à la longueur d'onde de résonance de la microcavité.
- On néglige la non-linéarité d'indice.

- On néglige les effets thermiques.

A partir de ces hypothèses et des différents calculs que nous expliciterons dans la suite de ce chapitre, nous allons pouvoir décrire de manière détaillée les phénomènes physiques suivants :

- Le régime transitoire de la saturation.

- L'effet du renforcement du champ intra-cavité, dépendant de l'absorption.

- L'effet dû aux profils spatial et temporel de l'impulsion incidente.

Le principe du calcul est le suivant. Tout d'abord, nous calculons l'évolution de la densité de porteurs en fonction des paramètres des puits quantiques, de la microcavité et de l'impulsion incidente. A partir des résultats, nous pouvons déterminer l'évolution temporelle de la réflectivité, puis finalement en déduire la réflectivité effective en fonction du profil spatial de l'impulsion incidente. Tous les calculs ont été réalisés à l'aide du logiciel de calcul numérique MATLAB.

B – Calcul de la densité de porteurs

Comme le temps de réponse sub-picoseconde des effets excitoniques est bien plus court que les durées des impulsions utilisées au cours de ce travail de thèse, il n'est pas nécessaire d'en rendre compte [6]. Nous les avons donc négligés afin d'en simplifier les équations. On suppose simplement que l'absorption η des puits quantiques varie comme dans un système à deux niveaux, de manière linéaire avec la densité N_c de porteurs (en cm^{-2}), suivant l'équation

$$\eta(N_c) = \eta_0 \left(1 - \frac{N_c}{N_t} \right), \quad (4.2)$$

où η_0 est l'absorption par puits quantique en régime non saturé (égale à 0,77 %) et N_t la densité de porteurs à la transparence ($\eta(N_t) = 0$).

L'évolution temporelle de la densité de porteurs est régie par l'équation différentielle suivante [7]

$$\frac{dN_c}{dt} = \frac{\eta(N_c) I_{qw}(t)}{h\nu} - \frac{N_c}{\tau}, \quad (4.3)$$

avec $h\nu$ l'énergie des photons (0,8 eV) et τ la durée de vie des porteurs. $I_{qw}(t)$ décrit le profil temporel de l'intensité au niveau des puits quantiques et est dépendant de l'exaltation de l'intensité intra-cavité.

Les puits quantiques étant situés au maximum d'intensité (I_{max}) de l'onde stationnaire intra-cavité, $I_{qw}(t)$ découle du calcul de I_{max} . Le maximum d'intensité intra-cavité peut être déterminé à l'aide de la méthode de sommation d'Airy pour un Fabry-Perot [8] et est

égale à

$$I_{max} = \frac{\left[1 + \sqrt{R_b} e^{-\alpha L}\right]^2 (1 - R_f)}{|1 - R_\alpha e^{2i\delta}|^2} I_{in}, \quad (4.4)$$

$$\text{où } R_\alpha = \sqrt{R_f R_b} e^{-2\alpha L}, \quad (4.5)$$

avec R_f et R_b les réflectivités en intensité du miroir avant et arrière respectivement, α le coefficient d'absorption (en cm^{-1}) de la couche active, L l'épaisseur du milieu absorbant (en cm), δ le déphasage pour un aller simple entre les miroirs (en radian) et I_{in} l'intensité incidente. Comme on travaille à la longueur d'onde de résonance, le déphasage δ est nul.

Si on raisonne avec un seul puits quantique au maximum du champ d'intensité, on obtient $2\alpha L = 4\eta$, car I_{max} est deux fois plus important que l'intensité moyenne I_{cav} intra-cavité ($I_{max} = 2I_{cav}$). De même, si on raisonne avec N puits quantiques adjacents situés au maximum du champ, on a alors $2\alpha L = 4N\eta$. Or, les puits adjacents ne se trouvent pas tous exactement au maximum du champ, mais légèrement décalés (cf. chapitre III page 77). La relation permettant de déterminer l'intensité intra-cavité $I(z)$ en fonction de l'intensité moyenne intra-cavité I_{cav} et de la côte z est donnée par l'équation (3.8) page 77. A partir de celle-ci, on peut en déduire la relation entre le nombre N de puits quantiques réels et le nombre N_{eff} de puits quantiques effectifs qui recevraient virtuellement la même intensité I_{moy}

$$N_{eff} = 2 \sum_{i=1}^N \cos^2(k z_i), \quad (4.6)$$

avec z_i la côte du centre pour chaque puits quantique [9].

En couplant les équations (4.5) et (4.6), on obtient

$$R_\alpha = \sqrt{R_f R_b} e^{-2N_{eff}\eta} = \sqrt{R_f R_b} e^{-N_{eff}\eta} \quad (4.7)$$

De même, en couplant les équations (3.8) et (4.6), on en déduit l'intensité I_{qw} au niveau des puits

$$I_{qw} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I(z) = \frac{N_{eff}}{2N} I_{max}. \quad (4.8)$$

Finalement avec l'équation (4.4) on trouve

$$I_{qw}(t) = \frac{N_{eff}}{2N} \frac{\left[1 + \sqrt{R_b} e^{-\eta N_{eff}}\right]^2 (1 - R_f)}{[1 - R_\alpha]^2} I_{in}(t). \quad (4.9)$$

En combinant les équations (4.3) et (4.9), on peut désormais réécrire l'évolution tempo-

relle de la densité de porteurs et on obtient

$$\frac{dN_c}{dt} = \frac{K}{[1 - R_\alpha]^2} \left(1 - \frac{N_c}{N_t} \right) I_{in}(t) - \frac{N_c}{\tau}, \quad (4.10)$$

$$\text{avec } K = \frac{N_{eff} \eta_0}{2 N h \nu} (1 - R_f) \left[1 + \sqrt{R_b} e^{-\eta N_{eff}} \right]^2. \quad (4.11)$$

C – Calcul de la réponse non-linéaire

A partir de l'équation (4.10) définissant la variation de la densité de porteurs en fonction de l'intensité incidente, on peut calculer la fonction de transfert du composant.

L'évolution temporelle $I_{in}(t)$ des impulsions incidentes est supposée de forme Gaussienne et est donnée par l'équation suivante

$$I_{in}(t) = \hat{I}_0 e^{-\left(\frac{t}{t_p}\right)^2}, \quad (4.12)$$

$$\text{avec } t_p = \frac{\Delta t}{2\sqrt{\ln 2}}. \quad (4.13)$$

où Δt est la durée à mi-hauteur de l'impulsion et \hat{I}_0 la valeur crête de l'intensité (à $t=0$ s). En un point donné de l'espace, la fluence F_0 de cette impulsion a pour valeur

$$F_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} I_{in}(t) dt = \hat{I}_0 t_p \sqrt{\pi}. \quad (4.14)$$

A partir des équations (4.10) et (4.12), on peut désormais résoudre numériquement l'évolution temporelle de la densité de porteurs.

La figure 60.a montre des résultats numériques sur l'évolution de la densité de porteurs obtenue pour une structure quelconque et pour trois durées Δt d'impulsions différentes ($0,1 \tau$, 1τ et 10τ). On constate que l'évolution temporelle de la densité de porteurs est fortement dépendante de la durée de l'impulsion incidente. Lorsque Δt est plus grand que τ (courbe verte), N_c retourne à l'état d'équilibre lentement avec un temps caractéristique de décroissance t_{ca} (calculé à $1/e$ du maximum de la densité de porteurs) très grand devant la durée de vie des porteurs. Par contre, lorsque Δt est plus petit que τ (courbe rouge), N_c retourne très rapidement à l'état d'équilibre (décroissance mono-exponentielle) avec un temps caractéristique qui tend vers τ . La figure 60.b montre le temps caractéristique de décroissance de N_c pour la structure MS7 en fonction de la durée à mi-hauteur et de l'intensité crête des impulsions. Les intensités sont normalisée à $I_1 = (N_t h \nu) / \tau$. Quelque soit la valeur de \hat{I}_0 , on observe que t_{ca} converge vers τ quand Δt tend vers 0. A l'inverse, lorsque Δt devient plus grand, le temps caractéristique de décroissance diverge fortement et devient fortement dépendant de l'intensité incidente. Les résultats numériques montrent que cette divergence de t_{ca} dépend aussi des paramètres de la microcavité (R_b , R_f et N_{eff}).

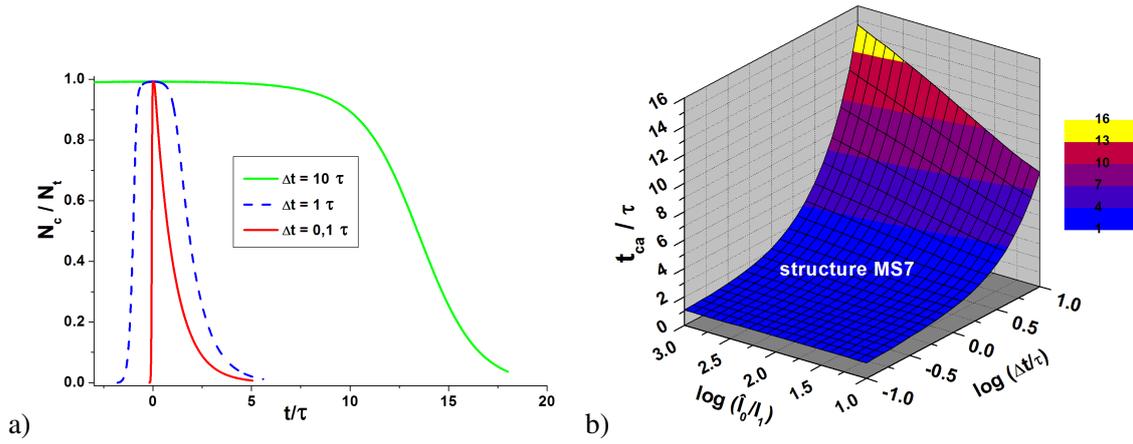


Fig. 60 – a) Résultats numériques de la densité de porteurs N_c (normalisée à N_t) en fonction du temps (normalisé à τ) pour trois durées Δt d'impulsion différentes. $\Delta t=10\tau$ (courbe verte), $\Delta t=1\tau$ (courbe en pointillé bleu) et $\Delta t=0,1\tau$ (courbe rouge). b) Evolution du temps caractéristique de décroissance t_{ca} de la densité de porteurs (défini à $1/e$ du maximum de N_c) pour la structure MS7 en fonction de la durée Δt et de l'intensité crête \hat{I}_0 des impulsions incidentes (en échelle logarithmique). Les temps sont normalisés à τ et les intensités à $I_1=(N_t h\nu)/\tau$. L'impulsion incidente est centrée à $t=0$.

Ayant résolu l'équation différentielle pour le calcul de la densité de porteurs, il est désormais possible de calculer la réflectivité $R[N_c(t)]$ au moyen de l'expression suivante [cf. Eq. (2.16) page 55]

$$R[N_c] = \frac{\left(\sqrt{R_b} e^{-N_{eff} \eta(N_c)} - \sqrt{R_f}\right)^2}{[1 - R_\alpha(N_c)]^2}. \quad (4.15)$$

La figure 61.a montre en exemple les résultats numériques du calcul de $R[N_c]$ pour la structure MS7 et avec une durée d'impulsion plus courte que τ . On constate que l'évolution de $R(N_c)$ (courbe bleue) suit l'allure de celle de N_c (courbe en pointillé rouge). La réflectivité atteint sa valeur maximale (R_{max}) lorsque N_c est maximal, puis décroît exponentiellement jusqu'à une valeur minimale (R_{min}) correspondant à une densité de porteurs nulle. On constate que l'on retrouve bien les valeurs de R_{max} et de R_{min} calculées à l'aide du logiciel GREFLEC. On peut noter que N_c (et par conséquent $R[N_c]$) n'atteint pas sa valeur maximale à $t=0$, comme pour l'impulsion incidente (courbe grise), mais avec un très léger retard dû à la dynamique des porteurs. Le modèle montre que la valeur de ce retard dépend des paramètres de la microcavité.

Bien que les évolutions de N_c et de $R[N_c]$ en fonction de Δt aient la même allure, leurs temps caractéristiques diffèrent. Ceci est montré sur la figure 61.b, où est tracé le rapport des temps caractéristiques $t_{ca}(R[N_c])/t_{ca}(N_c)$ pour la structure MS7 en fonction de Δt et de \hat{I}_0 . On constate que la réflectance montre un t_{ca} toujours plus faible que celui de la densité de porteurs, et qu'il diminue fortement lorsque Δt diminue et que \hat{I}_0 augmente. Cette propriété est retrouvée pour toutes les structures étudiées durant ce travail de thèse. Ces résultats numériques montrent que nos composants présentent un temps de réponse plus court que le temps de vie des porteurs et que cette réponse sera d'autant plus rapide que les impulsions sont courtes et intenses.

Ayant $R(t)$, on peut maintenant calculer l'intensité réfléchie $I_r(t) = R(t) I(t)$, puis le

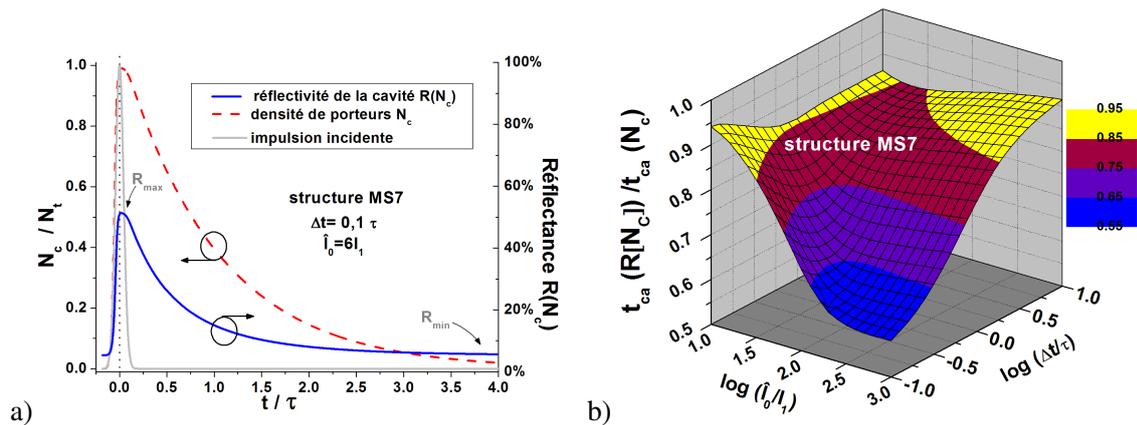


Fig. 61 – a) Evolutions de la densité de porteurs N_c (courbe en pointillé rouge) et de la réflectivité $R(N_c)$ (courbe bleue) de la structure MS7 en fonction du temps, pour une impulsion de valeur crête $\hat{I}_0 = 6I_1$ et de largeur $\Delta t = 0,1\tau$ (courbe grise). b) Rapport entre le temps caractéristique de la densité de porteurs $t_{ca}(N_c)$ et de celui de la réflectivité $t_{ca}(R[N_c])$ pour la structure MS7 en fonction de Δt et de \hat{I}_0 . Les temps sont normalisés à τ et les intensités à $I_1 = (N_t h \nu) / \tau$. $t_{ca}(R[N_c])$ est déduit à $1/e$ de la valeur maximale des courbes normalisées entre 0 et 1.

coefficient de réflexion effectif R_{eff} de l'impulsion par l'expression suivante

$$R_{eff} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} R(t) I(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt} \quad (4.16)$$

La figure 62.a montre un exemple de résultats obtenus pour le calcul de l'intensité réfléchie par une structure du type HD7a. Ce calcul a été réalisé pour deux valeurs crêtes différentes d'intensité \hat{I}_0 et pour deux durées d'impulsion différentes. Les résultats montrent qu'après réflexion sur le composant, le profil temporel de l'impulsion est déformé (courbes noires). Celle-ci perd sa symétrie Gaussienne et présente une largeur à mi-hauteur plus courte que les impulsions incidentes (courbe en pointillé rouge). Le traitement du signal par le composant AS s'accompagne donc d'une compression temporelle des impulsions, ainsi que d'une déformation asymétrique de l'enveloppe temporelle de l'impulsion. On peut noter que plus une impulsion sera comprimée et plus elle sera déformée. La déformation des impulsions, ainsi que sa compression, dépend de l'intensité crête \hat{I}_0 et de la durée de l'impulsion incidente (cf. sous-figure). Cette dépendance est montrée sur la figure 62.b. On y voit que $\Delta t(I_{inc})$ est toujours plus court que τ . Cette compression est faible lorsque \hat{I}_0 est grand et tend à fortement augmenter lorsque l'intensité crête diminue et que Δt augmente. La compression est maximale (c'est à dire que le rapport des largeurs est minimal) pour certaines valeurs précises de Δt et \hat{I}_0 (zone colorée en bleu). Les résultats numériques montrent que la compression dépend aussi des paramètres de la microstructure.

La figure 63 montre l'évolution de la réflectivité effective R_{eff} pour la structure HD7a en fonction de Δt et de \hat{I}_0 . On constate que R_{eff} varie non-linéairement avec l'intensité, mais aussi avec la durée de l'impulsion. Le composant peut donc aussi servir de porte optique commandée par la durée des impulsions. R_{eff} tend vers R_{min} lorsque Δt et \hat{I}_0 sont petit et tend vers R_{max} lorsque Δt et \hat{I}_0 sont grand.

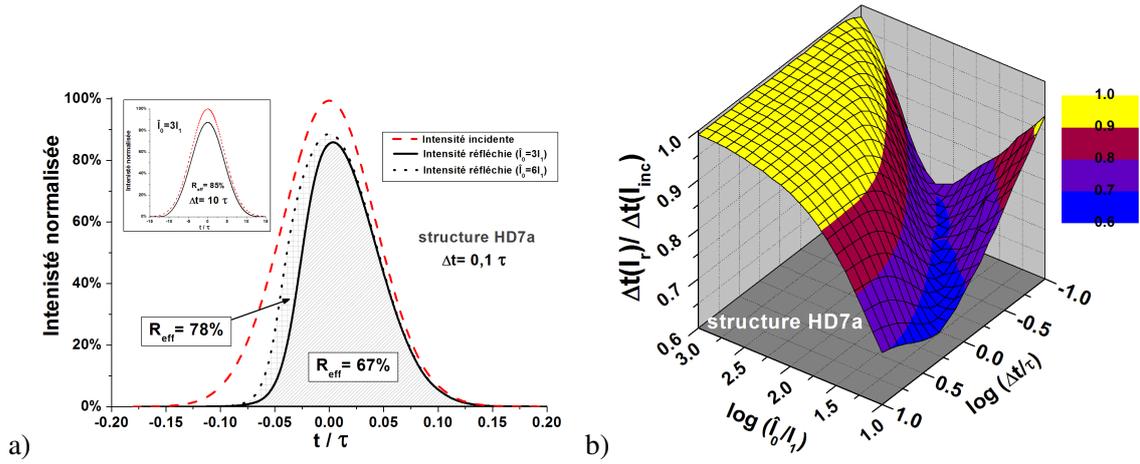


Fig. 62 – a) Résultats numériques du calcul de l'intensité réfléchie (courbes noires) par la structure HD7a en fonction du temps (normalisé à τ), pour deux intensités crêtes \hat{I}_0 différentes et pour deux durées Δt d'impulsion, $\Delta t = 0,1 \tau$ pour le graphe principal et $\Delta t = 10 \tau$ pour la sous-figure. Les intensités sont normalisées à l'intensité incidente (courbes en pointillé rouge). b) Rapport de la largeur à mi-hauteur de l'intensité réfléchie $\Delta t(I_r)$ par la structure HD7a, sur celle incidente $\Delta t(I_{inc})$ en fonction de $\Delta t(I_{inc})$ et de \hat{I}_0 . $I_1 = (N_t h \nu) / \tau$

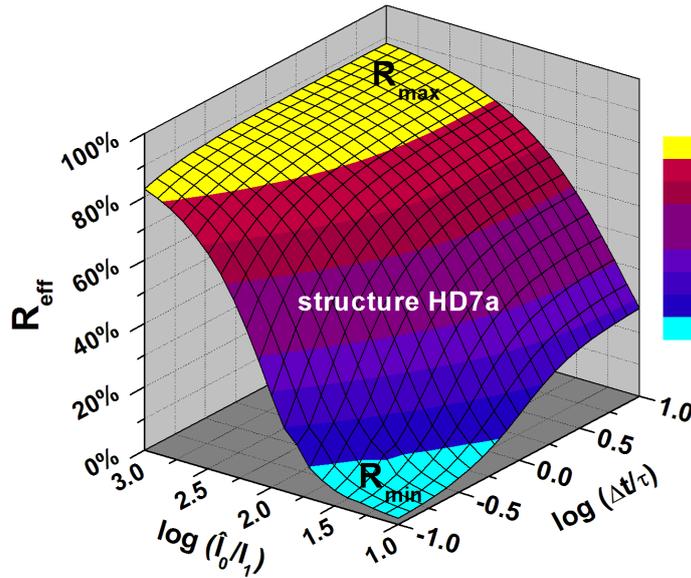


Fig. 63 – Evolution de la réflectivité effective R_{eff} de la structure HD7a en fonction de la durée Δt des impulsions incidentes et de l'intensité crête \hat{I}_0 . $I_1 = (N_t h \nu) / \tau$

La réflectivité effective calculée à l'aide de l'équation (5.3) correspond à la réflectance d'une impulsion avec un profil spatial uniforme de l'intensité. En pratique et dans la majorité des applications, le profil spatial des impulsions est en réalité Gaussien et a pour équation

$$F(r) = F_0 e^{\left(\frac{-2r^2}{w_0^2}\right)}, \quad (4.17)$$

avec r la côte radiale et w_0 le rayon du spot à F_0/e^2 . L'énergie E de l'impulsion (en J) est

reliée à F_0 par

$$E = \frac{\pi w_0^2}{2} F_0. \quad (4.18)$$

Finalement le coefficient de réflexion R_{cav} moyenné sur le profil non-uniforme, s'obtient à l'aide de l'équation suivante

$$R_{cav} = \frac{\int_0^\infty R_{eff}[F(r)] F(r) 2\pi r dr}{\int_0^\infty F(r) 2\pi r dr}, \quad (4.19)$$

soit, pour un profil Gaussien [10],

$$R_{cav} = \int_0^1 R_{eff}(x F_0) dx. \quad (4.20)$$

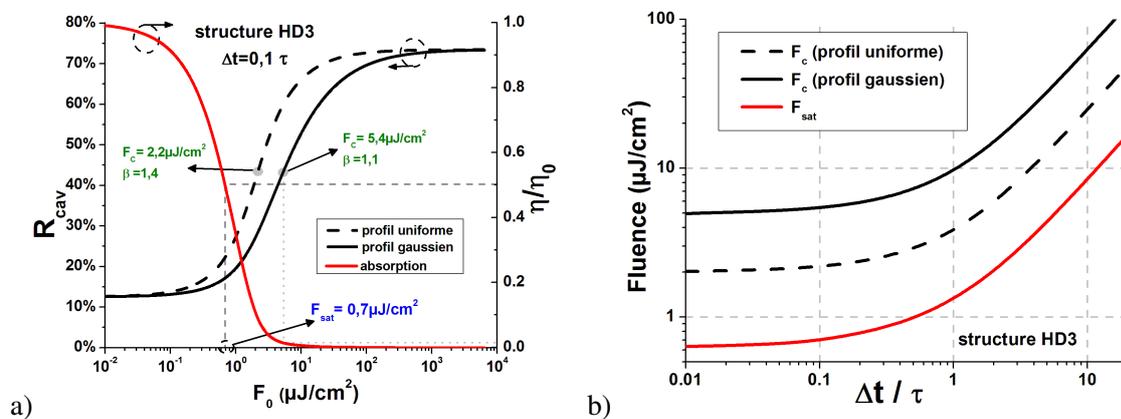


Fig. 64 – a) Fonctions de transfert de la microstructure HD3 (courbes noires) pour une impulsion incidente de durée $\Delta t = 0,1 \tau$. La courbe rouge montre l'évolution du coefficient d'absorption η (normalisée à l'absorption initiale η_0) en fonction de la fluence incidente. b) Evolution des fluences de commutation (courbes noires) et de saturation (courbe rouge) en fonction de la durée des impulsions incidente. Pour les deux figures, la courbe noire et celle en pointillé noir correspondent respectivement aux résultats pour une impulsion de profil spatial Gaussien et de profil spatial uniforme.

La figure 64.a montre un exemple de résultats numériques obtenus sur la structure HD3 avec une durée de $0,1 \tau$ pour les impulsions incidentes. Les résultats montrent bien que la réponse non-linéaire du composant varie avec le profil spatial. La non-linéarité de la réflectivité est moins importante avec un profil spatial Gaussien (courbe noire), qu'avec un profil spatial uniforme (courbe en pointillé noir). La principale conséquence est une augmentation non négligeable de la fluence de commutation F_c lorsque les impulsions ont un profil Gaussien. Dans l'exemple de la figure 64.a, F_c passe de $2,2 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ pour un profil uniforme à $5,4 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ pour un profil Gaussien, soit une augmentation d'un facteur 2,5 (ou 4 dB). On peut noter que les valeurs minimale R_{min} et maximale R_{max} de la réflectivité restent inchangées quelque soit le profil spatial de l'impulsion. La courbe rouge de la Fig. 64.a montre la variation du coefficient d'absorption η avec la fluence incidente. On voit que la fluence de saturation F_{sat} , définie comme la fluence nécessaire pour diviser par deux l'absorption initiale, est beaucoup plus faible que la fluence de commutation (quelque soit le profil spatial) et est égale à seulement $0,7 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ pour la structure HD3. Dans le cas d'un profil Gaussien,

l'absorption à la fluence de commutation ne vaut plus que 1 % de l'absorption initiale. Il faut donc réduire l'absorption de 99 % avant de pouvoir atteindre le point de commutation de la fonction de transfert (pour la structure HD3). Cela explique les difficultés rencontrées pour obtenir expérimentalement des fonctions de transfert complètes.

La figure 64.b, montre les évolutions de F_c et F_{sat} avec la durée Δt des impulsions. On voit que la fluence de commutation pour un profil Gaussien (courbe noire) est toujours plus grande que celle pour un profil uniforme (courbe en pointillé noir) – d'environ un facteur 2,5 pour la structure HD3, et que la fluence de saturation (courbe rouge) est toujours plus faible que F_c , quelque soit le profil spatial – respectivement un facteur 3 et 8 pour la structure HD3. On observe aussi deux régimes distincts de fonctionnement du composant. Le premier est atteint lorsque Δt est inférieur à $0,1 \tau$. Dans ce cas, F_c et F_{sat} sont indépendants de la durée de l'impulsion et par conséquent, le fonctionnement du composant est indépendant de la puissance du signal incident. L'autre régime apparaît pour Δt supérieur à τ et dans ce cas-là, F_c et F_{sat} varient linéairement avec Δt . Pour finir le modèle montre aussi que F_c et F_{sat} dépendent fortement des paramètres de la structure.

Afin de pouvoir utiliser ce modèle en tant qu'outil de conception, il a été nécessaire de confronter les résultats numériques aux résultats expérimentaux. Les résultats de cette étude sont présentés dans la dernière partie de ce chapitre.

III – Etude sur les puits quantiques contraints en InGaAlAs

La fluence de saturation d'un puits quantique est directement proportionnelle à la densité de porteurs à la transparence N_t (cf. Eq.(2.10) page 46). il est donc particulièrement intéressant de pouvoir utiliser des matériaux ayant une faible valeur de N_t . Il a été rapporté dans la littérature que l'application d'une contrainte permet dans certain cas de réduire la valeur de cette densité de porteurs à la transparence. Des réductions d'un facteur entre 2 et 9, selon les matériaux utilisés et les contraintes appliquées, ont ainsi été démontrées [11–13]. Cette diminution de N_t avec l'application d'une contrainte s'expliquerait par une modification de la structure des bandes entraînant une diminution de la densité d'état disponible [12, 13]. Cependant, aucune étude à notre connaissance n'a été publiée sur ce sujet avec des puits quantiques contraints adaptés aux longueurs d'onde autour de $1,55 \mu\text{m}$. Nous avons donc décidé en concertation avec Alcatel dans le cadre du projet OPSAVE, de mener une telle étude à l'aide de puits contraints absorbant à cette longueur d'onde.

A – Effets de la contrainte

Une hétéro-épitaxie est accordée en maille lorsque les deux matériaux ont la même structure cristalline et des paramètres de maille voisins. Si les paramètres de maille sont différents, le matériau constituant la couche de plus grande épaisseur impose sa maille à l'autre, au moins au voisinage de l'interface. Ceci entraîne l'existence, dans le matériau à faible épaisseur, d'une contrainte biaxiale ε dans le plan des couches [14]. On parle alors de régime de contraintes élastiques. La contrainte biaxiale générée dans le matériau épitaxié est dite en compression si son paramètre de maille a est plus grand que celui du substrat a_0 . On a alors, par convention, une contrainte négative $\varepsilon < 0$. Dans le cas inverse ($a < a_0$), la contrainte est dite en tension et on a $\varepsilon > 0$.

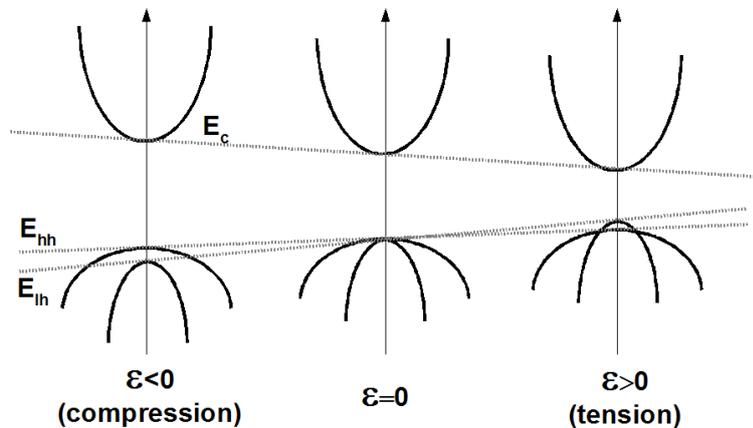


Fig. 65 – Modification de la structure de bandes d'un semi-conducteur massif III-V en fonction de la contrainte biaxiale ε dans le plan des couches.

La contrainte entraîne une variation du potentiel d'où, une forte modification de la structure de bandes [15]. En particulier, les extremas de bande vont se déplacer et l'énergie de bande interdite s'en trouve ainsi modifiée. Une des principales modifications survient dans la bande de valence, où la contrainte a pour effet de lever la dégénérescence des niveaux de trous lourds et légers. Suivant le signe de la contrainte ε , le niveau fondamental sera de type trou lourd ou trou léger, comme il est montré sur la figure 65. Il est donc, par exemple, possible de compenser la levée de dégénérescence due au confinement quantique dans les puits quantiques. Cette modification de la structure de bandes va par conséquent fortement affecter les propriétés électroniques des couches actives.

Pour obtenir le régime contraint, l'épaisseur des couches est un paramètre important. Celle-ci doit être inférieure à une certaine valeur critique déterminée par le désaccord de maille [16]. Sinon, la formation de l'hétérostructure ne perturbe pas le réseau cristallin du matériau épitaxié. L'hétérostructure se retrouve alors dans un régime dit relaxé.

B – Présentation des échantillons

Pour cette étude, la choix a été porté sur des puits quantiques en InGaAlAs, avec des barrières en InGaAlAs. Outre la possibilité de pouvoir obtenir une absorption excitonique à $1,55 \mu\text{m}$, l'utilisation d'un alliage quaternaire permet d'ajuster la largeur du puits indépendamment de l'énergie du gap, ce qui est impossible avec les matériaux ternaires comme InGaAs, où l'ajustement de la longueur d'onde de fonctionnement se fait uniquement en modifiant la largeur du puits. On peut donc réaliser des puits quantiques de différentes contraintes, mais ayant tous la même épaisseur et la même longueur d'onde de fonctionnement. Nous nous sommes focalisés uniquement sur des puits contraint en compression, car notre but est d'augmenter la séparation entre le haut de la bande de trous légers et le haut de la bande de trous lourds (*cf.* Fig. 65) et ainsi de diminuer leur recouvrement, et donc potentiellement la densité d'états.

Nous avons étudié six échantillons constitués de six puits quantiques de 8 nm d'épaisseur

Tab. 15 – Caractéristiques des échantillons réalisés pour l'étude des puits contraints. λ_x correspond à la longueur d'onde d'absorption excitonique.

échantillons	nombre de puits	contraintes mesurées	composition des puits				λ_x (nm) à 300 K
			In	Ga	Al	As	
31900	6	-0,05 %	0,538	0,462	0,000	1,000	1550
31918	6	-0,23 %	0,565	0,435	0,000	1,000	1540
31892	6	-0,54 %	0,608	0,368	0,024	1,000	1547
31903	6	-0,76 %	0,640	0,320	0,040	1,000	1552
31885	6	-1,04 %	0,680	0,254	0,066	1,000	1542
31887	6	-1,11 %	0,690	0,240	0,070	1,000	1548

chacun. Chaque échantillon à différentes valeurs de contraintes, allant de 0,05 % à 1,11 %. Les caractéristiques des puits quantiques pour chaque échantillon sont résumées dans le tableau 15. L'épitaxie de ces échantillons a été faite par EPVOM dans un réacteur *Aixtron*, par Jean Decobert et Nadine Lagay d'Acatel-Thales III-V Lab. Afin d'éviter la formation de dislocations dues aux fortes contraintes, nous avons utilisé pour chaque échantillon des barrières en $\text{In}_{0,422}\text{Ga}_{0,408}\text{Al}_{0,17}\text{As}$ d'épaisseur 8 nm et contraintes en tension à 0,73 % pour partiellement compenser la contrainte des puits quantiques. Les mesures de spectre d'absorption au FTIR montrent que chaque échantillon présente un pic d'absorption excitonique proche de $1,55 \mu\text{m}$, signe d'une très bonne maîtrise de la croissance de ces couches semiconductrices.

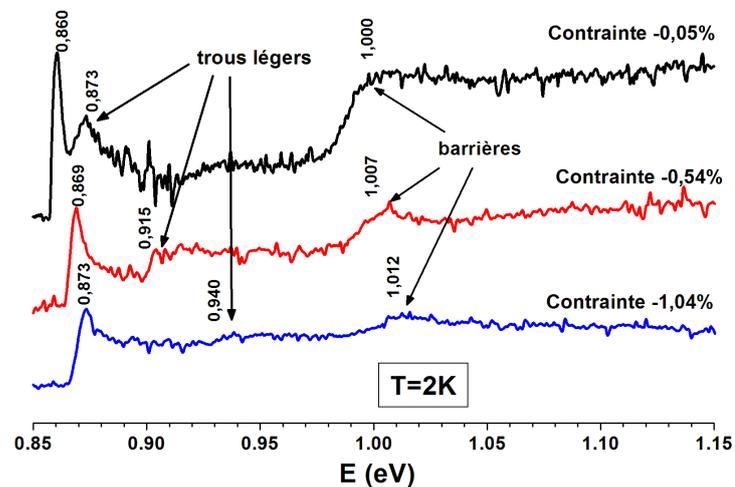


Fig. 66 – Résultats des mesures de photoluminescence excitation des puits quantiques à basse température (2 K) réalisés pour trois valeurs de contrainte différentes : -0,05 % (courbe noire), -0,54 % (courbe rouge) et -1,04 % (courbe bleue).

Afin de contrôler la qualité optique des couches actives contraintes, nous avons réalisé des mesures de photoluminescence d'excitation (PLE) à très basse température. Cette technique permet d'observer la variation d'intensité de la luminescence en fonction de la longueur d'onde d'excitation. En normalisant par le spectre du système optique servant d'excitation, on obtient finalement un spectre proche du spectre d'absorption. Les résultats pour trois

valeurs différentes de contraintes sont montrés sur la figure 66. Comme prévu, les résultats montrent que l'écart entre trou lourd et trou léger augmente avec la contrainte, permettant ainsi de diminuer le recouvrement entre le pic excitonique et l'absorption des trous légers. On peut aussi voir que le pic excitonique se dégrade lorsque la contrainte augmente, mais reste toutefois très fin même pour une contrainte de 1,04 %, signe d'une bonne qualité optique des couches actives.

C – Caractérisation non-linéaire des échantillons

Pour permettre la caractérisation des échantillons, nous avons réalisé des cavités semi-infinies (à un seul miroir). Pour cela, on a déposé sur la face avant de chaque échantillon une couche de 300 nm d'or, puis on a aminci mécaniquement la face arrière du substrat d'InP jusqu'à une centaine de micromètres, suivi par un polissage chimique par une solution de brome-méthanol pour en lisser la surface. Pour terminer, une couche antireflet, centrée à 1550 nm, a été déposée sur la face polie. La figure 67.a montre le schéma d'une telle cavité semi-infinie. Lors de l'épitaxie, une couche de phase en InP d'épaisseur adéquate a été rajoutée afin de placer les puits quantiques au maximum du champ d'intensité de la cavité. Les fonctions de transfert ont été obtenues à l'aide d'un banc de mesure identique à celui décrit à la figure 57 page 109. Cependant, la lentille fibrée ayant une distance de travail plus courte que l'épaisseur des cavités, nous avons utilisé un focaliseur fibré en lieu et place de celle-ci. Ce focaliseur présente une distance focale de plusieurs millimètres et une tache focale de $4 \mu\text{m}$ à $1/e^2$. Un exemple de résultats est montré sur la figure 67.b. On obtient pour cet exemple (structure 31885) une fluence de commutation de $26 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ et une variation de la réflectivité de $R_{\min} = 39,5 \%$ à $R_{\max} = 46,2 \%$.

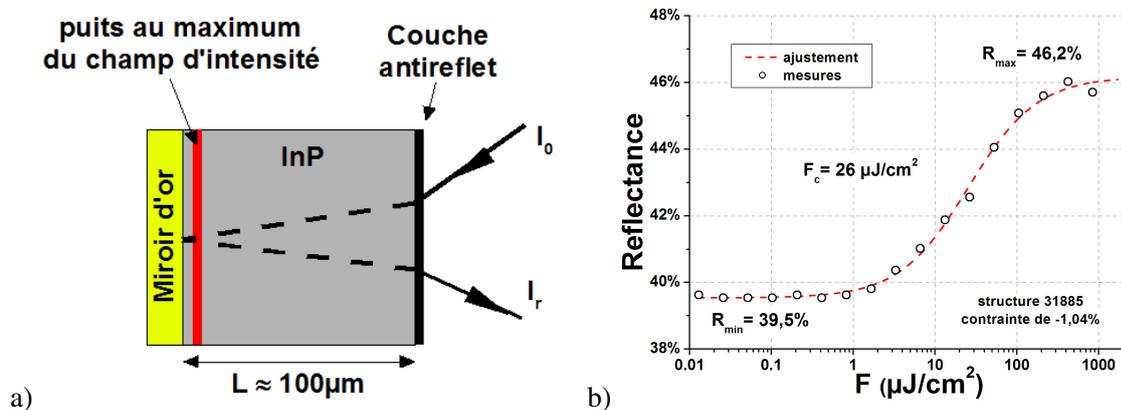


Fig. 67 – a) Schéma d'une cavité semi-infinie réalisée pour la caractérisation des puits quantiques contraints. I_0 et I_r sont respectivement les intensités incidente et réfléchie. b) Fonction de transfert obtenue avec l'échantillon 31885 (contrainte de -1,04 %), à la longueur d'onde de l'absorption excitonique.

Les résultats des mesures non-linéaires pour l'ensemble des structures à puits contraints sont résumés dans le tableau 16. Pour chaque échantillon, les mesures ont été réalisées à la longueur d'onde de l'absorption excitonique (cf. Tab. 15). Ces mesures vont nous aider à estimer l'absorption η et la densité de porteurs à la transparence N_t , en fonction de la contrainte.

Tab. 16 – Résultats des mesures non-linéaires obtenus sur les échantillons à puits quantiques contraints. Les mesures ont été réalisées à la longueur d'onde de l'absorption excitonique.

échantillons	contraintes	F_c ($\mu\text{J}/\text{cm}^2$)	R_{min}	R_{max}
31900	-0,05 %	21	30,5 %	36,2 %
31918	-0,23 %	22	35,3 %	42,2 %
31892	-0,54 %	23	29,5 %	34,3 %
31903	-0,76 %	20	30,9 %	36,7 %
31885	-1,04 %	26	39,5 %	46,2 %
31887	-1,11 %	22	32,3 %	37,5 %

D – Calcul de l'absorption des puits contraints

La réflectivité R de nos cavités semi-infinies est égale à

$$R = \frac{I_r}{I_{in}} = R_{or} T_{InP}^2 \exp[-2(\eta N_{eff} + \eta_{InP} L)] , \quad (4.21)$$

avec I_{in} et I_r les intensités incidente et réfléchie, T_{InP} le coefficient de transmission de l'interface InP/air, R_{or} le coefficient de réflexion de l'interface or/InP, η l'absorption par puits quantique et η_{InP} le coefficients d'absorption de l'InP (en cm^{-1}), N_{eff} le nombre de puits quantiques efficaces et L l'épaisseur de la cavité.

A partir de l'équation (4.21), on peut en déduire le rapport R_{min}/R_{max} et on obtient

$$\frac{R_{min}}{R_{max}} = e^{-2\eta N_{eff}} , \quad (4.22)$$

d'où l'on déduit l'absorbance η par puits,

$$\eta = \frac{1}{2 N_{eff}} \ln \left(\frac{R_{max}}{R_{min}} \right) . \quad (4.23)$$

La figure 68 montre les valeurs expérimentales de l'absorbance des puits quantiques contraints. On voit que l'absorption tourne autour d'une valeur moyenne de 0,8 %, ce qui est une valeur communément admise pour les puits quantiques en général. L'absorbance des puits en InGaAlAs est donc quasiment indépendante de la contrainte (sur la plage de valeur étudiée).

E – Calcul de la densité de porteurs à la transparence

Dans le cas d'une cavité semi-infinie, l'intensité au niveau des puits quantiques est reliée à l'intensité incidente par la relation suivante

$$I_{qw} = \frac{2 N_{eff}}{N} (1 - R_{or}) I_{in} , \quad (4.24)$$

avec N le nombre réel de puits quantiques. La fluence de commutation F_c est proportionnelle à la fluence de saturation F_s . Comme les conditions expérimentales sont les mêmes

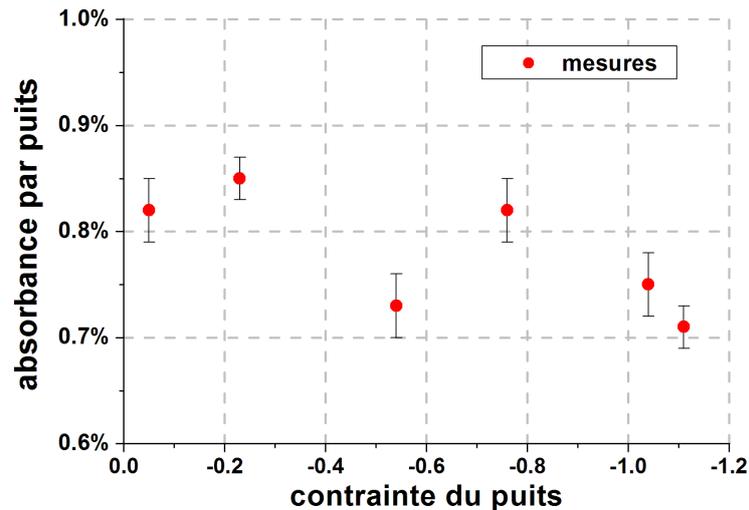


Fig. 68 – Résultats des mesures de l'absorbance des puits quantiques contraints en fonction de la contrainte. L'incertitude est déduite des résultats de l'ajustement des fonctions de transfert.

pour tous les échantillons mesurés, on suppose que ce coefficient de proportionnalité, que l'on appellera K , est identique pour toutes les structures. En combinant les équations (2.10) et (4.24) et en tenant compte de ce coefficient de proportionnalité K , on obtient la relation suivante permettant de calculer la densité de porteurs N_t à la transparence

$$N_t = \frac{2 N_{eff} (1 - R_{or}) \eta}{N h \nu} K F_c. \quad (4.25)$$

Bien que l'on ne connaisse pas la valeur de ce coefficient K , il est toujours possible de déterminer une valeur relative et ainsi de pouvoir comparer les échantillons entre eux. De plus, l'échantillon 31900 utilise une composition de puits quantique couramment utilisée pour la réalisation de composants à absorbants saturables fonctionnant à $1,55 \mu\text{m}$ [17, 18] et dont la valeur couramment admise pour la densité de porteurs à la transparence est de l'ordre de $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [19, 20]. En se servant de cette structure comme référence, il nous est donc possible de remonter à la valeur de N_t de nos échantillons à puits contraints. Les résultats de l'estimation de N_t sont reportés sur la figure 69. Ils montrent que la densité de porteurs à la transparence ne varie quasiment pas, aux incertitudes près, avec la contrainte.

La caractérisation de nos puits quantique en InGaAlAs dont la contrainte en compression varie de $-0,04\%$ à $-1,11\%$, montre que l'absorbance reste quasiment identique avec une valeur de l'ordre de $0,8\%$. De même, et contrairement à nos attentes, la densité de porteurs à la transparence ne montre pas de variation significative sur la plage de contrainte étudiée. Ces résultats montrent que les propriétés d'absorption de ces puits quantiques sont peu sensibles à la variation de la structure des bandes due à la contrainte. Il ressort de cette étude que l'utilisation de puits quantiques en InGaAlAs contraints en compression n'apporterait pas des performances supérieures par rapport à l'utilisation des puits quantiques en InGaAs conventionnellement utilisés.

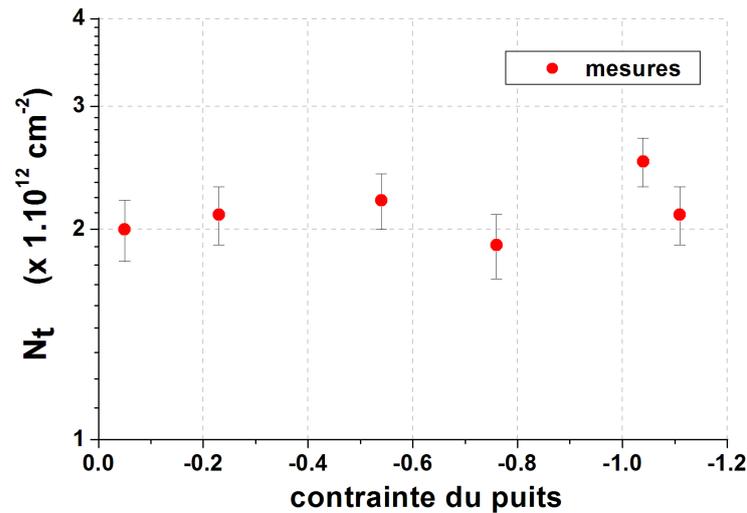


Fig. 69 – Valeurs expérimentales de la densité de porteurs N_t à la transparence (en échelle logarithmique) en fonction de la contrainte des puits. L'incertitude est déduite des résultats de l'ajustement des fonctions de transfert.

IV – Caractérisation des composants à absorbtants saturables

Dans la partie qui suit, nous allons présenter les résultats obtenus lors de la caractérisation à faibles cadences de nos structures à absorbtants saturables.

A – Mesures du temps de réponse

Les mesures du temps de réponse τ_{cav} des microcavités en fonction de la dose d'irradiation ont été faites à l'aide du banc pompe-sonde décrit sur la figure 55. Nous avons utilisé pour ces mesures une fluence de pompe de l'ordre de $40 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ et une fluence de sonde 15 fois plus faible.

Comme prévu, les mesures montrent que le temps de réponse du composant diminue lorsque la dose d'irradiation augmente (cf. Fig. 70.a), nous permettant ainsi d'atteindre un temps de réponse aussi court que 1 ps. La figure 70.b montre les résultats des mesures pompe-sonde réalisées sur 2 structures différentes (MS7 et BD7) mais irradiées avec une dose d'ions identique ($4.10^{11} \text{ cm}^{-2}$). On constate une différence de plus de 60 % entre les deux temps de réponse (respectivement 4 et 2,5 ps), pourtant obtenus avec la même dose d'irradiation. Cette dépendance de τ_{cav} avec la structure du composant confirme les résultats précédemment obtenus avec le modèle numérique de la réponse non-linéaire. A la suite de ces mesures, nous avons utilisé le modèle afin de vérifier ces résultats. En fixant le temps de relaxation des porteurs à 5,5 ps, nous obtenons une quasi-parfaite adéquation entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux (cf. Fig. 70.b), et ceci pour les deux structures (nous avons aussi pris en compte la diminution de la réflectivité du miroir DBR semiconducteur avec l'irradiation en fixant R_b à 96 %). Cela démontre que le temps de réponse final du composant dépend effectivement à la fois de la dose d'irradiation et de la structure du composant.

La figure 71 récapitule la valeur moyenne du temps de réponse τ_{ca} des microcavités en

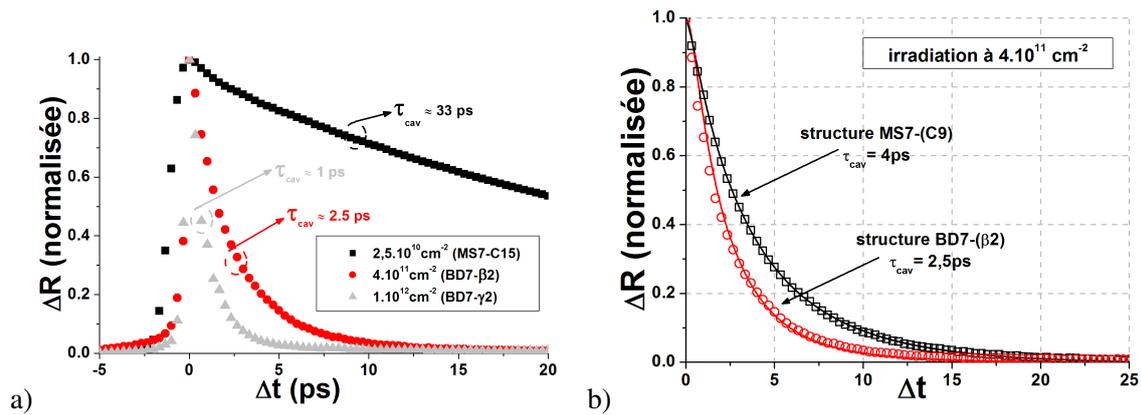


Fig. 70 – a) Résultats des mesures pompe-sonde obtenus pour trois doses d'irradiation différentes : $2,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (carrés noirs), $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (cercles rouges) et $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (triangles gris). b) Résultats des mesures pompes-sondes obtenus sur les structures MS7 (carrés) et BD7 (cercles), irradiées à $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Les courbes montrent les résultats numériques obtenus pour les deux mêmes structures et avec les paramètres suivants : $\eta_0 = 0,77\%$, $N_t = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\Delta t = 1 \text{ ps}$, $\tau = 5,5 \text{ ps}$, $\hat{I}_0 = 50 I_1$ et $w_0 = 4,5 \mu\text{m}$.

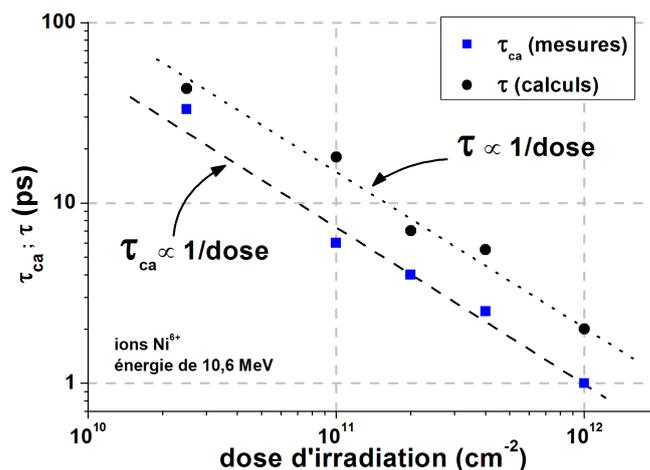


Fig. 71 – Valeurs moyennes des temps de réponse (carrés) mesurées par pompe-sonde et estimation du temps de relaxation des porteurs (cercles) en fonction de la dose d'irradiation.

fonction des doses d'irradiation utilisées. On constate que τ_{ca} décroît linéairement avec la dose d'irradiation, ce qui est conforme aux résultats publiés par J. Mangeney et al. [21]. On peut aussi noter que les valeurs obtenues sont près de deux fois plus faibles que celles attendues (cf. Tab. 14 page 90), probablement à cause de l'utilisation de structures différentes et d'une irradiation avec un angle d'incidence non nul contrairement aux irradiations faites par le passé. A partir de ces mesures et à l'aide du modèle de la réponse non-linéaire, nous avons estimé le temps de relaxation des porteurs en fonction de la dose d'irradiation. Les résultats sont montrés sur la figure 71 (cercles noirs). Les valeurs de τ , toujours supérieures aux valeurs de τ_{ca} correspondantes, présentent aussi une décroissance linéaire avec la dose d'irradiation identique à celle de τ_{ca} . Avec un temps de réponse aussi court que 1 ps, nos composants sont suffisamment rapides pour traiter des signaux optiques modulés jusqu'à 160 Gbits/s.

B – Mesures des fonctions de transfert

Les fonctions de transfert de nos diverses structures ont été mesurées à l'aide du banc expérimental décrit à la figure 57 et toutes les mesures ont été ajustées à l'aide de la fonction donnée par l'équation (4.1), page 110, afin d'en déterminer la fluence de commutation F_c , le contraste C et les pertes d'insertions P_i (cf. page 57). Les impulsions incidentes étant plus courtes que la durée de vie des porteurs, les résultats sont indépendants de la dose d'irradiation (cf. Fig. 64.b).

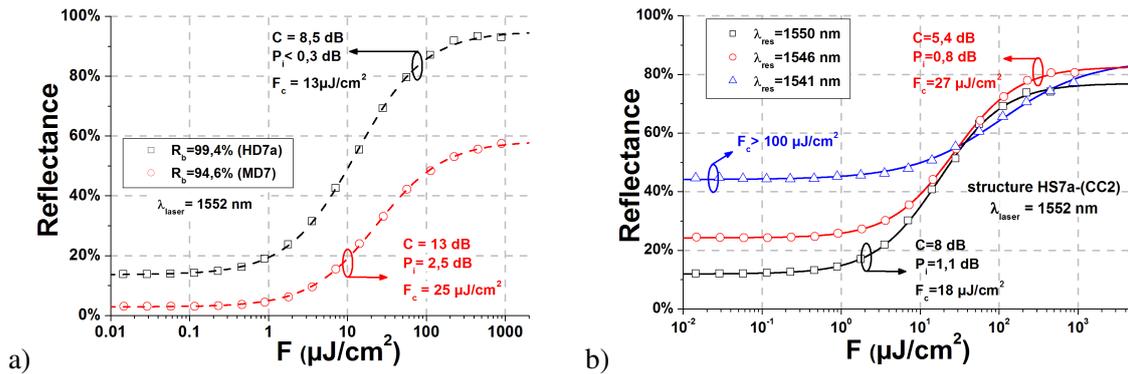


Fig. 72 – a) Fonctions de transfert pour les structures HD7a-(A5) (carré noirs) et MD7-(G1) (cercles rouges). Les longueurs d'onde de résonance de ces deux structures sont respectivement à 1547 nm et à 1550 nm. b) Fonctions de transferts pour la structure HS7a avec trois longueurs d'onde différentes de résonance : 1550 nm (triangles bleus), 1548 nm (cercles rouges) et 1541 nm (carrés noirs). Toutes les mesures ont été réalisées avec une longueur d'onde de laser à 1552 nm.

La figure 72.a montre deux fonctions de transfert mesurées sur 2 structures ayant pour seule différence le type de miroir arrière. Une des structures a un miroir arrière métallique (structure MD7), alors que l'autre a un miroir arrière hybride (HD7a) de plus haute réflectivité. On constate que la réponse non-linéaire est différente pour les deux structures, et notamment que les pertes d'insertion et la fluence de commutation sont bien plus faibles pour la structure HD7a (respectivement par un facteur 8 et 2). Cette structure présente de bien meilleurs résultats essentiellement grâce à la plus grande réflectivité du miroir hybride (99,4 % au lieu de 95 % pour le miroir d'argent). Cette importante réflectivité permet de fortement diminuer les pertes non-saturables dues au miroir arrière, d'où une réflectivité maximale à l'état passant beaucoup plus importante et donc moins de pertes d'insertion (cf. Fig. 36.b page 68). De plus, l'exaltation intra-cavité augmente aussi avec la réflectivité du miroir arrière (cf. Fig. 36.a), d'où une intensité plus importante au niveau des puits quantiques avec la structure HD7a, ce qui permet d'obtenir une fluence de commutation plus faible comme montré expérimentalement. Le décalage entre la longueur d'onde de résonance de la cavité HD7a et celle du laser (respectivement 1547 nm et 1552 nm) expliquent aussi en partie la faible valeur des pertes d'insertion. Ceci est démontré sur la figure 72.b, où sont tracées trois fonctions de transfert mesurées avec la même longueur d'onde laser et sur le même échantillon mais avec trois longueurs d'onde de résonance différentes (dus à une certaine inhomogénéité de cet échantillon). Lorsque l'écart entre λ_{laser} et λ_{res} augmente, on observe une importante augmentation de F_c et de R_{min} . R_{max} augmente aussi, mais de manière moins importante. L'écart entre les deux longueurs d'onde a donc pour conséquence positive

une diminution des pertes d'insertion, mais ceci est suivi d'une forte diminution du contraste et d'une importante augmentation de la fluence de commutation (pouvant être supérieure à $100 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$). Cette tendance s'explique par la relativement faible largeur de résonance des cavités. Plus on s'éloigne de la longueur d'onde de résonance, et plus les réflectivités de la structure aux états bloquant et passant sont importantes (*cf.* Figs. 53 page 98), d'où les augmentations de R_{min} et R_{max} observées sur la figure 72.b. Comme la réflectivité de la cavité est plus importante, il est aussi nécessaire de fournir une énergie plus importante pour que l'énergie absorbée soit suffisante pour saturer l'absorption, d'où une augmentation de la fluence de commutation.

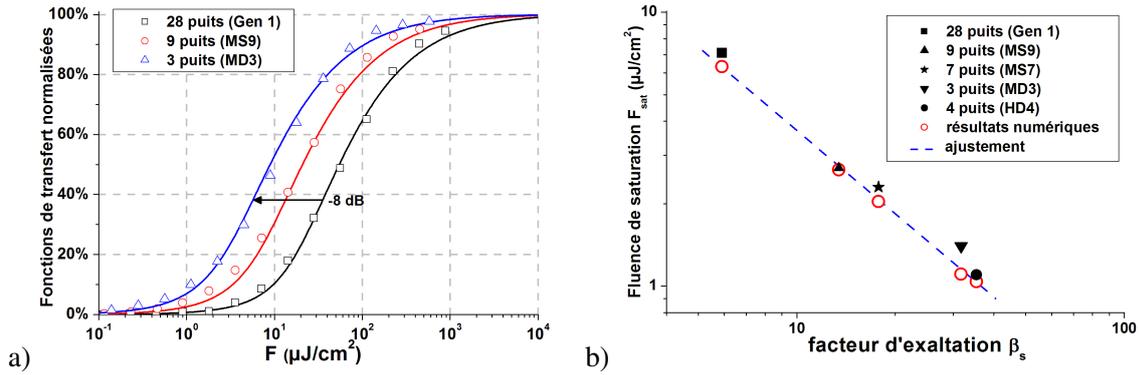


Fig. 73 – a) Fonctions de transfert de trois structures ayant un nombre différent de puits quantiques : 28 puits (Gen 1), 9 puits (MS9-P3I) et 3 puits (MD3-K2). b) Evolution de la fluence de saturation F_s en fonction du facteur d'exaltation β_s défini à $\eta_0/2$.

L'influence des paramètres de la microcavité sur la fluence de commutation est bien visible sur la figure 73.a. Celle-ci montre les fonctions de transfert, normalisées entre 0 et 1 pour une meilleure lisibilité, de trois structures ayant différents nombres de puits quantiques (symboles). En passant de 28 puits (structure Gen 1) à 3 puits (structure MD3), la fluence de commutation est divisée par un facteur 6,5, soit 8 dB de diminution. Ce résultat est confirmé par les simulations numériques de la réponse non-linéaire réalisées pour ces mêmes structures (courbes). Cette diminution est le résultat d'une augmentation de l'exaltation de l'intensité intra-cavité – et donc de l'intensité moyenne au niveau des puits quantiques placés au maximum d'intensité – due à la diminution du nombre de puits quantiques [22].

L'exaltation intra-cavité peut s'exprimer à l'aide d'un facteur d'exaltation β , défini comme le rapport entre l'intensité moyenne I_{qw} au niveau des puits quantiques et l'intensité incidente I_0 . A partir de l'équation (4.9), on obtient cette relation

$$\beta(\eta) = \frac{I_{qw}(t)}{I_0(t)} = \frac{N_{eff}}{2N} \frac{\left[1 + \sqrt{R_b} e^{-\eta N_{eff}}\right]^2 (1 - R_f)}{[1 - R_\alpha]^2}. \quad (4.26)$$

On peut constater que le facteur d'exaltation est maximal et égal à β_0 lorsque l'adaptation d'impédance est satisfaite (*cf.* Eq. (2.20) page 55). Dans ce cas, β_0 s'écrit

$$\beta_0 = \frac{N_{eff}}{2N} \frac{(1 + \sqrt{R_f})^2}{(1 - R_f)}. \quad (4.27)$$

L'équation (4.27) montre que β_0 est d'autant plus grand que la réflectance R_f du miroir avant est proche de 1. Or, la condition d'adaptation d'impédance stipule qu'une augmentation de R_f doit impérativement s'accompagner d'une augmentation de la réflectance R_b du miroir arrière et d'une diminution de l'absorption, c'est à dire du nombre de puits quantiques. On a donc bien une diminution de la fluence de saturation lorsque le nombre de puits diminue aussi. La figure 73.b montre la fluence de saturation F_{sat} de plusieurs structures en fonction du facteur d'exaltation β_s défini à $\eta_0/2$. F_{sat} a été déterminé à partir des résultats numériques (pour déterminer le rapport F_c/F_{sat}) et expérimentaux. Quant à β_s , il est égal à

$$\beta_s = \beta \left[\frac{\eta_0}{2} \right]. \quad (4.28)$$

La figure montre clairement une décroissance de la fluence de saturation inversement proportionnelle à β_s , confirmée par les résultats numériques (cercles rouges). L'ajustement des données donne la relation semi-empirique suivante

$$F_{sat} = \frac{40}{\beta_s}, \quad (4.29)$$

avec F_{sat} en ($\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$). Ces résultats montrent aussi l'importance de la valeur de R_b sur la diminution de la fluence de saturation. En effet, bien que la structure HD4 ait un nombre plus grand de puits quantique que la structure MD3, elle présente une valeur de F_{sat} plus faible grâce à la plus forte réflectivité de son miroir arrière. A partir du modèle numérique, on peut estimer qu'une microcavité avec seulement un puits quantique et proche de l'adaptation d'impédance ($R_b=99,5\%$ et $R_f=95\%$) présenterait un facteur d'exaltation β_s de 160 et une fluence de saturation de seulement $0,25\mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$.

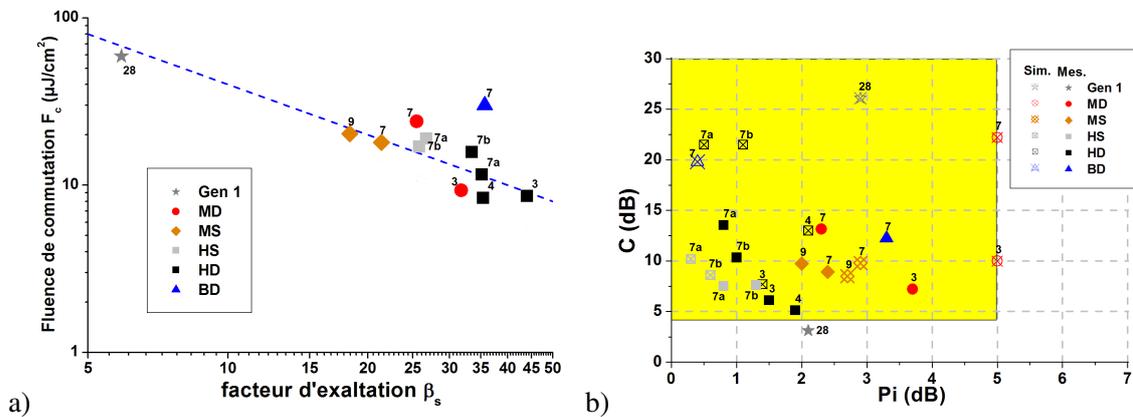


Fig. 74 – a) Valeurs expérimentales de la fluence de commutation F_c en fonction du facteur d'exaltation β_s à $\eta_0/2$. b) Valeurs expérimentales (symboles pleins) et numériques (symboles barrés) du contraste en fonction des pertes d'insertion. La zone colorée indique les valeurs de contraste et celles des pertes d'insertion correspondant aux caractéristiques recherchées. Les mesures ont été faites à la longueur d'onde de résonance et pour chaque type de structure, seuls les résultats du composant donnant les meilleures performances ont été reportés.

Les figures 74.a et 74.b résument l'ensemble des résultats déduits des fonctions de transfert expérimentales. Pour chaque type de structure, nous avons reporté uniquement les résultats du composant donnant les meilleures performances. Tout comme pour la fluence de saturation, la fluence de commutation tend aussi à diminuer lorsque le facteur d'exaltation

augmente (cf. Fig. 74.a). Les résultats expérimentaux montrent clairement que les plus faibles valeurs de F_c sont obtenues avec les structures combinant un faible nombre de puits quantiques et une haute réflectance du miroir arrière, permettant ainsi d'atteindre une fluence de commutation aussi faible que $8 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ pour les structures HD4 et HD3. Un ajustement des données montre que F_c tend aussi à être inversement proportionnelle à β_s , avec comme relation semi-empirique

$$F_c \approx \frac{400}{\beta_s}. \quad (4.30)$$

En tout logique, on devrait utiliser le facteur d'exaltation correspondant à l'absorption au point de commutation et non pas celle à $\eta_0/2$. Cependant, il n'est pas évident de déterminer expérimentalement la valeur de l'absorption pour F_c , il est donc plus simple d'utiliser en première approximation le facteur β_s pour évaluer rapidement la fluence de commutation d'une structure. L'écart important entre la droite d'ajustement et la valeur de F_c pour certaines structures vient principalement des incertitudes liées à la fabrication comme par exemple le décalage entre la longueur d'onde de résonance et la longueur d'onde d'absorption excitonique, l'épaisseur des différentes couches minces ou encore la réflectivité des miroirs.

A partir de la figure 74.b, montrant le contraste en fonction des pertes d'insertion, on voit que les meilleurs résultats expérimentaux – fort contraste et faibles pertes d'insertion – sont aussi obtenus avec les structures combinant un faible nombre de puits et une haute valeur de R_b . Les structures du type HD7 ou HS7 donnent par exemple des pertes d'insertion inférieures à 5 dB et des contrastes supérieurs à 7 dB (à la longueur d'onde de résonance). On peut cependant noter, qu'à l'exception de la structure Gen 1, toutes les structures permettent d'obtenir des valeurs de C et de P_i correspondant aux caractéristiques recherchées que l'on s'est fixé au chapitre 3 (cf. page 66). Là encore, l'écart entre les valeurs expérimentales (symboles pleins) et les valeurs théoriques (symboles barrés) vient principalement des incertitudes liées à la fabrication. On peut constater que malgré son miroir arrière de très haute réflectivité théorique (99,8 %), la structure BD7 présente une des plus fortes valeurs de F_c ($30 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$) et d'importantes pertes d'insertion (3,2 dB), en totale contradiction avec les calculs théoriques qui donnent respectivement $F_c = 7 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ et $P_i = 0,4$ dB. La cause de ces mauvais résultats provient de l'irradiation ionique. Comme la longueur de pénétration des ions est d'environ $5 \mu\text{m}$, alors que l'épaisseur du miroir arrière DBR de cette structure est d'environ $8 \mu\text{m}$, les ions se sont implantés dans les couches quart d'onde du miroir introduisant ainsi des pertes. De plus, les défauts créés dans le miroir de Bragg par le passage des ions peuvent aussi induire des pertes par absorption, et en particulier générer dans la région spectrale de la bande interdite un effet de « queue de bande » [23]. A partir de la valeur des pertes d'insertion réelles, nous avons pu estimer que le miroir arrière DBR de la structure BD7 avait en réalité une réflectivité proche de 96 %. La méthode de l'irradiation ionique n'est donc pas compatible avec l'utilisation d'un miroir DBR semiconducteur à très haute réflectivité à cause de son épaisseur supérieure à la longueur de pénétration des ions. Enfin, on peut signaler que les simulations numériques réalisées à partir des résultats expérimentaux obtenus sur les structures à puits contraints donnent une valeur de la densité de porteurs à la transparence équivalente à celle des puits non-contraints, confirmant ainsi nos précédents résultats sur l'étude des propriétés d'absorption de ces puits contraints en InGaAlAs.

V – Conclusion

Les études à faibles cadences présentées dans ce chapitre nous ont permis de déterminer les propriétés optiques de nos structures en l'absence d'effets thermiques. De même, nous avons pu valider le modèle numérique développé dans le but de calculer les propriétés non-linéaires de nos structures. Bien que ces mesures obtenues à faibles débits ne correspondent pas aux performances que l'on obtiendrait dans des conditions réelles d'utilisation, elles nous ont permis de facilement comparer les microcavités entre elles et de tester les différentes approches utilisées pour l'optimisation de notre composant à absorbants saturables.

Le modèle numérique que nous avons développé, décrit l'autosaturation des puits quantiques en microcavité. Ce modèle, basé sur le calcul de l'évolution temporelle de la densité de porteurs, permet de prendre en compte les différents paramètres de la microcavité, ainsi que les profils spatial et temporel de l'impulsion incidente. Les résultats numériques ont permis de mettre en lumière plusieurs propriétés intrinsèques au composant :

- Le temps de réponse du composant est toujours plus court que le temps de relaxation des porteurs.
- L'impulsion réfléchie est toujours plus courte que l'impulsion incidente.
- La fluence de saturation est approximativement 8 fois plus faible que la fluence de commutation.
- Une impulsion de forme Gaussienne augmente la fluence apparente de commutation d'environ 4 dB.
- La réflectivité du composant varie non-linéairement, non seulement avec l'intensité incidente, mais aussi avec la durée de l'impulsion.

De plus, le modèle montre que toutes ces propriétés dépendent fortement de l'intensité et de la durée de l'impulsion incidente, mais aussi des paramètres de la structure. Enfin, il a été mis en évidence deux régimes distincts de fonctionnement. Pour les impulsions plus courtes que le temps de vie des porteurs, le modèle montre que la réponse non-linéaire en énergie est indépendante de la durée de l'impulsion. On est donc en régime d'énergie par impulsion. Par contre, pour les impulsions plus longues que le temps de relaxation des porteurs, la réponse non-linéaire devient dépendante de la durée de l'impulsion et donc de la puissance du signal incident. On est cette fois-ci en régime de puissance.

La détermination expérimentale du temps de réponse de nos cavités s'est faite à l'aide d'un banc de mesure pompe-sonde. Comme attendu, les résultats montrent que le temps de réponse est inversement proportionnel à la dose d'irradiation. Nous avons pu ainsi obtenir un temps de réponse aussi court qu'une picoseconde, ce qui est théoriquement suffisant pour permettre de traiter des signaux avec des débits pouvant monter jusqu'à 160 Gbits/s. Nous avons aussi pu vérifier expérimentalement la dépendance du temps de réponse avec les paramètres de la structure, en mesurant des écarts atteignant au moins 60 %. Ces résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les résultats numériques.

Les mesures des fonctions de transfert ont permis de vérifier que la réduction du nombre

de puits quantiques et l'utilisation d'un miroir arrière de très haute réflectance permet effectivement une importante amélioration des performances de notre composant et ceci pour deux raisons. 1) La réduction des pertes dans le miroir arrière a permis de fortement diminuer les pertes d'insertion, tout en conservant un contraste de commutation suffisamment élevé. Ainsi, toutes les structures avec un miroir arrière hybride à base de matériaux diélectriques présentent des pertes d'insertion inférieures à 1,5 dB (et un contraste supérieur à 5 dB), alors que les structures avec un miroir d'argent ont des pertes d'insertions supérieures à 2 dB. Paradoxalement, la structure BD7 montre aussi d'importantes pertes d'insertion, malgré son miroir arrière DBR semiconducteur de très haute réflectivité théorique. Ces mauvais résultats sont en fait principalement dus à l'implantation dans le miroir de Bragg des ions utilisés pour l'irradiation, créant ainsi des centres d'absorption. La méthode de l'irradiation n'est donc pas compatible avec des structures utilisant des miroirs de Bragg semiconducteur de haute réflectivité. 2) L'exaltation de l'intensité intra-cavité est fortement augmentée ce qui permet une importante diminution de la fluence de commutation. Les résultats expérimentaux et numériques montrent que la fluence de commutation (et par conséquent la fluence de saturation) est inversement proportionnelle à l'exaltation de l'intensité intra-cavité. On a ainsi pu obtenir des fluences de commutation aussi faibles que $8 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$ pour des structures avec un miroir arrière hybride et seulement 3 ou 4 puits quantiques. Enfin, les résultats expérimentaux montrent une très bonne adéquation avec les résultats numériques, validant ainsi le modèle que nous avons développé sur l'autosaturation des puits quantiques en microcavité.

Pour finir, nous avons aussi étudié la saturation de l'absorption de puits quantiques en InGaAlAs contraint en compression. Malheureusement, nos mesures n'ont pas montré de variation importante de la densité de porteurs à la saturation, ni de l'absorption, avec la valeur de la contrainte. Il semble donc qu'il n'y ait aucun intérêt particulier à utiliser ce type de puits quantiques pour la réalisation de nos composants.

Bibliographie

- [1] J. Shelton and J. Armstrong, "Measurement of the relaxation time of the Eastman 9740 bleachable dye," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 3, no. 12, pp. 696–697, 1967.
- [2] T. Fuji, T. Yoda, T. Hattori, and H. Nakatsuka, "Phase Sensitive Pump-Probe Spectroscopy Using a Michelson-Type Interferometer," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 39, no. 4A, pp. 1738–1742, 2000.
- [3] W. L. Smith, J. H. Bechtel, and N. Bloembergen, "Dielectric-breakdown threshold and nonlinear-refractive-index measurements with picosecond laser pulses," *Phys. Rev. B*, vol. 12, no. 2, pp. 706–714, 1975.
- [4] D. Cotter, C. N. Ironside, B. J. Ainslie, and H. P. Girdlestone, "Picosecond pump-probe interferometric measurement of optical nonlinearity in semiconductor-doped fibers," *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 6, pp. 317–319, 1989.
- [5] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating : The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Boston : Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [6] D. S. Chemla and D. A. B. Miller, "Room-temperature excitonic nonlinear-optical effects in semiconductor quantum-well structures," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, no. 7, pp. 1155–1173, 1985.
- [7] H. A. Haus and Y. Silberberg, "Theory of mode locking of a laser diode with a multiple-quantum-well structure," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, no. 7, pp. 1237–1243, 1985.
- [8] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. Pergamon Press, 6th edition, 1980.
- [9] S. Corzine, R. S. Geels, J. Scott, R. Yan, and L. A. Coldren, "Design of Fabry–Perot Surface-Emitting Lasers with a Periodic Gain Structure," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 6, pp. 1513–1524, 1989.
- [10] P. Kolodner, H. S. Kwok, Jerry, G. Black, and E. Yablonovitch, "Exact decomposition of a Gaussian-averaged nonlinear function," *Opt. Lett.*, vol. 4, no. 1, p. 38, 1979.
- [11] R. Jin, K. Okada, G. Khitrova, H. M. Gibbs, M. Pereira, S. W. Koch, and N. Peyghambarian, "Optical nonlinearities in strained-layer InGaAs/GaAs multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, no. 15, pp. 1745–1747, 1992.
- [12] R. Mottahedeh, D. Prescottand, S. K. Haywood, D. A. Pattison, P. N. Kean, I. Bennion, M. Hopkinson, M. Pate, and L. Hart, "Carrier lifetime and exciton saturation in a strain-balanced InGaAs/InAsP multiple quantum well," *J. Appl. Phys.*, vol. 83, no. 1, pp. 306–309, 1997.
- [13] M. H. Moloney, J. Hegarty, L. Buydens, and P. Demeester, "Very low saturation densities in strained InGaAs/AlGaAs multiple quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, no. 8, pp. 997–999, 1993.

- [14] S. L. Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices*. Wiley, 1995.
- [15] J. Marzin, J. Gérard, P. Voisin, and J. Brum *Semicond. and semimetals.*, vol. 32, p. 55, 1990.
- [16] J. M. Luttinger, “Quantum theory of cyclotron resonance in semiconductors : general theory,” *Phys. Rev.*, vol. 102, no. 2, pp. 1030–1041, 1956.
- [17] E. Burr, M. Pantouvaki, M. Fice, R. Gwilliam, A. Krysa, J. Roberts, and A. Seeds, “Signal Stability in Periodically Amplified Fiber Transmission Systems Using Multiple Quantum Well Saturable Absorbers for Regeneration,” *J. Lightw. Technol.*, vol. 24, no. 2, pp. 747–754, 2006.
- [18] J. Mangeney, J. L. Oudar, J. C. Harmand, C. Mériadec, G. Patriarche, G. Aubin, N. Stelmakh, and J. M. Lourtioz, “Ultrafast saturable absorption at 1.55 μm in heavy-ion-irradiated quantum-well vertical cavity,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 11, pp. 1371–1373, 2000.
- [19] T. Sizer, T. K. Woodward, U. Keller, K. Sauer, T.-H. Chiu, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, “Measurement of Carrier Escape Rates, Exciton Saturation Intensity, and Saturation Density in Electrically Biased Multiple-Quantum-Well Modulators,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 2, pp. 399–407, 1994.
- [20] J. Y. Law and G. P. Agrawal, “Effects of Optical Feedback on Static and Dynamic Characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers,” *J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, no. 2, pp. 353–358, 1997.
- [21] J. Mangeney, H. Choumane, G. Patriarche, G. Leroux, G. Aubin, J. C. Harmand, and J. L. Oudar, “Comparison of light- and heavy-ion-irradiated quantum-wells for use as ultrafast saturable absorbers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 17, pp. 2722–2724, 2001.
- [22] D. Massoubre, J. Dion, J. C. Harmand, A. Shen, J. Decobert, J. Landreau, and J. L. Oudar, “Scaling of the saturation energy in microcavity saturable absorber devices,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, no. 15, p. 153513, 2006.
- [23] J. Mangeney, J. Lopez, N. Stelmakh, J. M. Lourtioz, J. L. Oudar, and H. Bernas, “Sub-gap optical absorption and recombination center efficiency in bulk GaAs irradiated by light or heavy ions,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 1, pp. 40–42, 2000.

Chapitre 5

Caractérisations à hauts débits et limitations dues aux effets thermo-optiques

L'augmentation du débit impose inévitablement une augmentation de la puissance moyenne en ligne nécessaire au bon fonctionnement du composant. Or, pour l'immense majorité des composants photonique, une augmentation de la puissance de travail s'accompagne de l'apparition d'effets thermiques dont les conséquences sur les performances du composant peuvent être catastrophiques. Pour éviter ces effets négatifs, ou tout du moins les minimiser au mieux, il est important de les étudier afin de les comprendre, mais aussi de les anticiper. Ce chapitre a donc pour but d'étudier les effets thermo-optiques sur la réponse non-linéaire de notre composant à absorbands saturables.

La première partie de ce chapitre va nous servir à mettre en évidence expérimentalement les effets thermo-optique sur la réponse spectrale de nos structures. Ensuite, nous présenterons la méthode expérimentale utilisée pour déterminer la résistance thermique effective de chacune de nos structures et nous comparerons les résultats expérimentaux aux résultats numériques obtenus avec le logiciel THERMSIM. Dans la troisième partie, nous présenterons le modèle que nous avons développé pour calculer la fonction de transfert, en régime stationnaire, de notre composant en présence des effets thermo-optiques, ainsi que les principaux résultats que nous avons obtenu à partir de ce modèle. Enfin, dans la quatrième et dernière partie, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus sur quelques une de nos structures à 10 Gbits/s et à 40 Gbits/s, et nous comparerons les résultats aux simulations numériques.

I – Mise en évidence des effets thermo-optiques

A – Principe

L'énergie absorbée par les puits quantiques est transmise au milieu environnant sous forme de chaleur. Il est donc intuitif de penser que plus la puissance absorbée sera grande et plus la chaleur transmise le sera aussi. Cette chaleur va en conséquence augmenter localement la température de la structure et ainsi en modifier les propriétés optiques. Ce phénomène, appelé effets thermo-optiques, dépend de la résistance thermique effective de la structure (*cf.* page 85). Il est donc important d'étudier les propriétés thermiques de nos structures afin d'en connaître les limitations dues à ces effets thermo-optiques.

B – Montage expérimental

La figure 75 montre le montage utilisé pour mesurer la résistance thermique effective (R_{th}) de nos structures. Ce montage est similaire au montage permettant de mesurer les fonctions de transfert (*cf.* Fig. 57 page 109) sauf qu'ici la source consiste en l'émission spontanée d'un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) et le détecteur est un analyseur de spectres optiques (OSA). Cette source laser continue, avec une puissance de sortie de 23 dBm et une largeur spectrale de 60 nm centrée à 1550 nm, va nous permettre de maximiser la puissance absorbée par les structures et donc de nous faciliter les mesures de R_{th} . Un puissance-mètre en ligne permet de vérifier en continue la bonne focalisation du signal incident. Enfin, la température de l'échantillon est contrôlée à l'aide d'un module à Effet Peltier et peut être fixée entre 10°C et 90°C. Un miroir d'or est utilisé à la place de l'échantillon pour obtenir les spectres de référence.

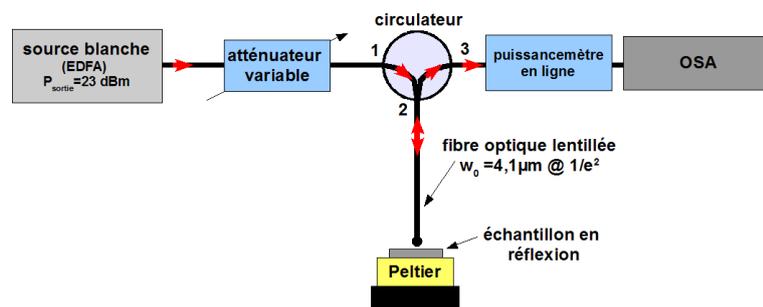


Fig. 75 – Schéma du montage expérimental tout-fibré pour la mesure de la résistance thermique effective. 1, 2 et 3 représentent les entrées et sorties du circulateur optique. Les flèches rouges montrent le chemin suivi par le faisceau laser. Le terme OSA représente un analyseur de spectres optiques et la source blanche provient de l'émission spontanée d'un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA).

Remarque : la source continue peut être vue comme une source à impulsion ayant un débit infini.

C – Exemple de mesure

La figure 76 montre deux exemples de mesures obtenues respectivement sur les structures MS7 et HS7a, et pour trois puissances incidentes différentes. On constate que lorsque la puissance moyenne incidente P_{in} augmente, la longueur d'onde de résonance (λ_{res}) pour chaque structure se décale vers les grandes longueurs d'onde. Cependant, pour une puissance incidente identique, la valeur de ce décalage pour les deux structures diffère. Pour $P_{in}=16$ dBm, ce décalage est de seulement 3 nm pour la structure MS7, alors qu'il est de 14 nm pour la structure HS7a.

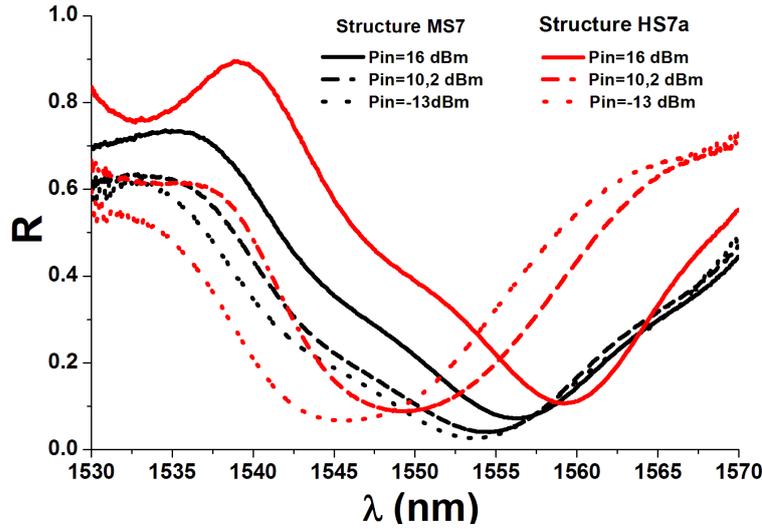


Fig. 76 – Spectres de réflexion des structures MS7-C12 (courbes noires) et HS7a-CC2 (courbes rouges) pour trois puissances incidentes différentes, respectivement -13 dBm, 10,2 dBm et 16 dBm.

Ce décalage de λ_{res} vers les grandes longueurs d'onde est une conséquence directe de l'élévation de la température de l'échantillon. L'énergie de la bande interdite E_g des puits quantiques et l'indice moyen n_{cav} de la micro-cavité dépendent fortement de la température [1–4]. Par conséquent, une variation de la température entraîne automatiquement une modification des valeurs de ces deux paramètres, et donc une variation du spectre de réflectivité de la structure. Lorsque la température augmente, E_g diminue (c'est à dire que λ_x augmente) et n_{cav} augmente (c'est à dire que l'épaisseur optique augmente). Ces deux effets conjugués expliquent le décalage de la longueur d'onde de résonance vers les grandes longueurs d'onde. Cependant, l'élévation de température dépend à la fois de la puissance absorbée et de R_{th} (cf. Eq (3.14) page 85), ce qui explique la différence de comportement de λ_{res} avec la puissance incidence pour les deux structures de la figure 76.

II – Mesure de la résistance thermique effective et comparaison avec les résultats de THERMSIM

La relation liant la résistance thermique effective (R_{th}) à la puissance absorbée (P_{abs}) par le composant est la suivante [5]

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{abs}}, \quad (5.1)$$

avec ΔT la variation maximale de la température. La détermination de R_{th} à partir de nos mesures nécessite donc deux étapes. La première étape va nous servir à calculer la puissance absorbée P_{abs} et la deuxième va nous aider à estimer la variation ΔT de la température au sein de la micro-cavité.

A – Détermination de la puissance absorbée

La puissance absorbée est égale à la puissance incidente moins la puissance réfléchie, soit

$$P_{abs} = (1 - R_{eff}) P_{in}, \quad (5.2)$$

avec R_{eff} la réflectivité effective de la structure. R_{eff} peut être calculée à partir des spectres mesurée avec l'OSA, à l'aide de l'équation suivante

$$R_{eff} = \frac{\int P_s(\lambda) d\lambda}{\int P_s^{or}(\lambda) d\lambda}, \quad (5.3)$$

avec $P_s(\lambda)$ et $P_s^{or}(\lambda)$ respectivement la puissance réfléchie par la micro-cavité et par le miroir d'or en fonction de la longueur d'onde λ (on suppose ici que la réflectivité du miroir d'or est égale à 1). Il suffit donc de faire le rapport des intégrales des puissances réfléchies par le composant et le miroir d'or pour calculer R_{eff} et finalement en déduire P_{abs} .

Remarque : le spectre de réflectivité étant fortement dépendant de la structure de la micro-cavité, la puissance absorbée pour une puissance incidente donnée le sera aussi. De plus, R_{eff} doit être déterminé pour chaque niveau de puissance incidente, en raison de la variation du spectre de réflectivité avec la puissance.

Remarque : on suppose que la réflectivité du miroir d'or est indépendante de la puissance incidente, dans le cas contraire l'équation (5.3) ne serait pas valide.

B – Détermination de la variation de température

La température de l'échantillon peut être déterminée à l'aide de sa longueur d'onde de résonance [5]. En effet, si on connaît le paramètre $d\lambda_{res}/dT$, il est alors possible de déduire la température T_{qw} au niveau des puits quantiques à partir de la variation $\Delta\lambda_{res}$ de λ_{res} pour une puissance absorbée donnée. On obtient alors la relation suivante

$$T_{qw} = T_0 + \Delta\lambda_{res} \frac{d\lambda_{res}}{dT}, \quad (5.4)$$

avec T_0 la température du substrat. Ce paramètre $d\lambda_{res}/dT$ peut être déterminé expérimentalement en mesurant la variation de λ_{res} en fonction de la température sous une faible puissance incidente (pour éviter les effets thermo-optiques).

La figure 77 montre la variation de λ_{res} en fonction de la puissance incidente et pour 4 températures de substrat différentes. Quelque soit la valeur de T_0 , on voit que la résonance reste constante puis augmente très fortement lorsque la puissance incidente devient supérieure à 1 mW. Ce décalage de λ_{res} vers les plus grandes longueurs d'onde est dû à l'échauffement de la zone active. Par contre, pour les puissances incidentes inférieures à 1 mW, on

voit que les effets thermo-optiques sont négligeables car λ_{res} reste constante. C'est cette zone sans effets thermiques qui va nous servir à déterminer $d\lambda_{res}/dT$. Comme attendu, on observe que λ_{res} augmente lorsque T_0 augmente, passant ainsi de 1552,2 nm pour $T_0=20^\circ\text{C}$ à 1559,2 nm pour $T_0=90^\circ\text{C}$, soit une variation de 7 nm pour un ΔT de 70°C . Cela correspond à une valeur de $d\lambda_{res}/dT$ pour la structure BD7 de 0,1 nm/K, ce qui est en bon accord avec les valeurs que l'on peut trouver dans la littérature [1, 6]. Désormais, on peut estimer la température T_{qw} au sein de la couche active en fonction de la position de λ_{res} . Par exemple, lorsque $T_0=20^\circ\text{C}$ et que $\lambda_{res}=1559,2$ nm on sait que $T_{qw}=90^\circ\text{C}$. De même, on peut estimer que la température maximale atteinte par la structure BD7 sur la figure 77 est de 160°C .

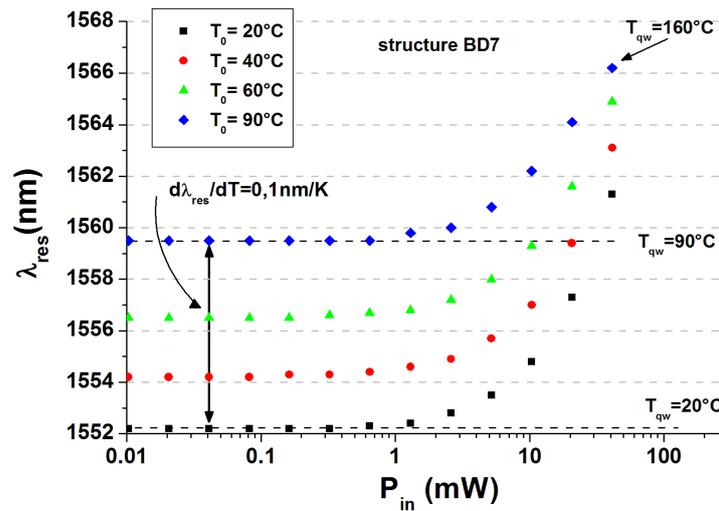


Fig. 77 – Variations de la longueur d’onde de résonance λ_{res} de la structure BD7-β2 en fonction de la puissance incidente P_{in} et pour quatre températures de substrat T_0 différentes.

Remarque : suivant le type de structure, les valeurs que nous avons obtenu pour $d\lambda_{res}/dT$ vont de 0,09 nm/K à 0,11 nm/K.

C – Résultats expérimentaux et comparaison avec THERMSIM

La figure 78 montre les variations de λ_{res} et de T_{qw} en fonction de la puissance absorbée et pour trois structures différentes. On constate que la variation de λ_{res} est fortement dépendante de la structure de la micro-cavité. A partir de ces mesures de $T_{qw}=f(P_{abs})$, on peut finalement en déduire une valeur de la résistance thermique en ajustant les données à l’aide de l’équation 5.1. Pour les exemples présentés sur la figure 78, on trouve respectivement pour les structures HS7a, HD3 et MD4, une valeur de R_{th} de 5400 K/W, 2200 K/W et 1100 K/W. Cela signifie que pour une puissance absorbée équivalente, la structure HS7a chauffera 4 fois plus que la structure MD7.

On peut observer que lorsque la température T_{qw} devient élevée, les points expérimentaux tendent à s’écarter de la droite d’ajustement. Cette divergence est due à la dépendance avec la température de la conductivité thermique des différents matériaux utilisés. Dans la plage de température qui nous concerne (300 K à 500 K), la conductivité thermique des matériaux semiconducteurs que nous utilisons diminue avec la température [7, 8] et celle des

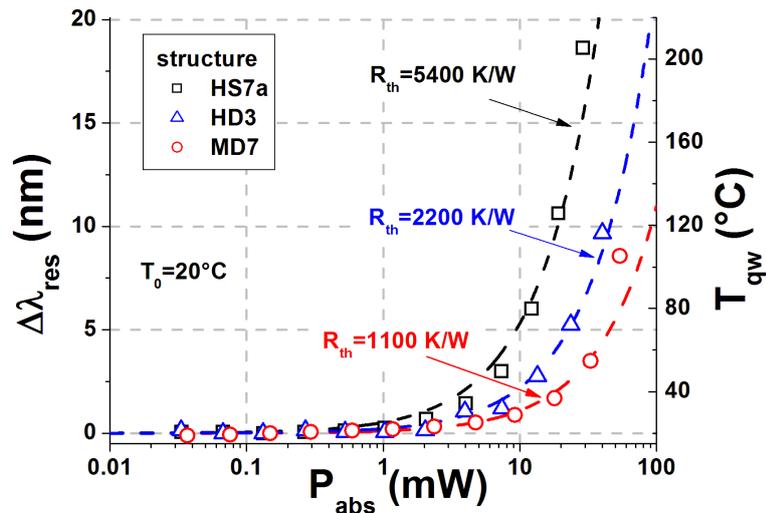


Fig. 78 – Variations de la longueur d'onde de résonance λ_{res} et de la température des puits quantiques T_{qw} en fonction de la puissance absorbée P_{abs} pour trois structures différentes, respectivement HS7a-CA1, HD3-M3 et MD7-G3. Ces trois structures présentent une valeur de $d\lambda_{res}/dT$ identique et égale à 0,1 nm/K.

matériaux diélectriques a tendance à rester constante [9], d'où une augmentation globale de R_{th} avec la température, ce qui corrobore les résultats expérimentaux que l'on obtient. Pour la suite de ce travail, seules les mesures de R_{th} obtenues à température ambiante (c'est à dire à $T_0=20^\circ\text{C}$) seront utilisées pour nos études comparatives.

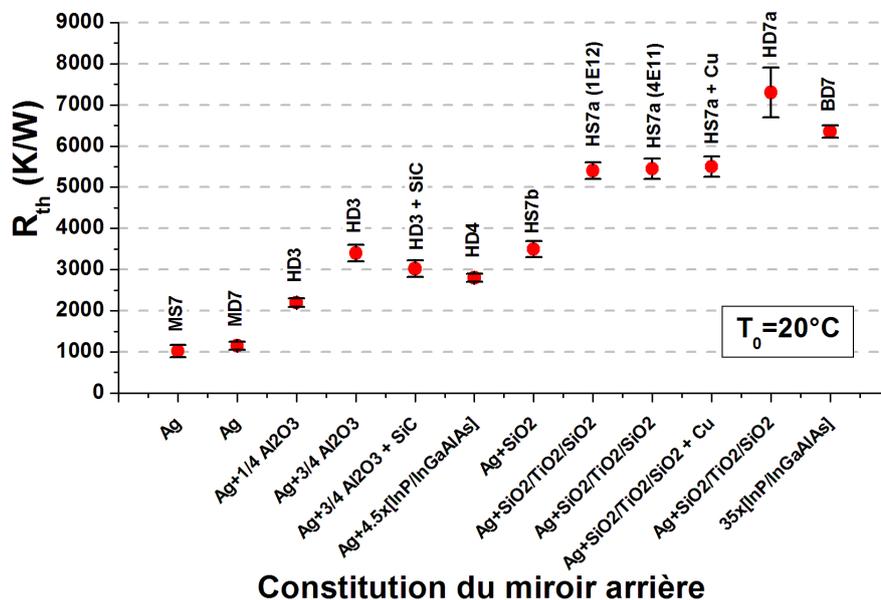


Fig. 79 – Valeurs moyennes expérimentales de la résistance thermique effective R_{th} pour chaque type de structure étudiée. L'axe des abscisses indique la constitution du miroir arrière. Les valeurs expérimentales ont été mesurées à température ambiante, $T_0=20^\circ\text{C}$.

Les valeurs moyennes de R_{th} mesurées à température ambiante sont résumées sur la figure 79. Les données sont classées par type de structure, avec en abscisse la constitution

du miroir arrière. On observe tout d'abord, que les plus faibles valeurs de R_{th} (~ 1000 K/W) sont obtenues avec les structures ayant un miroir arrière purement métallique (structures MS7 et MD7). Ensuite, on peut voir que la valeur de R_{th} augmente si on y rajoute des couches minces supplémentaires pour augmenter la réflectivité du miroir arrière, avec un maximum de 7300 K/W pour la structure HD7a qui est constituée d'un miroir hybride Ag+[SiO₂/TiO₂/SiO₂]. La structure HD7a a donc une valeur de R_{th} 7 fois plus grande que celle de la structure MS7. La valeur de R_{th} pour les structures avec miroir hybride dépend principalement du nombre de couches supplémentaires et de la conductivité thermique des matériaux constituant ces couches optiques (cf. page 86). Ainsi, la structure HD3 qui, tout comme la structure HS7b, possède seulement une seule couche quart d'onde diélectrique supplémentaire, présente cependant une valeur de R_{th} 40 % plus faible, soit 2200 K/W au lieu de 3500 K/W, entre autre car l'Al₂O₃ à une conductivité thermique plus élevée que SiO₂ (cf. Tab. 8 page 77) (les matériaux du miroir avant influencent aussi R_{th} mais dans une moindre mesure). De même, la structure HS7a présente une valeur de R_{th} 40 % plus élevée que celle de HS7b (5400 K/W au lieu de 3500 K/W) car elle possède deux couches diélectriques (SiO₂+TiO₂) supplémentaires. En comparant les structures HS7a et HD7a (ou MS7 et MD7), il apparaît aussi que l'utilisation de couches diélectriques SiO₂/TiO₂ pour la réalisation du miroir avant augmente la résistance thermique effective de 25 % (respectivement 15 %) par rapport aux structures similaires utilisant des couches semiconductrices InP/InGaAlAs pour le miroir avant. Enfin, la structure BD7 présente aussi une importante résistance thermique effective, de 6300 K/W, due au nombre important de couches semiconductrices (35 paires) constituant son miroir arrière. Finalement, nous avons pu vérifier que la résistance thermique effective de nos composants n'est pas affectée par l'irradiation ionique (cf. les deux structures HS7a sur la Fig. 79).

Remarque : par manque de temps, nous n'avons malheureusement pas pu mesurer la valeur de la résistance thermique effective des structures de type MD3, MS9 et HD7b.

Ces résultats expérimentaux (symboles pleins) sont comparés aux résultats numériques (symboles creux) sur la figure 80. Cette figure montre la résistance thermique effective en fonction de la valeur théorique de la réflectance du miroir arrière. Dans l'ensemble, on voit que les deux types de résultats suivent la même tendance, décrite ci-dessus. Ils montrent de plus, que l'augmentation de la réflectance du miroir arrière implique toujours une augmentation de la résistance thermique effective du composant. Les valeurs expérimentales de R_{th} sont en bonne adéquation avec les valeurs numériques. Les écarts que l'on peut observer pour certaines structures peuvent avoir plusieurs origines. Tout d'abord, les structures réelles peuvent être légèrement différentes des structures modélisées à cause des imperfections dues à la fabrication. Par exemple, la qualité du joint de brasure Au-In peut varier d'un échantillon à l'autre, mais aussi d'un point à l'autre d'un même échantillon, et par conséquent sa conductivité thermique aussi (quelque soit la structure, nous avons supposé une conductivité thermique égale à 170 W.K⁻¹.m⁻¹ pour le joint de brasure). Une autre raison de ces écarts pourrait être la non-prise en compte de l'absorption par le miroir arrière. En effet, pour le calcul de R_{th} nous avons supposé que toute la puissance non réfléchie était uniquement absorbée au niveau de la couche active. Or, une partie de cette puissance est en réalité absorbée au niveau du miroir arrière (car sa réflectance n'est pas de 100 %). Plus la valeur de R_b est faible et plus la proportion de puissance absorbée par le miroir arrière est grande, réduisant d'autant la résistance thermique effective de la structure.

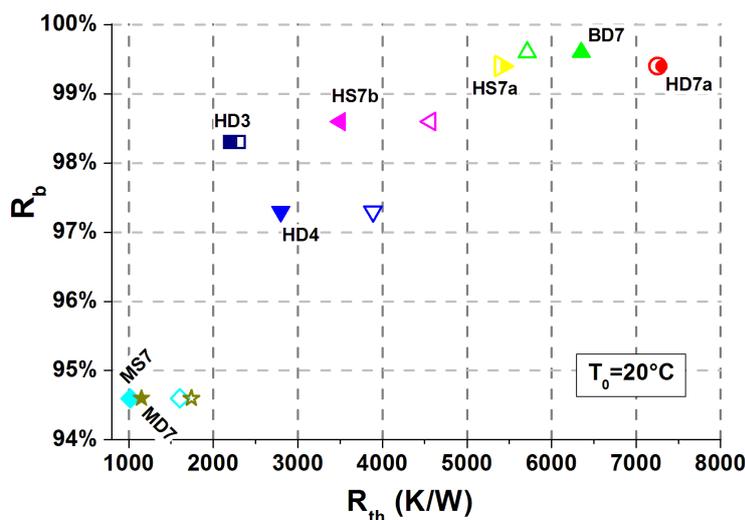


Fig. 80 – Valeurs expérimentales (symbole pleins) et numériques (symboles creux) de la résistance thermique effective R_{th} de chaque type de structure en fonction de la valeur théorique de la réflectivité R_b du miroir arrière. Les valeurs expérimentales ont été mesurées à température ambiante ($T_0 = 20^\circ\text{C}$).

A titre de comparaison, les structures laser de type VCSEL qui sont similaires à nos micro-cavités à absorbants saturables, présentent des valeurs de résistance thermique du même ordre de grandeur que nos valeurs expérimentales (pour des diamètres de zone active équivalents à w_0) [5, 10, 11]. Nos meilleurs résultats, obtenus avec les structures MD7 et MS7, sont, à notre connaissance, meilleurs que l'état de l'art actuel pour ce type de structure laser [12].

Le dépôt de couches optiques en alumine n'ayant été développé que récemment au laboratoire, nous avons jugé utile d'estimer la valeur de leur conductivité thermique, afin de vérifier leur qualité. Pour cela, nous avons réalisé deux structures HD3, une avec un miroir hybride constituée d'une couche quart d'onde d' Al_2O_3 ($e \sim 215$ nm) et l'autre constituée d'une couche $3\lambda/4$ d' Al_2O_3 ($e \sim 700$ nm). Les résultats des mesures de R_{th} pour ces deux structures sont donnés sur la figure 79. Comme attendu, la valeur de R_{th} a augmenté avec l'augmentation de l'épaisseur d' Al_2O_3 , passant de 2200 K/W pour une épaisseur $\lambda/4$ à 3400 K/W pour une épaisseur $3\lambda/4$. A partir de ces mesures et à l'aide du logiciel THERMSIM, nous avons modélisé ces deux structures en utilisant la valeur de la conductivité thermique de l' Al_2O_3 comme seul paramètre ajustable. En supposant une conductivité thermique de $13 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$, on trouve comme valeurs numériques pour R_{th} respectivement 2300 K/W et 3300 K/W, ce qui est en bon accord avec les valeurs expérimentales. Cette valeur de la conductivité thermique est cependant deux fois plus faible que la valeur attendue de $30 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ [13]. En fait, cette valeur correspond à la conductivité thermique de l'alumine cristalline, or nos couches d' Al_2O_3 sont polycristallines et peuvent de plus contenir une certaine porosité, ce qui pourrait expliquer que nous obtenons une valeur expérimentale plus faible.

Nous avons aussi regardé l'influence de la conductivité thermique du substrat de report sur la résistance thermique effective du composant. Pour cela, nous avons réalisé deux structures supplémentaires, une structure du type HD3 reportée sur du carbure de silicium (SiC) et

une structure du type HS7a reportée sur du cuivre (Cu). Ces deux matériaux présentent respectivement une conductivité thermique de $490 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ [14] et de $400 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$ [15], qui sont supérieures à celle du silicium ($150 \text{ W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$). Les résultats expérimentaux sont aussi présentés sur la figure 79. Dans le cas de la structure reportée sur Cu, on constate que la valeur de R_{th} est égale à celle de la structure équivalente reportée sur Si ($\sim 5500 \text{ K/W}$). Pour la structure reportée sur SiC, on mesure une valeur de R_{th} légèrement plus faible, d'environ 10 %, que celle de la structure équivalente reportée sur Si. Ces résultats sont en très bon accord avec les simulations numériques et montrent qu'une augmentation, même importante, de la conduction thermique du substrat de report ne permet pas de diminuer sensiblement R_{th} , principalement à cause de la faible conductivité thermiques des matériaux situés entre le substrat et la principale source de chaleur constituée par les puits quantiques.

III – Modélisation des effets thermo-optiques sur la réponse non-linéaire du composant

A – But et principe du modèle

Le but de ce modèle est de décrire les effets thermo-optiques qui peuvent apparaître à hauts débits, afin d'en prédire les conséquences sur la réponse non-linéaire du composant en régime d'auto-saturation. Les principales hypothèses du modèle sont les suivantes :

- **Les signaux incidents ont une distribution spatiale de forme Gaussienne.**
- **Le temps de réponse du composant est plus court que le temps bit du signal incident.**
- **L'élévation de température est proportionnelle à la puissance moyenne incidente.**

A partir de ces hypothèses et des différents calculs que nous expliciterons dans la suite de ce chapitre, nous allons pouvoir obtenir la réflectivité du composant à l'état passant et celle à l'état bloquant, suivant :

- **les paramètres de la micro-cavité Fabry–Perot,**
- **la longueur d'onde de travail,**
- **la puissance moyenne incidente,**
- **et le facteur de remplissage du signal incident.**

Le principe du calcul est le suivant. Tout d'abord, 1) on calcule la puissance intra-cavité en fonction de la densité de porteurs à l'aide d'un modèle du Fabry–Perot. Ensuite, 2) on détermine les valeurs de l'absorption et de la température de la couche active (T_{qw}) à l'aide d'un calcul auto-consistent combiné à un modèle microscopique de la variation de l'absorption. 3) Ce modèle décrit la variation de l'absorption en fonction de la longueur d'onde de

travail λ_{in} , de la densité de porteurs (N_c) et de T_{qw} . De plus, ce modèle intègre une description phénoménologique du déplacement de la longueur d'onde de résonance avec N_c et T_{qw} . Finalement, 4) les réflectivités du composant sont calculées à l'état passant (lors du passage d'une impulsion) et à l'état bloquant (entre deux impulsions), et la puissance absorbée est déterminée en prenant en compte des pertes saturables des puits quantiques et des pertes non saturables du miroir arrière. Il est à noter que tous ces calculs ne tiennent compte que du régime stationnaire. La résolution numérique a été réalisée à l'aide du logiciel de calcul numérique MATLAB.

B – Modélisation du Fabry-Perot

Nous avons déjà vu qu'à l'incidence normale, la réflectivité R d'une micro-cavité Fabry-Perot est donnée par l'équation suivante [16]

$$R = \frac{(\sqrt{R_{ba}} - \sqrt{R_f})^2 + 4\sqrt{R_f R_{ba}} \sin^2(\delta)}{(1 - \sqrt{R_f R_{ba}})^2 + 4\sqrt{R_f R_{ba}} \sin^2(\delta)}, \quad (5.5)$$

$$\text{avec} \quad R_{ba} = R_b e^{-2\eta N_{eff}}. \quad (5.6)$$

R_b et R_f étant respectivement les réflectivités des miroirs arrière et avant, δ le déphasage introduit par la microcavité, η l'absorption par puits quantiques et N_{eff} le nombre de puits quantiques efficaces (cf. page 77). η et δ étant à la fois dépendant de la longueur d'onde de travail et de la densité de porteurs, la réflectivité de nos structures l'est aussi par conséquent. Afin de fortement diminuer les temps de calculs, ces deux dépendances ont chacune été décrites à travers un modèle phénoménologique.

– L'absorption non-linéaire a été décrite à l'aide de deux fonctions. Une fonction Gaussienne pour l'absorption excitonique et une fonction de Fermi pour l'absorption bande à bande [17]. Les paramètres de ces deux fonctions ont été ajustés à l'aide de résultats de simulations de l'absorption non-linéaire. Ces simulations numériques, réalisées par J. Evin de l'INSA de Rennes, ont été obtenues à partir de la résolution de l'équation de Bethe-Salpeter [18–20]. Les résultats numériques tirés de ce modèle phénoménologique sont donnés sur la figure 81. Ces résultats sont similaires aux résultats expérimentaux publiés dans la littérature [21,22] et comme attendu, on observe bien une diminution de l'absorption lorsque N_c augmente.

– La variation du déphasage δ avec λ_{in} et N_c est déterminée à l'aide de l'équation suivante

$$\delta = (\lambda_{in} - \lambda_{res}) \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)_{\lambda_{res}} + \frac{d\delta}{dN_c} N_c, \quad (5.7)$$

avec λ_{res} la longueur d'onde de résonance de la microcavité. Les valeurs de $d\delta/d\lambda$ et $d\delta/dN_c$ ont été déduites de mesures expérimentales indépendantes. La figure 82 montre les spectres de réflectivités pour la structure MS7 et pour plusieurs densités de porteurs, calculés à partir de ce modèle phénoménologique. Les spectres expérimentaux pour cette même structure et pour plusieurs fluences incidentes y sont aussi reportés. Ceux-ci ont été obtenus à

l'aide de la source laser à 23 MHz décrite à la page 110 (ce faible taux de répétition permet de retarder l'apparition des effets thermo-optiques). Le très bon accord que l'on peut observer entre les spectres numériques et les spectres expérimentaux prouve la bonne approximation de ce modèle. On retrouve bien le phénomène de saturation de l'absorption avec l'augmentation de la réflectivité de la cavité. De plus, on peut constater que la longueur d'onde de résonance se déplace légèrement vers les plus faibles longueurs d'onde lorsque N_c (ou la fluence incidente) augmente. Ce décalage est dû à une diminution de l'indice moyen des puits quantiques avec le remplissage des bandes (cf. page 49).

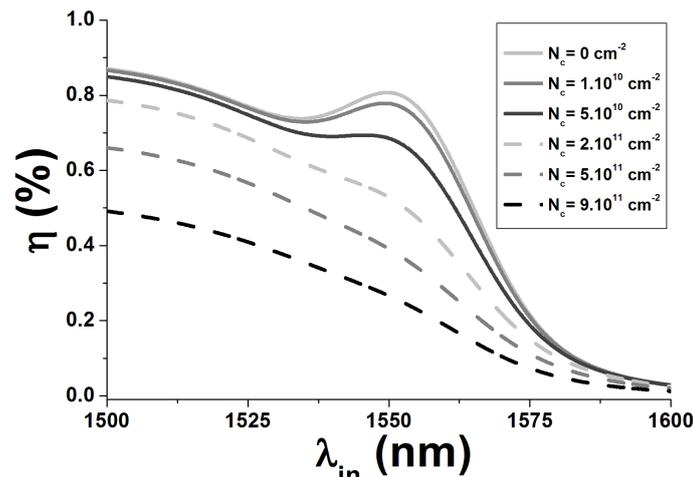


Fig. 81 – Spectres numériques de l'absorption non-linéaire dans les puits quantiques à base d'InGaAs en fonction de la longueur d'onde λ_{in} et de la densité de porteurs N_c . La longueur d'onde centrale de l'absorption excitonique a été fixée à 1555 nm.

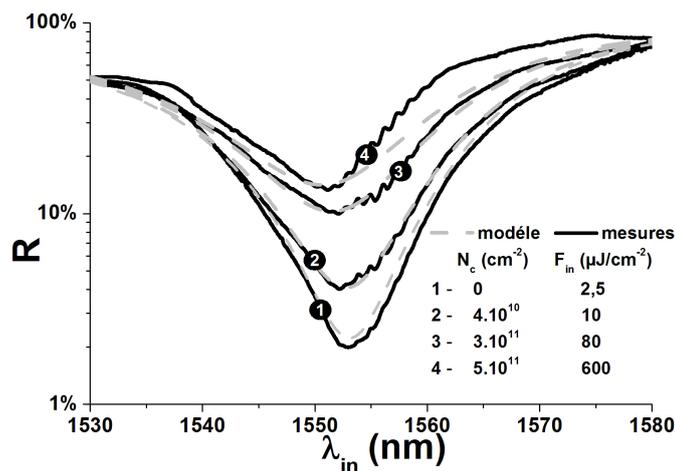


Fig. 82 – Spectres optiques expérimentaux (courbes noires) et numériques (courbes grises en pointillé) de la structure MS7-C3 pour respectivement différentes valeurs de fluences incidentes F_{in} et de densités de porteurs N_c . Les valeurs de $d\delta/d\lambda$ et de $d\delta/dN_c$ sont $0,006 \text{ rad/nm}$ et $2.10^{-14} \text{ rad.cm}^2$ respectivement. Ces résultats ont été obtenus à 300 K et avec $\lambda_{res}=1553 \text{ nm}$.

L'évolution temporelle de la densité de porteurs est régie par l'équation différentielle

suivante [23]

$$\frac{dN_c}{dt} = \frac{\eta(N_c) I_{qw}(t)}{h\nu} - \frac{N_c}{\tau}, \quad (5.8)$$

avec $h\nu$ l'énergie des photons ($\sim 0,8$ eV) et τ la durée de vie des porteurs. $I_{qw}(t)$ décrit le profil temporel de l'intensité au niveau des puits quantiques et est dépendante de l'exaltation de l'intensité intra-cavité. Comme nous travaillons en régime stationnaire, nous avons $dN_c/dt=0$. On obtient donc à partir de l'équation (5.8), la relation suivante

$$N_c = \eta(N_c) \frac{\tau}{h\nu} I_{qw}. \quad (5.9)$$

I_{qw} est reliée au maximum I_{max} de l'intensité intra-cavité par cette relation [24]

$$I_{qw} = \frac{N_{eff}}{2N} I_{max}, \quad (5.10)$$

et I_{max} est reliée à l'intensité incidente I_{in} (à incidence normale) par l'équation suivante

$$I_{max} = \frac{(1 + \sqrt{R_{ba}})^2 (1 - R_f)}{|1 - \sqrt{R_{ba} R_f} e^{(2i\delta)}|^2} I_{in}. \quad (5.11)$$

En combinant les équations (5.10) et (5.11), et avec R_{ba} proche de 1, l'équation (5.9) devient

$$N_c = \frac{N_{eff} (1 - R_f) \eta(N_c)}{(1 - \sqrt{R_{ba} R_f})^2 + 4 \sqrt{R_{ba} R_f} \sin^2 \delta} \frac{2\tau}{N h\nu} I_{in}. \quad (5.12)$$

L'équation (5.12) va nous permettre de calculer la densité de porteurs en fonction de l'intensité incidente et des divers paramètres de la micro-structure.

C – Modélisation de la dépendance thermique

L'élévation de la température au sein de la couche active va modifier l'énergie E_g du gap suivant la loi empirique de Varshni [25]. Au-dessus de 200 K, la variation de E_g décroît linéairement avec la température et peut être approximée par l'équation suivante

$$E_g(T_{act}) = E_g(300) + \frac{dE_g}{dT_{qw}} (T_{qw} - 300). \quad (5.13)$$

Pour les puits quantiques en InGaAs en accord de maille avec InP, le rapport dE_g/dT_{act} est égal à $-0,34$ meV.K⁻¹ [3, 26]. Cette légère variation de E_g induit une translation du spectre optique de $0,04$ %/K, soit de l'ordre de $\sim 0,65$ nm/K à 1550 nm, vers les grandes longueurs d'onde lorsque T_{qw} augmente.

L'indice moyen de la cavité et son épaisseur dépendent eux aussi de la température. La variation combinée de ces deux paramètres provoquent un déplacement de la longueur d'onde

de résonance de la cavité vers les grandes longueurs d'onde. L'équation (5.14) exprime la modification de λ_{res} en fonction de la température.

$$\lambda_{res}(T_{qw}) = \lambda_{res}(300) + \frac{d\lambda_{res}}{dT_{qw}} (T_{qw} - 300). \quad (5.14)$$

Nos mesures nous ont permis d'évaluer la valeur de $d\lambda_{res}/dT_{qw}$ à $\sim 0,1$ nm/K (cf. Fig. 77 page 139), ce qui est en bon accord avec les valeurs publiées dans la littérature [1, 6].

Comme le temps de réponse des effets thermiques est de l'ordre de la dizaine de microsecondes [27], la température moyenne T_{qw} de la couche active peut être calculée à partir de la puissance moyenne absorbée P_{abs} , d'où

$$T_{qw} = T_0 + R_{th} P_{abs}(N_c), \quad (5.15)$$

avec T_0 la température du substrat (~ 300 K), et R_{th} la résistance thermique effective de la micro-cavité. La valeur de R_{th} pour chaque type de structure a été déterminée à partir des mesures expérimentales présentées dans la première partie de ce chapitre.

D – Détermination de la puissance absorbée

L'évaluation de la puissance absorbée doit prendre en compte les pertes dues à l'absorption saturable des puits quantiques, ainsi que celles dues à l'absorption non-saturable du miroir arrière (on suppose que le miroir avant et le milieu intra-cavité, hors puits quantiques, sont totalement transparents).

En supposant un signal incident de profil Gaussien, et donc une distribution Gaussienne de la densité de porteurs, la puissance absorbée P_{qw} par la couche active est donnée par la relation

$$P_{qw} = \rho \frac{\pi w_0^2}{8} N \frac{h\nu}{\tau} N_c, \quad (5.16)$$

$$\text{avec} \quad \rho = \Delta t f_r.$$

w_0 est le diamètre de la tâche focale à $1/e^2$ du maximum d'intensité, Δt la durée des impulsions incidente et f_r le taux de répétition du signal incident. Le paramètre ρ est aussi appelé facteur de remplissage et sa valeur est comprise entre 0 et 1. Il est égal à 0 lorsque la fréquence du signal incident est nulle et il est égal à 1 lorsque le signal incident est continu. Ce facteur de remplissage est aussi égal au rapport de la puissance moyenne incidente P_{in} sur la puissance crête P_{cre} du signal. On a donc

$$\rho = \frac{P_{in}}{P_{cre}} = \Delta t f_r. \quad (5.17)$$

La puissance P_b dissipée par les pertes non-saturables est proportionnelle à l'intensité intra-cavité incidente I_b sur le miroir arrière et s'exprime comme

$$P_b = \rho \frac{\pi w_o^2}{8} (1 - R_b) I_b. \quad (5.18)$$

L'intensité I_b est, quant à elle, reliée à l'intensité moyenne I_{qw} au niveau des puits quantiques par l'équation suivante

$$I_{qw} = 2 \frac{N_{eff}}{N} I_b. \quad (5.19)$$

En combinant les équations (5.16) à (5.19) avec l'équation (5.9), on peut obtenir la relation reliant la puissance totale absorbée P_{abs} à la densité de porteurs N_c

$$\begin{aligned} P_{abs}(N_c) &= P_{qw} + P_b \\ &= \rho N \frac{\pi w_o^2 h \nu}{8 \tau} \left[1 + \frac{(1 - R_b)}{2 N_{eff} \eta(N_c)} \right] N_c. \end{aligned} \quad (5.20)$$

A partir de ce modèle des effets thermo-optiques, on peut voir que l'élévation de température dans le composant est à la fois proportionnelle à la résistance thermique effective, au facteur de remplissage ρ et au volume de la couche active illuminée par le signal incident. De plus, elle est inversement proportionnelle au temps de relaxation des porteurs.

E – Principaux résultats du modèle

Afin d'étudier les résultats donnés par ce modèle, nous avons simulé une structure fictive proche de l'adaptation d'impédance et adaptée à la longueur d'onde centrale de l'absorption excitonique. Les valeurs des paramètres de la structure fictive sont données dans le tableau 17.

Tab. 17 – Valeurs des paramètres de la structure fictive utilisées pour les exemples numériques des effets thermo-optiques.

Paramètres	valeurs
τ (ps)	1
R_b	0,98
R_f	0,95
N	3
N_{eff}	5,8
$d\phi/d\lambda$ (rad/nm)	0,006
$d\phi/dN_c$ (rad.cm ²)	$2,10^{-14}$
λ_x (nm)	1550
λ_{res} (nm)	1550
T_{qw} (K)	300
w_o (μm)	5

La figure 83.a montre les valeurs des réflectivités R_1 et R_0 de cette structure fictive, en fonction de la puissance incidente P_{in} et pour une longueur d'onde du faisceau incident égale à la longueur d'onde de résonance. R_1 correspond à la réflectivité sur les bits « 1 » (état

passant) et R_0 à celle sur les bits « 0 » (état bloquant). On constate que les deux réflectivités ne présentent pas du tout le même comportement en fonction de P_{in} . Alors que R_0 reste quasi constante, puis augmente fortement à partir de 13 dBm, R_1 augmente continuellement avec P_{in} jusqu'à une valeur maximale, puis commence à diminuer à partir de 17 dBm. Sur la figure 83.b est montré le contraste C de la structure, correspondant au rapport R_1/R_0 (en dB), ainsi que l'évolution de la longueur d'onde de résonance λ_{res} en fonction de P_{in} . Comme attendu, λ_{res} augmente avec P_{in} à cause de l'élévation de la température de la couche active (cf. page 137).

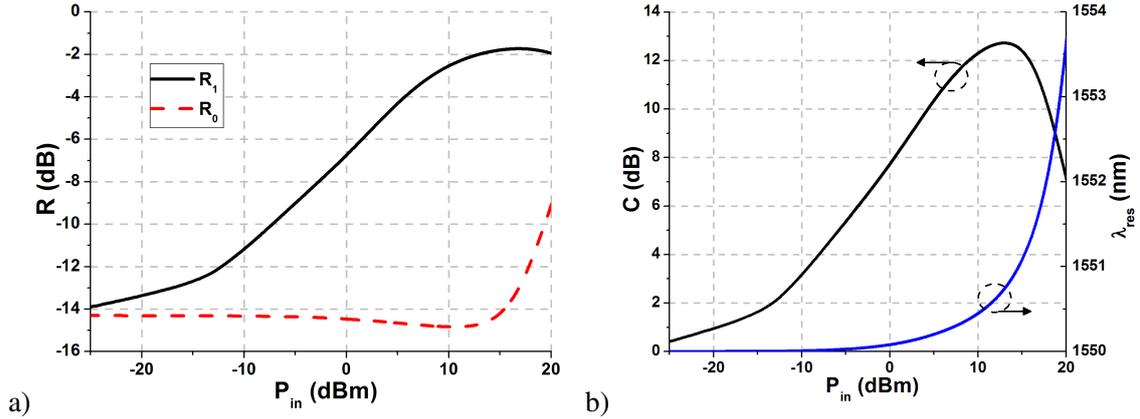


Fig. 83 – a) Evolutions de la réflectivité de la structure à l'état bloquant R_0 et à l'état passant R_1 en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} . b) Evolutions du contraste C et de la longueur d'onde de résonance λ_{res} pour la même structure en fonction de la puissance incidente P_{in} . La résistance thermique de la structure a été fixée à 1000 K/W et le facteur de remplissage du signal incident à 0,1.

Ce déplacement de λ_{res} avec P_{in} explique le comportement de R_0 . En effet, on pourrait s'attendre à une valeur de R_0 totalement indépendante de P_{in} , car la puissance incidente est alors nulle. Ce n'est pas le cas, en raison de l'aspect dynamique du problème et du très grand écart de temps caractéristique entre les phénomènes électroniques (saturation d'absorption) et thermiques : à l'échelle du temps-bit, un retour à zéro de la puissance incidente entraîne un retour de l'absorption à sa valeur non saturée, mais la température du dispositif reste quasiment constante¹. A forte valeur moyenne de P_{in} , λ_{res} varie, à cause de l'échauffement, et comme la longueur d'onde du laser λ_{in} reste constante, on comprend aisément que R_0 varie aussi. Comme la résonance correspond au minimum de réflectivité, si on s'en écarte la réflectivité va donc augmenter. D'ailleurs, on peut constater que R_0 commence à augmenter lorsque λ_{res} s'écarte sensiblement de sa valeur initiale.

Le comportement de R_1 s'explique aussi par la variation de λ_{res} . R_1 augmente car l'augmentation de la puissance incidente diminue l'absorption de la couche active et par conséquent augmente la réflectivité de la structure. Mais comme λ_{res} varie avec la puissance incidente, R_1 va finir par stagner ou par légèrement diminuer à cause de la modification du spectre de réflectivité. Comme le contraste dépend de la variation simultanée de R_0 et R_1 , il commence par augmenter avec P_{in} grâce à l'augmentation de R_1 , puis il subit une forte diminution à partir de 13 dBm, principalement à cause de l'importante augmentation de R_0 . On peut voir dans l'exemple donné ici, que les effets thermo-optiques vont induire une chute

1. Ce phénomène a également été observé par E. Le Cren au cours de son travail de thèse [28]

importante du contraste si la puissance incidente moyenne est trop importante.

Remarque : on peut constater que R_0 diminue légèrement avant d'augmenter. Cette diminution est due à une amélioration de la condition de l'adaptation d'impédance avec la variation de l'absorption de la couche active.

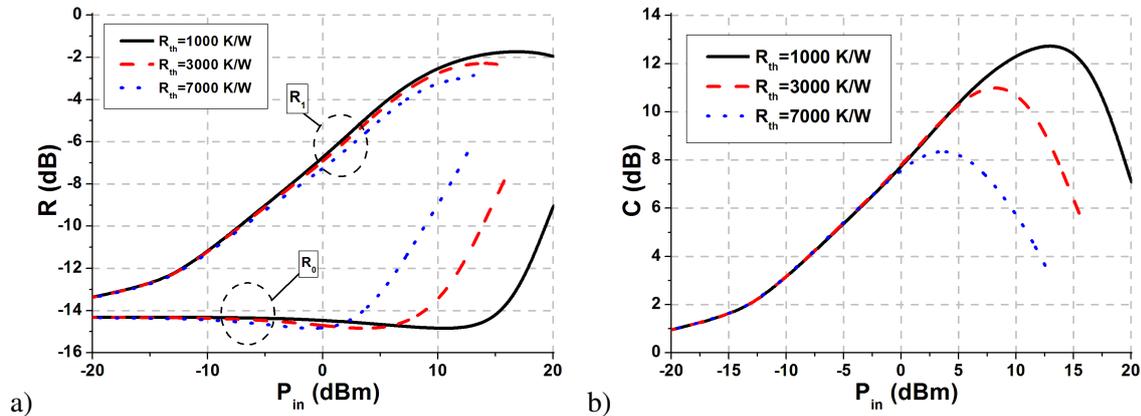


Fig. 84 – Evolutions de R_0 (a), R_1 (a) et C (b) en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} , et pour trois valeurs différentes de R_{th} , respectivement 1000 K/W (courbes noires), 3000 K/W (courbe en pointillés rouges) et 7000 K/W (courbes à pointillés bleues). ρ a été fixé à 0,1.

Les figures 84.a et 84.b montrent des résultats de simulations obtenus à partir de la même structure fictive que précédemment mais avec trois valeurs différentes de R_{th} , respectivement 1000 K/W, 3000 K/W et 7000 K/W. Les résultats montrent que le comportement de R_1 varie peu avec R_{th} . Par contre, l'évolution de R_0 est fortement dépendante de la résistance thermique. Comme on peut le voir sur la figure 84.a, plus R_{th} est élevée, et plus la puissance seuil à partir de laquelle R_0 va fortement augmenter devient faible. Pour les exemples donnés sur cette même figure, les résultats montrent que pour $R_{th}=7000$ K/W, R_0 commence à diverger à partir de $P_{in}=1$ dBm, alors que pour $R_{th}=1000$ K/W, cette augmentation ne débute qu'à partir de 13 dBm, soit 12 dB de plus. Pour une puissance absorbée identique, cette différence de comportement s'explique par une élévation beaucoup plus importante de T_{qw} lorsque la résistance thermique effective augmente, d'où un déplacement de λ_{res} plus important aussi. Cette forte influence de R_{th} sur R_0 est visible sur l'évolution du contraste. Comme on peut le voir sur la figure 84.b, la puissance incidente à partir de laquelle le contraste commence à chuter, est d'autant plus faible que R_{th} est élevée, suivant ainsi l'évolution de R_0 . De plus, on peut aussi constater que le maximum de contraste diminue lorsque R_{th} augmente, à cause d'une plus faible variation de l'absorption. La valeur maximale de C passe ainsi de 13 dB à 8,5 dB, lorsque R_{th} passe de 1000 K/W à 7000 K/W. Le contraste d'un composant sera donc d'autant plus faible que sa résistance thermique effective sera grande.

L'influence du facteur de remplissage ρ du signal incident sur la réponse non-linéaire du composant est montrée sur les figures 85.a et 85.b. Ces deux figures montrent les évolutions des paramètres R_0 , R_1 et C en fonction de P_{in} et pour trois valeurs différentes de ρ , respectivement 0,05, 0,1 et 0,5. On voit sur la figure 85.a que l'évolution de R_0 est faiblement dépendante de la valeur de ρ , contrairement à R_1 qui montre une grande sensibilité. Pour

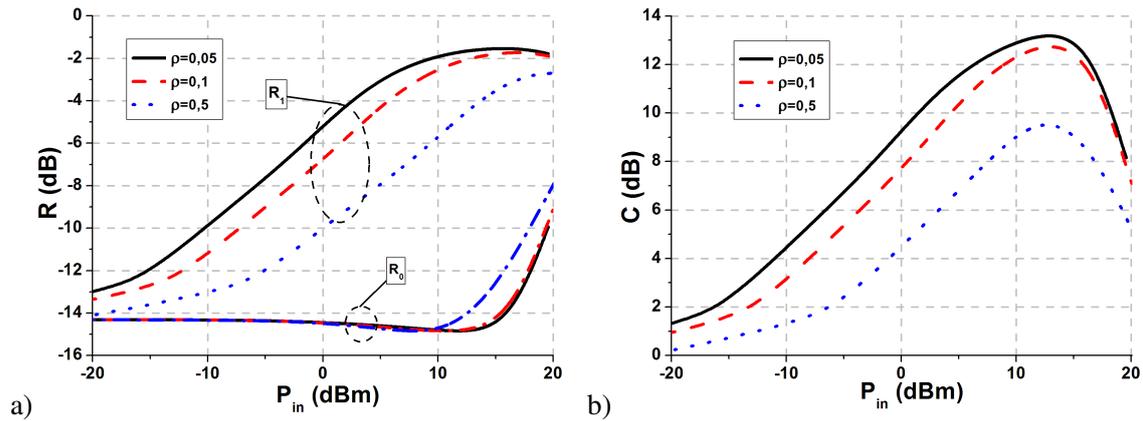


Fig. 85 – Evolutions de R_0 (a), R_1 (a) et C (b) en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} , et pour trois valeurs différentes du facteur de remplissage ρ , respectivement 0,05 (courbes noires), 0,1 (courbe rouges) et 0,5 (courbes bleues). La résistance thermique de la structure à été fixée à 1000 K/W.

une puissance moyenne incidente donnée, plus ρ est faible et plus R_1 est élevée, ce qui se répercute sur l'évolution du contraste où l'on voit bien que C est d'autant plus élevé que ρ est faible (cf. Fig. 85.b). Comme le facteur de remplissage est en fait le rapport entre la puissance moyenne et la puissance crête [cf. Eq. (5.17)], cela signifie qu'une faible valeur de ρ est associée à une puissance crête importante. Or, à cause du très faible temps de relaxation des porteurs, inférieur au temps bit, la saturation de l'absorption est principalement sensible à la puissance instantanée, et donc à la puissance crête. Donc, plus P_{cre} est élevée, c'est à dire plus ρ est faible, et plus l'absorption de la couche active est faible. Ceci implique une plus grande valeur de R_1 , et par conséquent une plus grande valeur de contraste aussi, comme constaté respectivement sur les figures 85.a et 85.b. Le contraste maximal d'un composant est donc d'autant plus faible que le facteur de remplissage du signal incident est proche de 1. On peut remarquer que le contraste chute brusquement à partir de la même valeur de P_{in} (ici à partir de 13 dBm) quelque soit la valeur de ρ . Ceci montre bien que l'élévation de la température au sein du composant est essentiellement dépendante de la puissance moyenne absorbée. On obtient des résultats similaires en fonction du temps de relaxation τ des porteurs. Plus τ est court et plus la puissance crête à fournir pour saturer l'absorption doit être importante.

Pour finir, l'influence de la longueur d'onde du laser a elle aussi été étudiée. Nous avons simulé la réponse non-linéaire toujours pour la même structure fictive, mais cette fois-ci avec trois différentes positions de λ_{in} ($\lambda_{in} < \lambda_{res}$, $\lambda_{in} = \lambda_{res}$ et $\lambda_{in} > \lambda_{res}$), ainsi que pour deux valeurs de R_{th} . Les résultats, présentés sur les figures 86.a et 86.b, montrent une évolution du contraste totalement différente suivant la position de λ_{in} par rapport à λ_{res} . Tout d'abord, et quelque soit la valeur de R_{th} , lorsque λ_{in} est inférieure à la longueur d'onde de résonance, on obtient de faibles valeurs de contraste. Cela peut se comprendre facilement, car comme λ_{res} se décale vers les grandes longueurs d'onde avec l'échauffement de la couche active, R_0 ne peut qu'augmenter avec la puissance incidente, diminuant de fait le contraste du composant. Lorsque la longueur d'onde du laser est égale à λ_{res} , on peut obtenir un fort contraste mais celui-ci finit par chuter d'autant plus vite que la résistance thermique est importante, comme vu précédemment. En utilisant une longueur d'onde supérieure à la longueur d'onde de résonance, on peut cependant retarder cette chute du contraste. En effet, comme on peut

le voir sur la figure 86.a, lorsque $\lambda_{in}=1553$ nm – soit 3 nm de plus que la résonance – le contraste augmente continuellement jusqu'à $P_{in}=20$ dBm, alors qu'il commence à chuter à partir de 13 dBm si $\lambda_{in}=\lambda_{res}=1550$ nm. Il peut donc paraître intéressant d'utiliser systématiquement une longueur d'onde de travail supérieure à celle de la résonance, mais en comparant les figures 86.a et 86.b, on constate que ce n'est pas toujours le cas. Par exemple, si on travaille avec une puissance en ligne de l'ordre de 10 dBm et que l'on recherche à obtenir un fort contraste avec la structure simulée sur la figure 86.a, il est alors plus intéressant de travailler à la longueur d'onde de résonance car on obtiendra un contraste plus élevé. Par contre, ce n'est pas le cas pour la structure simulée sur la figure 86.b. Comme celle-ci présente une résistance thermique plus importante, la longueur d'onde de résonance rejoint λ_{in} pour des valeurs de P_{in} plus faible (9 dBm au lieu de 20 dBm pour la structure de la figure précédente). Du coup, pour un fonctionnement à 10 dBm, il est cette fois-ci plus intéressant de travailler à 1553 nm qu'à 1550 nm, car on peut obtenir un contraste de 5 dB plus grand. D'une manière générale et à l'exception des structures ayant une importante résistance thermique (> 6500 K/W), les simulations montrent que pour des puissances de fonctionnement jusqu'à une valeur de l'ordre de 10 dBm, il est préférable de travailler à la longueur d'onde de résonance. Dans les cas contraires, il est nécessaire d'anticiper les effets thermiques en décalant la longueur d'onde de travail vers les grandes longueurs d'onde.

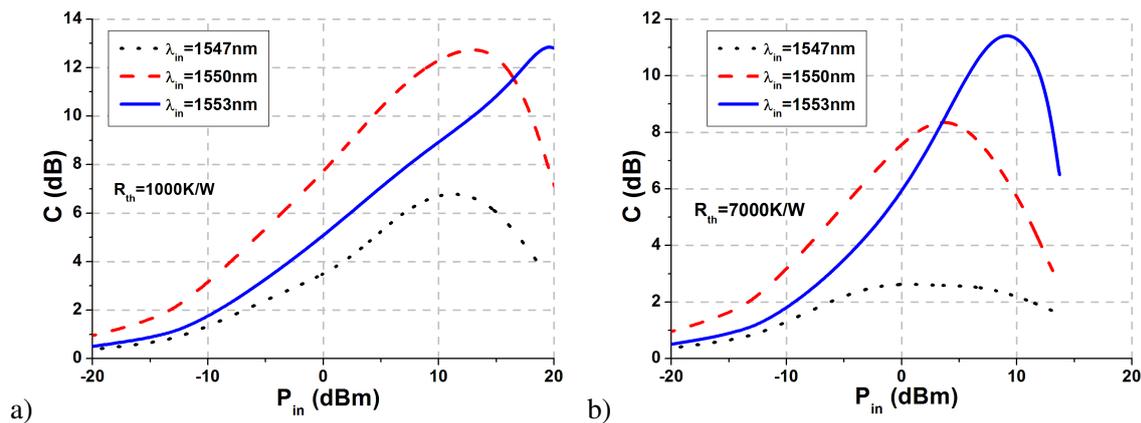


Fig. 86 – Evolutions du contraste C en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} , et pour trois valeurs différentes de la longueur d'onde incidente λ_{in} , respectivement 1547 nm (courbes noires), 1550 nm (courbe en pointillés rouges) et 1553 nm (courbes en pointillés bleues). Dans chaque cas, la résistance thermique effective de la structure a été fixée soit à 1000 K/W (a), soit à 7000 K/W (b). ρ est égal à 0,1.

Ce modèle des effets thermo-optiques nous a montré que la bonne utilisation du composant à absorbants saturables nécessitait de prendre en compte non seulement les caractéristiques de la structure, mais aussi celles du signal d'entrée (facteur de remplissage, puissance en ligne, longueur d'onde). En tenant compte de tous ces paramètres, il est ensuite nécessaire d'effectuer des simulations numériques pour trouver le point (ou la zone) de fonctionnement optimal, selon le contraste et les pertes d'insertion que l'on veut obtenir.

IV – Etudes expérimentales et comparaisons avec le modèle numérique

A – Montage expérimental

L'étude expérimentale des effets thermo-optiques à hauts débits a été effectuée à l'aide du montage présenté sur la figure 87.

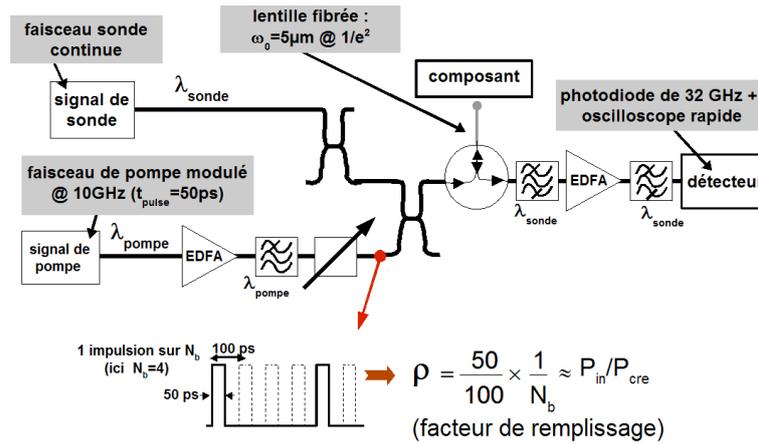


Fig. 87 – Schéma du montage expérimental utilisé pour l'étude des effets thermo-optiques à 10 Gbits/s et 40 Gbits/s.

Ce montage et les mesures qui suivent ont été réalisés par L. Bramerie et M. Gay du laboratoire d'optronique de l'École Nationale Supérieure des Sciences Appliquées et de Technologie (ENSSAT) de Lannion, en collaboration avec A. O'Hare de l'École de Physique de l'Institut de Technologie de Dublin, dans le cadre du projet ASTERIX. Ce montage permet de mesurer l'évolution de la réflectivité de notre composant lorsqu'il est soumis à un signal à très haut débit, et il est similaire à ceux utilisés pour la conversion de longueur d'onde. Un signal de pompe modulé et un signal de sonde continu sont focalisés sur le composant à l'aide d'une lentille fibrée (diamètre de $5 \mu\text{m}$ à $1/e^2$ du maximum d'intensité). Après réflexion sur le composant, la sonde se trouve à son tour modulée au rythme de la pompe. Le faisceau sonde réfléchi est alors filtré (pour supprimer le faisceau de pompe), réamplifié et de nouveau filtré (pour supprimer le bruit d'amplification). Puis, le taux d'extinction de la sonde réfléchie est alors mesuré à l'aide d'une photodiode rapide combinée à un oscilloscope. Le signal de pompe est constitué d'une horloge à 10 GHz (pour les caractérisations à 10 Gbits/s) ou à 40 GHz (pour les caractérisations à 40 Gbits/s), fournissant des impulsions d'une durée respectivement de 50 ps et de 12 ps, codées à l'aide d'un générateur de mots de N_b bits, avec N_b un entier variable. Chaque mot est constitué d'une impulsion (symbolisant le bit « 1 ») suivie de $(N_b - 1)$ bit « 0 », comme montré sur la figure 87. Le facteur de remplissage ρ de ce signal de pompe est calculé à l'aide de l'équation (5.21) et il peut être modifié en variant simplement le nombre N_b de bit de chaque mot, comme indiqué dans l'équation suivante

$$\rho = \frac{\Delta t}{\tau_{bit}} \frac{1}{N_b} = \frac{P_{in}}{P_{cre}}, \quad (5.21)$$

avec τ_{bit} la durée de chaque bit, ici égale à 100 ps (10 Gbits/s) ou à 24 ps (40 Gbits/s). Puisque

l'énergie est fournie uniquement durant les impulsions lasers, le paramètre ρ est bien égal au rapport de la puissance moyenne incidente P_{in} sur la puissance crête P_{cre} comme défini dans l'équation (5.17).

Remarque : le modèle numérique a été développé pour un fonctionnement du composant en auto-saturation et non en pompe-sonde. Dans le cas du modèle, les faisceaux pompe et sonde sont confondus et leurs longueurs d'onde sont identiques, alors qu'expérimentalement les deux faisceaux ont des longueurs d'onde différentes. On obtient donc un décalage systématique des résultats numériques par rapport aux résultats expérimentaux en fonction de la puissance incidente (la puissance absorbée varie avec la longueur d'onde). Afin de compenser ce décalage, on a systématiquement décalé les résultats numériques pour permettre une bonne comparaison avec les résultats expérimentaux.

B – Résultats expérimentaux et comparaisons

1 – Résultats à 10 Gbits/s

Par manque de disponibilité du banc expérimental, seulement trois composants ont pu être étudiés à 10 Gbits/s. Nous avons donc choisi trois structures ayant chacune un type de miroir différent : une structure avec un miroir métallique (structure MS7, faible résistance thermique), une structure avec un miroir hybride (structure HD7b, résistance thermique élevée) et une structure avec un miroir de Bragg semiconductor (structure BD7, résistance thermique élevée). Dans les trois cas, nous avons mesuré l'évolution de R_1 , R_0 et C et confronté les résultats aux simulations numériques. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication scientifique [29].

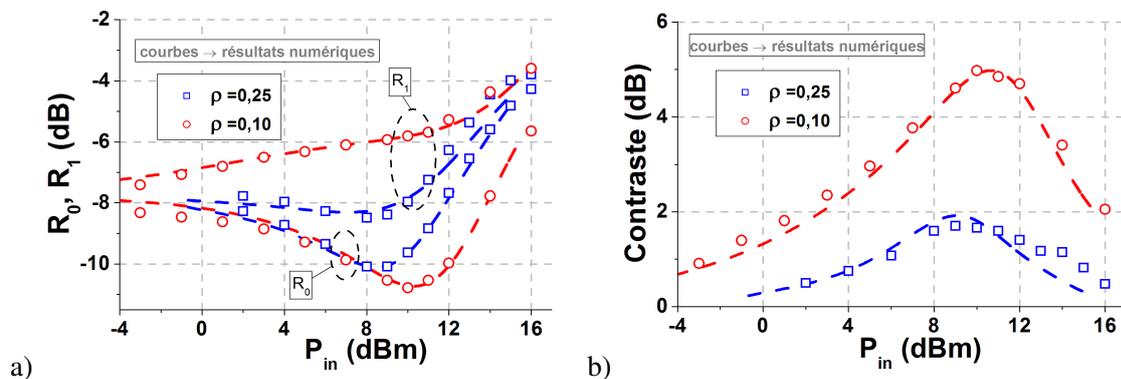


Fig. 88 – Résultats expérimentaux (symboles) et numériques (courbes en pointillés) obtenus à partir de la structure BD7-(β 2). Le graphe de gauche (a) et celui de droite (b) montrent respectivement les évolutions des réflectivités à l'état bloquant R_0 (illumination par un bit « 0 ») et à l'état passant R_1 (illumination par un bit « 1 »), et l'évolution du contraste C en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} et pour deux valeurs différentes du facteur de remplissage ρ (0,1 et 0,25). Ces résultats ont été obtenus à 10 Gbits/s, avec une température de substrat T_0 égale à 300 K, une longueur d'onde de pompe à 1549 nm et une longueur d'onde de travail λ_{in} égale à la longueur d'onde de résonance λ_{res} à puissance incidente nulle.

Les premières mesures a été réalisées sur la structure BD7. Les résultats sont montrés sur les figures 88.a et 88.b, et ils ont été obtenus pour deux valeurs différentes de ρ , respectivement 0,25 et 0,1. La longueur d'onde du faisceau de pompe a été réglée à 1549 nm et celle du

faisceau de sonde à été ajustée à la longueur d'onde de résonance, soit 1557 nm. On retrouve les mêmes tendances que celles observées lors des simulations numériques. Tout d'abord, la réflectivité à l'état bloquant R_0 diminue légèrement grâce à une amélioration de l'adaptation d'impédance due aux déplacements combinés de la longueur d'onde de résonance et de la longueur d'onde de l'absorption excitonique. Puis, dès que P_{in} devient suffisamment importante pour induire une forte élévation de la température, R_0 augmente brusquement à cause de l'écart grandissant entre λ_{in} et λ_{res} . D'un autre côté, la réflectivité à l'état passant R_1 augmente continuellement avec P_{in} grâce à la saturation de l'absorption. On constate aussi que l'augmentation de R_1 est plus importante pour $\rho = 0,1$ que pour $\rho = 0,25$ en raison d'une puissance crête plus importante. Comme attendu, les différentes évolutions de R_0 et R_1 se répercutent sur celle du contraste. Quelque soit la valeur de ρ , C augmente continuellement avec P_{in} , puis chute brusquement à partir d'une puissance incidente de 10 dBm. Comme nous l'avons déjà expliqué précédemment, cette chute est due à l'importante augmentation de R_0 comparée à celle de R_1 . Enfin, le contraste augmente lorsque le facteur de remplissage diminue, passant d'une valeur maximale de 5 dB pour $\rho = 0,1$ à moins de 2 dB pour $\rho = 0,25$. La réponse non-linéaire de cette structure BD7 à été simulée à l'aide du modèle des effets thermo-optiques. Les valeurs utilisées pour les différents paramètres de ce modèle sont données dans le tableau 18 et proviennent de valeurs théoriques ou expérimentales. La réflectance du miroir arrière a cependant été diminuée afin de prendre en compte l'absorption résiduelle causée par l'irradiation ionique du miroir de Bragg semiconducteur (cf. page 130). Les résultats expérimentaux et numériques montrent un très bon accord, permettant ainsi de valider expérimentalement le modèle des effets thermo-optiques que nous avons développé. Sachant que les signaux optiques couramment utilisés pour les télécommunications ont un facteur de remplissage égal à 0,25 (format RZ avec un rapport cyclique de 50 %), on peut conclure de nos mesures que le composant BD7, utilisé dans la configuration $\lambda_{in} = \lambda_{res}$, ne présentera pas un contraste suffisant pour assurer une bonne amélioration du taux d'extinction du signal.

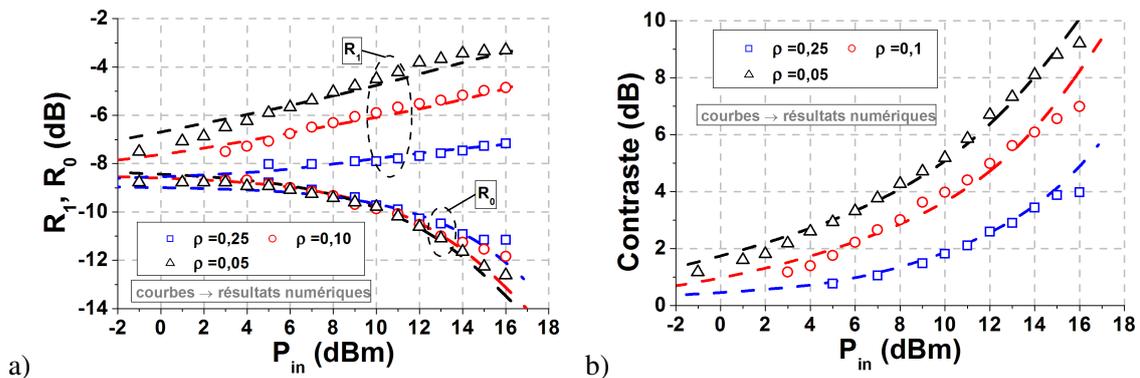


Fig. 89 – Résultats expérimentaux (symboles) et numériques (courbes en pointillés) obtenus à partir de la structure MS7-(C8). Le graphe de gauche (a) et celui de droite (b) montrent respectivement les évolutions des réflectivités à l'état bloquant R_0 et à l'état passant R_1 , et l'évolution du contraste C en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} et pour trois valeurs différentes du facteur de remplissage ρ (0,1, 0,25 et 0,05). Ces résultats ont été obtenus à 10 Gbits/s, avec une température de substrat T_0 égale à 300 K, une longueur d'onde de pompe à 1554 nm et une longueur d'onde de travail λ_{in} de 3,5 nm supérieure à la longueur d'onde de résonance λ_{res} à puissance incidente nulle.

Pour la deuxième série de mesures, réalisée sur la structure MS7, nous avons voulu vérifier le comportement du contraste lorsque la longueur d'onde de travail est supérieure à

Tab. 18 – Valeurs utilisées pour les divers paramètres du modèle décrivant les effets thermo-optiques. Ces valeurs correspondent respectivement aux structures MS7, BD7 et HD7b.

Paramètres	structure MS7	structure BD7	structure HD7b
τ (ps)	1,5	3	2,4
R_b	0,95	0,95	0,985
R_f	0,71	0,80	0,80
N	7	7	7
N_{eff}	11,5	11,5	11,5
R_{th} (K.W ⁻¹)	1100	6000	5800
$d\phi/d\lambda$ (rad/nm)	0,006	0,015	0,005
$d\phi/dN_c$ (rad.cm ²)	$2 \cdot 10^{-14}$	$2,3 \cdot 10^{-14}$	$3 \cdot 10^{-14}$
λ_x (nm)	1549	1539	1543
λ_{res} (nm)	1557	1557,2	1546,5
λ_{in} (nm)	1560,5	1557	—
T_{qw} (K)	300	300	300
w_o (μm)	5	5	5

la longueur d'onde de résonance. Les résultats sont montrés sur les figures 89.a et 89.b, et ils ont été obtenus pour trois valeurs différentes de ρ , respectivement 0,25, 0,1 et 0,05. La longueur d'onde du faisceau de pompe a été réglée à 1554 nm et celle du faisceau de sonde à été ajustée à 1560,5 nm, soit 3,5 nm de plus que la longueur d'onde de résonance ($\lambda_{res} = 1557$ nm). Nous avons aussi effectué des simulations numériques pour cette même structure et reporté les résultats sur les deux graphes. Les valeurs utilisées pour les divers paramètres de ce modèle sont données dans le tableau 18 et proviennent aussi de valeurs théoriques ou expérimentales. Là encore, les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les résultats numériques. Ils montrent parfaitement que la chute du contraste peut effectivement être retardée. La puissance moyenne disponible pour nos mesures n'est d'ailleurs pas suffisante pour observer la brusque augmentation de R_0 , ni la chute du contraste qui en résulte. Le décalage de λ_{in} vers une longueur d'onde supérieure à λ_{res} permet donc de partiellement compenser les effets thermo-optiques et ainsi de permettre d'utiliser des puissances crêtes suffisamment élevées pour atteindre de forts contrastes malgré un facteur de remplissage élevé. Pour cette configuration d'utilisation, la structure MS7 présente ainsi un contraste maximal de 4 dB, suffisant pour travailler avec des signaux RZ ayant un rapport cyclique de 50 % ($\rho = 0,25$).

Les résultats des mesures faites sur l'échantillon HD7b sont montrés sur les figures 90.a et 90.b. Ces résultats ont été obtenus pour un facteur de remplissage de 0,25 et avec deux longueurs d'onde de travail différentes, une à 1546 nm (carrés) correspondant à λ_{res} et une autre plus grande de 11 nm par rapport à λ_{res} (cercles) – les longueurs d'onde du faisceau de pompe étaient respectivement de 1557 nm et 1556 nm. Les résultats des simulations pour cette même structure y sont aussi reportés (les valeurs utilisées pour les simulations sont indiquées dans le tableau 18) et montrent un bon accord avec les mesures. Ces résultats expérimentaux confirment qu'une pré-compensation des effets thermo-optiques peut

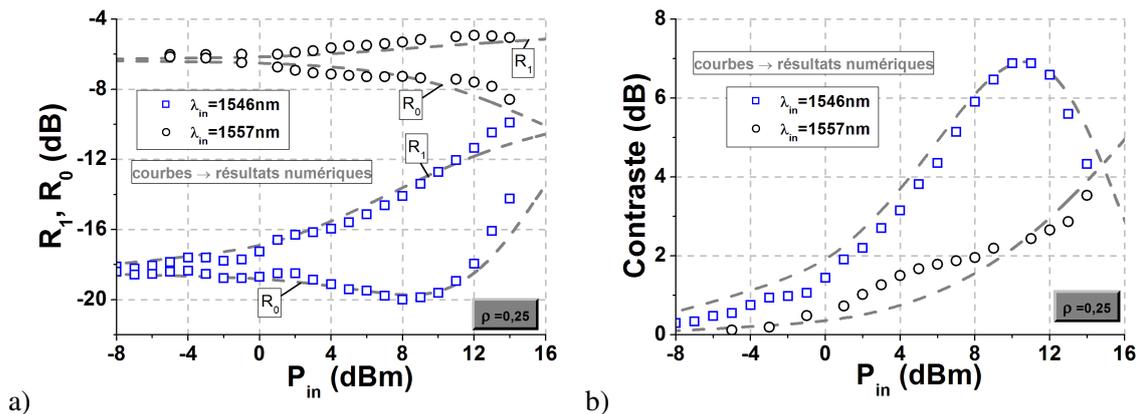


Fig. 90 – Résultats expérimentaux (symboles) et numériques (courbes en pointillés) obtenus à partir de la structure HD7b-(AD1). Le graphe de gauche (a) et celui de droite (b) montrent respectivement les évolutions des réflectivités R_0 et R_1 , et l'évolution du contraste C en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} et pour deux valeurs différentes de λ_{in} , 1546 nm (carrés) et 1557 nm (cercles) – les longueurs d'onde de pompe sont respectivement à 1557 nm et 1556 m. Ces résultats ont été obtenus à 10 Gbits/s, avec une température de substrat T_0 égale à 300 K et un facteur de remplissage de 0,25. λ_{res} est égale à 1546 nm.

être contre-productive dans certains cas. On voit ici que pour un signal incident inférieur à 14 dBm, le contraste le plus grand est obtenu pour $\lambda_{in} = \lambda_{res}$. Il est ainsi possible d'obtenir avec la structure HD7b un contraste de 7 dB pour une puissance incidente de 10 dBm si $\lambda_{in} = \lambda_{res}$, alors qu'il faut fournir une puissance supérieure à 16 dBm pour obtenir le même contraste si $\lambda_{in} = 1557$ nm. Cela conforte les simulations numériques montrant qu'il n'est pas utile d'anticiper les effets thermo-optiques si la puissance en ligne est inférieure ou égale à 10 dBm.

2 – Résultats à 40 Gbits/s

Les effets thermo-optiques ont aussi été étudiés à 40 Gbits/s sur le même composant HD7b et les résultats sont reportés sur la figure 91. Les résultats expérimentaux à 10 Gbits/s, ainsi que les simulations numériques y sont aussi reportés pour comparaison (les valeurs utilisées pour les simulations sont reportées dans le tableau 18).

En plus d'être en bon accord avec les résultats numériques, on constate que les réponses non-linéaires de ce composant sont semblables pour les deux débits utilisés. Les légères différences que l'on observe peuvent provenir des petites différences entre les longueurs d'onde de travail, ainsi que de l'utilisation de deux points de mesure spatialement séparés sur l'échantillon pour chacun des deux débits. Ce résultat conforte une fois de plus le modèle développé, qui montre que la réponse non-linéaire du composant dépend uniquement de la puissance moyenne incidente, du facteur de remplissage du signal et de sa longueur d'onde. Donc, tant que la réponse du composant sera plus courte que le temps bit, sa réponse non-linéaire sera indépendante du débit. Avec des temps de réponse de l'ordre de la picoseconde, nos composants les plus rapide devraient donc pouvoir régénérer des signaux optiques avec des débits aussi élevés que 160 Gbits/s.

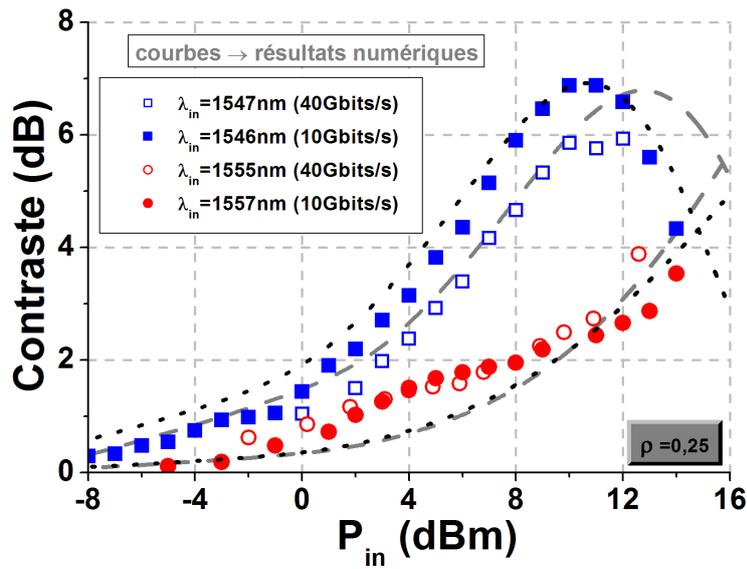


Fig. 91 – Valeurs expérimentales (symboles) et numériques (courbes en pointillés) du contraste obtenues à partir de la structure HD7b-(AD1) à 10 Gbits/s (symboles pleins) et à 40 Gbits/s (symboles creux) et pour diverses valeurs de λ_{in} . Les couples de valeurs pour $\lambda_{sonde}/\lambda_{pompe}$ sont 1546 nm/1557 nm ; 1547 nm/1555 nm ; 1555 nm/1552 nm et 1557 nm/1556 nm. La température de substrat T_0 est égale à 300 K et le facteur de remplissage est de 0,25.

V – Conclusion

Ce chapitre nous a permis de mettre en lumière le rôle prépondérant des effets thermo-optiques sur la réponse non-linéaire de notre composant à absorbants saturables. Comme la saturation de l'absorption est essentiellement dépendante de la puissance crête, il est nécessaire d'augmenter la puissance moyenne en ligne lorsque le débit du signal à traiter augmente pour obtenir un contraste de commutation suffisant. En conséquence, la puissance absorbée par le composant augmente aussi, ce qui va induire un important échauffement de la zone active, proportionnel à la puissance absorbée. On a vu que cet échauffement provoque une diminution de l'énergie du gap et une augmentation de l'indice moyen de la micro-cavité. Il y a donc un déplacement simultané vers les grandes longueurs d'onde du spectre d'absorption des puits quantiques et de la longueur d'onde de résonance (λ_{res}) de la micro-cavité. L'effet visible de cette élévation de température est une importante modification du spectre de réflectivité du composant.

Nos caractérisations ont permis de vérifier que le déplacement du spectre de réflectivité était bien proportionnel à la température de la zone active. L'élévation de température étant elle-même proportionnelle à la puissance absorbée par l'intermédiaire de la résistance thermique effective (R_{th}), nos mesures de la température de la couche active en fonction de la puissance absorbée nous ont permis de déterminer la résistance thermique effective de nos différentes structures. Les résultats expérimentaux ainsi obtenus montrent un très bon accord avec les valeurs calculées à l'aide du logiciel THERMSIM. Ils montrent que la résistance thermique est fortement influencée par le type de structure utilisé, et plus particulièrement par les matériaux utilisés pour la réalisation du miroir arrière, car celui-ci est la seule voie d'évacuation de la chaleur de la zone active vers le substrat. Les structures ayant un miroir purement métallique présentent une valeur de R_{th} de l'ordre de 1000 K/W. Lorsque des couches diélectriques ou semiconductrices sont ajoutées à la couche métallique pour en augmenter la réflectance, formant ainsi un miroir hybride, la valeur de R_{th} augmente aussi. Cette augmentation est d'autant plus élevée que le nombre de couches ajoutées est grand et que la conductivité des matériaux utilisés est faible. Ainsi, la structure HD7a qui possède le miroir arrière ayant la plus grande réflectance de toutes nos structures grâce à son miroir hybride Ag+[SiO₂/TiO₂/SiO₂], présente aussi la plus forte valeur expérimentale (et théorique) de R_{th} , égale à 7300 K/W, soit 7 fois plus grande que pour la structure MD7. Enfin, à cause de la faible conductivité thermique de InGaAlAs et du grand nombre de couches nécessaire à l'obtention d'une réflectivité proche de 1, l'utilisation d'un miroir de Bragg semiconducteur comme miroir arrière induit aussi une importante valeur de R_{th} , supérieure à 6000 K/W. L'augmentation de la réflectivité du miroir arrière se fait donc au détriment de la résistance thermique effective de la cavité. Les mesures ont cependant permis de vérifier que l'utilisation d'un miroir hybride avec des matériaux de (relativement) haute conductivité thermique permet de minimiser cette augmentation. Ainsi, un miroir hybride à base d'Al₂O₃ induit une élévation de R_{th} moins importante que les miroirs hybrides de réflectance équivalente et à base de SiO₂ ou de couches semiconductrices. Les caractérisations thermiques ont aussi permis de vérifier que l'utilisation d'un miroir de Bragg avant à base de couches semiconductrices 6x[InP/InGaAlAs] est plus intéressante du point de vue thermique que l'utilisation de couches diélectrique 2x[SiO₂/TiO₂] à cause de la pauvre conductivité thermique de ces deux matériaux.

Pour comprendre et modéliser les conséquences de ces effets thermo-optiques sur la réponse non-linéaire du composant, nous avons développé un modèle numérique permettant de calculer, en régime stationnaire, la fonction de transfert en fonction de la structure du composant et des caractéristiques du signal à haut débit incident. Des mesures à 10 Gbits/s et 40 Gbits/s ont aussi été réalisées. La comparaison des résultats numériques et expérimentaux montre un très bon accord, preuve d'une bonne description des effets thermo-optiques par le modèle numérique. Tout d'abord, les divers résultats montrent que la réflectivité à l'état passant (R_{on}), c'est à dire lorsque le composant est illuminé par une impulsion, est essentiellement dépendante de la puissance crête du signal, alors que la réflectivité à l'état bloquant (R_{off}), c'est à dire entre le passage de deux impulsions, est principalement dépendante de la puissance moyenne. La principale conséquence de ces effets thermo-optiques est une chute irrémédiable et dramatique du contraste lorsque la puissance moyenne incidente dépasse une certaine valeur seuil. Cette chute survient d'autant plus rapidement, c'est à dire pour de faibles valeurs de la puissance moyenne incidente, que la résistance thermique est élevée. Lorsque la température de la zone active augmente, la longueur d'onde de résonance de la cavité s'éloigne de la longueur d'onde du signal incident provoquant une rapide augmentation de (R_{off}), et donc une diminution aussi rapide du contraste. Cependant, il est possible de retarder la chute du contraste en plaçant la longueur d'onde du signal incident à une valeur légèrement supérieure à celle de λ_{res} . Il est ainsi possible d'obtenir un contraste de commutation suffisamment élevé avec un composant à forte résistance thermique malgré les effets thermo-optiques. Par contre, les résultats numériques et expérimentaux ont montré que cette pré-compensation partielle des effets thermo-optiques donne dans la plupart des cas un résultat inverse à celui recherché (c'est à dire une diminution au lieu d'une augmentation du contraste) lorsque la puissance incidente est inférieure ou égale à une valeur de l'ordre de 10 dBm. Enfin, les résultats montrent que le contraste maximal que l'on peut obtenir d'une structure donnée diminue lorsque les valeurs de la résistance thermique effective ou/et du facteur de remplissage du signal augmentent. Pour obtenir un bon contraste de commutation à faible puissance moyenne et sans aucune anticipation des effets thermiques, il est par conséquent important de réaliser des composants ayant une résistance thermique effective aussi faible que possible. Il y a donc inévitablement un compromis à trouver entre la réflectivité optique du miroir arrière (qui affecte la puissance de commutation et les pertes d'insertion du composant) et la résistance thermique de la structure.

Pour finir, nos résultats expérimentaux et numériques montrent que la plupart de nos structures présentent un contraste de commutation suffisant même avec des signaux optiques à fort facteur de remplissage, tel que ceux usuellement utilisés pour les télécommunications optiques (signaux RZ avec un rapport cyclique de 50 %, soit un facteur de remplissage de 0,25). Nos composants les plus rapides devraient donc être capable de régénérer des signaux optiques avec des débits pouvant aller jusqu'à 160 Gbits/s.

Bibliographie

- [1] S. Rapp, J. Piprek, K. Streubel, J. André, and J. Wallin, "Temperature Sensitivity of 1.54 μm Vertical-Cavity Lasers with an InP-Based Bragg Reflector," *J. Appl. Phys.*, vol. 33, no. 10, pp. 1839–1845, 1997.
- [2] M. Takahashi, N. Egami, T. Mukaiyama, F. Koyama, and K. Iga, "Lasing Characteristics of GaAs(311)A Substrate Based InGaAs/GaAs Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," *J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 3, no. 2, pp. 372–378, 1997.
- [3] E. Zielinski, H. Schweizer, K. Streubel, H. Eisele, and G. Weimann, "Excitonic transitions and exciton damping processes in InGaAs/InP," *J. Appl. Phys.*, vol. 59, no. 6, pp. 2196–2204, 1986.
- [4] Z. Hand, D. Yan, F. H. Pollak, G. D. Pettit, and J. W. Woodall, "Temperature dependence of the direct band gap of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.06$ and 0.15)," *Phys. Rev. B*, vol. 44, no. 19, pp. 10546–10550, 1991.
- [5] M. H. MacDougal, J. G. C.-K. Lin, A. E. Bond, and P. D. Dapkus, "Thermal Impedance of VCSEL's with AlO_x/GaAs DBR's, volume = 10, year = 1998," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, no. 1, pp. 15–17.
- [6] M. Kondow, T. Kitatani, K. Nakahara, and T. Tanaka, "Temperature Dependence of Lasing Wavelength in a GaInNAs Laser Diode," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 7, pp. 777–779, 2000.
- [7] W. Nakwaski, "Thermal conductivity of binary, ternary and quaternary iii-v compounds," *J. Appl. Phys.*, vol. 64, no. 1, pp. 159–166, 1988.
- [8] www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond.
- [9] S. M. Lee, D. G. Cahill, and T. H. Allen, "Thermal conductivity of sputtered oxide film," *Phys. Rev. B*, vol. 52, no. 1, pp. 253–257, 1995.
- [10] W. Nakwaski and M. Osinski, "Thermal resistance of semiconductor lasers and top-surface-emitting vertical-cavity monolithic two-dimensional arrays," *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 6, pp. 572–574, 1992.
- [11] M. Osinski and W. Nakwaski, "Effective thermal conductivity analysis of 1.55 μm InGaAsP/InP vertical-cavity top-surface-emitting microlasers," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 11, pp. 1015–1016, 1993.
- [12] A. N. AL-Omari, G. P. Carey, S. Hallstein, J. P. Watson, G. Dang, and K. L. Lear, "Low Thermal Resistance High-Speed Top-Emitting 980 nm VCSELs," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 11, pp. 1225–1227, 2006.
- [13] R. K. Williams, R. S. Graves, M. A. Janney, T. N. Tieg, and D. W. Yarbrough, "The effects of Cr_2O_3 and Fe_2O_3 additions on the thermal conductivity of Al_2O_3 ," *J. Appl. Phys.*, vol. 61, no. 10, pp. 4894–4901, 1987.

- [14] G. A. Slack, "Thermal Conductivity of Pure and Impure Silicon, Silicon Carbide and Diamonds," *J. Appl. Phys.*, vol. 35, no. 12, pp. 3460–3466, 1964.
- [15] G. A. Slack, "The intrinsic thermal conductivity of AlN," *J. Phys. Chem. Solids.*, vol. 48, no. 7, p. 641, 1987.
- [16] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*. Pergamon Press, 6th edition, 1980.
- [17] D. S. Chemla and D. A. B. Miller, "Room-temperature excitonic nonlinear-optical effects in semiconductor quantum-well structures," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, no. 7, pp. 1155–1173, 1985.
- [18] H. Haug and S. Schmitt-Rink, "Basic mechanisms of the optical nonlinearities of semiconductors near the band edge," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, no. 7, pp. 1135–1142, 1985.
- [19] D. Campi, P. J. Bradley, R. Calvani, and R. Caponi, "Modeling of Nonlinear Absorption and Refraction in Quantum-Well Structures for All-Optical Switching," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 4, pp. 1144–1157, 1993.
- [20] M. Guezo, *Absorbant saturable ultre-rapide à multipuits quantiques pour le traitement tout-optique du signal*. PhD thesis, Institut des Sciences Appliquées de Rennes, 2004.
- [21] S. H. Park, J. F. Morhange, A. D. Jeffery, R. A. Morgan, A. Chavez-Pirson, H. M. Gibbs, S. W. Koch, N. Peyghambarian, M. Derstine, A. C. Gossard, J. H. English, and W. Weigmann, "Measurements of room-temperature band-gap-resonant optical nonlinearities of GaAs/AlGaAs multiple quantum wells and bulk GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 52, no. 15, pp. 1201–1203, 1988.
- [22] A. M. Fox, A. C. Maciel, M. G. Shorthose, J. F. Ryan, M. D. Scott, J. L. Davies, and J. R. Riffat, "Nonlinear excitonic optical absorption in GaInAs/InP quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, no. 1, pp. 30–32, 1987.
- [23] H. A. Haus and Y. Silberberg, "Theory of mode locking of a laser diode with a multiple-quantum-well structure," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 2, no. 7, pp. 1237–1243, 1985.
- [24] S. Corzine, R. S. Geels, J. Scott, R. Yan, and L. A. Coldren, "Design of Fabry–Perot Surface-Emitting Lasers with a Periodic Gain Structure," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 6, pp. 1513–1524, 1989.
- [25] Y. P. Varshni, "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors," *Physica*, vol. 34, no. 1, p. 149, 1967.
- [26] D. K. Gaskill, N. Bottka, L. Aina, and M. Mattingly, "Band-gap determination by photoreflectance of InGaAs and InAlAs lattice matched to InP," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, no. 13, pp. 1269–1271, 1990.
- [27] P. K. Chan, K. P. Pipe, Z. Mi, J. Yang, P. Bhattacharya, and D. LüerSSen, "Thermal relaxation time and heat distribution in pulsed InGaAs quantum dot lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, pp. 011110–3, 2006.
- [28] E. L. Cren, *Etude de composants absorbants saturables à semiconducteurs à multipuits quantiques dopés au fer pour la régénération de signaux optiques à très hauts débits d'information*. PhD thesis, ENSSAT, Université de Rennes I, 2004.
- [29] D. Massoubre, J. L. Oudar, A. O'Hare, M. Gay, L. Bramerie, J. C. Simon, A. Shen, and J. Decobert, "Analysis of Thermal Limitations in High-Speed Microcavity Saturable Absorber All-Optical Switching Gates," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 24, no. 9, pp. 3400–3408, 2006.

Chapitre 6

Amplification de contraste et régénération à très hauts débits

Ce dernier chapitre est dédié à l'utilisation de nos structures à absorbants saturables pour le traitement de signaux à très hauts-débits. Dans une première partie, nous étudierons l'amplification du taux d'extinction de signaux à ultra hauts-débits, d'abord à 160 GHz, puis à 160 Gbits/s. Grâce à l'utilisation de techniques tout-optiques ultra-rapides, nous verrons si nos composants peuvent traiter de tels débits et quelles sont les performances que l'on peut en attendre. Dans la deuxième partie, nous étudierons l'amélioration apportée par notre composant lors de son utilisation dans des boucles à recirculation servant à simuler la propagation de signaux de télécommunication sur de grandes distances. L'analyse de la qualité de ces signaux à très hauts-débits (10 Gbits/s et 43 Gbits/s) lors de leur propagation dans ces boucles a permis d'étudier différentes configurations d'utilisation comme par exemple l'influence de la puissance en ligne ou encore l'impact de la longueur du pas entre chaque régénération. Ces résultats nous seront utiles pour valider nos structures, ainsi que pour optimiser la régénération 2R de signaux optiques à très hauts-débits avec notre composant à absorbants saturables.

I – Amplification du contraste à ultra-hauts débits

Nous avons vu au chapitre précédent que malgré les importants effets thermo-optiques, l'utilisation d'une structure adéquate – c'est à dire fournissant un contraste de commutation suffisant – devrait permettre à notre composant d'améliorer significativement le taux d'extinction d'un signal optique, quelque soit son taux de répétition et à condition d'avoir un temps de réponse suffisamment court. Avec un temps de réponse de l'ordre de la picoseconde, on devrait donc pouvoir travailler jusqu'à un débit de 160 Gbits/s. Afin de le vérifier expérimentalement, nous avons entrepris une collaboration avec G. Millot et son équipe du groupe Solitons et Communications Optiques du Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne à Dijon [1]. Cette équipe possède une source impulsionnelle, développée au cours du travail de thèse de J. Fatome [2], dont le taux de répétition peut être ajusté jusqu'à plusieurs centaines de gigahertz, ce qui nous a permis de tester notre composant à ultra haut-débit.

A – Amplification du taux d'extinction d'un signal à 160 GHz

1 – banc expérimental

Afin de vérifier que le temps de réponse de notre composant soit suffisamment court, nous avons fait une première étude à 160 GHz. Le banc expérimental utilisé pour cette expérience est présenté sur la figure 92

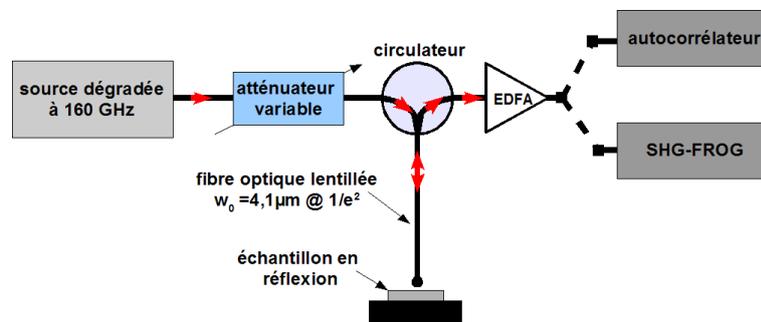


Fig. 92 – Schéma du montage expérimental utilisé pour l'étude de l'amélioration du taux d'extinction à 160 GHz. **EDFA** symbolise l'amplificateur à fibre dopée erbium et **SHG-FROG** l'analyseur des profils d'intensité et de phase des impulsions.

Tout d'abord, un signal optique à 160 GHz de très bonne qualité est produit à partir d'une technique de compression non-linéaire d'un battement sinusoïdal. Cette méthode est basée sur le multiple mélanges à quatre ondes dans une fibre optique dite « de compression » (d'une longueur de 1 km avec une compensation de dispersion de 1 ps/nm/km) [2,3]. Les impulsions ainsi obtenues ont une forme gaussienne avec une durée à mi-hauteur de 1,3 ps. Afin d'étudier l'amélioration du taux d'extinction du signal, la qualité des impulsions a ensuite été volontairement dégradée en augmentant la puissance moyenne du battement sinusoïdal à l'entrée de la fibre de compression. Le train d'impulsions cadencé à 160 GHz a ensuite été focalisé sur l'échantillon à l'aide d'une fibre optique lentillée donnant une tâche focale de $4,1 \mu\text{m}$ de diamètre à $1/e^2$ du maximum d'intensité. Le signal réfléchi par le composant est finalement amplifié, puis analysé à l'aide d'un autocorrélateur ou d'un analyseur des profils

d'intensité et de phase des impulsions, de type **SHG-FROG** (pour Second Harmonic Generation - Frequency Resolved Optical Gating). La puissance du signal incident sur l'échantillon peut aussi être modifiée grâce à un atténuateur optique situé en entrée du circulateur. Nous avons utilisé un miroir d'argent pour la mesure des signaux de référence.

Comme à l'heure actuelle, les outils optoélectroniques ont une réponse trop « lente », l'analyse de signaux optiques ayant des taux de répétition supérieurs à 40 GHz est uniquement réalisable avec des techniques tout-optiques du type autocorrélateur ou FROG. L'autocorrélateur est un instrument permettant de caractériser grossièrement le profil temporel de l'intensité d'une impulsion [4]. Il est basé sur le principe de l'autocorrélation [5] du signal avec lui-même. Techniquement, le produit de l'autocorrélation est obtenu par l'intermédiaire d'un effet optique non-linéaire tel que la génération de seconde harmonique (ou **SHG** pour Second Harmonic Generation) ou l'absorption à deux photons. Malheureusement, la trace d'autocorrélation ainsi obtenue n'est pas suffisante pour remonter au profil original de l'impulsion, car de par sa nature mathématique, cette trace est symétrisée et de plus, elle laisse apparaître une ambiguïté sur le sens de l'écoulement du temps [6]. L'autocorrélateur utilisé dans notre banc de mesure utilise le SHG. Un interféromètre de Michelson à différence de marche variable permet de dédoubler l'impulsion initiale en deux impulsions identiques, mais décalées temporellement. Ces deux impulsions sont alors focalisées dans un cristal doubleur de fréquence (BB0). Le signal ainsi généré au sein du cristal est finalement détecté avec un photo-multiplicateur dont la tension est visualisée grâce à un oscilloscope. Afin de pouvoir pleinement caractériser une impulsion en intensité et en phase, il est nécessaire d'utiliser des techniques optiques plus sophistiquées. Parmi les techniques existantes [4, 7], la technique de l'autocorrélation résolue en fréquence à génération de seconde harmonique (**SHG-FROG**) permet d'obtenir efficacement les profils d'intensité et de phase d'une impulsion ultra-courte. Cette technique consiste à transformer une information temporelle (l'impulsion) en une information spatiale plus facile à détecter. Son principe est basé sur la mesure du spectre optique de la trace d'autocorrélation pour différents retards entre les deux signaux à corrélérer [4]. L'information spectro-temporelle ainsi recueillie constitue ce que l'on appelle la trace FROG. Puis, à partir d'un algorithme numérique adapté utilisant les projections généralisées, on extrait de la trace FROG les évolutions temporelles de l'intensité et de la phase de l'impulsion [4]. Cependant, de par la nature du processus de génération de seconde harmonique, le sens de l'écoulement du temps reste inconnu.

2 – résultats expérimentaux

L'étude à 160 GHz a été menée sur une structure MD7 irradiée à $1.10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Les mesures pompe-sonde ont montré un temps de réponse caractéristique de 1 ps (*cf.* page 126) et une mesure du spectre de réflectivité à faible intensité incidente a montré une longueur d'onde de résonance à 1545 nm sur le point de mesure. Afin d'anticiper le déplacement de la longueur d'onde de résonance à cause des effets thermo-optiques, le signal à 160 GHz a été centré à 1555 nm.

Les traces d'autocorrélation obtenues pour plusieurs puissances moyennes incidentes et après réflexion sur le composant sont montrées sur la figure 93. La trace du signal incident (traits pointillés) est aussi montrée pour comparaison. On voit clairement que le taux d'extinction du signal est amplifié après passage sur la micro-cavité et que cette amplification dé-

pend, comme attendu, de la puissance incidente, preuve du fonctionnement non-linéaire du composant. Le maximum d'amplification, d'une valeur de 6,6 dB, est obtenu pour une puissance incidente optimale de 20,3 dBm. Ces résultats démontrent qu'il est possible d'obtenir un temps de réponse du composant suffisamment court pour traiter des signaux optiques avec des taux de répétition aussi élevés que 160 GHz. A notre connaissance, c'est la première démonstration d'amplification de contraste d'un signal optique à un tel taux de répétition avec un composant semiconducteur.

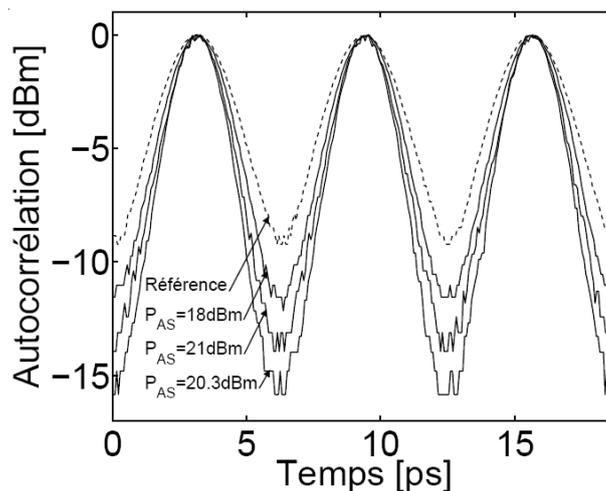


Fig. 93 – Traces d'autocorrélation du train d'impulsion à 160 GHz après réflexion sur le composant et pour plusieurs puissances moyennes incidentes (P_{AS}). La courbe en traits pointillés montre la courbe de référence.

La figure 94.a montre les profils de l'intensité et de la phase des impulsions, mesurés avec la technique SHG-FROG, avant et après réflexion sur le composant et lorsque l'amplification de contraste est maximale ($P_{in}=20,3$ dBm). On observe bien une nette amélioration de la qualité du signal après réflexion sur l'échantillon avec une amélioration du taux d'extinction de 6 dB et 2 dB, respectivement sur les fronts montants et descendants des impulsions. De plus, on observe que la phase du signal réfléchi est quasiment identique à celle du signal incident. Il n'y a donc aucune modification non-linéaire de la phase après sa remise en forme par le composant à absorbants saturables. Comme attendu, on constate que les impulsions deviennent plus courtes et asymétriques à cause de la faible différence entre la durée des impulsions et le temps de réponse du composant (cf. Fig. 62 page 117). Bien que la direction de l'écoulement du temps soit ambiguë, on peut supposer à partir des résultats FROG et de notre connaissance sur le fonctionnement du composant que le front montant des impulsions correspond à celui ayant la meilleure amélioration du taux d'extinction, car lors du front descendant l'absorption des puits quantiques n'est que partiellement recouverte (d'où une plus faible amélioration de contraste).

Pour compléter cette caractérisation à 160 GHz, nous avons étudié la bande passante du composant en faisant varier la longueur d'onde λ_{in} du laser sur toute sa plage d'accordabilité allant de 1550 nm à 1558 nm. Les résultats sont donnés sur les deux graphes de la figure 94.b montrant le contraste maximal et la puissance optimale en fonction de λ_{in} . On voit qu'une amélioration du contraste de près de 6 dB est possible sur plus de 8 nm. Sachant qu'un contraste de 1 dB est suffisant pour la remise en forme des signaux (comme nous le verrons à

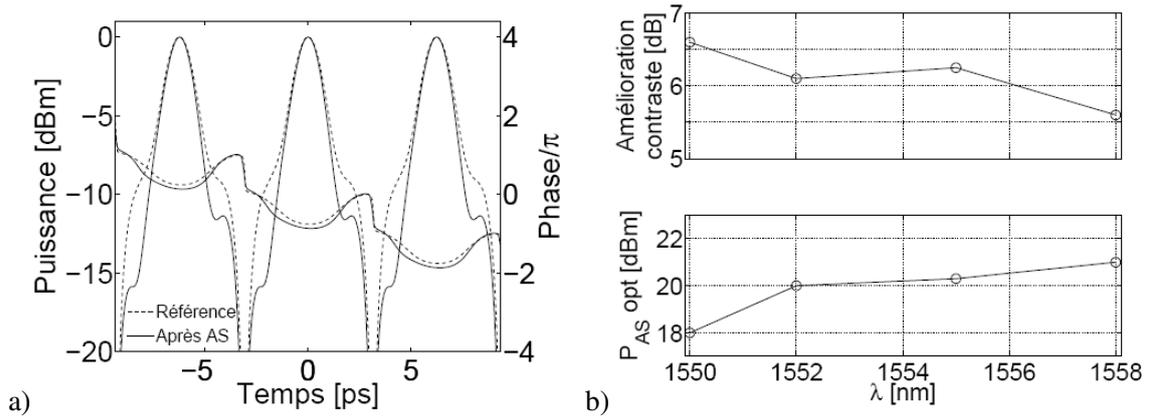


Fig. 94 – a) Résultats SHG-FROG : intensités et phases du train d'impulsions à 160 GHz en entrée de l'échantillon MD7-(G4) (référence miroir d'argent en traits pointillés) et en sortie (trait continu) pour une puissance moyenne incidente de 20,3 dBm. b) Amélioration du contraste de la fonction d'autocorrélation en fonction de la longueur d'onde (graphe supérieur) et puissance moyenne optimale à l'entrée du composant en fonction de la longueur d'onde du laser (graphe inférieur).

la fin de ce chapitre), on peut s'attendre à une bande passante pour cette structure largement supérieure à 8 nm, ce qui est très intéressant pour un fonctionnement en WDM. On observe aussi que la puissance optimale augmente avec la longueur d'onde du laser. Ceci est dû aux effets thermo-optiques qui modifient la longueur d'onde de résonance de la micro-cavité. En effet, comme le maximum de contraste apparaît lorsque λ_{in} coïncide avec λ_{res} , plus l'écart initial entre λ_{in} et λ_{res} est grand, et plus la puissance moyenne à fournir en entrée du composant pour obtenir le maximum d'amplification doit être importante. Pour finir, on peut noter que dans le cas d'un signal optique à 160 Gbits/s avec des impulsions similaires, la puissance optimale de fonctionnement serait réduite de 3 dB pour des puissances crêtes équivalentes, car le signal serait alors constitué à 50 % (en moyenne) de symbole « 0 ». Ces résultats ont fait l'objet d'une publication [8].

B – Remise en forme d'un signal à 160 Gbits/s

1 – banc expérimental

Ayant réussi à démontrer expérimentalement que le composant pouvait améliorer le taux d'extinction de signaux à 160 GHz, l'étape suivante a été de démontrer la remise en forme de signaux modulés à 160 Gbits/s, et plus spécifiquement de vérifier la capacité du composant à retirer les bruits parasites en fonction de leur puissance. Le montage utilisé pour cette expérience est schématisé sur la figure 95.

Un signal de très bonne qualité est produit à 80 GHz avec des impulsions en limite de Fourier et d'une durée à mi-hauteur de 2,4 ps, grâce à la technique de mélange à quatre ondes décrite lors de l'expérience précédente [9]. Ce signal a ensuite été multiplexé temporellement à l'aide de deux coupleurs 50 : 50 associés à une ligne à retard de 6,25 ps pour former la trame suivante « ... 01010101 ... » à 160 Gbits/s, avec un facteur de remplissage de 0,2. Un atténuateur variable placé en amont de la ligne à retard a permis d'ajuster l'énergie des impulsions « fantômes » injectées dans les bits « 0 », simulant ainsi une accumulation de

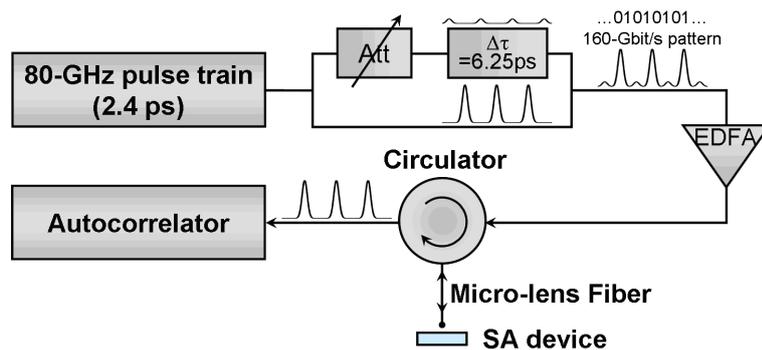


Fig. 95 – Schéma du montage expérimental utilisé pour l'étude de la remise en forme de signaux à 160 Gbits/s. Att. symbolise l'atténuateur, $\Delta\tau$ la ligne à retard, EDFA l'amplificateur à fibre dopée erbium et SA le composant à absorbtion saturable.

bruits parasites dans ce pseudo-signal à 160 Gbits/s. Ce signal artificiellement dégradé a ensuite été amplifié avec un EDFA, puis focalisé sur l'échantillon à l'aide d'une micro-lentille fibrée donnant une tâche focale de $5 \mu\text{m}$ de diamètre à $1/e^2$ du maximum d'intensité. Finalement, le signal réfléchi par le composant a été analysé à l'aide d'un autocorrélateur SHG.

Remarque : Ce signal n'étant pas pseudo-aléatoire, on ne peut pas le considérer comme un « vrai » signal à 160 Gbits/s.

2 – résultats

La figure 96.a montre les traces d'autocorrélation en échelle logarithmique du signal à 160 Gbits/s mesurées en entrée (courbe 1) et en sortie (courbes 2 à 4) du composant, pour plusieurs puissances moyennes incidentes. Les impulsions fantômes sont bien visibles sur la courbe de référence 1 et ont pour conséquence une forte réduction du taux d'extinction du signal. Par contre, après réflexion sur le composant, on constate une nette amélioration de la qualité du signal avec une réduction du bruit sur les bits « 0 », plus ou moins importante selon la puissance moyenne incidente.

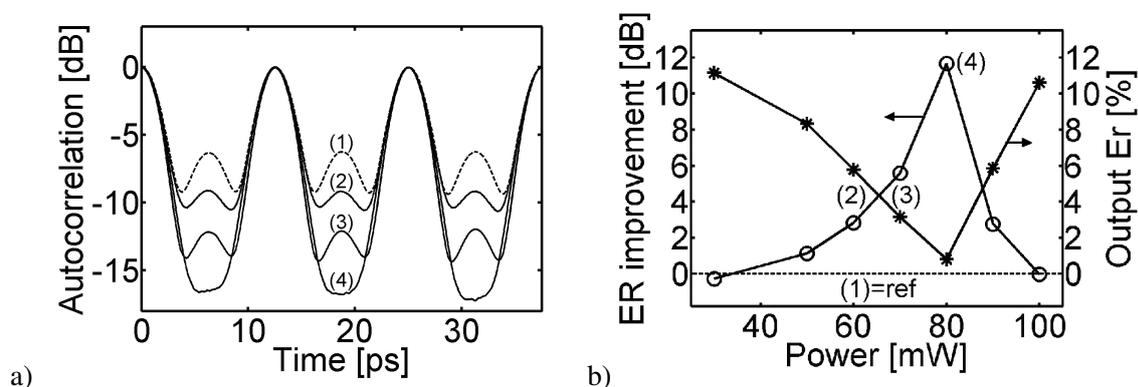


Fig. 96 – a) Fonctions d'autocorrélation du signal à 160 Gbits/s réfléchi par la structure MD7-(G4) pour plusieurs puissances moyennes incidentes. (1) signal de référence, (2) 60 mW, (3) 70 mW, (4) 80 mW. b) Amélioration du taux d'extinction (cercles) et proportion de l'énergie E_r (étoiles) contenue dans les impulsions fantômes sur l'énergie totale en fonction de la puissance moyenne incidente. La valeur initiale de E_r est de 10,5 %.

La figure 96.b montre l'amélioration du taux d'extinction ER (cercles) en fonction de la puissance moyenne incidente, ainsi que la proportion E_r de l'énergie totale contenue dans les impulsions fantômes (étoiles). ER et E_r sont donc définies suivant ces équations

$$ER = -10 \log \left(\frac{R_{out}}{R_{in}} \right), \quad (6.1)$$

$$\text{avec} \quad R_{out/in} = \frac{E_0}{E_1}, \quad (6.2)$$

où E_0 et E_1 sont respectivement l'énergie contenue dans les bits « 0 » et « 1 ».

$$E_r = \frac{E_0}{E_0 + E_1}, \quad (6.3)$$

avec $E_0 + E_1$ l'énergie totale. On voit que l'amélioration du taux d'extinction est effectivement liée à la diminution du bruit sur les bits « 0 ». On obtient un maximum d'amélioration, de près de 12 dB, lorsque la puissance d'entrée est de 80 mW (19 dBm) avec une quasi disparition des impulsions fantômes (E_r passe de 10,5 % à 0,8 %). Comme les impulsions des bits « 1 » sont peu affectées par le composant (cf. Fig. 96.a), on obtient bien une quasi-parfaite remise en forme de ce signal à 160 Gbits/s. Lorsque la puissance augmente au-delà de 80 mW, on observe une dégradation du taux d'extinction (et respectivement une augmentation de E_r) à cause des effets thermo-optiques [10]. Le signal à 160 Gbits/s utilisé pour cette étude ayant un facteur de remplissage proche d'un signal RZ avec un rapport cyclique de 50 % ($\rho = 0,2$ au lieu de 0,25), on peut s'attendre à ce que ce composant puisse donner des résultats équivalents dans des conditions réelles d'utilisation.

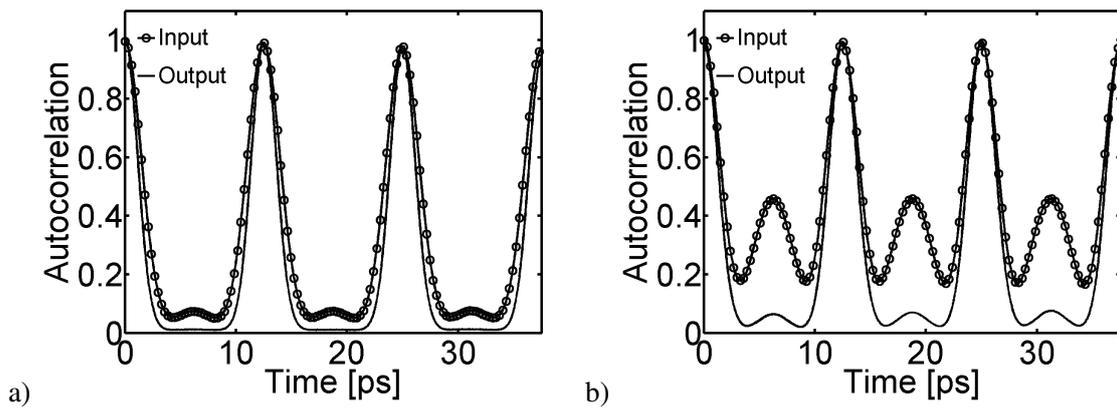


Fig. 97 – Fonctions d'autocorrélation du signal à 160 Gbits/s en entrée (cercles) et sortie (courbes) de la structure MD7-(G4), et pour deux valeurs initiales de E_r , respectivement $E_r = 3,7\%$ (graphe a) et $E_r = 19,6\%$ (graphe b). Après réflexion sur le composant, les valeurs de E_r sont respectivement de 0,5 % et 3,4 %.

Nous avons aussi étudié la capacité de remise en forme du composant en fonction de l'énergie contenue dans les impulsions fantômes, c'est à dire de la quantité de bruit contenue dans les bits « 0 ». Les figures 97.a et 97.b montrent deux résultats de mesures d'autocorrélation, pour un signal incident ayant respectivement $E_r = 3,7\%$ et $E_r = 19,6\%$. Dans

chaque cas, nous nous sommes placés à la puissance moyenne incidente donnant le maximum d'amélioration du taux d'extinction. Dans les deux cas, après réflexion sur le composant, aucune modification importante des impulsions des bits « 1 », mise à part une légère compression, n'est visible (les traces d'autocorrélation ne permettent pas de voir si les impulsions sont devenues asymétriques). Par contre, on observe une forte réduction des impulsions fantômes dont l'énergie relative E_r diminue jusqu'à 0,5 % et 3,4 % respectivement. On obtient bien un effet de saturation de l'absorption sur notre composant, car la réduction des impulsions fantômes est d'autant plus importante que leur énergie est faible. Cet effet est clairement visible sur la figure 98.a où l'on peut voir la fonction de transfert du composant dans le cas de la réduction des impulsions fantômes. Ce graphe montre clairement une réponse non-linéaire caractéristique de notre composant, avec une diminution du pouvoir absorbant de notre composant lorsque l'énergie des impulsions fantômes augmente. La remise en forme est donc d'autant plus performante que l'énergie du bruit est faible.

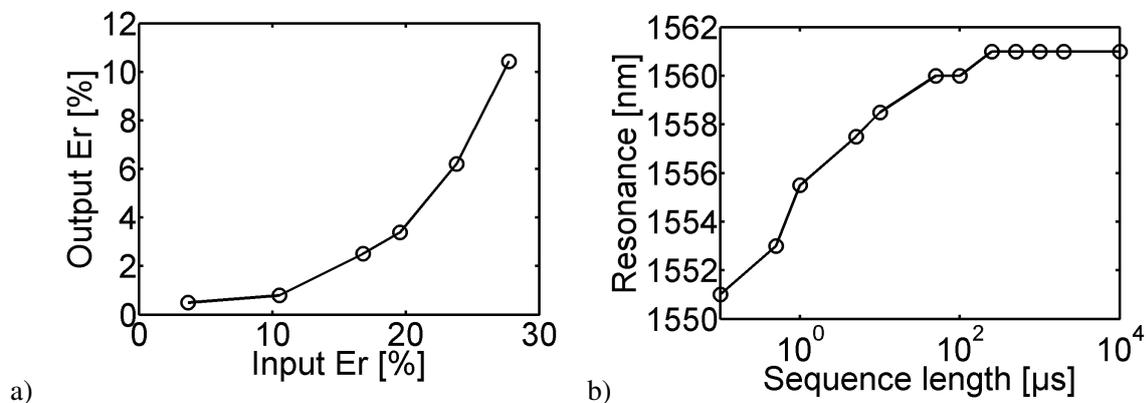


Fig. 98 – a) Réponse non-linéaire de la structure MD7-(G4) montrant le rapport d'énergie E_r en sortie en fonction de sa valeur en entrée du composant. b) Position de la longueur d'onde de résonance en fonction de la longueur des mots constituant le signal à 160 Gbits/s.

Finalement pour terminer cette caractérisation à 160 Gbits/s, nous avons étudié la sensibilité du composant au format des mots (ou séquences) utilisés pour créer le signal à 160 Gbits/s. Pour cela, on a utilisé un commutateur électro-optique en entrée de l'échantillon permettant de changer la durée des mots, ainsi que leur rapport cyclique (c'est à dire la durée entre chaque mot). Du fait des limitations de fonctionnement du commutateur, seul des mots avec une longueur temporelle entre 100 ns et 10 ms ont pu être utilisés pour cette étude. La variation de la longueur d'onde de résonance en fonction de la durée des mots est montrée sur la figure 98.b. Le rapport cyclique a été constamment fixé à 4 afin d'assurer une puissance moyenne incidente constante, et le spectre de réflexion est directement mesuré à partir du signal réfléchi par l'échantillon. La trame du signal est donc constituée de la répétition du même mot avec un intervalle de trois fois la durée du mot. On voit que la longueur d'onde de résonance augmente continuellement lorsque la durée des mots augmente, puis se stabilise autour de 1561 nm pour des durées supérieures à 100 μ s. Ceci indique que le temps caractéristique de réponse des effets thermo-optiques est aussi de l'ordre de la centaine de μ s, soit un temps caractéristique bien supérieur au temps bit du signal (6,25 ps). En effet, lorsque la durée des mots est très courte devant le temps de réponse des effets thermiques, le composant « voit » une puissance moyenne constante égale à P_1 (effet non visible sur la figure 98.b). Le composant réagit comme s'il n'avait pas le temps de distinguer deux mots

consécutifs. Par contre, lorsque la durée des séquences devient beaucoup plus longue que ce temps caractéristique (ici de l'ordre de $100 \mu\text{s}$), le composant peut parfaitement distinguer entre un mot et l'intervalle entre deux mots. Dans ce cas, la puissance effective vue par le composant devient cette fois-ci égale à $4 P_1$ car la mesure se fait uniquement durant la durée du mot (avec un rapport cyclique égale à 4, la puissance moyenne durant la durée du mot est égale à quatre fois la puissance moyenne réelle). Le déplacement de la longueur d'onde de résonance dû à l'échauffement de la zone active, est alors maximal et constant (durant presque toute la durée de chaque mot). Pour des durées de mot intermédiaires, la puissance effective « vue » par le composant varie entre P_1 et $4 P_1$ d'où l'augmentation continue de λ_{res} visible sur la figure 98.b. Ces résultats sur le temps caractéristique de réponse des effets thermo-optiques montrent que dans des conditions réelles d'utilisation avec un vrai signal pseudo-aléatoire à 160 Gbits/s, la variation de l'agencement des bits « 0 » et « 1 » du signal pseudo-aléatoire (où la probabilité d'obtenir de longues séries continues de « 0 » ou de « 1 » est quasi nulle) ne devrait pas être suffisamment longue pour affecter la position de la longueur d'onde de résonance de la micro-cavité, et donc ne devrait pas affecter les capacités de remise en forme du composant. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication [11].

Remarque : Par manque de temps, un seul type de structure a été utilisé pour ces mesures à 160 GHz et 160 Gbits/s. Cependant, avec une bonne gestion des effets thermo-thermiques et une puissance incidente adéquate, on peut aussi s'attendre à de bonnes performances de la plupart des autres types de structures étudiées durant ce travail de thèse.

Pour terminer ces études d'amplification du taux d'extinction à très haut-débit, on peut aussi évoquer la récente étude menée à l'Université de Dublin par A. M Clarke et ses collaborateurs. Ils ont réussi à montrer une forte amélioration de 4 dB de la qualité d'un signal transmis à 80 Gbits/s (obtenu par multiplexage temporel), dû à l'utilisation d'un de nos composants (structure HD7b-AD1) pour améliorer le taux d'extinction des impulsions avant le multiplexage temporel [12].

II – Régénération tout-optique de signaux à très hauts débits

L'étude de la régénération de signaux optiques à très hauts débits nécessite un équipement très spécifique et coûteux que nous ne possédons pas au sein du LPN. Pour cette raison, les études de régénération en boucle de recirculation ont été faites au sein du Laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT à Lannion, avec l'équipement de la plate-forme PERSYST (Plate-forme d'Evaluation et de Recherche sur les SYstème de Télécommunication [13]) dans le cadre du projet ASTERIX. Les mesures présentées ici, ont toutes été réalisées au cours du travail de thèse de M. Gay [14].

A – Régénération de signaux à 10 Gbits/s

A notre connaissance, seules deux études, en boucle de recirculation, de régénération à 10 Gbits/s avec un composant à absorbants saturables ont été publiées. La première, réalisée

par J. Mangeney et al. [15], a montré une augmentation d'un facteur de 2,5 de la distance de propagation, passant de 4800 km à 12000 km pour un taux d'erreurs binaires de 10^{-9} . Dans la deuxième étude, réalisée par M. Pantouvaki et al. [16], une fibre de compression et un filtre optique passe-bande ont été associés au composant à absorbants saturables afin de limiter le bruit sur les bits « 1 ». La distance de propagation a cette fois-ci pu être multipliée par un facteur supérieur à 3,5. Comme dans ces deux études le pas de régénération était fixé par la longueur de la boucle de recirculation, respectivement de 160 km et 80 km, l'impact de la distance séparant deux régénérations n'a pas pu être étudié. En plus de la validation de notre composant pour la régénération de signaux à 10 Gbits/s, cette étude a pour but de déterminer la longueur du pas optimal pour chaque régénération. De plus, l'efficacité du composant à absorbants saturables en fonction de la longueur d'onde a aussi été étudiée, ce qui n'avait pas été le cas dans les études précédentes.

1 – Schéma de la boucle de recirculation à pas de régénération variable

Le schéma de la boucle à recirculation utilisée pour cette étude est montré sur la figure 99. Ce montage original est constitué de 100 km de fibre optique associée à une fibre optique de compensation de dispersion de 4 ps/nm/km, permettant d'avoir une dispersion chromatique moyenne proche de zéro. Dans la boucle, est inséré un coupleur 50 : 50 permettant au signal transmis de passer par deux chemins optiques différents. Un chemin sans régénérateur et l'autre avec un régénérateur 2 R en ligne. Le signal provenant de ces deux chemins optiques est ensuite récupéré à l'aide d'un deuxième coupleur 50 : 50, puis redirigé vers la boucle de recirculation. Deux modulateurs acousto-optiques, placés respectivement sur chacun des deux chemins, permettent de modifier le nombre de tours (et donc la distance) entre chaque pas de régénération en bloquant et ouvrant les chemins optiques appropriés. La puissance moyenne en ligne est fixée à 2 dBm (pour minimiser les effets non-linéaires) à l'aide de deux amplificateurs EDFA, et l'utilisation d'un filtre optique permet de retirer une partie du bruit dû à l'amplification (émission spontanée des EDFA).

Le régénérateur 2 R utilisé dans cette boucle est aussi représenté sur la figure 99. Comme notre composant à absorbants saturables n'est efficace que pour la remise en forme des bits « 0 » [17], il est nécessaire de lui adjoindre un second composant permettant la remise en forme des bits « 1 ». Pour cette étude à 10 Gbits/s, le choix s'est porté sur un amplificateur optique à semiconducteur (SOA) [18]. Contrairement à la régénération 2 R avec fibre de compression + filtre optique passe-bande qui nécessite une fibre et un filtre par longueur d'onde de travail, ainsi qu'une importante puissance moyenne (~ 15 dBm par canal), l'utilisation d'un SOA permet de traiter une large gamme de longueur d'onde tout en nécessitant une puissance de fonctionnement beaucoup plus faible, d'où des effets non-linéaires et thermo-optiques moins importants. Les fonctions de transfert complémentaires du composant AS et du SOA permettent donc une bonne remise en forme du signal optique à un moindre coût. Le choix de la structure pour le composant AS s'est porté sur une structure HD7b (7 puits quantiques + miroir arrière hybride $\text{Ag}+\text{SiO}_2$) car elle présente un fort contraste de commutation à 10 Gbits/s. Le temps de réponse du composant AS est de 4 ps (dose d'irradiation de $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$), ce qui est amplement suffisant pour traiter des signaux à 10 Gbits/s. La puissance en entrée du composant AS a été fixée autour de 10 dBm pour obtenir le maximum de contraste (*cf.* figure 90 page 157). Une sonde de maintien à 1530 nm est utilisée afin de réduire le temps de réponse du SOA [19] et un filtre optique est ajouté pour réduire l'accu-

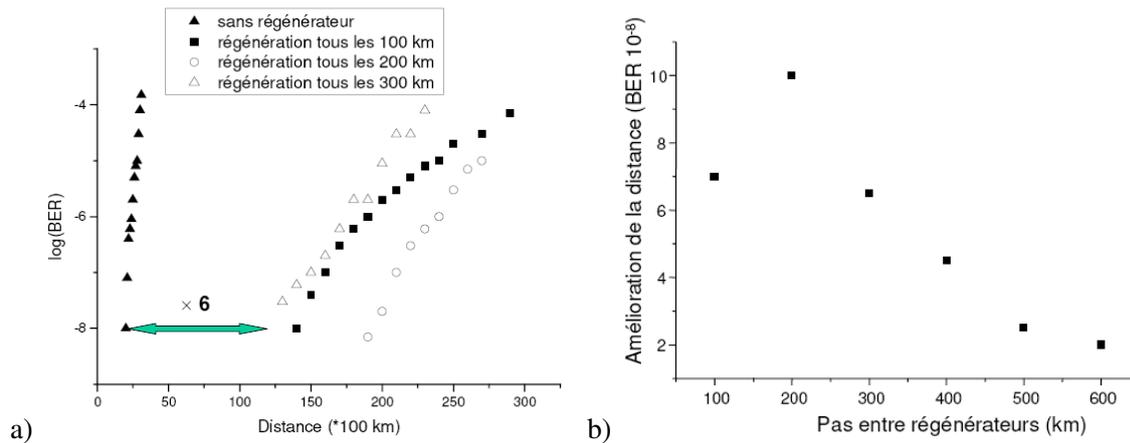


Fig. 100 – a) Evolutions du taux d'erreurs binaires (BER) en fonction de la distance de propagation et pour différentes longueurs du pas de régénération, 100 km (carrés), 200 km (cercles creux) et 300 km (triangles creux). Les triangles pleins montrent l'évolution du BER en l'absence de régénération. b) Amélioration de la distance de propagation pour un BER de 1.10^{-8} en fonction de la longueur du pas de régénération.

de bonne qualité. En effet, d'un côté l'augmentation du pas de régénération augmente l'accumulation de bruits d'amplitude limitant l'efficacité de la remise en forme, mais d'un autre côté, la diminution de la longueur de ce pas favorise l'accumulation de distorsions temporelles [20]. Dans le cas d'une régénération 2R, il y a donc un compromis à effectuer dans le choix de la longueur du pas de régénération pour minimiser à la fois l'accumulation de bruits d'amplitude et de distorsions temporelles, et ainsi optimiser la remise en forme. Pour notre étude, l'optimisation est obtenue avec un pas de régénération d'une longueur de 200 km. On peut cependant noter que même avec un pas de régénération de 600 km, la distance maximale de propagation est tout de même multipliée par un facteur 2 (4 000 km), et que cette distance peut atteindre 11 000 km (soit avec seulement 18 pas de régénération) avec l'utilisation d'un code correcteur d'erreurs permettant la transmission de signaux avec un BER de seulement 1.10^{-4} , réduisant d'autant les coûts d'utilisation.

Pour compléter cette étude, nous avons étudié l'efficacité de la remise en forme de ce régénérateur 2R en fonction de la longueur d'onde du signal transmis et pour une longueur du pas de régénération de 100 km. Les résultats sont montrés sur la figure 101. On voit que l'amélioration de la distance de propagation, pour un BER égal à 1.10^{-8} , reste constante et égale à 6,5 sur près de 13 nm (de 1547 nm à 1560 nm), ce qui montre un fonctionnement du régénérateur 2R sur une relativement large bande spectrale et donc une bonne compatibilité pour les futurs systèmes WDM. Cette bande passante de fonctionnement est essentiellement limitée par la largeur finie de la résonance du spectre de réflectivité de notre composant à absorbants saturables, et dépend donc de la structure. On peut aussi s'attendre à une bande passante supérieure si le pas de régénération avait été fixé à la valeur optimale de 200 km. Ces résultats ont aussi fait l'objet d'une publication [21].

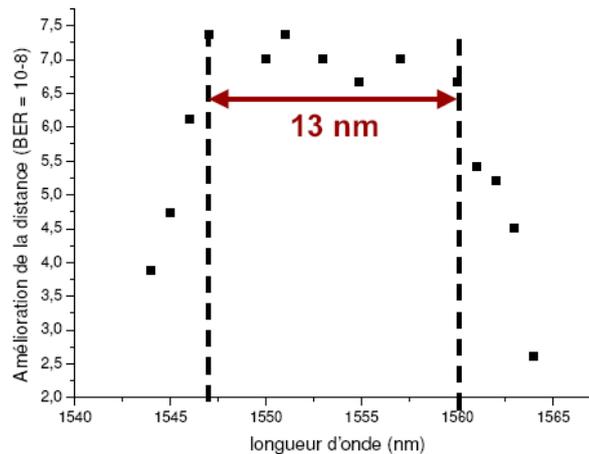


Fig. 101 – Amélioration de la distance de propagation pour un BER de 1.10^{-8} en fonction de la longueur d'onde du signal transmis à 10 Gbits/s. Le pas de régénération a été fixé à 100 km.

B – Régénération de signaux à 43 Gbits/s

A ce jour, une seule étude en boucle de recirculation a été publiée sur la régénération à 40 Gbits/s avec un régénérateur 2 R à base d'absorbants saturables. Cette étude, publiée par D. Rouvillain et al. [22], a montré une distance de propagation jusqu'à 7 600 km en monocanal (pour un facteur de qualité de 13 dB), soit une amélioration d'un facteur cinq par rapport à une propagation dans une boucle équivalente mais sans régénérateurs. La même expérience menée en configuration WDM avec 5 canaux a, quant à elle, permis une propagation sur une distance équivalente mais cette fois-ci avec un facteur de qualité légèrement plus faible, à 11,3 dB. Le régénérateur 2 R utilisé dans cette expérience était constitué d'un composant à absorbants saturables et d'une fibre de compression associée à un filtre optique passe-bande.

N'ayant pas eu les moyens au cours de cette thèse de pouvoir tester notre composant dans une configuration système en WDM, nous nous sommes contenté de réaliser des études à 43 Gbits/s en monocanal. Afin d'approfondir nos connaissances sur les performances de notre composant, ainsi que sur l'optimisation de la propagation à très haut-débit, nous avons tout d'abord étudié l'impact du temps de réponse du composant et du format de modulation du signal sur la qualité du signal transmis dans une boucle courte. Puis dans un deuxième temps, nous avons observé l'évolution du BER en fonction de la puissance moyenne en ligne, dans une configuration de boucle de recirculation classique.

1 – Etudes en boucle courte

a – Configuration de la boucle courte

Le schéma de la boucle courte de recirculation est montré sur la figure 102. Ce montage est constitué de 10 km de fibre optique à dispersion chromatique nulle. La puissance moyenne en ligne est fixée à -5 dBm (pour minimiser les effets non-linéaires) à l'aide de deux amplificateurs EDFA, et l'utilisation d'un filtre optique permet de retirer une partie du bruit dû à l'émission spontanée des EDFA. N'ayant pas de SOA suffisamment rapide, la stabilisation des bits « 1 » est obtenue à l'aide d'une fibre de compression de 1 km de long

associée à un filtre passe-bande. La stabilisation des bits « 0 » est quant à elle assurée par un composant à absorbants saturables. Le composant AS plus la fibre de compression forment le régénérateur 2R schématisé sur la figure 102. La puissance en entrée de la fibre de compression a été fixée à 21 dBm (puissance non optimale) et celle à l'entrée du composant AS à 10 dBm. Pour de plus amples informations sur ce montage, on peut se référer au mémoire de thèse de M. Gay [14]

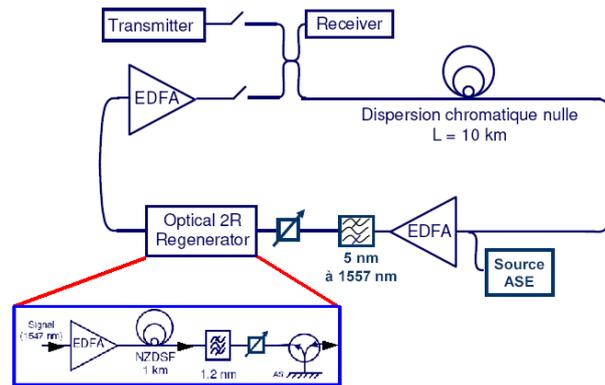


Fig. 102 – Schéma de la boucle courte de recirculation. Le régénérateur 2R est composé d'un composant à absorbants saturables et d'une fibre de compression associée à un filtre passe-bande.

b – Résultats

Pour étudier l'impact du temps de réponse du composant sur la qualité du signal, nous avons utilisé deux structures identiques (de type MS7), mais avec un temps de réponse différent, respectivement de 4 ps (dose d'irradiation de $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) et de 1 ps (dose d'irradiation de $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Le signal utilisé est une séquence pseudo-aléatoire de $2^{15}-1$ bits au format RZ (rapport cyclique de 33 %) et avec des impulsions d'une durée à mi-hauteur de 8 ps, centrées à 1547 nm. Les résultats sont montrés sur les figures 103.a et 103.b. Elles montrent l'évolution du taux d'erreurs binaires, avec et sans régénérateur, pour un temps de réponse (τ_{cav}) respectivement de 1 ps et de 4 ps, en fonction du nombre de tours dans la boucle courte.

Avec étonnement, on s'aperçoit que le composant ayant le temps de réponse le plus court présente les meilleures performances. En effet, le facteur d'amélioration (par rapport au signal non régénéré) pour un BER de $1 \cdot 10^{-8}$ est de 3 pour un τ_{cav} de 1 ps, mais seulement de 2 pour $\tau_{cav} = 4$ ps. De même, pour un BER de $1 \cdot 10^{-4}$, le facteur d'amélioration est respectivement de 4 et de 2,5. On peut émettre deux hypothèses différentes pour expliquer en partie ce résultat. 1) La première hypothèse se base sur l'idée simple que plus le temps de réponse du composant est court et plus les impulsions se rétrécissent après chaque passage sur le composant AS. Cette compression des impulsions augmenterait alors la puissance crête et donc le facteur d'amélioration du taux d'extinction. Malgré l'augmentation de distorsions temporelles due à cette compression, l'amélioration du taux d'extinction serait suffisante pour permettre une plus grande distance de propagation avec le composant ayant le temps de réponse le plus court (jusqu'à ce que l'accumulation de distorsions temporelles devienne finalement trop importante). 2) La deuxième hypothèse se base quant à elle sur les résultats obtenus avec le modèle numérique de la réponse non-linéaire du composant développé au chapitre 4. Les résultats numériques montrent en effet que la compression des impulsions

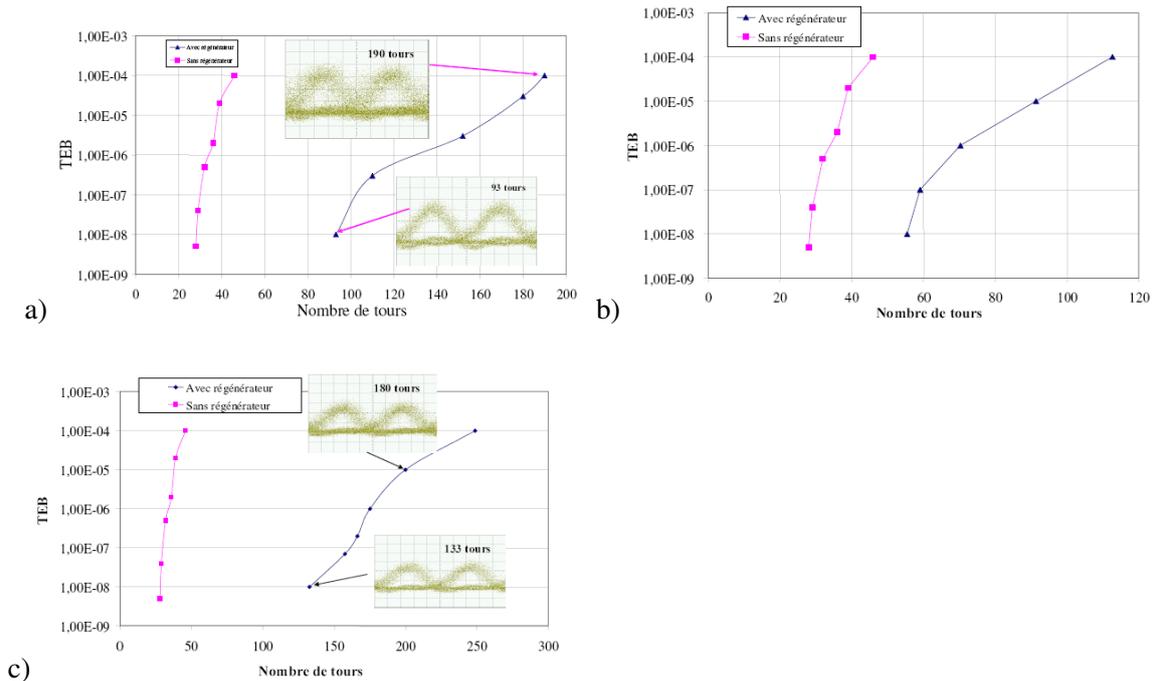


Fig. 103 – Evolutions du taux d'erreur binaire (TEB) d'un signal RZ (33 %) non-régénéré (courbes roses avec carrés) et régénéré (courbes bleues avec triangles) en fonction du nombre de tours dans la boucle courte et du temps de réponse du composant à absorpteurs saturables, respectivement (a) de 1 ps (structure MS7-C8) et (b) de 4 ps (structure MS7-C9). c) Evolutions du TEB avec la structure MS7-C8 pour un signal CS-RZ (66 %). La puissance en ligne est de -5 dBm

et d'autant plus importante que le temps de réponse de la cavité s'approche de la durée des impulsions (cf. figure 62 page 117). Malgré l'augmentation de la puissance crête des impulsions, cette importante et rapide compression des impulsions produirait une accumulation trop importante de distorsions temporelles dans le signal, limitant ainsi sa distance de propagation. L'utilisation d'un composant AS ayant un temps de réponse beaucoup plus court que la durée des impulsions permettrait de ralentir la compression des impulsions (et donc aussi l'accumulation de distorsions temporelles) et donc d'augmenter la distance de propagation. Pour vérifier si une de ces deux hypothèses est juste, il serait intéressant d'étudier l'évolution des impulsions et de la gigue temporelle après chaque passage sur le composant AS et en fonction du temps de réponse de celui-ci. Quelque soit l'hypothèse, il est aussi nécessaire de tenir compte des autres éléments de la ligne de recirculation, et en particulier de l'utilisation de filtres spectraux qui permettent de limiter le raccourcissement des impulsions.

Au cours de cette expérience, l'influence du format de modulation a aussi été étudiée. Pour cela, nous avons étudié l'évolution du BER d'un signal ayant cette fois-ci un format de modulation CS-RZ (Carrier Suppressed-Return to Zero – rapport cyclique de 66 %), et comparé ces résultats à ceux obtenus précédemment sur le même composant MS7 ($\tau_{cav} = 1$ ps). Les résultats de ces mesures sont montrés sur la figure 103.c. On constate là-aussi, un important impact du format de modulation sur l'évolution du BER. Avec un format CS-RZ (66 %) et malgré un facteur de remplissage plus élevé, le facteur d'amélioration est cette fois-ci de 4,5 pour un BER de 1.10^{-8} (3 pour un format RZ (33 %)) et de plus de 5 pour un BER de 1.10^{-4} (4 pour un format RZ (33 %)). L'impact du format de modulation est aussi clairement visible sur les diagrammes de l'œil montrés sur les figures 103.a et 103.c, où l'on voit une plus grande accumulation de bruits d'amplitudes et de distorsions temporelles pour le

format RZ (33 %) à BER équivalents. En partant de l'hypothèse (2), ce résultat pourrait s'expliquer par une plus grande compression des impulsions au format RZ (33 %) ($\Delta t = 8$ ps) qu'avec celles au format CS-RZ (66 %) ($\Delta t = 15$ ps), avec toujours pour conséquence une plus grande accumulation de distorsions temporelles, comme montré sur les diagrammes de l'œil.

Il ressort de ces résultats obtenus à 43 Gbits/s, que le facteur d'amélioration de la propagation est meilleur avec des structures ayant un temps de réponse très rapide devant la durée des impulsions. Ce résultat pourrait être dû à une amélioration du taux d'extinction du signal grâce à un plus grande puissance crête des impulsions, soit à une meilleure stabilité temporelle des impulsions lorsque le temps de réponse du composant est très court devant la durée des impulsions.

2 – Etudes en boucle longue

a – Configuration de la boucle longue

Le schéma du montage utilisé pour cette étude en boucle longue est similaire à celui montré sur la figure 102, mis à part que la boucle fait cette fois-ci 100 km et que la puissance en ligne est maintenue à l'aide d'amplificateurs Ramam et d'EDFA, et d'un atténuateur variable. Le régénérateur 2 R est identique à celui représenté sur la même figure et le composant AS est une structure MS7 avec un temps de réponse de 1 ps. Le signal transmis à 43 Gbits/s consiste en une séquence pseudo-aléatoire de $2^{15}-1$ bits au format CS-RZ (66 %) centrées à 1547 nm. Pour de plus amples informations sur ce montage, on peut se référer au mémoire de thèse de M. Gay [14].

b – Résultats

Les figures 104.a et 104.b montrent les résultats obtenus avec cette boucle à 43 Gbits/s. Pour une puissance moyenne en ligne de -1 dBm, on observe une amélioration de la propagation d'un facteur 3 pour un BER de 1.10^{-8} (propagation sur 3000 km) et d'un facteur 4 pour un BER de 1.10^{-4} . L'utilisation du composant à absorbants saturables pour améliorer la propagation de signaux à 40 Gbits/s est donc une solution efficace.

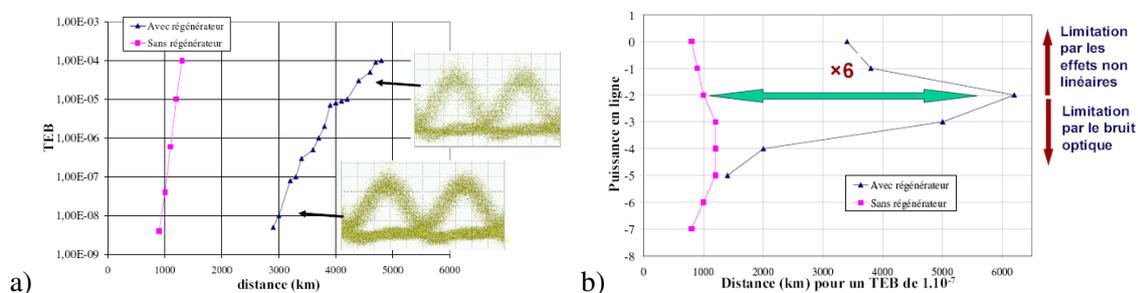


Fig. 104 – a) Evolutions du taux d'erreur binaire (TEB) d'un signal CS-RZ (66 %) non-régénéré (carrés) et régénéré (triangles) à l'aide de la structure MS7-C8 ($\tau_{\text{cav}} = 1$ ps) en fonction du nombre de tours dans la boucle longue et pour une puissance en ligne de -1 dBm. b) Distance parcourue avec le même composant et pour un TEB de 1.10^{-7} en fonction de la puissance en ligne, avec (triangles) et sans (carrés) régénération.

La figure 104.b montre la distance de propagation de ce même signal CS-RZ (66 %) en fonction de la puissance en ligne et pour un taux d'erreur binaire de 1.10^{-7} . On voit que le facteur d'amélioration dépend fortement de la puissance en ligne, et est maximum (égal à 6) pour une puissance moyenne de -2 dBm. La présence d'une puissance optimale de propagation est due à un compromis nécessaire entre le bruit d'amplitude et les distorsions temporelles. Lorsque la puissance en ligne est trop faible, l'amplification du signal devient la source d'une importante quantité de bruits optiques à cause de l'émission spontanée. D'un autre côté, lorsque la puissance en ligne devient trop importante, les effets non-linéaires prennent le dessus et induisent d'importantes distorsions temporelles. Bien que le régénérateur 2R permette de remettre en forme les signaux, si le bruit d'amplitude devient trop important, il peut induire une saturation du composant AS et donc empêcher celui-ci de réaliser son rôle, d'où un mauvais facteur d'amélioration de la propagation pour les faibles puissances en ligne. Pour un régénérateur 2R et une boucle de recirculation donnés, il y a donc une puissance optimale de fonctionnement permettant un bon compromis entre bruits d'amplitude et distorsions temporelles. Dans le cas particulier de notre expérience avec la boucle longue, ce compromis est obtenu pour une puissance en ligne de -2 dBm, permettant ainsi d'obtenir un facteur d'amélioration de 6. Une dernière conclusion que l'on peut tirer de ces résultats à 43 Gbits/s est que la régénération 2R peut fonctionner avec un contraste de commutation beaucoup plus faible que l'on ne pensait. En effet, des mesures pompe-sonde réalisées à 10 Gbits/s sur le composant MS7 utilisé ici (et pour le même point de fonctionnement) montrent que pour une puissance moyenne incidente de 10 dBm, le contraste de commutation du composant est au plus de 1 dB. Ce résultat est très intéressant, car il signifie qu'une structure loin de l'adaptation d'impédance, c'est à dire avec une réflectivité minimale à l'état bloquant élevée (par exemple 50 %) et donc un contraste de commutation forcément faible, pourrait tout de même permettre une bonne régénération. De plus, les pertes d'insertion diminuant lorsque l'on s'éloigne de l'adaptation d'impédance, cela pourrait permettre d'augmenter encore le facteur d'amélioration de la propagation. En contrepartie, le facteur d'exaltation intracavité serait cependant réduit (cf. l'Eq. 4.27 page 128) et la puissance de commutation serait donc plus importante.

III – Conclusion

Ce dernier chapitre a permis de valider le fonctionnement à très hauts débits de notre composant à absorbants saturables. Dans un premier temps, nous avons vérifié que le composant présentait un temps de réponse suffisamment court pour traiter des taux de répétition aussi élevés que 160 GHz. L'étude avec une structure de type MD7 de l'amplification du taux d'extinction d'une source à 160 GHz artificiellement dégradée a montré que notre composant avec un temps de réponse de 1 ps était effectivement assez rapide pour un tel taux de répétition, mais qu'en plus il permettait d'améliorer le taux d'extinction d'au moins 6 dB et ceci sur une large bande passante de 8 nm. Bien que ces valeurs soient fortement dépendantes de la structure du composant, on peut aussi s'attendre à de bons résultats de la part des autres structures. Notre but étant la remise en forme de signaux de télécommunication, nous avons aussi étudié l'amplification de contraste d'un signal à 160 Gbits/s artificiellement dégradé avec des impulsions parasites dans les bits « 0 ». Pour la première fois à notre connaissance, nous avons mis en évidence une remise en forme quasiment parfaite de signaux à 160 Gbits/s avec un composant à semiconducteur. Nous avons pu améliorer de près de 12 dB le taux d'extinction de ce signal, et montrer le comportement non-linéaire de la réponse du composant avec la puissance du bruit. Comme attendu, on constate une diminution de l'efficacité de remise en forme du signal lorsque la puissance du bruit augmente, à cause du phénomène de saturation de l'absorption. Ces deux études à ultra haut-débit nous ont permis de valider le bon fonctionnement du composant à absorbants saturables avec les futurs débits de télécommunication.

Les bonnes performances du composant pour la remise en forme de signaux à hauts débits ne sont cependant pas suffisantes pour assurer une amélioration de la distance de propagation de signaux de bonne qualité. En effet, la régénération de signaux à très hauts-débits est un phénomène fort complexe qui dépend non-seulement des performances du régénérateur 2 R (composant AS + composant pour la régénération des bits « 1 »), mais aussi de la ligne de transmission et du signal lui-même, chaque facteur étant inter-dépendant. Une propagation sur de longues distances de signaux de télécommunication nécessite donc une optimisation de chacun de ces paramètres. Dans ce but, plusieurs expériences à 10 Gbits/s et à 43 Gbits/s ont été menées en boucle de recirculation pour étudier l'impact de plusieurs paramètres sur l'amélioration de la distance de propagation. La première étude, faite à 10 Gbits/s avec une structure à miroir hybride de type HD7b, a montré que la distance entre chaque pas de régénération influençait fortement le facteur d'amélioration. Il a ainsi été trouvé qu'une distance optimale de 200 km entre chaque régénérateur permettait à un signal ayant un taux d'erreurs binaires de 1.10^{-8} de se propager sur près de 20 000 km, soit une amélioration d'un facteur 10 de la distance de propagation. Pour des pas de longueur supérieure, la propagation se trouve limitée par l'accumulation de bruit d'amplitude (le composant AS ne peut pas enlever tout le bruit car il sature), alors que pour des pas de longueur plus courte, la propagation est cette fois-ci limitée par la distorsion temporelle des impulsions qui ne peut pas être compensée par une régénération 2 R (il devient nécessaire d'utiliser une régénération 3 R). Une étude sur l'impact de la longueur d'onde, toujours avec la même structure et le même débit, a de plus montré une bonne régénération (facteur d'amélioration $> 6,5$) sur une bande passante de plus de 13 nm, ce qui laisse présager de bonnes performances du régénérateur 2 R (et donc du composant AS) dans le cas d'une transmission avec une configuration WDM. Il a aussi été démontré que le régénérateur 2 R à base d'absorbants saturables devrait pouvoir

transmettre un signal muni d'un code correcteur d'erreurs sur des distances transocéaniques ($\sim 11\,000$ km) avec très peu d'étape de régénération (~ 19). Pour terminer, des études ont aussi été menées à 43 Gbits/s et un facteur d'amélioration de 6, soit une propagation sur plus de 6 000 km, a pu être obtenu. Cette performance n'a été possible que grâce à l'optimisation de la puissance moyenne en ligne du signal au format CS-RZ (66 %) et à l'utilisation d'un composant AS avec un temps de réponse de 1 ps, beaucoup plus court que la durée des impulsions. La puissance en ligne est un paramètre important car selon sa valeur, la propagation sera limitée soit par le bruit d'amplitude (faibles puissances), soit par les effets non-linéaires (fortes puissances). Il est donc nécessaire d'ajuster correctement la puissance en ligne afin de trouver un bon compromis entre l'accumulation de bruit d'amplitude, les effets non-linéaires et la résistance au bruit du régénérateur 2 R. Pour notre boucle à recirculation à 43 Gbits/s, le meilleur compromis a été trouvé pour une puissance en ligne de -2 dBm. Enfin, il a été démontré que l'utilisation d'un composant AS ayant un temps de réponse (τ_{cav}) très court devant la durée de l'impulsion (Δt), permettait d'obtenir une plus grande distance de propagation. Ainsi, une structure MS7 avec un temps de réponse de 1 ps a permis d'augmenter de 50 % la distance de propagation par rapport à une structure identique mais ayant un temps de réponse quatre fois plus long. La raison de ce résultat n'est pas vraiment comprise, mais elle pourrait provenir soit d'une augmentation de la puissance crête, et donc aussi du taux d'extinction du signal, soit d'une accumulation moins importante de distortions temporelles lorsque $\tau_{cav} \ll \Delta t$. Enfin, la régénération de ces signaux à 43 Gbits/s a pu être obtenue avec un contraste de commutation du composant AS inférieur à 1,5 dB, et donc plus faible que les valeurs usuellement recommandées. Ce résultat inattendu ouvre donc la possibilité à une nouvelle optimisation de notre composant avec à la clé une diminution non-négligeable des pertes d'insertions.

Ces études d'amplification de contraste et de régénération à très hauts-débits ont montré que le composant AS est un très bon candidat pour la régénération des signaux des futurs systèmes de télécommunication à très hauts-débits. Malheureusement, le manque de temps ne nous a pas permis de faire des études comparatives selon le type de structure du composant AS. Cependant, les trois différentes structures étudiées à hauts débits (MD7, MS7 et HD7b) ont toutes montré de très bon résultats, ce qui nous laisse penser que les autres structures à miroir arrière métallique ou hybride donneraient aussi de bons résultats à de tels débits. On peut aussi noter, que la structure à miroir hybride HD7b a permis d'obtenir d'excellents résultats à la fois en terme d'amélioration de distance de propagation (un facteur 10), mais aussi en terme de bande passante (13 nm), malgré sa résistance thermique effective cinq fois plus élevée que les structures à miroir d'argent.

Bibliographie

- [1] www.u-bourgogne.fr/LPUB.
- [2] J. Fatome, *Propagation d'impulsions ultra-courtes à 160-Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion*. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2004.
- [3] S. Pitois, J. Fatome, and G. Millot, "Generation of a 160 GHz transform-limited pedestal-free pulse train through multiwave mixing compression of a dual-frequency beat signal," *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 19, pp. 1729–1731, 2002.
- [4] G. Steinmeyer, "A review of ultrafast optics and optoelectronics," *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, vol. 5, pp. R1–R15, 2003.
- [5] J.-C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. San Diego, CA : Academic, 1996.
- [6] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating : The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Boston : Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [7] C. Dorrer, "High-Speed Measurements for Optical Telecommunication Systems," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 12, no. 4, pp. 843–858, 2006.
- [8] D. Massoubre, J. Fatome, S. Pitois, J. Decobert, J. Landreau, G. Millot, and J. L. Oudar, "All-optical extinction ratio enhancement of a 160 GHz pulse train using a saturable absorber vertical microcavity," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 4, pp. 537–539, 2006.
- [9] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot, "320/640-GHz high quality pulse sources based on multiple Four Wave Mixing in highly non linear optical fiber," *Electron. Lett.*, vol. 41, pp. 1391–1392, 2005.
- [10] D. Massoubre, J. L. Oudar, A. O'Hare, M. Gay, L. Bramerie, J. C. Simon, A. Shen, and J. Decobert, "Analysis of Thermal Limitations in High-Speed Microcavity Saturable Absorber All-Optical Switching Gates," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 24, no. 9, pp. 3400–3408, 2006.
- [11] J. Fatome, S. Pitois, A. Kamagate, D. Massoubre, G. Millot, and J. L. Oudar, "All-optical reshaping based on a passive saturable absorber microcavity device for future 160-Gbit/s applications," to be published to *IEEE Phot. Tech. Lett.*, 2006.
- [12] A. M. Clarke, P. M. Anandarajah, L. Bramerie, C. Guignard, D. Massoubre, A. Shen, J. Oudar, L. P. Barry, and J. C. Simon, "Enhancement of System Performance in 80 Gb/s OTDM systems by using a Vertical Microcavity based Saturable Absorber," in *ECOC'2006*, Th.1.4.6, Cannes, France, sept. 2006.
- [13] www.persyst.fr.
- [14] M. Gay, *Etudes théorique et expérimentale de l'impact de la régénération 2R dans un système de transmission optique haut-débit*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Rennes, 2006.

- [15] J. Mangeney, S. Barré, G. Aubin, J. L. Oudar, and O. Leclerc, "System Application of 1.5 μm Ultrafast Saturable Absorber in 10 Gbit/s Long-Haul Transmission," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 20, pp. 1725–1727, 2000.
- [16] M. Pantouvaki, M. J. Fice, R. Feced, E. P. Burr, R. Gwilliam, A. B. Krysa, J. S. Roberts, and A. J. Seeds, "10 Gb/s All-Optical 2R Regeneration Using an MQW Fabry–Perot Saturable Absorber and a Nonlinear Fiber," *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 16, no. 2, pp. 617–619, 2004.
- [17] O. Leclerc, B. Lavigne, E. Balmeffre, P. Brindel, L. Pierre, D. Rouvillain, and F. Segueineau, "Optical Regeneration at 40 Gbit/s and Beyond," *J. of Lighthwave Technol.*, vol. 21, no. 11, pp. 2779–2790, 2003.
- [18] K. E. Stubkjaer, "Semiconductor Optical Amplifier-Based All-Optical Gates for High-Speed Optical Processing," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 6, no. 6, pp. 1428–1435, 2000.
- [19] M. Usami, M. Tsurusawa, and Y. Matsushima, "Mechanism for reducing recovery time of optical nonlinearity in semiconductor laser amplifier," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 21, pp. 2657–2656, 1998.
- [20] M. Gay, L. Bramerie, G. Girault, V. Roncin, and J. C. Simon, "Experimental study of reshaping retiming gates for 3R regeneration," in *Optical Networks and Technologies Conf. OpNeTec*, (Pisa, Italia), pp. 545–551, 2004.
- [21] M. Gay, L. Bramerie, D. Massoubre, A. O'Hare, A. Shen, J. L. Oudar, and J. C. Simon, "Cascadability Assessment of a 2R Regenerator Based on a Saturable Absorber and a Semiconductor Optical Amplifier in a Path Switchable Recirculating Loop," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 11, pp. 1273–1275, 2006.
- [22] D. Rouvillain, P. Brindel, F. Segueineau, L. Pierre, O. Leclerc, H. Choumane, G. Aubin, and J. L. Oudar, "Optical 2R Regenerator Based on Passive Saturable Absorber for 40 Gbit/s WDM Long-Haul Transmissions," *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 19, p. 1113, 2002.

Conclusions et perspectives

Synthèse des résultats

L'objectif de ce travail de thèse a été d'optimiser un composant passif à absorbants saturables (AS) sur InP pour la régénération tout-optique des futurs signaux de télécommunication. Les réseaux de télécommunication de demain fonctionneront à des débits d'au moins 40 Gbits/s et pourront de plus transmettre plusieurs signaux (ou longueurs d'onde) simultanément. Le défi de ce travail a donc été de fabriquer un composant passif suffisamment rapide, avec des performances (contraste et pertes d'insertion) adéquates pour permettre une amélioration de la distance de propagation et ayant une bande passante assez large pour pouvoir traiter plusieurs signaux optiques en parallèle et de manière tout-optique. De plus, la puissance de fonctionnement de ce composant doit rester compatible avec les puissances optiques en ligne.

La réalisation d'un modèle numérique décrivant l'autosaturation des puits quantiques en microcavité et la caractérisation à faibles cadences (pour éviter les effets thermiques) de différentes structures que nous avons fabriquées, nous ont permis d'effectuer plusieurs études comparatives. Les résultats numériques et expérimentaux ont ainsi permis de montrer que la réduction du nombre de puits quantiques, conjuguée à l'utilisation d'un miroir arrière de très forte réflectivité (supérieure à 98 %) sont des solutions efficaces pour augmenter l'exaltation de l'intensité intra-cavité, et donc diminuer la puissance de fonctionnement du composant. Nous avons de plus pu démontrer expérimentalement et théoriquement que la puissance de commutation de notre composant est inversement proportionnelle à l'exaltation du champ intracavité, et que l'on peut ainsi obtenir théoriquement une fluence de commutation de quelques $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ seulement pour une structure avec 1 seul puits quantique. Un autre avantage lié à l'utilisation d'un miroir arrière de forte réflectance est de pouvoir fortement diminuer les pertes d'insertion de nos structures jusqu'à des valeurs théoriques inférieures à 1 dB. A cause entre autre de notre méthode de réduction du temps de réponse du composant AS, nous avons dû développer des miroirs hybrides composés d'une couche métallique

d'argent et d'une ou de plusieurs couches optiques diélectriques ou semiconductrices pour pouvoir atteindre des réflectivités supérieures à 98 %. En effet, et contrairement aux épais miroirs de Bragg semiconducteur de très haute réflectance, la réflectivité du miroir hybride reste insensible à l'irradiation ionique et peut donc atteindre des valeurs supérieures à 99 %. De plus, sa faible épaisseur optique permet de conserver une importante largeur de résonance (supérieure à 15 nm), ce qui est essentiel pour la réalisation de composants à large bande passante pour le traitement de signaux WDM. En réalisant une structure constituée de seulement 3 puits quantiques et d'un miroir arrière hybride Ag+Al₂O₃ ($R = 98,3\%$), nous avons pu ainsi obtenir un composant avec une fluence de commutation de seulement $9\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$ (et respectivement une puissance de saturation de seulement $1,1\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$), des pertes d'insertion de 1,5 dB et ayant un contraste de commutation d'au moins 6 dB. Enfin, nos mesures pompe-sonde ont permis de confirmer l'efficacité de l'irradiation ionique pour la réduction du temps de réponse de notre composant AS. Cette technique, donnant un temps de réponse inversement proportionnel à la dose d'irradiation, nous a permis de réaliser des composants avec un temps de réponse aussi court que 1 ps.

Une part importante de ce travail de thèse a été consacrée à l'étude des effets thermo-optiques sur les performances du composant AS. Pour cela, nous avons développé un modèle permettant de calculer, en régime stationnaire, la réponse non-linéaire du composant et qui tient compte à la fois des effets thermo-optiques et des caractéristiques du signal incident. Les résultats montrent que la réponse non-linéaire du composant dépend uniquement de la puissance moyenne incidente, du facteur de remplissage du signal et de sa longueur d'onde. Donc, tant que la réponse du composant sera plus courte que le temps bit, sa réponse non-linéaire sera indépendante du débit. L'augmentation de la puissance absorbée (liée à la puissance moyenne en ligne) engendre d'importants effets thermiques pouvant limiter de façon importante les performances du composant AS. Notre modèle théorique a ainsi montré une chute dramatique du contraste de commutation lorsque la température de la couche active augmente. Cet effet, dû au déplacement du pic de réflectivité de la cavité avec l'augmentation de la température, apparaît pour des puissances seuils incidentes d'autant plus faibles que la résistance thermique de la structure est élevée. Ces résultats ont pu être confirmés à l'aide de mesure de la fonction de transfert du composant AS réalisées à 10 Gbits/s et à 40 Gbits/s. Pour réduire les effets négatifs de ces effets thermo-optiques, nous avons travaillé sur deux points. 1) Tout d'abord, nous avons cherché à améliorer l'évacuation thermique de nos structures. Dans ce but, nous avons développé une technique de report utilisant un alliage eutectique de haute conductivité thermique à base d'or-indium. Ce joint de brasure métallique nous a ainsi permis de reporter avec une très bonne homogénéité des échantillons de grandes surfaces (plusieurs dizaines de mm²) sur de nouveaux substrats, ayant eux aussi une haute conductivité thermique (Si, SiC et Cu). De plus, nous avons aussi cherché à minimiser la résistance thermique (R_{th}) de nos miroirs hybrides à haute réflectance grâce à l'utilisation de l'Al₂O₃ à la place du SiO₂ (qui est dix fois moins bon conducteur). A l'aide du report métallique et du miroir hybride à base d'alumine, nous avons pu réaliser une structure présentant de très bonnes performances optiques (données au paragraphe précédent) et avec une résistance thermique effective de seulement 2200 K/W, alors que toutes les structures à miroir hybride sans Al₂O₃ ont un R_{th} supérieur à 3500 K/W. A titre de comparaison, les structures ayant un miroir arrière d'argent présente un R_{th} de l'ordre de 1000 K/W, mais ont des caractéristiques optiques moins intéressantes. 2) En parallèle de ce travail d'optimisation des propriétés thermiques de la structure, nous avons cherché à limiter les effets thermo-optiques en les anticipant. Nos résultats numériques et expérimentaux ont ainsi permis de

montrer que l'utilisation de nos composants à une longueur d'onde légèrement supérieure à la longueur d'onde de résonance permet de retarder la chute du contraste. Cependant, cette compensation partielle des effets thermiques n'est valable que lorsque la puissance d'utilisation est supérieure à 10 dBm. Dans le cas contraire, une utilisation à la longueur d'onde de résonance est préférable.

Grâce à l'optimisation du composant AS et à un meilleur contrôle des effets thermo-optiques, nous avons pu obtenir de très bon résultats d'amplification de contraste et de régénération de signaux à très hauts débits. Nous avons pu ainsi démontrer pour la première fois une amélioration du taux d'extinction de 6 dB d'un signal à 160 GHz sur une bande passante d'au moins 8 nm (centrée sur 1554 nm) à l'aide d'un composant semiconducteur ayant un temps de réponse de 1 ps. Une étude similaire mais réalisée cette fois-ci sur un signal à 160 Gbits/s et ayant un taux d'extinction variable a montré une amplification de contraste pouvant atteindre 12 dB. Cette étude à ultra haut débit a aussi permis de confirmer que l'amélioration du contraste par le composant AS est d'autant plus efficace que l'énergie du bruit est faible. L'amélioration du taux d'extinction d'un signal n'est cependant pas suffisante pour obtenir une augmentation importante de sa distance de propagation (pour un taux d'erreurs donné). En plus des caractéristiques du régénérateur 2 R (constitué du composant AS et d'un autre composant complémentaire pour la remise en forme des bits « 1 »), les résultats de la régénération sont fortement influencés par les caractéristiques de la ligne de transmission et du signal transmis lui-même. Pour un débit donné, il est alors nécessaire d'optimiser chaque paramètre afin de trouver un compromis entre les effets non-linéaires, l'accumulation de distorsions temporelles et l'accumulation de bruits. Par manque de temps et de moyen, seul l'impact de quelques paramètres a pu être étudié.

Une autre importante étude menée avec nos composants a été consacrée à l'influence de la distance du pas de régénération. Des mesures en boucle de recirculation à 10 Gbits/s ont ainsi montré que ce paramètre a un impact non-négligeable sur l'amélioration de la distance de propagation. Si cette distance est trop faible, l'accumulation de distorsions temporelles devient trop importante. Par contre, si cette distance est trop grande, c'est l'accumulation de bruits qui devient trop importante pour permettre un fonctionnement efficace du régénérateur 2 R. Dans le cas de la boucle de recirculation à 10 Gbits/s (régénérateur 2 R avec AS et SOA), une amélioration d'un facteur 10 de la distance de transmission avec une distance optimale de 200 km entre chaque régénérateur a pu être obtenue. On a pu ainsi transmettre un signal avec un taux d'erreurs binaires de 1.10^{-8} sur près de 20 000 km. Les résultats obtenus avec cette même boucle montrent que ce régénérateur 2 R devrait pouvoir transmettre un signal muni d'un code correcteur d'erreurs sur des distances transocéaniques ($\sim 11\ 000$ km) avec très peu d'étape de régénération (~ 19). Enfin, une régénération avec un facteur d'amélioration d'au moins 6,5 a été obtenue sur une bande passante de plus de 13 nm, montrant ainsi la possibilité d'utiliser ce type de régénérateur 2 R en configuration WDM. Pour terminer, les impacts du format de modulation du signal, de la puissance moyenne en ligne et du temps de réponse du composant AS ont eux aussi été étudiés en boucle de recirculation mais avec des débits plus élevés. Malgré l'utilisation d'un régénérateur 2 R non optimisé (et utilisant un filtre passe-bande pour la remise en forme des bits « 1 »), l'optimisation de ces paramètres a permis de transmettre un signal CS-RZ (66 %) à 43 Gbits/s sur plus de 6 000 km (soit un facteur d'amélioration de 6) avec un composant AS présentant un contraste de commutation de seulement 1 dB.

Perspectives

Ce travail de thèse nous a permis de faire de remarquables progrès dans l'optimisation de la structure du composant AS. Cependant, toutes les possibilités n'ont pas été explorées et de nouvelles optimisations restent encore possibles pour améliorer les performances optiques du composant et diminuer sa résistance thermique.

Contrairement à nos attentes, l'utilisation de puits quantiques contraints en InGaAlAs ne s'est pas avérée efficace pour réduire la puissance de commutation de notre composant. L'utilisation de boîtes quantiques (BQ) comme couche absorbante pourrait en revanche y parvenir. En effet, il a été démontré que de telles hétérostructures présentaient une fluence de saturation de seulement quelques $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ [1]. Une si faible puissance de saturation pourrait nous permettre d'obtenir une puissance de commutation d'une centaine de nJ/cm^2 seulement, et donc ouvrirait la possibilité d'une utilisation du composant avec une puissance moyenne incidente inférieure à 0 dBm. De plus, les boîtes quantiques présentent d'autres caractéristiques intéressantes, comme une relaxation intrinsèquement rapide de l'absorption, de l'ordre de la picoseconde [2]. Cela permettrait donc de réaliser des composants ultra-rapides sans la nécessité d'utiliser une des méthodes contraignantes de réduction du temps de réponse, d'où un gain de temps, de flexibilité et de coût. Pour finir, les BQ présentent à cause de leur inhomogénéité de taille une très large bande passante d'absorption qui pourrait permettre d'augmenter la bande passante de fonctionnement du composant [3]. De telles hétérostructures sont d'ailleurs déjà utilisées comme absorbants saturables pour réaliser des lasers femtosecondes à blocage de modes [3].

La poursuite de notre travail sur la gestion de la résistance thermique (R_{th}) du composant sans dégradation de ses performances optiques est essentielle pour améliorer ses capacités de remise en forme à très hauts débits. Pour y parvenir, nous pouvons envisager trois nouveaux axes de recherche. Le premier serait d'utiliser uniquement des matériaux diélectriques à très haute conductivité thermique pour la réalisation des miroirs. Par exemple, l'oxyde de magnésium (MgO) avec sa conductivité thermique de l'ordre de 60 W/K.m (50 fois plus que le SiO_2) [4] pourrait être un de ces candidats. Une deuxième idée pour réduire R_{th} serait d'utiliser une technique de report de substrat encore plus efficace que la brasure Au-In pour l'évacuation thermique, tel que par exemple le report direct à base de cuivre [5]. Enfin, le troisième axe de recherche, en vogue actuellement pour augmenter significativement l'évacuation thermique des lasers VECSEL, serait de coller un substrat en diamant ou en carbure de silicium sur le haut de la structure [6]. En adaptant cette technique à notre composant, on pourrait permettre ainsi à la chaleur d'évacuer à la fois par le haut et le bas de la structure. En tenant compte de ces trois propositions, on pourrait par exemple fabriquer un composant à 3 puits quantiques ayant la structure suivante : substrat Si + report Cu + miroir hybride Ag+MgO ($R_b = 98,1\%$) + 3 QWs + miroir avant $2 \times [\text{MgO}/\text{Si}]$ ($R_f = 82,5\%$) + SiC ($\sim 100 \mu\text{m}$, $K = 490 \text{ W/K.m}$). En utilisant le logiciel THERMSIM, on trouve alors une résistance thermique de 1300 K/W, ce qui est similaire aux valeurs de R_{th} que l'on trouve pour les structures ayant un miroir arrière uniquement en argent.

Par manque de temps et de moyen, nous n'avons malheureusement pas eu la possibilité de valider notre composant dans une configuration WDM. Les résultats très prometteurs obtenus à 10 Gbits/s avec un régénérateurs 2 R AS+SOA montrent que ce type de régénérateur devrait cependant permettre d'obtenir de très bons résultats à ce débit en configuration WDM. A condition de pouvoir obtenir des SOA suffisamment rapides, ce type de régénéra-

teur devrait aussi pouvoir fonctionner en WDM à 40 Gbits/s. Pour la régénération de signaux à des débits supérieurs à 40 Gbits/s, seul le filtre passe bande a une réponse assez rapide (à ce jour) pour travailler de pair avec le composant AS. Bien que l'utilisation de ce filtre pose des problèmes de compacité et de puissance de fonctionnement, l'utilisation de débits si élevés pourrait tout de même rendre un tel régénérateur 2 R attractif. Comme nous avons pu le voir au cours de ce travail de thèse, l'obtention d'un composant AS avec de bonnes performances n'est pas une condition suffisante pour obtenir une bonne amélioration de la distance de propagation. Il est aussi nécessaire d'optimiser chaque paramètre de la ligne de transmission. Il serait par exemple intéressant d'approfondir les études sur les impacts du contraste et du temps de réponse du composant AS sur la régénération. On pourrait aussi chercher à optimiser l'utilisation du filtre passe bande pour la régénération des bits « 1 », ce qui n'a pas été fait durant cette thèse.

Un bon moyen de réduire les coûts de fabrication du composant est de lui trouver de nouvelles applications. Des recherches sont actuellement en cours, dont quelques-une en collaboration avec notre équipe. Parmi ces nouvelles applications, on pourrait par exemple utiliser le composant AS pour améliorer la réception de signaux OCDMA [7], on pourrait aussi l'utiliser pour réaliser des lasers multi-impulsionnels à fibre [8], pour augmenter le taux d'extinction de source laser à très haut débit [9] ou encore pour la conversion de longueur d'onde à très haut débit [10]. Une application plutôt originale étudiée par C. Porzi *et al.* serait d'utiliser le composant AS pour aider à l'auto-synchronisation de paquet de données [11]. Pour finir, un autre moyen pour diminuer les coûts de fabrication du composant serait d'utiliser de nouveaux matériaux de croissance tel que les semiconducteurs à base de nitrure, ce qui nous permettrait d'utiliser des substrats de croissance en GaAs [12].

[1] D. Lorensen, *Picosecond VECSELs with repetition rates up to 50 GHz*. PhD thesis, University of Bonn, 2006.

[2] E. U. Rafailov, S. J. White, A. A. Lagatsky, A. Miller, W. Sibbett, D. A. Livshits, A. E. Zhukov, and V. M. Ustinov, "Fast Quantum-Dot Saturable Absorber for Passive Mode-Locking of Solid-State Lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 11, pp. 2439–2441, 2004.

[3] A. McWilliam, A. A. Lagatsky, C. T. A. Brown, W. Sibbett, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov, A. P. Vasil'ev, and E. U. Rafailov, "Quantum-dot-based saturable absorber for femtosecond mode-locked operation of a solid-state laser," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 10, pp. 1444–1516, 2006.

[4] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama, and K. Iga, "Continuous Wave GaInAsP/InP Surface Emitting Lasers with a Thermally Conductive MgO/Si Mirrors," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 33, no. 4, pp. 1905–1909, 1999.

[5] T. H. Kim, M. M. R. Howlader, T. Itoh, and T. Suga, "Room temperature Cu-Cu direct bonding using surface activated bonding method," *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 21, no. 2, pp. 449–453, 2003.

[6] A. Harkonen, M. Guina, O. Okhotnikov, K. Roner, M. Hummer, T. Lehnhardt, M. Muller, A. Forchel, and M. Fischer, "1-W antimonide-based vertical external cavity surface emitting laser operating at 2- μm ," *Opt. Express*, vol. 14, no. 14, pp. 6479–6484, 2006.

- [7] P.J. Maguire, K. Bondarczuk, A.M. Clarke, L.P. Barry, L. Bramerie, J.C. Simon, D. Massoubre, J.L. Oudar, and A. Shen, "Reduction of Cross-Correlation Noise in Optical Thresholding in an OCDMA Networks Utilising a Saturable Absorber and Two-Photon Absorption," *submitted to LEOS'2006*, (Puerto Rico), 2006.
- [8] A. Lagrost, T. Chartier, M. Gay, T. N. Nguyen, P. Besnard, D. Massoubre, and J.-L. Oudar, "Régime multi-impulsionnel dans un laser à fibre dopée erbium contenant un absorbant saturable," *submitted to JNOG'2006*, (Caen), 2006.
- [9] D. Massoubre, J. Fatome, S. Pitois, J. Decobert, J. Landreau, G. Millot, and J. L. Oudar, "All-optical extinction ratio enhancement of a 160 GHz pulse train using a saturable absorber vertical microcavity," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 4, pp. 537–539, 2006.
- [10] A. Shen, D. Massoubre, J. Decobert, J. Landreau, F. Poingt, O. & L. Legouezigou, F. Pommereau, B. Thédrez, G. Aubin, and J. L. Oudar, "Saturable Absorber Based Micro-Cavity for Broadband Wavelength Conversion," in *Integrated Photonics Research*, San-Francisco, 2004.
- [11] C. Porzi, N. Calabretta, and M. Guina, "All-Optical Seed Pulse Extraction for Packet Synchronization Based on Self-Induced Effects in a Vertical-Cavity Semiconductor Gate," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 14, pp. 1509–1511, 2006.
- [12] M. Le Dû, J. C. Harmand, , O. Mauguin, L. Largeau, L. Travers, and J. L. Oudar, "Quantum-well saturable absorber at 1.55 μm on GaAs substrate with a fast recombination rate," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p. 201110, 2006.

Annexe A

GRAFLEC

Ce logiciel, développé par R. Kuszelewicz, est basé sur la méthode des matrices de transfert, aussi appelée matrices d'Abélès [1, 2]. Nous allons présenter ce modèle matriciel utilisé pour déterminer la réflectivité, la transmission et l'absorption d'une structure composée de plusieurs couches d'indices et d'épaisseurs donnés.

1 - Structure constituée de deux interfaces

Dans le cas d'un film mince d'indice n_1 déposé sur un substrat d'indice n_s , comme montré sur la figure A1, les deux interfaces a et b vont donner naissance à plusieurs faisceaux réfléchis et transmis. Ces faisceaux vont se recombinaison et former des interférences. L'amplitude de l'onde réfléchie est la somme de toutes les ondes créées par réflexions successives en tenant compte du déphasage de l'onde à travers la couche.

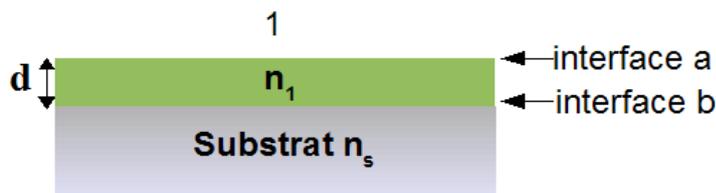


Fig. A1 – Schéma d'un système constitué d'un film mince d'indice n_1 sur un substrat d'indice n_s .

Pour calculer les propriétés optiques d'une telle structure, nous allons utiliser un formalisme matriciel qui permet de déterminer l'admittance optique y du système film mince et substrat, défini par cette équation

$$y = \frac{E_a}{H_a}. \quad (\text{a1})$$

Les champs électromagnétiques E et H parallèles aux interfaces a et b sont reliés par la matrice d'Abélès :

$$\begin{pmatrix} E_a \\ H_a \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & i \frac{\sin \delta}{\eta_1} \\ i \eta_1 \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_b \\ H_b \end{pmatrix}, \quad (\text{a2})$$

où δ est le déphasage de l'onde dans la couche 1, d l'épaisseur de la couche 1 et η_1 l'admittance de la couche 1.

A l'incidence normale, l'admittance optique d'une couche est égale à $n y$ où $y = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}$ est l'admittance du vide et n est son indice de réfraction complexe. Pour une incidence oblique, l'admittance dépend de l'angle d'incidence θ et de la polarisation TE ou TM et elle est donnée par

$$y_{TM} = \frac{n \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}}{\cos \theta}, \quad (\text{a3})$$

$$y_{TE} = n \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \cos \theta. \quad (\text{a4})$$

Le déphasage δ est donné par

$$\delta = \frac{2 \pi n_1 d \cos \theta_1}{\lambda}, \quad (\text{a5})$$

où n_1 est l'indice de réfraction complexe de la couche 1.

Si l'on considère le substrat comme semi-infini, on a $\eta_s = \frac{E_b}{H_b}$ où η_s est l'admittance du substrat. On peut définir les paramètres B et C de la manière suivante

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & i \frac{\sin \delta}{\eta_1} \\ i \eta_1 \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_s \end{pmatrix}. \quad (\text{a6})$$

On voit clairement que l'admittance y du système « couche + substrat » est donnée par $\frac{C}{B}$. Si l'on connaît cette admittance, le problème devient équivalent à celui d'une interface simple.

2 - Structure multicouches

A partir de la matrice d'Abélès définie précédemment, nous pouvons calculer les propriétés d'un système quelconque constitué de couches d'indices et d'épaisseurs connus.

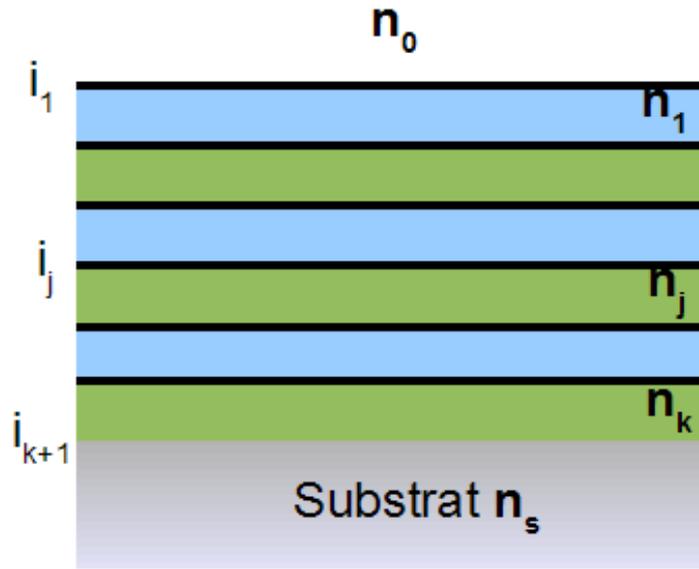


Fig. A2 – Schéma d'une structure composée de k couches déposées sur un substrat.

L'admittance de ce système est donnée par $\frac{C}{B}$ avec :

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \left(\sum_{j=1}^k \begin{bmatrix} \cos \delta_j & i \frac{\sin \delta_j}{\eta_j} \\ i \eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \right) \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_s \end{pmatrix}. \quad (\text{a7})$$

Les expressions pour la réflectivité R , la transmission T et l'absorption A sont alors les suivantes en prenant η_0 et η_s , l'admittance respective du milieu d'entrée et du substrat :

$$R = \left(\frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right) \left(\frac{\eta_0 B - C}{\eta_0 B + C} \right)^*, \quad (\text{a8})$$

$$T = \frac{4 \eta_0 \operatorname{Re}(\eta_s)}{(\eta_0 B + C) (\eta_0 B + C)^*}, \quad (\text{a9})$$

$$A = \frac{4 \eta_0 \operatorname{Re}(BC^* - \eta_s)}{(\eta_0 B + C) (\eta_0 B + C)^*}. \quad (\text{a9})$$

Le programme GREFLEC permet de calculer la réponse spectrale (réflectivité et transmission) d'un empilement de couches quelconque en utilisant cette méthode matricielle. Dans ce calcul, les données initiales sont l'indice n et l'épaisseur d de chaque couche, l'indice du milieu d'entrée et du substrat, ainsi que la polarisation et l'angle d'incidence. Il fournit également, grâce à un calcul propagatif, la distribution de l'intensité intra-cavité.

THERMSIM

Ce programme permet la simulation tridimensionnelle de la diffusion thermique dans une structure multicouche quelconque et dans le cas où les sources de chaleur sont à symétrie cylindrique. La solution de l'équation de la chaleur est exprimée sous forme analytique, moyennant un passage en transformée de Hankel [3] pour le profil radial de température, et l'utilisation d'un calcul matriciel pour traiter les conditions aux limites à l'interface entre deux couches. Les conditions aux limites sont un flux de chaleur nul à la surface de la structure, et un substrat conducteur thermique semi-infini qui joue le rôle de thermostat du système. Les sources de chaleur à symétrie cylindrique ont toutes le même profil radial, qui est un profil gaussien en $\exp(-r^2/w^2)$, où w est le rayon à $1/e^2$ de la source de chaleur, pour simuler la puissance dissipée par l'absorption d'un faisceau laser focalisé. Enfin, les différentes couches sont supposées homogènes dans toute leur épaisseur suivant z , et d'extension infinie dans le plan. De même, les sources de chaleur sont uniformes suivant z . Le principe du calcul d'un flux de chaleur en régime stationnaire peut par exemple être trouvé dans ces deux références [4, 5].

[1] H. Macleod, *Thin-Film Optical Filters - Second Edition*. Adam Hilger Ltd., 1986.

[2] F. Abélès, "Recherche sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés. applications aux couches minces," *Annales de Physique*, vol. 50, pp. 596–706, 1950.

[3] en.wikipedia.org/wiki/Hankel_transform.

[4] E. Abraham and J. M. Halley, "Some calculations of temperature profiles in thin films with laser heating," *Appl. Phys. A*, vol. 42, no. 4, pp. 279–285, 1987.

[5] E. Abraham and I. J. M. Ogilvy, "Heat flow in interference filters," *Appl. Phys. B*, vol. 42, no. 1, pp. 31–34, 1987.

Annexe B

Les tableaux ci-dessous donnent le détail de la composition et de l'épaisseur de chaque couche constituant les différentes structures étudiées durant ce travail de thèse.

structure	MD3	MD7	MS7
miroir avant	2x[SiO ₂ /TiO ₂] (265 nm/171 nm)	2x[SiO ₂ /TiO ₂] (265 nm/171 nm)	6x[InGaAlAs/InP] (122,4 nm/111,6 nm) + InP (122,4 nm)
couche de phase 2	InP (214 nm)	InP (178 nm)	InP (178 nm)
couche active	3x[InP/InGaAs] (7 nm/9 nm)	7x[InAlAs/InGaAs] (6 nm/11 nm) + InAlAs (6 nm)	7x[InAlAs/InGaAs] (6 nm/11 nm) + InAlAs (6 nm)
couche de phase 1	InP (75 nm)	InP (32,5 nm)	InP (32,5 nm)
miroir arrière	Ag (~ 250 nm)	Ag (~ 250 nm)	Ag (~ 250 nm)

structure	MS9	HD3	HD4
miroir avant	6x[InP/InGaAsP] (122 nm/113 nm)	2x[SiO ₂ /TiO ₂] (265 nm/171 nm)	2x[SiO ₂ /TiO ₂] (265 nm/171 nm)
couche de phase 2	InP (154 nm)	InP (210 nm)	InP (210 nm)
couche active	9x[InP/InGaAs] (7 nm/9 nm)	3x[InGaAlAs/InGaAlAs] (8 nm/8 nm) + InGaAlAs (8 nm)	4x[InGaAlAs/InGaAlAs] (8 nm/8 nm) + InGaAlAs (8 nm)
couche de phase 1	InP (25 nm)	InP (208 nm)	InP (201 nm)
miroir arrière	Ag (~ 250 nm)	Ag (~ 250 nm) + Al ₂ O ₃ (218 nm)	Ag (~ 250 nm) + InP (97 nm) + 4x[InGaAlAs/InP] (109,7 nm/122,3 nm)

structure	HD7a	HD7b	HS7a
miroir avant	2x[SiO ₂ /TiO ₂] (265 nm/171 nm)	2x[SiO ₂ /TiO ₂] (265 nm/171 nm)	6x[InGaAlAs/InP] (122,7 nm/110,5 nm) + InP (122,7 nm)
couche de phase 2	InP (175 nm)	InP (175 nm)	InP (50 nm)
couche active	7x[InAlAs/InGaAs] (6 nm/11 nm) + InAlAs (6 nm)	7x[InAlAs/InGaAs] (6 nm/11 nm) + InAlAs (6 nm)	7x[InAlAs/InGaAs] (6 nm/11 nm) + InAlAs (6 nm)
couche de phase 1	InP (178 nm)	InP (178 nm)	InP (178,8 nm)
miroir arrière	Ag (~ 250 nm) + Cr (~ 3 nm) + SiO ₂ /TiO ₂ /SiO ₂ (220 nm/171 nm/265 nm)	Ag (~ 250 nm) + Cr (~ 3 nm) + SiO ₂ (220 nm)	Ag (~ 250 nm) + Cr (~ 3 nm) + SiO ₂ /TiO ₂ /SiO ₂ (220 nm/171 nm/265 nm)

structure	HS7b	BD7
miroir avant	6x[InGaAlAs/InP] (122,7 nm/110,5 nm) + InP (122,7 nm)	2x[SiO ₂ /TiO ₂] (265 nm/171 nm)
couche de phase 2	InP (50 nm)	InP (159 nm)
couche active	7x[InAlAs/InGaAs] (6 nm/11 nm) + InAlAs (6 nm)	7x[InAlAs/InGaAs] (7 nm/9 nm) + InAlAs (7 nm)
couche de phase 1	InP (178,8 nm)	InP (58 nm)
miroir arrière	Ag (~ 250 nm) + Cr (~ 3 nm) + SiO ₂ (220 nm)	35x[InP/InGaAlAs] (122,4 nm/111,6 nm)

Annexe C

Publications dans des journaux scientifiques à comité de lecture

J. Fatome, **D. Massoubre**, S. Pitois, G. Millot and J.-L. Oudar, “Saturable absorber based reshaping of RZ-signal in a SMF fiber link for future 160-Gbit/s all-optical 2R-regenerators”, *submitted to Optics Lett.*

J. Fatome, **D. Massoubre**, S. Pitois, A. Kamagate, G. Millot, and J.-L. Oudar, “All-optical reshaping based on a passive saturable absorber microcavity device for future 160-Gbit/s applications”, *to be published to IEEE Photonics Technol. Lett.*

D. Massoubre, J.-L. Oudar, A. O’Hare, M. Gay, L. Bramerie, J.-C. Simon, A. Shen and J. Decobert, “Analysis of Thermal Limitations in High-Speed Microcavity Saturable Absorber All-Optical Switching Gates”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 24, no. 9, pp. 3400-3408, Sept. 2006.

M. Le Dû, **D. Massoubre**, J.-C. Harmand and J.-L. Oudar, “Thermal conductance of laterally-wet-oxidised GaAs/Al_xO_y Bragg reflectors”, *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 18, pp. 1060-1062, Aug. 2006.

M. Gay, L. Bramerie, **D. Massoubre**, A. O’Hare, A. Shen, J.-L. Oudar, J.-C. Simon, “Cascadability Assessment of a 2 R Regenerator Based on Saturable Absorber and Semiconductor Optical Amplifier in a Path Switchable Recirculating Loop”, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 11, pp. 1273-1275, Jun. 2006.

D. Massoubre, A. Shen, J. Decobert, J. Dion, J.-C. Harmand J. Landreau and J.-L. Oudar, “Scaling of the saturation energy in microcavity saturable absorber devices”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p. 153513, Apr. 2006.

D. Massoubre, J. Fatome, S. Pitois, G. Millot, J. Decobert, J. Landreau and J.-L. Oudar, “All-optical extinction ratio enhancement of a 160 GHz pulse train using a saturable absorber vertical microcavity”, *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 4, pp. 537-539, Feb. 2006.

D. Massoubre, J. Dion, J. Landreau, J. Decobert, A. Shen and J.-L. Oudar, “Low insertion loss and switching energy all-optical gate for 40 Gbit/s WDM network”, *SPIE Photonics*,

Devices and Systems III, Vol. 6180, pp 351-356, 2006.

Communications dans des conférences internationales à comité de lecture

A. M. Clarke, P. M. Anandarajah, L. Bramerie, C. Guignard, **D. Massoubre**, A. Shen, J.L. Oudar, L. P. Barry and J. C. Simon, “Improvement of pedestal penalty in 80Gb/s OTDM Systems in using a Saturable Absorber based on a vertical microcavity”, *ECOC 2006*, Th1.4.6, Cannes, France, September 2006.

J. Fatome, S. Pitois, A. Kamagate, **D. Massoubre**, G. Millot and J. L. Oudar, “All-optical reshaping at 160-Gbit/s using a passive saturable absorber-based microcavity device”, *ECOC 2006*, Th1.4.3, Cannes, France, September 2006.

M. Gay, L. Bramerie, **D. Massoubre**, A. O’Hare, A. Shen, J.L. Oudar and J.C Simon, “Experimental Investigation of a Cascaded Optical 2R Regenerator in an Optical Fibre Link”, *ECOC 2006*, Tu1.3.3, Cannes, France, September 2006.

M. Gay, L. Bramerie, J.-C. Simon, A. O’Hare, **D. Massoubre**, J.-L. Oudar and A. Shen, “cascadability and wavelength tunability assessment of a 2 R regeneration device based on saturable absorber and semiconductor optical amplifier”, *OFC 2006*, OThB1 Anaheim, USA, March 2006.

D. Massoubre, J. Fatome, S. Pitois, G. Millot, J. Decobert, J. Landreau and J.-L. Oudar, “All-optical extinction ratio enhancement of a 160 GHz pulse train using a saturable absorber vertical microcavity”, *ECOC 2005*, We4.P.018, Glasgow, UK, September 2005.

D. Massoubre, J.-L. Oudar, G. Aubin, J. Dion, A. Shen, N. Lagay, J. Decobert, A. O’Hare, Z. Belfqih, M. Gay, L. Bramerie, S. Feve, E. Lecren and J.-C. Simon, “High Speed, High Switching Contrast Quantum Well Saturable Absorber for 160 Gbit/s Operation”, *CLEO 2005*, CThD3, Baltimore, USA, May 2005.

D. Massoubre, J.-L. Oudar, A. Shen, J. Decobert, A. O’Hare, L. Bramerie, “Investigation of speed and thermal limitations in microcavity saturable absorber all-optical regenerator device”, *CLEO Europe 2005*, Munich, Germany, June 2005.

D. Massoubre, J. Dion, A. Shen, J. Decobert, J. Landreau and J.-L. Oudar, “Low insertion loss and switching energy all-optical gate for 40 Gbit/s WDM networks”, *Photonics Prague 2005*, Prague, Czech republic, June 2005.

D. Massoubre, J.-L. Oudar, H. Choumane, G. Aubin, J.-C. Harmand, A. Shen, J. Decobert, J. Landreau, B. Thédrez, “Low Switching Energy Saturable Absorber Device for 40 Gbit/s Networks”, *Integrated Photonics Research*, IFD2, San-Francisco, USA, July 2004.

A. Shen, **D. Massoubre**, J. Decobert, J. Landreau, O. & L. Legouezigou, F. pommereau, B. Thédrez, G. Aubin, J.-L. Oudar, “Saturable Absorber Based Micro-Cavity for Broadband Wavelength Conversion”, *Integrated Photonics Research*, IWC5, San-Francisco, USA, July 2004.

Communications dans des conférences nationales à comité de lecture

A. Lagrost, T. Chartier, M. Gay, T. Nam Nguyen, P. Besnard, **D. Massoubre** et J.-L. Oudar, "Régime multi-impulsionnel dans un laser à fibre dopée erbium contenant un absorbant saturable", *Journées Nationales d'Optique Guidée*, Metz, Novembre 2006.

D. Massoubre, J. Fatome, S. Pitois, G. Millot, J. Decobert, J. Landreau and J.-L. Oudar, "Régénération tout-optique par absorbant saturable d'un train d'impulsion cadencé à 160-GHz", *Journées Nationales d'Optique Guidée*, Chambéry, Octobre 2005.

D. Massoubre, J. Fatome, S. Pitois, G. Millot, J. Decobert, J. Landreau and J.-L. Oudar, "Composant à absorbant saturable pour la régénération tout optique à ultra haut débit", *9ième Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique*, Dijon, Septembre 2005.

D. Massoubre, G. Aubin et J.-L. Oudar, "Composant tout-optique à très faible énergie de commutation pour application à la régénération optique des signaux de télécommunication", *Journées Nationales Microélectronique Optoélectronique*, La Grande Motte, Juin 2004.

D. Massoubre, A. Shen, H. Choumane, J. Decobert, J. Landreau, J.-C. Harmand, G. Aubin, B. Thédrez et J.-L. Oudar, "Composant à absorbant saturable à très faible fluence de commutation pour les réseaux à 40 Gbit/s", *Journées Nationales d'Optique Guidée*, Paris, Octobre 2004.

Liste des figures

1	Progression des débits utilisés pour les télécommunications commerciales lors des 150 dernières années (d'après [1]).	8
2	Structure typique d'une fibre optique monomode.	9
3	Atténuation linéaire d'une fibre optique monomode SSMF en fonction de la longueur d'onde. Les zones grisées montrent les trois fenêtres optique d'utilisation centrée à 850 nm, 1310 nm et 1550 nm respectivement.	10
4	Effet de la dispersion chromatique sur un groupe d'impulsions se propageant dans une fibre optique	11
5	Représentation schématique de l'atténuation en fonction de la longueur d'onde pour une fibre monomode standard avec et sans pic d'absorption résiduelle. Les bandes de transmission sont rappelées : Originale (O), étendue (E), Conventi- tionnelle (C), Longue (L) et Ultra-longue (U).	14
6	Principe du multiplexage en longueur d'onde (WDM). Différentes longueurs d'onde (λ_1 à λ_n) sont envoyées dans une seule fibre optique grâce à un multiplexeur (MUX) en entrée de fibre, puis après une certaine distance de propagation et de multiples réamplifications (AO), elles sont démultiplexées en sortie (DEMUX).	14
7	Principe du multiplexage temporel (TDM). Plusieurs canaux de même longueur d'onde (1 à N) sont envoyés dans une seule fibre optique grâce à un multiplexeur (MUX) en entrée de fibre, puis après une certaine distance de propagation et de multiples réamplifications (AO), les canaux sont démultiplexés en sortie (DEMUX).	15
8	Evolution des capacités de transmission par fibre optique entre 1993 et 2001, et suivant les techniques TDM (losange rouge) et WDM (autres symboles en noir). Les résultats pour la technique WDM sont classés suivant le débit transmis par canal. Les droites montrent l'évolution des meilleurs résultats selon la technique utilisée [9].	16
9	Allures du diagramme de l'œil d'un signal optique non-dégradé (a) et dégradé (b).	16
10	Allure du diagramme de l'œil d'un signal optique avant, pendant et après une régénération 3R.	18
11	Fonctions de transfert d'une porte optique idéale (a) et d'une porte optique réelle fonctionnant avec des effets optiques non-linéaires (b). Les deux zones grisées montrent les points de fonctionnement ayant une pente inférieure à 1 utilisable pour la réduction des fluctuations d'amplitudes sur les symboles « 1 » et « 0 » respectivement.	21

12	Principe de la remise en forme d'un signal optique à l'aide d'une fonction de transfert non-linéaire.	22
13	Principaux effets physiques et dispositifs utilisés pour la régénération tout-optique.	23
14	Illustrations d'un dispositif NOLM (a) et d'un régénérateur de Mamyshev (b).	24
15	Illustration de la régénération à base de SOA par l'utilisation de l'effet XGM (a) et de l'effet XPM associé à un interféromètre de Mach-Zehnder (b).	25
16	Illustration de la régénération à l'aide d'un dispositif à base d'absorbants saturables (a) et du fonctionnement d'un composant AS en configuration WDM avec 5 longueurs d'onde (b).	25
17	a) Diagramme de bandes typique d'un semiconducteur à gap direct (d'après [2]). b) Energie E_g du gap en fonction du paramètre de maille à température ambiante pour quelques semiconducteurs III-V de structure cristalline de type Zinc Blende, et de composition binaire (carré) ou ternaire (ligne) (d'après [3]).	37
18	Illustration des phénomènes d'absorption interbande et de recombinaison radiative dans un semiconducteur à gap direct. On distingue trois étapes, d'abord l'absorption d'un photon (1), la thermalisation vers les centres de bande (2) et enfin la recombinaison (3).	38
19	Spectres d'absorption du GaAs en fonction de l'énergie des photons incidents pour 4 différentes températures : 294 K (cercle blanc), 186 K (carré), 90 K (triangle) et 21 K (cercle noir) [4].	38
20	Densité d'états pour a) un matériau massif (3 D), b) un puits quantique (2 D), c) un fil quantique (1 D) et d) une boîte quantique (0 D) (d'après [6]).	40
21	a) Diagramme de bandes typique d'un puits quantique et b) diagramme d'énergie dans un puits quantique.	41
22	a) Spectres d'absorption typiques d'un puits quantique (trait plein) et d'un semiconducteur massif (trait en pointillés) sans tenir compte des effets excitoniques. b) Spectre d'absorption expérimental d'un ensemble de multi-puits quantiques InGaAs/InAlAs ($L_{qw}=10$ nm) mesuré à température ambiante [2].	42
23	Spectres d'absorption à température ambiante d'échantillon de GaAs massif et de puits quantiques GaAs/AlGaAs (10 nm/21 nm) [7].	42
24	Coefficient d'absorption d'un échantillon de 30 puits quantiques InGaAs/InP en fonction de l'énergie et pour quatre intensités incidentes différentes : 2 W/cm^2 (a), 20 W/cm^2 (b), 50 W/cm^2 (c) et 2000 W/cm^2 (d) [8].	43
25	Mesures expérimentales (cercle) et courbes d'ajustement (lignes) de la variation du coefficient d'absorption à température ambiante en fonction de l'intensité incidente pour un échantillon de GaAs massif (a) et un échantillon avec des puits quantiques GaAs/AlGaAs (b). Les mesures ont été réalisées avec une tâche focale ayant un diamètre de $5 \mu\text{m}$. La courbe en pointillés dans (b) représente la partie de l'absorption uniquement due au remplissage des bandes [7].	45
26	Coefficient d'absorption normalisé en fonction de l'intensité incidente normalisée à l'intensité de saturation, selon la loi de saturation de l'absorption à deux niveaux.	46
27	Spectre du coefficient d'absorption non-linéaire α_{NL} pour des puits quantiques InGaAs/InP (154 Å/160 Å) [8].	47

28	Variation de la transmission en fonction de l'angle de polarisation observé à $1,34 \mu\text{m}$ sur des puits quantiques InGaAs/InP d'épaisseur 5 nm [14].	48
29	Spectres du coefficient d'absorption (a) et de l'indice de réfraction (b) pour un puits quantique GaAs/AlGaAs ($L_{qw}=10$ nm) et pour différentes densités de porteurs N_c ($\times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) : < 0,05 (0), 3,4 (1), 6,3 (2), 9,7 (3), 21 (4), 44 (5), 92 (6) et 170 (7). L'énergie de pompe est à 1,52 eV. (d'après [22]).	49
30	Variations (en échelle logarithmique) en fonction de la dose d'irradiation et du type d'ion (H^+ et Ni^+) du temps de réponse de multi-puits quantiques InGaAs/InAlAs [34,38].	52
31	Schéma d'une microcavité Fabry-Perot formée de deux miroirs de réflectivité R_f et R_b , séparant un milieu de largeur L_{FP} , d'absorption α et d'indice de réfraction n . θ est l'angle d'incidence et δ le déphasage dans la cavité.	55
32	Spectres de réflexion typiques d'une microcavité Fabry-Perot. λ_{res} est la longueur d'onde de résonance, R_{min} le minimum de réflectivité de la résonance, $\Delta\lambda$ la largeur de la résonance et ISL l'intervalle spectral libre.	56
33	Fonction de transfert typique d'une microcavité Fabry-Perot contenant des absorbants saturables et utilisée en réflexion. L'intensité moyenne au niveau des puits I_{qw} est normalisée à l'intensité de saturation de l'absorption I_{sat} . R_{min} et R_{max} sont respectivement le minimum et le maximum de réflectivité, C et P_i sont respectivement le contraste et les pertes d'insertion, et I_c est l'intensité de commutation.	57
34	Réponse temporelle normalisée caractéristique du composant AS. τ_{cav} est le temps de réponse du composant AS déterminé à 1/e du maximum de la variation de réflectivité.	59
35	Principe d'utilisation du composant AS dans un environnement WDM. Chaque longueur d'onde est démultiplexée spatialement grâce à un réseau puis focalisée sur le composant. Les longueurs d'onde sont traitées individuellement par l'absorbant saturable, puis elles sont remultiplexées dans la fibre optique.	67
36	a) Finesse d'une microcavité Fabry-Perot en fonction du nombre de puits quantiques et pour plusieurs valeurs de R_b et R_f . b) Evolutions du contraste (courbes) et des pertes d'insertion (symboles) d'une cavité en fonction de la réflectivité du miroir arrière et pour plusieurs valeurs de N_{qw} et de R_f	68
37	Schéma d'une structure typique composée des six sous-structures : les miroirs arrière et avant, les deux couches de phase, la couche active et le substrat.	72
38	a) Schéma de principe d'un empilement de couches quart d'onde pour la réalisation d'un miroir de Bragg et b) spectres de réflectivité d'un miroir de Bragg InGaAlAs/InP ($\Delta n = 0,33$) ayant respectivement 10 (noir), 20 (rouge) et 30 (bleu) périodes. R_{max} est le maximum de réflectivité d'un miroir de Bragg pour un nombre de période donné. n_s est l'indice du substrat, n_0 est l'indice du milieu incident, n_h et n_b sont les indices des milieux de haut et bas indice respectivement.	73
39	a) Simulation de la distribution du champ d'intensité à 1550 nm dans un miroir hybride Ag+1,5x[SiO ₂ /TiO ₂]. La structure du miroir hybride (épaisseur + indice de chaque couche) est schématisée à l'aide des rectangles. b) Spectres de réflectivité d'un miroir métallique d'argent (courbe grise), d'un miroir hybride Ag+SiO ₂ (courbe rouge) et d'un miroir hybride Ag+1,5x[SiO ₂ /TiO ₂] (avec InP comme milieu incident).	75

40	Evolution de la réflectivité de miroirs de Bragg (carré) et de miroirs hybrides à base d'argent (cercle) en fonction du nombre de période et pour deux couples de matériaux $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ (symboles creux) et $\text{InP}/\text{InGaAlAs}$ (symboles pleins). Le milieu incident et le substrat sont constitués d' InP . . .	76
41	Rapport N_{eff}/N en fonction du nombre réel de puits quantiques N . Le centre de la couche active coïncide avec le maximum d'intensité. $L_{qw} = 17$ nm, $n_{cav} = 3,3$ et $\lambda = 1550$ nm.	78
42	Classification et composition des structures AS étudiées au cours de cette thèse.	83
43	Simulations des réponses spectrales linéaires des structures MD7, HD7a et BD7, à l'état bloquant (a) et à l'état passant (b). La composition du miroir hybride de HD7a est $\text{Ag}+[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2/\text{SiO}_2]$	83
44	Résultats des simulations de réponse spectrale linéaire obtenues avec GRE-FLEC pour l'ensemble des structures étudiées. a) contraste (C) de commutation en fonction des pertes d'insertion (P_i), à la longueur d'onde de résonance et b) Bande passante ($BP_{1/2}$) en fonction de la finesse. Les deux zones colorées représentent respectivement les valeurs de (C) et de (P_i) correspondant aux caractéristiques recherchées (a) et les structures les plus prometteuses pour un fonctionnement WDM avec une faible énergie de commutation (b).	84
45	Simulations en 3 dimensions et en 2 dimensions de la diffusion thermique pour la structure HD3 avec report par brasure sur un substrat de Si (graphes a et b) et en absence de substrat (graphes c et d). La puissance absorbée est de 20 mW et une tâche focale d'un diamètre de $4,5 \mu\text{m}$ à $1/e^2$ du maximum d'intensité.	85
46	Réflectance du miroir arrière R_b en fonction de la résistance thermique effective R_{th} calculée avec THERMSIM. Les simulations thermiques ont été réalisées avec un waist à $1/e^2$ de $2 \mu\text{m}$ et une absorption à 100 % dans la couche active.	86
47	a) Schéma de la pré-structure HD7 réalisée par épitaxie EPVOM. La structure a été réalisée à « l'envers » afin d'anticiper l'étape du report de substrat. b) Spectre de photoluminescence mesuré sur une pré-structure à 7 puits quantiques $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$	89
48	Coupe transverse d'un miroir hybride $\text{Ag}/\text{Al}_2\text{O}_3$ prise au microscope électronique à balayage. L'image a été prise sur la structure HD3-(M3) reportée sur Si par brasure Au-In. La position des puits quantiques est représentée par les deux lignes blanches en pointillé.	91
49	Diagramme de phase du système Au-In. La zone colorée montre l'alliage formé par la brasure SLID. Le trait en pointillé bleu montre la composition massique en indium que nous avons utilisé pour réaliser la brasure SLID. . .	93
50	Schéma du procédé utilisé pour la réalisation de la brasure SLID Au-In. a) dépôt des différentes couches métalliques et b) microcavité solidement reportée sur le nouveau substrat hôte grâce au joint de brasure polycristallin $\text{AuIn}/\text{AuIn}_2$	94
51	Caractérisations linéaires des spectres de réflectivité de la structure HD7a-(A5) après retrait du substrat d'origine (trait continu gris clair), après gravure humide sélective de la couche d'arrêt (trait continu noir) et après dépôt du miroir avant (trait en pointillé bleu).	96

- 52 a) Coupe transverse de la structure HD7a-(A3) prise au microscope électronique à balayage. La position des puits quantiques est représentée par les deux lignes blanches en pointillé. b) Photo du composant HD4-(J2) posé près d'une règle graduée en centimètre. La couleur verte provient de la réflectivité du miroir de Bragg avant $2x[\text{SiO}_2/\text{TiO}_2]$ 97
- 53 Spectres optiques expérimentales (courbes en pointillé rouge) et simulés (courbes noires) des structures MD7-(AA2) (a) et HD4-(J4) (b) respectivement. 98
- 54 Valeurs expérimentales (bâtonnets rouge) et numériques (bâtonnets en pointillé noir) de la bande passante $BP_{1/2}$ pour chaque structure. Les valeurs expérimentales sont une moyenne de plusieurs composants pour une structure donnée. 98
- 55 Schéma du montage expérimental de mesures pompe-sonde dégénéré en espace libre. 107
- 56 Variation de la réflectivité ΔR en fonction du retard δt entre les impulsions pompes et les impulsions sondes. Les données expérimentales ont été obtenues par mesures pompe-sonde sur la structure MS7-(C13) irradiée avec une dose de $4.10^{11} \text{ cm}^{-2}$. La courbe rouge montre l'ajustement des données par une fonction mono-exponentielle décroissante avec un temps caractéristique égal à 4 ps. 108
- 57 Schéma du montage expérimental tout-fibré de mesures des fonctions de transfert. 1, 2 et 3 représentent les entrées et sorties du circulateur optique. Les flèches rouges montrent le trajet suivi par le faisceau laser. 109
- 58 a) spectre d'émission du laser Pritel mesuré à l'analyseur de spectre optique. b) signal d'autocorrélation du laser Pritel mesuré à l'autocorrélateur. 110
- 59 Réflectance en fonction de la fluence incidente. Cette fonction de transfert a été obtenue à partir de la structure HD7b-(AD1). La courbe en pointillé noir montre l'ajustement des données par une fonction semi-empirique. 111
- 60 a) Résultats numériques de la densité de porteurs N_c (normalisée à N_t) en fonction du temps (normalisé à τ) pour trois durées Δt d'impulsion différentes. $\Delta t=10 \tau$ (courbe verte), $\Delta t=1 \tau$ (courbe en pointillé bleu) et $\Delta t=0,1 \tau$ (courbe rouge). b) Evolution du temps caractéristique de décroissance t_{ca} de la densité de porteurs (défini à 1/e du maximum de N_c) pour la structure MS7 en fonction de la durée Δt et de l'intensité crête \hat{I}_0 des impulsions incidentes (en échelle logarithmique). Les temps sont normalisés à τ et les intensités à $I_1=(N_t h\nu)/\tau$. L'impulsion incidente est centrée à $t=0$. 115
- 61 a) Evolutions de la densité de porteurs N_c (courbe en pointillé rouge) et de la réflectivité $R(N_c)$ (courbe bleue) de la structure MS7 en fonction du temps, pour une impulsion de valeur crête $\hat{I}_0=6I_1$ et de largeur $\Delta t=0,1\tau$ (courbe grise). b) Rapport entre le temps caractéristique de la densité de porteurs $t_{ca}(N_c)$ et de celui de la réflectivité $t_{ca}(R[N_c])$ pour la structure MS7 en fonction de Δt et de \hat{I}_0 . Les temps sont normalisés à τ et les intensités à $I_1=(N_t h\nu)/\tau$. $t_{ca}(R[N_c])$ est déduit à 1/e de la valeur maximale des courbes normalisées entre 0 et 1. 116

- 62 a) Résultats numériques du calcul de l'intensité réfléchie (courbes noires) par la structure HD7a en fonction du temps (normalisé à τ), pour deux intensités crêtes \hat{I}_0 différentes et pour deux durées Δt d'impulsion, $\Delta t = 0,1 \tau$ pour le graphe principal et $\Delta t = 10 \tau$ pour la sous-figure. Les intensités sont normalisées à l'intensité incidente (courbes en pointillé rouge). b) Rapport de la largeur à mi-hauteur de l'intensité réfléchie $\Delta t(I_r)$ par la structure HD7a, sur celle incidente $\Delta t(I_{inc})$ en fonction de $\Delta t(I_{inc})$ et de \hat{I}_0 . $I_1 = (N_t h \nu) / \tau$ 117
- 63 Evolution de la réflectivité effective R_{eff} de la structure HD7a en fonction de la durée Δt des impulsions incidentes et de l'intensité crête \hat{I}_0 . $I_1 = (N_t h \nu) / \tau$ 117
- 64 a) Fonctions de transfert de la microstructure HD3 (courbes noires) pour une impulsion incidente de durée $\Delta t = 0,1 \tau$. La courbe rouge montre l'évolution du coefficient d'absorption η (normalisée à l'absorption initiale η_0) en fonction de la fluence incidente. b) Evolution des fluences de commutation (courbes noires) et de saturation (courbe rouge) en fonction de la durée des impulsions incidente. Pour les deux figures, la courbe noire et celle en pointillé noir correspondent respectivement aux résultats pour une impulsion de profil spatial Gaussien et de profil spatial uniforme. 118
- 65 Modification de la structure de bandes d'un semi-conducteur massif III-V en fonction de la contrainte biaxiale ε dans le plan des couches. 120
- 66 Résultats des mesures de photoluminescence excitation des puits quantiques à basse température (2 K) réalisés pour trois valeurs de contrainte différentes : -0,05 % (courbe noire), -0,54 % (courbe rouge) et -1,04 % (courbe bleue). 121
- 67 a) Schéma d'une cavité semi-infinie réalisée pour la caractérisation des puits quantiques contraints. I_0 et I_r sont respectivement les intensités incidente et réfléchie. b) Fonction de transfert obtenue avec l'échantillon 31885 (contrainte de -1,04 %), à la longueur d'onde de l'absorption excitonique. 122
- 68 Résultats des mesures de l'absorbance des puits quantiques contraints en fonction de la contrainte. L'incertitude est déduite des résultats de l'ajustement des fonctions de transfert. 124
- 69 Valeurs expérimentales de la densité de porteurs N_t à la transparence (en échelle logarithmique) en fonction de la contrainte des puits. L'incertitude est déduite des résultats de l'ajustement des fonctions de transfert. 125
- 70 a) Résultats des mesures pompe-sonde obtenus pour trois doses d'irradiation différentes : $2,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (carrés noirs), $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (cercles rouges) et $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (triangles gris). b) Résultats des mesures pompes-sondes obtenus sur les structures MS7 (carrés) et BD7 (cercles), irradiées à $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Les courbes montrent les résultats numériques obtenus pour les deux même structures et avec les paramètres suivants : $\eta_0 = 0,77 \%$, $N_t = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\Delta t = 1 \text{ ps}$, $\tau = 5,5 \text{ ps}$, $\hat{I}_0 = 50 I_1$ et $w_0 = 4,5 \mu\text{m}$ 126
- 71 Valeurs moyennes des temps de réponse (carrés) mesurées par pompe-sonde et estimation du temps de relaxation des porteurs (cercles) en fonction de la dose d'irradiation. 126

- 72 a) Fonctions de transfert pour les structures HD7a-(A5) (carré noirs) et MD7-(G1) (cercles rouges). Les longueurs d'onde de résonance de ces deux structures sont respectivement à 1547 nm et à 1550 nm. b) Fonctions de transferts pour la structure HS7a avec trois longueurs d'onde différentes de résonance : 1550 nm (triangles bleus), 1548 nm (cercles rouges) et 1541 nm (carrés noirs). Toutes les mesures ont été réalisées avec une longueur d'onde de laser à 1552 nm. 127
- 73 a) Fonctions de transfert de trois structures ayant un nombre différent de puits quantiques : 28 puits (Gen 1), 9 puits (MS9-P3I) et 3 puits (MD3-K2). b) Evolution de la fluence de saturation F_s en fonction du facteur d'exaltation β_s défini à $\eta_0/2$ 128
- 74 a) Valeurs expérimentales de la fluence de commutation F_c en fonction du facteur d'exaltation β_s à $\eta_0/2$. b) Valeurs expérimentales (symboles pleins) et numériques (symboles barrés) du contraste en fonction des pertes d'insertion. La zone colorée indique les valeurs de contraste et celles des pertes d'insertion correspondant aux caractéristiques recherchées. Les mesures ont été faites à la longueur d'onde de résonance et pour chaque type de structure, seuls les résultats du composant donnant les meilleures performances ont été reportés. 129
- 75 Schéma du montage expérimental tout-fibré pour la mesure de la résistance thermique effective. 1, 2 et 3 représentent les entrées et sorties du circulateur optique. Les flèches rouges montrent le chemin suivi par le faisceau laser. Le terme OSA représente un analyseur de spectres optiques et la source blanche provient de l'émission spontanée d'un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA). 136
- 76 Spectres de réflexion des structures MS7-C12 (courbes noires) et HS7a-CC2 (courbes rouges) pour trois puissances incidentes différentes, respectivement -13 dBm, 10,2 dBm et 16 dBm. 137
- 77 Variations de la longueur d'onde de résonance λ_{res} de la structure BD7- β_2 en fonction de la puissance incidente P_{in} et pour quatre températures de substrat T_0 différentes. 139
- 78 Variations de la longueur d'onde de résonance λ_{res} et de la température des puits quantiques T_{qw} en fonction de la puissance absorbée P_{abs} pour trois structures différentes, respectivement HS7a-CA1, HD3-M3 et MD7-G3. Ces trois structures présentent une valeur de $d\lambda_{res}/dT$ identique et égale à 0,1 nm/K. 140
- 79 Valeurs moyennes expérimentales de la résistance thermique effective R_{th} pour chaque type de structure étudiée. L'axe des abscisses indique la constitution du miroir arrière. Les valeurs expérimentales ont été mesurées à température ambiante, $T_0=20^\circ\text{C}$ 140
- 80 Valeurs expérimentales (symbole pleins) et numériques (symboles creux) de la résistance thermique effective R_{th} de chaque type de structure en fonction de la valeur théorique de la réflectivité R_b du miroir arrière. Les valeurs expérimentales ont été mesurées à température ambiante ($T_0=20^\circ\text{C}$). 142

- 81 Spectres numériques de l'absorption non-linéaire dans les puits quantiques à base d'InGaAs en fonction de la longueur d'onde λ_{in} et de la densité de porteurs N_c . La longueur d'onde centrale de l'absorption excitonique a été fixée à 1555 nm. 145
- 82 Spectres optiques expérimentaux (courbes noires) et numériques (courbes grises en pointillé) de la structure MS7-C3 pour respectivement différentes valeurs de fluences incidentes F_{in} et de densités de porteurs N_c . Les valeurs de $d\delta/d\lambda$ et de $d\delta/dN_c$ sont 0,006 rad/nm et 2.10^{-14} rad.cm² respectivement. Ces résultats ont été obtenus à 300 K et avec $\lambda_{res}=1553$ nm. 145
- 83 a) Evolutions de la réflectivité de la structure à l'état bloquant R_0 et à l'état passant R_1 en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} . b) Evolutions du contraste C et de la longueur d'onde de résonance λ_{res} pour la même structure en fonction de la puissance incidente P_{in} . La résistance thermique de la structure à été fixée à 1000 K/W et le facteur de remplissage du signal incident à 0,1. 149
- 84 Evolutions de R_0 (a), R_1 (a) et C (b) en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} , et pour trois valeurs différentes de R_{th} , respectivement 1000 K/W (courbes noires), 3000 K/W (courbe en pointillés rouges) et 7000 K/W (courbes à pointillés bleues). ρ a été fixé à 0,1. 150
- 85 Evolutions de R_0 (a), R_1 (a) et C (b) en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} , et pour trois valeurs différentes du facteur de remplissage ρ , respectivement 0,05 (courbes noires), 0,1 (courbe rouges) et 0,5 (courbes bleues). La résistance thermique de la structure à été fixée à 1000 K/W. . . . 151
- 86 Evolutions du contraste C en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} , et pour trois valeurs différentes de la longueur d'onde incidente λ_{in} , respectivement 1547 nm (courbes noires), 1550 nm (courbe en pointillés rouges) et 1553 nm (courbes en pointillés bleues). Dans chaque cas, la résistance thermique effective de la structure à été fixée soit à 1000 K/W (a), soit à 7000 K/W (b). ρ est égal à 0,1. 152
- 87 Schéma du montage expérimental utilisé pour l'étude des effets thermo-optiques à 10 Gbits/s et 40 Gbits/s. 153
- 88 Résultats expérimentaux (symboles) et numériques (courbes en pointillés) obtenus à partir de la structure BD7-(β 2). Le graphe de gauche (a) et celui de droite (b) montrent respectivement les évolutions des réflectivités à l'état bloquant R_0 (illumination par un bit « 0 ») et à l'état passant R_1 (illumination par un bit « 1 »), et l'évolution du contraste C en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} et pour deux valeurs différentes du facteur de remplissage ρ (0,1 et 0,25). Ces résultats ont été obtenus à 10 Gbits/s, avec une température de substrat T_0 égale à 300 K, une longueur d'onde de pompe à 1549 nm et une longueur d'onde de travail λ_{in} égale à la longueur d'onde de résonance λ_{res} à puissance incidente nulle. 154

- 89 Résultats expérimentaux (symboles) et numériques (courbes en pointillés) obtenus à partir de la structure MS7-(C8). Le graphe de gauche (a) et celui de droite (b) montrent respectivement les évolutions des réflectivités à l'état bloquant R_0 et à l'état passant R_1 , et l'évolution du contraste C en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} et pour trois valeurs différentes du facteur de remplissage ρ (0,1, 0,25 et 0,05). Ces résultats ont été obtenus à 10 Gbits/s, avec une température de substrat T_0 égale à 300 K, une longueur d'onde de pompe à 1554 nm et une longueur d'onde de travail λ_{in} de 3,5 nm supérieure à la longueur d'onde de résonance λ_{res} à puissance incidente nulle. 155
- 90 Résultats expérimentaux (symboles) et numériques (courbes en pointillés) obtenus à partir de la structure HD7b-(AD1). Le graphe de gauche (a) et celui de droite (b) montrent respectivement les évolutions des réflectivités R_0 et R_1 , et l'évolution du contraste C en fonction de la puissance moyenne incidente P_{in} et pour deux valeurs différentes de λ_{in} , 1546 nm (carrés) et 1557 nm (cercles) – les longueurs d'onde de pompe sont respectivement à 1557 nm et 1556 nm. Ces résultats ont été obtenus à 10 Gbits/s, avec une température de substrat T_0 égale à 300 K et un facteur de remplissage de 0,25. λ_{res} est égale à 1546 nm. 157
- 91 Valeurs expérimentales (symboles) et numériques (courbes en pointillés) du contraste obtenues à partir de la structure HD7b-(AD1) à 10 Gbits/s (symboles pleins) et à 40 Gbits/s (symboles creux) et pour diverses valeurs de λ_{in} . Les couples de valeurs pour $\lambda_{sonde}/\lambda_{pompe}$ sont 1546 nm/1557 nm ; 1547 nm/1555 nm ; 1555 nm/1552 nm et 1557 nm/1556 nm. La température de substrat T_0 est égale à 300 K et le facteur de remplissage est de 0,25. . . 158
- 92 Schéma du montage expérimental utilisé pour l'étude de l'amélioration du taux d'extinction à 160 GHz. **EDFA** symbolise l'amplificateur à fibre dopée erbium et **SHG-FROG** l'analyseur des profils d'intensité et de phase des impulsions. 164
- 93 Traces d'autocorrélation du train d'impulsion à 160 GHz après réflexion sur le composant et pour plusieurs puissances moyennes incidentes (P_{AS}). La courbe en traits pointillés montre la courbe de référence. 166
- 94 a) Résultats SHG-FROG : intensités et phases du train d'impulsions à 160 GHz en entrée de l'échantillon MD7-(G4) (référence miroir d'argent en traits pointillés) et en sortie (trait continu) pour une puissance moyenne incidente de 20,3 dBm. b) Amélioration du contraste de la fonction d'autocorrélation en fonction de la longueur d'onde (graphe supérieur) et puissance moyenne optimale à l'entrée du composant en fonction de la longueur d'onde du laser (graphe inférieur). 167
- 95 Schéma du montage expérimental utilisé pour l'étude de la remise en forme de signaux à 160 Gbits/s. **Att.** symbolise l'atténuateur, $\Delta\tau$ la ligne à retard, **EDFA** l'amplificateur à fibre dopée erbium et **SA** le composant à absorbants saturables. 168

- 96 a) Fonctions d'autocorrelation du signal à 160 Gbits/s réfléchi par la structure MD7-(G4) pour plusieurs puissances moyennes incidentes. (1) signal de référence, (2) 60 mW, (3) 70 mW, (4) 80 mW. b) Amélioration du taux d'extinction (cercles) et proportion de l'énergie E_r (étoiles) contenue dans les impulsions fantômes sur l'énergie totale en fonction de la puissance moyenne incidente. La valeur initiale de E_r est de 10,5 %. 168
- 97 Fonctions d'autocorrelation du signal à 160 Gbits/s en entrée (cercles) et sortie (courbes) de la structure MD7-(G4), et pour deux valeurs initiales de E_r , respectivement $E_r=3,7\%$ (graphe a) et $E_r=19,6\%$ (graphe b). Après réflexion sur le composant, les valeurs de E_r sont respectivement de 0,5 % et 3,4 %. 169
- 98 a) Réponse non-linéaire de la structure MD7-(G4) montrant le rapport d'énergie E_r en sortie en fonction de sa valeur en entrée du composant. b) Position de la longueur d'onde de résonance en fonction de la longueur des mots constituant le signal à 160 Gbits/s. 170
- 99 Schéma de la boucle de recirculation à pas de régénération variable. Le régénérateur 2R est composé d'un SOA couplé à un composant à absorbants saturables (structure HD7b-AD1). 173
- 100 a) Evolutions du taux d'erreurs binaires (BER) en fonction de la distance de propagation et pour différentes longueurs du pas de régénération, 100 km (carrés), 200 km (cercles creux) et 300 km (triangles creux). Les triangles pleins montrent l'évolution du BER en l'absence de régénération. b) Amélioration de la distance de propagation pour un BER de 1.10^{-8} en fonction de la longueur du pas de régénération. 174
- 101 Amélioration de la distance de propagation pour un BER de 1.10^{-8} en fonction de la longueur d'onde du signal transmis à 10 Gbits/s. Le pas de régénération a été fixé à 100 km. 175
- 102 Schéma de la bouche courte de recirculation. Le régénérateur 2R est composé d'un composant à absorbants saturables et d'une fibre de compression associée à un filtre passe-bande. 176
- 103 Evolutions du taux d'erreur binaire (TEB) d'un signal RZ (33 %) non-régénéré (courbes roses avec carrés) et régénéré (courbes bleues avec triangles) en fonction du nombre de tours dans la boucle courte et du temps de réponse du composant à absorbants saturables, respectivement (a) de 1 ps (structure MS7-C8) et (b) de 4 ps (structure MS7-C9). c) Evolutions du TEB avec la structure MS7-C8 pour un signal CS-RZ (66 %). La puissance en ligne est de -5 dBm 177
- 104 a) Evolutions du taux d'erreur binaire (TEB) d'un signal CS-RZ (66 %) non-régénéré (carrés) et régénéré (triangles) à l'aide de la structure MS7-C8 ($\tau_{cav} = 1$ ps) en fonction du nombre de tours dans la boucle longue et pour une puissance en ligne de -1 dBm. b) Distance parcourue avec le même composant et pour un TEB de 1.10^{-7} en fonction de la puissance en ligne, avec (triangles) et sans (carrés) régénération. 178

Liste des tableaux

1	Exemples de mesures expérimentales du coefficient d'absorption non-linéaire α_{NL}	47
2	Principaux problèmes et solutions retenues pour la réalisation d'un composant à base d'absorbants saturables pour la régénération tout-optique.	60
3	Caractéristiques techniques idéales du composant AS, définies dans le cadre du projet RNRT-ASTERIX, pour un fonctionnement efficace dans des conditions réelles d'utilisation.	66
4	Solutions retenues pour l'optimisation du composant à absorbants saturables.	70
5	Entrées et sorties du programme GREFLEC.	71
6	Entrées et sorties du programme THERMSIM.	71
7	Composition et réflectivité théorique R_b des miroirs utilisés pour la réalisation du miroir arrière des structures AS.	76
8	Indices complexes de réfraction χ et conductivités thermiques κ des matériaux à notre disposition pour la réalisation des miroirs et des couches de phases de nos structures. Les caractéristiques optiques et thermiques des diélectriques dépendent de la méthode et des paramètres de dépôt. Valeurs à température ambiante et pour une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$	77
9	$N_{eff} = f(N)$	78
10	Matériaux à notre disposition pour la réalisation des puits quantiques. Pour chaque type de puits quantiques sont indiquées l'absorbance η par puits quantique et la densité de porteurs à la transparence N_t	78
11	Composition et réflectivité théorique R_f des miroirs de Bragg utilisés pour la réalisation du miroir avant des structures AS.	81
12	Conductivités thermiques κ à 300 K des différents substrats de report à notre disposition.	81
13	Précurseurs utilisés pour l'épitaxie des structures.	88
14	Doses d'irradiation et temps de réponse des cavités attendus [39]. Irradiations aux ions Ni^{6+} (10,6 MeV).	90
15	Caractéristiques des échantillons réalisés pour l'étude des puits contraints. λ_x correspond à la longueur d'onde d'absorption excitonique.	121
16	Résultats des mesures non-linéaires obtenus sur les échantillons à puits quantiques contraints. Les mesures ont été réalisées à la longueur d'onde de l'absorption excitonique.	123

17	Valeurs des paramètres de la structure fictive utilisées pour les exemples numériques des effets thermo-optiques.	148
18	Valeurs utilisées pour les divers paramètres du modèle décrivant les effets thermo-optiques. Ces valeurs correspondent respectivement aux structures MS7, BD7 et HD7b.	156

Liste des abréviations

Constantes

\hbar	= $h/2\pi$ (constante de Planck réduite).
π	nombre pi = 3,14159.
1 eV	= $1,602176 \cdot 10^{-19}$ J.
1 Torr	= 1,33 mbar = 133,3 Pa.
c	= $2,997924 \cdot 10^8$ m s ⁻¹ (célérité de la lumière dans le vide).
e	= $1,602176 \cdot 10^{-19}$ C (charge de l'électron).
h	= $6,626068 \cdot 10^{-34}$ J .s (constante de Planck).
k_B	= $1,380650 \cdot 10^{-23}$ J.K ⁻¹ (constante de Boltzmann).

Symboles mathématique

$\Delta\alpha$	Variation de l'absorption.
Δn	Variation de l'indice de réfraction.
ΔR	Variation de la réflectivité.
Δt	Largeur temporelle à mi-hauteur.
ΔT	Variation de la température.
$\Delta\lambda$	Largeur spectrale à mi-hauteur.
$\Gamma[t]$	Fonction d'Heaviside.
α_b	Coefficient d'absorption bande à bande.
α_x	Coefficient d'absorption excitonique.

α_0	Coefficient d'absorption sous intensité nulle.
α_{NL}	Coefficient d'absorption non-linéaire.
α_{ins}	Coefficient d'absorption résiduelle non saturable.
α	Coefficient d'absorption linéaire.
β_s	Facteur d'exaltation à l'intensité de saturation.
β	Facteur d'exaltation.
χ	Susceptibilité.
δ_{miroir}	Déphasage due aux miroirs.
δ	Déphasage.
η_0	Absorbance par puits quantiques sous intensité nulle.
η	Absorbance par puits quantiques.
λ_x	Longueur d'onde centrale de l'absorption excitonique.
λ_{in}	Longueur d'onde du signal incident.
λ_{res}^m	Longueur d'onde de résonance d'ordre m .
λ	Longueur d'onde.
ν	Fréquence.
ρ	Facteur de remplissage du signal incident.
τ_{bit}	durée d'un bit.
τ_{cav}	Temps de réponse de la cavité Fabry-Perot.
τ	Temps de recombinaison des porteurs.

θ	Angle d'incidence.	f_c	Probabilité d'occupation dans la bande de conduction.
ε	Contrainte biaxiale.	f_r	Taux de répétition du signal incident.
f	Finesse d'une cavité Fabry-Perot.	f_v	Probabilité d'occupation dans la bande de valence.
w_0	Diamètre du spot à $1/e^2$ du maximum.	F_0	FLuence de l'impulsion.
δt	Retard.	F_{sat}	Fluence de saturation de l'absorption.
\vec{k}	Vecteur d'onde.	I	Intensité du champ optique.
$\langle \sigma_i \rangle$	Variance des amplitudes "0" ou "1".	I_1	Intensité de saturation de l'absorption excitonique.
$\langle I_i \rangle$	Moyenne des amplitudes "0" ou "1".	I_2	Intensité de saturation de l'absorption bande à bande.
A	Atténuation linéaire.	I_b	Intensité incidente sur le miroir arrière.
A_r	Contribution des recombinaisons non-radiatives.	I_c	Intensité de commutation.
B	Contribution des recombinaisons radiatives.	I_r	Intensité réfléchie.
BER	Bit Error Rate.	I_{cav}	Intensité moyenne dans la cavité Fabry-Perot.
BP _{1/2}	Bande passante à $(R_{min}+R_{max})/2$.	I_{in}	Intensité incidente.
C	Contraste.	I_{max}	Maximum d'intensité intracavité.
C_r	Contribution des recombinaisons Auger.	I_{qw}	Intensité moyenne au niveau des puits quantiques.
D	Dispersion chromatique.	I_{sat}	Intensité de saturation de l'absorption.
E	Energie de l'impulsion.	Im(χ)	Valeur imaginaire de l'indice complexe.
E_c	Energie de commutation.	ISL	Intervalle Spectral Libre.
E_g	Energie du gap.	L	Longueur.
E_n	Energie des transitions dans un puits quantique.	L_p	Epaisseur de la couche de phase.
E_R	Proportion de l'énergie totale.	L_{FP}	Epaisseur de la cavité Fabry-Perot.
E_{Fc}	Quasi-niveau de Fermi de la bande de conduction.	L_{qw}	Epaisseur d'un puits quantique.
E_{Fv}	Quasi-niveau de Fermi de la bande de valence.	m^*	Masse réduite.
$E_{e,h}$	Energie d'un trou ou d'un électron dans un puits quantique.	min	minute.
E_{in}	Energie incidente.	N	Nombre de puits quantique.
ER	Amélioration du taux d'extinction.	n	Indice de réfraction linéaire.
F_c	Fluence de commutation.		

n_2	Coefficient non-linéaire de réfraction.
N_b	Nombre entier de bit par mot.
N_c	Densité de porteurs.
N_t	Densité de porteurs à la transparence.
n_{NL}	Indice de réfraction non-linéaire.
n_{cav}	Indice moyen de réfraction intra-cavité.
N_{eff}	Nombre de puits quantique efficace.
P_b	Puissance absorbée par le miroir arrière.
p_i	Pertes d'insertion.
P_{abs}	Puissance absorbée.
P_{cre}	Puissance crête des impulsions.
P_{in}	Puissance optique incidente.
P_{qw}	Puissance absorbée par les puits quantiques.
P_{sat}	Puissance de saturation de l'absorption.
P_{seuil}	Puissance seuil.
P_s	Puissance optique de sortie.
Q_a	Facteur de qualité en amplitude.
r	valeur radiale.
R	Reflectance.
R_0	Réfectance entre deux impulsions (état bloquant).
R_1	Réfectance lors du passage d'une impulsion (état passant).
R_b	Réfectance du miroir arrière.
R_{eff}	Coefficient de réflexion effectif.
R_f	Réfectance du miroir avant.
R_{max}	Réfectance maximale.

R_{min}	Réfectance minimale.
R_{th}	Résistance thermique.
$Re(\chi)$	Valeur réelle de l'indice complexe.
T	Température.
t	Temps.
T_0	Température du substrat.
T_{qw}	Température de la zone active.
TE	Taux d'extinction.
z	Cote.
\hat{I}_0	Valeur crête de l'intensité.

Acronymes

2R	Reamplification and Reshaping.
3R	Reamplification, Reshaping and Retiming.
AS	Absorbants Saturables.
ASE	Amplified Spontaneous Emission.
ASTERIX	Absorbants Saturables pour la régénération TE-Rabbits multipleXée en longueurs d'onde.
ASTRE	Absorption SaTurable pour la REgénération asynchrone à haut-débit dans les systèmes WDM.
BD	Structure miroir arrière Bragg semiconducteur - miroir avant Bragg diélectrique.
CS-RZ	Carrier-Suppressed Return-to-Zero signal format.
DPSK	Differential Phase Shift Keying.
EAM	ElectroAbsorption Modulators.
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier.
EJM	Epitaxie par jets moléculaire.

kg	Kilogramme.
km	Kilomètre.
l	Litre.
m	Mètre.
mbar	millibar.
MeV	MégaelectronVolt.
meV	MillielectronVolt.
MHz	Megahertz.
min	Minute.
mm	Millimètre.
MPa	Megapascal.
ms	Milliseconde.
MV	MegaVolt.
mW	Milliwatt.
nm	Nanomètre.
Pa	Pascal.
pJ	Picojoule.
ps	Picoseconde.
s	Seconde.
Tbits	Terabits.
THz	Terahertz.
Torr	Torr.
W	Watt.

Divers

a-Si	Silicium amorphe.
Ag	Argent.
Al	Aluminium.
As	Arsenic.
Au	Or.
Be	Béryllium.
C	Carbone.
Cr	Chrome.

Cu	Cuivre.
Eq.	Equation.
Eqs.	Equations.
F	Fluor.
Fe	Fer.
Fig.	Figure.
Figs.	Figures.
Ga	Gallium.
Ge	Germanium.
H	Hydrogène.
He	Hélium.
In	Indium.
N	Azote.
Ni	Nickel.
O	Oxygène.
P	Phosphore.
S	Soufre.
Sb	Antimoine.
Si	Silicium.
Tab.	Tableau.
Ti	Titane.
Y	Yttrium.